

Министерство образования и науки Российской Федерации  
Федеральное государственное бюджетное образовательное  
учреждение  
высшего профессионального образования  
«Томский государственный университет систем управления и  
радиоэлектроники»

Кафедра электронных приборов

## **ОПТИЧЕСКИЕ И АКУСТООПТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ ОБРАБОТКИ ИНФОРМАЦИИ**

Учебное пособие  
для студентов направлений подготовки  
«Электроника и микроэлектроника», «Электроника и  
наноэлектроника», «Фотоника и оптоинформатика»,

2012

## **Башкиров, Александр Иванович**

Оптические и акустооптические системы обработки информации\_ = Основы технологии оптических материалов и изделий: учебное пособие для студентов направлений «Электроника и микроэлектроника», «Электроника и наноэлектроника», «Фотоника и оптоинформатика» / А.И. Башкиров; Министерство образования и науки Российской Федерации, Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, Кафедра электронных приборов. - Томск : ТУСУР, 2012. - 100 с.

В пособии изложены физические основы анализа и синтеза когерентных оптических систем, рассмотрены различные оптические и акустооптические устройства обработки информации.

Учебное пособие предназначено для студентов направлений подготовки «Электроника и микроэлектроника», «Электроника и наноэлектроника», «Фотоника и оптоинформатика».

© Башкиров Александр Иванович, 2012

Министерство образования и науки Российской Федерации  
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение  
высшего профессионального образования  
«Томский государственный университет систем управления и  
радиоэлектроники»

Кафедра электронных приборов

УТВЕРЖДАЮ

Зав.кафедрой ЭП

\_\_\_\_\_ С.М. Шандаров

« \_\_\_\_ » \_\_\_\_\_ 2012 г.

## **ОПТИЧЕСКИЕ И АКУСТООПТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ ОБРАБОТКИ ИНФОРМАЦИИ**

Учебное пособие

для студентов направлений подготовки  
«Электроника и микроэлектроника», «Электроника и наноэлектроника»,  
«Фотоника и оптоинформатика»

Разработчик

канд. физ.-мат. наук, доц.каф.ЭП

\_\_\_\_\_ А.И. Башкиров

« \_\_\_\_ » \_\_\_\_\_ 2012 г

2012

## Содержание

Введение.....	5
1. Математический анализ линейных оптических систем.....	8
1.1. Двумерное преобразование Фурье.....	8
1.2. Преобразование сигнала линейной системой.....	13
1.3. Теорема выборки .....	17
2. Дифракция. Приближения Френеля и Фраунгофера.....	23
3. Пространственная фильтрация .....	29
3.1. Эксперименты Аббе — Портера .....	29
3.2. Фазово-контрастный метод Цернике.....	30
3.3. Когерентный оптический процессор, использующий методы пространственной фильтрации.....	32
3.4. Многоканальная фильтрация.....	36
3.5 Синтез пространственных фильтров .....	38
3.6. Фильтры Вандер-Люгта .....	39
3.7. Распознавание образов .....	48
4. Голографические корреляторы.....	56
4.1. Коррелятор Вандер Люгта .....	56
4.2. Корреляторы с взаимно модулированными Фурье-образами.....	59
4.3. Гетеродинный оптический коррелятор .....	63
4.4. Динамический голографический коррелятор .....	66
5. Волоконно-оптические системы передачи информации .....	71
5.1. Типовая модель волоконно-оптической системы передачи .....	72
5.2. Типы оптических волокон .....	75
5.3. Затухание и дисперсия в оптическом волокне .....	82
6. Акустооптические устройства обработки информации.....	88
6.1. Акустооптическое взаимодействие .....	89
6.2. Акустооптические устройства обработки радиосигналов .....	96
Список использованной литературы.....	99

## Введение

Книга является учебным пособием по оптическим, акустооптическим методам и системам обработки информации для студентов. Поскольку книга является учебным пособием, автор счел возможным использовать материалы, уже опубликованные в учебной и методической литературе. Основные источники приведены в списке использованной литературы [1-14].

Оптические методы обработки информации находят широкое применение при решении задач, связанных с обработкой больших объемов информации. К ним относятся:

1) изучение природных ресурсов по аэрокосмическим снимкам, распознавание объектов на фотографических изображениях и рентгеновских снимках, получаемых в медицине, биологии, ядерной физике и других областях. Большие объемы и высокая скорость поступления видеoinформации при космических исследованиях, вызвали необходимость разработки и создания оптоэлектронных систем регистрации, хранения и обработки космической видеoinформации;

2) многоканальная обработка электрических сигналов, получаемых в радиолокационных, акустических, сейсмических станциях для обнаружения движущихся объектов в воздухе, воде, для регистрации подвижек земной коры и предупреждения разрушительных последствий землетрясений;

3) создание оптических запоминающих устройств для записи, хранения и считывания информации в компьютерах, в системах автоматизированного проектирования.

Оптические методы позволяют производить как аналоговую, так и цифровую обработку информации. Наиболее исследованы возможности аналоговой оптической обработки информации. Когерентные аналоговые оптические вычислительные машины широко используются для решения специальных классов задач - обработка радиолокационных сигналов, спектральный и корреляционный анализ, распознавание образов. Характерной особенностью оптических аналоговых вычислительных машин является то, что все элементы информации на входе преобразуются в результирующий сигнал на выходе одновременно, благодаря чему до-

стигается высокая производительность. Однако к недостаткам таких вычислительных машин следует отнести ограниченную точность вычислений - порядка 1%.

Интерес к цифровой оптической обработке информации был вызван необходимостью преодоления тех проблем, с которыми столкнулась аналоговая оптическая вычислительная техника: малая точность вычислений и отсутствие гибкости, присущей электронной технике. В процессе развития этого направления был предложен ряд концепций построения оптоэлектронных вычислительных устройств, исследованы возможности создания соответствующей элементной базы, были разработаны перспективные оптические и оптоэлектронные логические элементы и функциональные узлы: трансфазор, волноводные логические элементы и схемы.

Трансфазор представляет собой оптический аналог электронного транзистора и является оптически бистабильным прибором, способным переключаться в одно из двух четко различимых состояний за время, измеряемое пикосекундами. Он имеет такие же малые размеры, как электронный транзистор. На основе трансфазора реализуется система логических элементов, из которых можно строить любые логические схемы и функциональные узлы вычислительных машин.

Кроме того, успехи интегральной оптики дают возможность создавать волноводные электрооптические переключатели и модуляторы. Волноводные элементы с помощью диэлектрических одномодовых волноводов могут быть связаны в комбинационные логические схемы.

Следует отметить, что успешно эксплуатируются голографические системы памяти, предназначенные для хранения информации, созданы образцы голографических запоминающих устройств для ЭВМ. Разработаны многоканальные волоконно-оптические линии связи с высоким быстродействием и большой пропускной способностью.

Таким образом, к преимуществам оптических методов обработки информации можно отнести:

1) *Большую информационную емкость.* Оптическое изображение является обычно функцией, как минимум, двух или трех независимых координат, в то время как электрический сигнал имеет лишь одну независимую переменную – время. Поэтому информационная емкость оптического сигнала в виде некоторого изображения, передаваемого за

время  $\Delta t$ , больше объема информации, передаваемого за это же время с помощью электрического сигнала;

2) *Возможность многоканальной обработки.* Так как оптическое изображение зависит от нескольких координат, то одна из них может служить в качестве независимой переменной, а вторая в качестве параметра, определяющего номер канала. В этом случае имеется возможность вести обработку информации параллельно по многим каналам;

3) *Высокое быстродействие.* Оптические системы обладают высоким быстродействием, так как теоретически скорость обработки определяется скоростью распространения света в среде, и обработка информации в оптической системе осуществляется за время прохождения света в этой системе. На практике, однако, время ограничивается скоростью ввода и вывода информации;

4) *Многофункциональность.* Применение оптических методов позволяет достаточно просто реализовать различные математические операции, в частности, операции умножения, интегрирования, преобразования Фурье, Френеля, вычисление функции вертки, корреляции и т.д.

# 1 Математический анализ линейных оптических систем

Свойство линейности позволяет значительно упростить математическое описание многих физических явлений. Линейные системы определяются тем, что их реакцию на какое-либо сложное воздействие можно выразить через отклики на некоторые элементарные воздействия. То есть, если воздействие можно представить в виде линейной комбинации элементарных воздействий, каждое из которых вызывает отклик известного вида, то полная ответная реакция может быть найдена в виде соответствующей линейной комбинации таких откликов.

В дальнейшем мы будем рассматривать оптические системы, использующие когерентное излучение, которое описывается в виде пространственного распределения поля комплексных амплитуд.

## 1.1 Двумерное преобразование Фурье

Анализ Фурье широко используется при изучении электрических цепей и теории сигналов, в этих случаях рассматриваются функции одной переменной (например, времени). При рассмотрении оптических систем мы будем использовать анализ Фурье функций двух независимых переменных (например, координат).

*Преобразование Фурье* (Фурье-образ, спектр Фурье или частотный спектр) функции двух независимых переменных  $g(x, y)$  определяется выражением

$$F\{g\} = G(f_x, f_y) = \int \int_{-\infty}^{\infty} g(x, y) \exp[-i2\pi(f_x x + f_y y)] dx dy, \quad (1.1)$$

где  $f_x$ ,  $f_y$  - две независимые переменные, которые обычно называют пространственными частотами.



Обратное преобразование Фурье функции  $G(f_x, f_y)$  определяется выражением

$$F^{-1}\{G\} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} G(f_x, f_y) \exp[i2\pi(f_x x + f_y y)] df_x df_y. \quad (1.2)$$

Из выражений (1.1), (1.2) видно, что математические операции прямого и обратного преобразований Фурье отличаются только знаком экспоненты в подынтегральном выражении.

Для существования интеграла (1.1) на функцию  $g(x, y)$  накладываются следующие ограничения:

1) функция  $g(x, y)$  должна быть абсолютно интегрируема на бесконечной плоскости  $x, y$ ;

2) функция  $g(x, y)$  должна иметь конечное число разрывов, максимумов и минимумов в пределах любого прямоугольника конечных размеров;

3) функция  $g(x, y)$  не должна иметь разрывов второго рода.

Из основного определения (1.1) преобразования Фурье вытекает ряд следствий, облегчающих нахождение Фурье-образов. Рассмотрим некоторые основные свойства преобразования, которые будут использоваться в дальнейшем для упрощения решения задач анализа.

1. Преобразование Фурье – есть линейная операция:

$$F\{\alpha \cdot g(x, y) + \beta \cdot h(x, y)\} = \alpha \cdot F\{g(x, y)\} + \beta \cdot F\{h(x, y)\}.$$

Это следует из линейности операции интегрирования, которой определяются Фурье-преобразования.

2. Теорема смещения.

Если  $F\{g(x, y)\} = G(f_x, f_y)$ , то

$$F\{g(x - a, y - b)\} = G(f_x, f_y) \exp[-i2\pi(f_x a + f_y b)],$$

то есть смещение функции в координатной области вызывает линейный фазовый сдвиг в области частот.

3. Свойство подобия (изменения масштаба).

Если  $F\{g(x, y)\} = G(f_x, f_y)$ , то

$$F\{g(ax, by)\} = \frac{1}{|ab|} G\left(\frac{f_x}{a}, \frac{f_y}{b}\right),$$

то есть растяжение координат в пространственной области  $(x, y)$  приводит к их сжатию в области частот  $(f_x, f_y)$  и к изменению амплитуды спектра.

4. Теорема Парсеваля.

Если  $F\{g(x, y)\} = G(f_x, f_y)$ , то

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |g(x, y)|^2 dx dy = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |G(f_x, f_y)|^2 df_x df_y.$$

Данная теорема является выражением закона сохранения энергии.

5. Теорема свертки.

Если

$$F\{g(x, y)\} = G(f_x, f_y) \text{ и } F\{h(x, y)\} = H(f_x, f_y),$$

то

$$F\left\{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} g(\xi, \eta) h(x - \xi, y - \eta) d\xi d\eta\right\} = G(f_x, f_y) H(f_x, f_y),$$

то есть Фурье-образ свертки двух функций равен произведению Фурье-образов соответствующих функций.

6. Теорема автокорреляции.

Если

$$F\{g(x, y)\} = G(f_x, f_y),$$

то

$$F \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} g(\xi, \eta) g^*(\xi - x, \eta - y) d\xi d\eta \right\} = |G(f_x, f_y)|^2,$$

аналогично

$$F \{ |g(\xi, \eta)|^2 \} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} G(\xi, \eta) G^*(\xi + f_x, \eta + f_y) d\xi d\eta.$$

Эта теорема есть частный случай теоремы свертки.

### 7. Интегральная теорема Фурье.

В точках, где функция  $g(x, y)$  непрерывна,

$$FF^{-1} \{g(x, y)\} = F^{-1}F \{g(x, y)\} = g(x, y).$$

Это означает, что последовательно произведенное прямое и обратное преобразование Фурье функции дает в результате исходную функцию.

Существуют функции, для которых условия существования интеграла (1.1) частично не выполняются. Например, двумерная  $\delta$  – функция Дирака, которая может применяться для описания идеализированного мощного точечного источника света, не удовлетворяет третьему условию, имея разрыв второго рода. В двумерном пространстве  $\delta$  – функцию можно определить таким образом

$$\delta(x, y) = \lim_{N \rightarrow \infty} N^2 \exp[-N^2 \pi(x^2 + y^2)], \quad (1.3)$$

(одно из многих определений, зависящих от формы импульса).

Определенная различными способами  $\delta$  – функция Дирака обладает следующими основными свойствами:

$$1) \quad \delta\{x, y\} = \begin{cases} \infty, & x = y = 0 \\ 0, & \text{в других точках} \end{cases},$$

она равна нулю во всех точках кроме начала координат, где  $\delta$  – функция стремится к бесконечности;

$$2) \int_{-\varepsilon}^{\varepsilon} \int \delta(x, y) dx dy = 1, \quad \text{для } \varepsilon > 0,$$

свойство, известное под названием условия нормировки;

$$3) \int_{-\infty}^{\infty} \int g(\xi, \eta) \delta(x - \xi, y - \eta) d\xi d\eta = g(x, y),$$

фильтрующее свойство  $\delta$  – функции;

$$4) \delta(ax, by) = \frac{1}{|a \cdot b|} \cdot \delta(x, y),$$

свойство подобия, которое можно доказать, воспользовавшись любым определением  $\delta$  – функции.

Для функций, которые, не удовлетворяют условиям существования интеграла (1.1), часто можно найти преобразование, если эти функции удастся определить как предел последовательности функций, поддающихся преобразованию Фурье. Преобразуя каждый член определяющей последовательности, мы получим соответствующую последовательность Фурье-образов, предел которой называют *обобщенным Фурье-образом* исходной функции. С обобщенными Фурье-образами можно обращаться точно так же, как с обычными. Для  $\delta$  – функции можно получить обобщенный Фурье-образ, как предел последовательности

$$F\{\delta(x, y)\} = \lim_{N \rightarrow \infty} \left\{ \exp \left[ \frac{-\pi(f_x^2 + f_y^2)}{N^2} \right] \right\} = 1, \quad (1.4)$$

откуда видно, что спектр  $\delta$  – функции постоянный во всем диапазоне изменения частот.

Многие функции двух независимых переменных являются функциями с разделяющимися переменными, которые можно записать в

виде произведения двух функций, каждая из которых зависит только от одной независимой переменной, например

$$g(x, y) = g_x(x)g_y(y).$$

Функциями с разделяющимися переменными часто удобнее пользоваться, так как их свойства позволяют свести сложные двумерные действия к более простым одномерным. Например, функция с разделяющимися переменными в прямоугольной системе координат имеет простое свойство - ее двумерный Фурье-образ можно представить в виде произведения одномерных Фурье-образов, о чем свидетельствует следующее соотношение

$$F\{g(x, y)\} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} g(x, y) \exp[-j2\pi(f_x x + f_y y)] dx dy = F_x\{g_x\} F_y\{g_y\}. \quad (1.5)$$

Таким образом, Фурье-образ функции  $g(x, y)$  может быть представлен в виде произведения двух сомножителей, один из которых зависит только от  $f_x$ , а другой — только от  $f_y$ .

## 1.2 Преобразование сигнала линейной системой

Проанализируем прохождение произвольного сигнала через линейную оптическую систему. Как известно, любую линейную систему можно характеризовать линейным математическим оператором, описывающим преобразование входных сигналов в выходные. Подобный математический оператор, соответствующий нашей системе, обозначим  $L$ . Тогда зависимость выходного сигнала  $g_2(x_2, y_2)$  от входного  $g_1(x_1, y_1)$  имеет вид

$$g_2(x_2, y_2) = L\{g_1(x_1, y_1)\}. \quad (1.6)$$

Линейные системы обладают свойством суперпозиции, то есть для всех входных функций  $p$  и  $q$  и для постоянных  $a$  и  $b$  выполняется соотношение

$$L\{as(x_1, y_1) + bt(x_1, y_1)\} = aL\{s(x_1, y_1)\} + bL\{t(x_1, y_1)\}. \quad (1.7)$$

Таким образом, отклик линейной системы на произвольный входной сигнал можно представить в виде суперпозиции откликов на определенные элементарные сигналы, на которые можно разложить входной сигнал. В этом заключается важное преимущество линейных систем, которое существенно облегчает их анализ.

Следовательно, необходимо найти простой и удобный способ разложения входного сигнала на элементарные (стандартные). Такое разложение можно осуществить двумя путями в зависимости от того, в какой области производится анализ: в пространственной или частотной. Наиболее простое и удобное разложение в пространственной области можно получить, используя в качестве элементарных сигналов точечные, описываемые  $\delta$ -функциями Дирака.

Физической интерпретацией точечного сигнала служит точечный источник света. Используя фильтрующее свойство  $\delta$ -функции, любой входной оптический сигнал можно представить в виде

$$g_1(x_1, y_1) = \int \int_{-\infty}^{\infty} g(\xi, n) \delta(x_1 - \xi, y_1 - \eta) d\xi d\eta. \quad (1.8)$$

Чтобы найти отклик системы на входной сигнал, подставим (1.8) в (1.6):

$$g_2(x_2, y_2) = L \left\{ \int \int_{-\infty}^{\infty} g_1(\xi, n) \delta(x_1 - \xi, y_1 - \eta) d\xi d\eta \right\}.$$

Пользуясь свойством линейности оператора  $L$ , рассматривая число  $g_1(\xi, n)$ , как весовой множитель, последнее выражение перепишем в виде

$$g_2(x_2, y_2) = \int \int_{-\infty}^{\infty} g_1(\xi, n) L\{\delta(x_1 - \xi, y_1 - \eta)\} d\xi d\eta.$$

Отклик системы на элементарный входной сигнал, описываемый  $\delta$ -функцией, называют импульсным откликом системы. Импульсный отклик системы характеризует распределение комплексной амплитуды света в ее выходной плоскости, соответствующее точечному источнику света во входной плоскости. По этой причине импульсный отклик в оптике

называют функцией рассеяния точки. Обозначим через  $h(x_2, y_2; \xi, \eta)$  отклик на выходе с координатами  $(x_2, y_2)$  на сигнал  $\delta$ -функции в точке с координатами  $(\xi, \eta)$  на входе

$$h(x_2, y_2; \xi, \eta) = L\{\delta(x_1 - \xi, y_1 - \eta)\}. \quad (1.9)$$

Функция  $h$  и есть импульсный отклик системы.

Входной и выходной сигналы системы теперь можно связать простым соотношением:

$$g_2(x_2, y_2) = \int \int_{-\infty}^{\infty} g_1(\xi, \eta) h(x_2, y_2; \xi, \eta) d\xi d\eta \quad (1.10)$$

Данное фундаментальное соотношение, известное под названием интеграл суперпозиции, является основным, связывающим вход и выход линейной системы. Согласно (1.10) линейная система полностью характеризуется ее откликом на входной импульсный сигнал, то есть, зная импульсный отклик системы, можно определить отклик системы на любой входной сигнал.

Рассмотрим важный подкласс линейных систем, которые называются инвариантными. Линейную систему называют инвариантной, если сдвиг входного сигнала вызывает аналогичный сдвиг выходного сигнала без изменения его структуры. Следовательно, импульсный отклик линейной инвариантной системы должен быть инвариантным к сдвигу координат. Применительно к линейной оптической системе это означает, что

$$h(x_2, y_2; \xi, \eta) = h(x_2 - \xi, y_2 - \eta). \quad (1.11)$$

Реальные оптические системы, как правило, инвариантны лишь в пределах ограниченных областей входной и выходной плоскостей, окружающих оптическую ось системы. В этом состоит одно из отличий пространственных оптических систем от электрических схем, инвариантность которых во времени не ограничена.

Для линейной пространственно-инвариантной оптической системы (1.11) интеграл суперпозиции принимает простой вид

$$g_2(x_2, y_2) = \int \int_{-\infty}^{\infty} g_1(\xi, \eta) h(x_2 - \xi, y_2 - \eta) d\xi d\eta \quad (1.12)$$

Таким образом, выходной сигнал линейной пространственно-инвариантной системы представляет собой свертку входного сигнала и импульсного отклика системы

$$g_2 = g_1 \cdot h.$$

Ограничимся рассмотрением линейных пространственно-инвариантных оптических систем, для которых соотношение (1.12) будет основным. Зависимость выходного сигнала от входного такой системы проще всего определяется в пространственно-частотной области. Применяв Фурье-преобразование к (1.12), получим

$$G_2(f_x, f_y) = H(f_x, f_y) G_1(f_x, f_y), \quad (1.13)$$

где

$$H(f_x, f_y) = \int \int_{-\infty}^{\infty} h(\xi, \eta) \exp[-i2\pi(f_x \xi + f_y \eta)] d\xi d\eta. \quad (1.14)$$

Здесь использована теорема свертки, согласно которой Фурье-образ свертки равен произведению Фурье-образов свертываемых функций. Фурье-образ импульсного отклика системы  $H(f_x, f_y)$  называют *передаточной функцией* системы. В соответствии с полученным соотношением Фурье-образ выходного сигнала линейной пространственно-инвариантной оптической системы равен произведению Фурье-образов входного сигнала и передаточной функции системы. Анализ и синтез линейных пространственно-инвариантных оптических систем удобно проводить в пространственно-частотной области, так как трудоемкая операция свертки (1.12), которую необходимо выполнить, чтобы найти выходной сигнал системы, заменяется сравнительно простой последовательностью операций нахождения спектров входного сигнала и импульсного отклика системы, их перемножения и обратного преобразования Фурье. Кроме того, Фурье-образ входного сигнала в оптических системах обработки информации реализуется в виде физически существующего распределения комплексных амплитуд



света в определенной плоскости системы, в то время как в электрических системах Фурье-образы не соответствуют реальным физическим сигналам. Поэтому необходимость использования преобразований Фурье для анализа и синтеза оптических систем обусловлена физической сущностью преобразований, осуществляемых оптическими элементами и системами.

Вместе с тем соотношения (1.13) и (1.14) показывают, что для линейных инвариантных систем входной сигнал можно разлагать на элементарные функции, более удобные, чем  $\delta$ -функции, входящие в (1.8). Такими элементарными функциями являются, очевидно, комплексные экспоненциальные функции. Преобразуя  $g_1$ , мы просто разлагаем входной сигнал на комплексные экспоненциальные функции разных пространственных частот  $(f_x, f_y)$ . Разложение входного сигнала на комплексные экспоненциальные функции физически можно интерпретировать как представление сложной входной световой волны в виде суммы плоских волн, распространяющихся в различных направлениях. Умножая затем спектр входного сигнала  $G_1$  на передаточную функцию  $H$ , мы учитываем воздействие системы на каждую элементарную функцию. Эти воздействия приводят только к изменению амплитуды и сдвигу фазы. Об этом свидетельствует тот факт, что для каждой пары частот  $(f_x, f_y)$  мы просто умножаем спектр входного сигнала на комплексное число  $H(f_x, f_y)$ . Обратное преобразование спектра выходного сигнала  $G_2$  восстанавливает выходной сигнал  $g_2$  путем сложения всех видоизмененных элементарных функций. Однако следует особо отметить, что использование теории передаточной функции позволяет упростить рассмотрение только в случае инвариантных линейных систем.

### 1.3 Теорема выборки

Для обработки информации часто оказывается удобным задавать функцию  $g(x, y)$  набором ее выборочных значений, взятых в дискретной совокупности точек в плоскости  $x, y$ . Если эти значения взяты достаточно близко друг к другу, то выборочные данные являются хорошим представлением исходной функции, то есть функцию  $g$  можно

восстановить с большой точностью путем простого интерполирования. Менее очевидным является тот факт, что для определенного класса функций (известных под названием функций с ограниченной шириной спектра) можно осуществить точное восстановление, если потребовать, чтобы интервал между выборочными значениями не превышал определенного предельного значения.

Теорема выборки справедлива для класса функций с ограниченной шириной спектра. К этому классу мы относим функции, Фурье-образы которых не равны нулю только в пределах конечной области  $R$  пространства частот.

Чтобы получить простой вариант теоремы выборки, рассмотрим прямоугольную сетку выборок функции  $g$ , которая определяется следующим образом:

$$g_s(x, y) = \text{comb}\left(\frac{x}{X}\right)\text{comb}\left(\frac{y}{Y}\right)g(x, y). \quad (1.15)$$

Таким образом, выборочная функция  $g_s$  состоит из ряда  $\delta$ -функций, расположенных на расстоянии  $X$  в направлении  $x$  и на расстоянии  $Y$  в направлении  $y$ . Площадь под каждой  $\delta$ -функцией пропорциональна значению функции  $g$  в данной точке прямоугольной выборочной сетки. Из теоремы свертки следует, что спектр  $G_s$  функции  $g_s$  можно найти путем свертки образов функций  $\text{comb}\left(\frac{x}{X}\right)\text{comb}\left(\frac{y}{Y}\right)$  и  $g$ , или

$$G_s(f_x, f_y) = F\left\{\text{comb}\left(\frac{x}{X}\right)\text{comb}\left(\frac{y}{Y}\right)\right\} * G(f_x, f_y),$$

где звездочка обозначает операцию свертки. Используя выражение для Фурье-образа гребенчатой функции и теорему подобия, можно получить

$$F\left\{\text{comb}\left(\frac{x}{X}\right)\text{comb}\left(\frac{y}{Y}\right)\right\} = XY\text{comb}(Xf_x)\text{comb}(Yf_y),$$

где

$$XY\text{comb}(Xf_x)\text{comb}(Yf_y) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \delta\left(f_x - \frac{n}{X}, f_y - \frac{m}{Y}\right).$$

Отсюда следует, что спектр выборочной функции имеет вид

$$G_s(f_x, f_y) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} G(f_x - \frac{n}{X}, f_y - \frac{m}{Y}) \quad (1.16)$$

Таким образом, спектр функции  $g_s$  можно найти путем построения спектра функции  $g$  возле каждой точки  $(\frac{n}{X}, \frac{m}{Y})$  в плоскости  $f_x f_y$ .

