

535  
K524  
А.С. КЛЮЧНИКОВ

# РАДИООПТИКА И ГОЛОГРАФИЯ



А. С. КЛЮЧНИКОВ

# РАДИООПТИКА И ГОЛОГРАФИЯ

Допущено Министерством народного образования БССР  
в качестве учебного пособия для физических, радиофизических  
и радиотехнических специальностей вузов



МИНСК  
«УНИВЕРСИТЕТСКОЕ»  
1989

ББК 22.343.4я73

К 52

УДК 621.375.8+778.38/(075.8)

Читальный зал  
учебной литературы

05

Р е ц е н з е н т ы:

кафедра радиофизики Ярославского государственного университета (зав. кафедрой — канд. физ.-мат. наук, доц. В. Н. Иванов), д-р физ.-мат. наук, проф. Н. Н. Горобец (Харьковский государственный университет им. А. М. Горького)

**Ключников А. С.**

К 52 Радиооптика и голография: Учеб. пособие для вузов.— Мн.: Университетское, 1989.— 224 с.: ил.  
ISBN 5-7855-0206-2.

Пособие написано в соответствии с программами спецкурсов «Физические основы голографии», «Радиооптика и голография», «Оптическая и цифровая обработка информации». Основное внимание удалено проблемам регистрации и восстановления амплитудной и фазовой информации об источнике или приемнике излучения.

K 2302020100—058  
M317(03)—89

38—89

ББК 22.343.4я73

ISBN 5-7855-0206-2

© Издательство «Университетское», 1989

## ВВЕДЕНИЕ

---

Научно-технический прогресс двух последних десятилетий выявил диалектическое противоречие между подготовкой специалистов для научных исследований, народного хозяйства, оборонной промышленности и все более расширяющейся и интенсифицирующейся технической деятельностью человека. Это, с одной стороны, все углубляющаяся дифференциация в подготовке узких специалистов в конкретных областях науки и техники (американизированная система подготовки специалистов), а с другой — бесспорная необходимость в специалистах с широким научным кругозором для общего управления техническим прогрессом на основе глубоких профессиональных знаний во взаимосвязанных узких разделах науки и техники. В Японии, например, последнюю проблему на производстве решают путем поочередной замены на рабочих местах научных, инженерно-технических и других категорий рабочих и служащих.

Наиболее крупные и значительные успехи в науке и технике происходят на стыках как близких по содержанию отраслей знаний (например, физика, математика, техника, материаловедение), так и на гибридизации таких, казалось бы, далеких друг от друга направлений науки, как биология и микроэлектроника, вычислительная техника и оптика и т. д. Одним из примеров естественного синтеза знаний в области оптики, радиотехники, электроники и вычислительной техники в подготовке современного инженера-радиофизика является формирование такой новой учебной дисциплины, как радиооптика и голограмия. Современный инженер-радиофизик, конструктор радиоэлектронной аппаратуры или разработчик экспериментально-приборной базы для научных исследований не может работать достаточно эффективно, не обладая определенным запасом знаний из теории информации и кодирования, опто- и микроэлектроники, фи-

зической и волоконной оптики, голографии, радио-, звуковидения, обработки информации.

Если термин «голография» имеет однозначное и четкое определение как полная запись волновой (амплитудной и даже поляризационной, фазовой) информации о свойствах (физических, геометрических) излучающих и рассеивающих объектов, то устоявшегося термина «радиооптика» еще не существует. Его отождествляют с оптоэлектронными и другими техническими средствами преобразования радио-, звуковой и иной волновой информации в оптическое изображение (радио- и звуковидение) или считают, что радиооптика — это наука об обращении волнового фронта в радиочастотном диапазоне электромагнитных волн. Есть и другие точки зрения, причем в них, несомненно, есть доля истины, однако нет исчерпывающей полноты. Скорее всего, на данном этапе ее становления и расширения применений исчерпывающее полное определение радиооптике давать рано, да и вряд ли целесообразно. Ясно лишь одно, что теория, методы, алгоритмы и программно-технические средства радиооптики и голографии в совокупности составляют базовую отрасль знаний для подготовки современного инженера-радиофизика, разрабатывающего радиоэлектронную и оптоэлектронную аппаратуру для космических исследований, связи, радиолокации и радиоастрономии, элементы и узлы вычислительной техники, устройства оптической и цифровой обработки изображений и других видов информации, голографическую и волоконно-оптическую аппаратуру и т. д.

Поэтому условно назовем радиооптикой совокупность теории и технических средств для генерации излучения, регистрации, кодирования и преобразования информации, передаваемой волнами электромагнитной и иной природы. Она включает оптические процессоры, средства вычислительной техники и голографические устройства, расширяющие полноту получения объемной и поляризационной структуры волновой информации.

Это определение обобщает более узкие определения, используемые другими авторами, расширяет область его применения в свете новых направлений научно-технического прогресса на основе современных средств вычислительной техники и микроэлектроники, обосновывает программу соответствующего курса и структуру учебного пособия.

В отличие от радиооптики голограмма, ставшая одним из разделов прикладной оптики, имеет вполне устоявшееся физическое содержание. В дословном переводе (от греческого *holos* — полный, весь, *grapho* — пишу) голография — способ регистрации полной информации о волновом поле, рассеивающемся или излучающем конкретным физическим объектом. Под полной регистрацией понимается фиксирование (с возможностью последующего восстановления-реконструкции) амплитуды, фазы и (при использовании специальных детекторов и регистрирующих сред) поляризации волнового поля. Таким образом, в отличие от обычной фотографии, регистрирующей плоские изображения (сечения) объектов, голография позволяет регистрировать и восстанавливать их полнообъемные изображения. Применяемый для этого интерференционный метод регистрации фазовой и поляризационной структур волнового поля помимо изобразительного имеет ряд других важных научно-технических приложений, рассматриваемых ниже.

Из сказанного следует, что голография является разделом радиооптики, т. е. совокупностью теории и технических средств формирования, обработки и восстановления амплитудно-фазовой и пространственно-поляризационной структур волновых полей, излучаемых или рассеиваемых физическими объектами.

Специализированных учебных изданий по радиооптике и голографии нет. По теоретической радиооптике известны монография В. А. Зверева [1], посвященная преобразованию сигналов в радио и оптике, переводные издания С. Корнблита [2] по применению теоретических концепций геометрической и физической оптики к конструированию антенн и иных устройств сверхвысокочастотного радиодиапазона волн и П. Грегуша [3] по звукоизданию и его применению с использованием принципов голографии, цифровой и оптической обработки информации. Вопросы других разделов данного учебного пособия частично рассмотрены в различных монографических изданиях и тематических сборниках [4—23], однако чрезвычайная направленность некоторых из них затрудняет использование названных работ в качестве учебной литературы. Поэтому основной целью настоящего издания является стремление восполнить этот пробел.

В качестве методического приема изложения учеб-

ного материала принят постепенный переход от общих теоретических основ (теории волновых процессов, теории информации и кодирования) и математического аппарата радиооптики и голографии к оптическим методам и процессорам для корреляционной обработки информации. Далее излагаются теоретические основы, достоинства и преимущества оптической и цифровой обработки радиолокационной информации (голография, радио-, звуковидение), их взаимосвязь с задачами создания технического зрения специальных и сборочных роботов, оптических вычислительных систем.

Автор отдает дань глубокого уважения своим учителям академикам АН БССР Герою Социалистического Труда А. Н. Севченко и Л. В. Володько, выражает признательность члену-корреспонденту АН СССР Л. Д. Бахраху за постоянное внимание, поддержку и научные советы и рекомендации, Л. И. Сарафинович и Л. Н. Дайнеко за подготовку рукописи к печати, рецензентам профессору Н. Н. Горобцу и кафедре радиофизики Ярославского университета во главе с В. Н. Ивановым за ценные советы и критические замечания.

# Г л а в а 1. ФИЗИЧЕСКИЕ ТЕРМИНЫ И ОПРЕДЕЛЕНИЯ. ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ В РАДИООПТИКЕ И ГОЛОГРАФИИ

---

## 1.1. КОЛЕБАНИЯ, ВОЛНЫ И ИХ ИНФОРМАТИВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Отдельные сведения о механических и других видах колебаний, волнах, звуке, свете излагаются как в соответствующих разделах общей физики, так и в сравнительно новых курсах «Теория колебаний», «Теория волновых процессов», «Излучение, распространение и дифракция электромагнитных волн» и др. Поэтому нет необходимости дополнительно останавливаться на определении и физическом смысле таких терминов, как амплитуда, фаза, поляризация (только для электромагнитных волн), направление распространения, фазовая и групповая скорости распространения, частотный спектр волны и др., а также интерференция, дифракция, когерентность (пространственная и временная), гармоничность.

Чаще всего используют следующую форму функциональной записи одномерной бегущей волны:

$$f(t, l) = |f(t, l)| e^{j\Phi(t, l)}$$

или (для гармонического источника колебаний)

$$f(\omega t, l) = |f(\omega t, l)| \exp \left[ -i \left( \frac{2\pi}{\lambda} l - \omega t \right) \right]; \quad (1.1)$$

где  $f(\omega t, l)$  — комплексная запись амплитуды и фазы;  $\omega$  — круговая частота;  $t$  — временная характеристика волны;  $l$  — направление распространения;  $j = \sqrt{-1}$ ;  $2\pi/\lambda = k$  — волновое число;  $\lambda$  — длина волны (здесь и далее принята отрицательная временная калибровка); модуль комплексной величины  $f(\omega t, l)$  равен амплитуде распространяющейся волны, его квадрат — интенсивности волнового поля; показатель экспоненты представляет собой фазовый множитель в конкретный момент времени

на конкретном расстоянии от источника (в данном случае он расположен в точке, где  $t=0$ ).

В трехмерном пространстве уравнение бегущей волны имеет вид

$$f(t, x, y, z) = |f(t, x, y, z)| \exp[-j(kr - \omega t)], \quad (1.2)$$

где  $x, y, z$  — декартовы координаты произвольно ориентированного вектора  $r$  с направляющими косинусами  $r = \cos\alpha \cdot x + \cos\beta \cdot y + \cos\gamma \cdot z$ ;  $x, y, z$  — единичные векторы;  $\cos^2\alpha + \cos^2\beta + \cos^2\gamma = 1$ .

Амплитуда и фаза волны являются ее основными информативными характеристиками. Они задают не только сам источник (его геометрическую форму и физические параметры), но и его относительное расположение в пространстве. Это связано с тем, что процесс распространения волны в однородном изотропном безграничном пространстве подчиняется волновому уравнению

$$\nabla^2 f - \left(\frac{k}{\omega}\right)^2 \frac{\partial^2 f}{\partial t^2} = 0, \quad (1.3)$$

где  $\nabla^2 = (\partial^2/\partial x^2) + (\partial^2/\partial y^2) + (\partial^2/\partial z^2)$  — оператор Лапласа в декартовых координатах.

Для гармонических колебаний оно не зависит от времени и имеет более простой вид

$$\nabla^2 A + k^2 A = 0. \quad (1.4)$$

Уравнение (1.4) называется *однородным волновым уравнением Гельмгольца* (здесь  $A$  — комплексная амплитуда гармонической волны, не зависящая от времени).

В случаях неоднородной среды или при наличии в пространстве, где распространяется волна, дополнительных источников колебаний или каких-либо внешних воздействий (сил, полей различной природы) в правой части уравнения (1.4) появляется функция, характеризующая внешние воздействия (силы, поля), и оно становится неоднородным.

Волны, удовлетворяющие уравнениям (1.3), (1.4), называются *плоскими*, так как из их решения следует, что процесс изменения величин  $f$  и  $A$  в определенном направлении описывает распространение плоской волны со скоростью  $v = \omega\lambda / (2\pi)$ .

В общем случае величины  $f, A$  в трехмерном пространстве являются комплексными функциями трех прост-

ранственных координат и времени, а для гармонических установившихся колебательных процессов учитываются, как правило, только три переменные. Модуль (амплитуда) и аргумент (фаза) этих комплексных функций в произвольной точке пространства — основные информативные характеристики бегущей волны. Наиболее просто закон распространения волновой информации находится из уравнений (1.3), (1.4) для однородной изотропной среды без внешних сил, полей и источников. На практике такой идеальный случай в чистом виде не встречается, поэтому в конкретных приложениях решают неоднородное волновое уравнение Гельмгольца с правой частью, учитывающей свойства среды, объекта и внешние воздействия.

Рассматривая распределение амплитуды и фазы распространяющейся волны на какой-либо ограниченной плоскости или части поверхности другой формы, мы имеем ее ограниченную часть, так как согласно волновому уравнению полная волновая информация об источнике (рассеивателе) распространяется во всех направлениях пространства (в полном телесном угле, равном  $4\pi$ ).

Поверхность равных фаз распространяющейся волны, называемая *фазовым фронтом*, определяет ее форму (такие волны, как плоская, сферическая, цилиндрическая и др., относятся к простейшим и применяются, как правило, в теоретических модельных расчетах).

Указанные информационные характеристики волны (амплитуда и фаза) задают как сам источник (рассеиватель), так и свойства среды, в которой распространяется информация, в силу того, что амплитуда и фаза изменяются за счет поглощения, отражения, рассеяния энергии волнового поля, преломления, дифракции и других фазовых преобразований, к которым чрезвычайно чувствителен волновой фронт в связи с многообразием физических свойств бесконечного арсенала материальных объектов.

Не менее важной информативной характеристикой электромагнитной волны служит также поляризация, т. е. направление изменения вектора напряженности поля относительно направления распространения волны. При их совпадении волна называется *продольно поляризованной*, при взаимной перпендикулярности этих векторов — *поперечно поляризованной*. Частными случаями поперечной поляризации являются линейная, круговая и

эллиптическая, а в наиболее общем случае — продольно-поперечная поляризация. Математические формулировки этой проблемы более подробно рассматриваются в оптике, электродинамике и теории волновых процессов. Для радиооптики и голографии важно иметь в виду, что электромагнитные волны, поляризованные взаимно перпендикулярно, между собой не взаимодействуют (не интерферируют). Рассеивание и дифракция на различных объектах может изменять поляризацию векторов напряженности волнового фронта, а это немаловажный фактор получения дополнительной информации об объекте.

Состояние поляризации распространяющейся волны определяется соотношением фаз ее трех, а в большинстве случаев — двух поперечных векторных компонент (так как в электромагнитном поле продольная компонента, как правило, отсутствует). В некоторых веществах заряженные частицы могут смещаться в направлении изменения компоненты электрического (магнитного) поля, поэтому такая составляющая волны, выполняя работу перемещения, будет уменьшаться в общем энергетическом балансе волны. По характеру воздействия вещества на отдельные компоненты проходящей (или рассеивающейся на объекте или веществе) электромагнитной волны получают информацию о его физических свойствах. Устройства для управления поляризацией волны называют *поляризаторами*.

Таким образом, важнейшими информативными характеристиками распространяющейся в какой-либо среде волны являются амплитуда, фаза и поляризация, зависящие от физических и геометрических свойств первичных источников волнового поля, самой среды, находящихся в ней объектов и сторонних источников и воздействий.

В окружающем нас мире постоянно распространяется неисчислимое количество волновых полей различного происхождения и физической природы, вида, направления, поляризации, интенсивности, формы фазового фронта, содержащих огромное количество информации о своих источниках, среде, в которой они распространяются, и физических свойствах объектов и сред, с которыми они взаимодействуют. Это и волны от естественных космических источников нашей и других галактик, волновая информация, используемая для космических исследований и в радиоастрономии, радио, телевидении, связи,

радиолокации, метеорологических исследованиях и т. д.

Лавинообразный рост волновой информации поставил на повестку дня необходимость теоретического обобщения и систематизации сведений из радиооптики и голографии в едином учебном курсе.

## 1.2. РАДИООПТИЧЕСКАЯ СИСТЕМА. ОБОБЩЕННЫЕ ПОНЯТИЯ И ОПРЕДЕЛЕНИЯ

Рассмотрим типовую процедуру процесса регистрации, обработки и восстановления волнового фронта (рис. 1). Исходный волновой фронт поступает на вход радиооптической системы (РОС). В конкретных технических приложениях в зависимости от назначения, требуемых характеристик, частотного диапазона и природы волнового фронта, типа обработки в качестве указанных устройств могут использоваться:

1) приемная одиночная или решетчатая радио- или акустическая антенна, один или набор фотоприемников или детекторов других видов излучения, фотоматериалы или другие среды для регистрации интенсивности волновых полей;

2) детекторы радио- и других видов излучений в совокупности с аналого-цифровыми преобразователями;

3) оптические, электронные (аналоговые и цифровые) системы обработки сигналов;

4) цифроаналоговые или электронно-оптические преобразователи;

5) фотоаппаратура и др.

Технические средства 1)—5) составляют РОС. Для большей конкретности укажем, что понятием РОС будем пользоваться в случаях, когда исходный волновой фронт  $u(x, y, z)$  имеет электромагнитную природу. В случае, когда волновой фронт имеет упругую природу (акустика, гидродинамика и др.), можно ввести понятие акустооптической (АОС) или гидрооптической (ГОС) системы. При всех видах отображения и регистрации волнового фронта  $b(x, y, z)$  в неоптическом случае принципиальной разницы в работе устройств 2—5 нет. Она заключается лишь в физическом принципе действия и типе приемников (приемников) 1.

В обобщенном смысле под РОС будем понимать совокупность технических средств для регистрации и обработка волновой информации, имеющих входную и

выходную апертуры для ввода и вывода волновых фронтов.

Естественно, что многообразие физических явлений и технических средств 1)–5) может придавать РОС различные свойства. В некоторых практических приложениях могут наблюдаться случаи, когда линейной комбинации волновых фронтов (сигналов) на входе РОС соответствует линейная комбинация выходных сигналов.

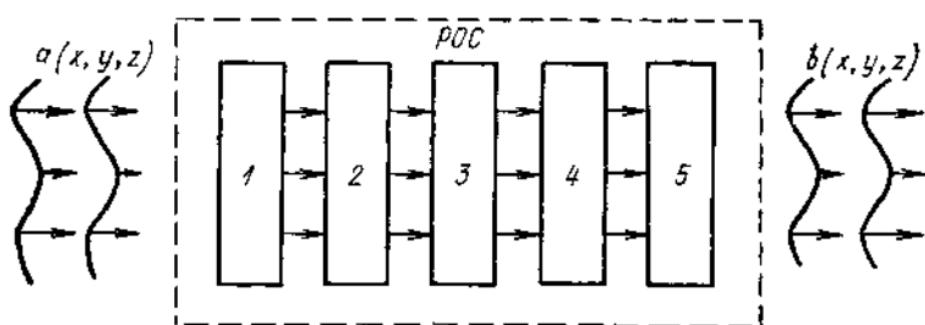


Рис. 1. Обобщенная схема РОС:

1—регистрирующее устройство; 2—детектор-преобразователь; 3—устройство обработки; 4—выходной преобразователь; 5—устройство отображения;  $a(x, y, z)$ ,  $b(x, y, z)$ —регистрируемый и восстановленный волновые фронты

В этом случае РОС будем называть *линейной*. Если пространственная амплитудно-фазовая структура выходного волнового фронта  $b(x, y, z)$  аналитически повторяет структуру исходного фронта  $a(x, y, z)$  с чисто масштабными отклонениями (увеличенное или уменьшенное изображение в оптическом понимании), то РОС называется *инвариантной*.

Если в качестве исходного волнового фронта используется когерентное излучение (наиболее типичными его источниками являются лазеры), РОС будем называть *когерентной*. Естественно, что наиболее важны они для регистрации фазовой информации о волновом поле, т. е. в голографии, когерентной оптической обработке сигналов волновой природы, интерферометрии и других приложениях, где требуются фазовые измерения.

### 1.3. ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ФУРЬЕ И ИХ СВОЙСТВА

Известны прямое

$$\Phi \{f(t)\} = F(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t) e^{-i\omega t} dt \quad (1.5)$$

и обратное

$$\Phi^{-1}\{F(\omega)\} \equiv f(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F(\omega) e^{j\omega t} d\omega \quad (1.6)$$

одномерные преобразования Фурье над комплексной временной функцией — сигналом  $f(t)$  и его частотным спектром  $F(\omega)$ , где  $\Phi\{\dots\}$  — символическое обозначение интегрального преобразования (1.5);  $\Phi^{-1}\{\dots\}$  — преобразования (1.6) над функцией, заключенной в скобки;  $\omega = -2\pi f'$  — круговая частота колебаний сигнала  $f(t)$  (здесь имеем дело с непрерывным частотным спектром);  $f'$  — линейная частота;  $t$  — время.

В теории волновых процессов широко используются двумерные прямое

$$\begin{aligned} \Phi\{a(x, y)\} &\equiv A(f_x, f_y) = \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} a(x, y) \exp[-j \cdot 2\pi(f_x x + f_y y)] dx dy \end{aligned} \quad (1.7)$$

и обратное

$$\begin{aligned} \Phi^{-1}\{A(f_x, f_y)\} &\equiv a(x, y) = \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} A(f_x, f_y) \exp[j \cdot 2\pi(f_x x + f_y y)] dx dy \end{aligned} \quad (1.8)$$

преобразования Фурье комплексной двумерной функции  $a(x, y)$  и ее фурье-образа  $A(f_x, f_y)$ , называемого *пространственным спектром функции*  $a(x, y)$ , физическое определение которого рассмотрим ниже.

Для существования преобразований (1.7), (1.8) функция  $a(x, y)$  должна удовлетворять условиям Дирихле, т. е. она должна

- быть абсолютно интегрируемой на бесконечной плоскости декартовых координат  $(x, y)$ ;
- иметь конечное число разрывов первого рода и конечное число минимумов и максимумов на любом прямоугольнике конечных размеров в этой плоскости;
- не иметь разрывов второго рода.

Преобразования Фурье (1.7), (1.8) обладают следующими основными свойствами, которые приведем без доказательств, так как они выводятся в специальных разделах математики:

1) свойство линейности

$$\Phi \{ \alpha a(x, y) + \beta b(x, y) + \gamma c(x, y) + \dots \} = \\ = \alpha \Phi \{ a(x, y) \} + \beta \Phi \{ b(x, y) \} + \gamma \Phi \{ c(x, y) \} + \dots , \quad (1.9)$$

где  $\alpha, \beta, \gamma, \dots$  — произвольные весовые коэффициенты;

2) свойство подобия

$$\Phi \{ a(\alpha x, \beta y) \} = \frac{1}{\alpha \beta} A \left( \frac{f_x}{\alpha}, \frac{f_y}{\beta} \right); \quad (1.10)$$

3) свойство Парсеваля

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |a(x, y)|^2 dx dy = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |A(f_x, f_y)|^2 df_x df_y; \quad (1.11)$$

4) теорема свертки:

если

$$\Phi \{ a(x, y) \} = A(f_x, f_y), \quad a^* \Phi \{ a_1(x, y) \} = A_1(f_x, f_y), \\ \text{то}$$

$$\Phi \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} a(\xi, \eta) a_1(x - \xi, y - \eta) d\xi d\eta \right\} = A(f_x, f_y) A_1(f_x, f_y); \quad (1.12)$$

5) теорема автокорреляции

$$\Phi \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} a(x, y) a^*(\xi - x, \eta - y) d\xi d\eta \right\} = |A(f_x, f_y)|^2; \quad (1.13)$$

6) теорема смещения

$$\Phi \{ a(x - \alpha, y - \beta) \} = A(f_x, f_y) \exp [-j \cdot 2\pi (f_x \alpha + f_y \beta)]; \quad (1.14)$$

7) теорема Фурье

$$\Phi \{ a(x, y) \} \cdot \Phi^{-1} \{ A(f_x, f_y) \} = 1; \quad (1.15)$$

8) теорема для функции  $a(x, y) = a_x(x) a_y(y)$  с разделяющимися переменными

$$\Phi \{ a(x, y) \} = \Phi_x \{ a_x(x) \} \cdot \Phi_y \{ a_y(y) \}. \quad (1.16)$$

Чаще всего используемые в радиооптике и голографии функции имеют следующие фурье-образы:

1) прямоугольная функция

$$\text{rect}(x) = \begin{cases} 1, & |x| \leq \frac{1}{2}; \\ 0 & \text{в остальной области} \end{cases}$$

$$\Phi\{\text{rect}(x)\} = \sin cf_x = \frac{\sin \pi f_x}{\pi f_x}; \quad (1.17)$$

2) функция знака

$$\text{sgn}(x) = \begin{cases} 1, & x > 0; \\ 0, & x = 0; \\ -1, & x < 0, \end{cases}$$

$$\Phi\{\text{sgn}(x)\} = \frac{1}{j\pi f_x}; \quad (1.18)$$

3) дельта-функция

$$\delta(x, y) = \begin{cases} \infty, & x = y = 0; \\ 0 & \text{в остальной области} \end{cases}$$

$$\Phi\{\delta(x, y)\} = 1; \quad (1.19)$$

4) треугольная функция

$$\Lambda(x) = \begin{cases} 1 - |x|, & |x| \leq 1; \\ 0 & \text{в остальной области} \end{cases}$$

$$\Phi\{\Lambda(x)\} = \sin^2 c(f_x); \quad (1.20)$$

5) гребенчатая функция

$$\text{comb}(x) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(x - n)$$

$$\Phi\{\text{comb}(x)\} = \text{comb}(f_x); \quad (1.21)$$

6) круговая функция

$$\text{circ}(\sqrt{x^2 + y^2}) = \begin{cases} 1, & \sqrt{x^2 + y^2} \leq 1; \\ 0 & \text{в остальной области} \end{cases}$$

$$\Phi\{\text{circ}(\sqrt{x^2 + y^2})\} = \frac{J_1(2\pi\rho)}{\rho}, \quad (1.22)$$

где  $J_1$  — функция Бесселя;

## 7) экспоненциальные функции

$$\exp [-\pi (x^2 + y^2)]$$

$$\Phi \{ \exp [-\pi (x^2 + y^2)] \} = \exp [-\pi (f_x^2 + f_y^2)]; \quad (1.23)$$

$$\exp [j\pi (x + y)]$$

$$\Phi \{ \exp [j\pi (x + y)] \} = \delta \left( f_x - \frac{1}{2}, f_y - \frac{1}{2} \right). \quad (1.24)$$

### 1.4. ПРОСТРАНСТВЕННЫЙ СПЕКТР ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ

Из электродинамики известно уравнение плоской электромагнитной волны, распространяющейся в произвольном направлении в декартовой системе координат:

$$\begin{aligned} E(x, y, z) &= |E_0(x, y, z)| \exp [j(\omega t - kr)] = \\ &= |E_0(x, y, z)| \exp (j\omega t) \exp \left[ -j \frac{2\pi}{\lambda} (x \cdot \cos \alpha + \right. \\ &\quad \left. + y \cdot \cos \beta + z \cdot \cos \gamma) \right] = |E_0(x, y, z)| \exp (j\omega t) \times \\ &\quad \times \exp \left[ -j2\pi \sqrt{1 - \left( \frac{\cos \alpha}{\lambda} \right)^2 - \left( \frac{\cos \beta}{\lambda} \right)^2} z \times \right. \\ &\quad \left. \times \exp \left[ -j2\pi \left( \frac{\cos \alpha}{\lambda} x + \frac{\cos \beta}{\lambda} y \right) \right]. \quad (1.25) \right. \end{aligned}$$

Если рассматривать уравнение (1.25) для фиксированной плоскости  $z = \text{const}$ , то в любой ее произвольной, но фиксированной точке в конкретный момент времени значение волнового поля приобретает конкретное численное значение амплитуды и фазы. В дальнейшем, как принято в теории волновых процессов, ограничимся случаем гармонических, установившихся колебаний, т. е. экспоненту  $e^{j\omega t}$  учитывать не будем.

Известен также следующий вид дифракционного интеграла Гельмгольца—Кирхгофа с учетом условий Зоммерфельда:

$$\begin{aligned} b(x, y) &= \frac{1}{4\pi} \iint_S \left[ \frac{\partial a(\xi, \eta)}{\partial n} \left( \frac{e^{jkr}}{r} \right) - \right. \\ &\quad \left. - a(\xi, \eta) \frac{\partial}{\partial n} \left( \frac{e^{jkr}}{r} \right) \right] d\xi d\eta, \quad (1.26) \end{aligned}$$

где  $b(x, y)$  — волновой фронт в плоскости  $z = \text{const}$ , обусловленный волновым фронтом  $a(\xi, \eta)$ , заданным на какой-то поверхности  $S$ ;  $k = 2\pi/\lambda$  — волновое число;  $\lambda$  — длина волны;  $n$  — направление внешней нормали в произвольной точке интегрирования поверхности  $S$ .