Считаем, что функция  $g$  имеет ограниченный спектр, следовательно, функция  $G$  отлична от нуля только в конечной области  $R$  пространства частот. Как видно из соотношения (1.16), область, в которой спектр выборочной функции отличен от нуля, можно найти путем построения области  $R$  около каждой точки  $(\frac{n}{X}, \frac{m}{Y})$  в плоскости частот. Если  $X$  и  $Y$  достаточно малы (то есть выборочные значения расположены достаточно близко друг к другу), то расстояния  $\frac{1}{X}$  и  $\frac{1}{Y}$  между различными спектральными областями будут достаточно большими, чтобы смежные области не перекрывались. Таким образом, чтобы осуществить точное восстановление исходного спектра  $G$  по спектру  $G_s$ , нужно пропустить выборочную функцию  $g_s$  через линейный фильтр, который пропускает без искажения слагаемые соотношения (1.16) с индексами  $n = 0, m = 0$ , в то время как остальные члены полностью исключаются. На выходе фильтра мы получим точное воспроизведение первоначальной функции  $g(x, y)$ .

Как было показано выше, для восстановления исходных данных выборочные значения должны быть расположены достаточно близко друг к другу, это необходимо для того, чтобы различные области спектра  $G_s$  не перекрывались. Чтобы определить максимально допустимое расстояние между выборочными значениями, рассмотрим наименьший прямоугольник, который полностью заключает в себе область  $R$ , и обозначим через  $2B_X$  и  $2B_Y$  его стороны в направлениях  $f_x$  и  $f_y$ , соответственно. Так как различные составляющие в спектре выборочных данных (1.16) находятся друг от друга на расстояниях, равных  $\frac{1}{X}$  и  $\frac{1}{Y}$ ,

соответственно в направлениях  $f_x$  и  $f_y$ , то можно считать, что разделение спектральных областей имеет место, если

$$X \leq \frac{1}{2B_x} \text{ и } Y \leq \frac{1}{2B_y} . \quad (1.17)$$

Таким образом, для точного восстановления исходной функции максимальные интервалы выборочной сетки должны быть равны  $(2B_x)^{-1}$  и  $(2B_y)^{-1}$ .

После того как найдены максимально допустимые интервалы между выборочными значениями, нужно определить точный вид передаточной функции фильтра, через который должны быть пропущены выборочные данные. В большинстве случаев при этом имеется широкий выбор, так как для многих возможных форм области  $R$  существует множество передаточных функций, которые будут пропускать составляющую спектра  $G_s$  с  $n = 0$ ,  $m = 0$ , исключая при этом все остальные члены. Достаточно знать, что в том случае, когда соотношение (1.17) удовлетворяется, имеется такая передаточная функция, которая всегда будет давать желаемый результат независимо от формы области  $R$ :

$$H(f_x, f_y) = \text{rect}\left(\frac{f_x}{2B_x}\right) \text{rect}\left(\frac{f_y}{2B_y}\right). \quad (1.18)$$

Можно точно восстановить функцию  $G$  по функции  $G_s$ , если учесть, что спектр выходного сигнала после такого фильтра имеет вид

$$G_s(f_x, f_y) \text{rect}\left(\frac{f_x}{2B_x}\right) \text{rect}\left(\frac{f_y}{2B_y}\right) = G(f_x, f_y).$$

Эквивалентное тождество в пространстве координат можно записать следующим образом:

$$\left[ \text{comb}\left(\frac{x}{X}\right) \text{comb}\left(\frac{y}{Y}\right) g(f_x, f_y) \right] * h(x, y) = g(x, y), \quad (1.19)$$

где  $h$  — импульсный отклик фильтра

$$h(x, y) = 4B_x B_y \operatorname{sinc}(2B_x x) \operatorname{sinc}(2B_y y).$$

С учетом

$$\operatorname{comb}\left(\frac{x}{X}\right)\operatorname{comb}\left(\frac{y}{Y}\right)g(x, y) = XY \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} g(nX, mY) \delta(x - nX, y - mY)$$

соотношение (1.19) принимает вид

$$g(x, y) = 4B_x 4B_y XY \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} g(nX, mY) \operatorname{sinc}[2B_x(x - nX)] \operatorname{sinc}[2B_y(y - mY)].$$

Когда интервалы  $X$  и  $Y$  между выборочными значениями имеют максимально допустимые значения, это тождество можно записать в виде

$$g(x, y) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} g\left(\frac{n}{2B_x}, \frac{m}{2B_y}\right) \operatorname{sinc}\left[2B_x\left(x - \frac{n}{2B_x}\right)\right] \operatorname{sinc}\left[2B_y\left(y - \frac{m}{2B_y}\right)\right] \quad (1.20)$$

Соотношение (1.20) представляет собой *теорему выборки*. Она означает, что, имея расположенный соответствующим образом прямоугольный ряд выборочных значений функции с ограниченной шириной спектра, можно осуществить точное ее восстановление.

Для восстановления необходимо ввести в каждой точке выборки интерполяционную функцию, равную произведению *sinc* функций.

Полученный выше результат не единственно возможный вид теоремы выборки. При рассмотрении мы два раза сделали произвольный выбор. При других предположениях получатся иные варианты теоремы выборки. Первый элемент произвольности - это использование прямоугольной выборочной сетки, второй - выбор особого вида передаточной функции (1.18).

Другие варианты теоремы, которые получаются при использовании иных предположений относительно выборочной сетки и передаточной функции также справедливы. В некоторых случаях другие теоремы даже могут быть более эффективными, так как для обеспечения полного восстановления достаточно иметь меньше выборок на единицу площади.

## 2 Дифракция. Приближения Френеля и Фраунгофера

Рассмотрим задачу о дифракции света, падающего на бесконечный непрозрачный экран с отверстием (рисунок 2.1).

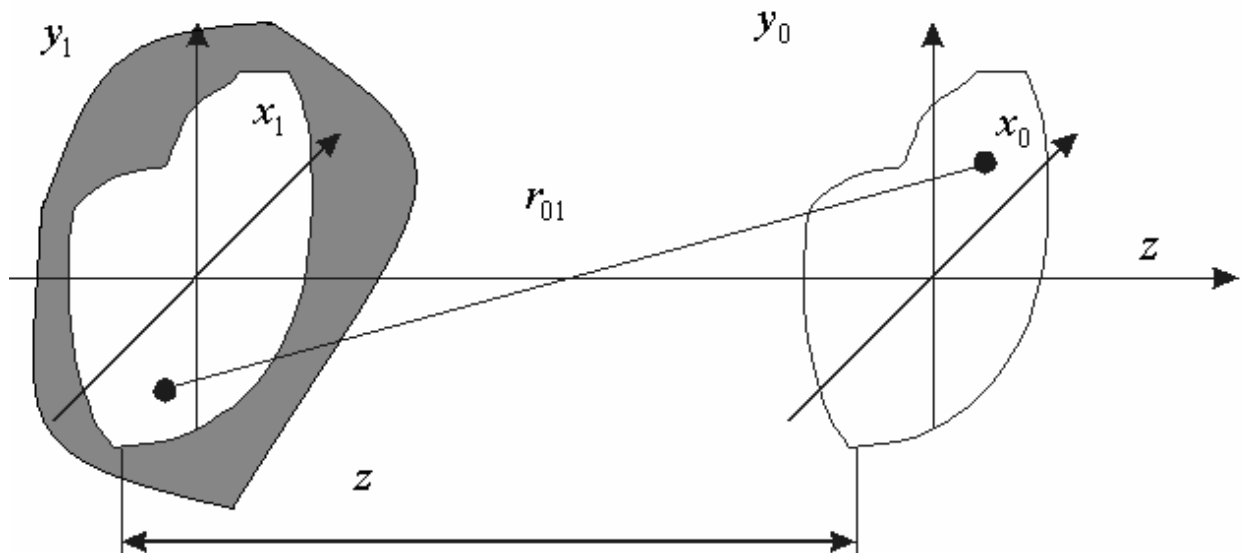


Рисунок 2.1 – Дифракция на плоском экране

Экран непрозрачен везде, кроме открытого отверстия, которое мы обозначим через  $S$ . Воспользуемся приближениями, которые известны под названием *граничных условий Кирхгофа*:

1) на отверстии  $S$  распределение поля  $U$  и его производная  $\partial U/\partial n$  имеют точно такие же значения, какие они имели бы в отсутствие экрана;

2) на той части поверхности  $S$ , которая лежит в области геометрической тени экрана, распределение поля  $U$  и его производная  $dU/dn$  тождественно равны нулю.

Первое условие позволяет определить поле, падающее на отверстие, пренебрегая наличием экрана, а второе дает возможность интегрировать не по всей поверхности, а лишь по той ее части, которая лежит непосредственно в пределах самого отверстия.

Граничные условия Кирхгофа значительно упрощают результат, однако следует отметить, что при этом пренебрегается краевыми эффектами. Так, наличие экрана будет приводить к искажению электромагнитного поля в области отверстия. Кроме того, за экраном

отсутствует резкая граница «свет-тень», так как поле проникает за экраном в область тени на расстояние нескольких длин волн. Но если минимальный размер отверстия много больше длины волны света  $S_{\min} \gg \lambda$ , то этими краевыми эффектами можно пренебречь и использовать оба граничных условия.

Дальнейшее упрощение выражения для поля можно произвести, если принять, что расстояние  $r_{01}$  от отверстия до точки наблюдения много больше длины волны  $r_{01} \gg \lambda$ , что обычно имеет место на практике. Учитывая это, можно получить выражение для поля в следующем виде

$$U_0(x_0, y_0) = \iint_S \frac{1}{i\lambda} U_1(x_1, y_1) \frac{\exp(ikr_{01})}{r_{01}} \cos(\vec{n}, \vec{r}_{01}) dx_1 dy_1 \quad (2.1)$$

Этот результат известен как *интеграл Френеля – Кирхгофа*.

Можно провести еще некоторые приближения, которые приведут к более простым расчетам распределения электромагнитного поля. Рассмотрим дифракцию монохроматического света на бесконечном плоском непрозрачном экране с отверстием  $S$  конечных размеров, который связан с прямоугольной системой координат  $(x_1, y_1)$  (см. рис. 2.1). Область наблюдения представляет собой плоскость, параллельную плоскости экрана, связанную с системой координат  $(x_0, y_0)$ , оси которой параллельны осям плоскости  $(x_1, y_1)$  и расположенную на расстоянии  $z$  по нормали от него.

Запишем интеграл суперпозиции (2.1) с бесконечными пределами, предполагая, что в соответствии с граничными условиями Кирхгофа функция  $U_1(x_1, y_1)$  за пределами отверстия  $S$  тождественно равна нулю. Таким образом

$$U_0(x_0, y_0) = \int \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{i\lambda} U_1(x_1, y_1) \frac{\exp(ikr_{01})}{r_{01}} \cos(\vec{n}, \vec{r}_{01}) dx_1 dy_1 \quad (2.2)$$

Приближения будут основываться на предположении, что расстояние  $z$  между отверстием экрана и плоскостью наблюдения значительно превышает максимальный линейный размер отверстия  $S$ . Также будем рассматривать в плоскости наблюдения конечную область



вблизи оси  $z$ , учитывая, что расстояние  $z$  много больше максимального размера этой области. С учетом этого можно считать, что

$$\cos(\vec{n} \hat{=} \vec{r}_{01}) \approx 1.$$

При этом величина  $r_{01}$  в знаменателе выражения (2.2) будет незначительно отличаться от  $z$ , что дает нам право записать (2.2) в виде

$$U_0(x_0, y_0) = \int \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{iz\lambda} U_1(x_1, y_1) \exp(ikr_{01}) dx_1 dy_1 \quad (2.3)$$

Однако величину  $r_{01}$  под знаком экспоненты нельзя заменить на  $z$ , так как возникающая при этом погрешность многократно увеличивается.

Далее введем приближения для величины  $r_{01}$  в выражении (2.3).

Из рис. 2.1 видно, что расстояние описывается выражением

$$r_{01} = \sqrt{z^2 + (x_0 - x_1)^2 + (y_0 - y_1)^2}. \quad (2.4)$$

Воспользуемся разложением квадратного корня в ряд Тэйлора, предположив, что квадратный корень достаточно хорошо аппроксимируется первыми двумя членами этого разложения

$$r_{01} = \sqrt{1 + \frac{(x_0 - x_1)^2}{z^2} + \frac{(y_0 - y_1)^2}{z^2}} \approx z_0 \left[ 1 + \frac{(x_0 - x_1)^2}{2z^2} + \frac{(y_0 - y_1)^2}{2z^2} \right] \quad (2.5)$$

Это приближение носит название *приближения Френеля*. Путем несложных преобразований интеграл суперпозиции можно привести к виду

$$U_0(x_0, y_0) = \frac{\exp(ikz)}{iz\lambda} \exp\left[i\frac{k}{2z}(x_0^2 + y_0^2)\right] \int \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ U_1(x_1, y_1) \exp\left[i\frac{k}{2z}(x_1^2 + y_1^2)\right] \right\} \times \\ \times \exp\left[-i\frac{2\pi}{z\lambda}(x_0x_1 + y_0y_1)\right] dx_1 dy_1. \quad (2.6)$$

Когда расстояние  $z$  достаточно велико для того, чтобы это выражение можно было считать точным, считается, что наблюдение поля ведется в области *дифракции Френеля*. Таким образом, из выражения (2.6) следует, что с точностью до амплитудного и фазового множителей, которые не зависят от  $(x_1, y_1)$  распределение поля в плоскости наблюдения  $U(x_0, y_0)$  представляет из себя *Фурье-образ* функции  $U(x_1, y_1) \exp[i(k/2z)(x_1^2 + y_1^2)]$  с пространственными частотами  $f_x = x_0 / z\lambda$ ,  $f_y = y_0 / z\lambda$ .

Расчет дифракционного поля становится проще, если усилить ограничения по сравнению с приближением Френеля. Если предположить выполнение более жесткого условия, связанного с расстоянием до области наблюдения  $z$ , известного, как *приближение Фраунгофера*

$$z \geq \frac{k(x_1^2 + y_1^2)_{\max}}{2}, \quad (2.7)$$

то квадратичный фазовый множитель  $\exp\left[i \frac{k}{2z}(x_1^2 + y_1^2)\right]$  под знаком интеграла (2.6) становится равным приблизительно единице. В этом случае наблюдаемое распределение поля можно найти непосредственно, вычисляя Фурье-образ распределения поля в области отверстия экрана

$$U_0(x_0, y_0) = \frac{\exp(ikz) \exp\left[i \frac{k}{2z}(x_0^2 + y_0^2)\right]}{iz\lambda} \times \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} U(x_1, y_1) \exp\left[-i \frac{2\pi}{z\lambda}(x_0x_1 + y_0y_1)\right] dx_1 dy_1. \quad (2.8)$$

Это распределение соответствует *дифракции Фраунгофера*. Таким образом, дифракционное поле (2.8) представляет собой с точностью до постоянного множителя *преобразование Фурье* от распределения поля на отверстии в экране, вычисленное для пространственных частот  $f_x = x_0 / z\lambda$ ,  $f_y = y_0 / z\lambda$ .

Выполнение условий, необходимых для получения дифракции Фраунгофера на отверстиях малых размеров, может быть реализованы на практике. Например, для квадратного отверстия размером 250 мкм на

длине волны света  $\lambda = 0,63$  мкм, что соответствует красному цвету, дифракция Фраунгофера будет наблюдаться на расстоянии, удовлетворяющем условию  $z \gg 16$  см.

В качестве примера рассмотрим случай дифракции Фраунгофера на прямоугольном отверстии в непрозрачном экране. Выражение (2.8) описывает распределение комплексной амплитуды светового поля дифракционной картины на произвольном отверстии. Однако следует иметь в виду, что реальные фотоприемники, регистрирующие излучение, в том числе и глаз, реагируют на интенсивность излучения, а не на амплитуду поля. Следовательно, дифракционная картина должна описываться распределением интенсивности в плоскости наблюдения.

Пусть прямоугольное отверстие имеет амплитудный коэффициент пропускания вида

$$t(x_1, y_1) = \text{rect}\left(\frac{x_1}{a}\right)\text{rect}\left(\frac{y_1}{b}\right),$$

где  $\text{rect}(\xi)$  - прямоугольная функция;

$a$  и  $b$  - размеры отверстия соответственно в направлении  $x_1$  и  $y_1$ .

Если отверстие освещается нормально падающей монохроматической плоской волной единичной амплитуды, то распределение поля в области отверстия описывается коэффициентом пропускания  $t$ . Таким образом, используя (2.8), дифракционное поле можно описать выражением

$$U(x_0, y_0) = \frac{\exp(ikz)\exp\left[i\frac{k}{2z}(x_0^2 + y_0^2)\right]}{iz\lambda} F\{U(x_1, y_1)\}$$

Учитывая, что Фурье образ прямоугольной функции имеет вид

$$F\{U(x_1, y_1)\} = ab \text{sinc}(af_x) \text{sinc}(bf_y),$$

можно найти

$$U(x_0, y_0) = \frac{\exp(ikz) \exp\left[i \frac{k}{2z}(x_0^2 + y_0^2)\right]}{iz\lambda} ab \operatorname{sinc}\left(\frac{ax_0}{z\lambda}\right) \operatorname{sinc}\left(\frac{by_0}{z\lambda}\right).$$

Окончательно дифракционная картина (распределение интенсивности излучения) будет описываться выражением

$$I(x_0, y_0) = \frac{a^2 b^2}{z^2 \lambda^2} \operatorname{sinc}^2\left(\frac{ax_0}{z\lambda}\right) \operatorname{sinc}^2\left(\frac{by_0}{z\lambda}\right). \quad (2.9)$$

На рис. 2.2 показано распределение интенсивности излучения для случая дифракции Фраунгофера в плоскости  $y_0 = 0$ .

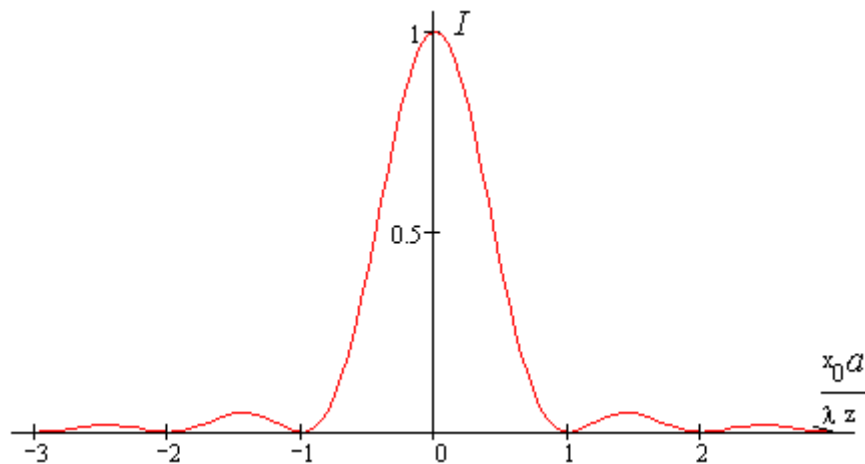


Рисунок 2.2 – Распределение интенсивности в картине дифракции Фраунгофера на прямоугольном отверстии

Следует отметить, что расстояние между первыми двумя нулями распределения интенсивности равно:

$$\Delta x_0 = 2 \frac{z\lambda}{a}.$$

### 3 Пространственная фильтрация

Применение теории линейных систем полезно не только для целей анализа оптических систем, но также для раскрытия возможностей синтеза с помощью оптических систем. Одно из направлений применения этой теории связано с использованием пространственно-частотного рассмотрения для усовершенствования различных оптических приборов. Другое применение относится к области обработки информации, то есть способности оптических систем выполнять общие линейные преобразования поступающих на вход данных. Объем данных в некоторых случаях бывает достаточно большим и превышает возможности регистрирующей системы. Тогда возможно уменьшение количества данных при линейном преобразовании, выделяющем нужные группы данных, которые могут регистрироваться. Возможны случаи, когда информация имеет такую форму, что не может восприниматься непосредственно наблюдателем, в этом случае линейное преобразование может придать ей нужный вид (например, обработка данных антенн синтетической апертуры).

#### 3.1 Эксперименты Аббе — Портера

Метод синтеза Фурье можно продемонстрировать на основе экспериментов Аббе (1837г) и Портера (1906г). Эти простые эксперименты позволяют также наглядно представить механизм формирования изображения в когерентной оптической системе. Оптическая схема, иллюстрирующая проведенные опыты, показана на рис. 3.1.

Предмет (сетка из тонкой проволоки) освещается когерентным светом. В задней фокальной плоскости линзы получается Фурье–спектр этой периодической сетки. Различные Фурье–компоненты, складываясь, дают в плоскости изображения копию сетки. Помещая в задней фокальной плоскости линзы различные диафрагмы, можно воздействовать на структуру изображения. Светлые пятна в фокальной плоскости вдоль горизонтальной оси соответствуют комплексным экспоненциальным компонентам, направленным горизонтально; светлые пятна вдоль вертикальной оси соответствуют вертикально направленным комплексным экспонентам. Внеосевые максимумы светового излучения соответствуют

компонентам, направленным под соответствующим углом в предметной плоскости.

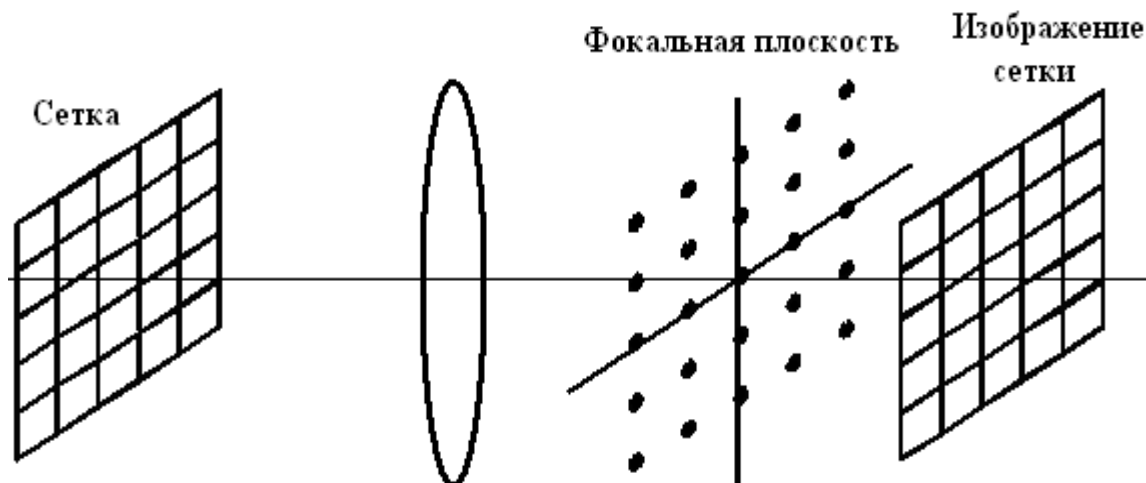


Рисунок 3.1 – Схема эксперимента Аббе – Портера.

Возможности метода пространственной фильтрации видны на примере следующего эксперимента. В фокальной плоскости линзы помещается узкая диафрагма, через которую проходит один ряд горизонтальных спектральных компонент. В этом случае изображение содержит лишь вертикальные линии сетки, откуда следует, что горизонтально направленные компоненты дают вклад в вертикальную структуру изображения. Горизонтальная структура изображения при этом исчезает. Если повернуть диафрагму и разместить ее вертикально, то изображение будет содержать лишь горизонтальные линии сетки, вертикальная структура сетки напротив исчезнет.

### 3.2 Фазово-контрастный метод Цернике

Многие объекты, наблюдаемые в микроскоп, обладают высокой прозрачностью (например, бесцветные бактерии) и почти не поглощают свет. Поэтому основным эффектом при прохождении света через такой объект будет появление сдвига фазы, величина которого различна в различных областях. Такой эффект нельзя наблюдать с помощью обычного приемника оптического излучения, реагирующего на интенсивность. Разработаны различные методы наблюдения таких объектов

(интерферометрический, метод темного поля), но они обладают существенным недостатком - изменение интенсивности нелинейно связано со сдвигом фазы. Исследователь Ф. Цернике (1935 г.) предложил метод, основанный на принципах пространственной фильтрации, в котором интенсивность света *линейно* связана со сдвигом фазы, вносимым объектом. Это один из первых результатов, полученных путем использования элементов синтеза, поэтому рассмотрим его подробнее.

Пусть прозрачный объект имеет амплитудный коэффициент пропускания

$$t(x, y) = e^{i\varphi(x, y)} \quad (3.1)$$

Условие получения линейной связи сдвига фазы с интенсивностью заключается в том, чтобы сдвиг фазы  $\varphi$  должен быть много меньше  $1 \text{ рад}$ . Тогда в оптической системе коэффициент пропускания можно приближенно записать в виде:

$$t(x, y) \approx 1 + i\varphi(x, y), \quad (3.2)$$

где мы пренебрегли членами порядка  $\sim \varphi^2$  и выше.

Первое слагаемое соответствует волне, проходящей через объект без изменения, а второе слагаемое соответствует более слабому, дифрагированному свету, отклоняющемуся от оси системы. Интенсивность изображения можно записать в виде

$$I \approx |1 + i\varphi|^2 \approx 1,$$

где мы пренебрегли, исходя из нашего приближения, членом  $\sim \varphi^2$ .

Из проведенных экспериментов Цернике сделал вывод, что дифрагированный свет нельзя наблюдать по той причине, что он сдвинут по фазе на  $90^\circ$  относительно интенсивного фона. Если же изменить это фазовое соотношение таким образом, чтобы возникла интерференция двух составляющих, это дало бы видимые изменения интенсивности изображения. Так как фон фокусируется в точке на оси оптической системы, а дифрагированный свет, содержащий более высокие пространственные частоты, отклоняется в сторону от фокуса, Цернике

предложил поместить в фокальную плоскость пластинку, изменяющую соотношение фаз между сфокусированным и дифрагированным светом.

Фазовой пластинкой может служить стеклянная подложка с небольшим прозрачным диэлектрическим пятнышком, которое располагается в центре фокальной плоскости. Оно должно быть таким, чтобы свет изменял свою фазу за счет определенной толщины и показателя преломления на величину  $\frac{\pi}{2}$  или  $\frac{3\pi}{2}$ . Тогда интенсивность в первом случае равна (в плоскости изображения)

$$I = \left| \exp\left(i\frac{\pi}{2}\right) + i\varphi \right|^2 = |i(1 + \varphi)|^2 \approx 1 + 2\varphi, \quad (3.3)$$

во втором случае -

$$I = \left| \exp\left(i\frac{3\pi}{2}\right) + i\varphi \right|^2 = |-i(1 - \varphi)|^2 \approx 1 - 2\varphi. \quad (3.4)$$

Таким образом, интенсивность становится линейной функцией сдвига фазы  $\varphi$ . Когда фаза основного пучка изменяется на  $\frac{\pi}{2}$  и интенсивность света в изображении описывается выражением (3.3), это называют *положительным фазовым контрастом*, а при изменении фазы на  $\frac{3\pi}{2}$  - называют *отрицательным фазовым контрастом*. Метод фазового контраста - один из методов превращения фазовой модуляции в пространственную модуляцию интенсивности путем воздействия на спектр объекта.