С учетом граничных условий Кирхгофа пределы интегрирования в (1.26) можно расширить от  $-\infty$  до  $+\infty$ . Полагая начальную третью координату поверхности интегрирования равной нулю, а также учитывая известное свойство производной  $(\partial/\partial n)(e^{ikr}/r)$ , можно преобразовать (1.26) к виду

$$b(x, y) = \frac{1}{j\lambda} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} a(\xi, \eta) \frac{\exp[ik\sqrt{(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2 + z^2}]}{\sqrt{(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2 + z^2}} \times \\ \times \cos(n, r) d\xi d\eta. \quad (1.27)$$

Используя параксиальное приближение  $\cos(n, r) \approx 1$ , что практически всегда имеет место в радиооптических системах, и известное разложение в ряд

$$\sqrt{(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2 + z^2} \approx z \left\{ 1 + \frac{1}{2} \left[ \left( \frac{x-\xi}{z} \right)^2 + \left( \frac{y-\eta}{z} \right)^2 \right] - \frac{1}{8} \left[ \left( \frac{x-\xi}{z} \right)^2 + \left( \frac{y-\eta}{z} \right)^2 \right]^3 + \dots \right\}$$

с учетом двух его первых членов (приближение Френеля), выражение (1.27) можно преобразовать к виду

$$b(x, y) = \frac{e^{ikz}}{j\lambda z} \exp \left[ j \frac{k}{2z} (x^2 + y^2) \right] \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} a(\xi, \eta) \times \\ \times \exp \left[ j \frac{k}{2z} (\xi^2 + \eta^2) \right] \exp \left[ -j2\pi \left( \frac{x}{\lambda z} \xi + \frac{y}{\lambda z} \eta \right) \right] d\xi d\eta, \quad (1.28)$$

а в приближении Фраунгофера, когда  $z \gg (\xi^2 + \eta^2)/\lambda$ , учитывая параксиальный случай и пренебрегая множителем перед интегралом, — к виду

$$b(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} a(\xi, \eta) \exp \left[ -j2\pi \left( \frac{x}{\lambda z} \xi + \frac{y}{\lambda z} \eta \right) \right] d\xi d\eta. \quad (1.29)$$

Сопоставляя экспоненту этого интеграла с экспонентой

(1.25), нетрудно убедиться, что физический смысл выражения (1.29) заключается в следующем. Волновой фронт  $a(\xi, \eta)$ , заданный в некоторой плоскости  $\xi = \text{const}$ , распространяясь в пространстве, обусловливает в любой другой плоскости пространства  $z = \text{const}$ , параллельной  $\xi = \text{const}$ , наличие волнового фронта  $b(x, y)$ , являющегося суперпозицией (пространственным спектром) бесконечного числа плоских электромагнитных волн с направляющими косинусами

$$\cos \alpha = 1 - \left( \frac{x}{z} \right)^2; \quad \cos \beta = 1 - \left( \frac{y}{z} \right)^2, \quad (1.30)$$

где  $x, y$  — фиксированные, но произвольные точки плоскости  $z = \text{const}$ .

Возвращаясь к формально введенным в определении (1.7) пространственным частотам  $f_x, f_y$ , можно придать последним применительно к волновому фронту вполне реальный физический смысл:  $f_x = \xi / \lambda z, f_y = \eta / \lambda z$  с раз мерностью, обратной единице длины.

Таким образом, физическая интерпретация полученных результатов заключается в том, что распространяющийся в пространстве сложный волновой фронт при теоретическом анализе можно условно заменить эквивалентным ему непрерывным набором (пространственным спектром) плоских электромагнитных волн, теория которых достаточно хорошо разработана. В однородном пространстве по пространственному спектру (1.29) однозначно восстанавливается исходный волновой фронт  $a(x, y)$  посредством обратного Fourier-преобразования. Однако в реальных радиооптических системах отдельные составляющие пространственного спектра претерпевают различные изменения. Естественно, что нарушения (искажения) пространственного спектра не позволяют адекватно восстановить исходный волновой фронт. В некоторых случаях, используя специальные технические средства и способы, это можно сделать с той или иной степенью приближения.

Восстановление исходного волнового фронта по его пространственному спектру является основной задачей обработки волновой информации и называется *распознаванием образов*. Практические применения этого раздела радиооптики — техническое зрение сборочных роботов, радионавигация, звуколокация, криминалистика и др.

## 1.5. ПЕРЕДАТОЧНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА И ОТКЛИК РАДИООПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ

Рассмотрим обобщенную РОС с входным  $a(x, y)$  и выходным  $b(x, y)$  волновыми фронтами-сигналами. Выходной сигнал-отклик для каждой реальной системы является результатом действия некоторого математического оператора  $M$  (комплексного), присущего именно данной системе, на входной сигнал-воздействие:

$$b(x, y) = M \{a(x, y)\}. \quad (1.31)$$

Представим произвольный входной сигнал в виде суперпозиции бесконечного числа элементарных точечных источников — двумерных  $\delta$ -функций:

$$a(x, y) = \iint_{-\infty}^{\infty} a(\xi, \eta) \delta(x - \xi, y - \eta) d\xi d\eta. \quad (1.32)$$

Тогда

$$b(x, y) = M \left\{ \iint_{-\infty}^{\infty} a(\xi, \eta) \delta(x - \xi, y - \eta) d\xi d\eta \right\}.$$

Для линейных систем

$$b(x, y) = \iint_{-\infty}^{\infty} a(\xi, \eta) M \{\delta(x - \xi, y - \eta)\} d\xi d\eta. \quad (1.33)$$

Результат воздействия присущего данной конкретной системе оператора  $M$  на элементарный источник волны в виде точечного источника —  $\delta$ -функции называется ее *откликом (импульсным откликом)*:

$$M \{\delta(x - \xi, y - \eta)\} \equiv h(x, y; \xi, \eta). \quad (1.34)$$

Для линейных изопланарных или инвариантных систем, которые только изменяют направление распространения волны, отклик (1.34) имеет более простой вид:

$$M \{\delta(x - \xi, y - \eta)\} \equiv h(x - \xi, y - \eta), \quad (1.35)$$

и выходной сигнал

$$b(x, y) = \iint_{-\infty}^{\infty} a(\xi, \eta) h(x - \xi, y - \eta) d\xi d\eta \quad (1.36)$$

является сверткой воздействия (входного сигнала) и отклика, т. е.

$$b(x, y) = a(\xi, \eta) \otimes h(x - \xi, y - \eta). \quad (1.37)$$

Применяя к (1.37) теорему свертки (1.12), получаем

$$B(f_x, f_y) = A(f_x, f_y) H(f_x, f_y), \quad (1.38)$$

где  $H(f_x, f_y)$  — спектр отклика системы, называемый его *передаточной характеристикой*.

Из (1.38), согласно определению прямого и обратного фурье-преобразований, следует:

$$a(x, y) = \Phi^{-1}\{B(f_x, f_y)\} = \Phi^{-1}\{A(f_x, f_y) \cdot H(f_x, f_y)\}. \quad (1.39)$$

Практический смысл этой математической зависимости трудно переоценить. Из нее вытекает следующий способ восстановления исходной волновой информации  $a(x, y)$  (воздействия) по зарегистрированному в произвольной плоскости волновому фронту  $b(x, y)$  (отклику). Для этого достаточно зарегистрировать пространственный спектр волнового фронта  $b(x, y)$  или рассчитать его по результатам измерения самого фронта. Затем, зная отклик или передаточную характеристику системы, находим произведение  $A(f_x, f_y) \cdot H(f_x, f_y)$ , обратное фурье-преобразование которого является исходной волновой информацией  $a(x, y)$ .

Для реализации процедуры (1.39) существуют специальные оптические системы, таблицы наиболее типичных волновых функций и их спектров, а также специальные алгоритмы и программы для ЭВМ — быстрые преобразования Фурье (БПФ).

Рассмотрим частный случай, когда РОС служит участок свободного пространства. Пусть в плоскости  $z=0$  задана электромагнитная волна  $E(x, y)$ . Ее пространственный спектр является двумерным прямым фурье-образом:

$$\begin{aligned} \tilde{E}\left(\frac{\cos \alpha}{\lambda}, \frac{\cos \beta}{\lambda}\right) &= \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E(x, y)|_{z=0} \exp \left[ -j2\pi \left( \frac{\cos \alpha}{\lambda} x + \frac{\cos \beta}{\lambda} y \right) \right] dx dy. \end{aligned} \quad (1.40)$$

Следовательно,

$$E(x, y)|_{z=0} = \iint_{-\infty}^{\infty} E\left(\frac{\cos \alpha}{\lambda}, \frac{\cos \beta}{\lambda}\right) \times \\ \times \exp \left[ j2\pi \left( \frac{\cos \alpha}{\lambda} x + \frac{\cos \beta}{\lambda} y \right) d\left(\frac{\cos \alpha}{\lambda}\right) d\left(\frac{\cos \beta}{\lambda}\right) \right]. \quad (1.41)$$

Подставляя (1.41) в волновое уравнение (1.4), получаем его решение в виде

$$\tilde{E}\left(\frac{\cos \alpha}{\lambda}, \frac{\cos \beta}{\lambda}, z\right) = \\ = \tilde{E}\left(\frac{\cos \alpha}{\lambda}, \frac{\cos \beta}{\lambda}\right) \exp [jk\sqrt{1 - (\cos^2 \alpha + \cos^2 \beta)} z]. \quad (1.42)$$

Значит, волновой фронт в произвольной плоскости  $z$  имеет вид

$$E(x, y, z) = \iint_{-\infty}^{\infty} \tilde{E}\left(\frac{\cos \alpha}{\lambda}, \frac{\cos \beta}{\lambda}\right) \times \\ \times \exp [jk\sqrt{1 - (\cos^2 \alpha + \cos^2 \beta)} z] \times \\ \times \left[ j \cdot 2\pi \left( \frac{\cos \alpha}{\lambda} x + \frac{\cos \beta}{\lambda} y \right) \right] d\left(\frac{\cos \alpha}{\lambda}\right) d\left(\frac{\cos \beta}{\lambda}\right). \quad (1.43)$$

Сопоставляя (1.43) с (1.36), нетрудно убедиться, что передаточной характеристикой для участка свободного пространства длиной  $z$  является экспонента  $\exp \{jk[1 - (\cos^2 \alpha + \cos^2 \beta)]^{1/2} z\}$ . При  $\cos^2 \alpha + \cos^2 \beta > 1$  составляющие спектра, соответствующие данным значениям  $z$ , становятся затухающими, т. е. не распространяются. Чем больше длина участка пространства  $z$ , тем меньше сквозь него проходит пространственных частот при неизменных размерах плоскости регистрации — апертуры.

## 1.6. ОПТИЧЕСКАЯ, ОПТОЭЛЕКТРОННАЯ И ЦИФРОВАЯ ОБРАБОТКА ИНФОРМАЦИИ

С момента открытия фотоэффекта и до нашего времени оптоэлектронные системы нашли самое разнообразное применение в различных областях науки и тех-

ники. Использование фотоэлементов, фотоумножителей и других оптоэлектронных устройств с последующей аналоговой обработкой продетектированных оптических сигналов предопределило технический прогресс в электронике, прикладной оптике, радиофизике, астрономии, медицине, биологии и т. д.

Однако подлинную революцию в научно-техническом прогрессе вызвали создание современных источников когерентного излучения — лазеров и развитие микроэлектроники, прикладной математики и программирования на рубеже 60—70-х гг. Оптические процессоры и современные ЭВМ, включая мини- и микропроцессоры, позволили собирать, накапливать и обрабатывать практически неограниченный объем информации во всех сферах интеллектуальной деятельности человека. Это космические исследования, физика элементарных частиц и ядерная энергетика, геофизика, радиолокация и радионавигация, неразрушающий контроль изделий и охрана окружающей среды, автоматизация научных исследований, робототехника, приборостроение, бытовая и специальная радиоэлектроника.

Известно, что более 90% информации об окружающем мире человек воспринимает в видимом оптическом диапазоне посредством органов зрения. Поэтому естественно наше стремление и в научно-техническом творчестве представлять конечные результаты обработки в виде, пригодном для оптического восприятия. Отсутствие высококогерентных источников видимого света сдерживало развитие оптических методов и систем обработки информации. С появлением лазеров когерентная оптическая процессорная техника получила мощный толчок для развития. Она нашла применение в первую очередь в радиолокации и космических исследованиях с синтезированием апертуры и оптической обработкой, интерферометрии и объемной голограммии, квазиголографическом радио- и звуковидении, подводной гидроакустике с оптической обработкой и реконструкцией изображений.

Прогресс в области физики полупроводников, материаловедения, технологий микроэлектроники привел к созданию больших (БИС) и сверхбольших (СБИС) интегральных схем с фантастической степенью интеграции — современной элементной базы ЭВМ с огромной памятью и большим быстродействием. Перевод волновой

информации в цифровую форму позволяет в полной степени реализовать эти достоинства современных ЭВМ в отношении скорости и объема обрабатываемой информации, а также повышения качества обработки. Цифровая обработка, проигрывая в наглядности, более предпочтительна в отношении защиты от внешних помех. Центр тяжести проблемы качества обработки переносится с трудностей технической реализации сложных оптических систем на задачи разработки соответствующего программно-математического обеспечения. Развитие его одновременно с прогрессом в теории обработки информации и прикладной математики позволяет реализовать все более сложные алгоритмы машинной обработки, которые при оптических методах технически трудно осуществимы или невозможны вообще. Таким образом, цифровые методы становятся все более предпочтительными.

В ряде случаев весьма уместным и полезным может оказаться параллельное или последовательно-параллельное сочетание оптических и цифровых методов, позволяющее в максимальной степени реализовать достоинства каждого из них. Трудно себе представить современный радиоэкспериментальный комплекс без сочетания оптических, электронных и вычислительных устройств. Примерами их могут быть телевизионные и телеметрические системы, радио-, звуко- и рентгеновидение, волноконно-оптические и лазерные линии связи, оптоэлектронные и голограммические запоминающие устройства и т. д.

Под оптоэлектронной обработкой информации будем понимать параллельное или последовательно-параллельное сочетание оптических и электронных (цифровых) методов.

К оптическим методам и системам мы еще вернемся, а сейчас кратко остановимся на основных направлениях цифровой обработки информации.

Развитие цифровых методов обработки информации долгое время сдерживалось отсутствием быстродействующих ЭВМ с большим объемом памяти и соответствующего математического обеспечения, стоимость которого по мере развития микроэлектроники — материальной базы ЭВМ приблизилась к стоимости самой вычислительной техники и уже начинает превосходить ее. Необходимость обработки информации в различных приложениях привела к массовому использованию микропроцес-

солов, в которых совмещены функции ЭВМ и программного обеспечения.

Цифровая обработка волновой информации подразделяется на два больших направления — цифровая обработка сигналов и цифровая обработка изображений. Цель цифровой обработки — определение или выделение истинной информации на фоне помех либо среды, в которой она распространяется, а также оценка влияния этой среды на параметры сигнала или волнового фронта, несущего информацию (так называемые прямая и обратная задачи). Преимущество цифровой обработки перед аналоговой заключается в большей универсальности, так как она реализуется в различных приложениях типовыми алгоритмами, программами и микропроцессорами, в большей гибкости, точности, тенденции к удешевлению.

Рассмотрим цифровую обработку изображений. Вопросы же цифровой обработки сигналов изучаются в специальных разделах радиотехники.

**Цифровая обработка изображений.** Для цифрового представления изображения требуется  $10^6$  и более чисел, возможность запоминания которых была реализована лишь в 70-х гг.

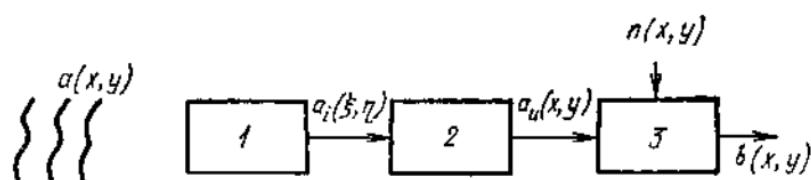


Рис. 2. Обобщенная схема регистрации изображения:  
1—система формирования изображения; 2—система записи изображения;  
3—носитель информации

В общем случае процесс регистрации изображения можно представить, как на рис. 2. Исходное изображение  $a(x, y)$  поступает на вход системы формирования 1 (фокусирующее устройство, датчики и т. д.). Можно утверждать с большой долей истины, что эта стадия регистрации является линейным инвариантным процессом, т. е. на выходе формирующей системы имеем

$$a_i(\xi, \eta) = \iint_{-\infty}^{\infty} a(x, y) h(\xi - x, \eta - y) dx dy. \quad (1.44)$$

Системы записи изображений как при фотохимическом, так и при фотоэлектронном способе реализации являются по физической природе нелинейными, поэтому на выходе устройства 2 имеем сигнал

$$a_u(x, y) = s[a_i(\xi, \eta)], \quad (1.45)$$

где  $s$  — нелинейное преобразование устройства 2.

Носитель информации 3 регистрирует сигнал с учетом шумов и помех  $n(x, y)$ , т. е. в результате регистрируется

$$b(x, y) = a_u(x, y) + n(x, y) = s[a_i(\xi, \eta)] + n(x, y). \quad (1.46)$$

На стадии воспроизведения реализуется обратное преобразование

$$\begin{aligned} s^{-1}\{b(x, y)\} &= s^{-1}\{s[a_i(\xi, \eta)] + n(x, y)\} \approx a_i(\xi, \eta) + \\ &+ s^{-1}\{n(x, y)\} = a(x, y) \otimes h(\xi - x, \eta - y) + s^{-1}\{n(x, y)\}. \end{aligned} \quad (1.47)$$

Конечной целью является реконструкция волнового фронта  $a(x, y)$  по  $b(x, y)$ , которой мы добиваемся, имея результат аппроксимации

$$b(x, y) \approx a(x, y) \otimes h(\xi - x, \eta - y) + n(x, y) \quad (1.48)$$

и пренебрегая нелинейностью системы записи. Применив к (1.48) преобразование Фурье, получим

$$B(f_x, f_y) = A(f_x, f_y) H(f_x, f_y) + N(f_x, f_y)$$

или

$$A(f_x, f_y) = \frac{B(f_x, f_y)}{H(f_x, f_y)} - \frac{N(f_x, f_y)}{H(f_x, f_y)}. \quad (1.49)$$

Соотношение (1.49) дает возможность, зная спектр шума  $N(f_x, f_y)$ , передаточную характеристику системы формирования изображения  $H(f_x, f_y)$  и спектр записанного изображения, вначале найти спектр исходной волновой информации  $A(f_x, f_y)$ , а затем и ее саму.

Практическая реализация соотношения (1.48) связана с необходимостью дискретизации, или квантования, волновых фронтов  $a(x, y)$ ,  $b(x, y)$ ,  $n(x, y)$ , т. е. приведения их в форму, пригодную для цифровой обработки. При дискретизации интегральное соотношение (1.48) приобретает вид

$$b(l\Delta x, m\Delta y) \approx \sum_{p=q=0}^{N-1} h[(l-p)\Delta x, (m-q)\Delta y] a(p\Delta x, q\Delta y) + \\ + n(l\Delta x, m\Delta y),$$

где  $\Delta x, \Delta y$  — интервалы квантования;  $l, m, p, q$  — индексы суммирования;  $N$  — число точек отсчета. Последнее соотношение можно рассматривать как систему линейных уравнений относительно  $a(p\Delta x, q\Delta y)$ , т. е. задача цифровой обработки изображения свелась к решению на ЭВМ системы большого числа уравнений. Для ее численной реализации применяются программы БПФ. В отношении (1.49) при численной реализации входящие в него интегральные соотношения заменяются соответствующими суммами:

$$H(f_x, f_y) = \sum_{l=m=0}^{N-1} h(l, m) \exp \left[ -j \frac{2\pi}{N} (lf_x + mf_y) \right];$$

$$B(f_x, f_y) = \sum_{l=m=0}^{N-1} b(l, m) \exp \left[ -j \frac{2\pi}{N} (lf_x + mf_y) \right];$$

$$N(f_x, f_y) = \sum_{l=m=0}^{N-1} n(l, m) \exp \left[ -j \frac{2\pi}{N} (lf_x + mf_y) \right];$$

$$A(f_x, f_y) = \sum_{l=m=0}^{N-1} a(l, m) \exp \left[ -j \frac{2\pi}{N} (lf_x + mf_y) \right].$$

Квантование и кодирование информации производятся обычными методами аналого-цифровых преобразований (АЦП). Если каждый отсчет волновой функции представляется  $p$ -разрядным двоичным числом, то для записи  $N^2$  отсчетов требуется  $N^2p$  двоичных разрядов. Для уменьшения их числа применяются различные методы сокращения избыточности информации, учитывающие степень корреляции между отсчетами, методы выделения контуров характерных сечений, бинарное (светло-черное) квантование и другие приемы в зависимости от характера обрабатываемой информации.

Цифровую обработку изображений иногда отождествляют с улучшением их качества, увеличением резкости или фильтрацией.

Когда интенсивность шума незначительна по сравне-

нию с интенсивностью сигнала, соотношение (1.49) упрощается:

$$A(f_x, f_y) = B(f_x, f_y)/H(f_x, f_y), \quad (1.50)$$

т. е. для нахождения спектра исходного волнового фронта спектр зарегистрированного изображения делится на спектр отклика системы его формирования, а затем исходный волновой фронт находится посредством обратного преобразования Фурье полученного результата.

В случае так называемой *винеровской фильтрации* ищем такую линейную оценку

$$\hat{a}(j, k) = L[B(j, k)]$$

( $L$  — линейный математический оператор), чтобы отклонение

$$E\{|a(j, k) - \hat{a}(j, k)|^2\}$$

было минимальным. Для цифровой реализации используется синтезируемый в процессе обработки фильтр с передаточной характеристикой

$$H(f_x, f_y) = \frac{H^*(f_x, f_y)}{|H(f_x, f_y)|^2 + N(f_x, f_y)/A(f_x, f_y)}, \quad (1.51)$$

где  $H^*(f_x, f_y)$  — комплексно-сопряженная передаточная характеристика, а спектр исходной волны получают в виде произведения

$$A(f_x, f_y) = H(f_x, f_y) \cdot B(f_x, f_y). \quad (1.52)$$

Из равенств (1.50) — (1.52) очевидно, что при малой энергии шума винеровская фильтрация (1.52) сводится к обратной (1.50).

Применяется еще *гомоморфная фильтрация*, которую иногда называют методом уравнения энергетических спектров или слепым повышением резкости. В этом случае для численного синтеза фильтра отыскивается такая линейная оценка  $\hat{a}(x, y) = L[b(x, y)]$ , чтобы  $F\{\hat{a}(x, y)\} = F\{a(x, y)\}$ . Тогда

$$F\{\hat{a}(x, y)\} = |L(f_x, f_y)|^2 [|H(f_x, f_y)|^2 A(f_x, f_y) + N(f_x, f_y)]$$

или

$$L(f_x, f_y) = \sqrt{\frac{1}{|H(f_x, f_y)|^2 + N(f_x, f_y)/A(f_x, f_y)}},$$

т. е.

$$A(f_x, f_y) = L(f_x, f_y) \cdot B(f_x, f_y).$$

Из этих соотношений следует, что при малых уровнях шумов опять приходим к обратной фильтрации, а при малых уровнях сигнала — к винеровской.

Для учета нелинейности устройств записи и регистрации изображений начали развиваться методы решения на ЭВМ системы нелинейных уравнений вида (1.46) после дискретизации с применением нелинейного программирования.

## 1.7. ПРОСТРАНСТВЕННАЯ ФИЛЬТРАЦИЯ И ТЕОРИЯ ВЫБОРКИ

Как мы убедились выше, математическое представление двумерной комплексной функции прямым преобразованием Фурье применительно к физике волновых процессов есть интерпретация произвольного волнового фронта в виде эквивалентной ему суперпозиции бесконечного числа плоских волн, называемой *пространственным спектром* данного волнового фронта. Физические процессы, сопровождающие распространение волны в среде (системе) с определенными свойствами, в той или иной степени влияют на амплитуду, фазу, поляризацию, скорость распространения волнового процесса в целом, что в спектральном изложении эквивалентно тем или иным изменениям над пространственными гармониками — плоскими волнами, суперпозиция которых эквивалентна данному волновому фронту.

При оптической обработке волнового фронта радио-оптическая система манипулирует, как правило, над всеми его спектральными составляющими (пространственными гармониками). В случае оптоэлектронного преобразования и дальнейшей аналоговой или цифровой обработки волновой информации в большинстве случаев на практике приходится прибегать к ее дискретизации, т. е. в какой-либо плоскости или на поверхности регистрировать интенсивность, фазу (или параметры поляризации) распространяющейся волны в ограниченном числе точек. Следовательно, при этом мы имеем дело лишь с регистрацией ограниченного набора пространственного спектра распространяющейся волны. Целенаправленные воздействия на пространственные составляющие спектра называют *пространственной фильтрацией волнового фронта*.

Впрочем, она осуществляется практически всегда и при чисто оптической обработке, так как в любом случае ограниченные размеры приемной апертуры (входного зрачка) РОС уже приводят к пространственной фильтрации, так как составляющие пространственного спектра, не попадающие в площадь апертуры, отфильтровываются на входе. Под фильтрацией следует понимать не только экранирование, ослабление пространственных гармоник волны, но и любые другие действия — свертку, корреляцию, преобразование Фурье и другие математические операции, имеющие определенный физический смысл в обработке волновой информации.

Таким образом, как применение приемных апертур ограниченных размеров, так и дискретизация волновой информации приводят нас к необходимости использования ограниченного набора величин, характеризующих пространственно-поляризационную структуру волновой информации, — иначе, к работе с ограниченным пространственным спектром. Дискретные значения какой-либо непрерывной функции называют *выборками*. В теории информации основной задачей является определение ее максимальной полноты по ограниченному числу выборок или интерполяционное представление значений функции в произвольном пространстве переменных во всей области ее существования посредством известного ограниченного набора ее выборок.

В одномерном варианте такое представление функции через ее выборки-отсчеты известно как теорема Котельникова:

$$f(t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} f(nT_0) \frac{\sin \omega_0 (t - nT_0)}{\omega_0 (t - nT_0)}, \quad (1.53)$$

где  $f(t)$  — произвольная временная функция, имеющая ограниченный спектр, т. е. ее преобразование Фурье вне интервала  $(-\omega_0/2..+\omega_0/2)$  равно нулю;  $T_0 = 2\pi/\omega_0$ .

Аналогичное представление в двумерном варианте известно под названием теоремы Уиттекера—Шеннона [5]:

$$f(x, y) = 4B_x B_y XY \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} f(nX, mY) \times \\ \times \frac{\sin \pi [2B_x (x - nX)] \sin \pi [2B_y (y - mY)]}{\pi [2B_x (x - nX)] \pi [2B_y (y - mY)]}, \quad (1.54)$$

где  $X$ ,  $Y$  — интервалы между регулярными выборками функции  $f(x, y)$  по осям  $x$ ,  $y$ ;  $B_x \leq X/2$ ;  $B_y \leq Y/2$  — интервалы сетки выборок. Согласно требованию к ограниченности пространственного спектра функции  $f(x, y)$ , они принимают максимальные значения  $B_x = X/2$ ,  $B_y = Y/2$ . При этом соотношение (1.54) приобретет вид

$$f(x, y) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} f\left(\frac{n}{2B_x}, \frac{m}{2B_y}\right) \times \\ \times \frac{\sin \pi [2B_x (x - n/2B_x)]}{\pi [2B_x (x - n/2B_x)]} \frac{\sin \pi [2B_y (y - m/2B_y)]}{\pi [2B_y (y - m/2B_y)]}. \quad (1.55)$$

Заметим, что теоремы Котельникова и Уиттекера—Шеннона являются не единственными возможными вариантами точного восстановления полной информации об одно- и двумерной функциях по ограниченному набору их значений — выборкам.

## Глава 2. ОПТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ ОБРАБОТКИ ИНФОРМАЦИИ

### 2.1. ТЕОРИЯ ФОКУСИРУЮЩЕЙ ЛИНЗЫ

Рассмотрим следующую радиооптическую задачу. На фокусирующую линзу (рис. 3) толщиной  $\Delta$  падает волновой фронт  $a(x, y)$ . Требуется найти волновой фронт  $b(x, y)$  на произвольном расстоянии  $B$  от линзы.

Волновой фронт непосредственно на входе и выходе линзы обозначим  $a'(x, y)$  и  $a''(x, y)$ . Таким образом, наша общая задача разбивается на три независимые подзадачи:

- 1) найти  $a'(x, y)$ , зная  $a(x, y)$ ;
- 2) найти  $a''(x, y)$ , зная  $a'(x, y)$ ;
- 3) найти  $b(x, y)$ , зная  $a''(x, y)$  как функцию  $a(x, y)$ .

В первой подзадаче из дифракционного интеграла (1.28) Гельмгольца—Кирхгофа в приближении Френеля для параксиального случая, который, как правило, реализуется на практике в связи с незначительными размерами линз, имеем

$$a'(x, y) = \frac{e^{ikA}}{j\lambda A} \exp \left[ j \frac{k}{2A} (x^2 + y^2) \right] \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} a(\xi, \eta) \times \\ \times \exp \left[ j \frac{k}{2A} (\xi^2 + \eta^2) \right] \exp \left[ -j \cdot 2\pi \left( \frac{x}{\lambda A} \xi, \frac{y}{\lambda A} \eta \right) \right] d\xi d\eta. \quad (2.1)$$

Для нахождения  $a''(x, y)$  воспользуемся понятием комплексного коэффициента пропускания линзы  $t(x, y) = |t(x, y)| e^{i\Phi(x, y)}$ , где  $|t(x, y)| \approx 1$  — его амплитуда;

$$\Phi(x, y) = \frac{2\pi}{\lambda} nc(x, y) + \frac{2\pi}{\lambda} [C - c(x, y)] \equiv \\ \equiv \frac{2\pi}{\lambda} [(n - 1)c(x, y) + C] \quad (2.2)$$

есть фазовый множитель;  $n$  — показатель преломления;  $c(x, y)$  — толщина линзы в произвольной точке  $(x, y)$ ;  $C = \text{const}$ .

Из геометрической оптики известно, что

$$c(x, y) = C - \frac{x^2 + y^2}{2} \left( \frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right), \quad (2.3)$$

где  $R_1, R_2$  — радиусы кривизны левой и правой частей линзы. Следовательно,

$$a''(x, y) = a'(x, y) t(x, y) \approx a'(x, y) \exp \left( j \frac{2\pi}{\lambda} C \right) \times$$

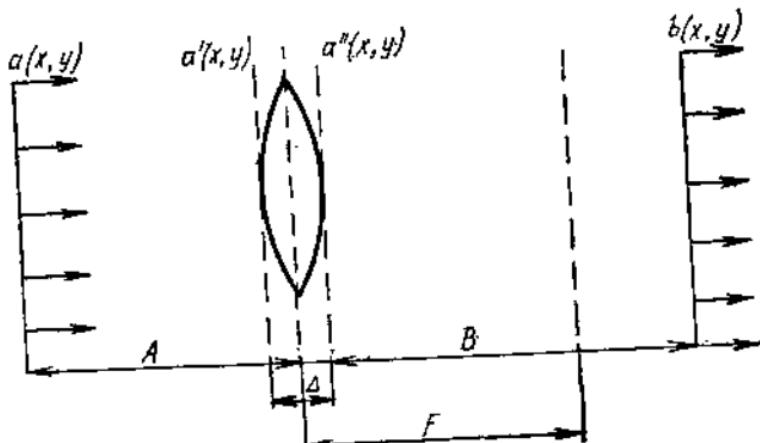


Рис. 3. К теории фокусирующей линзы:

$\Delta$ —толщина линзы;  $F$ —ее фокусное расстояние;  $A$ —расстояние от источника волнового фронта до линзы;  $a(x, y)$ —исходный волновой фронт;  $b(x, y)$ —преобразованный волновой фронт

$$\begin{aligned} &\times \exp \left[ j \frac{2\pi}{\lambda} (n-1) c(x, y) \right] = a'(x, y) \exp \left( j \frac{2\pi}{\lambda} C \right) \times \\ &\times \exp \left\{ j \frac{2\pi}{\lambda} (n-1) \left[ C - \frac{x^2 + y^2}{2} \left( \frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right) \right] \right\}. \quad (2.4) \end{aligned}$$

Учитывая, что

$$\frac{1}{F} = (n-1) \left( \frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right),$$

из (2.4) получаем

$$a''(x, y) = a'(x, y) \exp \left( j \frac{2\pi}{\lambda} nC \right) \exp \left[ -j \frac{\pi}{\lambda F} (x^2 + y^2) \right]. \quad (2.5)$$

После подстановки (2.1) в (2.5) имеем

$$a''(x, y) = \exp \left( j \frac{2\pi}{\lambda} nC \right) \exp \left[ -j \frac{\pi}{\lambda F} (x^2 + y^2) \frac{e^{jkA}}{j\lambda A} \right] \times$$

$$\times \exp \left[ j \frac{k}{2A} (x^2 + y^2) \iint_{-\infty}^{\infty} a(\xi, \eta) \right] \exp \left[ j \frac{k}{2A} (\xi^2 + \eta^2) \right] \times \\ \times \exp \left[ -j \cdot 2\pi \left( \frac{x}{\lambda A} \xi, \frac{y}{\lambda A} \eta \right) \right] d\xi d\eta. \quad (2.6)$$

Далее опять воспользуемся интегралом (1.28), который в нашем случае будет иметь вид

$$b(x, y) = \frac{e^{jkB}}{j\lambda B} \exp \left[ j \frac{k}{2B} (x^2 + y^2) \right] \iint_{-\infty}^{\infty} a''(\xi, \eta) \times \\ \times \exp \left[ j \frac{k}{2B} (\xi^2 + \eta^2) \right] \exp \left[ -j \cdot 2\pi \left( \frac{x}{\lambda B} \xi + \frac{y}{\lambda B} \eta \right) \right] d\xi d\eta. \quad (2.7)$$

Используя соотношения (2.1), (2.4) и (2.7) в двух частных случаях, когда  $A \rightarrow \infty$  (на линзу падает плоская волна) или  $A = F$  (исходный волновой фронт находится в передней фокальной плоскости), для  $B = F$  (волновой фронт в ее задней фокальной плоскости) получаем выражение с точностью до множителей, стоящих перед интегралами (2.1), (2.4), (2.7):

$$b_F(x_F, y_F) = \frac{\exp[jk/2F(x_F^2 + y_F^2)]}{j\lambda F} \iint_{-\infty}^{\infty} a(x, y) \times \\ \times \exp \left[ -j \frac{2\pi}{\lambda F} (x X_F + y Y_F) \right] dx dy, \quad (2.8)$$

где индекс  $F$  у величин  $x, y$  означает принадлежность этих величин к задней фокальной плоскости линзы.

Таким образом, фронт  $b(x, y)$  в этих случаях является преобразованием Фурье от исходного волнового фронта по пространственным частотам

$$f_x = \frac{x_F}{\lambda F}; \quad f_y = \frac{y_F}{\lambda F}, \quad (2.9)$$

который можно обозначить

$$A \left( \frac{x_F}{\lambda F}, \frac{y_F}{\lambda F} \right) = b_F(x_F, y_F).$$

Это замечательное свойство фокусирующей линзы дает возможность выполнять над комплексной двумер-

ной функцией такую сложную математическую операцию, как двумерное преобразование Фурье. Сказанное поясняется рис. 4 для двух вариантов преобразования (теория варианта (рис. 4, а) изложена выше).

Пользуясь указанным дифракционным интегралом и определениями прямого и обратного преобразований Фурье, нетрудно из соотношений (1.28), (2.1), (2.6), (2.7) получить вывод, что для произвольного расстояния

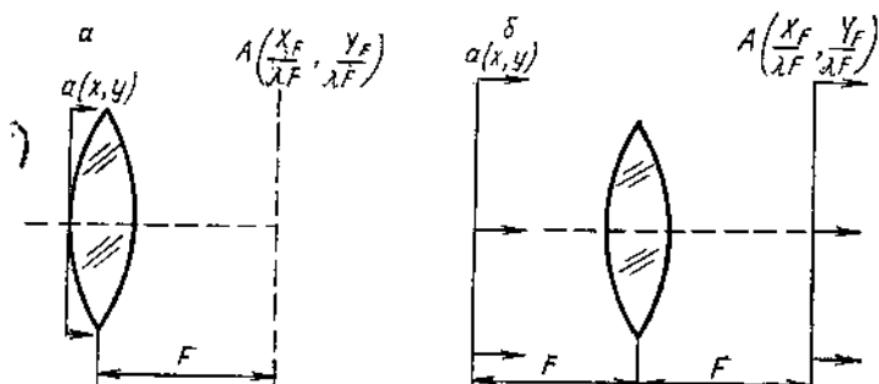


Рис. 4. Выполнение преобразования Фурье фокусирующей линзой

А существует плоскость за линзой (некоторое расстояние \$B\$), в которой волновой фронт есть фурье-образ исходного \$a(x, y)\$ \*).

Аналогично доказывается, что при расположении исходного волнового фронта между линзой и задней фокальной плоскостью линзы в последней также формируется фурье-образ первого, но с масштабным изменением, определяемым отношением \$F/A\$, которое можно регулировать, изменения \$A\$. На практике наибольшее распространение получила схема, изображенная на рис. 4, б.

При изложении теории линзы мы не накладывали ограничений на форму и размеры входной апертуры, предполагая ее бесконечной. На практике в соотношение (2.8) под знак интеграла следует вводить еще один множитель, задающий форму и размеры апертуры \$t(x, y)\$ с конечной плоскостью интегрирования, на которой он

\*). Поскольку в природе нет детекторов фазы, а все известные приемники волнового поля регистрируют его интенсивность (квадрат комплексной амплитуды), экспоненциальные множители при перемножении дают единицу. В амплитудных же множителях важно не абсолютное значение интенсивности, а ее относительное распределение в плоскости регистрации в зависимости от координат \$x, y\$.

обращается в нуль. Это приводит к некоторым отклонениям физического от точного математического преобразования Фурье, выполняемого линзой. Однако в большинстве практических приложений эти отклонения несущественны или же их можно учесть.

Возвратимся к исходной задаче в радиооптической трактовке. Найденная нами зависимость (2.7), описывающая распространение волнового фронта через линзу, эквивалентна соотношению (1.36) для линейных инвариантных систем

$$b(x, y) = \iint_{-\infty}^{\infty} h(x_B, y_B; x_A, y_A) a(x_A, y_A) dx dy, \quad (2.10)$$

где индексы  $A$  и  $B$  означают принадлежность координат  $x, y$  к произвольной точке соответствующей области.

Подставляя (2.1) в (2.4), а (2.4) в (2.7) и сопоставляя результат с (2.10), получаем в приближении Френеля для исходного волнового фронта  $a(x, y)$  в виде б-функции с координатами  $x_A, y_A$  отклик участка пространства с линзой:

$$\begin{aligned} h(x_B, y_B; x_A, y_A) &= \frac{1}{\lambda^2 AB} \exp \left[ j \frac{k}{2B} (x_B^2 + y_B^2) \right] \times \\ &\times \exp \left[ j \frac{k}{2A} (x_A^2 + y_A^2) \right] \iint_{-\infty}^{\infty} \exp \left[ j \frac{k}{2} \left( \frac{1}{A} + \frac{1}{B} - \frac{1}{F} \right) \times \right. \\ &\times (x^2 + y^2) \left. \right] \exp \left\{ -jk \left[ \left( \frac{x_A}{A} + \frac{x_B}{B} \right) x + \right. \right. \\ &\left. \left. + \left( \frac{y_A}{A} + \frac{y_B}{B} \right) y \right] \right\} dx dy. \end{aligned} \quad (2.11)$$

В точке, удовлетворяющей формуле линзы  $(1/A) + (1/B) = 1/F$ , пренебрегая для случаев регистрации интенсивности волнового фронта экспонентами, стоящими перед интегралом (2.11), получаем

$$\begin{aligned} h(x_B, y_B; x_A, y_A) &= \frac{1}{\lambda^2 AB} \iint_{-\infty}^{\infty} \exp \left\{ -j \cdot 2\pi \left[ \left( \frac{x_A}{\lambda A} + \right. \right. \right. \\ &+ \left. \frac{x_B}{\lambda B} \right) x + \left( \frac{y_A}{\lambda A} + \frac{y_B}{\lambda B} \right) y \left. \right] \right\} dx dy. \end{aligned} \quad (2.12)$$

Введя в рассмотрение увеличение линзы  $M=B/A$ , (2.12) упростим:

$$h(x_B, y_B; x_A, y_A) = \frac{1}{\lambda^2 AB} \iint_{-\infty}^{\infty} \exp \left\{ -i \frac{2\pi}{\lambda B} [(x_B + Mx_A)x + \right. \\ \left. + (y_B + My_A)y] \right\} dx dy. \quad (2.13)$$

Подстановкой (2.13) в (2.10) заканчивается решение задачи о прохождении волнового фронта в простейшей РОС — участке свободного пространства, содержащего линзу. Численная реализация этих расчетов производится путем дискретизации указанных интегральных выражений и использования программ БПФ для пространственных частот

$$f_x = \frac{(x_B + Mx_A)}{\lambda B}; \quad f_y = \frac{(y_B + My_A)}{\lambda B}.$$

Поскольку фокусирующая линза является линейной инвариантной системой, то в соответствии с (2.10) и теоремой свертки (1.12) на практике удобно сначала найти отклик согласно (2.13). Затем, находя фурье-образы отклика (передаточную характеристику данного участка пространства с линзой) и исходного волнового фронта  $a(x, y)$ , можно получить их произведение  $A(f_x, f_y) \cdot H(f_x, f_y)$ . Обратное фурье-преобразование последнего является искомым волновым фронтом  $b(x, y)$  в плоскости  $(x_B, y_B)$  в соответствующем масштабе, определяемом увеличением  $M$ . Легко убедиться, что для  $A=B=F$  это увеличение равно единице.

## 2.2. ФИЗИЧЕСКАЯ РЕАЛИЗАЦИЯ ИНТЕГРАЛЬНЫХ ПРЕОБРАЗОВАНИЙ В ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ

Вернемся к рис. 4, б, дополнив приведенную на нем РОС еще одной линзой, и ограничимся в дальнейшем чисто оптическим диапазоном волн (рис. 5, а). Согласно изложенному выше, на выходе первой из приведенных оптических систем получим исходный волновой фронт  $a(x, y)$ . Если же в заднем фокусе первой из линз, совпадающем с передним фокусом второй линзы, одновременно со спектром  $A(f_x, f_y)$  воспроизвести каким-то образом спектр некоторой функции  $H(f_x, f_y) = F\{h(x, y)\}$  (рис. 5, б), то на выходе оптической системы на основа-

нии (1.12) получим свертку функций  $b(x, y) = a(x, y) \otimes \otimes h(x, y)$ .

Физическая реализация предлагаемого процесса математической обработки волнового фронта осуществляется путем записи на некоторый носитель — транспарант — оптической информации (фотопленка, фотопластинка, фотополупроводник и др.) и пространственной

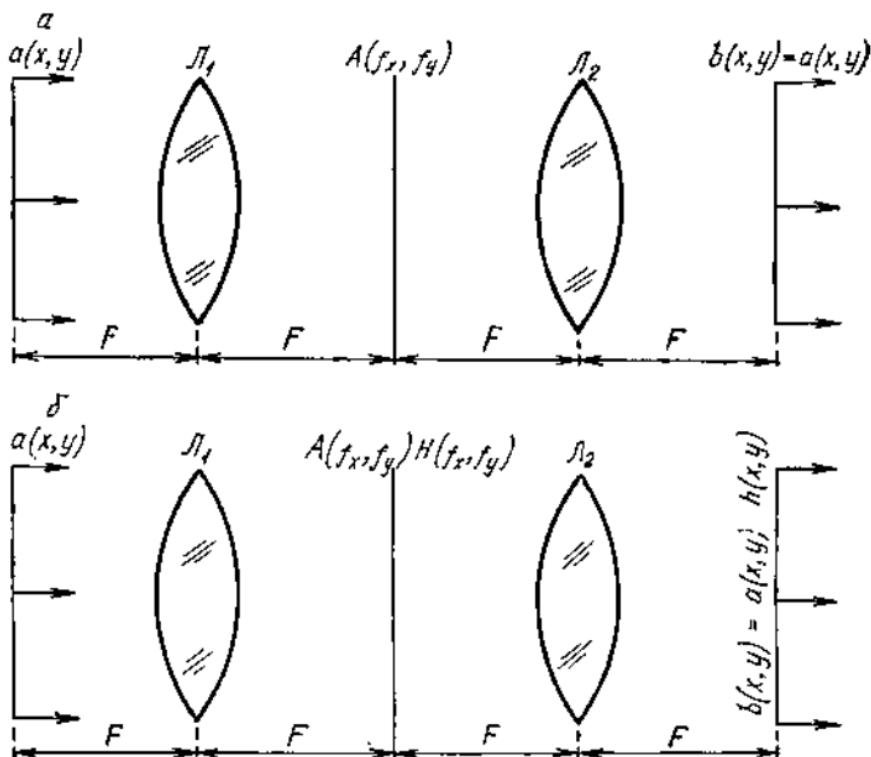


Рис. 5. Реализация прямого и обратного преобразований Фурье (а) и операции свертки в оптической системе (б)

информации о его амплитуде и фазе. Если распределение амплитуды адекватно распределению интенсивности волнового фронта, то регистрация фазового распределения представляет значительные технические трудности. Для его воспроизведения нужно, чтобы фазовый набег волны в каждой точке плоскости  $x, y$  соответствовал реальному распределению фазы. Это распределение можно воспроизвести либо модуляцией коэффициента преломления носителя информации, либо изменением толщины носителя при неизменном коэффициенте преломления согласно воспроизводимому фазовому распре-

делению. В связи с малостью длины оптических длин волн электромагнитного излучения, резкими градациями фазы в большинстве приложений прямые методы регистрации и воспроизведения фазовых распределений оптических волновых полей практически нереализуемы. Поэтому естественным стремлением в развитии технических средств радиооптики было найти способ записи на амплитудных транспарантах фазовой и поляризационной

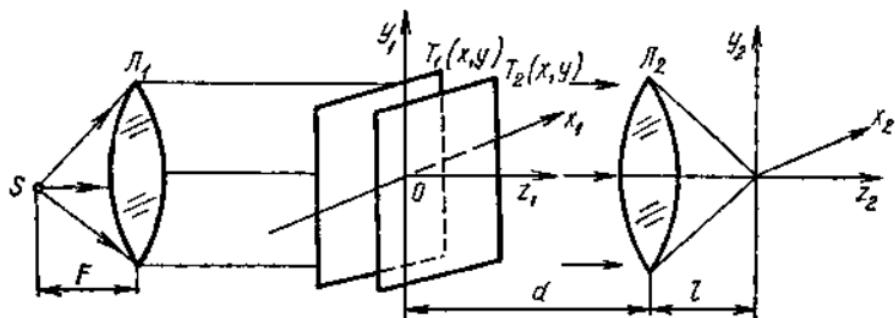


Рис. 6. Оптическая система для выполнения операции интегрального перемножения сигналов с совмещенными транспарантами:  
—источник света;  $L_1, L_2$ —собирающие линзы с фокусным расстоянием  $F$ ;  
 $1/F = 1/d = 1/l$

информации о волновых фронтах. К этому вопросу вернемся несколько позднее, а сейчас остановимся на физической реализации интегральных преобразований в радиооптике с помощью простейших фокусирующих систем.

Оптические методы обработки информации в радиоэлектронных системах занимают значительное место. Преимущества их заключаются в двумерности обрабатываемой информации, возможности одновременной ее обработки по всей площади, мгновенности обработки, простоте операций Fourier-преобразования, корреляционных и интегральных преобразований над сигналами, пространственно-частотной фильтрации и т. д.

Пусть имеются диапозитивы с коэффициентами пропускания по интенсивности  $T_1(x, y)$  и  $T_2(x, y)$ . В некоторой точке пространства за этими диапозитивами интенсивность волны определяется выражением

$$I(x, y) \sim \iint_S T_1(x, y) T_2(x, y) dx dy$$

или (если расширить пределы интегрирования до беско-

нечности ввиду того, что за освещенной частью диапозитива падающее световое поле равно нулю) выражением

$$I(x, y) \sim \iint_{-\infty}^{\infty} T_1(x, y) T_2(x, y) dx dy,$$

где символ  $\sim$  означает пропорциональность.

Практическая реализация этой операции может быть выполнена по схемам, представленным на рис. 6 и 7.

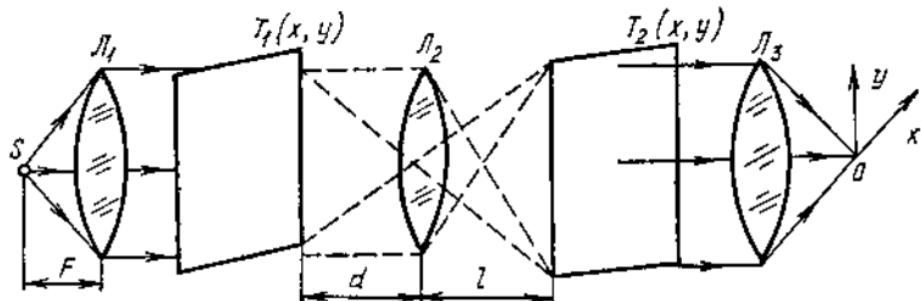


Рис. 7. Система для интегрального перемножения двух оптических сигналов с разнесенными транспарантами  
 $I = Fd/(d - F)$ ,  $L_1, L_2, L_3$ —линзы, остальные обозначения те же, что и на рис. 6

Помимо математической операции интегрального умножения оптические устройства позволяют осуществлять и более сложные операции.

Если представить, что транспарант  $T_1(x, y)$  перемещается в плоскости  $x_1Oy_1$  со скоростями  $v_x, v_y$ , то интенсивность выходного сигнала

$$I(x_2, y_2, \tau) \sim \iint_{-\infty}^{\infty} T_1(x - v_x \tau, y - v_y \tau) T_2(x, y) dx dy,$$

где  $\tau$  — время;  $v = \sqrt{v_x^2 + v_y^2}$  — скорость перемещения транспаранта. При этом последнее интегральное преобразование является сверткой функций пропускания в каждой точке выходной плоскости  $x_2Oy_2$ . Однако операцию свертки можно выполнить и без движения транспарантов. Требуемое распределение интенсивности волнового поля в плоскости регистрации при осуществлении операции свертки должно иметь вид

$$I(x, y) = k \left| \iint_{-\infty}^{\infty} g(\xi, \eta) h(x - \xi, y - \eta) d\xi d\eta \right|^2,$$

где  $k$  — коэффициент пропорциональности;  $\xi, \eta$  — координаты входной плоскости, в которой расположен транспарант.

В плоскости  $x_1Oy_1$  (рис. 8) моделируется некоторый сигнал  $g(\xi, \eta)$  в виде транспаранта с коэффициентом пропускания  $|g(\xi, \eta)|$  для источника света  $s$  единичной амплитуды. Линза  $L_1$  служит коллиматором источника  $s$ , линза  $L_2$  выполняет операцию  $\Phi\{g(\xi, \eta)\} = G(x_2/\lambda F)$ ,

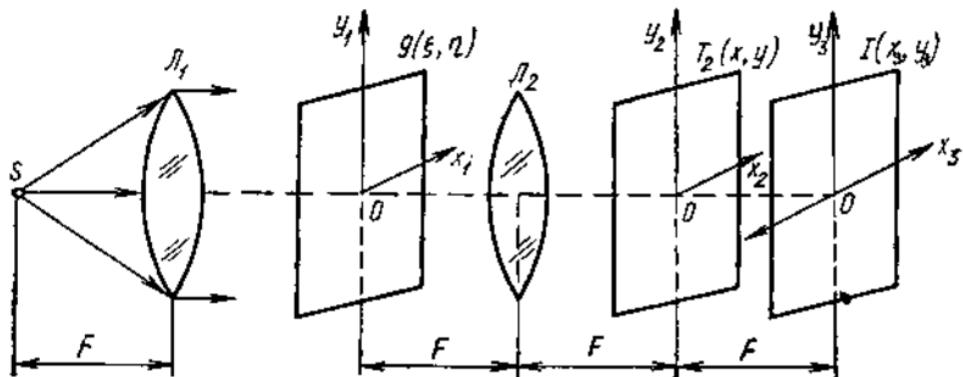


Рис. 8. Оптическая система для выполнения операции свертки без перемещения транспаранта

$y_2/\lambda F)$  с некоторой комплексной постоянной  $k_1$ , т. е. в плоскости  $x_2Oy_2$  имеем вместо  $g(\xi, \eta)$  сигнал  $k_1 G(x_2/\lambda F, y_2/\lambda F)$ .

Если в плоскости  $x_2Oy_3$  поместить транспарант, представляющий собой с точностью до постоянной  $k_2$  фурьеобраз некоторой функции  $h(x, y)$ , т. е. с коэффициентом пропускания  $k_2 H(x_2/\lambda F, y_2/\lambda F)$ , то распределение света за плоскостью будет пропорционально произведению  $G(x_2/\lambda F, y_2/\lambda F) \cdot H(x_2/\lambda F, y_2/\lambda F)$ .

При этом распределение интенсивности волнового поля в плоскости  $x_3Oy_3$

$$I(x_3, y_3) \sim \left| \iint_{-\infty}^{\infty} g(\xi, \eta) h(x_3 - \xi, y_3 - \eta) d\xi d\eta \right|^2,$$

т. е. является сверткой сигналов  $g(\xi, \eta), h(x, y)$ . Этую же операцию можно осуществить и посредством другой схемы (рис. 9).

Необходимое условие выполнения свертки — соблюдение формулы линзы  $(1/l) + (1/d) = 1/F$ . При этом в

плоскости  $x_2Oy_2$  формируется фурье-образ сигнала  $g_1(x_1, y_1)$  (последний перемножается с фурье-образом сигнала  $h(\dots)$ ), в плоскости  $x_3Oy_3$  — свертка этих сигналов.

Заметим, что во всех случаях координаты  $x$  и  $y$  выходной плоскости перевернуты относительно соответствующих координат входной плоскости вследствие инверсности выполняемого линзой преобразования.

Если в соотношении (2.11) произвести замену переменных

$$\bar{x} = \frac{x}{M}; \quad \bar{y} = \frac{y}{M}; \quad \bar{x}_1 = Mx_1; \quad \bar{y}_1 = My_1$$

и учесть, что  $l/d = M$ , (2.11) принимает вид

$$g_2(x_2, y_2) = \iint_{-\infty}^{\infty} \bar{g}_1(\bar{x}_1, \bar{y}_1) \bar{h}(x_2 - \bar{x}_1, y_2 - \bar{y}_1) dx dy, \quad (2.14)$$

где

$$\bar{g}_1(\bar{x}_1, \bar{y}_1) = \frac{\lambda^2 l^2}{M^2} g_1\left(\frac{\bar{x}_1}{M}, \frac{\bar{y}_1}{M}\right); \quad \bar{h}(\dots) = \frac{1}{\lambda^2 d l} h(\dots).$$

В результате получим, что волновой фронт на выходе фокусирующей системы представляет собой с точностью до некоторого множителя свертку входного волнового фронта и импульсного отклика системы, т. е.

$$g_2(x_2, y_2) = \bar{g}_1(\bar{x}_1, \bar{y}_1) \otimes \bar{h}(x_2 - \bar{x}_1, y_2 - \bar{y}_1),$$

где  $\bar{h}(\dots) = \iint_{-\infty}^{\infty} e^{-j2\pi(x_1\bar{x} + y_1\bar{y})} dx dy$  — фурье-образ точечного источника в фокусирующей системе;

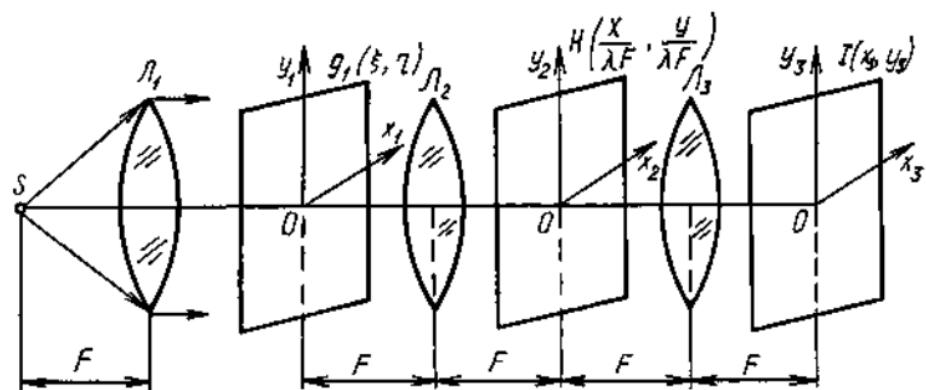


Рис. 9. Модифицированная оптическая система для выполнения операции свертки

$$\Phi \{g_2(x_2, y_2)\} = \Phi \{\bar{h}(\dots)\} \Phi \{\bar{g}_1(\dots)\}$$

или

$$\Phi \{g_2(x_2, y_2)\} = H(f_x, f_y) \Phi \{(\bar{g}_1(\dots))\},$$

где  $H(f_x, f_y)$  — передаточная функция фокусирующей системы.