### 3.3 Когерентный оптический процессор, использующий методы пространственной фильтрации

Основными компонентами оптических систем обработки информации являются тонкие сферические линзы, выполняющие двумерное преобразование Фурье. На рис. 3.2 показана схема когерентной оптической системы, выполняющей фильтрацию в частотном пространстве. Входная и выходная плоскости системы совпадают с передней и задней фокальными плоскостями линз.



Следует отметить, что Фурье–образ входного сигнала существует в виде физически реального пространственного распределения комплексных амплитуд света. Так как Фурье – образы являются реальными сигналами, над ними можно производить различные математические операции методами пространственной фильтрации

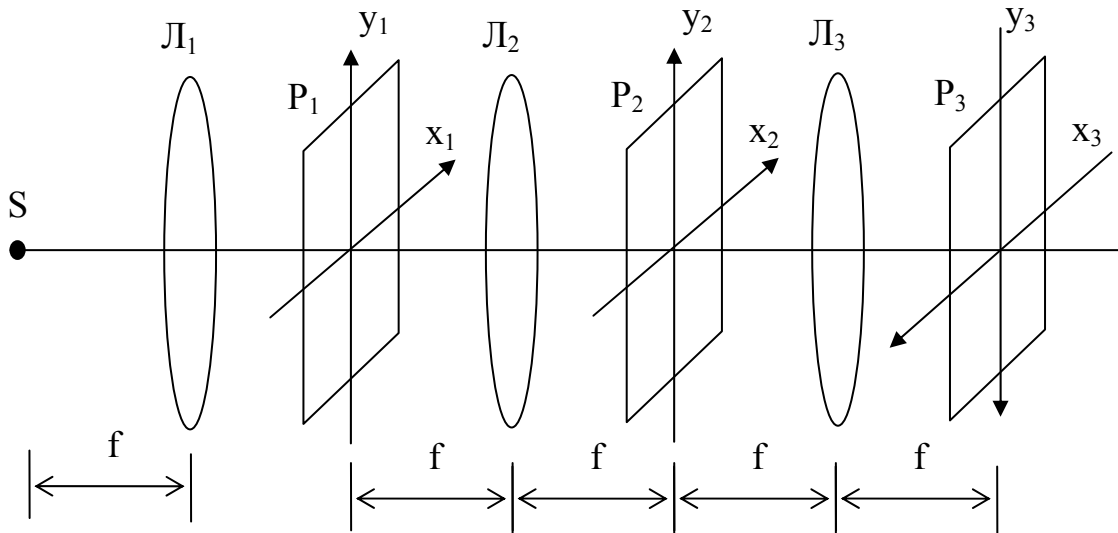


Рисунок 3.2 – Схема когерентной оптической системы и пространственной фильтрации

Оптическая система обработки информации методами пространственной фильтрации состоит из следующих компонентов: источника света  $S$ , коллимирующей линзы  $L_1$ , двух устройств преобразования Фурье (линзы  $L_2$ ,  $L_3$ ), устройства ввода информации, пространственного операционного фильтра и детектора выходных сигналов. Рассмотрим прохождение сигнала через эту систему. Свет от источника  $S$  коллимируется линзой  $L_1$  и направляется во входную плоскость системы  $P_1$ . Таким образом, входная плоскость освещается плоской световой волной. Во входной плоскости располагается устройство ввода информации, которое представляет собой транспарант (в частности, управляемый транспарант) с переменным амплитудным коэффициентом пропускания  $g(x_1, y_1)$ . Линза  $L_2$  осуществляет преобразование Фурье входного сигнала  $g(x_1, y_1)$ , поэтому в спектральной области  $P_2$  перед операционным фильтром распределение комплексной амплитуды света имеет вид

$$U_2^-(x_2, y_2) = k_1 G\left(\frac{x_2}{f\lambda}, \frac{y_2}{f\lambda}\right), \quad (3.5)$$

где  $G$  - Фурье-образ функции  $g(x_1, y_1)$ ;

$f$  – фокусное расстояние линзы;

$k_1$  - комплексная константа;

$\lambda$  - длина волны света.

Чтобы воздействовать на амплитуду и фазу спектра входного сигнала, в плоскость  $P_2$  помещают фильтр. Если через  $H$  обозначить Фурье образ функции  $h$ , то амплитудный коэффициент пропускания частотного фильтра должен описываться выражением

$$t(x_2, y_2) = k_2 H\left(\frac{x_2}{f\lambda}, \frac{y_2}{f\lambda}\right), \quad (3.6)$$

где  $k_2$  – комплексная константа.

Функция  $H$  соответствует математической операции, которую необходимо выполнить над входным сигналом, ее называют *передаточной функцией фильтра*. В результате пространственной фильтрации после операционного фильтра в плоскости  $P_2$  получается сигнал, описываемый распределением комплексных амплитуд

$$U_2^+(x_2, y_2) = k_1 k_2 G\left(\frac{x_2}{f\lambda}, \frac{y_2}{f\lambda}\right) H\left(\frac{x_2}{f\lambda}, \frac{y_2}{f\lambda}\right). \quad (3.7)$$

Затем отфильтрованный сигнал подвергается повторному преобразованию Фурье с помощью линзы  $L_3$ . В результате выходной сигнал будет иметь вид

$$U_3(x_3, y_3) = k \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} G(\xi, \eta) H(\xi, \eta) \exp[2\pi i(-x_3 \xi - y_3 \eta)] d\xi d\eta. \quad (3.8)$$

Знак минус перед значениями координат выходной плоскости появляется из-за инверсии, которая получается в результате двух последовательных преобразований Фурье и выражается соотношением  $F\{F[U(x, y)]\} = U(-x, -y)$ . Это можно устранить, если поменять

направления осей в выходной плоскости системы и выбрать их противоположно направлениям осей координат во входной плоскости, как показано на рис. 3.2.

Соотношение (3.8) можно записать в виде свертки

$$U_3(x_3, y_3) = k \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} g(\xi, \eta) h(-x_3 - \xi, -y_3 - \eta) d\xi d\eta.$$

Учитывая изменение направления осей в выходной плоскости, запишем распределение интенсивности на выходе в виде

$$U_3(x_3, y_3) = k \left| \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} g(\xi, \eta) h(x_3 - \xi, y_3 - \eta) d\xi d\eta \right|^2, \quad (3.9)$$

где  $h(x, y)$  – обратное преобразование Фурье передаточной функции фильтра  $H$ .

Таким образом, система способна выполнять линейные интегральные преобразования типа свертки. В частном случае, когда  $H(\xi, \eta) \equiv 1$ , оптическая система создает изображение входного сигнала (при этом  $h(x, y) = \delta(x, y)$ ). При выводе (3.8) не учитывалась конечность полосы пропускания системы. Ширина полосы пропускания реальной системы ограничена конечностью размеров апертуры линзы, что учитывают введением в спектральную плоскость диафрагмы, пропускающей свет в пределах квадратной области размером  $2d$ . Тогда запишем модифицированную передаточную функцию фильтра

$$H'(\xi, \eta) = H(\xi, \eta) \operatorname{rect}\left(\frac{\xi}{2d}\right) \operatorname{rect}\left(\frac{\eta}{2d}\right),$$

или для системы, создающей изображение при  $H(\xi, \eta) \equiv 1$ ,

$$H'(\xi, \eta) = \operatorname{rect}\left(\frac{\xi}{2d}\right) \operatorname{rect}\left(\frac{\eta}{2d}\right),$$

$$h = 4d^2 \cdot \operatorname{sinc}(2xd) \operatorname{sinc}(2yd).$$

В этом случае

$$U_3(x_3, y_3) = 4kd^2 g(x_1, y_1) \text{sinc}(2xd) \text{sinc}(2yd),$$

то есть изображение является размытым и размытие тем больше, чем меньше полоса пропускания. В реальных системах обработки информации ( $H \neq 1$ ) и конечность полосы пропускания приводит к появлению ошибки в выходном сигнале. Пространственная протяженность входного сигнала также должна быть ограничена, чтобы все пучки света, дифрагированные во входном устройстве, прошли через оптическую систему. Для безабберационной системы это ограничение определяет эффективную апертуру для входных сигналов, в пределах которой система обладает свойством пространственной инвариантности. Если предположить, что эффективная апертура для входных сигналов представляет собой квадрат со стороной  $2a$ , то входной сигнал оптической системы описывается таким образом

$$g'(x_1, y_1) = g(x_1, y_1) \text{rect}\left(\frac{\xi}{2a}\right) \text{rect}\left(\frac{\eta}{2a}\right). \quad (3.10)$$

Так как входной сигнал оптической системы является конечным, то его Фурье-образ имеет неограниченную протяженность, поэтому ошибка в выходном сигнале оптической системы, обусловленная потерей части Фурье-образа, соответствующей высоким пространственным чертам неизбежна.

### 3.4 Многоканальная фильтрация

В предыдущем разделе была рассмотрена оптическая система аналогового процессора, предназначенного для обработки двумерных оптических сигналов. На практике часто приходится иметь дело с одномерными сигналами. Оптическая схема когерентного аналогового процессора, предназначенного параллельно обрабатывать множество одномерных сигналов, представлена на рис. 3.3.

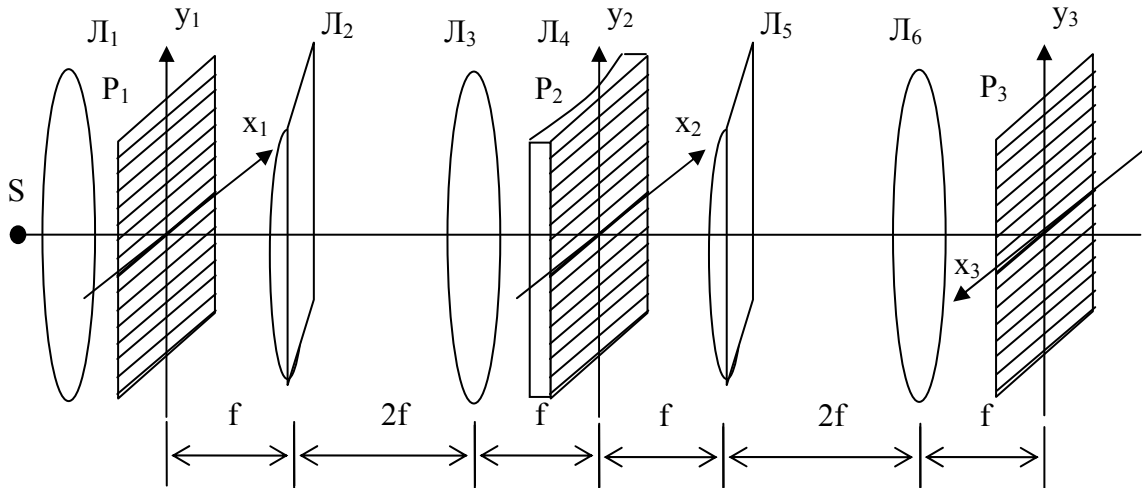


Рисунок 3.3 – Схема когерентной оптической системы многоканальной фильтрации

Такая система называется *астигматическим* процессором. Входная информация, подлежащая пространственной фильтрации, поступает по  $N$  независимым каналам во входное устройство процессора, которое вводит ее в оптическую систему в виде вертикальных наборов из  $N$  одномерных оптических сигналов  $U_1(x_1)$ , каждый из которых изменяется только в горизонтальном направлении. Оптическая система, состоящая из цилиндрической линзы  $L_2$  и сферической линзы  $L_3$ , осуществляет двойное преобразование Фурье в вертикальном направлении и простое преобразование Фурье в горизонтальном, так как цилиндрическая линза в этом направлении не оказывает воздействия на входные сигналы. Следовательно, эту систему можно рассматривать как систему, создающую в вертикальном направлении изображение, а в горизонтальном направлении - Фурье-образ входного сигнала. Таким образом, в спектральной плоскости астигматического процессора  $P_2$  образуется вертикальный набор Фурье-образов входных сигналов, расположенных в обратном порядке. Так как цилиндрическая линза не действует в направлении  $x$ , сферическая линза  $L_3$  осуществляет преобразование Фурье горизонтального изменения с фазовым множителем. Этот фазовый множитель устраняется с помощью отрицательной цилиндрической линзы  $L_4$ , которая помещается непосредственно перед частотной плоскостью  $P_2$ . В спектральную плоскость помещается набор одномерных пространственных фильтров. Отфильтрованные сигналы вновь подвергаются многоканальному преобразованию Фурье с помощью

оптической системы линз  $L_5 - L_6$ , аналогичной  $L_2 - L_3$ . В результате в выходной плоскости многоканального процессора одновременно наблюдается  $N$  одномерных сигналов, являющихся результатом обработки.

### 3.5 Синтез пространственных фильтров

Из рассмотрения математических операций, выполняемых в когерентной оптической системе, следует, что передаточная функция операционного фильтра в общем случае является комплексной. Следовательно, в частотной области требуемая передаточная функция синтезируется путем независимого изменения амплитудного и фазового коэффициентов пропускания маски. Вследствие этого различают в частных случаях амплитудные и фазовые фильтры, а в общем случае и комплексные фильтры. На ранних этапах разработки пространственных фильтров основную трудность представляла запись фазовой характеристики передаточной функции. Обычно фазовая характеристика передаточной функции реализовывалась путем изменения нужным образом толщины фоточувствительного слоя пленки или толщины прозрачной пластинки, а амплитудная характеристика - путем изменения прозрачности фотографической пленки. Сочетание амплитудного и фазового фильтров давало комплексный фильтр. Однако вследствие больших трудностей, связанных с созданием сложного рельефа эмульсии на пленке, таким путем удавалось получить только фильтры с простыми передаточными функциями, преимущественно действительными. В этом заключалась одна из основных причин ограничения применения методов оптической пространственной фильтрации для обработки информации. Положение изменилось лишь в то время, когда были разработаны методы синтеза комплексных пространственных фильтров с произвольными амплитудными и фазовыми характеристиками. С этого времени методы оптической пространственной фильтрации начали широко применяться для обработки информации в самых различных областях науки и техники.

Методы синтеза пространственных операционных фильтров с произвольными комплексными передаточными функциями по способу их реализации можно разделить на две группы:

- 1) методы, требующие оптической записи;
- 2) цифровые методы синтеза, основанные на использовании ЭВМ.

Несмотря на различие в способах реализации, все методы имеют общий подход к проблеме синтеза - построение действительной неотрицательной функции, однозначно связанной с передаточной функцией синтезируемого фильтра и эквивалентной (с определенной точностью) с ней по воздействию на оптический сигнал, подлежащий фильтрации. Это условие является следствием того, что любая регистрирующая среда реагирует на интенсивность падающего светового излучения, то есть способна зарегистрировать распределения, описываемые только действительными неотрицательными функциями.

### 3.6 Фильтры Вандер-Люгта

В 1963 году Вандер Люгт предложил и продемонстрировал новый метод синтеза фильтров в плоскости частот когерентных систем. Фильтры, полученные этим методом, обладают отличительным свойством - они позволяют успешно регулировать как амплитуду, так и фазу передаточной функции, несмотря на то что состоят исключительно из поглощающих элементов.

Частотная маска для фильтра Вандер Люгта синтезируется с помощью интерферометрической системы, показанной на рис. 3.4.

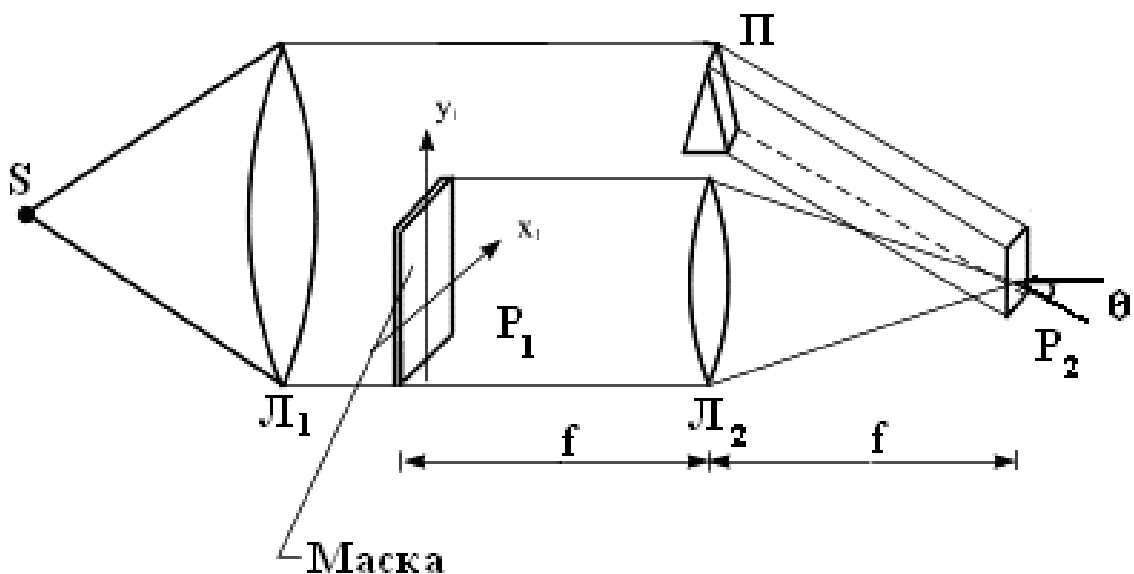


Рисунок 3.4 – Оптическая схема устройства для записи фильтра методом Вандер Люгта

Линза  $L_1$  коллимирует свет от точечного источника  $S$ . Часть этого света падает на маску  $P_1$ , амплитудный коэффициент пропускания которой соответствует распределению амплитуды требуемого импульсного отклика  $h$ . Линза  $L_2$  осуществляет Фурье-преобразование распределения амплитуды  $h(x_1, y_1)$  объектного пучка, давая в фокальной плоскости линзы, куда помещается фотопленка, распределение амплитуды

$$U_S(x_2, y_2) = \left(\frac{1}{f\lambda}\right) H\left(\frac{x_2}{f\lambda}, \frac{y_2}{f\lambda}\right), \quad (3.11)$$

которое пропорционально передаточной функции фильтра  $H\left(\frac{x_2}{f\lambda}, \frac{y_2}{f\lambda}\right)$ .

Другая часть коллимированного пучка света проходит над маской  $P_1$  без изменения амплитудного распределения, отклоняется призмой  $\Pi$  и попадает на фотопленку под углом  $\theta$ , как показано на рис. 3.4. Наклонная плоская волна, выходящая из призмы, является опорной волной и дает на пленке распределение светового поля

$$U_R(x_2, y_2) = R_0 \exp(-i2\pi\alpha y_2), \quad (3.12)$$

где пространственная частота определяется выражением

$$\alpha = \frac{\sin \theta}{\lambda}. \quad (3.13)$$

Так как объектный и опорный световые пучки когерентны, суммарная интенсивность в каждой точке фотопленки определяется интерференцией этих двух пучков света, каждый из которых характеризуется своим распределением амплитуды. Поэтому суммарное распределение интенсивности можно представить следующим образом



$$\begin{aligned}
J(x_2, y_2) &= \left| R_0 \exp(-i2\pi\alpha y_2) + \frac{1}{\lambda f} H\left(\frac{x_2}{\lambda f}, \frac{y_2}{\lambda f}\right) \right|^2 = \\
&= R_0^2 + \frac{1}{\lambda^2 f^2} \left| H\left(\frac{x_2}{\lambda f}, \frac{y_2}{\lambda f}\right) \right|^2 + \frac{R_0}{\lambda f} H\left(\frac{x_2}{\lambda f}, \frac{y_2}{\lambda f}\right) \times \\
&\times \exp(i2\pi\alpha y_2) + \frac{R_0}{\lambda f} H^*\left(\frac{x_2}{\lambda f}, \frac{y_2}{\lambda f}\right) \exp(-i2\pi\alpha y_2)
\end{aligned} \tag{3.14}$$

Следует отметить, что если комплексная функция  $H$  характеризуется распределением амплитуды  $A$  и распределением фазы  $\psi$

$$H\left(\frac{x_2}{\lambda f}, \frac{y_2}{\lambda f}\right) = A\left(\frac{x_2}{\lambda f}, \frac{y_2}{\lambda f}\right) \exp\left[-i\psi\left(\frac{x_2}{\lambda f}, \frac{y_2}{\lambda f}\right)\right],$$

то выражение для интенсивности можно записать в виде

$$\begin{aligned}
J(x_2, y_2) &= R_0^2 + \frac{1}{\lambda^2 f^2} A^2\left(\frac{x_2}{\lambda f}, \frac{y_2}{\lambda f}\right) + \\
&+ \frac{2R_0}{\lambda f} A\left(\frac{x_2}{\lambda f}, \frac{y_2}{\lambda f}\right) \cos\left[2\pi\alpha y_2 - \psi\left(\frac{x_2}{\lambda f}, \frac{y_2}{\lambda f}\right)\right]
\end{aligned} \tag{3.15}$$

При такой записи видно, каким образом с помощью интерферометрического процесса комплексная функция  $H$  может записываться на носитель, чувствительный к интенсивности. Амплитудная и фазовая информация записывается, соответственно, как амплитудная и фазовая модуляция высокочастотной несущей, в качестве которой служит наклонная «опорная» волна, выходящая из призмы  $П$ . В качестве записывающего элемента может использоваться фотопленка, из которой после соответствующей обработки получают требуемый фильтр.

Существуют и другие оптические системы, которые могут дать распределение интенсивности, описываемое соотношением (3.15). На рис. 3.5 показана оптическая схема записи пространственного фильтра, использующая видоизмененный интерферометр Маха-Цендера.

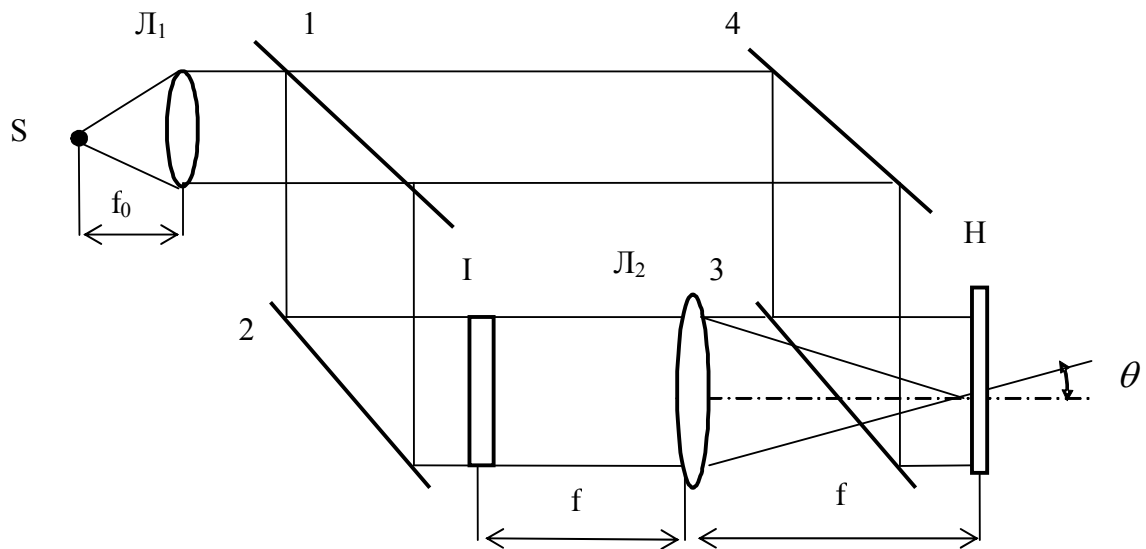


Рисунок 3.5 – Оптическая схема устройства для записи пространственного фильтра с использованием видоизмененного интерферометра Маха - Цендера

Рассмотрим процесс записи фильтра по данной схеме. Свет от точечного источника  $S$  коллимируется линзой  $L_1$  и поступает в интерферометр. Часть плоского светового пучка с помощью светоделителя 1 и зеркала 2 направляется на входную маску  $I$ , амплитудный коэффициент пропускания которой соответствует распределению амплитуды импульсного отклика  $h$ . Линза  $L_2$  осуществляет Фурье-преобразование входного сигнала, давая в фокальной плоскости линзы, куда помещается фотопленка, распределение амплитуды, пропорциональное передаточной функции фильтра. Другая часть коллимированного светового пучка с помощью зеркала 4 и светоделителя 3 направляется в плоскость регистрации под некоторым углом  $\theta$  к оптической оси, угол  $\theta$  регулируется поворотом зеркала 4. В итоге в плоскости  $H$ , куда помещается фотопленка, получается сумма объектной и наклонной опорной волн.

Интерферометр Маха - Цендера обладает следующими недостатками. Транспарант, формирующий объектный (сигнальный) пучок, должен быть установлен строго в фокальной плоскости линзы  $L_2$ . В противном случае на фотопленке регистрируется не Фурье-образ, а модифицированный, то есть Фурье-образ, умноженный на функцию Френеля. Интерференция функции Френеля с наклонным опорным пучком создает в фильтре смещенную относительно оси картину Френеля - Габора. Другой недостаток интерферометра Маха - Цендера

состоит в том, что при его нормальной работе оба пучка являются почти параллельными. Поскольку для регистрации сигнала  $h$  больших размеров требуются большие углы между опорным и предметным пучками, то в интерферометре Маха - Цендера необходимо иметь очень большие апертуры.

Оптическая система, показанная на рис. 3.6 и представляющая собой видоизмененный интерферометр Рэлея, позволяет осуществить еще один способ получения того же самого распределения (3.15).

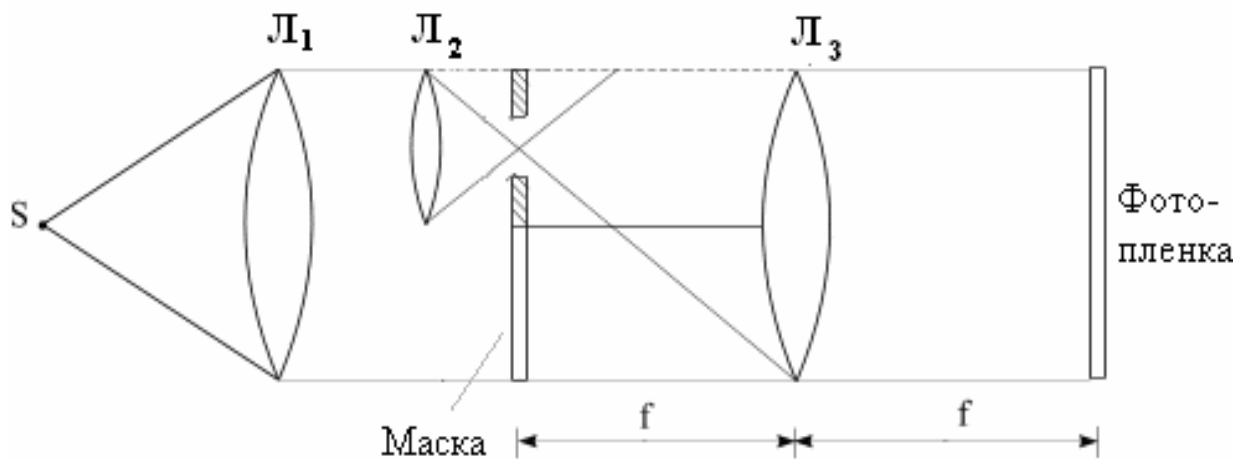


Рисунок 3.6 – Оптическая схема устройства для записи пространственного фильтра с использованием видоизмененного интерферометра Маха – Цендера

За коллимирующей линзой  $L_1$  стоит меньшая по размерам линза  $L_2$ , фокусирующая часть коллимированного пучка в точку в передней фокальной плоскости линзы  $L_3$ . В этой же плоскости располагается объектная маска на некотором расстоянии от сфокусированной точки. Сферическая волна, исходящая из этой сфокусированной точки, коллимируется линзой  $L_3$  и дает в плоскости пленки опорную наклонную плоскую волну. Линза  $L_3$  также осуществляет преобразование Фурье сигнального пучка, следовательно, в плоскости пленки опять получается распределение интенсивности, аналогичное распределению (3.15). В такой оптической системе не важно, находится ли сигнальная плоскость (плоскость, где находится объектная маска) в фокальной плоскости линзы  $L_3$  или нет, так как при преобразовании линзой  $L_3$  одинаковые функции Френеля приобретают как сигнальный пучок, так и излучение

сфокусированного точечного источника. Это можно назвать промежуточным случаем между голограммой Фурье без линз и линзовой голограммой Фурье.

Недостатком интерферометра Рэлея является то, что при больших углах между опорным и объектным пучками расстояние между сигнальным транспарантом и «опорной точкой» растут, поэтому линза  $L_3$  используется только в своей периферической области, где разрешение минимально, а аберрации максимальны.

На последней ступени синтеза частотной маски во всех трех рассмотренных оптических схемах экспонированная пленка проявляется таким образом, чтобы получился транспарант с амплитудным коэффициентом пропускания, пропорциональным распределению интенсивности света при экспозиции. Следовательно,

$$t(x_2, y_2) \sim R_0^2 + \frac{1}{\lambda^2 f^2} |H|^2 + \frac{R_0}{\lambda f} H \exp(i2\pi\alpha y_2) + \frac{R_0}{\lambda f} H^* \exp(-i2\pi\alpha y_2) \quad (3.16)$$

Следует отметить, что если не учитывать комплексный экспоненциальный множитель, то третий член в выражении для коэффициента пропускания пропорционален передаточной функции  $H$  и в точности удовлетворяет требованиям, предъявляемым к коэффициенту пропускания, необходимому для синтеза фильтра с импульсным откликом  $h$ . Теперь необходимо показать, как можно выделить эту нужную компоненту, использовать ее для фильтрации входных сигналов и исключить другие члены в выражении (3.16).

После того, как частотный фильтр синтезирован, его можно установить в когерентную систему обработки информации, изображенную ранее на рис.3.2. Допустим, на вход системы поступает предназначенный для фильтрации оптический сигнал, описываемый функцией  $g(x_1, y_1)$ . В частотной плоскости на фильтр Вандер Люгта падает свет с распределением амплитуды  $\frac{1}{f\lambda} G\left(\frac{x_2}{f\lambda}, \frac{y_2}{f\lambda}\right)$ . После прохождения света

через маску, в результате фильтрации получим сигнал с комплексной амплитудой

$$U_2 \sim \frac{R_0^2}{f\lambda} G\left(\frac{x_2}{f\lambda}, \frac{y_2}{f\lambda}\right) + \frac{1}{f^3\lambda^3} \left| H\left(\frac{x_2}{f\lambda}, \frac{y_2}{f\lambda}\right) \right|^2 G\left(\frac{x_2}{f\lambda}, \frac{y_2}{f\lambda}\right) + \frac{R_0^2}{f^2\lambda^2} H\left(\frac{x_2}{f\lambda}, \frac{y_2}{f\lambda}\right) \times \\ \times G\left(\frac{x_2}{f\lambda}, \frac{y_2}{f\lambda}\right) \exp(i2\pi\alpha y_2) + \frac{R_0^2}{f^2\lambda^2} H^*\left(\frac{x_2}{f\lambda}, \frac{y_2}{f\lambda}\right) G\left(\frac{x_2}{f\lambda}, \frac{y_2}{f\lambda}\right) \exp(-i2\pi\alpha y_2)$$

Последняя линза  $L_3$  на рис. 3.2 осуществляет Фурье – преобразование поля  $U_2$ . В выходной плоскости  $P_3$  находим световое поле с распределением комплексных амплитуд, учитывая, что система координат в этой плоскости инверсно преобразована

$$U_3(x_3, y_3) \sim F[U_2] \sim R_0^2 g(x_3, y_3) + \\ + \frac{1}{f^2\lambda^2} [h(x_3, y_3) * h^*(-x_3, -y_3) * g(x_3, y_3)] \\ + \frac{R_0}{f\lambda} [h(x_3, y_3) * g(x_3, y_3) * \delta(x_3, y_3 + \alpha\lambda f)] + \\ + \frac{R_0}{f\lambda} [h^*(-x_3, -y_3) * g(x_3, y_3) * \delta(x_3, y_3 - \alpha\lambda f)] \quad (3.17)$$

Первый член выражения (3.17) соответствует изображению входного сигнала, которое образуется в центре выходной плоскости оптической системы. Изображение, определяемое вторым членом, также возникает в центральной области выходной плоскости и накладывается на изображение входного сигнала, соответствующее первому члену. Эти изображения обычно не представляют интереса для целей обработки оптических сигналов. Особый интерес для нас представляет третье слагаемое в (3.18). Так как

$$h(x_3, y_3) * g(x_3, y_3) * \delta(x_3, y_3 + \alpha\lambda f) = \\ = \int \int_{-\infty}^{\infty} h(x_3 - \xi, y_3 + \alpha\lambda f - \eta) g(\xi, \eta) d\xi d\eta \quad (3.18)$$

находим, что эта составляющая сигнала на выходе есть свертка функций  $h$  и  $g$ , смещенная в плоскости  $x_3, y_3$  по оси  $y_3$  на величину  $-\alpha\lambda f$ . Четвертое слагаемое можно записать в таком виде

$$\begin{aligned} & h^*(-x_3, -y_3) * g(x_3, y_3) * \delta(x_3, y_3 - \alpha\lambda f) = \\ & = \int \int_{-\infty}^{\infty} g(\xi, \eta) \cdot h^*(\xi - x_3, \eta - y_3 + \alpha\lambda f) d\xi d\eta, \end{aligned} \quad (3.19)$$

что представляет собой кросс-корреляцию функций  $g$  и  $h$ , смещенную по оси  $y_3$  на величину  $\alpha\lambda f$ .

Положение различных составляющих изображения в выходной плоскости представлено на рисунке 3.7.

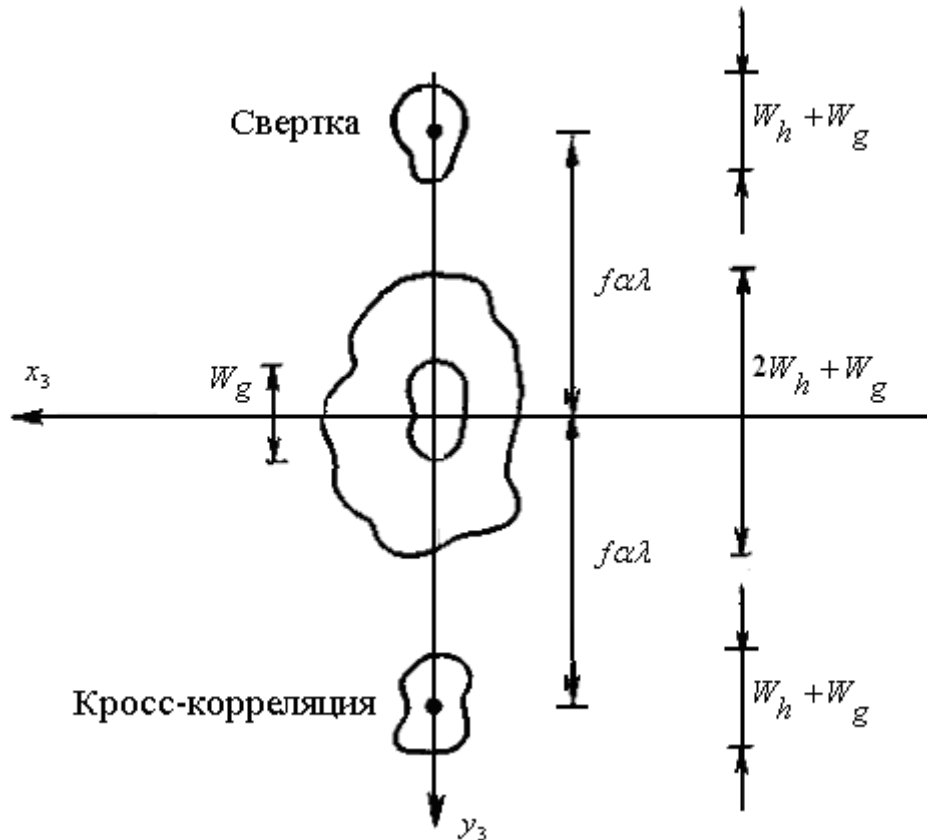


Рисунок 3.7 – Положение различных составляющих изображения в выходной плоскости

Как видно из рис. 3.7, изображения, соответствующие свертке и кросс-корреляции, могут быть пространственно отделены друг от друга, если «несущая частота» опорного пучка  $\alpha$  выбрана достаточно большой,

или, что то же самое, если опорная волна падает под достаточно большим углом  $\theta$  к оптической оси. В этом случае эти изображения будут отклоняться от оси в противоположных направлениях так, что каждую из них можно наблюдать отдельно. Чтобы найти желаемый выходной сигнал-свертку входного сигнала с импульсным откликом фильтра, необходимо исследовать распределение света в выходной области вблизи точки  $(0, -\alpha\lambda f)$ , а чтобы найти кросс-корреляцию функций  $g$  и  $h$ , нужно вести наблюдение вблизи точки  $(0, \alpha\lambda f)$ .

Из рассмотрения структуры выходного сигнала можно определить условия, при которых происходит полное пространственное разделение изображений. Так, если  $W_h$  – максимальная ширина функции  $h$  в направлении  $y_3$  на выходе системы,  $W_g$  – соответствующая величина для  $g$ , то ширина различных компонент распределения (3.17) в выходной плоскости будет определяться таким образом

$$\begin{aligned} R_0^2 g(x_3, y_3) &\rightarrow W_g, \\ \frac{1}{f^2 \lambda^2} [h(x_3, y_3) * h^*(-x_3, -y_3) * g(x_3, y_3)] &\rightarrow 2W_h + W_g, \\ \frac{R_0}{f\lambda} [h(x_3, y_3) * g(x_3, y_3) * \delta(x_3, y_3 + \alpha\lambda f)] &\rightarrow W_h + W_g, \\ \frac{R_0}{f\lambda} [h^*(-x_3, -y_3) * g(x_3, y_3) * \delta(x_3, y_3 - \alpha\lambda f)] &\rightarrow W_h + W_g. \end{aligned}$$

В этом случае полное разделение компонент будет при условии

$$\alpha > \frac{1}{\lambda f} \left( \frac{3W_h}{2} + W_g \right),$$

или это эквивалентно для выбора по углу  $\theta$

$$\theta > \arcsin \left[ \frac{1}{f} \left( \frac{3}{2} W_h + W_g \right) \right] \approx \frac{1}{f} \left( \frac{3}{2} W_h + W_g \right),$$

где ввиду малости углов использовано приближение  $\sin \theta \approx \theta$ .

Использование фильтра Вандер Люгта устраняет два серьезных недостатка обычных схем когерентной обработки. Во-первых, если нужно получить импульсный отклик заданного вида, то отпадает необходимость в

математически сложной и трудоемкой операции по нахождению требуемой передаточной функции фильтра. Система, в которой синтезируется маска для частотной плоскости, осуществляет Фурье-преобразование импульсного отклика *оптическим путем*. Во-вторых, комплексная передаточная функция общего вида синтезируется с помощью одного поглощающего транспаранта. В этом случае нет необходимости каким-то сложным образом влиять на изменение фазы при прохождении волны через частотную плоскость. Чтобы устранить все фазовые сдвиги, поглощающая маска помещается в жидкостный компенсатор.

Фильтр Вандер Люгта также очень чувствителен к точности установки маски в частотной плоскости, но не более чувствителен, чем обычные системы когерентной обработки. Для записи модулированной высокочастотной несущей необходима эмульсия с более высоким разрешением, чем для обычного синтеза маски, но такие материалы существуют, так что выполнение этого требования не вызывает особых трудностей.

Следует отметить, что метод Вандер Люгта открывает новые возможности для когерентной обработки. Если ранее основной практической проблемой был синтез маски в частотной плоскости, то при использовании этого метода трудности сосредоточены в пространстве координат. Но в пространстве координат трудности менее серьезны, так как требуемые импульсные отклики часто имеют простую форму, так что необходимые маски можно изготовить обычными фотографическими методами. Таким образом, фильтр Вандер Люгта распространил использование когерентных процессоров на новую область, в которую попадают наиболее перспективные приложения когерентной обработки оптических сигналов.

### **3.7 Распознавание образов**

Первый эксперимент, подтверждающий выводы теории и иллюстрирующий реальные возможности принципа пространственной фильтрации изображения с помощью голографического согласованного фильтра, был выполнен Вандер Люгтом.

Понятие *согласованного фильтра* играет важную роль при распознавании образов. Пространственно-инвариантный линейный фильтр



называется *согласованным* с данным сигналом  $s(x, y)$ , если, его импульсный отклик  $h(x, y)$  имеет вид:

$$h(x, y) = s^* (-x, -y). \quad (3.20)$$

Если входной сигнал  $g(x, y)$  проходит через фильтр, согласованный с сигналом  $s(x, y)$ , то на выходе получится сигнал

$$\begin{aligned} v(x, y) &= \int \int_{-\infty}^{\infty} h(x - \xi, y - \eta) g(\xi, \eta) d\xi d\eta = \\ &= \int \int_{-\infty}^{\infty} g(\xi, \eta) s^* (\xi - x, \eta - y) d\xi d\eta \end{aligned}, \quad (3.21)$$

который, как видно, представляет собой кросс-корреляцию функций  $g$  и  $s$ .

Исторически понятие согласованного фильтра впервые возникло в связи с решением проблемы обнаружения сигналов. Если необходимо выделить сигнал известной формы на фоне «белого» шума, то согласованный фильтр позволяет осуществить линейную операцию, в результате которой получается максимальное значение отношения мгновенной мощности сигнала к средней мощности шума.

Рассмотрим задачу обнаружения сигнала на фоне *аддитивных шумов*. Теория сигналов определяет условия, при которых достигается максимальное отношение известного сигнала к шуму. Если полезный сигнал известной формы по-прежнему обозначить через  $s(x)$ , а аддитивные шумы или помеху — через  $n(x)$ , то оптический сигнал на входном транспаранте когерентной оптической системы представится в виде суммы

$$f(x) = s(x) + n(x). \quad (3.22)$$

Из теории сигналов следует, что максимальное отношение интенсивности сигнала к шуму  $\frac{|s|_{cp}^2}{|n|_{cp}^2}$  получается, если Фурье-образ  $F(\omega)$  исходного сигнала  $f(x)$  пропустить через оптимальный фильтр, характеризующийся амплитудным пропусканием

$$T_{opt}(\omega) \sim \frac{S^*(\omega)}{N(\omega)}, \quad (3.23)$$

где  $S^*(\omega)$  - комплексно-сопряженный Фурье-образ полезного сигнала  $s(x)$ . Если ограничиться рассмотрением простейших случаев, когда  $N(\omega) \approx N_0$ , то есть случаев белого шума, Фурье-образ которого постоянен, то соотношение (3.23) означает, что

$$T_{opt}(\omega) = S^*(\omega). \quad (3.24)$$

В этом случае оптимальный фильтр является согласованным комплексно-сопряженным фильтром. Из характера структуры этого фильтра видно, что он пропускает только те пространственные частоты, которые содержатся в полезном сигнале  $s(x)$ . Комплексное сопряжение требуется для того, чтобы после фильтрации полезный сигнал преобразовывался в положительный действительный оптический сигнал. В первом приближении после фильтрации образуется квазиплоская волна - опережение фазы в исходной волне компенсируется таким же запаздыванием фазы, создаваемым в фильтре (рис. 3.8).

Однако при дальнейшем рассмотрении мы не будем учитывать шумы и выясним другие причины необходимости использования операции согласованной фильтрации.

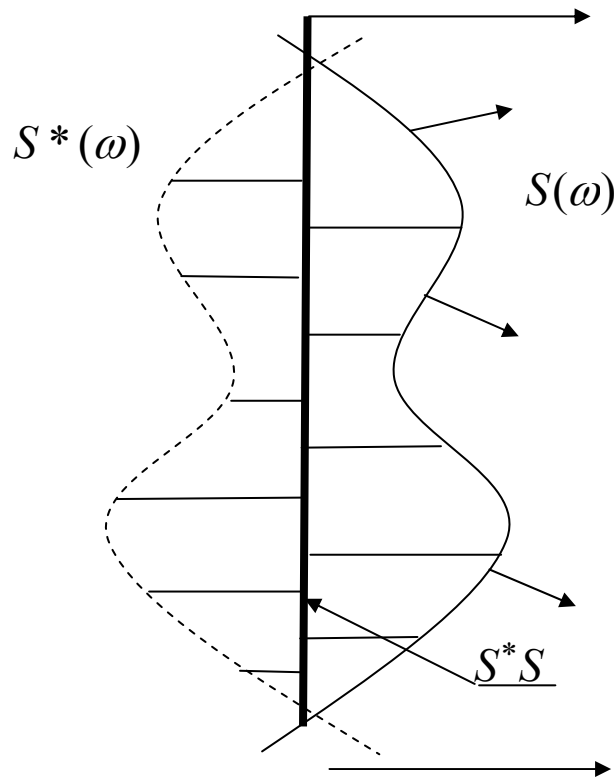


Рисунок 3.8 – Сложение фронта волны Фурье-образа  $S(\omega)$  исходного сигнала с фронтом волны  $S^*(\omega)$ , создаваемого согласованным фильтром

Сущность операции согласованной фильтрации можно понять, рассматривая схему на рис. 3.9.

Пусть фильтр, согласованный с входным сигналом  $s(x, y)$ , осуществляется в виде частотной маски в обычной схеме когерентной обработки. Путем Фурье-преобразования импульсного отклика (3.20) находим, что требуемая передаточная функция имеет вид

$$H(f_x, f_y) = S^*(f_x, f_y), \quad (3.25)$$

где  $H = F\{h\}$ , а  $S = F\{s\}$ .

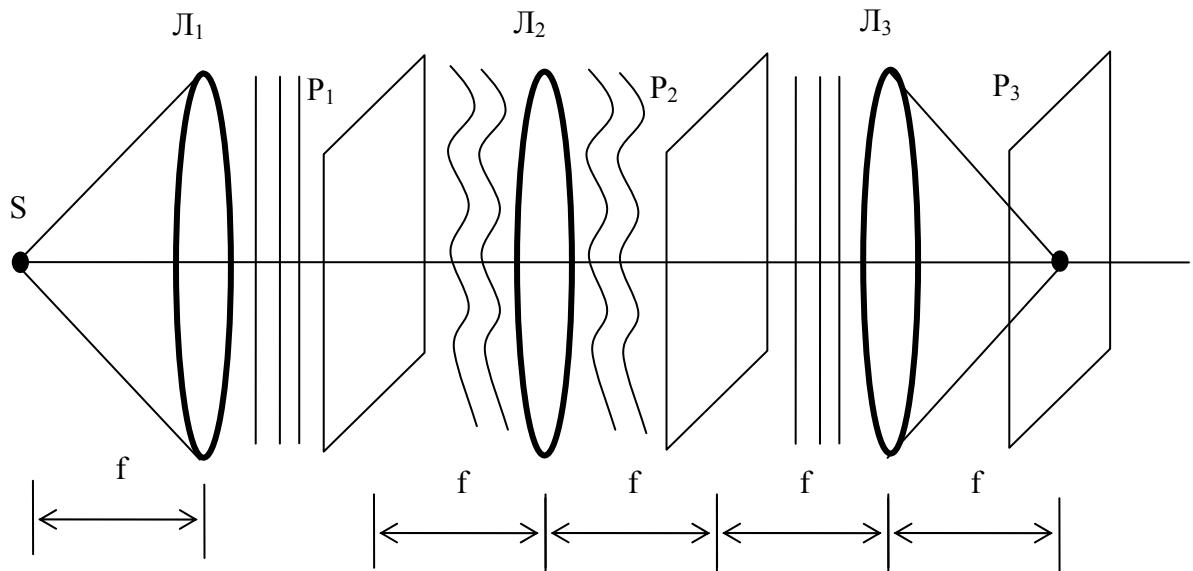
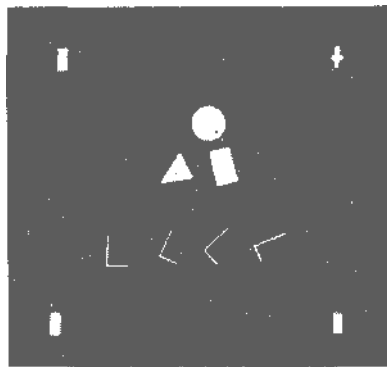


Рисунок 3.9 – Оптическая схема согласованной фильтрации

Следовательно, частотная маска должна иметь амплитудный коэффициент пропускания пропорциональный  $S^*$ .

Рассмотрим теперь вид распределения поля, прошедшего через маску, когда на вход подается сигнал  $s$  (с которым фильтр согласован). Распределение поля, падающего на маску, пропорционально  $S$ , а распределение поля, прошедшего через маску, пропорционально  $SS^*$ . Эта последняя величина *действительна*, то есть маска полностью компенсирует кривизну падающего на нее волнового фронта  $S$ . Таким образом, поле, прошедшее через маску, представляет собой *плоскую волну* (рис. 3.9), которая фокусируется в яркую точку в фокусе последней преобразующей линзы. Если на вход поступает сигнал, отличный от  $s(x,y)$ , то кривизна волнового фронта в общем случае не компенсируется маской, и прошедший через систему свет уже не будет собираться в яркую точку в фокусе последней линзы. Таким образом, предположение о присутствии на входе сигнала  $s$  можно проверить, измеряя интенсивность света в фокусе последней преобразующей линзы. Если сигнал  $s$  на входе смещен относительно начала координат, то яркая точка в выходной плоскости просто смещается на соответствующее расстояние.

Была решена задача обнаружения известной геометрической фигуры (небольшого прямоугольника) среди набора других геометрических фигур (рис. 3.10).



а)



б)

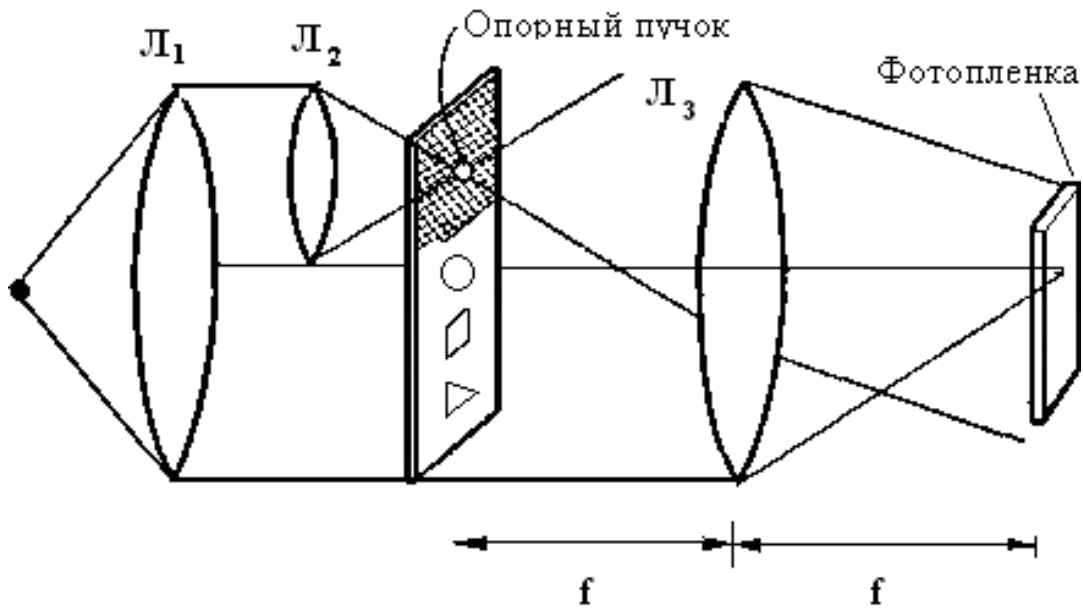
Рисунок 3.10 – Набор геометрических фигур, среди которых необходимо обнаружить небольшой прямоугольник (а); вид боковой части изображения в выходной плоскости  $P_3$  (рис. 3.9).

Вначале изготавливается голографический согласованный фильтр для прямоугольника, вследствие симметрии Фурье-образ прямоугольника является действительным. Затем фильтр помещается в частотную плоскость, а исходный транспарант с набором различных геометрических фигур устанавливается в предметную плоскость. Любая боковая часть выходного изображения имеет вид, показанный на рис. 3.10 (б). Это либо автокорреляция, либо автосвертка небольшого прямоугольника. Видно, что комплексно-сопряженный фильтр производит отбор трех прямоугольников одновременно, независимо от их положения в кадре.

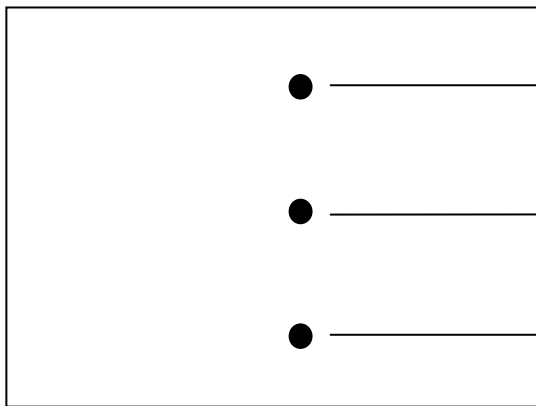
Чтобы получить блок согласованных фильтров, можно синтезировать  $N$  отдельных фильтров Вандер Люгта и сигнал на входе подавать последовательно на каждый фильтр. Однако если число  $N$  не слишком велико, то можно синтезировать весь блок фильтров на одной частотной маске. Это можно сделать, модулируя одну несущую частоту различными сигналами, или записывая на один кадр фотопленки различные частотные маски с разными несущими частотами.