Поскольку

$$\begin{aligned} \bar{h}(x_2 - \bar{x}_1, y_2 - \bar{y}_1) &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} t(x = \lambda \bar{x}, y = \lambda \bar{y}) \times \\ &\times \exp \{-j2\pi [(x_2 + \bar{x}_1) \bar{x} + (y_2 + \bar{y}_1) \bar{y}]\} dx dy = \\ &= \Phi \{t(\lambda \bar{x}, \lambda \bar{y})\}, \end{aligned}$$

где  $t(x, y)$  — функция, учитывающая конечность размеров апертур фокусирующей системы, то

$$H(f_x, f_y) = \Phi \{\Phi \{t(\lambda \bar{x}, \lambda \bar{y})\}\} = t(\lambda f_x, \lambda f_y).$$

Это значит, что для дифракционно-ограниченных апертурных систем полоса пропускания пространственных частот конечна, т. е. за пределами пространственных частот, соответствующих краям апертуры, последние не пропускаются фокусирующей системой ввиду обращения  $t(\lambda f_x, \lambda f_y)$  в нуль.

Так, например, прямоугольная апертура

$$t(x, y) = \operatorname{rect} \frac{x}{A} \operatorname{rect} \frac{y}{B} = \begin{cases} 1, & |x| \leq \frac{A}{2}, |y| \leq \frac{B}{2}; \\ 0, & |x| > \frac{A}{2}, |y| > \frac{B}{2}, \end{cases}$$

имеет передаточную функцию

$$H(f_x, f_y) = \Phi \{t(x, y)\} = \operatorname{rect} \frac{\lambda f_x}{A} \operatorname{rect} \frac{\lambda f_y}{B},$$

а круглая апертура радиусом  $r$

$$t(x, y) = \operatorname{circ} \frac{\sqrt{x^2 + y^2}}{r} = \begin{cases} 1, & \sqrt{x^2 + y^2} \leq r; \\ 0, & \sqrt{x^2 + y^2} > r, \end{cases}$$

имеет передаточную функцию

$$H(f_x, f_y) = \operatorname{circ} \frac{\sqrt{f_x^2 + f_y^2}}{D/2M},$$

где  $D = 2r$ . Эти передаточные функции обращаются в нуль при

$$\frac{\lambda f_x}{A} = \frac{1}{2}; \quad \frac{\lambda f_y}{B} = \frac{1}{2}; \quad \frac{\sqrt{f_x^2 + f_y^2}}{D/2\lambda} = 1$$

соответственно, т. е. при граничных частотах

$$f_{rp} = \frac{a}{2\lambda d_n}; \quad f_{rp} = \frac{b}{2\lambda d_n}; \quad f_{rp} = \frac{D}{2\lambda d_n}.$$

Ограничение полосы пропускания передаточной функции приводит к тому, что выходной сигнал не является точной сверткой входного сигнала и импульсного отклика, т. е. более высокие пространственные частоты, несущие информацию о мелких деталях объекта, излучающего или рассеивающего волновой фронт, при прохождении сквозь фокусирующую систему отфильтровываются. Этому явлению в радиотехнике имеется аналог: ухудшение временного разрешения при измерении длительности коротких импульсов за счет ограничения полосы пропускания радиотехнической системы со стороны высоких частот.

Заметим, что все изложенные рассуждения были проведены нами для когерентных волновых фронтов. Если условие когерентности необязательно, суперпозиционный интеграл, свертка, импульсный отклик и передаточная функция фокусирующих систем рассчитываются аналогичным образом, но вместо комплексных величин напряженности поля электромагнитной волны берутся действительные величины — интенсивности входного и выходного сигналов. При этом передаточную функцию системы называют *оптической передаточной функцией* (ОПФ), а ее модуль — *модуляционной передаточной функцией* (МПФ) [5]. На практике широкое распространение получили как когерентные, так и некогерентные оптические системы. Целесообразность выбора типа оптической системы определяется исходя из конкретных решаемых задач: для одних входных волновых фронтов более предпочтительна когерентная система, для других — некогерентная. В некоторых оптических системах нет плоскостей, в которых можно регистрировать пространственные частоты волнового фронта, поэтому они не могут применяться для пространственно-частотной фильтрации

волновых фронтов. Однако корреляционные и интегральные преобразования могут выполняться ими в ряде практических применений.

### 2.3. ГЕОМЕТРИЧЕСКИЕ И ФИЗИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ РАДИООПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ

Из предыдущего материала видно, что математические преобразования над волновыми фронтами в РОС основаны на преобразованиях Фурье над двумерными комплексными функциями, операциях перемножения волновой информации, записанной на транспарантах, с последующим фурье-преобразованием, дающим возможность физически реализовать операцию свертки. Нетрудно убедиться, что, выбирая определенным образом вид транспаранта  $H(f_x, f_y)$  относительно входного сигнала  $a(x, y)$ , можно реализовать и другие сложные математические операции над последним, например корреляцию, кросс-корреляцию и т. д. Процесс оптической обработки волновых фронтов  $a(x, y)$ ,  $g_1(\xi, \eta)$  в схемах, представленных соответственно на рис. 5, б и 9, посредством транспарантов  $H(f_x, f_y)$ ,  $T(x_2, y_2)$  называют *пространственной фильтрацией в области частотных спектров*. Если  $H(f_x, f_y) = F\{a^*(x, y)\}$ ,  $T(x_2, y_2) = F\{g_1^*(\xi, \eta)\}$ , фильтрация называется *согласованной*, имеющей важное практическое применение в распознавании образов, на чем мы остановимся в дальнейшем более подробно.

Сейчас же рассмотрим некоторые важные для практики геометрические и физические характеристики РОС, реализующих фурье-преобразования.

Из свойства подобия преобразования Фурье (1.10) следует, что если в РОС с фокусирующей линзой исходный волновой фронт (транспарант) уменьшается в размерах, то  $b(x, y)$ -изображение увеличивается в той или иной пропорции. Обратный эффект очевиден. Из этого же свойства следует, что симметрия или геометрическое подобие исходного волнового фронта в различных сечениях обуславливает симметрию или геометрическое подобие изображения, которые могут быть нарушены лишь специальным выбором фильтра-транспаранта  $H(f_x, f_y)$ .

Из теоремы (1.14) следует, что смещение исходного волнового фронта на величины  $\alpha$ ,  $\beta$  во входной плоскости не приводит к изменению распределения интенсивности волны в плоскости пространственного спектра. Лишь

после второго преобразования Фурье (см. рис. 5, 9) произойдет его сдвиг в пространстве на величины  $\alpha$ ,  $\beta$  за счет фазовой экспоненты  $\exp[-j \cdot 2\pi(f_x \alpha + f_y \beta)]$  волны, распространяющейся от плоскости фильтрации до выходной апертуры  $x_3 y_3$ . Это означает, что фильтруемую информацию можно сдвигать в исходной плоскости, не меняя геометрического положения РОС, а отфильтрованную информацию фиксировать в сдвинутой точке выходной плоскости (выходного зрачка). Таким образом, имея распределенный во входной плоскости сколь угодно большой набор информации (например, текст или цифры), результат его оптической обработки — фильтрации в выходной плоскости получается мгновенно (со скоростью света) в соответствующих ее точках.

Из теоремы свертки (1.12) следует также, что преобразованием Фурье произведения двух функций является их свертка, и наоборот, преобразованием Фурье от свертки двух функций является произведение их спектров.

При изложении теории линзы и доказательстве свойства ее выполнять двумерное фурье-преобразование над исходным волновым фронтом мы пренебрегали третьей компонентой электромагнитной волны — ее продольной составляющей. Между тем нахождение плоскости за линзой, в которой выполняется математически точное преобразование Фурье, чрезвычайно важно. На положение этой плоскости относительно продольного направления оптической оси РОС влияют многие физические факторы — ограничение размеров входной апертуры, когерентность и ширина спектра излучения, неоднородности материалов линз и транспарантов, вибрации отдельных частей РОС и др. Все эти факторы в конечном счете приводят к отклонениям действительного распределения волнового фронта в выходной апертуре от расчетного — к aberrациям. Для их устранения применяются различные технические приемы, например, защита от вибраций, расположение линз и транспарантов в специальных кюветах, фазокомпенсирующие фильтры, зонирование линз и др.

В заключение данного параграфа рассмотрим явления, связанные с конечностью размеров волнового фронта.

Согласно выражению (2.8), с точностью до множителя, стоящего перед интегралом, волновой фронт в фо-

кальной плоскости линзы представляет собой двумерный фурье-образ исходного волнового фронта транспаранта  $t(x, y)$ . Если на нем записана плоская волна  $t(x, y) = 1$ , интеграл имеет вид двумерной  $\delta$ -функции:

$$\delta(f_x, f_y) = \delta\left(\frac{x_F}{\lambda F}, \frac{y_F}{\lambda F}\right) = \begin{cases} 1, & x_F = y_F = 0; \\ 0, & x_F = y_F \neq 0. \end{cases}$$

Это значит, что падающая на линзу волна преобразуется в точку, расположенную на оптической оси ее фокальной плоскости. Если же учитывать конечность пределов интегрирования по апертуре транспаранта, то значение интеграла является не  $\delta$ -функцией, а некоторым математическим выражением, имеющим конечную область существования в плоскости  $x_F O y_F$ .

Таким образом, конечность размеров транспаранта ограничивает спектр пространственных частот исходного волнового фронта и приводит к аберрациям в оптических системах формирования и обработки волновых фронтов. Ограниченностю размеров линзы также влияет на структуру выполняемого ею фурье-преобразования исходного волнового фронта.

Следовательно, для повышения информативности системы нужно увеличивать размер линзы относительно размеров транспаранта и уменьшать расстояние между ними.

Пусть имеется комплексный исходный волновой фронт

$$g(x, y) = |g(x, y)|e^{i\Phi(x, y)}$$

в плоскости  $xOy$ , при помощи модуля  $|g(x, y)|$  и фазы  $\Phi(x, y)$  которого закодирована какая-то информация. При распространении этого волнового фронта на некоторое расстояние требуется зарегистрировать обусловленную его распространением амплитудно-фазовую структуру поля в плоскости регистрации  $\xi O \eta$ . Волновой фронт  $g(\xi, \eta)$  определится посредством двумерного суперпозиционного интеграла через волновой фронт  $g(x, y)$  и импульсный отклик участка свободного пространства между плоскостями  $xOy$  и  $\xi O \eta$ . По виду волнового фронта  $g(\xi, \eta)$  требуется восстановить вид волнового фронта  $g(x, y)$ , т. е. выделить закодированную информацию. Очевидно, что в случаях, поддающихся аналитическому решению, удобно, если  $g(x, y)$  и  $g(\xi, \eta)$  связаны каким-

либо легко реализуемым обратным математическим преобразованием. Тогда вид волнового фронта  $g(x, y)$  однозначно находится по виду волнового фронта  $g(\xi, \eta)$  и наоборот. Представляет практический интерес случай, когда  $g(\xi, \eta)$  и  $g(x, y)$  связаны прямым и обратным двумерными фурье-преобразованиями, т. е.

$$g(\xi, \eta) = \iint_{-\infty}^{\infty} g(x, y) \exp[-j \cdot 2\pi(f_x x + f_y y)] dx dy;$$

$$g(x, y) = \iint_{-\infty}^{\infty} g(\xi, \eta) \exp[j \cdot 2\pi(f_x x + f_y y)] d\xi d\eta,$$

где  $\xi = f_x = \cos \alpha / \lambda$ ,  $\eta = f_y = \cos \beta / \lambda$  — координаты плоскости  $\xi O \eta$ , имеющие физический смысл пространственных частот.

К сожалению, не существует индикаторов электромагнитного поля, позволяющих одновременно регистрировать его распределение по всей плоскости  $\xi O \eta$  с необходимой чувствительностью и разрешающей способностью в реальном времени. Поэтому производится выборочная регистрация поля в ряде дискретных точек этой плоскости. Дискретизация волновых фронтов вносит в их структуру искажения, которые необходимо учитывать и устранять.

Определим вспомогательную двумерную функцию, называемую *гребенчатой*, следующим образом:

$$\text{comb } x \text{ comb } y = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(x - m) \delta(y - n), \quad (2.15)$$

где  $m$  и  $n$  — целые числа единиц расстояния вдоль осей  $x$  и  $y$  соответственно. Очевидно, что прямоугольную сетку выборок функций  $g(x, y)$  с помощью гребенчатой функции можно представить в виде

$$g_b(x, y) = g(x, y) \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(x - ma) \delta(y - nb), \quad (2.16)$$

где  $a$  и  $b$  — периоды выборки вдоль осей  $x$  и  $y$  соответственно. Это выражение можно преобразовать к виду

$$g_b(x, y) = g(x, y) \frac{1}{ab} \text{comb} \frac{x}{a} \text{comb} \frac{y}{b} =$$

$$= \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} g(ma, nb) \delta(x - ma) \delta(y - nb). \quad (2.17)$$

Если по функции  $g(\xi, \eta)$  в плоскости  $\xi O \eta$ , заданной своими дискретными значениями (2.17), восстановить вид функции  $g(x, y)$  в плоскости  $x O y$ , последняя также будет дискретной.

Согласно интегралу свертки, свойству гребенчатой функции со сдвигом по аргументу, симметрии и фильтрующему свойству  $\delta$ -функции, получим [5]

$$\begin{aligned} \Phi\{g_b(x, y)\} &= \Phi\{g(x, y)\} \otimes \Phi\left\{\frac{1}{ab} \operatorname{comb}\frac{x}{a} \operatorname{comb}\frac{y}{b}\right\} = \\ &= \Phi\{g(x, y)\} \otimes \frac{1}{ab} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta\left(x - \frac{m}{a}\right) \delta\left(y - \frac{n}{b}\right) = \\ &= \frac{1}{ab} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} G\left(\xi - \frac{m}{a}, \eta - \frac{n}{b}\right), \end{aligned} \quad (2.18)$$

где  $G(\dots)$  — фурье-образ функции  $g(x, y)$  по пространственным частотам  $\xi, \eta$ .

Таким образом, при дискретизации исходного волнового фронта его фурье-образ с точностью до множителя  $1/ab$  становится набором дискретных фурье-образов дискретизированного волнового фронта, сдвинутых в плоскости частот на целое число величин  $1/a, 1/b$ . Слагаемые суммы (2.18) не перекрываются, если выполняются соотношения

$$a \leq \frac{1}{\xi_{\max}}, \quad b \leq \frac{1}{\eta_{\max}}, \quad (2.19)$$

где  $\xi_{\max}, \eta_{\max}$  — максимальные пространственные частоты исходного волнового фронта.

Если периоды выборок взяты согласно (2.19) (что возможно лишь для волновых фронтов с существующими максимальными пространственными частотами, т. е. для всегда имеющих место в практике пространственно ограниченных волновых фронтов), из выражения (2.17), используя понятие прямоугольной функции

$$\operatorname{rect} \xi \operatorname{rect} \eta = \begin{cases} 1, & |\xi| \leq 1/2, |\eta| \leq 1/2; \\ 0 & \text{в остальных случаях} \end{cases}$$

и фильтрующие свойства  $\delta$ -функции, находим [5]

$$g(x, y) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} g\left(\frac{m}{\xi_{\max}}, \frac{n}{\eta_{\max}}\right) \frac{\sin \pi (\xi_{\max} x - m)}{\pi (\xi_{\max} x - m)} \times \\ \times \frac{\sin \pi (\eta_{\max} y - n)}{\pi (\eta_{\max} y - n)}. \quad (2.20)$$

Это означает, что по дискретным значениям волнового фронта  $g(\xi, \eta)$  (первый множитель под знаком двойной суммы), полученным в плоскости  $\xi O \eta$ , можно восстановить вид исходного волнового фронта  $g(x, y)$  посредством функций вида  $\sin \phi / \phi$ , построенных в каждой точке выборки. На практике число отсчетов  $m$  и  $n$  всегда ограничено, поэтому точного значения волнового фронта  $g(x, y)$  по выборкам воспроизвести нельзя. Однако это можно сделать со сколь угодно малым приближением путем увеличения количества выборок  $g(m/\xi_{\max}, n/\eta_{\max})$ . Учитывая (2.20), связь между  $g(\xi, \eta)$  и  $g(x, y)$  при помощи прямого преобразования Фурье и таблицы фурьеобразов специальных функций, получаем

$$g(\xi, \eta) = \iint \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} g\left(\frac{m}{\xi_{\max}}, \frac{n}{\eta_{\max}}\right) \times \\ \times \frac{\sin \pi (\xi_{\max} x - m)}{\pi (\xi_{\max} x - m)} \frac{\sin \pi (\eta_{\max} y - n)}{\pi (\eta_{\max} y - n)} \times \\ \times \exp [-j \cdot 2\pi (\xi x + \eta y)] dx dy = \\ = \begin{cases} \frac{1}{\xi_{\max} \eta_{\max}} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} g\left(\frac{m}{\xi_{\max}}, \frac{n}{\eta_{\max}}\right) \times \\ \times \exp \left[ -j 2\pi \left( \frac{m \xi}{\xi_{\max}} + \frac{n \eta}{\eta_{\max}} \right) \right], \left| \frac{\xi}{\xi_{\max}} \right| \leqslant \frac{1}{2}, \\ \left| \frac{\eta}{\eta_{\max}} \right| \leqslant \frac{1}{2}; \\ 0 \text{ в остальных случаях,} \end{cases} \quad (2.21)$$

т. е. другое представление анализируемого волнового фронта  $g(\xi, \eta)$  через его выборочные значения.

До сих пор мы ограничивали волновой фронт  $g(\xi, \eta)$ , т. е. тот, по которому требуется восстановить исходный

волнистый фронт  $g(x, y)$ . Если же наложить ограничения на размеры волнистого фронта  $g(x, y)$ , то при

$$-\frac{A}{2} \leq x \leq \frac{A}{2}, \quad -\frac{B}{2} \leq y \leq \frac{B}{2}$$

можно получить

$$g(x, y) = \frac{1}{AB} \operatorname{rect} \frac{x}{A} \operatorname{rect} \frac{y}{B} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} G\left(\frac{m}{A}, \frac{n}{B}\right) \times \exp \left[ j \cdot 2\pi \left( \frac{mx}{A} + \frac{ny}{B} \right) \right], \quad (2.22)$$

где  $G(\dots)$  — фурье-образ волнистого фронта  $g(x, y)$ .

Выражения (2.21), (2.22) лежат в основе анализа и синтеза волновых полей. Реализация операции (2.21) является задачей анализа, операции (2.22) — задачей синтеза.

На практике, как правило, встречаются случаи, когда вид функций  $g(x, y)$  и  $g(\xi, \eta)$  не позволяет установить аналитическую взаимосвязь между ними даже с использованием приближенных методов, поэтому необходима численная реализация этих соотношений на ЭВМ, в которых  $\xi, \eta, x, y$  изменяются дискретным образом, а число точек отсчетов ограничено. Соотношение (2.22) означает, что для пространственно ограниченного волнистого фронта его вид может быть восстановлен из выборок пространственно-частотного спектра, взятых через интервалы  $1/\xi_{\max}$ ,  $1/\eta_{\max}$ . Из соотношения (2.21) следует, что для волнистого фронта с ограниченным пространственным спектром последний можно найти по выборкам спектра, взятым через интервалы  $1/\xi_{\max}$ ,  $1/\eta_{\max}$ .

При реализации соотношений (2.21) и (2.22) на ЭВМ время расчета может быть большим, поэтому разрабатываются различные пути его уменьшения. Одним из таких путей является вычисление  $g(\xi, \eta)$  только в точках отсчета  $\xi = p/A$ ,  $\eta = q/B$ , где  $p$  и  $q$  — целые числа. При этом выражение (2.21) имеет вид

$$\cdot g\left(\frac{p}{A}, \frac{q}{B}\right) = \frac{1}{\xi_{\max} \eta_{\max}} \sum_{m=-M/2}^{M/2} \sum_{n=-N/2}^{N/2} g\left(\frac{m}{\xi_{\max}}, \frac{n}{\eta_{\max}}\right) \times \exp \left[ -j2\pi \left( \frac{mp}{\xi_{\max} A} + \frac{nq}{\eta_{\max} B} \right) \right], \quad (2.23)$$

где  $M \times N$  — число отсчетов ограниченной в пространстве функции  $g(x, y)$ . Это выражение является дискретным фурье-преобразованием. Общее число выборок волнового фронта  $g(x, y)$  равно

$$L = M \times N = \frac{A}{a} \frac{B}{b} = A_{\xi_{\max}}^{\xi} B_{\eta_{\max}},$$

общее число выборок  $g(\xi, \eta)$  —

$$L' = \frac{\xi_{\max}}{1/A} \frac{\eta_{\max}}{1/B} = A_{\xi_{\max}}^{\xi} B_{\eta_{\max}}.$$

При расчетах на ЭВМ  $L \times L$  дискретных значений выборок  $g(\xi, \eta)$  требуется  $L^4$  машинных операций. Прямые методы вычислений становятся очень продолжительными. Существуют программы для проведения БПФ, позволяющие резко сократить число необходимых операций с  $L^4$  до  $4L^2 \log_2 L$ , что особенно эффективно при больших  $L$  [5]. С помощью БПФ фурье-образ выборки с  $1000 \times 1000$  элементами вычисляется за несколько минут, в то время как прямое вычисление проводилось бы около года.

В дальнейшем под синтезом волновых полей будем понимать измерение (расчет) физических и геометрических параметров источника по излучаемому или рассеиваемому волновому фронту, под анализом — нахождение излучаемого или рассеиваемого источником волнового фронта по его физическим и геометрическим свойствам, заданным математически либо путем физического описания.

#### 24. ОПТИЧЕСКАЯ ФИЛЬТРАЦИЯ. ФИЛЬТР ВАНДЕР ЛЮГТА

Принципы изменения структуры оптических изображений путем воздействия на фурье-спектры были сформулированы и осуществлены в конце XIX — начале XX в. Э. Аббе и А. Портером. Суть проведенных ими экспериментов заключалась в следующем: если перед линзой поместить проволочную сетку из двух перекрывающихся под прямым углом систем параллельных проводов, то в задней фокальной плоскости формируется ее фурье-образ, все компоненты которого складываются и формируют изображение сетки. Если же в фокальной плоскости затемнять различные участки ее, можно проводить фильтрацию получаемого изображения. Например, по-

мешая в фокальной плоскости горизонтальную щель в непрозрачном для света экране, вместо изображения сетки имеем набор вертикальных проволок. Вертикальная же щель позволяет их отфильтровать и получить горизонтальные проволоки исходной сетки.

Для оптической фильтрации различных спектральных компонент в плоскости пространственных частот А. Вандер Лютром (1963) был предложен метод получения

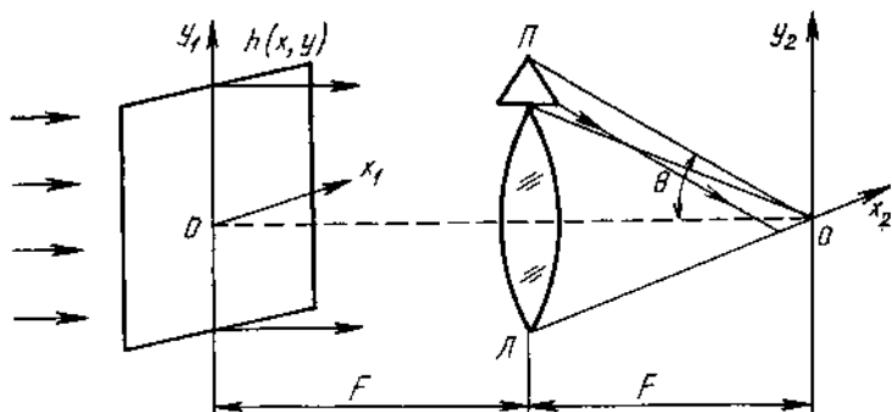


Рис. 10. Оптическая система для синтеза пространственно-частотного фильтра

пространственно-частотных фильтров, которые синтезируются с помощью оптической системы (рис. 10). Одна часть пучка света проходит через транспарант с коэффициентом пропускания  $h(x, y)$  (линза  $L$  осуществляет фурье-преобразование  $H(x_2/\lambda F, y_2/\lambda F)$  с точностью до множителя  $1/\lambda F$ ), другая падает под некоторым углом  $\theta$  от призмы  $P$  в плоскость  $x_2Oy_2$ :

$$u_{\text{п}}(x_2, y_2) = |u_{\text{п}}| \exp(-jk \sin \theta y_2) = |u_{\text{п}}| \exp\left(-j \cdot 2\pi \frac{\sin \theta}{\lambda} y_2\right),$$

где  $(\sin \theta)/\lambda$  — пространственная частота вдоль оси  $y$ .

Суммарная интенсивность света в этой плоскости

$$\begin{aligned} I(x_2, y_2) = & \left| |u_{\text{п}}| \exp\left(-j \cdot 2\pi \frac{\sin \theta}{\lambda} y_2\right) + \right. \\ & \left. + \frac{1}{\lambda F} H\left(\frac{x_2}{\lambda F}, \frac{y_2}{\lambda F}\right) \right|^2 = \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 &= \left\{ \text{учтем } H \left( \frac{x_2}{\lambda F}, \frac{y_2}{\lambda F} \right) = |H| \exp \left[ -j\psi \left( \frac{x_2}{\lambda F}, \frac{y_2}{\lambda F} \right) \right] \right\} = \\
 &= |u_{\pi}|^2 + \frac{1}{\lambda^2 F^2} |H|^2 + \frac{2u_{\pi}}{\lambda F} |H| \times \\
 &\quad \times \cos \left[ 2\pi \frac{\sin \theta}{\lambda} y_2 - \psi \left( \frac{x_2}{\lambda F}, \frac{y_2}{\lambda F} \right) \right].
 \end{aligned}$$

Из последнего соотношения следует, что можно получить транспарант с записью комплексной функции  $H(f_x, f_y)$  на обычную пленку, регистрирующую только интенсивность света. Амплитудная и фазовая информация о комплексной функции записана в виде амплитудной и фазовой модуляций несущей пространственной частоты  $(\sin \theta)/\lambda$ . Существуют и другие схемы получения такой интенсивности. После обработки диапозитива его коэффициент пропускания пропорционален интенсивности  $I(x, y)$ . Третье слагаемое соотношения с точностью до экспоненциального множителя представляет собой интересующую нас функцию  $H$ . Установим этот транспарант в плоскость  $x_2Oy_2$  системы обработки информации, показанной на рис. 8. Если в плоскость  $x_1Oy_1$  подается фильтруемая функция  $g(x_1, y_1)$ , в плоскости  $x_2Oy_2$  формируется распределение света  $(1/\lambda F)G(x_2/\lambda F, y_2/\lambda F)$ , которое, попадая на транспарант, принимает вид

$$\begin{aligned}
 g_2(x_2, y_2) = & \frac{|u_{\pi}|^2}{\lambda F} G + \frac{1}{\lambda^2 F^2} G |H|^2 + \\
 & + \frac{|u_{\pi}|^2}{\lambda^2 F^2} H \exp \left( j \frac{2\pi}{\lambda} \sin \theta y_2 \right) + \\
 & + \frac{|u_{\pi}|^2}{\lambda^2 F^2} H^* G \exp \left( -j \frac{2\pi}{\lambda} \sin \theta y_2 \right).
 \end{aligned}$$

Следующая линза системы обработки выполняет фурье-преобразование поля  $u_2$  с множителем  $1/\lambda F$ . Считая, что система координат в плоскости  $x_3Oy_3$  инверсно преобразована, вместо

$$\Phi \{ \Phi \{ g(x_1, y_1) \} \} = g(-x_3, -y_3)$$

будем писать  $g(x_3, y_3)$ . Кроме того, учтем, что

$$\Phi \left\{ \exp \left( j \cdot 2\pi \frac{\sin \theta}{\lambda} y_3 \right) \right\} = \delta(x_3, y_3 + F \sin \theta);$$

$$\Phi \left\{ \exp \left( -j \cdot 2\pi \frac{\sin \theta}{\lambda} y_s \right) \right\} = \delta(x_s, y_s - F \sin \theta).$$

Тогда, применяя свойства линейности преобразования Фурье и теорему свертки, получаем

$$\begin{aligned} \Phi \{ g_s(x_s, y_s) \} &= |u_n|^2 g(x_s, y_s) + \frac{1}{F^2 \lambda^2} [h(x_s, y_s) \otimes \\ &\otimes h^*(-x_s, y_s) \otimes g(x_s, y_s)] + \frac{|u_n|}{\lambda F} [h(x_s, y_s) \otimes g(x_s, y_s) \otimes \\ &\otimes \delta(x_s, y_s + F \sin \theta)] + \frac{|u_n|}{\lambda F} [h^*(-x_s, y_s) \otimes \\ &\otimes g(x_s, y_s) \otimes \delta(x_s, y_s - F \sin \theta)]. \end{aligned}$$

Используя фильтрующие свойства  $\delta$ -функции, это выражение превратится в интегралы, один из которых

$$\frac{|u_n|}{\lambda F} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} g(\xi, \eta) h(x_s - \xi, y_s + F \sin \theta - \eta) d\xi d\eta$$

представляет собой свертку функций  $g$  и  $h$ , смещенную по оси  $y$  в плоскости  $x_s O y_s$  на величину  $-F \sin \theta$ , а второй

$$\frac{|u_n|}{\lambda F} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} g(\xi, \eta) h^*(\xi - x_s, \eta - y_s + F \sin \theta) d\xi d\eta$$

есть кросс-корреляция  $g$  и  $h$ , смещенная по оси  $y$  на величину  $F \sin \theta$ . Первые же два слагаемых дают фон, не смещенный из начала координат.