На рис. 3.11, а показан один из способов записи фильтра с одной несущей, модулированной несколькими сигналами. Пучки света, идущие от геометрических фигур (прямоугольника, треугольника, круга)

составляют различные углы с опорной волной, в результате кросс-корреляция между различными фигурами и образом на входе оказываются на разных расстояниях от начала координат (рис. 3.11, б). Число различных фильтров, которые можно осуществить этим методом, ограничено величиной динамического диапазона, который может быть получен на маске. Вандер Люгту удалось осуществить синтез девяти отдельных импульсных откликов от одной маски.



а



● — Кросс-корреляция круга с сигналом на входе

● — Кросс-корреляция прямоугольника с сигналом на входе

● — Кросс-корреляция треугольника с сигналом на входе

б

Рисунок 3.11 – Оптическая схема синтеза блока согласованных фильтров на одной частотной маске (а); выходная плоскость схемы согласованной фильтрации (б)

Метод когерентного оптического распознавания образов обладает недостатками, которые присущи всем способам решения задачи

распознавания образов с помощью согласованных фильтров. Частотные фильтры обычно достаточно чувствительны к изменению масштаба и поворотам образов на входе системы. Когда образ на входе системы имеет неверную угловую ориентацию или неправильное увеличение, величина отклика правильно согласованного фильтра уменьшается и в процессе идентификации образа возможны ошибки. Чувствительность к вращению и изменению масштаба сильно зависит от структуры данного образа (например, образ буквы *L* более чувствителен к вращению, чем для буквы *O*), однако эту чувствительность можно до некоторой степени уменьшать при некоторых усложнениях осуществления фильтрации.

Все операции в когерентной оптической системе при интерференционной регистрации информации выполняются по программе вычислительных машин одновременного действия. При этом операции ведутся над функциями, заданными в двумерной системе координат. Оптический коррелятор может служить исходным элементом оптических вычислительных машин, в которых основная операция будет сводиться к быстрому переключению из одного блока в другой большого числа изображений, несущих информацию. Интерференционная система записи информации лучшим образом подходит для осуществления быстрой передачи информационных изображений, а интегральный характер обработки интерференционной формы записи информации обеспечивает при этом необходимую надежность всех операций.

В настоящее время быстродействие оптических аналого-вычислительных машин определяется временем преобразования оптических сигналов во входном и выходном блоках, где электрические сигналы превращаются в оптические и обратно. Однако благодаря программе одновременного действия и использованию пучков когерентного света при передаче информации уже первые модели оптических корреляторов смогли весьма быстро решать задачи, типа распознавания образов при наличии шумов. Информация в оптический коррелятор обычно вводится в виде фотографии на транспарантах, то есть преобразование информации из одной формы записи в другую производится вне оптической машины. Это позволяет получить высокое быстродействие блока оптического коррелятора.

## 4 Голографические корреляторы

В п.3.5 было показано, каким образом на выходе голографического коррелятора, предложенного Вандер Люгтом, возникает яркостное корреляционное поле сравнения анализируемого изображения с эталонным. Наличие в корреляционном поле светового пятна в виде яркого пятна, соответствующей максимуму автокорреляционной функции опознаваемого объекта, свидетельствует о наличии в анализируемом изображении объекта, а местоположение этого пятна характеризует координаты опознаваемого объекта на изображении. При сдвиге объекта в плоскости анализируемого изображения происходит пропорциональный сдвиг яркой пятна в выходной плоскости коррелятора. Если в анализируемом изображении содержится несколько объектов данного класса, то в корреляционном поле будет находиться столько же световых пятен.

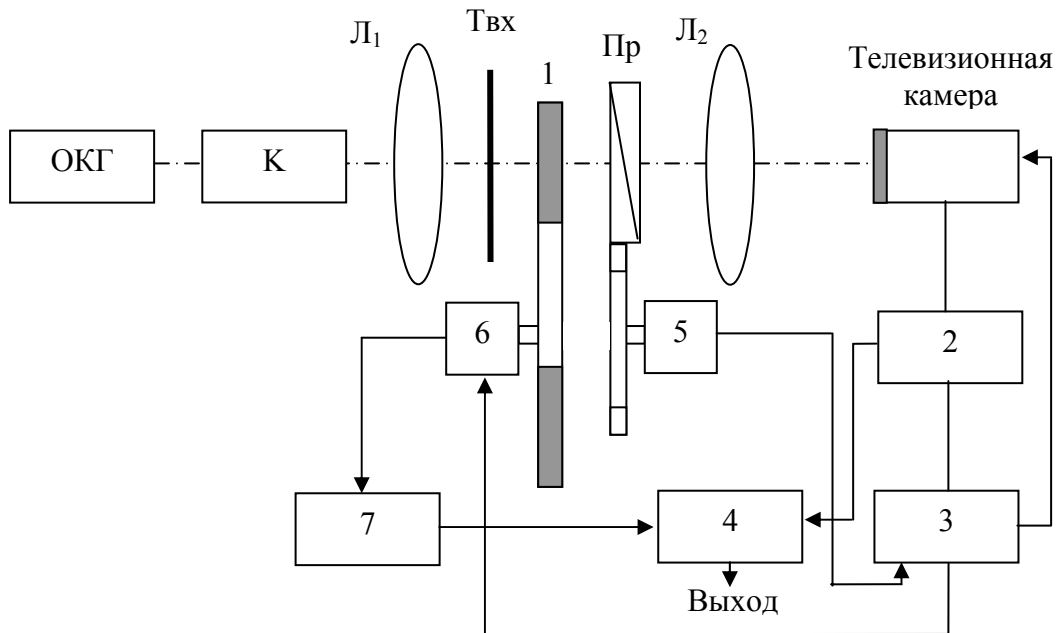
Существует много различных вариантов построения оптических корреляторов, ниже представлены некоторые наиболее часто используемые типы голографических корреляторов.

### 4.1 Коррелятор Вандер Люгта

Структура корреляционных полей определяет методы считывания информации о результате распознавания объектов и их координатах в анализируемом изображении. Часто используемым методом является применение для анализа корреляционного поля телевизионной передающей камеры с блоком анализа видеосигнала. По превышению видеосигналом некоторого установленного уровня принимается решение о достижении максимума, то есть о наличии опознаваемого объекта во входной плоскости, а по времени достижения максимума определяются координаты опознанных объектов в поле зрения. При этом имеется возможность распознавания всех объектов данного класса (при данной угловой ориентации их в поле зрения) и одновременно определения их местоположения на изображении за время, равное длительности развертки одного телевизионного кадра. Инвариантность к угловой ориентации опознаваемых объектов может быть достигнута вращением либо анализируемого изображения, либо голографического фильтра.



Один из возможных вариантов голографического распознающего устройства, основанного на классической схеме и способного распознавать различные объекты независимо от их местоположения и ориентации в поле зрения, показан на рис 4.1.



1 — голографический фильтр, 2 — блок анализа видеосигнала; 3 — синхрогенератор; 4 — регистр кодов; 5 — электродвигатель; 6 — шаговый двигатель; 7 — датчик номера фильтра

Рисунок 4.1 – Схема распознающего устройства на основе голографического коррелятора Вандер Люгта

Устройство включает в себя дифракционный коррелятор, который работает на когерентном излучении оптического квантового генератора (ОКГ). Коррелятор состоит из коллимирующей системы (К), линз  $L_1$ ,  $L_2$  и корректирующей призмы (Пр), обеспечивающей отклонение выходного пучка света первого дифракционного порядка на мишень телевизионной камеры. Для достижения инвариантности процесса распознавания к угловой ориентации объектов на транспаранте анализируемого изображения ( $T_{вх}$ ) голографический фильтр 1, установленный в обойме револьверной головки, вращается с помощью электродвигателя 5 синхронно с вращением корректирующей призмы (Пр) вокруг оптической оси коррелятора. Период полного оборота

фильтра согласован с временем накопления заряда на мишени трубки телевизионной камеры.

В результате синхронного вращения фильтра и корректирующей призмы корреляционное поле остается неподвижным на мишени трубки, а его считывание позволяет фиксировать максимумы, соответствующие объектам данного класса с различной угловой ориентацией. Выделение максимумов корреляционного поля и определение их координат осуществляются блоком анализа видеосигнала 2, который сравнивает уровень видеосигнала с порогом, формирует импульсы превышения порога, регистрирует номер строки и положение импульса превышения в строке и по этим данным образует код координат опознанных объектов. Смена голографических фильтров для распознавания объектов различных классов осуществляется поворотом револьверной головки с помощью шагового двигателя 6, который так же, как и другие блоки устройства, управляется синхрогенератором 3. В регистре кодов 4 суммируются данные о классе опознанных объектов от датчика номера фильтра 7 и их координатах от блока анализа видеосигнала 2.

В голографических корреляторах, реализованных по схеме Вандер Люгта, при получении взаимной корреляционной функции анализируемого и эталонного изображений, выполняется две задачи. Во-первых реализуется произведение Фурье-образа анализируемого изображения на комплексно-сопряженный Фурье-образ эталонного изображения, во-вторых выполняется спектральный анализ этого произведения. Пространственное перемножение образов осуществляется при прохождении светового распределения анализируемого Фурье-образа через фильтр с пропусканием, пропорциональным комплексно-сопряженному Фурье-образу эталонного изображения, а спектральный анализ этого произведения выполняется оптически с помощью линзы повторного преобразования Фурье. Это позволяет использовать различные варианты формирования Фурье-образов сравниваемых изображений.

Если оба сравниваемых изображения зарегистрированы в виде голограмм Фурье, то перемножение их Фурье-образов может быть выполнено также несколькими способами. Например, это можно сделать восстановлением голограммы Фурье анализируемого изображения и использованием полученного изображения в качестве входного в

обычной схеме коррелятора Вандер Люгта либо совмещением двух голограмм в передней фокальной плоскости линзы преобразования Фурье и просвечиванием их излучением лазера. В последнем случае при наблюдении изображения, восстановленного с двух наложенных друг на друга голограмм Фурье, одна из составляющих является изображением функции корреляции сравниваемых изображений.

## 4.2 Корреляторы с взаимно модулированными Фурье-образами

Возможен такой тип голографического коррелятора, в котором запись голограммы происходит с участием обоих объектов, а восстановление - точечным опорным источником. Входные транспаранты с записью эталонного и анализируемого изображений устанавливаются с некоторым сдвигом относительно оптической оси в передней фокальной плоскости линзы, выполняющей преобразование Фурье, и засвечиваются когерентным излучением. Голограмма, полученная таким методом, представляет собой интерференционную картину, в которой каждое из образовавших ее волновых полей промодулировано Фурье-образом амплитудного пропускания одного из двух объектов. В принципе, в такой интерферограмме содержится вся необходимая информация, и процесс восстановления является средством ее преобразования. При регистрации интерферограммы двумерное распределение суммы амплитуд Фурье-образов квадратично детектируется, то есть интерференционная картина, получающаяся при наложении световых распределений эталонного и анализируемого Фурье-образов, воспринимается по интенсивности.

Такие устройства называют корреляторами совместного преобразования, или корреляторами с одновременным преобразованием Фурье, а также корреляторами с взаимно модулированными Фурье-образами. Существует ряд способов выполнения спектрального анализа взаимно модулированных спектров:

– оптический (с промежуточной регистрацией интерференционной картины на фотоматериале и последующим спектральным анализом ее в когерентном свете);

– фотоэлектрический (с регистрацией интерференционной картины сканирующим фотоприемником или телевизионной системой и последующим анализом спектра электронной схемой);

– гетеродинный (с анализом интерференционной картины с помощью движущейся решетки переменного периода).

Чтобы исключить искажения спектральных составляющих интерференционной картины, диапазон линейной передачи интенсивности записывающей среды должен быть широким, а разрешение среды должно быть достаточно большим, чтобы записать несущую пространственную частоту интерференционной картины. Эта частота пропорциональна расстоянию между центрами сравниваемых изображений, которое выбирается исходя из полосы пространственных частот изображений. Также желательно, чтобы среда для промежуточной записи интерференционной картины обеспечивала возможность обработки интерференционной картины в реальном масштабе времени. Удовлетворить этому требованию в случае оптического способа анализа можно, если вместо фотоматериала использовать быстродействующие и высокоразрешающие пространственно-временные модуляторы света.

Фотоэлектрический и гетеродинный способы спектрального анализа взаимно модулированных Фурье-образов предусматривают применение фотоприемников, которые можно легко соединить с электронными схемами. К числу недостатков телевизионного способа регистрации можно отнести малую разрешающую способность, интерференционная картина в этом случае преобразуется в изменяющиеся во времени электрические сигналы. Фурье-преобразование их осуществляется электронным анализатором спектра. Однако недостаточно высокая разрешающая способность телевизионной трубки ограничивает пространственные частоты анализируемой интерференционной картины

На рис. 4.2 представлена схема голографического коррелятора с оптическим анализом взаимно модулированных Фурье-образов.

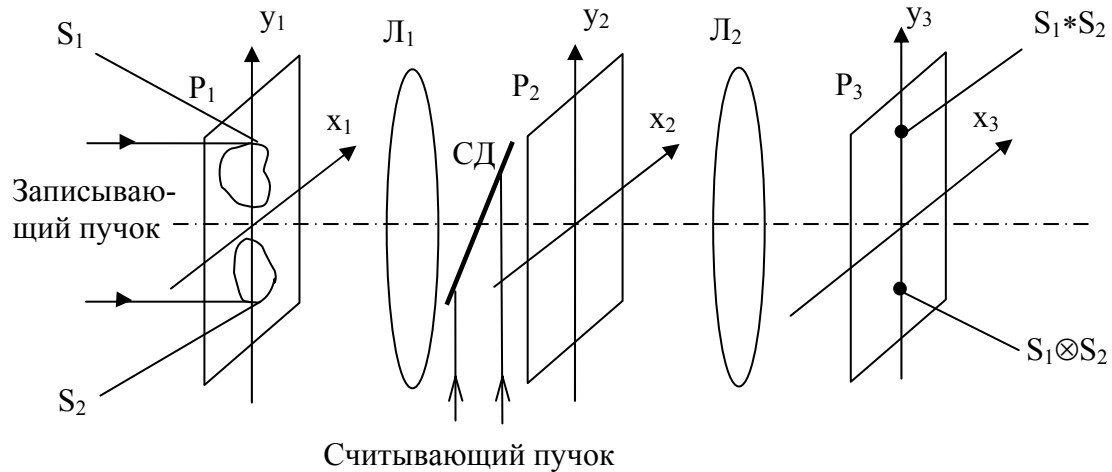


Рисунок 4.2 – Схема оптического коррелятора с взаимно модулированными Фурье-образами

В этой схеме анализируемый транспарант с функцией пропускания  $S_1(x, y)$  с опознаваемыми объектами и эталонный транспарант с функцией пропускания  $S_2(x, y)$  одновременно помещаются во входную плоскость  $P_1$ . Расстояние между центрами транспарантов относительно оптической оси линзы  $L_1$  составляет  $2a$ . Амплитудное пропускание транспарантов  $U(x_1, y_1)$  в плоскости  $P_1$  имеет вид

$$U(x_1, y_1) = S_1(x_1, y_1 - a) + S_2(x_1, y_1 + a).$$

Распределение комплексных амплитуд света в задней фокальной плоскости  $P_2$  линзы  $L_1$  с точностью до постоянного множителя совпадает с Фурье-образом функции  $U(x_1, y_1)$

$$U_2(\xi, \eta) \sim S_1(\xi, \eta) \exp(-i2\pi\eta a) + S_2(\xi, \eta) \exp(i2\pi\eta a).$$

В плоскости  $P_2$  на регистрирующую среду линейно записывается квадрат модуля этого распределения. Амплитудное пропускание голограммы в плоскости  $P_2$  равно

$$t_2(\xi, \eta) \sim |S_1|^2 + |S_2|^2 + S_1 S_2^* \exp(-i4\pi\eta a) + S_1^* S_2 \exp(i4\pi\eta a).$$

При записи голограммы в плоскости  $P_2$  комплексные амплитуды каждой из волн, участвующих в образовании интерференционной картины, оказываются пространственно-модулированными. Зарегистрированное на голографической пластинке в плоскости  $P_2$  изображение интерференционной картины освещается плоской волной восстанавливающего пучка, который вводится в схему с помощью светоделителя СД. Если плоскость  $P_2$  совпадает с передней фокальной плоскостью линзы  $L_3$ , то распределение комплексных амплитуд света в плоскости  $P_3$  будет представлять Фурье-образ функции  $t_2(\xi, \eta)$

$$\begin{aligned} U(x_3, y_3) &= S_1 \otimes S_2, & y_3 &= -2a \\ U(x_3, y_3) &= S_1 * S_2, & y_3 &= 2a \end{aligned}$$

Выбирая надлежащим образом расстояние  $2a$  между эталонным и анализируемым изображениями, можно обеспечить пространственное разделение всех изображений в плоскости выходного изображения, являющейся плоскостью корреляционного анализа.

Преимуществом такого коррелятора перед коррелятором по схеме Вандер Люгта является отсутствие необходимости точной установки голографической пластины с записью голограммы Фурье в положение, которое она занимала во время регистрации. Однако для каждого нового анализируемого изображения необходимо производить запись новой голограммы Фурье. Для регистрации взаимно модулированных Фурье-образов в корреляторах с одновременным преобразованием анализируемого и эталонного изображений допускается установка пространственных модуляторов света с записью и считыванием информации светом с различными длинами волн. Оптические корреляторы со взаимно модулированными Фурье-образами обеспечивают формирование контрастной интерференционной картины. При этом достигается хорошая модуляция всех составляющих в спектре пространственных частот сравниваемых изображений, но, в отличие от дифракционного коррелятора Вандер Люгта, в таких схемах нельзя управлять параметрами голографического фильтра. Далее рассмотрены

наиболее эффективные схемы корреляторов совместного преобразования – гетеродинный и динамический.

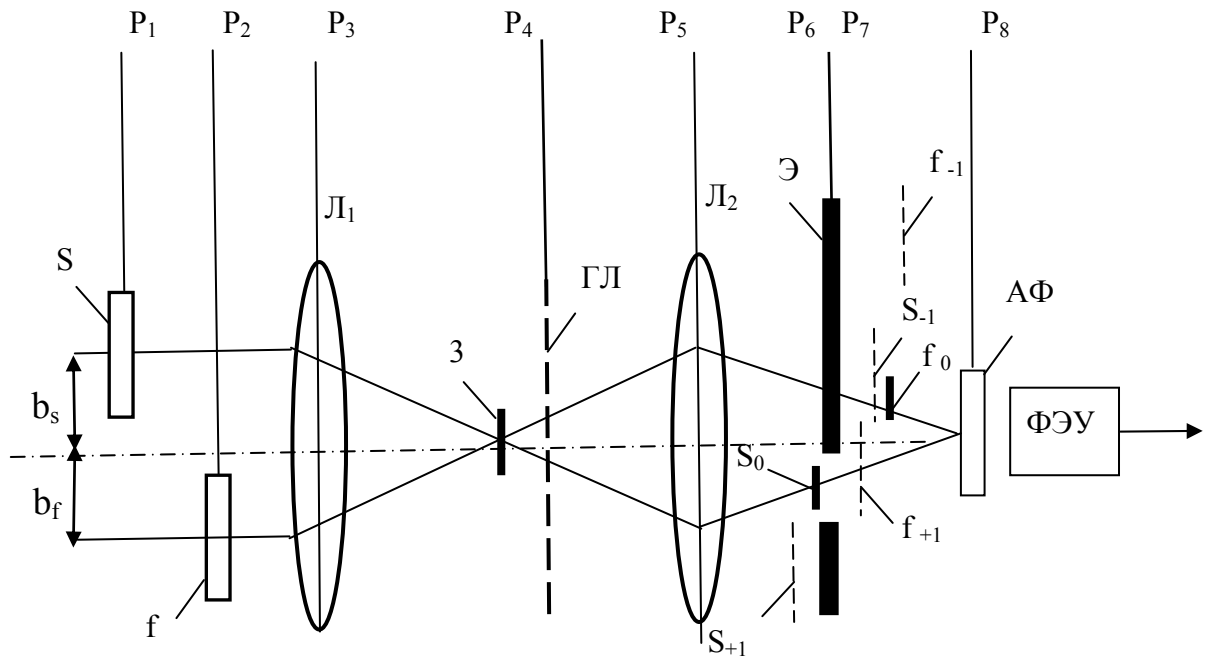
### 4.3 Гетеродинный оптический коррелятор

В гетеродинном корреляторе световые поля, модулированные Фурье-образами анализируемых изображений, перемножаются в реальном времени на фотокатоде ФЭУ. Формирование корреляционного сигнала происходит в результате интегрирования сигналов биения по всей поверхности фотокатода. Для того чтобы частота биений не была нулевой, световые частоты перемножаемых полей должны быть отличными друг от друга. На выходе ФЭУ формируется радиосигнал, комплексная амплитуда (огibaющая) которого соответствует значению функции взаимной корреляции входных изображений.

Имеется схема для корреляционной обработки изображений гетеродинного коррелятора со сканирующей голограммной линзой. Голограммная линза (ГЛ) в этой схеме является постоянно действующим оптическим элементом, выполняющим одновременно три функции: наложение друг на друга сравниваемых изображений в одной плоскости перед фотокатодом ФЭУ, сканирование одним изображением относительно другого и смещение частоты света в одном из них.

Рассмотрим схему гетеродинного коррелятора (рис. 4.1), в которой эталонный и анализируемый транспаранты расположены соответственно в плоскостях  $P_1$  и  $P_2$  перед линзой  $L_1$ , выполняющей Фурье-преобразование, и освещены плоской волной когерентного светового излучения частотой  $\nu$ . Пусть амплитудная прозрачность эталонного транспаранта описывается функцией  $s(x-b_s, y)$ , где  $x, y$  - координаты в плоскостях  $P_1$  и  $P_2$ ,  $b_s$  - смещение центра транспаранта вверх относительно оптической оси вдоль координаты  $x$ .

Амплитудная прозрачность анализируемого транспаранта пусть описывается функцией  $f(x+b_f, y)$ , где  $b_f$  — смещение центра транспаранта вниз относительно оптической оси.



$s$ ,  $f$  - эталонное и анализируемое изображения;  $b_s$ ,  $b_f$  - смещения центров эталонного и анализируемого изображений;  $P_{1-8}$  — плоскости размещения элементов коррелятора;  $L_1$ ,  $L_2$  — линзы; 3 — экран-заслонка; Э — диафрагма;  $s_0$ ,  $s_{+1}$ ,  $s_{-1}$  — нулевой и два первых порядка эталонного изображения;  $f_0$ ,  $f_{+1}$ ,  $f_{-1}$  — нулевой и два первых порядка анализируемого изображения; АФ — амплитудный пространственный фильтр.

Рисунок 4.1 – Схема гетеродинного коррелятора

Линза  $L_1$  осуществляет в плоскости  $P_4$  Фурье-преобразование входных транспарантов. Блокировка постоянной составляющей осуществляется экраном-заслонкой 3. Плоская ГЛ сканирует световое распределение в плоскости  $P_4$ . Линза  $L_2$ , находящаяся в плоскости  $P_5$ , создает уменьшенные изображения нулевого порядка в плоскостях  $P_6$  (для эталонного) и  $P_7$  (для анализируемого). Около каждого из изображений нулевого порядка образуется по два изображения  $\pm 1$ -го порядка. В плоскости  $P_6$  установлена диафрагма Э, пропускающая световой поток лишь в области эталонного изображения нулевого порядка  $S_0$ . Положение и размер отверстия этой диафрагмы регулируются, чтобы обеспечить выбор нужного участка эталонного изображения. Увеличенные Фурье-образы эталонного изображения  $S_0$  и попадающего в окно фрагмента анализируемого изображения  $F_{+1}$  формируются в плоскости  $P_8$ .



Перемножение  $S_0$  и  $F_{+1}$  и пространственное интегрирование выполняются ФЭУ.

Движущееся изображение  $F_{+1}$  приобретает доплеровский сдвиг частоты света, который пропорционален несущей пространственной частоте и скорости движения ГЛ в частотной плоскости. На выходе ФЭУ при этом возникают электрические колебания с частотой доплеровских биений, а их огибающая по мере перемещения ГЛ описывает одно из сечений взаимной корреляционной функции сравниваемых изображений. Эту огибающую после соответствующей электрической фильтрации и детектирования можно наблюдать на экране осциллографа. Для повышения отношения сигнал-шум на выходе коррелятора перед фотокатодом ФЭУ можно устанавливать дополнительные амплитудные фильтры (АФ).

Рассмотренный выше гетеродинный голографический коррелятор, как и большинство других корреляторов с взаимно модулированными Фурье-образами, не требует предварительного изготовления голографического фильтра. Кроме того, он обладает потенциально высокой инструментальной точностью, обусловленной тем, что на формирование сигнала корреляции не влияют искажения и шумы, связанные с изготовлением голографического фильтра и его юстировкой в оптической системе, а также искажения системы считывания корреляционного поля. Однако реальная инструментальная точность гетеродинного коррелятора ограничена абберациями голограммной линзы-модулятора и Фурье-объектива, нестабильностью системы передвижения голограммной линзы, фазовыми неоднородностями входных транспарантов и шумами ФЭУ. Принципиальной особенностью гетеродинного коррелятора является также то, что амплитуда сигнала на выходе ФЭУ оказывается пропорциональной модулю функции корреляции, а не ее квадрату, как в корреляторе Вандер Люгта.

За один цикл движения голограммной линзы принципиально может быть получено одно сечение двумерной корреляционной функции. Движение ГЛ обычно осуществляют вращением барабана, на образующей которого размещена лента с ГЛ. Для получения всех сечений функции корреляции требуется организовать растровое сканирование изображения. Однако при больших скоростях такое сканирование с помощью одной голограммной линзы реализовать

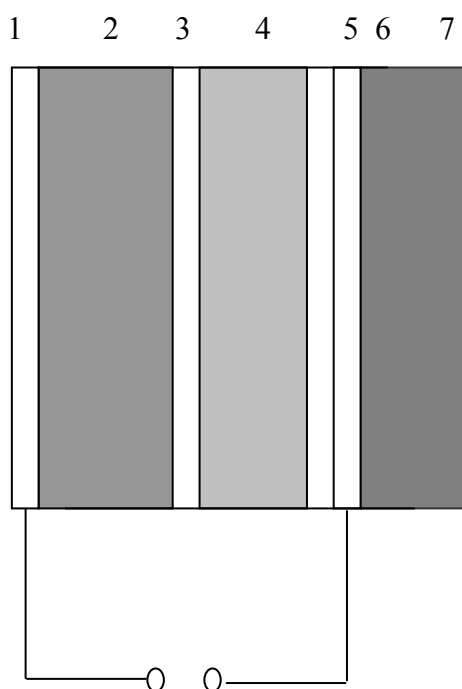
трудно. Поэтому для двумерной развертки корреляционной функции приходится применять многолинзовые голограммные модуляторы. Таким образом, быстродействие гетеродинного коррелятора при решении задач распознавания объектов на изображениях определяется скоростью перебора данных, по крайней мере, по одной из координат.

#### 4.4 Динамический голографический коррелятор

Классическая схема построения голографического коррелятора, предложенная Вандер Люгтом, наряду с известными достоинствами, обладает весьма существенным недостатком: для получения функции корреляции сравниваемых изображений необходимо заранее изготавливать голографический фильтр-эталон и с высокой точностью (порядка единиц или десятка микрометров) выставлять его на оптическую ось коррелятора. Корреляторы с фотоэлектрической регистрацией взаимно модулированных Фурье-образов, в частности гетеродинный коррелятор, лишены этого недостатка, но вычисляют лишь одномерные сечения корреляционной функции. Для получения двумерной корреляционной функции (корреляционного поля) с целью распознавания заданных объектов на изображении в таких корреляторах необходим перебор исходных данных. Корреляторы с промежуточной регистрацией взаимно модулированных Фурье-спектров не требуют такого перебора, но предусматривают изготовление модулированного голографического фильтра заранее. Представляется возможным объединить достоинства корреляторов рассмотренных выше типов и одновременно избежать их недостатков, если воспользоваться схемой формирования взаимно модулированных Фурье-образов, но процесс промежуточной регистрации модулированного голографического фильтра совместить по времени с процессом формирования корреляционного поля. Для такого совмещения требуются реверсивная фоторегистрирующая среда, цикл «запись — стирание», которой согласован с динамикой работы коррелятора. Коррелятор, основанный на этих принципах, был назван динамическим голографическим коррелятором. В качестве реверсивной регистрирующей среды в динамическом корреляторе используется структура МДП-ЖК (металл — диэлектрик — полупроводник — жидкий кристалл), имеющая практически

неограниченное число циклов записи. Такие структуры применяются в качестве пространственно-временных модуляторов света в когерентных оптических системах. В частности, они находят применение как оптически управляемые транспаранты, служащие для ввода изображений в голографические распознающие устройства.

На рис. 4.2 приведена схема использованной в динамическом корреляторе структуры МДП — ЖК. К электродам 1 и 6, прозрачным для видимого излучения, подводится переменное напряжение звуковой частоты.



1, 6 – прозрачные электроды; 2 – фотополюпроводник; 4 – жидкий кристалл; 3, 5 – диэлектрики; 7 – стеклянная подложка

Рисунок 4.2 – Схема структуры МДП-ЖК модулятора

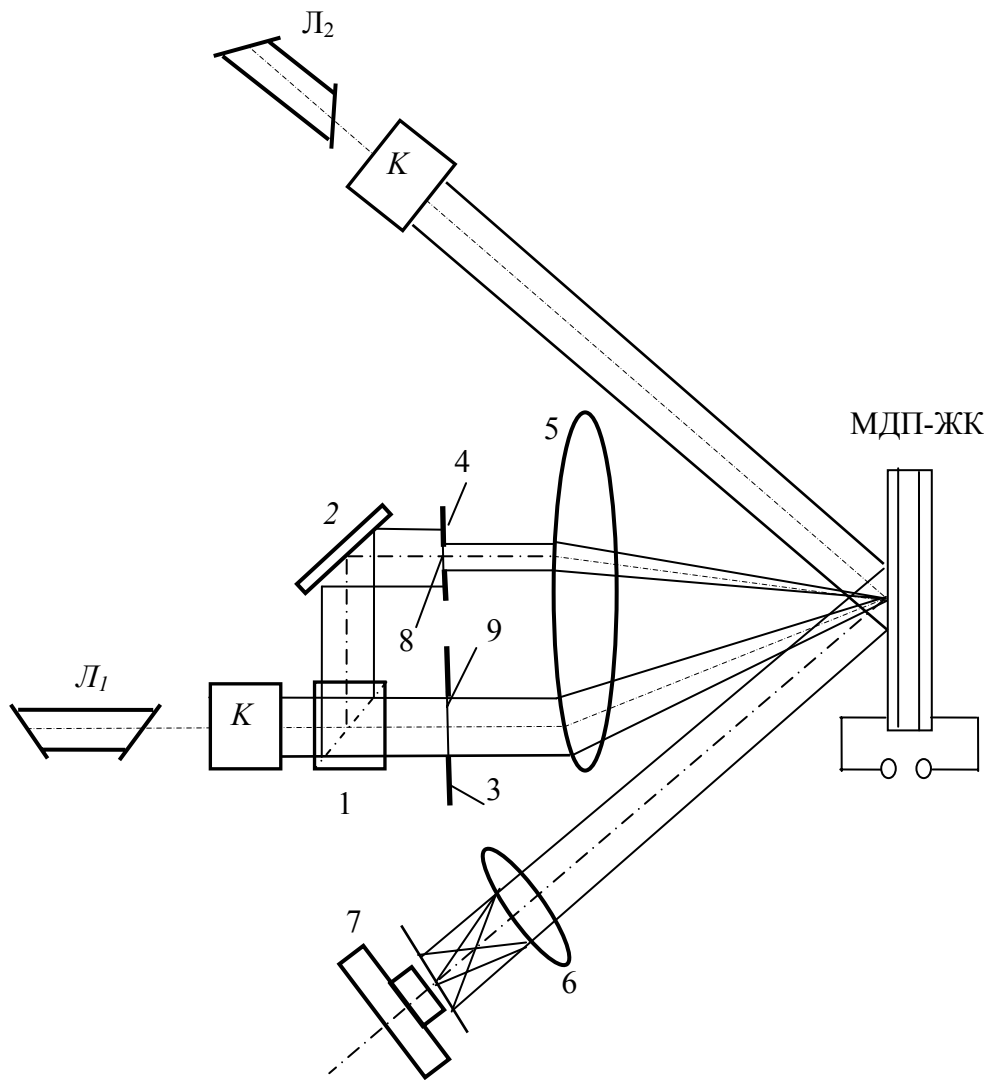
Падение напряжения приходится в основном на слой фотополюпроводника 2. При освещении полупроводникового слоя светом с длиной волны, попадающей в зону его поглощения, его сопротивление изменяется, и некоторая часть напряжения падает на слой жидкого кристалла 4. Приложенное напряжение приводит к переориентации анизотропных молекул в слое ЖК, вызывая изменение двулучепреломляющих свойств этого слоя. В случае, когда структура используется в качестве управляемого транспаранта, для визуализации

записанного изображения используются скрещенные поляроиды, так как информация, записанная на транспаранте, содержится в изменении формы и ориентации эллипса поляризации световой волны, отраженной от слоя полупроводника.

Регистрация модулированных голографических фильтров на структуре МДП — ЖК в силу процессов диффузии пространственного заряда в слое полупроводника и релаксации состояния молекул жидкого кристалла характеризуется некоторым временем  $\tau$  самопроизвольного стирания информации; поэтому процесс записи и считывания информации может происходить циклически или непрерывно. В первом случае после этапа записи считывание нужно производить в течение времени, меньшего, чем  $\tau$ , после чего может следовать аналогичный цикл, а во втором случае запись и считывание производятся «непрерывно» при смене информации за время, большее, чем  $\tau$ .

Оптическая схема динамического голографического коррелятора приведена на рис. 4.3. Световой пучок когерентного излучения, образованный лазером  $L_1$ , расширяется коллиматором  $K$  и с помощью светоделителя 1 и зеркала 2 разделяется на эталонный и объектный пучки. В эталонном пучке помещен эталонный транспарант 8, а в объектном пучке — анализируемый транспарант 9. Фурье-объектив 5 формирует взаимно модулированные Фурье-образы эталонного и анализируемого изображений на структуре МДП - ЖК. Источник когерентного излучения  $L_2$  и коллиматор  $K$  образуют считывающий пучок, который падает на структуру МДП - ЖК и отражается в направлении объектива 6, создающего изображение корреляционного поля в выходной плоскости устройства. Считывание корреляционного поля осуществляется телевизионной камерой 7.

Таким образом на структуру МДП - ЖК падают одновременно три световых пучка, два из которых когерентны и представляют Фурье-образы волн эталонного изображения  $S$  и анализируемого изображения  $F$ . Эти пучки распространяются под углом  $\varphi$  друг относительно друга и используются для динамической записи модулированного голографического фильтра. Третий пучок  $R$ , представляющий собой считывающую волну, распространяется под углом  $\psi$  к волне  $F$ .



$L_1, L_2$  — лазеры;  $K$  — коллиматоры; 1 - светоделитель; 2 — зеркало; 3, 4 - диафрагмы; 8, 9 — эталонный и анализируемый транспаранты соответственно  $s(x, y)$  и  $f(x, y)$ ; 5, 6 - объективы; 7 - телевизионная камера.

Рисунок 4.3 – Оптическая схема динамического голографического коррелятора

Считывающая волна  $R$  с плоским фронтом после отражения формирует две «корреляционные волны»,  $SF^*R$  и  $S^*FR$ , которые отделяются от остальных отраженных волн выбором соответствующих значений углов  $\varphi$  и  $\psi$ . При  $|R| = 1$  распределение комплексных амплитуд

света в одном из первых порядков дифракции соответствует двумерной функции корреляции сравниваемых изображений.

Динамический характер записи модулированных голографических фильтров и считывания корреляционного поля наряду с особенностями оптической схемы коррелятора позволяют легко обеспечить процесс распознавания, инвариантный к угловой ориентации объектов. В традиционных голографических корреляторах, созданных по схеме Вандер Люгта, распознавание различно ориентированных в плоскости анализируемого изображения объектов достигается вращением вокруг оптической оси либо самого анализируемого изображения, либо голограммы-фильтра. Для такого вращения требуются прецизионные оптико-механические системы, причем в случае вращения фильтра необходима дополнительная компенсирующая система, оставляющая движущуюся по кругу картину первого дифракционного порядка на мишени считывающего телевизионного устройства. В динамическом голографическом корреляторе инвариантность к угловой ориентации объектов можно получить, вращая транспарант эталонного изображения объекта. При этом корреляционное поле в первом порядке дифракции будет оставаться неподвижным.

Таким образом, динамический коррелятор обладает в целом следующими достоинствами: корреляционная функция формируется сразу по двум координатам; нет необходимости в двухступенчатом голографическом процессе; полностью отсутствуют требования к точности установки регистрирующей среды в направлении, перпендикулярном оптической оси устройства; не требуются прецизионные поворачивающие оптико-механические системы для распознавания объектов различной угловой ориентации; легко обеспечиваются различные виды предобработки и фильтрации изображений за счет управления нелинейной характеристикой регистрирующей среды. Дальнейшее развитие схем динамических голографических корреляторов будет определяться разработкой перспективных сред для динамической голографии.

## 5 Волоконно-оптические системы передачи информации

Наблюдающийся в настоящее время значительный рост информатизации в жизни общества, что проявляется, например, в растущем потреблении ресурсов Internet, является основной причиной использования волоконно-оптических систем передачи (ВОСП) в сетях различного назначения. Это могут быть как протяженные телекоммуникационные магистрали, так и локальные вычислительные сети. Информация в сетях передается по оптическим диэлектрическим волноводам, которые называют *оптическими волокнами*. Оптическое волокно в настоящее время считается наиболее перспективной средой для передачи больших объемов информации на значительные расстояния. Волоконная оптика находит применение практически во всех задачах, связанных с передачей информации. Широкое использование волоконно-оптических линий связи (ВОЛС) началось примерно в восьмидесятых годах прошлого столетия, когда технология изготовления волокна позволила строить линии достаточной протяженности.

Системы передачи информации на основе оптических волокон имеют ряд преимуществ по сравнению с аналогичными системами на основе электрических кабелей. К наиболее важному преимуществу следует отнести широкую полосу пропускания, которая обусловлена высокой несущей частотой оптического излучения порядка  $10^{14}$  Гц. Такая полоса дает возможность передачи по одному оптическому волокну потока информации в несколько терабит в секунду. Малое затухание светового сигнала в волокне (десятые доли дБ/км) и небольшая дисперсия позволяют при использовании современных технологий реализовать участки линий передачи без ретрансляции протяженностью 100 км и более.

Так как оптическое волокно изготовлено из диэлектрического материала, оно невосприимчиво к внешним электромагнитным помехам, что можно характеризовать, как его высокую помехозащищенность. Также в многоволоконных кабелях отсутствует внутреннее перекрестное влияние электромагнитного излучения, присущее многожильным медным кабелям. Низкий уровень шумов в волоконно-оптическом кабеле позволяет увеличить полосу пропускания. Волоконно-оптические кабели обладают высокой защищенностью от несанкционированного доступа, так как в

линиях практически отсутствует излучение в радиодиапазоне, а также реализованы системы мониторинга целостности оптической линии связи.

К экономичности оптических волокон относят их малый вес и объем. Волоконно-оптические кабели имеют меньший вес и объем по сравнению с медными кабелями в расчете на одинаковую пропускную способность. В то же время волокно изготавливается из кварца, основу которого составляет двуокись кремния - широко распространенного и недорогого материала. При этом волокно позволяет передавать сигналы на значительно большие расстояния без ретрансляции по сравнению с медным кабелем. Достоинством волоконной линии является также взрыво- и пожаробезопасность вследствие отсутствия искрообразования, что повышает безопасность сети на химических, нефтеперерабатывающих и других предприятиях повышенной опасности. Оптическая сеть обладает изолирующим свойством, заключающимся в гальванической развязке элементов сети.

Несмотря на многочисленные преимущества перед другими способами передачи информации к недостаткам ВОСП относят высокую стоимость интерфейсного и монтажного оборудования. Однако улучшение конструкции и повышение надежности оптических передатчиков, приемников и пассивных элементов линейного тракта позволяют постоянно снижать стоимость производства волоконно-оптических устройств, а совершенствование технологии монтажа, соединительных элементов и упрощение используемого оборудования приводят к существенному уменьшению стоимости монтажных работ. К увеличению стоимости волоконных линий приводят также специальные меры, принимаемые для увеличения прочности волокна, например, покрытие его специальным лаком, или усиление оптического кабеля специальными прочными нитями.

### **5.1 Типовая модель волоконно-оптической системы передачи**

На рис. 5.1 представлена упрощенная модель ВОСП, которая аналогична некоторой кабельной или беспроводной радиосистеме передач. Операции в блоках этой модели могут быть как аналоговыми, так и цифровыми. Так, в настоящее время многие кабельные телевизионные



системы используют аналоговый формат, хотя в перспективе он может изменяться на цифровой.

Рассмотрим функцию каждого блока на упрощенной схеме рис. 5.1. Аналоговый сигнал, поступающий с некоторого устройства, например, телефона, преобразуется аналого-цифровым преобразователем (кодером) в цифровой сигнал (битовый поток), он также устанавливает требуемый уровень постоянного смещения импульсов

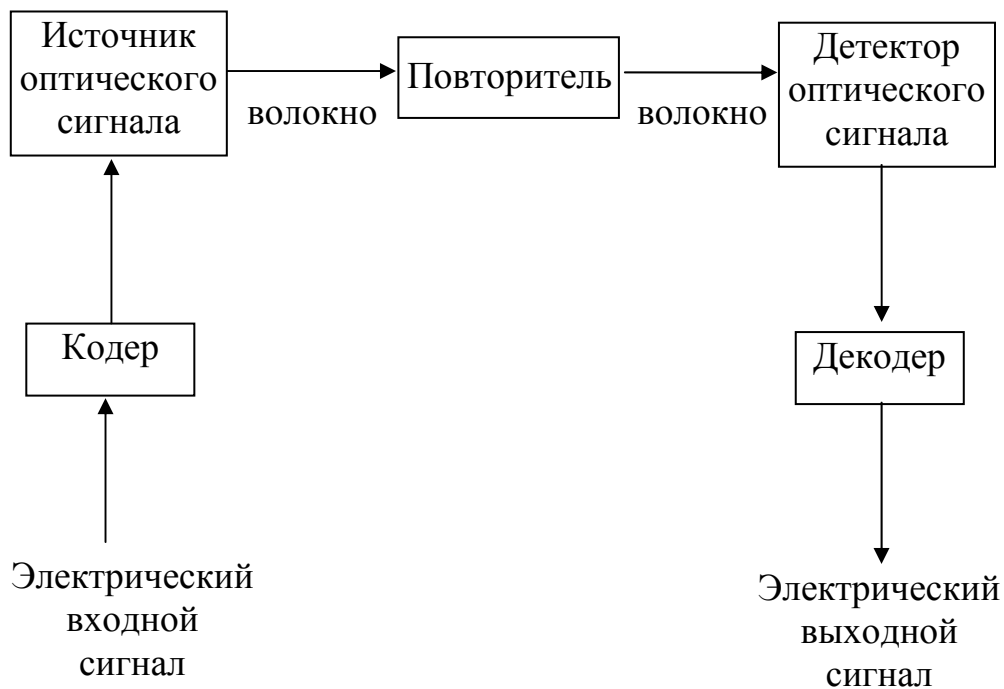


Рисунок 5.1 – Упрощенная модель ВОСП

Битовый поток используется для модуляции источника оптического сигнала (оптического передатчика), который передает серию оптических импульсов в оптическое волокно. Существуют два различных источника света, широко используемых на практике - светоизлучающий диод (СИД) и лазерный диод (ЛД), оба источника используют модуляцию по интенсивности. Оптический передатчик обеспечивает преобразование входного электрического (цифрового или аналогового) сигнала в выходной световой (цифровой или аналоговый) сигнал. Можно упрощенно представить, что при цифровой передаче оптический излучатель передатчика "включается" и "выключается" в соответствии с

поступающим на него битовым потоком электрического сигнала. Эти устройства способны поддерживать модуляцию излучаемого света с частотами порядка гигагерц. В случае преобразования аналогового электрического сигнала в аналоговый оптический сигнал оптический передатчик должен иметь высокую линейность.

Этот источник соединяется с детектором светового сигнала через одно из оптических волокон в волоконно-оптической кабеле (ВОК), другие волокна могут использоваться для других целей, например, для резервирования. Оптические волокна внутри кабеля могут быть как одномодовыми, так и многомодовыми. Физические размеры волокна (диаметр его центральной части) определяют его тип. Существуют экономические, эксплуатационные причины, которые определяют тип используемого волокна для конкретной ВОСП.

В качестве детектора светового излучения на удаленном конце волоконно-оптической линии большинство ВОСП в настоящее время используют два типа приемников - PIN-диод и лавинный фотодиод (ЛФД), которые имеют очень малую инерционность. PIN-диод менее чувствителен к изменению окружающей среды, так как не имеет внутреннего усиления. ЛФД - более сложный прибор и более чувствителен к изменению окружающей среды, но может обеспечить порядка 20 дБ дополнительного усиления. С помощью оптического приемника импульсы света преобразуются снова в электрический сигнал. Декодерная часть ВОСП преобразует бинарный электрический поток обратно в аналоговый сигнал.

Если приемная и передающая станции удалены друг от друга, например, на сотни километров, то могут потребоваться одно или несколько промежуточных ретрансляционных устройств для усиления оптического сигнала, а также для восстановления фронтов импульсов. В качестве таких устройств используются повторители и оптические усилители. Повторитель состоит из оптического приемника, электрического усилителя и оптического передатчика. Оптический усилитель не осуществляет оптоэлектронного преобразования, а, используя специальные активные среды и лазеры накачки, непосредственно усиливает проходящий оптический сигнал.

## 5.2 Типы оптических волокон

Оптические волокна разделяют на два основных типа: многомодовые (MMF - multi mode fiber) и одномодовые (SMF - single mode fiber). Многомодовые волокна подразделяются на ступенчатые и градиентные. Одномодовые волокна подразделяются на ступенчатые одномодовые или стандартные (SF - standard fiber), на волокна со смещенной дисперсией (DSF - dispersion-shifted single mode fiber) и на волокна с ненулевой смещенной дисперсией (NZDSF – non-zero dispersion-shifted single mode fiber).

Конструктивно в простейшем случае оптическое волокно можно представить в виде двухслойного коаксиального световода, который состоит из внутренней сердцевины и окружающей ее оболочки с различными показателями преломления  $n_1$  и  $n_2$ , соответственно (рис. 5.2).

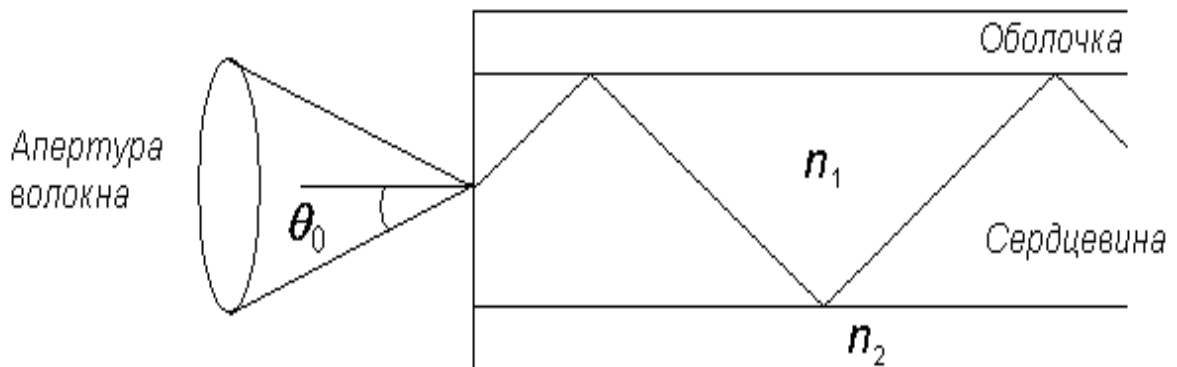


Рисунок 5.2 – Распространение света в оптическом волокне

Сердцевина, по которой происходит распространение оптического сигнала, изготавливается из оптически более плотного материала, следовательно  $n_1 > n_2$ . Сердцевина чаще всего выполняется из кварцевого стекла, оболочка - либо из стекла, либо из прозрачного полимера. Наиболее наглядно анализ распространения светового излучения в волоконном световоде можно получить из представлений геометрической оптики, рассматривая оптические волны в виде лучей. На рис. 5.2 показаны продольное осевое сечение волокна и световые

лучи, лежащие в этом сечении и называемые меридианальными. Распространение света в волокне можно представить в виде последовательных полных внутренних отражений на границе раздела сердцевина-оболочка. Так как сердцевина является оптически более плотной средой по отношению к оболочке, то существует критический угол падения  $\theta_c$  - внутренний угол падения на границу раздела, при котором преломленный луч идет вдоль границы сред ( $\theta_2 = 90^0$ ). Из закона Снеллиуса можно найти этот критический угол падения

$$\theta_c = \arcsin\left(\frac{n_2}{n_1}\right). \quad (5.1)$$

Полное внутреннее отражение на границе раздела сердцевина-оболочка происходит при углах

$$\theta_c \leq \theta \leq \frac{\pi}{2}. \quad (5.2)$$

При этом луч, удовлетворяющий условию (5.2), распространяется вдоль сердцевины волокна по зигзагообразной траектории. Поскольку явление полного внутреннего отражения не сопровождается потерями (если материалы, из которых изготовлены сердцевина и оболочка не поглощают на длине волны излучения), то лучи, удовлетворяющие условию (5.2), могут обеспечить передачу светового сигнала на большие расстояния. В волокне имеется бесчисленное множество меридианальных сечений, в каждом из которых возможно распространение лучей, удовлетворяющих условию (5.2), и, следовательно, имеющих направляющие углы (углы между волновым вектором и осью волокна)  $\theta_1$  в пределах

$$0 \leq \theta_1 \leq \frac{\pi}{2} - \theta_c. \quad (5.3)$$

Таким образом, если на торец волокна, находящегося в окружающей среде с показателем преломления  $n_0$  (рис. 5.3, б), падают в какой-либо из

меридианальных плоскостей лучи под углами  $\theta_0$  к оси, то волноводное распространение света в волокне (5.2) будет происходить при следующем условии

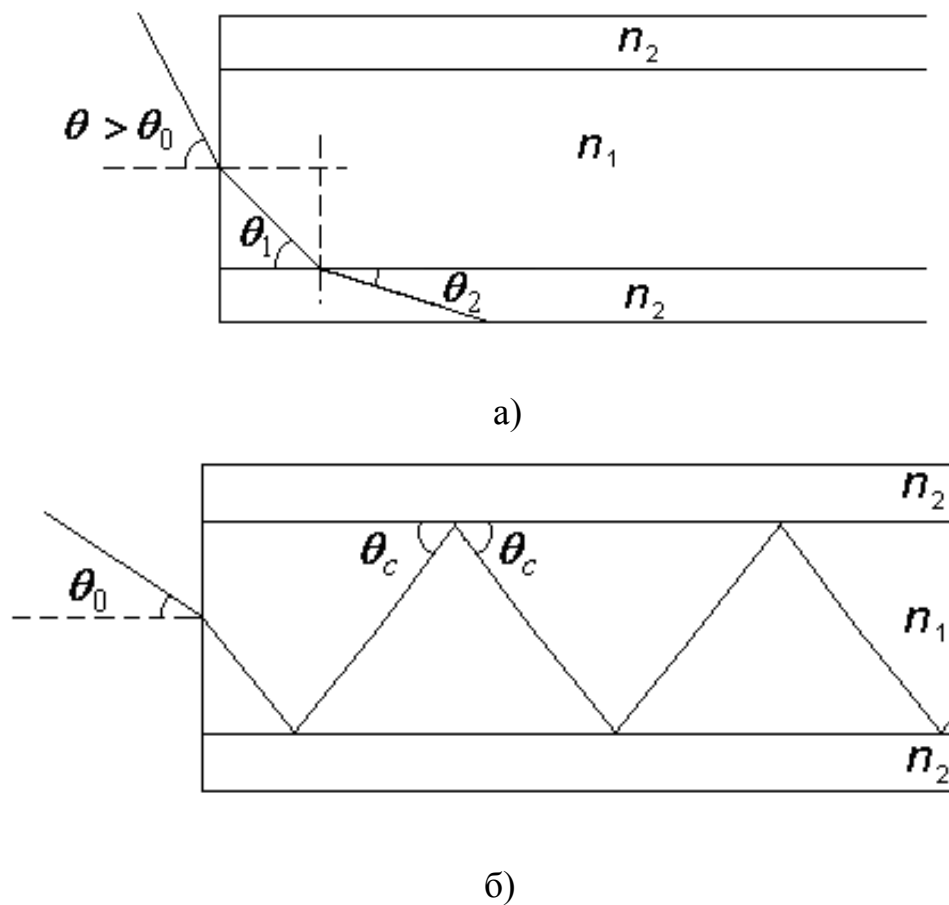
$$\theta_0 \leq \arcsin\left(\frac{\sqrt{n_1^2 - n_2^2}}{n_0}\right). \quad (5.4)$$

Выражение (5.4) можно получить из закона Снеллиуса для преломления на границе входного торца

$$\frac{\sin \theta_0}{\sin \theta_1} = \frac{n_1}{n_0}. \quad (5.5)$$

Если свет падает на входной торец из воздушной среды, что чаще всего бывает на практике (это связано с существованием зазоров между волокнами и другими элементами ВОСП), то  $n_0 = 1$  и

$$\sin \theta_0 = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} = NA \quad (5.6)$$



а – моды подложки, б – волноводные моды

Рисунок 5.3 - Условия распространения света в оптическом волокне

Выражение (5.6) определяет важный параметр, характеризующий оптическое волокно, получивший название *числовая апертура*, значение которой указывается производителем для каждого поставляемого типа волокна. Числовая апертура обычно обозначается  $NA$ , что является аббревиатурой такого же английского словосочетания. Другим важным параметром, характеризующим волокно и распространяющийся по нему свет, является *нормированная частота  $V$*

$$V = \frac{\pi d NA}{\lambda} \quad (5.7)$$

Из рис. 5.3, *a* видно, что лучи, падающие на торец сердцевины под углами  $\theta > \theta_0$ , не испытывают полного внутреннего отражения и в этом случае не происходит волноводного распространения света. Эти лучи, так же как и все лучи, попадающие в волокно через торец оболочки, получили название *мод оболочки*, а если они выходят за пределы оболочки, их называют *излучательными модами*. Рассмотрение процессов формирования и взаимодействия различных типов мод является одной из основных задач при анализе свойств оптического волокна. Применяемый подход с точки зрения геометрической оптики в ряде случаев может оказаться неточным, однако поведение излучательных мод и мод оболочки он описывает достаточно точно. Так как внешняя граница оболочки в силу технологических причин не обеспечивает отражения без потерь, вследствие того, что она геометрически неровна и в большинстве случаев покрыта полимерным материалом со значительным коэффициентом затухания. Кроме того, у некоторых волокон оптические потери могут быть велики в этой оболочке. Поэтому энергия мод оболочки за счет процессов рассеяния и поглощения затухает на достаточно малых расстояниях оптической линии. Излучательные моды затухают почти сразу в малопрозрачном материале внешнего покрытия волокна. Несмотря на это, взаимодействие этих мод с волноводными может привести к повышению затухания энергии оптического сигнала в процессе его распространения вдоль волокна. Взаимодействие волноводных мод с модами оболочки, в частности, создается случайными неоднородностями, расположенными вдоль волокна - изменениями диаметра и показателя преломления сердцевины, показателя преломления оболочки, изгибами и т. д.