Таким образом, при формировании волнового фронта в предметной плоскости в системе имеется возможность путем манипуляций в частотной плоскости отфильтровать различные пространственно-частотные составляющие передаваемого изображения или отдельные его детали. Для проведения операции фильтрации требуется перемножить частотный спектр фильтруемой функции с частотным спектром некоторой заданной функции — заданного импульсного отклика. Получение спектра импульсного отклика методом Бандер Люгта позволяет отказаться от использования при фильтрации фазосдвигающих элементов, так как фазовая информация кодируется в фильтре в виде модуляции несущей пространственной частоты, т. е. голографическим путем.

Кроме того, при изготовлении фильтров по методу Вандер Лютга отпадает необходимость в математическом вычислении фурье-образа требуемого импульсного отклика. Практически при оптической фильтрации для устранения случайных фазовых сдвигов фильтры помещаются в жидкостные компенсаторы.

Наиболее распространенная область применения оптической фильтрации — распознавание образов и обработка данных антенн с синтезированной апертурой.

## 2.5. РАСПОЗНАВАНИЕ ОБРАЗОВ В РАДИООПТИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ

Новым направлением в кибернетике является распознавание образов, т. е. объектов, явлений, ситуаций. Это направление возникло при разработке читающих автоматов, медицинских диагностических машин, устройств, прогнозирующих метеорологические процессы, и т. д.

Первые попытки распознавания объектов были основаны на сравнении свойств объектов со свойствами эталонов, а многие последующие — на использовании принципов построения биологических систем.

Теория распознавания оперирует образами, подразделяющимися на объекты, явления и ситуации. Образами могут быть звуки речи, подводные лодки, космические корабли, прогноз погоды, знаки текста, данные диагностики заболеваний и т. п. Признаки образов вводятся с помощью датчиков-рецепторов, которые являются неотъемлемой частью распознающего устройства и могут быть оптическими, акустическими, радиоэлектронными, гидравлическими, электромагнитными, химическими и т. д. В распознающем устройстве эти признаки обрабатываются, и автоматически принимается решение, к какому классу следует отнести образ.

Все объекты по основным признакам делятся на классы. Не все признаки дают одинаковый результат при распознавании. Использование отдельного признака не позволяет добиться того результата, который можно получить, применяя одновременно всю совокупность признаков.

Достоверность распознавания в основном определяется точностью измерения признаков: с увеличением точности достоверность возрастает; при увеличении чис-

ла признаков, одновременно используемых для распознавания, достоверность также увеличивается. Иногда распознавание можно рассматривать как статистическую задачу, в которой вероятность распознавания определяется дифференциальными законами распределения признаков объектов и помех.

В теории распознавания любой объект может иметь бесконечно большое число признаков. Признаки делятся на объективные и описательные. Объективные признаки можно выразить количественно, к описательным относятся признаки, которые количественно охарактеризовать нельзя. Для удобства описательные признаки делятся на градации (группы), каждой из которых присваивается то или иное числовое значение. Признаки схожих объектов незначительно отличаются друг от друга в количественном отношении.

Распознавание объекта — это сравнение его признаков с признаками одного или нескольких заранее определенных классов для отнесения объектов к тому или иному классу. Существуют правила количественной классификации распознавания. Использование тех или иных правил зависит от конкретных задач распознавания. Правильность установления величины количественного критерия распознавания определяется практикой. По мере накопления сведений о правильно распознанных объектах можно установить оптимальную величину распознающего порога, причем самое важное при выборе порога — получить максимально верное распознавание классов.

Очень часто в теории распознавания приходится разделять объекты на два класса, т. е. использовать дихотомию. *Дихотомия* — это деление всего алфавита классов объектов на два противоречащих друг другу видовых понятия, из которых одно представляет собой отрицание признаков другого. В качестве воспринимающих устройств (рецепторов) системы обычно применяют радиотехнические, оптоэлектронные, акустические и оптические устройства, позволяющие заблаговременно обнаружить объекты на больших расстояниях.

В устройстве сравнения значение поступающих реализаций сравнивается в каждый момент времени с описанием всех классов — эталонов, которые хранятся в блоке памяти. Сопоставление найденных вероятностных характеристик по заданному критерию и отнесение объ-

екта к одному из эталонных классов выполняются в блоке принятия решения.

При распознавании образов в РОС широко используются согласованные фильтры. Пространственный фильтр называется *согласованным с сигналом*  $g(x, y)$ , если его импульсный отклик имеет вид  $h(x, y) = -g^*(-x, -y)$ . При подаче на вход фильтра сигнала  $g(x, y)$  на его выходе появится сигнал

$$f(x, y) = \iint_{-\infty}^{\infty} g(\xi, \eta) h(x - \xi, y - \eta) d\xi d\eta = \\ = \iint_{-\infty}^{\infty} g(\xi, \eta) g^*(\xi - x, \eta - y) d\xi d\eta,$$

т. е. кросс-корреляционная функция функций  $g$  и  $g^*$ . Если этот отклик заменить его фурье-образом и расположить в системе обработки в частотной плоскости второй линзы, а в плоскости  $x_1Oy_1$  поместить транспарант с коэффициентом пропускания  $g(x, y)$ , за фильтром частотный спектр будет пропорционален  $G(x_2/\lambda F, y_2/\lambda F) \times G^*(x_2/\lambda F, y_2/\lambda F)$ , т. е. действительной величине  $|G|^2$ . Это значит, что на последнюю линзу падает плоская волна и линза фокусирует ее в точку — фокус линзы. Если же входной сигнал отличен от  $g(x, y)$ , свет не будет собираться в яркую точку фокуса последней линзы. Если входной сигнал смешен относительно оптической оси, яркая точка в фокальной плоскости последней линзы тоже смещается на соответствующее расстояние. Указанное свойство согласованного фильтра может использоваться для обнаружения среди всех входных сигналов сигнала, с которым фильтр согласован, т. е. для распознавания образов.

На вход системы распознавания (рис. 11) подаются одновременно или последовательно распознаваемые волновые фронты. На выходе каждого из фильтров, входящих в систему, находится устройство для нормировки отклика к полной энергии, приходящей от образа, с которым фильтр согласован (различным распознаваемым образам может соответствовать различный уровень энергии). Нормировка осуществляется как электронными методами путем определенных оптико-электронных преобразований, так и оптическим методом путем создания в выходной плоскости соответствующего фона. При

наличии на входе сигнала, согласованного с одним из фильтров  $G_k^*$ , на выходе последнего будет наибольший сигнал.

Очевидно, что таким согласованным фильтром может быть фильтр Вандер Лютга, так как на выходе оптической системы, включающей его, в соответствующей точке формируется кросс-корреляционный сигнал. Для согласованной фильтрации следует синтезировать фильтры по

методу Вандер Лютга и поместить их в каналах последней схемы. Опознаваемые сигналы необходимо подавать на вход последовательно. На одном транспаранте можно изготовить несколько фильтров. При этом одна пространственная несущая частота опорной волны модулируется волновыми фронтами от различных объектов. Фильтр можно получить также путем ис-

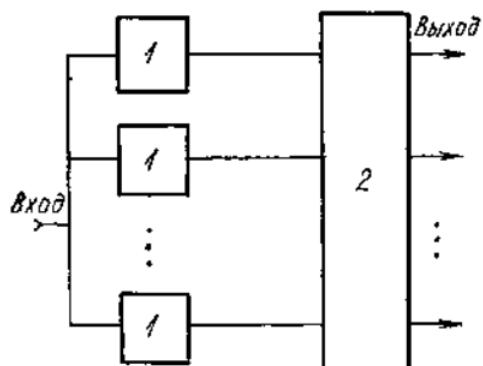


Рис. 11. Пояснение принципа действия распознавающей фильтрующей системы:  
1—согласованные фильтры; 2—устройство нормировки

пользования различных пространственных опорных частот. При изготовлении фильтра описанным способом волновые фронты разных объектов составляют различные углы с опорной волной, поэтому при фильтрации кросс-корреляционная функция будет появляться под различными углами к оптической оси фильтрующей системы в плоскости наблюдения. На одном транспаранте Вандер Лютгу удавалось записать до девяти фильтров.

Для практической реализации фильтрации важна точность установки фильтров и подачи входных сигналов, подвергающихся фурье-преобразованиям. При фильтрации (опознавании) сходных объектов возможны некоторые ошибки.

При фильтрации сигнала в присутствии шума  $g(x, y) = s(x, y) + n(x, y)$  на изготовленный фильтр контактно накладывается диапозитив со спектральной плоскостью шума. В выходной плоскости появляется яркая точка, свидетельствующая о присутствии сигнала и указывающая его положение на входной плоскости коррелятора.

В реальном случае полученное отношение сигнал—шум заметно ниже теоретического. Это происходит в основном из-за шумов фотоэмульсии транспаранта, на который записан фильтр, фазовых шумов фотоматериала, а также ошибок фотообработки, юстировки и aberrаций оптической системы.

Наилучшие результаты получаются с чисто амплитудным фильтром. Эксперимент показал, что распознавание методом согласованной оптической фильтрации менее критично к деформации размеров объекта, а также к его повороту. Применение оптимальной фильтрации перспективно при распознавании букв негативного текста, отпечатков пальцев, для поиска карточек в карточках и т. д.

Рассмотрим практические аспекты пространственной фильтрации. В некоторой системе (см., например, рис. 5) обозначим входную плоскость  $P_1$ , плоскость преобразования —  $P_2$  с координатами  $x_1, y_1$  и  $x_2, y_2$  соответственно. Поместим входной транспарант в передней фокальной плоскости линзы  $L_1$ , осуществляющей преобразование Фурье, и осветим его однородным по амплитуде и фазе пучком когерентного света. Полагая, что входной пучок имеет единичную амплитуду, записываем комплексное пропускание в плоскости  $P_1$  как  $f(x_1, y_1) = A(x_1, y_1) \times e^{-j\phi(x_1, y_1)}$ , где  $A(x_1, y_1)$  — положительная величина, представляющая собой амплитуду, а  $\phi(x_1, y_1)$  описывает фазу входной функции (для физической определенности можно отождествить  $A$  с электрическим или магнитным вектором электромагнитной волны). Это означает, что если ко всем фазам в наших вычислениях добавить произвольно постоянную фазу, физически ничего бы не изменилось.

В плоскости  $P_2$  будем иметь фурье-образ функции  $f(x_1, y_1)$ , который по определению имеет вид

$$F(u, v) = \iint_{-\infty}^{\infty} f(x, y) e^{-j2\pi(x_1 u + y_1 v)} dx_1 dy_1,$$

где  $u, v$  — координаты пространственной частоты в плоскости  $P_2$ ;  $x_1 = u\lambda f_1$ ,  $y_1 = v\lambda f_1$  — координаты расстояния в плоскости  $P_2$ ;  $\lambda$  — длина волны используемого света;  $f_1$  — фокусное расстояние преобразующей линзы  $L_1$ .

Если за плоскостью преобразования  $P_2$  поместить вторую преобразующую линзу  $L_2$ , то распределение

амплитуд света в выходной плоскости  $P_3(x_3, y_3)$  будет двойным преобразованием Фурье входного транспаранта  $(x_1, y_1)$ , где координаты в плоскостях  $P_1$  и  $P_3$  связаны соотношениями  $x_3 = (f_2/f_1)x_1$  и  $y_3 = (f_2/f_1)y_1$ .

Выходное изображение является полностью перевернутым изображением входного транспаранта, причем коэффициент увеличения равен отношению фокусных расстояний линз  $f_2/f_1$ .

Вспомним, что входной свет когерентен и распределение, сформированное в  $P_2$ , есть преобразование Фурье  $F(u, v)$  от  $f(x_1, y_1)$ . Если в  $P_2$  поместим на оптической оси непрозрачный точечный экран, то задержим постоянную составляющую входного изображения и пропустим только высокочастотные компоненты света.

В плоскости  $P_3$  будет получено распределение  $f(x_1, y_1)$ , прошедшее фильтрацию. Если в  $P_2$  находится линейный фильтр, пропускание которого увеличивается с увеличением расстояния от центра, то в  $P_3$  наблюдается про-дифференцированный входной сигнал. Помещая непрозрачные точечные экраны в определенных местах в плоскости  $P_2$ , можно удалять различные частотные составляющие, присутствующие во входном изображении.

Распознавание образов (изображений или их фрагментов) и знаков (букв, цифр и символов) является одним из наиболее привлекательных областей применения оптической обработки информации. Задача оптической системы, предназначенной для распознавания образов или знаков, состоит в обнаружении интересующего нас образа во входном изображении. При распознавании знаков обычно используется постоянный набор эталонных функций, задача же системы состоит в том, чтобы определить, какая из этого класса эталонных функций присутствует на входе (а также в каком месте входной плоскости она находится).

Ключевой операцией является корреляция входной и эталонной функций или двух входных функций. В наиболее распространенной схеме оптического коррелятора корреляция осуществляется перемножением фурье-образа входной и эталонной функций с последующим преобразованием Фурье полученного произведения. При этом эталонная функция записывается в виде своего комплексно-сопряженного фурье-образа. Поскольку эталонная функция помещается в частотной плоскости коррелятора, она, в сущности, является пространственным

фильтром. Амплитудное пропускание записанной эталонной функции в общем случае имеет комплексный характер и, следовательно, подобно амплитудному пропусканию голограммы. Но цель пространственного фильтра-голограммы состоит в определении соответствия (согласования) между входным образом (или его частью) и эталонной функцией (а не в формировании эстетически приятного изображения на выходе, как в голографии). Таким образом, комплексный эталонный фурье-образ, расположенный в частотной плоскости, можно назвать *согласованным пространственным фильтром* (СПФ).

Все вариации фазы, присутствующие в волновом фронте, падающем на плоскость  $P_2$ , устраняются фильтром, после чего за плоскостью  $P_2$  распространяется плоская волна. Линза  $L_2$  фокусирует эту волну в точку в плоскости  $P_3$ . Итак, оптически согласованный фильтр можно рассматривать как фазокомпенсирующую пластины.

Если входной сигнал отличается от  $h(x_1, y_1)$ , то кривизна волнового фронта не будет точно скомпенсирована фильтром и распределение в плоскости  $P_3$  будет иметь вид пятна с меньшей интенсивностью или пятно вообще будет отсутствовать.

Если входной сигнал  $h(x_1, y_1)$  помещен в центре плоскости  $P_1$ , яркая точка света в выходной плоскости будет располагаться в центре плоскости  $P_3$ .

Если входной сигнал  $h(x_1, y_1)$  смещен вверх или вниз (или влево-вправо) относительно центра плоскости  $P_1$ , то плоский волновой фронт за плоскостью  $P_2$  будет идти под углом к оптической оси. Фурье-образ по-прежнему будет находиться на оси в плоскости  $P_2$ , но будет иметь постоянный фазовый сдвиг. Плоский волновой фронт за плоскостью  $P_2$  будет образовывать угол с оптической осью. Линза  $L_3$  просто фокусирует этот плоский волновой фронт в точку на плоскости  $P_3$ . По мере того, как  $h(x_1, y_1)$  сдвигается вверх или вниз (или влево-вправо) относительно центра плоскости  $P_1$ , положение яркого выходного светового пятна в плоскости  $P_3$  сдвигается вниз или вверх (или вправо-влево) соответственно.

Итак, координаты яркого выходного светового пятна в плоскости  $P_3$  пропорциональны координатам сигнала  $h(x_1, y_1)$  во входной плоскости (с коэффициентом увеличения  $f_2/f_1$ ), а интенсивность его в плоскости  $P_3$  пропорциональна степени согласования входной и фильтрую-

щей функций. Так как система линейна, справедлив принцип суперпозиции и приведенные выше соображения справедливы для множества сигналов  $h_n(x_1, y_1)$ , находящихся в различных местах плоскости  $P_1$ . Множество выходных световых точек появляется в плоскости  $P_3$  в соответствующих местах, и интенсивность их отражает степень согласования каждого входного сигнала с фильтрующей функцией. Из этого краткого описания очевидны свойства оптического процессора — высокая скорость и параллельность обработки.

Огромное практическое значение имеют вопросы синтеза пространственного согласованного фильтра и оптимизации его параметров.

Из всего многообразия систем пространственной фильтрации (оптических корреляторов) для практического рассмотрения выберем коррелятор с частотной плоскостью (фильтр Вандер Люгта), так как он является первым и самым распространенным оптическим коррелятором.

Допустим, нам надо выяснить, присутствует ли функция  $h(x_1, y_1)$  (или ее фрагмент) во входном сигнале  $g(x_1, y_1)$ . Для этого необходимо получить взаимную корреляцию функций  $g(x_1, y_1)$ ,  $h(x_1, y_1)$  на выходе системы. Прежде всего надо синтезировать в плоскости  $P_2$  пространственный фильтр  $H^*(u, v)$ , согласованный с  $h(x_1, y_1)$ . Для синтеза этого фильтра во входную плоскость  $P_1$  помещают транспарант с записью функции  $h^*(x_1, y_1)$ , а в плоскости  $P_2$  записывают интерференционную картину, созданную фурье-образом  $H^*(u, v)$  функции  $h^*(x_1, y_1)$  и плоской опорной волной по методу Вандер Люгта (см. рис. 10).

Для настройки элементов схемы и обеспечения визуального контроля картин распределения света в различных плоскостях можно использовать переменный аттенюатор (ПА). Переменный светоделитель (ПСД) позволяет управлять отношением интенсивностей опорного и объектного пучков.

Для выравнивания длин оптических путей, проходящих опорным и объектным пучками, применяются зеркала. Угол между опорным и объектным пучками составляет обычно  $15-20^\circ$ . При этом значении угла пространственные частоты интерференционной картины достаточно высоки. Например, при использовании излучения с  $\lambda=632,8$  мкм пространственная несущая частота

равна  $412 \text{ мм}^{-1}$ . Если же разрешающая способность используемого материала недостаточна для записи столь высоких пространственных частот, между опорным и объектным пучками следует установить меньший угол. При этом для сведения пучков под малым углом требуется светоделитель и дополнительные оптические элементы. Пространственные микроструктурные неоднородности пучка лазера устраняются точечными диафрагмами. Коллимирующая оптика обеспечивает формирование однородных плоских волн.

Если во входной плоскости  $P_1$  поместить транспарант с амплитудным пропусканием  $h(x_1, y_1)$ , то распределение комплексных амплитуд в плоскости  $P_2$  будет равно  $u_2(x_2, y_2) = H(u, v)$ , где  $H(u, v)$  — комплексный фурьеобраз функции  $h(x_1, y_1)$ . Таким образом,

$$H(u, v) = \frac{1}{j\lambda f_1} \iint_{-\infty}^{\infty} h(x, y) \exp[-2\pi j(ux + vy)] dx dy.$$

Предположим для простоты, что любые преобразования Фурье, реализуемые с помощью линз, выполняются точно, и, следовательно, пренебрежем постоянными коэффициентами амплитудного пропускания, а также множителем  $1/j\lambda f_1$  перед интегралом. Координаты пространственных частот  $(u, v)$  в плоскости  $P_2$  связаны с пространственными координатами  $(x_2, y_2)$  этой плоскости соотношениями  $x_2 = f_1 \lambda u$  и  $y_2 = f_1 \lambda v$ , где  $\lambda$  — длина волны света;  $f_1$  — фокусное расстояние фурье-преобразующей линзы.

Распределение комплексных амплитуд, создаваемое в плоскости  $P_2$  опорным пучком с постоянной амплитудой  $r_0$ , который падает на эту плоскость под углом  $\theta$  к объектному пучку, имеет вид  $u_r = r_0 \exp(-i2\pi\alpha x_2)$ , где  $\alpha = (\sin \theta)/\lambda$  — пространственная частота, связанная с наклонным падением опорной волны.

Регистрируемое фотоэмulsionией распределение интенсивности в плоскости  $P_2$  будет равно

$$I(x_2, y_2) = (u_2 + u_r)^2 = r_0^2 + |H|^2 + r_0 H \exp(i2\pi\alpha x_2) + \\ + r_0 H^* \exp(-i2\pi\alpha x_2).$$

Предположим, что мы осуществили линейную запись распределения интенсивности  $I(x_2, y_2)$  и получили голограмму-фильтр, амплитудная прозрачность которой с

точностью до постоянного множителя определяется выражением

$$t(x_2, y_2) = r_0^2 + |H|^2 + r_0 H \exp(i2\pi\alpha x_2) + \\ + r_0 H^* \exp(-i2\pi\alpha x_2).$$

Последний член в этом выражении и является искомым членом, пропорциональным  $H^*$ .

После того как согласованный пространственный фильтр изготовлен и вновь установлен в плоскости  $P_2$ , мы поворачиваем его на  $180^\circ$  вокруг оптической оси. Благодаря этому корреляция будет наблюдаться под углом  $+15\dots-20^\circ$  по отношению к оси объектного пучка, т. е. в пределах стола, а не под углом  $+15\dots-20^\circ$  в направлении продолжения опорного пучка. При выполнении операции корреляционного анализа опорный пучок блокируется, а во входную плоскость помещают транспарант с амплитудным пропусканием  $g(x_1, y_1)$ . Волна, несущая информацию о корреляции входного и эталонного изображений, будет исходить из плоскости  $P_2$  под углом  $+15\dots-20^\circ$  к оптической оси коррелятора. Вторая фурье-преобразующая линза  $L_2$  устанавливается вдоль этого направления на фокусном расстоянии от плоскости  $P_2$ , а не вдоль сигнального участка, как это обычно делают. Такая схема коррелятора существенно уменьшает требования к размерам апертур и углам поля зрения используемых линз.

Рассмотрим сначала, что получится, если согласованный пространственный фильтр поворачивать на  $180^\circ$ , а линзу  $L_2$  установить так, чтобы ее оптическая ось совпадала с осью  $L_1$ .

В плоскости  $P_2$  формируется фурье-образ  $G(u, v)$  входной функции  $g(x_1, y_1)$ . После прохождения этого распределения через согласованный фильтр мы имеем  $G(u, v) t(x_2, y_2)$ . Поскольку плоскость  $P_2$  совмещена с передней фокальной плоскостью фурье-преобразующей линзы  $L_2$  с фокусным расстоянием  $f_2$ , распределение комплексных амплитуд в задней фокальной плоскости этой линзы представляет собой фурье-образ произведения  $Gt$ . Таким образом,

$$u_3(x_3, y_3) = r_0^2 g \delta(x, y) + [h \otimes h * g] \delta(x, y) + \\ + r_0 [h \otimes g \otimes \delta(x_3 + \alpha \lambda f_2, y_3)] + r_0 [g * h \otimes \delta(x_3 - \alpha \lambda f_2, y_3)],$$

где  $\otimes$  обозначает свертку, а  $*$  — корреляцию.

В этом выражении два первых слагаемых соответствуют распределениям, локализованным на оптической оси в выходной плоскости. Третье слагаемое представляет собой свертку  $h \otimes g$ , которая формируется пучком, исходящим из плоскости  $P_2$  под углом  $+θ$ , и это есть распределение в выходной плоскости в окрестности точки с координатами  $-αf_2, 0$ .

Распределение, описываемое последним слагаемым с интересующей нас корреляцией  $g * h$ , создается пучком, исходящим из плоскости  $P_2$  под углом  $-θ$ , и локализуется в выходной плоскости вокруг точки с координатами  $αf_2, 0$ .

Итак, при установке фотопластинки с записанным на ней согласованным фильтром в плоскости  $P_2$  ее поворачивают на  $180^\circ$  вокруг оптической оси, а линзу  $L_2$  помещают в пучок, выходящий из плоскости  $P_2$  под углом  $+θ$ , чтобы сформировать на выходе распределение, описываемое последним слагаемым. Тогда распределение, формируемое в задней фокальной плоскости линзы  $L_2$  на ее оптической оси, представляет собой интересующую нас функцию взаимной корреляции  $g * h$ . Следует заметить, что положение яркого пятна в выходной плоскости  $P_3$  однозначно связано с положением эталонной функции  $h$  во входном изображении  $g$ ; интенсивность этого пятна указывает на степень соответствия между  $h$  и  $g$ .

Имеются и другие задачи радиооптики, связанные с обнаружением, корреляционной обработкой информации. Многие понятия и определения радиотехники и оптики одинаковы и различаются лишь количеством переменных.

### Функции

$$B(x_1, y_1, z_1; x_2, y_2, z_2) = \langle p(x_1, y_1, z_1) p^*(x_2, y_2, z_2) \rangle$$

или

$$B(x_1, y_1, z_1; x_2, y_2, z_2) = \langle p(x_1, y_1, z_1) p(x_2, y_2, z_2) \rangle$$

называют по определению *корреляционными функциями* комплексных амплитуд волнового поля. В случае  $z_1 = z_2$  они являются *поперечными корреляционными функциями* — функциями волновых полей, проходящих через один фильтр. *Продольной корреляционной функцией* — корреляционной функцией одинаковых сигналов — называют функцию, проходящую через разные фильтры.

Для однородного процесса поперечная корреляционная функция

$$B(x_1, y_1, z_1; x_2, y_2, z_2 = z_1) = B(x_2 - x_1, y_2 - y_1, 0).$$

Если процесс однороден только по двум координатам, то поперечная корреляционная функция

$$B = B_z(x_2 - x_1, y_2 - y_1) = B_z(\xi, \eta).$$

Для однородных поперечных функций корреляции

$$B_z(\xi, \eta) = \iint_{-\infty}^{\infty} B(f_x, f_y) \exp [j(f_x \xi + f_y \eta) 2\pi] df_x df_y, \quad (2.24)$$

где

$$B(f_x, f_y) = \frac{1}{4\pi^2} \iint_{-\infty}^{\infty} B_z(\xi, \eta) \exp [-j(f_x \xi + f_y \eta) 2\pi] d\xi d\eta$$

является угловым спектром мощности волнового поля.

Из теории радиоэлектронных систем известно, что спектр сигнала на выходе системы  $s_2(\omega) = |k(j\omega)|^2 s_1(\omega)$ , где  $|k(j\omega)|$  — передаточная характеристика. По аналогии для РОС

$$B(f_x, f_y) = |h(f_x, f_y)|^2 B_{z=0}(f_x, f_y). \quad (2.25)$$

Из (2.21) и (2.25) следует

$$B_z(\xi, \eta) = \iint_{-\infty}^{\infty} |h(f_x, f_y)|^2 B_{z=0}(f_x, f_y) e^{j2\pi(f_x \xi + f_y \eta)} df_x df_y.$$

Подставим в это выражение вместо  $B_{z=0}$  соответствующую функцию корреляции. В результате получим корреляционную функцию произвольной функции РОС

$$B_z(\xi, \eta) = \iint_{-\infty}^{\infty} H(\xi - \xi', \eta - \eta') B_0(\xi', \eta') d\xi' d\eta',$$

где

$$H(\xi - \xi', \eta - \eta') = \iint_{-\infty}^{\infty} |h(f_x, f_y)|^2 e^{j2\pi(f_x \xi + f_y \eta)} df_x df_y.$$

## 2.6. АМПЛИТУДНЫЙ, ФАЗОВЫЙ И ЦИФРОВОЙ ФИЛЬТРЫ

Вернемся к выражению (1.38), связывающему спектры входного  $A(f_x, f_y)$  и выходного  $B(f_x, f_y)$  сигналов

РОС с ее передаточной характеристикой  $H(f_x, f_y)$ . Для реальных РОС отклик (обратный фурье-образ передаточной характеристики), а следовательно, и сама система физически реализуются с учетом aberrаций и шумов, вызванных процессом распространения волны в среде с помехами.

В общем случае

$$H(f_x, f_y) = H_a(f_x, f_y) \cdot H_{л}(f_x, f_y) \cdot H_н(f_x, f_y),$$

где индексы «а», «л», «н» относятся к передаточным характеристикам атмосферы, линзы и носителя, на котором записывается информация.