Более подробное рассмотрение лучей, образующих волноводные моды, показывает, что наряду с меридианальными в более общем случае существуют так называемые косые лучи (рис. 5.4).

Косые лучи образуются в результате падения на входной торец лучей, лежащих в пределах числовой апертуры, но не в плоскости меридианального сечения волокна. Если меридианальный луч, движущийся вдоль волокна, может быть представлен при наблюдении его с торца в виде отрезка прямой, проходящей через центр волокна, то есть поперечная проекция луча совпадает с диаметром сердцевинки, то косой луч проецируется на плоскость поперечного сечения волокна в виде ломаной линии. Траектория всех меридианальных лучей, исходящих из точек  $A_1$ ,  $A_2$ , имеет одинаковую поперечную проекцию независимо от их направляющих углов  $\theta_1$ , (рис. 5.4). В то же время косые лучи, исходящие из других точек, имеют поперечные проекции, описываемые ломаными линиями различной конфигурации в зависимости от угла падения в точку.

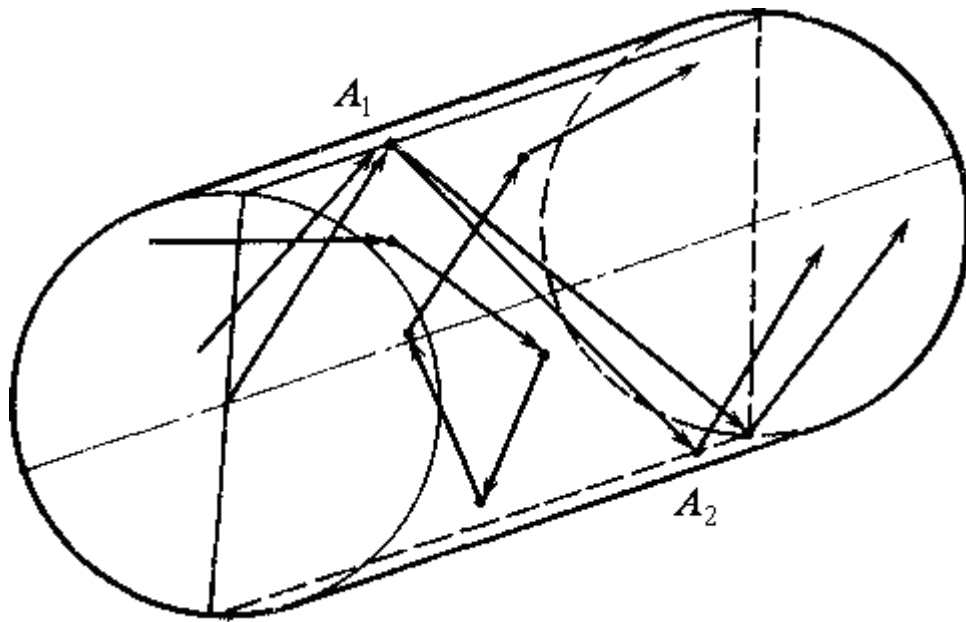


Рисунок 5.4 – Распространение косых лучей в оптическом волокне

Таким образом, распространение света в оптическом волокне принципиально отличается от процесса распространения света в планарном волноводе, и связано это с тем, что граница раздела

сердцевина-оболочка в волокне является искривленной, причем кривизна в точке падения зависит от типа луча и угла падения. Оптический луч представляет собой волновой вектор плоской волны, фронт которой перпендикулярен лучу в каждой его точке. Кривизна границы раздела в точке падения косого или меридианального луча на внутреннюю поверхность сердцевины определяется формой криволинейного следа, образуемого при пересечении этой поверхности волновым фронтом падающей волны. Меридианальный луч распространяется в волокне таким образом, что соответствующий волновой фронт при пересечении границы раздела дает кривую в виде эллипса. Чем больше направляющий угол  $\theta_1$  тем больше эллипс приближается к окружности, но во всех случаях точки, в которых происходит отражение, лежат в вершинах эллипса. Волновые фронты, соответствующие косым лучам, также дают кривую при пересечении границы раздела в виде эллипса, однако точки отражения могут располагаться в различных областях этого эллипса. Следует отметить, что условия отражения могут быть различными для косого луча в различных точках его траектории, в одних точках он будет испытывать полное внутреннее отражение, в других - частичное, что приведет к постепенному переходу энергии луча в оболочку, то есть к потерям. Такая модель распространения косых лучей показывает, что энергия лучей переходит в оболочку не сразу, как в случае лучей, формирующих моды оболочки, а постепенно, например, на протяжении сотен метров или нескольких километров волоконно-оптической линии. Такие лучи называют лучами утечки, они, как и волноводные моды, принимают участие в формировании потока энергии вдоль волокна.

При более строгом рассмотрении процесса распространения света по волокну следует решать волновые уравнения Максвелла. В этом случае лучи представляются волнами, причем различные типы волн (решения уравнений) называются *модами*. Волноводные моды обозначаются буквами  $E$  и  $H$  с двумя индексами  $n$  и  $m$  ( $E_{nm}$  и  $H_{nm}$ ). Индекс  $n$  характеризует азимутальные свойства волны (число изменений поля оптической волны по окружности, ограничивающей волокно), а  $m$  - радиальные свойства (число изменений поля вдоль диаметра волокна). По оптическому волокну могут распространяться два типа волн - симметричные ( $E_{0m}$  и  $H_{0m}$ ), у которых имеется лишь одна продольная составляющая электромагнитного



поля, и несимметричные, или смешанные ( $E_{nm}$  и  $H_{nm}$ ), у которых имеется две продольные составляющие поля. При этом, если преобладает продольная составляющая электрического поля –  $E_z$ , то волна обозначается  $EH_{nm}$ , а если преобладает продольная составляющая магнитного поля -  $H_z$ , то волна записывается  $HE_{nm}$ . Из сопоставления волновой теории с геометрической оптикой следует, что симметричные моды  $E_{0m}$  и  $H_{0m}$  соответствуют меридианальным лучам, а несимметричные моды  $E_{nm}$  и  $H_{nm}$  - косым лучам. Если по волокну может распространяться только одна мода, такой режим называется одномодовым, если много мод, то режим многомодовый. Многомодовый или одномодовый характер распространяющегося по волокну света влияет на дисперсию, а следовательно, на пропускную способность волокна

Одномодовое оптическое волокно сконструировано таким образом, что в сердцевине может распространяться только одна, основная мода. Именно поэтому подобные волокна имеют наилучшие характеристики, и наиболее активно используются в строительстве ВОЛС. Основные преимущества одномодовых оптических волокон – малое затухание, минимальная величина модовой дисперсии, широкая полоса пропускания.

Расчет на основе уравнений Максвелла позволяет найти критерий одномодового режима исходя из величины нормированной частоты:  $V < 2,405$ . Следует отметить, что нормированная частота явно зависит от длины волны света (5.7). С увеличением нормированной частоты  $V$  количество мод, распространяющихся по волокну, начинает возрастать. При больших значениях  $V$  число мод  $N$  для волокна со ступенчатым профилем можно оценить таким соотношением

$$N = \frac{1}{2} V^2 = \frac{1}{2} \left( \frac{\pi d NA}{\lambda} \right)^2. \quad (5.8)$$

Многомодовые оптические волокна имеют такое соотношение диаметров оболочки и сердцевины, которое позволяет передавать одновременно несколько сотен разрешенных световых мод, вводимых в волокно под разными углами в рамках числовой апертуры волокна. Все разрешенные моды имеют разные траектории распространения и, соответственно, различное время распространения по световоду. Главный недостаток многомодовых волокон – большая величина модовой

дисперсии, ограничивающая как полосу пропускания, так и дальность работы цифровой системы передачи. Однако, многомодовые оптические волокна активно применяются в коротких ВОЛС, что объясняется дешевизной производства как волокна, так и источников излучения.

Одним из способов компенсации модовой дисперсии является применение оптических волокон с переменным профилем показателя преломления сердцевины кабеля. Такие световоды называют градиентными оптическими волокнами. В отличие от стандартных многомодовых световодов, имеющих постоянный профиль преломления материала сердцевины, такие световоды имеют показатель преломления, плавно уменьшающийся от центра к оболочке. Вследствие изменения скорости распространения света происходит компенсация задержки распространения разных световых мод. В результате, такое оптическое волокно имеет во много раз меньшую дисперсию, и, как следствие, большую полосу пропускания. Главный недостаток градиентных оптических волокон, ограничивающий их применение – большая цена и сложность их производства. На рис. 5.5 показана лучевая картина распространения света в многомодовом градиентном оптическом волокне.

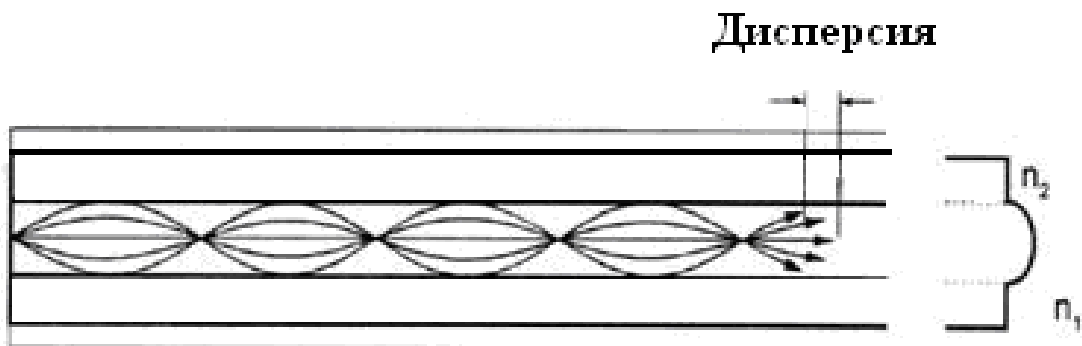


Рисунок 5.5 – Распространение света в многомодовом оптическом  
волокне

### 5.3 Затухание и дисперсия в оптическом волокне

В общем случае затухание характеризует ослабление светового потока в оптическом волокне. Причины затухания могут быть различными.

Затухание света в оптическом волокне, вызывается *поглощением света*. Поглощение может быть определено, как превращение энергии

светового излучения в тепловую энергию, оно связано с резонансными явлениями в материале волокна. Существуют внутреннее поглощение, связанное со свойствами материала волокна и молекулярным резонансом, и внешние поглощения, определяемые наличием микропримесей в материале волокна (например ионов ОН). Современные оптические волокна имеют очень малое количество микропримесей, поэтому величина внешнего поглощения минимальна и может не учитываться.

Затухание света в оптическом волокне вызывается *рассеянием излучения*. Рассеяние - это один из основных факторов затухания света в оптическом волокне. Наличие этого типа затухания связано, прежде всего, с дефектами сердцевинки оптического волокна, а также с наличием посторонних вкраплений и примесей в оптическом волокне. Подобные посторонние включения значительно влияют на возможность прохождения света по идеальной траектории, приводят к его отклонению от нее и, как следствие, к превышению угла падения на границу раздела сердцевина - оболочка и выходу части светового луча в оболочку. Кроме того, наличие неоднородностей волокна приводит к отражению части светового потока в обратную сторону - *обратное рассеяние* (рис. 5.6).

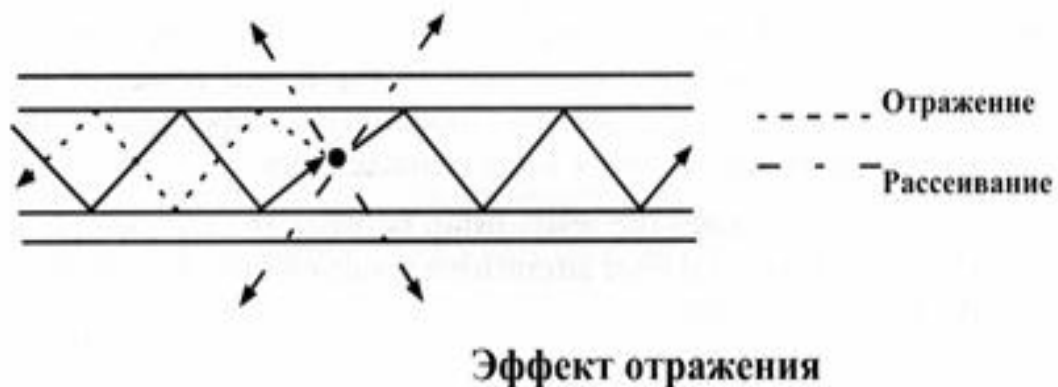


Рисунок 5.6 – Обратное рассеяние светового потока в волокне

Затухание связано также с изгибами оптического волокна. Различают два типа изгиба волокна: *микроизгиб* и *макроизгиб*. Микроизгибы связаны с несовершенством волокна, это - микроскопические изменения геометрии сердечника волокна, появляющиеся в процессе производства кабеля. Причиной является

искривление оси при сдавливании волокна недостаточно гладкими внешними покрытиями. Потери от микроизгибов могут быть достаточно большими и превышать в некоторых случаях величину 100 дБ/км. Эти потери являются функцией поперечных размеров поля моды и уменьшаются с ростом поперечного сечения.

Макроизгибом называют большой изгиб оптического волокна, который соотносят с некоторым минимально допустимым радиусом, указываемым производителем кабеля. Типичные значения минимального радиуса изгиба лежат в диапазоне 10 - 30 см в зависимости от числа волокон в кабеле. При таком изгибе световое излучение распространяется без сильных искажений. Уменьшение же радиуса изгиба приводит к значительному повышению эффекта рассеивания оптического излучения через оболочку. Для определения полного затухания оптического волокна должны быть учтены все перечисленные выше факторы, приводящие к выходу светового потока через оболочку, они схематично представлены на рис. 5.7.

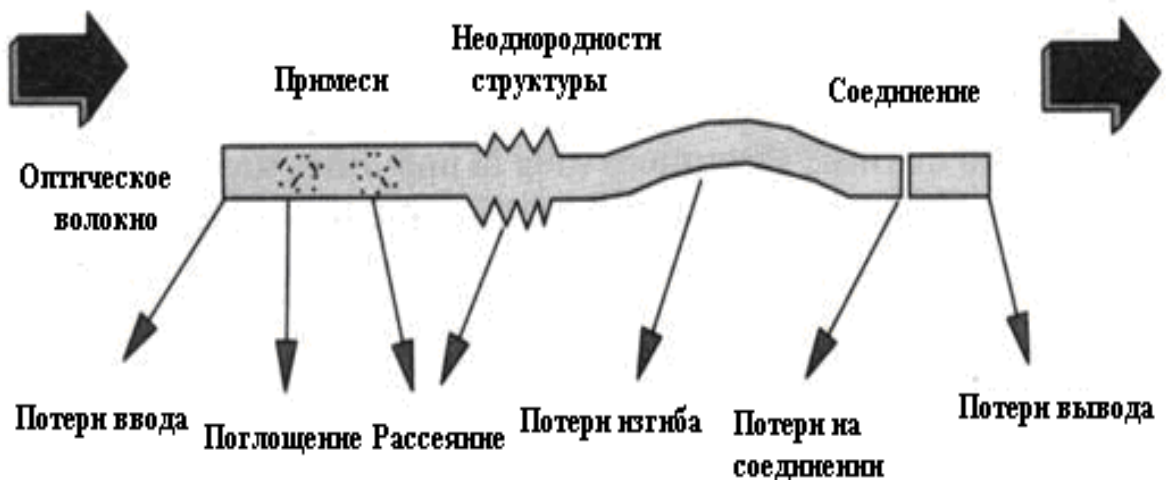


Рисунок 5.7 – Факторы, определяющие затухание оптического волокна

Обычно затухание измеряется в дБ/км и зависит как от параметров оптического волокна, так и от длины волны светового излучения. Спектральная зависимость затухания имеет нелинейный характер, обобщенно она представлена на рис 5.8.

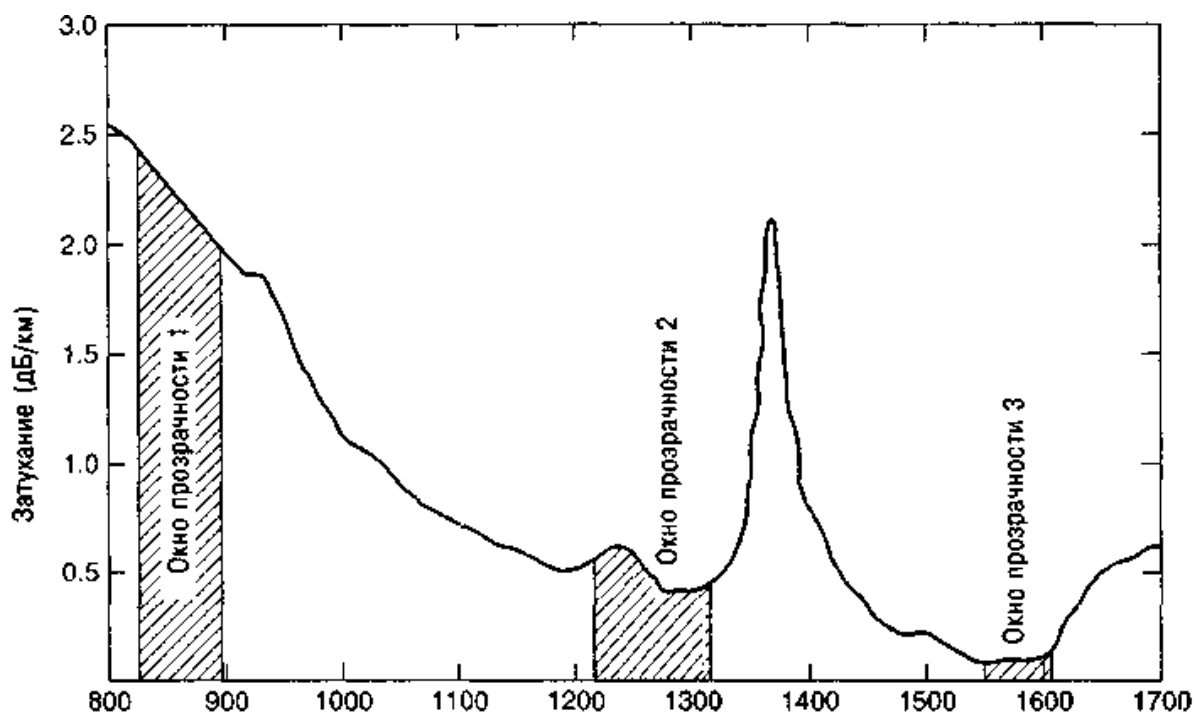


Рисунок 5.8 – Зависимость величины затухания оптического излучения от длины волны

Представленный график имеет несколько участков, где затухание оптического сигнала минимально. Эти участки называются окнами прозрачности волокна. Первое окно прозрачности расположено на длинах волн от 820 до 900 нм и используется в основном для передачи сигналов на короткие расстояния с использованием широкополосных светодиодных источников излучения и коротковолновых лазеров. Основное достоинство такой аппаратуры – ее дешевизна. Второе окно прозрачности – от 1280 до 1350 нм активно используется в телекоммуникациях. При относительно высоком затухании оптических сигналов, работающих в этом диапазоне, это окно прозрачности позволяет использовать оптические источники с широкой полосой излучения. Основная причина этого – минимальная величина хроматической дисперсии кварцевого стекла, позволяющая использовать дешевые источники излучения. Третье окно прозрачности перекрывает диапазон длин волн от 1525 до 1575 нм. Основное достоинство его использования – минимальное затухание оптического сигнала. Однако передача высокоскоростных потоков данных в этом диапазоне сталкивается с обязательным условием компенсации повышенной дисперсии волокна, что ведет к увеличению стоимости ВОЛС.

Одним из факторов, сильно влияющих на качество передачи сигналов

в световодах, является дисперсия. В общем случае, дисперсия - это "размывание" или растягивание светового импульса, происходящее во время передачи его в оптическом волокне. Дисперсия сильно ограничивает скорость работы оптических систем, заметно снижая полосу пропускания. Разделяют два основных вида дисперсии - модовая и хроматическая. *Хроматическая дисперсия* связана, прежде всего, с зависимостью скорости распространения светового потока от длины волны источника излучения. В отличие от идеального источника света, любой реальный источник излучает свет в некоторой полосе частот. Составляющие светового импульса, имеющие разные длины волн, достигают выхода оптического волокна с различными задержками времени, искажая исходный импульс. Хроматическая дисперсия может быть выражена как разность времени прохождения оптического волокна длиной один километр сигналами двух длин волн, причём эти длины волн должны лежать в заданной полосе спектра излучения оптического источника.

Поскольку коэффициент преломления кварцевого стекла минимален при длине волны, равной 1300 нм, производная показателя преломления на этой длине волны равна нулю и, соответственно, хроматическая дисперсия пренебрежимо мала. Это одна из причин активного использования второго окна прозрачности в телекоммуникационной аппаратуре. Однако, существуют способы смещения дисперсии с помощью легирования кварцевого стекла. Такие световоды называются оптическими волокнами со смещенной дисперсией и могут иметь нулевую дисперсию на длине волны с минимальным затуханием (1550 нм). Это позволяет использовать их в оптических системах, требующих особенно большой полосы пропускания или больших участков кабеля с минимальным количеством повторителей, например для подводных кабельных сетей.

*Модовая дисперсия* связана с различным временем прохождения участка волокна различных световодных мод, распространяющихся по различным траекториям. В пределах числовой апертуры в многомодовое волокно может быть введено несколько сотен мод. и все они будут распространяться по различным траекториям, имея различное время прохождения от источника до приемника. Суммарный импульс, полученный приемником сигнала, оказывается сильно растянутым во временной области. Наличие модовой дисперсии является недостатком многомодовых систем передачи. Эффект модовой дисперсии частично нивелируется преобразованием мод. При прохождении по оптическому

волокну моды низших порядков, имеющие малые углы траектории по отношению к оси оптического световода преобразуются в моды более высокого порядка и наоборот. Таким образом, скорость прохождения участка волокна модами несколько усредняется. Однако процесс такого усреднения происходит, прежде всего, за счет неоднородностей волокна, а они, в свою очередь, заметно увеличивают общее затухание сигнала. Модовая дисперсия может быть исключена, если параметры волокна подбирать таким образом, чтобы по световоду распространялась только одна основная мода. Таким свойством обладают одномодовые оптические волокна. Однако световое излучение передается по одномодовому волокну в виде двух взаимно перпендикулярных поляризационных составляющих моды. Вследствие неидеальности геометрических размеров сердцевинки, а также различного рода механических и оптических факторов появляется некоторая асимметрия показателя преломления и, как следствие, отличие скоростей распространения двух ортогонально ориентированных составляющих поля. Суммарный световой импульс на выходе световода получается несколько искаженным. Разность времени распространения ортогонально ориентированных составляющих одномодового оптического волокна, выраженная в пикосекундах, определяется через *поляризационную модовую дисперсию (ПМД)*. Основной причиной возникновения ПМД является асимметрия показателя преломления сердцевинки волокна. Появление такой асимметрии связано, прежде всего, с неидеальностью геометрических размеров сердцевинки (например, овальностью профиля), что возникает еще на этапе производства кабеля.

Поляризационная модовая и хроматическая дисперсии существенно ограничивают возможности передачи оптических сигналов по волокну и вместе с затуханием являются наибольшим препятствием для увеличения дальности работы ВОСП. Хроматическая дисперсия может быть компенсирована, как с помощью уменьшения полосы излучаемого спектра оптического источника, так и смещением хроматической дисперсии кабеля в область более высоких длин волн. Компенсация ПМД невозможна и может быть снижена только с увеличением качества оптических волокон и кабелей. Величина  $0,5 \text{ пс} / \sqrt{\text{км}}$  является фактически принятым международным стандартом максимально допустимой ПМД для производителей. Однако при эксплуатации волоконно-оптического кабеля значение этого параметра возрастает.

## 6 Акустооптические устройства обработки информации

Акустооптическими называются явления, наблюдаемые при взаимодействии оптических электромагнитных волн с акустическими волнами, распространяющимися в упругой среде. При этом наиболее сложные явления происходят при взаимодействии акустических и электромагнитных волн в анизотропных твердых телах, что делает их наиболее перспективными для различных практических применений.

Первые попытки практического использования явления дифракции света на акустических волнах происходили в 30-е годы двадцатого столетия. Но лишь в 60-е годы с появлением лазеров, началась активная разработка акустооптических методов обработки сигналов, к чему привели также разработка эффективных пьезоэлектрических преобразователей ультразвука (пьезопреобразователей) и создание материалов с хорошими акустическими и оптическими свойствами. Начиная с этого времени, выполнены значительные исследования по применению акустооптического взаимодействия для обработки радиосигналов локаторов и систем дальней связи, в оптической вычислительной технике, созданы различные типы акустооптических процессоров.

Одним из наиболее интенсивно развивающихся направлений акустооптики является исследование устройств для обработки информации - акустооптических процессоров. Основная операция, выполняемая акустооптическими процессорами - свертка двух сигналов: исследуемого и опорного. Другие операции, такие как сжатие импульса, согласованная фильтрация (выполнение функции корреляции), спектральный анализ сигнала, могут рассматриваться как частный случай свертки с опорным сигналом соответствующей формы. Одной из главных областей применения акустооптических процессоров является радиолокация. Таким образом эти устройства используются для спектрального анализа радиосигналов, обработки сигналов фазированных антенных решеток, вычисления функций корреляции и свертки, голографической записи сигналов и т.д. Значительный интерес к акустооптическим процессорам определяется простотой их конструкции, компактностью, возможностью с их помощью осуществлять



параллельную обработку больших массивов информации в реальном масштабе времени.

### 6.1 Акустооптическое взаимодействие

В основе явления дифракции света на акустических волнах лежит эффект фотоупругости - изменение диэлектрической проницаемости среды под действием упругих напряжений. Ультразвуковая волна, распространяясь в твердом теле или жидкости, создает локальные сжатия и разрежения среды. Вследствие эффекта фотоупругости из-за механических напряжений возникают изменения диэлектрической проницаемости, а, следовательно, изменения показателя преломления среды. Таким образом, в среде образуются периодические слои с отличающимся показателем преломления. Эти слои движутся со скоростью звука  $v$  и следуют друг за другом на расстоянии половины длины звуковой волны  $\Lambda$ , то есть распространяющаяся в оптически прозрачной среде акустическая волна вызывает периодические во времени и в пространстве изменения показателя преломления. При прохождении света через такую слоистую структуру возникает дифракция.

Различают два типа дифракции, отличающиеся различными дифракционными распределениями: дифракция Рамана - Ната и дифракция Брэгга. Дифракция Рамана - Ната наблюдается на низких звуковых частотах и при небольшой длине области взаимодействия света и звука  $l$ . При нормальном падении света на звуковой пучок, то есть параллельно волновому фронту звуковой волны, дифракционный спектр Рамана - Ната представляет собой равноотстоящие друг от друга дифракционные максимумы, расположенные симметрично по обе стороны от прошедшего пучка. При наклонном падении света интенсивность максимумов, возникающих по обе стороны от прошедшего пучка, уменьшается, но их угловые направления остаются неизменными (рис. 6.1).

На низких звуковых частотах при малой длине взаимодействия направление распространения падающего света внутри области взаимодействия можно считать прямолинейным. В этом случае оптическая неоднородность среды, связанная с изменением показателя

преломления, влияет только на фазу света, прошедшего через акустический пучок.

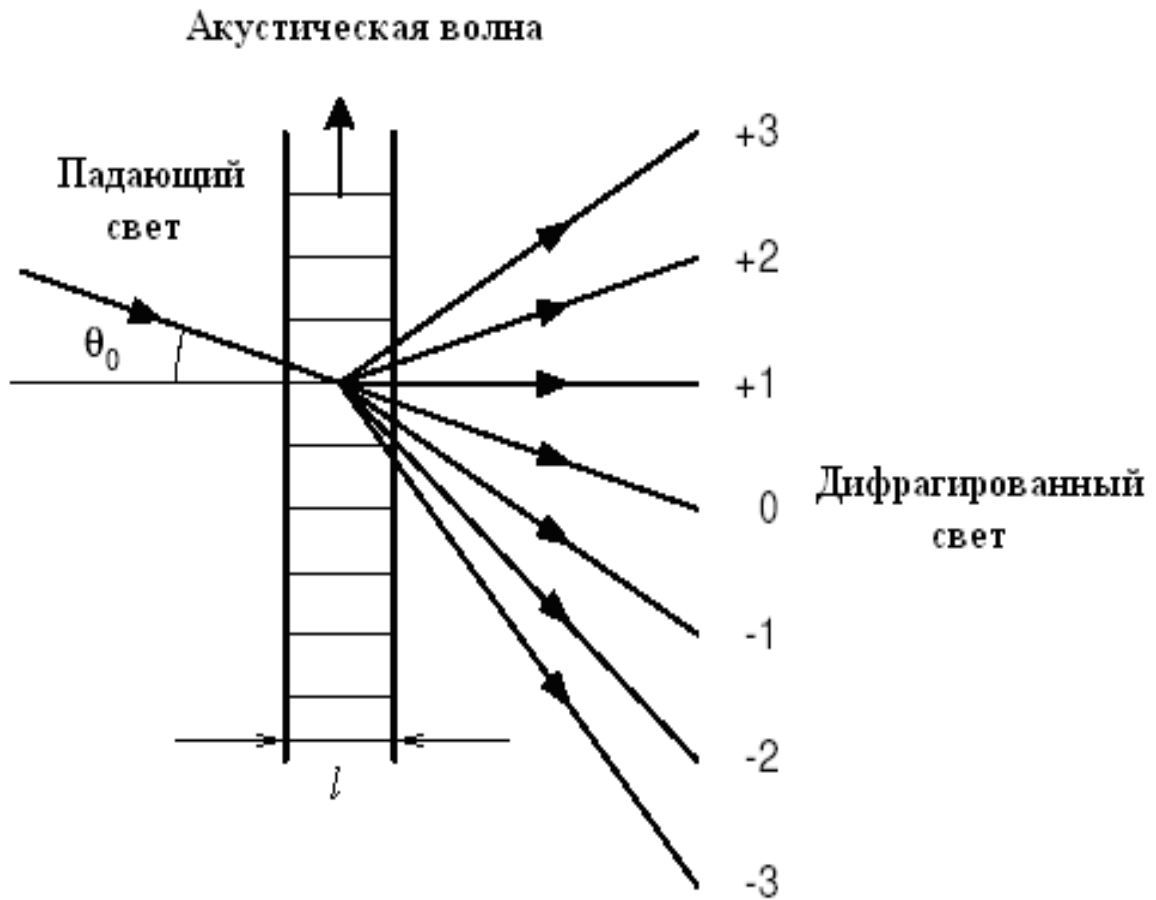


Рисунок 6.1 – Дифракция Рамана - Ната

Для света акустическая волна в этом случае представляет собой движущуюся со скоростью звука фазовую решетку с периодом, равным периоду звуковой волны. Дифракция Рамана — Ната происходит по законам дифракции на обычной фазовой решетке, поэтому наблюдаются симметричные эквидистантно расположенные дифракционные максимумы. Частоты света в дифракционных максимумах  $\omega_p$  сдвинуты согласно эффекту Доплера вследствие движения фазовой решетки относительно частоты падающего света  $\omega_0$  следующим образом:

$$\omega_p = \omega_0 + p\Omega \quad , \quad (6.1)$$

где  $\Omega$  - частота звуковой волны.

Зависимость положения дифракционных максимумов от частоты радиосигнала, связь амплитуды и фазы световых волн с его амплитудой и фазой позволяет использовать дифракцию Рамана - Ната для построения анализаторов спектра радиосигналов. Для этого можно, например, фиксировать распределение светового поля в  $+1$ -м или в  $-1$ -м дифракционном максимуме с помощью позиционно-чувствительного фотоприемника. Другим возможным применением дифракции Рамана-Ната является частотная и амплитудная модуляция света.

Для увеличения амплитуд дифрагированных волн следует стремиться к увеличению апертуры звукового пучка  $l$  (рис. 6.1). Однако при больших  $l$  фазовую решетку уже нельзя считать тонкой. Кроме того, уменьшение периода решетки, т.е. увеличение частоты возбуждающего электрического сигнала, приводит к тому, что реальный объемный характер решетки становится все заметнее для световой волны. Поэтому при больших  $l$  и на высоких частотах нужно учитывать не только фазовые сдвиги на выходе решетки, но и изменение амплитудного распределения светового поля вследствие дифракции по мере прохождения света через «объемную» решетку.

Таким образом, достаточно сильно отличается дифракция света на ультразвуке при большой длине взаимодействия или при увеличении частоты акустической волны. Дифракционную решетку в этом случае надо считать трехмерной и при анализе дифракционной картины необходимо учитывать фазовые соотношения между волнами в направлении длины области взаимодействия  $l$ . В том случае, когда дифракционная картина состоит из двух максимумов, соответствующих нулевому и положительному первому порядку (рис. 6.2), говорят о дифракции Брэгга.

Дифракционные максимумы минус первого и высших порядков отсутствуют. Интенсивность первого максимума будет максимальной, если свет падает под углом к волновому фронту акустической волны, удовлетворяющим условию Брэгга

$$\sin \theta_B = \frac{\lambda}{2\Lambda}, \quad (6.2)$$

где  $\lambda$  - длина волны света в веществе.

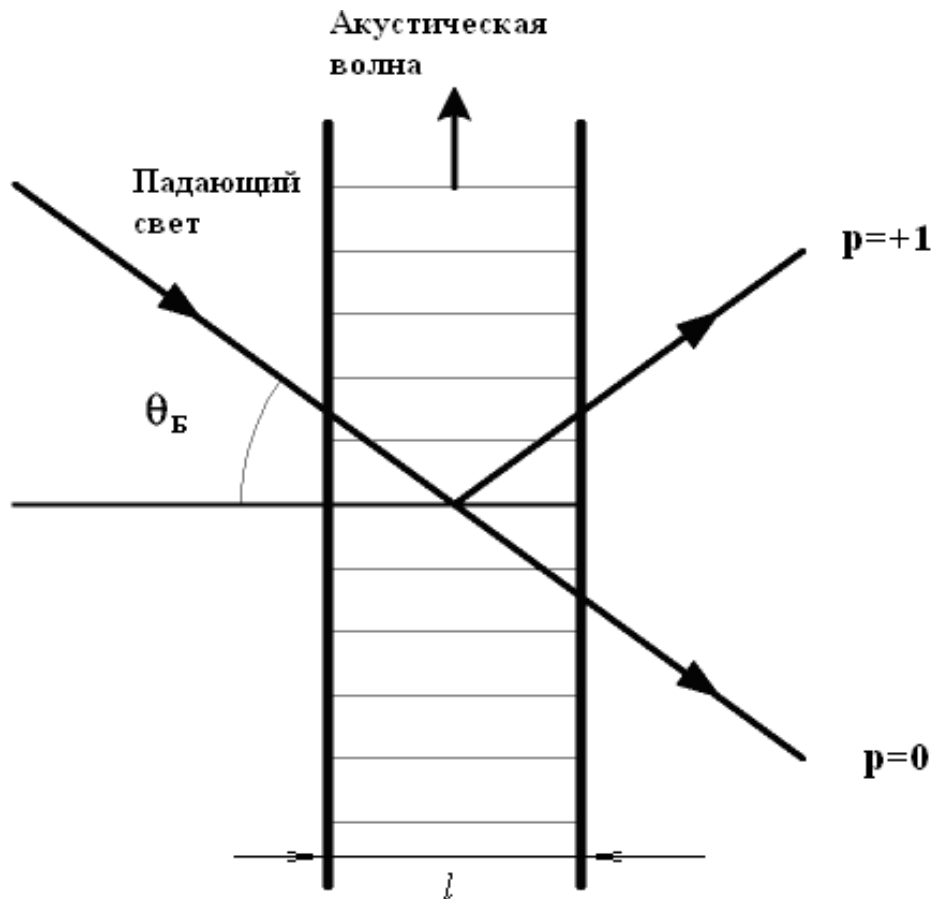


Рисунок 6.2 – Дифракция Брэгга

С физической точки зрения при увеличении акустической частоты или длины взаимодействия направление распространения падающего света внутри акустического пучка уже нельзя считать прямолинейным, а возникшую периодическую структуру - лишь фазовой решеткой. Свет испытывает как фазовые, так и амплитудные возмущения, и происходит постепенный переход от дифракции на фазовой решетке (дифракции Рамана - Ната) к рассеянию на объемной периодической структуре (дифракции Брэгга). В результате на высоких частотах ультразвуковых волн и при значительной длине области акустооптического взаимодействия происходит отражение падающего света от фронта бегущей акустической волны. Дифракция Брэгга аналогична явлению дифракции рентгеновских лучей на кристаллической решетке.

Условие, определяющее тот или другой вид дифракции, связывают с величиной некоторого безразмерного параметра

$$Q = \frac{2\pi l \lambda}{\Lambda^2}. \quad (6.3)$$

При  $Q \ll 1$  имеет место дифракция Рамана - Ната, при  $Q \gg 1$  - дифракция Брэгга, промежуточные значения соответствуют переходной дифракции.

Следует отметить, что большинство акустооптических приборов, использующих явление дифракции света на акустических волнах, работает в режиме дифракции Брэгга. Но в некоторых случаях для акустооптических устройств условие (6.3) не выполняется, однако часто представляется возможным пренебречь интенсивностью высших дифракционных порядков по сравнению с интенсивностью первого и приближенно рассчитывать характеристики устройства в приближении дифракции Брэгга.

Как отмечалось, дифракция Брэгга реализуется при прохождении световой волны через объемную фазовую дифракционную решетку, созданную упругой волной за счет фотоупругого эффекта. При этом в случае монохроматического сигнала на входе акустооптического модулятора (АОМ) дифрагированное световое поле состоит из двух волн – прошедшей (нулевой порядок), совпадающей по направлению распространения, частоте и поляризации с падающей на АОМ волной, и дифрагированной (+1-й порядок). Дифрагированную волну в данном случае можно представить как результат отражения части падающей волны от «плоскостей» с одинаковым изменением показателя преломления  $\Delta n$ , создаваемых упругой волной. Отраженные волны будут складываться в фазе лишь при определенном угле падения световой волны на плоскости  $\Delta n = const$ . Этот угол легко найти, воспользовавшись квантовомеханическим рассмотрением дифракции света на упругих волнах.

Падающая плоская электромагнитная волна с частотой  $\omega_n$  и волновым вектором  $\vec{k}_n$  (фотон с энергией  $\hbar\omega_n$  и квазиимпульсом  $\hbar\vec{k}_n$ , где  $\hbar$  - постоянная Планка) взаимодействует с плоской упругой волной (фононом с энергией  $\hbar\Omega$  и квазиимпульсом  $\hbar\vec{K}$ ). В результате взаимодействия появляется дифрагированная волна (фотон с энергией

$\hbar\omega_d$  и квазиимпульсом  $\hbar\vec{k}_d$ ). Законы сохранения энергии и квазиимпульса можно представить в виде

$$\omega_d = \omega_{\Pi} \pm \Omega; \quad (6.4)$$

$$\vec{k}_d = \vec{k}_{\Pi} \pm \vec{K}. \quad (6.5)$$

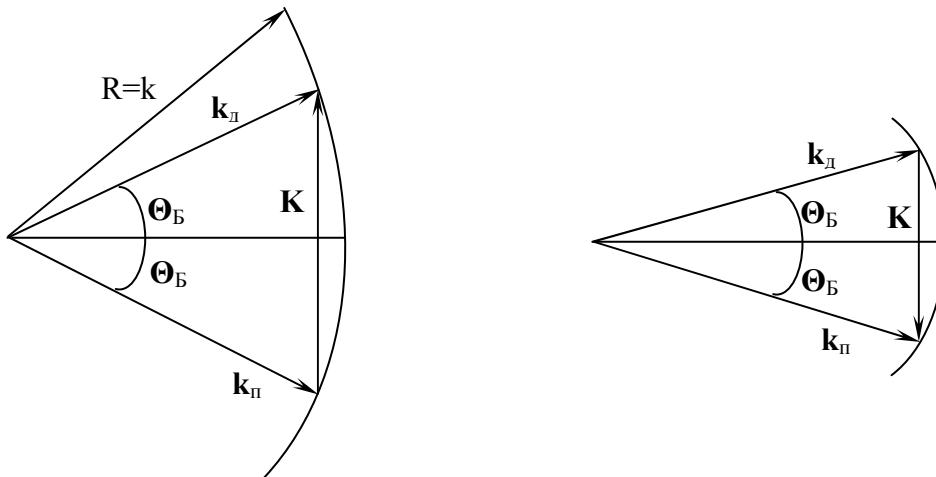
Учитывая, что

$$|\mathbf{k}_d| = \frac{\omega_d}{c} n_d, \quad |\mathbf{k}_{\Pi}| = \frac{\omega_{\Pi}}{c} n_{\Pi},$$

а также условие для оптически изотропной среды  $n_{\Pi} = n_d = n$ , получим

$$|\vec{k}_d| = |\vec{k}_{\Pi}| = k,$$

где  $k$  – длина волнового вектора света в среде. Последнее равенство означает, что при изображении векторной диаграммы, выражающей соотношение (6.5) концы векторов  $\vec{k}_d$  и  $\vec{k}_{\Pi}$  должны лежать на окружности с радиусом  $R = k$ , как это показано на рис.6.3.



$$\vec{k}_d = \vec{k}_{\Pi} + \vec{K}$$

а)

$$\vec{k}_d = \vec{k}_{\Pi} - \vec{K}$$

б)

Рисунок 6.3 – Векторные диаграммы акустооптического взаимодействия

Вектор  $\vec{K}$  в соответствии с (6.5) должен соединять концы векторов  $\vec{k}_n$  и  $\vec{k}_d$ , при этом возможны два варианта, изображенные на рис. 6.3 (а, б). Угол между волновым фронтом упругой волны и направлением волнового вектора падающей световой волны является углом Брэгга и может быть найден из рис. 6.3:

$$\sin \Theta_B = \frac{|\vec{K}|}{2|\vec{k}_n|} = \frac{\lambda_0}{2\Lambda} = \frac{\lambda_0}{2vn} f, \quad (6.6)$$

где  $\lambda_0$  - длина волны света в вакууме,

$v$  - скорость упругой волны.

На частотах  $f$  менее 1 ГГц угол  $\Theta_B$  мал, поэтому, заменяя синус этого угла на сам угол, можно найти угол дифракции  $\phi$  для этого случая в виде

$$\phi = 2\Theta_B = \frac{\lambda}{vn} f \quad (6.7)$$

В случае плоских волн, если направление вектора  $\vec{K}$  остается прежним, а его длина изменяется (например, за счет изменения частоты ультразвука), то векторное соотношение (6.5) уже не будет выполняться и интенсивность дифрагированного пучка станет равной нулю. Это означает, что дифракция плоских волн является узкополосной. Однако если звуковой пучок является расходящимся (в большинстве случаев это выполняется или принимаются специальные меры для этого), дифракция Брэгга будет иметь место в конечной полосе частот, то есть она может быть широкополосной.

Из (6.4) следует, что, частота дифрагированного света как и при дифракции Рамана-Ната сдвигается на величину частоты упругих волн. Этот сдвиг можно представить как доплеровский, возникающий из-за движения упругой волны относительно падающей световой волны.

## 6.2 Акустооптические устройства обработки радиосигналов

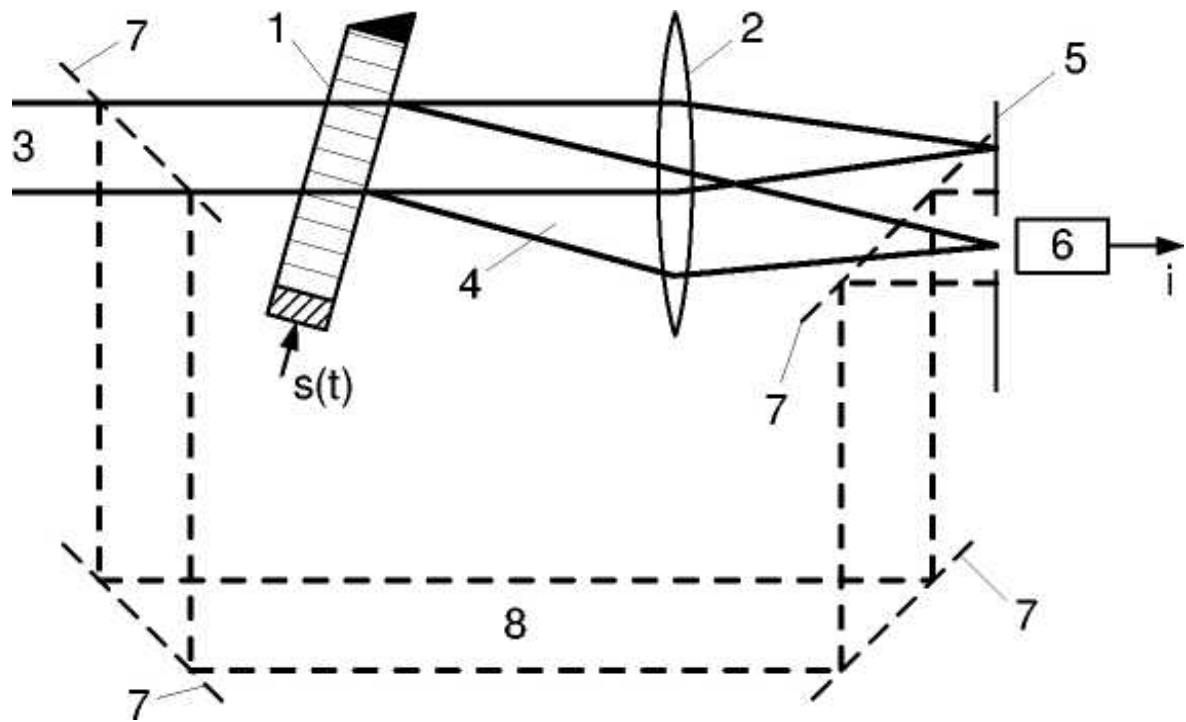
В общих чертах работу акустооптического процессора можно описать следующим образом. Подлежащий обработке радиосигнал преобразуется в АОМ в упругую волну, которая представляет собой пространственно - временной аналог электрического сигнала. При дифракции проходящего через ячейку света в дифрагированный пучок переносится информация, содержащаяся в акустической волне. Далее осуществляется обработка этой информации оптическими методами. Таким образом, главная роль, которую играет модулятор в акустооптическом процессоре, это ввод информации в световой пучок путем его пространственной модуляции.

Работа акустооптического анализатора спектра радиосигналов с пространственным интегрированием основана на хорошо известном свойстве линзы совершать преобразование Фурье оптического сигнала. Если на выходе акустооптического пространственного модулятора, на преобразователь которого подан сигнал  $s(t)$ , поместить собирающую линзу (рис. 6.4), то при малой эффективности взаимодействия распределение света в ее задней фокальной плоскости будет соответствовать мгновенному спектру сигнала.

Формирование оптического спектра в таком устройстве происходит практически мгновенно - за время распространения света от АОМ до фокальной плоскости линзы. Однако быстродействие анализатора в целом ограничивается временем ввода информации в апертуру модулятора и временем считывания спектра в фокальной плоскости и его обработки.

В рассмотренном анализаторе с использованием линейки фотоприемников регистрируется спектр мощности исследуемого сигнала  $|S(f)|^2$ .





1 — акустооптический модулятор; 2 — линза; 3 — падающий световой пучок; 4 — дифрагированный пучок; 5 — экран; 6 — фотоприемник; 7 — зеркала; 8 — опорный пучок

Рисунок 6.4 – Анализатор спектра радиосигналов

Информация о фазе спектральных составляющих при этом не сохраняется. Для получения полной информации о спектре сигнала  $s(t)$  используют анализаторы с когерентным детектированием. В выходной плоскости такого анализатора оптический сигнал смешивается с опорной световой волной, полученной от того же источника (на рис. 6.3 дополнительные элементы анализатора с когерентным детектированием показаны пунктиром). Вследствие биений опорной волны с сигнальным пучком на фотоприемниках выделяются гармонические колебания, амплитуда которых пропорциональна амплитуде пространственных гармоник, а частота и фаза соответствуют частоте и фазе составляющих сигнала.

Наиболее эффективный способ увеличения частотной полосы анализатора состоит в применении многоканального модулятора. Многоканальные модуляторы существенно расширяют возможности систем акустооптической обработки радиосигналов.

Хорошие характеристики анализаторов спектра высокочастотных сигналов достигаются и в интегрально-оптическом исполнении. Такие устройства обладают малыми массо-габаритными показателями и повышенной стойкостью к внешним воздействиям.

### Список использованной литературы

1. Гудмен. Дж. Введение в Фурье-оптику: – М.: Мир, 1970. – 364 с.
2. Акаев А.А., Майоров С.А. Оптические методы обработки информации: – М.: Высш. шк., 1988. – 237 с.
3. Василенко Г.И., Цибулькин Л.М. Голографические распознающие устройства: – М.: Радио и связь, 1985 – 312 с.
4. Сороко Л.М. Основы голографии и когерентной оптики: – М.: Наука, 1971. – 616 с.
5. Шандаров С.М., Пуговкин А.В., Серебренников Л.Я. Введение в оптическую обработку информации. – Томск: Изд-во ТГУ, 1981. – 60 с.
6. Семенов А.С., Смирнов В.Л., Шмалько А.В. Интегральная оптика для систем передачи и обработки информации: – М.: Радио и связь, 1990 – 224 с.
7. Слока В.К. Вопросы обработки радиолокационных сигналов: – М.: Советское радио, 1970. – 256 с.
8. Бутусов М.М., Верник С.М., Галкин С.Л. и др. Волоконно-оптические системы передачи: Учебник для вузов – М.: Радио и связь 1992. – 416 с.
9. Фриман Р. Волоконно-оптические связи: – М.: Техносфера, 2006 – 496 с.
10. Убайдуллаев Р.Р. Волоконно-оптические сети: – М.: Эко-трендз, 2001 – 267 с.
11. Ребрин Ю.К. Управление оптическим лучом в пространстве: – М.: Советское радио, 1977 – 336 с.
12. Балакший В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е. Физические основы акустооптики: – М.: Радио и связь, 1985 – 280 с.
13. Парыгин В.Н., Балакший В.И. Оптическая обработка информации: – М.: Изд-во Моск. Унив., 1987 – 142 с.
14. Магдич Л.Н., Молчанов В.Я. Акустооптические устройства и их применение: – М.: Советское радио, 1978 – 112 с.

Учебное пособие

Башкиров А.И.

Оптические и акустооптические системы обработки информации

Усл. печ. л.                      Препринт  
Томский государственный университет  
систем управления и радиоэлектроники  
634050, г.Томск, пр.Ленина, 40