Согласно схеме формирования изображения в РОС (см. рис. 2) и выражению (1.18), сигнал с учетом шума

$$s(x, y) = a(x, y) \otimes h(x, y) + n(x, y).$$

Процедура обработки и восстановления входного сигнала схематически представлена на рис. 12, из которого видно, что важнейшим элементом схемы обработки является фильтр-транспарант. Характеристикой последнего в области пространственных частот служит комплексная функция

$$\begin{aligned} \Phi(f_x, f_y) &= |\Phi(f_x, f_y)| \exp [-j \cdot 2\pi (f_x x + f_y y)] = \\ &= B \exp [j\Phi(f_x, f_y)]. \end{aligned} \quad (2.26)$$

Идеальным случаем является процедура фильтрации, когда сигнал ошибки  $O(x, y) = 0$ , т. е. имеет место полное подавление шума, устранение влияния aberrаций и фильтрация искажений, вносимых в сигнал носителем информации. Естественно, что практически добиться этого полностью невозможно, однако в устранении первых двух источников помех достигнуты значительные успехи. Практические приложения пространственной фильтрации волновых полей, помимо распознавания образов, включают

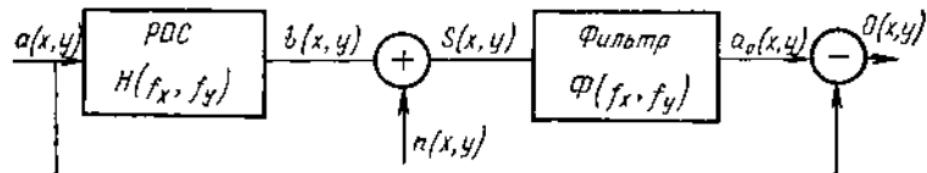


Рис. 12. Схема обработки информации в РОС:  
 $\oplus$  — суммирующее устройство;  $\ominus$  — вычитающее устройство;  $O(x, y)$  — сигнал ошибки

чают улучшение качества изображений (фотографий), повышение их резкости, восстановление изображений, искаженных средой, с известными и в некоторых случаях неизвестными физическими характеристиками и т. д. Качество фильтрации в первую очередь определяется свойствами РОС и фильтра, который управляет амплитудами и фазами пространственного спектра, проходящего через транспарант волнового фронта.

Критерием качества фильтрации является среднеквадратичная ошибка

$$E = \iint_{-\infty}^{\infty} w(f_x, f_y) O(f_x, f_y) df_x df_y, \quad (2.27)$$

где  $w(f_x, f_y)$  — весовая функция ошибок, выбираемая в каждом случае фильтрации с учетом ее цели по критерию приоритета высоких или низких пространственных частот;  $O(f_x, f_y)$  — спектр ошибки [12]:

$$O(f_x, f_y) = N(f_x, f_y) |H(f_x, f_y)|^2 + A(f_x, f_y) |1 - H(f_x, f_y) \Phi(f_x, f_y)|^2 \quad (2.28)$$

в предположении, что РОС линейна, а сигнал и шум стационарны и независимы.

Для так называемого винеровского фильтра

$$\Phi(f_x, f_y) = \frac{H^*(f_x, f_y)}{|H(f_x, f_y)|^2 + N(f_x, f_y)/A(f_x, f_y)}, \quad (2.29)$$

подставив (2.28) в (2.27), получим

$$E = \iint_{-\infty}^{\infty} w(f_x, f_y) \frac{A(f_x, f_y) N(f_x, f_y)}{|A(f_x, f_y)| |H(f_x, f_y)|^2 + N(f_x, f_y)} df_x df_y. \quad (2.30)$$

В случае отсутствия или низкого уровня шумов ( $N(f_x, f_y) \approx 0$ ) имеем так называемый обратный фильтр

$$\Phi(f_x, f_y) = 1/H(f_x, f_y) \quad (2.31)$$

со среднеквадратичной ошибкой

$$E = \iint_{-\infty}^{\infty} w(f_x, f_y) A(f_x, f_y) |1 - H(f_x, f_y) \Phi(f_x, f_y)|^2 df_x df_y. \quad (2.32)$$

Минимальная ошибка достигается при минимальном значении разности  $|1 - H(f_x, f_y)\Phi(f_x, f_y)|^2$ . Очевидно, что это условие выполняется при  $\Phi(f_x, f_y) = H^*(f_x, f_y)$ , т. е. когда фазовые множители фильтра по каждой пространственной частоте противоположны по знаку фазовым множителям передаточной функции РОС. Такой фильтр называется *фазовым*, или *чисто фазовым*.

Для нахождения оптимального фазового фильтра приравниваем нулю производную от выражения (2.28)

$$(d/d\Phi) [N(f_x, f_y)B^2 + A(f_x, f_y)(1 - H(f_x, f_y)Be^{j\Phi}) \times \\ \times (1 - H^*(f_x, f_y)Be^{-j\Phi})] = 0. \quad (2.33)$$

Учитывая, что

$$H(f_x, f_y) = |H(f_x, f_y)| \exp[-j \cdot 2\pi(f_x x + f_y y)] = \\ = C \exp[j\psi(f_x, f_y)],$$

из (2.33) следует  $\Phi(f_x, f_y) = \psi(f_x, f_y)$ , т. е. указанный выше случай минимизации ошибки фильтрации. Для такого фильтра

$$E = \int_{-\infty}^{\infty} W(f_x, f_y) \{N(f_x, f_y) + \\ + A(f_x, f_y)[1 - |H(f_x, f_y)|]^2\} df_x df_y,$$

т. е. фильтрация шума не реализуется.

Оптимальный амплитудный, или чисто амплитудный, фильтр находится из равенства нулю производной от (2.28) по  $A$  при  $\Phi=0$ , в результате чего получится фильтр

$$\Phi(f_x, f_y) = B(f_x, f_y) = \frac{\operatorname{Re}\{H(f_x, f_y)\}}{|H(f_x, f_y)|^2 + N(f_x, f_y)/A(f_x, f_y)}, \quad (2.34)$$

как винеровский. Среднеквадратичная ошибка фильтрации

$$E = \int_{-\infty}^{\infty} W(f_x, f_y) \frac{A(f_x, f_y)\{N(f_x, f_y) + A(f_x, f_y)|H(f_x, f_y)|^2 \sin^2[\psi(x, y)]\}}{N(f_x, f_y) + A(f_x, f_y)|H(f_x, f_y)|^2}. \quad (2.35)$$

Выражение (2.35) сводится к виду (2.30) при  $\psi(x, y) \rightarrow 0$ , и в случае отсутствия шума — к виду

$$E = \int_{-\infty}^{\infty} W(f_x, f_y) A(f_x, f_y) \sin^2 [\psi(f_x, f_y)] df_x df_y.$$

Амплитудные, фазовые и амплитудно-фазовые (комплексные) фильтры могут быть изготовлены в виде соответствующих транспарантов или синтезированы на ЭВМ в цифровом виде и затем выведены на экран дисплея для фотографирования и изготовления соответствующего транспаранта. При цифровой обработке радиооптической информации они синтезируются в процессе фильтрации. Технологические сложности изготовления фильтров с развитием вычислительной техники, опто- и микроэлектроники, как отмечалось выше, обусловили все большее распространение цифровых и оптико-цифровых методов обработки и фильтрации.

## 2.7. ОПТИЧЕСКИЕ И ОПТИКО-ЦИФРОВЫЕ ПРОЦЕССОРЫ

Устройства для выполнения интегральных и других математических преобразований над волновыми фронтами в оптическом диапазоне волн (комплексными функциями) называют *оптическими процессорами*. Управляя амплитудами и фазами пространственных частот распространяющегося в оптической системе волнового фронта, можно создать процессор для выполнения широкого диапазона математических преобразований над закодированной в волновом поле информацией. При этом реализуется огромная скорость (скорость света) обработки, практически неограниченная многоканальность. Рассмотренные выше линзовые системы и являются оптическими процессорами для выполнения преобразований Фурье, свертки, корреляции, кросс-корреляции в плоскостях. Придавая линзам другую форму (цилиндрическую, коническую и т. д.), можно конструировать оптические процессоры со специальными видами математических преобразований в разных сечениях этих плоскостей. Различают одно- и многолинзовье оптические процессоры, используемые в различных практических приложениях — неразрушающем контроле материалов и изделий, радиолокации, космических исследованиях, биологии, медицине, криминалистике, обработке радио-, акустических, звуковых, речевых сигналов и т. д. Все оптические приборы (бинокли, лупы, микроскопы и др.) являются оптически-

ми процессорами, использующими некогерентное излучение,— некогерентными процессорами. Оптические процессоры, работающие в когерентном излучении, называются *когерентными*. Естественно, что с развитием лазерной техники последним отдают предпочтение, так как они позволяют реализовать фазовую фильтрацию, увеличить разрешение и улучшить другие характеристики оптических систем обработки информации.

Применение ЭВМ для синтеза фильтров и волновых фронтов вообще с применением модуляции и развертки луча лазеров сканирующими системами позволило реализовать гибридные оптико-цифровые когерентные процессоры для обработки информации. Принципиальная схема оптико-цифрового процессора изображена на рис. 13. Оператор с пульта управления может задавать программу обработки, регулировать смену входных сигна-

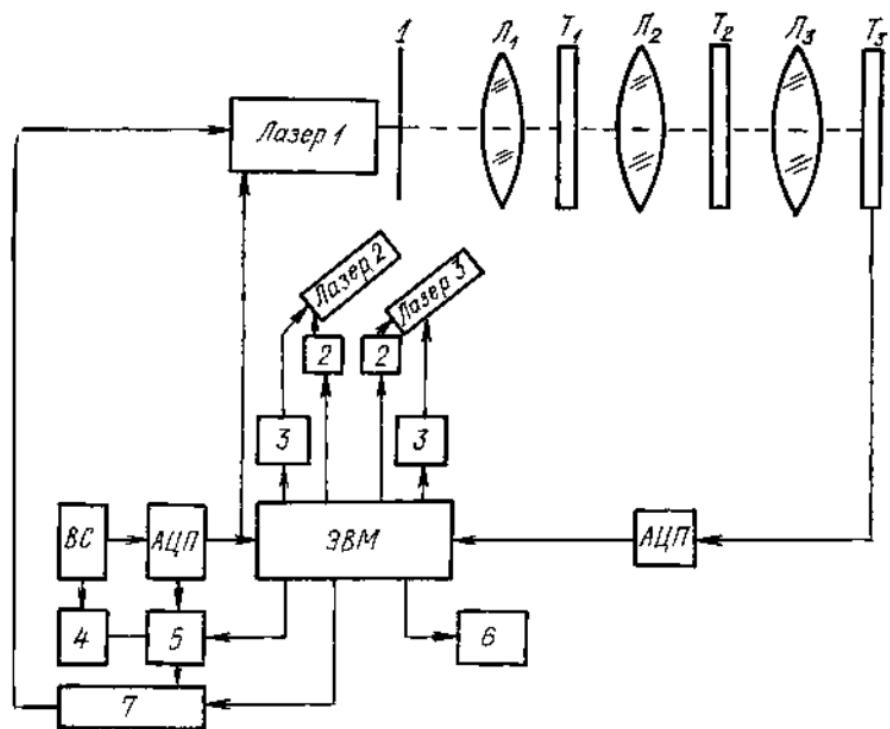


Рис. 13. Принципиальная схема оптико-цифрового процессора:

1—диафрагма; 2—модуляторы; 3—сканирующие устройства; 4—дисплей; 5—цифровой дисплей; 6—вспомогательное периферийное оборудование; 7—пульт управления с внешними устройствами;  $L_1, L_2, L_3$ —линзы;  $T_1, T_2, T_3$ —трансмиссионные детекторы лазерного излучения; ВС—входной продетектированный сигнал; АЦП—аналого-цифровые преобразователи

лов, синтезировать с помощью ЭВМ входной сигнал на транспаранте-детекторе  $T_1$  (отключая лазер 1 непосредственно или через ЭВМ), фильтр на транспаранте-детекторе  $T_2$ , регистрировать и обрабатывать выходной сигнал с транспаранта-детектора  $T_3$ .

Различные научно-технические приложения оптической и оптико-цифровой обработки информации описаны в обширной специальной литературе.

## Глава 3. ГОЛОГРАФИЯ И ЕЕ ПРИМЕНЕНИЕ

---

Изобретение французским ученым Л. Дагером в 1839 г. чувствительного к воздействию световой энергии материала, который после соответствующей химической обработки запечатлевает изображение объекта, рассеивающего регистрируемый волновой фронт, считают началом развития фотографии. Формирование изображений производилось с помощью камеры-обскуры (рис. 14). Изображение перерисовывалось с матового стекла 1 на прозрачную бумагу, замененную впоследствии первыми фотоматериалами. В процессе фотографирования регистрируется распределение интенсивности световой волны от объекта в плоскости формирования изображения, определяемой формулой линзы по заданному расстоянию от объекта до объектива и фокусным расстоянием последнего (наведение на резкость). Долгое время такой процесс формирования изображений объектов считался единственным возможным, пока Д. Габор [5] не предложил новый двухэтапный безлинзовый способ записи и воспроизведения изображений — голограммический. Основное отличие голограммы от фотографии заключается в следующем. В фотографии на светочувствительном материале регистрируется распределение яркости света, адекватное его распределению в плоскости объекта, удовлетворяющее формуле линзы. Остальные сечения объекта, перпендикулярные к оптической оси, не удовлетворяющие формуле линзы, получаются размытыми, т. е. мы регистрируем плоские изображения объекта. В голограмме же на светочувствительном материале регистрируется интерференционная картина объектной и вспомогательной (опорной) волн. После фотохимической обработки полученная интерференционная решетка освещается копией опорной волны, в результате дифракции которой на решетке в пространстве формируется волновой фронт, являющийся точной копией объектной волны по всем информативным характеристикам — амплитуде, фа-

зе и (при использовании специальных материалов и излучения) поляризации.

В обычной фотографии объемность изображения теряется за счет того, что фотопленка (фотопластинка) не несет информации о фазе приходящей в данную точку электромагнитной волны или расстоянии до частей предмета. Применяя опорную волну, мы регистрируем информацию об амплитуде и фазе исходящей от объекта волны,

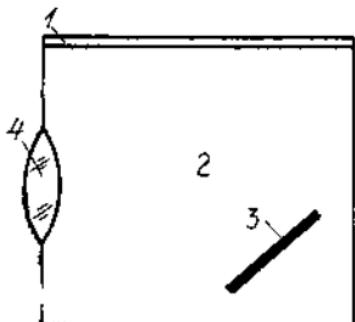


Рис. 14. Схема камеры-обскуры:

1—матовое стекло; 2—светонепроницаемый ящик; 3—плоское зеркало; 4—линза

используя определенную закономерность в расположении интерференционных полос. Извлекая в дальнейшем эту информацию, получаем объемные изображения голограммируемых объектов. Однако объемность голограмм — не единственное ее достоинство. Формировать голограммы можно в любом диапазоне электромагнитных волн. Переводя их согласно принципам электромагнитного мо-

делирования в оптический диапазон и восстанавливая в нем, можно получать визуальные изображения объектов малых (в кристаллографии) и больших (в подводной локации) размеров. Расшифровкой голограмм получают фотографию земной поверхности по ее радиолокационной карте. Возможны и другие применения голограмм.

Работы польского физика М. Вольфке, изданные еще в 1913—1914 и последующих годах, не были замечены научным миром.

Занимаясь кристаллографией, Д. Габор предложил свой метод безлинзового двухступенчатого получения изображения. Существовавшие тогда электронные микроскопы имели разрешение 0,5—1 нм. Габор предполагал записывать голограмму в рентгеновском диапазоне, а изображения получать в оптическом, реализуя таким образом многократное увеличение изображения изучаемого дефекта в кристаллической решетке. Практическая реализация этого метода была весьма проблематична и не получила распространения, однако теоретические аспекты проблемы разрабатывались в 50-е гг. такими учеными, как Дж. Роджерс, Г. Эль-Сум, А. Ломан, и др.

Наиболее весомый вклад в развитие теории и техники голограммических исследований внесли зарубежные ученые Э. Лейт, Ю. Упатниекс, Т. Хуанг, Р. Мюллер, Дж. Строук, Дж. Гудмен и др., а также советские ученые: Ю. Н. Денисюк, впервые получивший объемную голограмму (1962); Ю. И. Островский, занимающийся применением голограммической интерферометрии при исследовании плазмы; Л. Д. Бахрах, Г. Е. Корбуков и А. П. Курочкин, одними из первых начавшие применять голографию при исследовании антенн и обработке сигналов радиолокационных антенн с синтезированной апертурой; Д. И. Мировицкий, исследующий проблемы интегральной голографии; В. М. Гинзбург, Б. М. Степанов и другие ученые, занимающиеся вопросами теории дискретных голограмм, поисками новых материалов для записи голограмм и вопросами практической реализации голограммических исследований; Г. В. Скроцкий, Б. Е. Хайкин, Б. Г. Турхано, Н. И. Кириллов, Ш. Д. Каичашвили и др., разрабатывающие теорию и технику реализации голограммических методов в различных областях научных исследований. Период с 1947 по 1962 г. характеризуется менее интенсивным развитием голографии, что объясняется отсутствием у исследователей достаточно мощного источника когерентного электромагнитного излучения, дающего возможность при восстановлении различать полуточечные предметы и предметы с темным фоном. Это затрудняло фотографическую обработку получаемых голограмм и устранение сопряженного изображения-двойника. В это время разрешающая способность электронно-оптических микроскопов составляла около 1 нм, что было явно недостаточно для изучения атомной структуры кристаллов. В основу своих заключений Д. Габор положил сформулированный Э. Аббе (1873) принцип построения оптических изображений как двойную дифракцию и принцип рентгеновской микроскопии У. Л. Брэгга (1929).

Принцип двойной дифракции Аббе заключается в том, что при формировании изображения в фокусирующих системах в их фокальной плоскости образуется дальняя зона дифракции (преобразование Фурье от волнового фронта объекта — первая дифракция), которая затем в плоскости изображения, определяемой формулой линзы, преобразуется в волновое поле, соответствующее исходному (вторая дифракция). Если результат первой дифракции зарегистрировать в виде дифракционной решетки и

осветить ее плоской световой волной, можно восстановить исходный волновой фронт, т. е. получить результат второй дифракции.

Идея двухстадийной рентгеновской микроскопии Брэгга состоит в следующем. На первой стадии кристаллическая решетка освещается рентгеновскими лучами, которые дают первую дифракционную картину. Моделируя эту картину при помощи чередования прозрачных и непрозрачных для света участков транспаранта, освещением последнего источником видимого электромагнитного излучения можно осуществить вторую дифракцию, т. е. визуализировать рентгеновское изображение кристаллической решетки. Брэггу удалось реализовать свою идею кристаллов диоксида, имеющих симметричную структуру. При этом результатом первой дифракции является периодическая дифракционная картина, эквивалентная используемому Брэггом транспаранту, т. е. фазовая информация об изучаемом объекте, определяемая геометрией расположения атомов в кристалле, моделировалась соответствующим чередованием светлых и темных участков транспаранта. В случае же непериодических структур фазовую информацию транспарантом воспроизвести не удавалось.

Голографический принцип Габора явился естественным продолжением исследований Брэгга применительно к объектам, представляющим собой чередующиеся прозрачные и непрозрачные участки. Фазовую информацию о геометрической структуре объекта содержит закон расположения минимумов и максимумов интерференционной картины, образующейся при взаимодействии волн, прошедших через прозрачные и непрозрачные участки объекта. Волну, прошедшую через прозрачные участки, Габор назвал опорной, непрозрачные — объектной. На стадии второй дифракции первоначальное изображение объекта визуализировалось освещением интерференционной картины (гологramмы) однородной световой волной, эквивалентной рентгеновской волне, прошедшей прозрачные участки объекта. Рентгеновская голография не сделала больших успехов, так как контраст получаемых интерференционных полос (голограмм) был недостаточен в связи с недостаточной когерентностью источников рентгеновских лучей.

На ранних этапах развития голографии усилия учёных были направлены на повышение когерентности при-

меняемых источников за счет допустимого ухудшения контрастности голограмм. М. Эль-Сум и Н. Киркпатрик (1952) получили голографическое изображение проволоки. С. Хайн и К. Малви продолжили исследования Габора по повышению когерентности источников излучения, уменьшению пространственной частоты голограмм, увеличению их контрастности путем применения различных голографических схем, в которых изменялись геометрические условия на первой и второй стадиях дифракции.

Заметим, что голографический принцип Габора предусматривает первую стадию дифракции в любом диапазоне электромагнитных волн, т. е. дает возможность визуализировать звуковые, ультразвуковые, радиоинфракрасные, ультрафиолетовые и другие изображения голографическим путем на стадии второй дифракции. В зависимости от соотношения длин волн, используемых на первой и второй стадиях голографического процесса, визуализированные изображения могут быть увеличенными либо уменьшенными. Возможно также получение изображений в натуральную величину, если на этих стадиях используется один и тот же источник излучения (оптическая голография).

### 3.1. УРАВНЕНИЕ ГОЛОГРАММЫ И ЕГО ФИЗИЧЕСКИЙ СМЫСЛ

В основе физических принципов голографии лежит учение о волновых процессах, интерференции и дифракции электромагнитных волн. Метод голографии основан на принципе Гюйгенса—Френеля, который заключается в том, что колебания  $s = ae^{-j\varphi}$ , созданные на поверхности источника, однозначно определяют волновое поле за по-

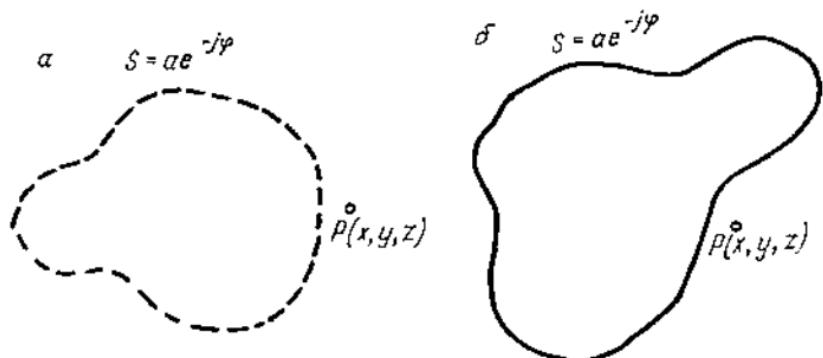


Рис. 15. Пояснение физического принципа голографии при реальном колебании (а) и его отсутствии (б)

верхностью, если там нет других источников (рис. 15). Поле в точке  $P(x, y, z)$  одинаково как в случае реального источника (рис. 15, а), так и в случае, когда источника нет, но при условии, что поверхность, охватывающая источник, создает колебания  $s = ae^{-j\phi}$  (рис. 15, б).

Создать голограмму — значит восстановить на поверхности (на плоскости  $xOy$ ) колебания  $s$  с таким распределением амплитуды  $a$  и фазы  $\phi$ , которое давала первичная волна от некоторого объекта.

При этом в направлении за плоскость  $xOy$  будет распространяться волновое поле, которое исходило от реального объекта. Мнимое изображение объекта будет в том же месте, где он был на стадии изготовления голограммы.

Метод изготовления голограммы состоит в следующем. Поверхность фотопластинки освещает волна от предмета (предметная волна)

Рис. 16. Схема записи произвольной голограммы:  
ФП—фотопластинка; ПВ—предметная волна; ОВ—опорная волна

и опорная волна (от некоторого дополнительного источника). Важно, чтобы обе волны были когерентны. Пусть опорная волна — плоская (рис. 16), распространяющаяся под углом  $\theta$  к оси  $z$ . Предметная волна описывается комплексной функцией

$$u(x, y) = a(x, y) e^{-j\phi(x, y)},$$

а опорная — функцией

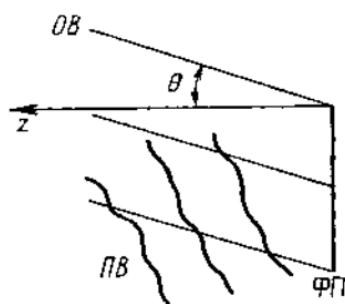
$$u_0(x, y) = a_0 e^{-j\omega_0 x},$$

где  $\omega_0 = 2\pi\theta/\lambda$ ;  $\lambda$  — длина волны излучения.

Заметим, что для малых углов падения можно принять  $\theta=0$ . Интенсивность интерференционной картины на поверхности

$$\begin{aligned} I(x, y) = & a_0^2 + a^2(x, y) + a_0 a(x, y) \{ e^{j[\Phi(x, y) - \omega_0 x]} + \\ & + e^{-j[\Phi(x, y) - \omega_0 x]}\}. \end{aligned} \quad (3.1)$$

Коэффициент пропускания по интенсивности экспониро-



ванной, проявленной и зафиксированной фотопластинки

$$T = I^{-\gamma}, \quad (3.2)$$

где  $\gamma$  — коэффициент контрастности фотоматериала, зависящий от условий эксперимента и режима обработки фотоматериала. Наиболее целесообразным является коэффициент контрастности  $\gamma = -2$ . Такая голограмма соответствует синусоидальной дифракционной решетке (дифракционная решетка с синусоидальным амплитудным пропусканием не образует дифракционных порядков выше первого).

Если коэффициент контрастности фотопластины (голограммы)  $\gamma = -2$ , амплитудное пропускание голограммы

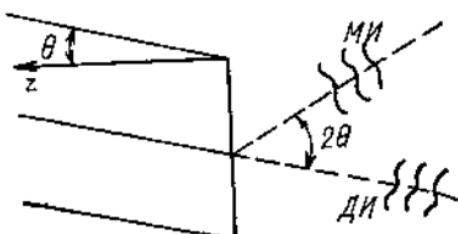


Рис. 17. Схема восстановления изображения

$$t(x, y) = \sqrt{T(x, y)} = I(x, y). \quad (3.3)$$

Осветим голограмму волной, идентичной опорной с единичной амплитудой. Тогда за голограммой появляется волна

$$\begin{aligned} u_{\text{вых}}(x, y) &= e^{-j\omega_0 x t(x, y)} = e^{-j\omega_0 x} [a_0^2 + a^2(x, y)] + \\ &+ a_0 a(x, y) e^{-j\Phi(x, y)} + e^{-j\omega_0 x} a_0 a(x, y) e^{j\Phi(x, y)}. \end{aligned} \quad (3.4)$$

Первая волна сохраняет направление восстанавливаемой (плоской) и является неизбежным световым фоном (нулевой дифракционный порядок). Вторая волна  $a_0 a(x, y) e^{-j\Phi(x, y)}$ , очевидно, повторяет с точностью до амплитудного множителя волну объекта и создает его мнимое изображение (МИ). В направлении  $-2\theta$  относительно нормали распространяется комплексно-сопряженная волна, которая создает действительное изображение (ДИ) объекта, инвертированное во всех направлениях (рис. 17). Обе эти волны — первого дифракционного порядка.

При коэффициенте контрастности, отличном от значения  $\gamma = -2$ , кроме нулевого и первого порядков дифракции возникают более высокие порядки. Это легко увидеть, разлагая выражение (3.3) в ряд и используя (3.1), (3.2):

$$I(x, y) = a_0^\gamma \left[ 1 + \left( \frac{u^2}{a_0^2} + \frac{u}{a_0} e^{i\omega_0 x} + \frac{u^*}{a_0} e^{-i\omega_0 x} \right) \right]^{\gamma/2}.$$

Такое разложение дает для отношения интенсивностей первого и нулевого порядков величину

$$\frac{I_1}{I_0} \simeq \left( \frac{\gamma}{2} \right)^2 \frac{a_0^{2(\gamma+1)}}{a_0^{-2\gamma}}, \quad (3.5)$$

где  $I_1$  — интенсивность волн, определяемых вторым и третьим слагаемыми;  $I_0$  — интенсивность первой волны равенства (3.4). Отсюда видно, что с увеличением коэффициента контрастности возрастает дифракционная эффективность голограммы, т. е. в первый дифракционный порядок уходит все больше световой энергии восстановливающей волны. Следует отметить, что при коэффициенте контрастности  $\gamma \neq -2$  появляются нелинейные искажения изображений объекта. Разложение в ряд формулы (3.3) позволяет оценить отношение сигнал/шум в изображении первого порядка. Оно определяется величиной

$$\left( \frac{s}{N} \right)_I = \frac{2a_0^2}{(\gamma + 2) u^2}, \quad (3.6)$$

где  $s$  — интенсивность сигнала;  $N$  — интенсивность шума. Отсюда можно сделать некоторые практические выводы.

Для уменьшения нелинейных искажений изображения (шума) на стадии записи следует использовать предметную волну малой интенсивности. Обычно берут  $a_0^2/u_0^2 = 3 \dots 10$ . При уменьшении отношения  $a_0^2/u_0^2$  уменьшается также интенсивность второго и высших дифракционных порядков:

$$\frac{I_2}{I_1} = \frac{\gamma + 2}{4} \frac{u}{a_0}. \quad (3.7)$$

Коэффициент контрастности  $\gamma$  мало отражает поведение фотографической эмульсии при высоких пространственных частотах, например в голографии. Поэтому выражения (3.5) — (3.7) показывают лишь качественное восстановление оптических голограмм. При более точном описании голографического процесса следует пользоваться частотно-контрастной характеристикой фотоматериалов. Однако учет зависимости контраста от про-

странственной частоты делает описание голограммического процесса сложным и малонаглядным.

Таким образом, физический смысл уравнения голограммы (3.1) заключается в том, что в распределении интенсивности интерференционной картины заключена информация об амплитуде и фазе объектной волны, которую в отличие от фотографии можно восстановить на стадии реконструкции.

### 3.2. ОСНОВНЫЕ ТИПЫ ГОЛОГРАФИЧЕСКИХ СИСТЕМ

Различают голографические системы (схемы) Габора, Лейта и Упатниекса и Денисюка. Первая из них показана на рис. 18. Голографический объект имеет коэффициент прозрачности

$$t(x, y) = t + t'(x, y),$$

где  $t(x, y)$  — некоторый постоянный средний коэффициент прозрачности;  $t'(x, y)$  — его вариации в отдельных точках. Пусть, кроме того,  $|t'| \ll |t|$ . Тогда прошедшее сквозь объект поле от падающей плоской волны в предста- вляет собой суперпозицию однородной плоской и слабой рассеянной волн. Интенсивность поля суммарной волны в плоскости голограммы определяется формулой

$$\begin{aligned} I(x, y) &= |\epsilon t(x, y)|^2 = \\ &= |\epsilon t|^2 + |\epsilon t'(x, y)|^2 + \\ &\quad + \epsilon^2 t t'^*(x, y) + \\ &\quad + \epsilon^2 t^* t'(x, y) \quad (3.8) \end{aligned}$$

(так как  $\epsilon = \epsilon^*$  в этом случае), где  $\epsilon t(x, y)$  — амплитуда прошедшей плоской (синфазной) волны;  $\epsilon t'(x, y)$  — амплитуда неоднородной рассеянной волны.

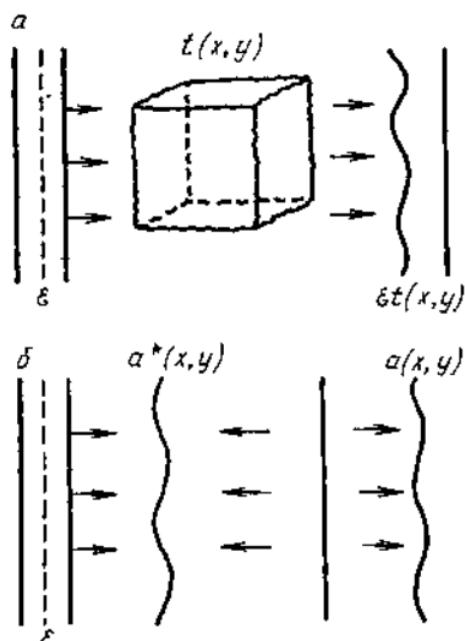


Рис. 18. Голографическая схема Габора:  
а—запись голограммы; б—восстановление изображения

Предположим, что после проявления регистрирующего голограмму фотоматериала его коэффициент прозрачности  $T(x, y)$  является линейной функцией интенсивности поглощенного им светового потока и времени:

$$T(x, y) = \alpha I(x, y) \tau, \quad (3.9)$$

где  $\alpha$  — коэффициент, характеризующий эффективность поглощения света фотоматериалом;  $\tau$  — время экспозиции. Подставляя (3.9) в (3.8), имеем уравнение голограммы

$$\begin{aligned} T(x, y) = \alpha \tau |et|^2 + \alpha \tau |et'(x, y)|^2 + \alpha \tau e^2 |tt'^*(x, y)|^2 + \\ + t^*t'(x, y)] = \alpha \tau A^2 + \alpha \tau |a(x, y)|^2 + \alpha \tau Aa^*(x, y) + \\ + \alpha \tau Aa(x, y), \end{aligned} \quad (3.10)$$

в котором  $A$  — опорная, а  $a(x, y)$  — объектная волны. Освещая затем полученную голограмму с коэффициентом пропускания, определяемым равенством (3.10), той же плоской когерентной волной, находим за голограммой поле

$$\begin{aligned} B(x, y) = eT(x, y) = e\alpha \tau [A^2 + |a(x, y)|^2] + \\ + e\alpha \tau [Aa^*(x, y) + Aa(x, y)]. \end{aligned} \quad (3.11)$$

Для рассматриваемых Габором видов объектов вторым слагаемым равенства (3.11) можно пренебречь ввиду малости  $|a(x, y)|^2$  по сравнению с  $A^2$ . Первое слагаемое представляет собой когерентный фон, на котором с точностью до постоянного множителя  $e\alpha \tau$  образовались два комплексно-сопряженных волновых фронта —  $a(x, y)$  и  $a^*(x, y)$ . Первый из них дает МИ зарегистрированного по нему в голограмме объекта, второй — ДИ, так как при просвечивании голограммы восстановливающей волной  $e$  первый волновой фронт кажется исходящим от мнимого источника, а появление второго объясняется наличием ДИ с противоположной от голограммы стороны на таком же расстоянии.

При реконструкции изображений мы наблюдаем их как результат интерференции с когерентным фоном (первое слагаемое в формуле (3.11)) и между собой. Если используется голограмма с  $\alpha > 0$ , имеем положительный контраст, при  $\alpha < 0$  — отрицательный, или обращенный.

Одним из основных ограничений голограмм Габора является допущение о малости вариации коэффициента

пропускания голограммируемого объекта по сравнению с неизменным фоном высокой интенсивности. Вследствие этого вторым слагаемым в равенстве (3.10) можно пренебречь. В противном случае результирующая интерференционная картина полностью подавит менее яркие изображения голограммируемых объектов. Таким образом, с помощью голограмм Габора можно восстановить изображения непрозрачных объектов на прозрачном фоне и невозможно реализовать голографирование в обратном случае.

Другое ограничение голограмм Габора — невозможность разделения ДИ и МИ при восстановлении. Сфокусировав ДИ, мы не сможем устранить влияние на него расфокусированного МИ и наоборот. Для устранения второго недостатка предлагались (в том числе и самим Габором) различные методы, однако наиболее удачным является метод, предложенный Лейтом и Упатниексом. При этом голограммы получаются путем использования наклонного опорного пучка. Они называются голограммами с наклонным опорным пучком, или голограммами Лейта и Упатниекса. Схема получения голограммы с наклонным опорным пучком показана на рис. 19, а, схема восстановления — на рис. 19, б.

Опорная  $A$  и объектная  $a(x, y)$  волны при падении на плоскость голограммы разнесены в пространстве на угол  $\theta$ . Уравнение голограммы в плоскости  $xOy$  имеет вид

$$I(x, y) = A^2 + |a(x, y)|^2 + Aa(x, y) e^{-ikys \sin \theta} + \\ + Aa^*(x, y) e^{ikys \sin \theta}, \quad (3.12)$$

где  $k$  — волновое число. Учитывая, что

$$a(x, y) = |a(x, y)| e^{-i\Phi(x, y)},$$

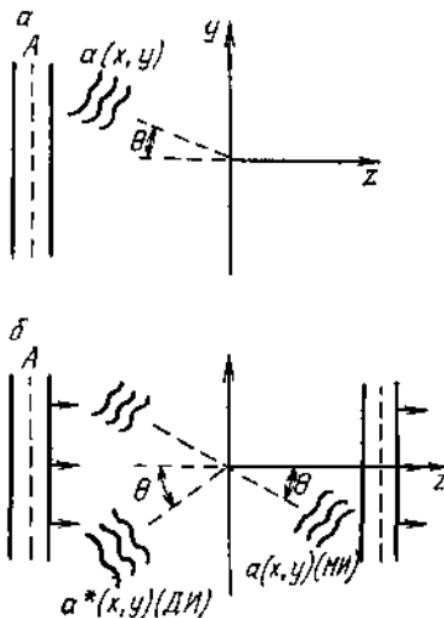


Рис. 19. Голографическая схема Лейта и Упатниекса:  
а—запись голограммы; б—восстановление изображения

голограммами с наклонным опорным пучком, или голограммами Лейта и Упатниекса. Схема получения голограммы с наклонным опорным пучком показана на рис. 19, а, схема восстановления — на рис. 19, б.

Опорная  $A$  и объектная  $a(x, y)$  волны при падении на плоскость голограммы разнесены в пространстве на угол  $\theta$ . Уравнение голограммы в плоскости  $xOy$  имеет вид

$$I(x, y) = A^2 + |a(x, y)|^2 + Aa(x, y) e^{-ikys \sin \theta} + \\ + Aa^*(x, y) e^{ikys \sin \theta}, \quad (3.12)$$

где  $k$  — волновое число. Учитывая, что

$$a(x, y) = |a(x, y)| e^{-i\Phi(x, y)},$$

где  $\varphi(x, y)$  — фазовый множитель объектной волны, уравнение (3.12) можно привести к виду

$$I(x, y) = A^2 + |a(x, y)|^2 + 2A|a(x, y)| \times \\ \times \cos [ky \sin \theta - \varphi(x, y)].$$

Данное выражение есть уравнение голограммы с наклонным пучком. Его третий член содержит информацию о фазе регистрируемого волнового фронта  $\varphi(x, y)$ .

Проводя математические преобразования, аналогичные (3.9) — (3.12), получаем за голограммой на стадии восстановления поле  $\sim A \alpha t I(x, y)$ . Здесь используется восстанавливающая волна  $A$ . С учетом (3.12)

$$B(x, y) = \alpha t A^3 + \alpha t A^2 |a(x, y)|^2 + \alpha t A^2 [a(x, y) e^{-iky \sin \theta} + \\ + a^*(x, y) e^{iky \sin \theta}]. \quad (3.13)$$

Первая составляющая прошедшей волны (3.13) является фоном, т. е. плоской волной, распространяющейся перпендикулярно к голограмме; вторая — фоном значительно меньшей интенсивности; третья — с точностью до постоянного множителя представляет собой расходящийся от голограммы волновой фронт, распространяющийся в

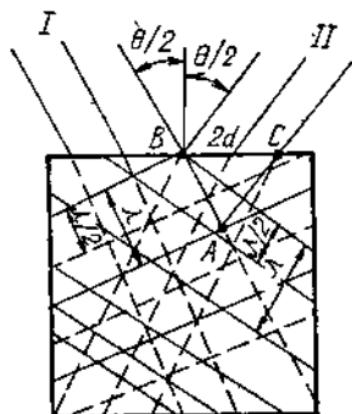


Рис. 20. Схема для получения отражательной голограммы:  
I—опорная волна; II—объектная волна

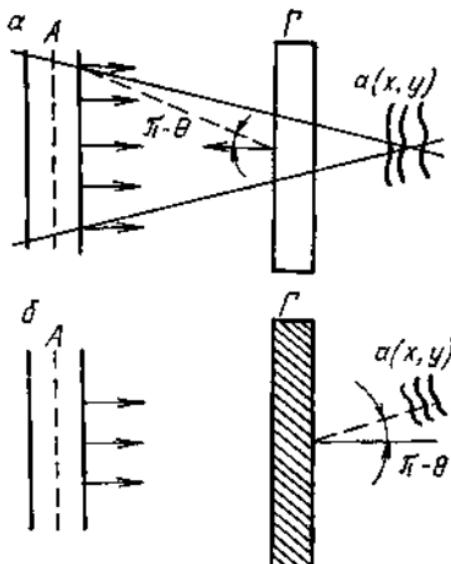


Рис. 21. Голографическая схема Денисюка:  
a—запись голограммы; б—восстановление изображения; Г—голограмма

том же направлении, что и объектная волна на стадии записи (дает МИ объекта); четвертая с тем же постоянным множителем — комплексно-сопряженный ему волновой фронт (дает ДИ объекта). Хотя при восстановлении опять появляются два изображения, однако они разнесены в пространстве друг относительно друга, а также относительно когерентного фона.

В голограммических схемах Габора, Лейта и Упатниекса предполагается, что интерференционные полосы расположены по поверхности регистрируемого фотоматериала, поэтому на толщину последнего не накладывалось никаких условий. Между тем толщина фотоматериалов может достигать нескольких длин волн, на которых идет запись и восстановление волнового фронта.

Ю. Н. Денисюк предложил голограммическую схему, основанную на следующих соображениях. При фокусировании голограмм в оптическом диапазоне частота интерференционных линий такова, что на толщине эмульсии может уложиться несколько интерференционных полос. Пусть угол между плоской волной объекта и плоской опорной волной  $\theta$  (рис. 20). В местах пересечения волновых фронтов с одинаковыми фазами будут пучности светового поля. С течением времени при распространении этих волновых фронтов точки их синфазного пересечения, легко получаемые геометрически, располагаются вдоль вертикальных линий, находящихся на расстоянии  $d$  друг от друга. Из  $\Delta ABC$  следует, что

$$\frac{AB = \lambda}{2d} = \cos \left( \frac{\pi}{2} - \frac{\theta}{2} \right), \quad 2d \sin \frac{\theta}{2} = \lambda. \quad (3.14)$$

На таких расстояниях после проявления голограммы будут расположены элементарные полуупрозрачные зеркала из серебра, которые затем могут отражать восстанавливающую волну. При восстановлении изображения по такой голограмме путем освещения ее плоской волной одной из практически важных задач является получение максимально интенсивной восстановленной волны. Интенсивность отражаемых волн будет суммироваться в направлении  $d$  от зеркала, если разность хода кратна длине волны, падающей на голограмму под углом  $\alpha$  (условие Брэгга):

$$\Delta' = \pm n\lambda/2 = d \sin \alpha. \quad (3.15)$$

Сопоставляя (3.14) и (3.15), получаем

$$d = \frac{\pm n\lambda}{2\sin d} = \frac{\lambda}{2\sin(\theta/2)}, \quad \alpha = \pm \frac{\theta}{2} \quad \text{или} \quad \alpha = \pm(\pi - \theta/2), \quad (3.16)$$

т. е. для нахождения максимально интенсивной восстановленной волны следует применять волну, падающую на голограмму под углом, равным углу падения опорной волны на голограмму. Очевидно, что при увеличении

угла  $\theta$  расстояние  $d$  уменьшается, т. е. толщина эмульсии играет более существенную роль. При малых углах  $\theta$  толщина эмульсии оказывается менее. Критерием тонкости эмульсии является толщина, значительно меньшая  $d$ . В противном случае следует учитывать ее толщину.

Голографическая схема Денисюка изображена на рис. 21. По сравнению с рассмотренным выше случаем, когда учитывается толщина эмульсии, здесь угол  $\theta \sim 180^\circ$ , поэтому расстояние между плос-

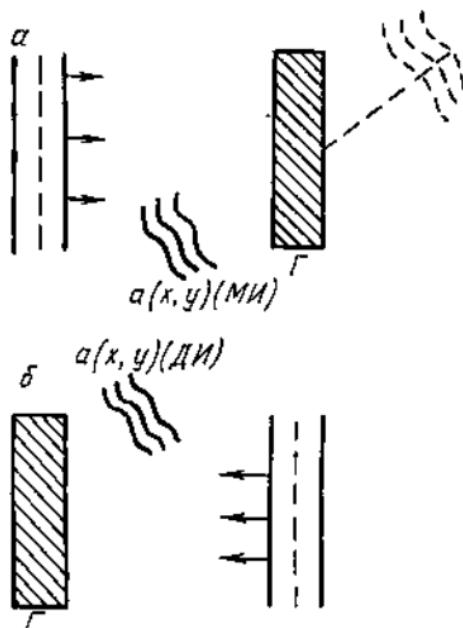


Рис. 22. Восстановление изображения из отражательной голограммы:  
а—восстановление МИ; б—восстановление ДИ; Г—голограмма

костями серебра после проявления  $d = \lambda/2\sin(\theta/2) \approx x/2$  и полосы располагаются почти параллельно краям фотозмульсии. Освещая голограмму копией опорной волны, получаем МИ объекта (рис. 22, а). При использовании комплексно-сопряженной восстанавливающей волны можно получить ДИ (рис. 22, б).

Условие (3.15) означает возможность нахождения из полученной голограммы монохромного изображения объекта даже при ее освещении белым светом, так как указанное равенство будет соблюдаться только для одной длины волны. При практической реализации этого метода голографирования длина волны отраженного света, дающего изображение, оказывается несколько

меньше длины волны, использованной при записи голограммы. Это происходит потому, что при проявлении фотозмульсия сжимается и  $d$  несколько уменьшается. Очевидно, что, используя при записи голограммы три цвета, при восстановлении получаем наложение трех изображений (цветная голограмма).

### 3.3. РАСЧЕТ ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ГОЛОГРАФИЧЕСКИХ ИЗОБРАЖЕНИЙ

Рассмотрим процесс записи голографического изображения точечного источника сферической волны, расположенного в точке с координатами  $(x_0, y_0, z_0)$  относительно произвольной плоскости декартовой системы координат  $(x, y, z)$ , где регистрируется голограмма. Координаты источника опорной сферической волны выберем также фиксированными, но произвольными относительно этой плоскости  $(x_i, y_i, z_i)$ . Геометрия задачи изображена на рис. 23. Если обозначить длину волны излучения  $\lambda$ , то в квадратичном приближении Френеля суммарное распределение волнового поля определится выражением

$$g(x, y) = A \exp \left\{ j \frac{\pi}{\lambda z_i} [(x - x_i)^2 + (y - y_i)^2] \right\} + \\ + a \exp \left\{ j \frac{\pi}{\lambda z_0} [(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2] \right\}, \quad (3.17)$$

а уравнение голограммы примет вид

$$J(x, y) = |A|^2 + |a|^2 + Aa^* \exp \left\{ j \frac{\pi}{\lambda z_i} [(x - x_i)^2 + (y - y_i)^2] \right\} + \\ + (y - y_i)^2] \exp \left\{ -j \frac{\pi}{\lambda z_0} [(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2] \right\} + \\ + A^*a \exp \left\{ -j \frac{\pi}{\lambda z_i} [(x - x_i)^2 + (y - y_i)^2] \right\} \times \\ \times \exp \left\{ j \frac{\pi}{\lambda z_0} [(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2] \right\}, \quad (3.18)$$

где  $A$  и  $a$  — комплексные амплитуды источников опорной и восстанавливающей волн.

В пропорциональном коэффициенте пропускания голограммы  $J(x, y)$  нас интересуют слагаемые

$$|T_1|^2 = \alpha \tau A a^* \exp \left\{ j \frac{\pi}{\lambda z_i} [(x - x_i)^2 + (y - y_i)^2] \right\} \times \\ \times \exp \left\{ -j \frac{\pi}{\lambda z_0} [(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2] \right\}; \quad (3.19)$$

$$|T_2|^2 = \alpha \tau A^* a \exp \left\{ -j \frac{\pi}{\lambda z_i} [(x - x_i)^2 + (y - y_i)^2] \right\} \times \\ \times \exp \left\{ j \frac{\pi}{\lambda z_0} [(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2] \right\},$$

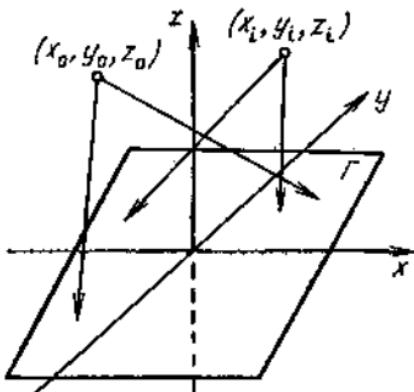


Рис. 23. Запись голограммы точечного источника:  
Г—плоскость формирования голограммы

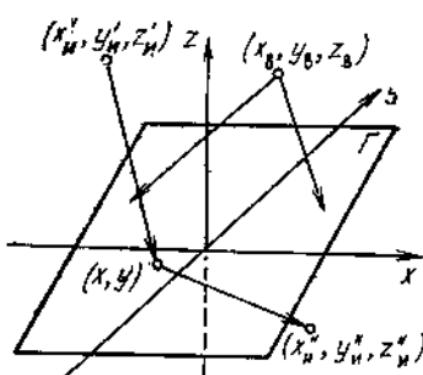


Рис. 24. Схема восстановления голографического изображения точечного источника:  
Г—плоскость формирования голограммы

за счет перемножения которых с восстанавливающей волной длиной  $\lambda_1$ , также в квадратичном приближении Френеля

$$B(x, y) = B \exp \left\{ j \frac{\pi}{\lambda_1 z_B} [(x - x_B)^2 + (y - y_B)^2] \right\}; \quad (3.20)$$

на стадии реконструкции изображения образуются два волновых фронта:

$$C'(x, y) = B(x, y) |T_1|^2 = \alpha \tau A B(x, y) a^* \times \\ \times \exp \left\{ j \frac{\pi}{\lambda z_i} [(x - x_i)^2 + (y - y_i)^2] \right\} \times \\ \times \exp \left\{ -j \frac{\pi}{\lambda z_0} [(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2] \right\}; \quad (3.21)$$

$$C''(x, y) = B(x, y) |T_2|^2 = \alpha \tau A^* B(x, y) a \times$$

$$\times \exp \left\{ -j \frac{\pi}{\lambda z_l} [(x - x_l)^2 + (y - y_l)^2] \right\} \times \\ \times \exp \left\{ j \frac{\pi}{\lambda z_0} [(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2] \right\}, \quad (3.22)$$

где  $x_b, y_b, z_b$  — координаты источника сферической восстанавливающей волны длиной  $\lambda_1$ .

Геометрическая схема восстановления аналогична схеме записи, представленной на рис. 23, с той лишь разницей, что в плоскости  $xyz$  расположена голограмма с коэффициентом пропускания  $T(x, y) = \alpha t |J(x, y)|^2$ , в произвольной точке  $(x_b, y_b, z_b)$  расположен источник восстанавливающей волны длиной  $\lambda_1$ , а объект и опорный источник отсутствуют (рис. 24).

В произвольной точке  $(x, y)$  плоскости волна от реконструированного из голограммы объекта в приближении Френеля для точечного источника должна определяться выражением

$$u(x, y) = |u(x, y)| \exp \left[ j \frac{\pi}{\lambda z_b} (x^2 + y^2) \right] \times \\ \times \exp \left[ -j \frac{2\pi}{\lambda_1 z_b} (x_b x + y_b y) \right], \quad (3.23)$$

поэтому должны выполняться тождественные равенства

$$u'(x, y) = C'(x, y) \quad \text{и} \quad u''(x, y) = C''(x, y). \quad (3.24)$$

Подставим в (3.24) выражения (3.23), (3.22) и учтем (3.20). Затем преобразуем экспоненты двух тождественных равенств (3.24) следующим образом.

1. Соберем в правой части (3.24) экспоненты с показателями, содержащими множитель  $(x^2 + y^2)$ , которые будут иметь вид

$$\exp \left[ j\pi \left( \frac{1}{\lambda z_l} - \frac{1}{\lambda z_0} + \frac{1}{\lambda_1 z_b} \right) (x^2 + y^2) \right] \quad \text{и} \quad \exp \left[ j\pi \left( -\frac{1}{\lambda z_l} + \frac{1}{\lambda z_0} + \frac{1}{\lambda_1 z_b} \right) (x^2 + y^2) \right]. \quad (3.25)$$

2. Соберем в правой части (3.24) экспоненты, содержащие линейные относительно  $x_0, y_0, x_l, y_l, x_b, y_b$  члены, которые имеют вид

$$\exp \left\{ -j2\pi \left[ \left( \frac{x_0}{\lambda z_0} - \frac{x_i}{\lambda z_i} - \frac{x_B}{\lambda_1 z_B} \right) x + \left( \frac{y_0}{\lambda z_0} - \frac{y_i}{\lambda z_i} - \frac{y_B}{\lambda_1 z_B} \right) y \right] \right\}; \quad (3.26)$$

$$\exp \left\{ -j2\pi \left[ \left( -\frac{x_0}{\lambda z_0} + \frac{x_i}{\lambda z_i} - \frac{x_B}{\lambda_1 z_B} \right) x + \left( -\frac{y_0}{\lambda z_0} + \frac{y_i}{\lambda z_i} - \frac{y_B}{\lambda_1 z_B} \right) y \right] \right\}.$$

3. Отождествляя показатели экспонент (3.23) и (3.25) с квадратичными показателями ( $x^2 + y^2$ ) и показатели экспонент (3.23) и (3.26) с линейными относительно  $x$ ,  $y$  показателями, получаем координаты восстанавливаемых ДИ и МИ точечного объекта:

$$\begin{aligned} z'_H &= \frac{1}{(1/z_0) - (\lambda_B/\lambda z_0) + (\lambda_B/\lambda z_i)}; \\ z''_H &= \frac{1}{(1/z_B) + (\lambda_B/\lambda z_0) - (\lambda_B/\lambda z_i)}; \\ x'_H &= \frac{\lambda_B z'_H}{\lambda z_0} x_0 - \frac{\lambda_B z'_H}{\lambda z_i} x_i - \frac{z'_H}{z_B} x_B; \\ x''_H &= -\frac{\lambda_B z''_H}{\lambda z_0} x_0 + \frac{\lambda_B z''_H}{\lambda z_i} x_i - \frac{z''_H}{z_B} x_B; \\ y'_H &= \frac{\lambda_B z'_H}{\lambda z_0} y_0 - \frac{\lambda_B z'_H}{\lambda z_i} y_i - \frac{z'_H}{z_B} y_B; \\ y''_H &= -\frac{\lambda_B z''_H}{\lambda z_0} y_0 + \frac{\lambda_B z''_H}{\lambda z_i} y_i - \frac{z''_H}{z_B} y_B, \end{aligned} \quad (3.27)$$

где  $x'_H$ ,  $y'_H$ ,  $z'_H$ ;  $x''_H$ ,  $y''_H$ ,  $z''_H$  — координаты восстанавливаемых из голограммы ДИ ( $z_H < 0$ ) и МИ ( $z_H > 0$ ).

Нетрудно видеть, что изменения координат объекта  $|\Delta x_0|$ ,  $|\Delta y_0|$  вызывают изменения координат изображения:

$$|\Delta x_H| = \frac{\lambda_B z_H}{\lambda z_0} |\Delta x_0|; \quad |\Delta y_H| = \frac{\lambda_B z_H}{\lambda z_0} |\Delta y_0|,$$

откуда поперечное увеличение при голографировании протяженного источника

$$M_x = M_y = \frac{|\Delta x_n|}{|\Delta z_0|} = \frac{|\Delta y_n|}{|\Delta z_0|} = \frac{\lambda_B z_n}{\lambda z_0}, \quad (3.28)$$

где  $z_n$  определяется формулами (3.27). Для одного из изображений  $M' = \lambda_B z_n / \lambda z_0$ , а для другого —  $M'' = \lambda_B z_n' / \lambda z_0$ , или, применяя формулы (3.27),

$$\begin{aligned} M' &= \frac{\lambda_B}{\lambda z_0} \left| \frac{1}{(1/z_B) - (\lambda_B/\lambda z_0) + (\lambda_B/\lambda z_i)} \right| = \\ &= \left| \frac{1}{1 - (z_0/z_i) - (\lambda z_0/\lambda_B z_B)} \right|; \\ M'' &= \left| \frac{1}{1 - (z_0/z_i) - (\lambda z_0/\lambda_B z_B)} \right|. \end{aligned} \quad (3.28a)$$

При использовании плоской опорной и восстанавливающей волн ( $z_i = \infty$ ,  $z_B = \infty$ ) увеличения  $M' = M'' = 1$ ; хотя  $\lambda \neq \lambda_B$ . Однако  $z_n$  и  $z_n'$  не равны  $z_0$  при  $\lambda_B \neq \lambda$ , а выражаются формулами

$$z_n' = \frac{\lambda_B}{\lambda} z_0; \quad z_n'' = \frac{\lambda_B}{\lambda} z_0. \quad (3.29)$$

Изменение координаты объекта  $|\Delta z_0|$  дает изменение координаты изображения  $|\Delta z_n| = \frac{\lambda_B}{\lambda} |\Delta z_0|$ , откуда увеличение в продольном направлении

$$M''' = \lambda_B / \lambda. \quad (3.30)$$

Пусть объект представляет собой четыре светящиеся точки 1—4 (рис. 25).

Его голограмму получим с помощью плоской опорной волны. Проведем математическое вычисление для одной точки.

Голограмма точечного объекта представляет математический интерес, так как волновой фронт, отражаемый или излучаемый объектом, можно рассматривать как сумму

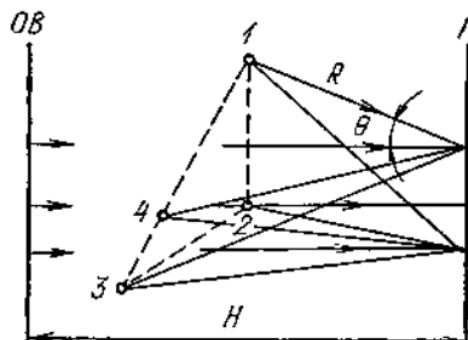


Рис. 25. Получение голограммы четырех точечных источников:  
OB—опорная волна; Г—голограмма

волновых фронтов, излучаемых каждой отдельной точкой, на которые можно разбить объект.

Обозначим угол падения сферической волны на плоскость голограммы в произвольной точке через  $\theta$ , расстояние от объекта до этой плоскости — через  $H$ , а путь, проходимый сферической волной до произвольной точки плоскости голограммы, — через  $R$ . Тогда уравнение голограммы (переменная интенсивность) запишем в виде

$$I = A^2 + \frac{a^2}{R^2} + 2 \frac{Aa}{R} \cos(kR - kH),$$

где  $A$  и  $a$  — амплитуды опорной и объектной волн соответственно. Коэффициент прозрачности голограммы  $T = -1 - \alpha t I$ .

Распределение поля на неосвещенной стороне голограммы, если для восстановления изображения использовать ту же волну  $A$ , равно

$$\begin{aligned} E &= A \sqrt{T} = A \sqrt{1 - \alpha t I} \simeq A \left( 1 - \frac{1}{2} \alpha t I \right) = \\ &= A \left[ 1 - \frac{1}{2} \alpha t \left( A^2 + \frac{a^2}{R^2} \right) \right] - A^2 \frac{\alpha t}{R} a \cos(kR - kH). \end{aligned}$$

Первое из слагаемых есть плоская волна, прошедшая через голограмму без искажения волнового фронта, а второе слагаемое

$$\frac{A^2 \alpha t a}{R} \cos(kR - kH) = \frac{A^2 \tau a \alpha}{R} \left[ \frac{e^{jk(R-H)}}{R} + \frac{e^{-jk(R-H)}}{R} \right]$$

представляет собой расходящуюся и сходящуюся световые волны. Источник расходящейся сферической волны находится в точке  $k(R-H)=0$ ,  $R=H$ , т. е. на расстоянии  $H$  от голограммы, источник сходящейся волны — в точке  $R=-H$ , т. е. в точке с обратной стороны голограммы на расстоянии  $H$ . С точностью до постоянного множителя  $1/2\alpha t A^2$ , где  $\alpha$  — постоянная, характерная для пленки, на которой регистрируется голограмма;  $\tau$  — время экспозиции, расходящаяся и сходящаяся сферические волны дают зарегистрированный голограммой волновой фронт голографируемого точечного источника сферической волны. Аналогично вычисляются остальные три точки. При освещении этой голограммы плоской вос-

становливающей волной получим сопряженные изображения каждой из этих точек (рис. 26).

Из предыдущих рассуждений следует, что в секторе  $aa'$  есть возможность наблюдать точку 1, в секторе  $bb'$  — точку 3, в секторе  $vv'$  — точку 2, в секторе  $gg'$  — точку 4. Значит, в секторе  $ba'$  можно одновременно видеть все четыре точки МИ. Это и дает ощущение реальности предмета. Кроме того, перспектива изображения меня-

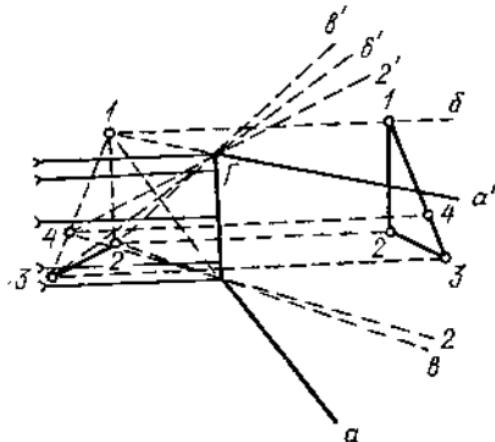


Рис. 26. Восстановление изображения четырех точек

ется при перемещении наблюдателя из положения  $a$  к последующим положениям. В положении  $a$  видна только точка 1, в положениях  $v-g$  — точки 1 и 2,  $g-b$  — точки 1, 2, 4,  $b-a$  — точки 1, 2, 3, 4.

Таким образом, сквозь голограмму, как сквозь ограничивающую прозрачную структуру, наблюдается МИ предмета, ДИ как бы вывернуто по отношению к исходному предмету. Такое изображение называется *псевдоскопическим*.

Следует отметить еще одну особенность голографического изображения. Как видно из соотношений (3.28) — (3.30), при использовании плоских опорной и восстанавливающей волн  $\lambda_v = \lambda M' = M'' = 1$ , а  $M''' \neq 1$ , что приводит к искажению формы восстановленного изображения в продольном направлении. Предмет либо сплюснут вдоль оси  $z$  ( $\lambda < \lambda_v$ ), либо вытянут ( $\lambda > \lambda_v$ ).

Укажем на возможность получения цветных голограмм и восстановления цветных изображений. Как известно, ощущение цветовой реальности изображений

можно передать, используя сочетания трех цветов: красного, желтого и синего, причем  $\lambda_{\text{красн}} \neq \lambda_{\text{желт}} \neq \lambda_{\text{син}}$ . Поэтому освещение голограммы, полученной в монохроматическом свете, смесью этих цветов согласно (3.29) даст три изображения, расположенных на различных расстояниях  $z_i$  от голограммы. Если же записать голограмму, применив смесь этих цветов, для каждого цвета получим свою интерференционную картину, т. е. сама голограмма не будет цветной. Осветим ее смесью этих цветов. Каждый цвет даст три изображения. Поскольку для одной из длин волн смеси в голограмме есть только одна голограмма с такой же длиной волны, то из всех девяти изображений только три будут совмещены в точке  $z_i = z_0$ ,  $x_i = x_0$ ,  $y_i = y_0$ , соответствующей положению объекта при получении голограммы. Они и дадут нам цветные изображения объекта. Остальные шесть монохроматических изображений будут разнесены под различными углами к оси  $z$  согласно (3.27).

Таким образом, освещая определенную часть голограммы восстанавливающей волной, получаем изображения объекта с различной перспективой.

Если в схеме голографирования точечного источника со сферической опорной волной предположить, что  $z_i = z_0 = z$ , то суммарную интенсивность поля в плоскости голограммы можно привести к виду

$$I(x, y) = A^2 + |a(x_0, y_0)|^2 + 2A|a(x, y)| \times$$

$$\times \cos \left[ 2\pi \frac{x_0 - x_i}{\lambda z} x + 2\pi \frac{y_0 - y_i}{\lambda z} y + \phi(x_i, y_i, x_0, y_0) \right],$$

где  $\phi(x_i, y_i, x_0, y_0)$  не зависит от  $x, y$ . Это выражение можно рассматривать как фурье-преобразование исходного волнового фронта  $a(x_0, y_0)$  с пространственными частотами

$$f_x = \frac{x_0 - x_i}{\lambda z}; \quad f_y = \frac{y_0 - y_i}{\lambda z}.$$

При освещении такой голограммы плоской восстанавливающей волной ( $z_b = \infty$ )  $z_0 = z_i = z$ ,  $z_i = z''_i = \infty$ , т. е. оба изображения находятся в бесконечности. Чтобы их сфокусировать, за голограммой следует расположить собирающую линзу.

Известно, что при оценке разрешающей способности оптических приборов пользуются критерием Рэлея: две

спектральные линии считаются разрешенными, если максимум интенсивности для одной длины волны  $\lambda_1$  совпадает с минимумом для другой  $\lambda_2$ . В этом случае при равной интенсивности глубина провала между максимумами составляет 20%. Естественно, что критерий Рэлея условен, так как в отдельных случаях можно обнаружить и меньший провал.

Применительно к голографии теоретические расчеты показывают следующее:

- 1) наилучшая разрешающая способность имеет место при расположении объекта в центре голограммы;
- 2) при увеличении размеров голограммы линейная разрешающая способность стремится к предельному значению  $\lambda/2$ ;
- 3) при голографировании объемных объектов более близкие к голограмме участки разрешаются лучше, чем более удаленные;
- 4) при малых размерах голограммы и расположения объекта на оси, выходящей из ее центра, продольная разрешающая способность ухудшается пропорционально квадрату расстояния между объектом и голограммой;
- 5) разрешающая способность в продольном направлении имеет одинаковое значение с поперечным, если расстояние между голограммой и объектом в два раза меньше размеров голограммы.

#### **3.4. ТРЕБОВАНИЯ К КОГЕРЕНТНОСТИ ИСТОЧНИКОВ И ТИПЫ ГОЛОГРАММ**

Для получения устойчивой интерференционной картины голограммы требуется применение высококогерентных источников излучения. Нарушение когерентности лазерного излучения может происходить из-за различия во времени испускания света атомами активного вещества и из-за разной длины оптического пути, идущего от различных его участков.

**Временная (частотная) когерентность.** Излучение света возбужденным атомом активного вещества происходит не мгновенно, а за некоторое конечное время  $\tau$ . Следовательно, ему соответствует определенный спектр частот с шириной  $\Delta\nu \sim 1/\tau$ . Связь между скоростью распространения электромагнитной волны, ее периодом (частотой) и длиной имеет вид  $\lambda = cT = c/\nu$ . Естественно, что  $\lambda_1\nu_1 = \lambda_2\nu_2$ , или

$$\lambda_1 v_1 - \lambda_2 v_2 = \frac{1}{2} [(v_1 + v_2)(\lambda_1 - \lambda_2) + (v_1 - v_2)(\lambda_1 + \lambda_2)] = 0.$$

Для источников высокомонохроматичных  $v_1 \approx v_2 = v$ ,  $\lambda_1 \approx \lambda_2 = \lambda$ , поэтому

$$\frac{1}{2} \lambda \Delta v = \frac{1}{2} v \Delta \lambda, \quad (3.31)$$

где  $\Delta \lambda = \lambda_2 - \lambda_1$ ;  $\Delta v = v_1 - v_2$ . Отсюда  $\Delta \lambda = \lambda^2 \Delta v / c$ , так как  $v = c/\lambda$ .

Если источник излучает спектр частот шириной  $\Delta v$ , то вследствие разности в длинах волн по краям спектра излучения на пути в  $\lambda$  разность хода составит  $\Delta \lambda$ . На расстоянии  $L = \lambda^2 / 2\Delta \lambda = c / 2\Delta v$  согласно (3.31) разность хода лучей составит  $\Delta \lambda L = \Delta \lambda (\lambda^2 / 2\Delta \lambda) (1/\lambda) = \lambda/2$ , т. е. половину длины волны. Таким образом, максимум интерференционной картины на одном краю спектра совпадает с минимумом ее на другом и интерференционной картины не получается. Обычно расстояние, на котором исчезает интерференционная картина, определяют путем сравнения разности хода волн, соответствующих середине спектра и его краю, т. е. вместо  $\Delta \lambda$  берут  $\Delta \lambda/2$ . Поэтому интерференционная картина исчезает на вдвое большем расстоянии  $c/\Delta v = \lambda^2 / \Delta \lambda = L_{\text{ког}}$ , называемом *длиной когерентности*. Следовательно, голограммируемый объект должен располагаться на расстоянии от голограммы, меньшем длины когерентности. Кроме того, эти же ограничения вводятся и на глубину голографируемой сцены. Для повышения временной когерентности источников (увеличения длины когерентности) необходимо сузить спектр их излучения.

**Пространственная когерентность источника.** Она оценивается качеством интерференционной картины между лучами, исходящими из различных его точек. Чем меньше разность хода между этими лучами, тем больше пространственная когерентность. Пусть угловые размеры источника  $\theta$ . Разность хода между центральными и боковыми лучами  $\Delta \approx d\theta/2$ , где  $d$  — поперечный размер источника.

Если  $\Delta \approx d\theta/2 \ll \lambda/2$  или  $\theta = \lambda/d$ , интерференционная картина будет размытой. Таким образом, учет пространственной когерентности излучения позволяет выбрать расстояние от объекта до голограммы. Необходимо, чтобы  $\Delta \ll \lambda/2$  или  $\theta \ll \lambda/d$ . Так как  $d/R = \tan(\theta/2)$ , то  $\theta =$

$=2 \operatorname{arctg}(d/R)$  или  $2 \operatorname{arctg}(d/R) \leq \lambda/d$ . Отсюда  $\operatorname{arctg}(d/R) \leq \lambda/2d$  или  $d/R = \operatorname{tg}(\lambda/2d)$ , т. е.

$$R \geq \frac{d}{\operatorname{tg}(\lambda/2d)} = \frac{2d^2}{\lambda}.$$

Для получения устойчивости интерференционной картины разность хода между крайними лучами объекта, падающими на голограмму, не должна превышать длины когерентности лазера, т. е.  $L/A = \sin\theta$  или  $A = L/\sin\theta$ , где  $A$  — размер голограммы.

Отсюда следует, что при голографировании с использованием источника со слабыми требованиями на его когерентность размеры голограммы очень малы, что ведет к снижению ее разрешающей способности и ухудшению качества изображения. Требования на временную когерентность источника должны быть высокими.

Голографирование можно осуществлять в пространственно-некогерентном свете. Для этого свет, исходящий из конкретной точки объекта, нужно разделить на две части. Вследствие этого каждая из частей будет иметь устойчивую разность фаз. Пара лучей, исходящих из другой точки объекта, также будет иметь свою постоянную разность фаз и, следовательно, устойчивую интерференционную картину, так как свет от различных точек некогерентно-освещенного объекта не будет давать устойчивой интерференционной картины.

Некогерентная голография имеет тот недостаток, что каждая голограмма этой общей голограммы, соответствующая точке голографируемого объекта, получается путем интерференции очень слабых световых пучков.

Голограммы, используемые на практике, можно классифицировать по тем или иным признакам.

По способу модуляции комплексного коэффициента пропускания голограммы можно выделить амплитудные и фазовые рельефные голограммы. В амплитудных голограммах фазовая информация о волновом фронте объекта кодируется в зоне чередования участков голограммы с различным амплитудным пропусканием. Частным случаем амплитудных голограмм являются бинарные голограммы, в которых участки с полным пропусканием чередуются с участками, абсолютно непрозрачными для света. В фазовых рельефных голограммах на фоне почти постоянного амплитудного пропускания чередуются

участки различной толщины или с различным коэффициентом преломления, воспроизводящие фазовую структуру объектной волны. Очевидно, что фазовые голограммы имеют большую дифракционную эффективность (отношение интенсивности световой волны, формирующей изображение, к интенсивности фона). Существуют различные способы преобразования амплитудных голограмм в фазовые.

*По типу голографической схемы* различают голограммы Габора, Лейта и Упатниекса, отражательные голограммы Денисюка, а также голограммы на «просвет» или на «отражение».

*По диапазону электромагнитных волн и типу источников излучения*, используемых при записи и восстановлении голограмм, можно выделить оптические, рентгеновские, инфракрасные, звуковые, СВЧ голограммы и другие, а также цветные и монохроматические, когерентные и некогерентные.

*По расстоянию между объектом и голограммой* на стадии записи различают голограммы Френеля, Фраунгофера и Фурье.

### 3.5. МАТЕРИАЛЫ ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ ОПТИЧЕСКИХ ГОЛОГРАММ

Естественно, что регистраторы полей оптического, акустического и СВЧ диапазонов принципиально отличаются друг от друга устройством и принципом действия. Регистрация голограмм в этих диапазонах происходит по-разному. Однако в научно-технических приложениях, как правило, возникает задача визуализации восстановленного волнового фронта или оптической его обработки. Поэтому так или иначе оптическую голограмму необходимо зарегистрировать.

Различают *обычные и необычные среды* для регистрации оптических голограмм. Обычными средами являются фотоматериалы, представляющие собой галогениды серебра, находящиеся в желатине. Другие среды, используемые для регистрации оптических голограмм, называются необычными и применяются при высокой интенсивности излучения лазера. Фотоматериалы же нужны в основном для регистрации фазовых голограмм. Разработка необычных регистраторов оптических голограмм ведется также с учетом требований на сохраняемость и

стирание голограммной записи. Голограммы на просветляющихся красителях могут применяться в динамической голографии.

Голограммы на фотохромных стеклах или кристаллах сегнетоэлектриков имеют промежуточное время устойчивости вследствие темновой и тепловой релаксаций или экспонирования в восстановливающей волне.

Наиболее оптимальными свойствами для записи, сохранения, стирания и повторной записи голограммы обладают фотополупроводниково-термопластические и магнитные пленки. Голограммы сохраняются на этих материалах при комнатной температуре и легко стираются при ее повышении или приложении магнитного поля.

В качестве источников шумов голографических материалов можно выделить следующие:

1) хаотическое рассеяние сигнальной и опорной волн вследствие зернистости структуры регистрирующих материалов;

2) хаотическое рассеяние восстановливающего пучка и восстановленной волны за счет зернистой структуры голограммы;

3) пространственную модуляцию опорной волны на стадии записи и восстановления;

4) нелинейность записи градаций интенсивности интерференционной картины;

5) оптическую неоднородность и деформацию поверхности регистрирующего материала.

При записи на одном участке малого количества голограмм первые два источника шума проявляются незначительно, третий оказывается лишь при сложном характере опорной волны. Наиболее нежелателен четвертый источник шума.

Фотоматериалы являются основным средством регистрации голограмм и применяются в виде фотопластинок, отличаясь друг от друга толщиной. Незасвеченная фотопленка состоит из крупниц галогенидов серебра, находящихся в специальной химической среде, нанесенной на какую-либо подложку (стеклянную и др.). Если на светочувствительный материал падает световая волна  $A(x, y)$ , то на расстоянии  $l$  от его поверхности волна

$$a(x, y) = A(x, y) e^{-\eta l} = A(x, y) e^{-\alpha l} e^{-i(2\pi/\lambda)n l},$$

где  $\alpha$  — коэффициент затухания;  $(2\pi/\lambda)n$  — постоянная распространения (волновое число среды);  $n$  — показа-

тель преломления;  $\gamma$  — комплексная постоянная распространения.

При обработке фотоматериала, на котором зарегистрирована голограмма, должны меняться  $\alpha$  либо  $n$  и  $l$ . Поэтому светочувствительные материалы бывают с амплитудной модуляцией (поглощение), у которых  $\alpha$  зависит от экспозиции, и с фазовой модуляцией, у которых от экспозиции зависит  $n$  или  $l$ .

У последних можно считать  $\alpha=0$ , т. е. эти материалы почти идеально прозрачны. Лучшие из зарубежных фотоматериалов имеют толщину фотослоя 6—15 мкм и пропускание по интенсивности от 0,29 до 0,81 в диапазоне  $\lambda=632,8\ldots488$  нм. После засветки в фотоматериале образуются крупицы серебра, поглотившие различное количество световой энергии. При проявлении фотоматериала крупицы серебра около точек, поглотивших большое количество световой энергии, превращаются в зерна серебра. После проявления следует фиксаж, т. е. прекращение образования зерен. При разглядывании в проходящем свете обработанного фотоматериала светлые участки зафиксированного изображения кажутся нам темными и, наоборот, темные — светлыми (негатив). С негатива путем повторения этих же процессов получаем позитив. Энергия, поглощенная фотоматериалом или фотохромным стеклом,  $W=It$ , где  $I$  — интенсивность падающего света;  $t$  — время экспозиции. После проявления голограммы ее коэффициент прохождения  $T=I_1/I_0$ , где  $I_1$  — интенсивность восстановливающей волны на обратной стороне голограммы;  $I_0$  — интенсивность падающей восстановливающей волны.

Величина  $T$  для различных участков голограммы неодинакова, поэтому пользуются усредненным значением  $T$ , причем размеры области усреднения велики по сравнению с размерами зерен и малы по сравнению с размерами участков голограммы, на которых заметно изменяется интенсивность проходящего сквозь нее света. Величину, определяемую формулой  $D=\lg(1/T)$ , называют *фотографической плотностью почернения*. Очевидно, что коэффициент прохождения голограммы  $T \sim W$ . В большинстве случаев  $T \sim W^{-1}$ , т. е. чем больше световой энергии поглотил фотоматериал, тем меньше его коэффициент прохождения после проявления. При этом  $D \sim \lg W$ .

Зависимость  $D=D(\lg W)$  называется *кривой почернения*. Она имеет линейные и нелинейные участки. На ли-

нейном участке  $D = \gamma \lg W$ , где  $\gamma$  — коэффициент контрастности. Фотоматериалы с большим  $\gamma$  — высококонтрастные, с малым — низкоконтрастные. Если  $\gamma > 0$ , имеем положительный контраст, при  $\gamma < 0$  — отрицательный. Поскольку  $D = \lg(1/T) = \gamma \lg W = \gamma \lg I_t$ , то  $T = W^{-\gamma} = (I_t)^{-\gamma}$ .

Прозрачность по полю  $T_{\text{п}} = \sqrt{T} = W^{-\gamma/2}$ . Для фотоматериалов с отрицательным контрастом  $T_{\text{п}} = W^{\gamma}$ . Контрастность фотоматериала зависит от химического состава применяемого проявителя и времени проявления. Наиболее распространенное значение  $\gamma = 2$ . Заметим, что получить голограмму с положительным контрастом можно путем освещения голограммы с отрицательным контрастом, если за ней расположить фотоматериал, регистрирующий положительно контрастную голограмму. Очевидно, что для того, чтобы производить голографирование в широком динамическом диапазоне экспозиций  $W = I_t$ , нужно применять низкоконтрастные фотоматериалы. Высококонтрастные пленки используются при регистрации голограммы с небольшими изменениями интерференционных значений светового поля в диапазоне 0,01—0,1 от максимума.

Помимо рассмотренных выше общих характеристик фотоматериалов в голографии наиболее важна их частотно-контрастная характеристика (разрешающая способность), т. е. число интерференционных линий, умещающихся на единице длины голограммы при постоянном значении  $\gamma$ . Лучшими из материалов, разработанных в СССР, являются эмульсия «ПЭ-2» и пленка «Микрат ВР-Л», имеющие разрешающую способность до 5000 лин/мм.

Помимо фотоматериалов для регистрации оптических голограмм применяются специальные химические смеси, изменяющие свои свойства под воздействием тепловых эффектов. Кроме того, имеются кристаллы, изменяющие свои оптические свойства под воздействием света. Часто применяется отбеливание голограмм (для превращения амплитудных голограмм в фазовые), в результате чего непрозрачные участки преобразуются в прозрачные. Процесс отбеливания заключается в удалении зерен серебра, образовавшихся после проявления.

Слои хромированной желатины запечатлевают голограмму в виде градации толщины после просушки, т. е. фазовой голограммы. На таких слоях голограммы обладают низким уровнем шума и высокой дифракционной

эффективностью. Эти слои не выпускаются промышленностью, но могут быть приготовлены самостоятельно.

**Фотополупроводниково-термопластические слои.** Термопластическая запись голограмм основана на деформации поверхности пленки в зависимости от интенсивности света в голографической интерференционной картине. Термопластические пленки обычно не светочувствительны, поэтому их объединяют с фотополупроводниковыми пленками и используют многократно. Однако их разрешающая способность около 1000 лин/мм и, кроме того, сложна технология их изготовления. Существуют три типа структур фотополупроводниково-термопластического (ФПТ) слоя: 1) гомогенная (фотопроводник и термопласт растворены друг в друге); 2) гетерогенная (фотопроводник диспергирован в термопласте); 3) многослойная структура. Последняя наиболее удобна для применения.

Запись голограммы состоит из следующих этапов. На термопласте создается положительный потенциал, однородный по поверхности. Затем на панель проецируют голограмму, в результате чего происходит разрядка, пропорциональная градациям интенсивности света. Если термопласт перед этим нагреть до температуры деформации, он деформируется под действием градации электрического поля. При быстром охлаждении деформации «замораживаются».

**Фотохромные материалы.** Обратимое изменение цвета у материалов называют *фотохромией*. Фотохромные материалы темнеют после экспонирования синим или ультрафиолетовым излучением. При дальнейшем их освещении видимым светом они светлеют. Ценно то, что процессы происходят на молекулярном уровне и нет зернистости, однако их чувствительность на три порядка ниже, чем чувствительность фотоматериалов.

**Сегнетоэлектрические кристаллы.** Показатель преломления их незначительно изменяется после интенсивной засветки. Под воздействием тепла или света он может возвращаться к исходной величине. В основе механизма его изменения лежат электронно-оптические эффекты усталости, в отличие от ФПТ слоев. Дифракционная эффективность фазовых голограмм на этих кристаллах выше, чем на фотохромных материалах.

**Тонкие магнитные пленки.** Они изменяют свои оптические свойства под воздействием лазерного излучения.

Градации интенсивности в голограмме приводят к пространственному изменению эффектов Керра (для отраженного света) и Фарадея (для проходящего света). Голограмма на пленках получается фазовой. Запись может стираться сильным магнитным полем. Поскольку эффекты Фарадея и Керра связаны с вращением вектора поляризации, нужно учитывать направление вектора поляризации на обеих стадиях голографического процесса.

**Особенности голографического эксперимента.** Существует большое многообразие схем, позволяющих осуществлять голографирование. Характерной особенностью этих схем является то, что для их реализации используется один источник когерентного излучения. Применение полупрозрачного зеркала на пути лазерного луча позволяет выбирать нужное соотношение интенсивности опорной волны и волны, отраженной объектом. Дополнительные зеркала дают возможность установить оптимальное направление освещения объекта и выравнять оптические пути опорной и сигнальной волн.

При голографировании полупрозрачных и прозрачных объектов может применяться голографическая схема, в которой на плоскость голограммы падает свет, пропущенный объектом. Для формирования опорной волны используются делители фронта световой волны (часть световой волны лазера облучает отражающий объект, а часть — глухое зеркало, формирующее опорную волну) и амплитудные светоделители (когда перед попаданием на объект часть светового излучения отражается на голограмму, формируя опорную волну).

Контраст интерференционных полос голограммы определяется как

$$v = (I_{\max} - I_{\min})/(I_{\max} + I_{\min}),$$

где  $I_{\max}$ ,  $I_{\min}$  — максимальная и минимальная интенсивности поля на голограмме, зависящие от степени когерентности излучения, угла между направлениями поляризации объектной и опорной волн, соотношения их интенсивностей. Расширение лазерных пучков до необходимых размеров производится линзами или сферическими зеркалами, а равномерность освещения обеспечивается за счет использования равномерной части расширенного пучка.

Существующие лазеры позволяют голографировать сцены глубиной несколько дециметров вследствие огра-

ниченной когерентности. Для голографирования сцен с большей глубиной применяются специальные схемы, в которых одновременно снимаются голограммы отдельных частей этих сцен. Разделение пучка может быть сделано до или после его расширения. При разделении до расширения светоделитель может иметь небольшую апертуру; дифракционные эффекты на неоднородностях оптики затем устраняются фильтрацией. Преимущество разделения после расширения заключается в применении только одного набора оптических деталей расширителя.

Светоделителями могут быть полупрозрачные зеркала и светоделительные кубики, призмы, поляризационные устройства и т. д. Поляризационные устройства могут использоваться также для выбора необходимого соотношения интенсивностей опорной и объектной волн. За время экспозиции голограммы сдвиг фотоматериала относительно голограммы не должен превышать доли длины волны, что достигается специальными держателями. Для создания устойчивой интерференционной картины нужны массивные голографические столы, чтобы собственная частота колебаний стола была меньше собственной частоты колебаний зданий. Поэтому применяются специальные амортизаторы на воздушной подушке. Для устранения возмущения окружающей среды используются нагреватели, вентиляторы. Восстанавливающий источник должен излучать волну с тем же радиусом кривизны и тем же направлением распространения, что и опорная волна. В некоторых случаях на стадии восстановления применяются дуговые лампы или лампы накаливания. Можно доказать математически, что чем ближе изображение к голограмме, тем меньше требования к пространственной когерентности источника.

### 3.6. ОСНОВНЫЕ НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЕ ПРИМЕНЕНИЯ ОПТИЧЕСКОЙ ГОЛОГРАФИИ

Получение объемных голографических изображений позволяет выдвинуть идею создания объемного кино. Если динамику снимаемых событий запечатлеть путем последовательного снятия на одну и ту же голограмму нескольких голограмм с определенным углом падения опорной волны, то имеется возможность, освещая считывающими лучами голограмму, воссоздать запечатленные события в динамике. Причем эту динамику можно вос-

создавать поворотом самой голограммы, а не считающего луча. Недостатком фотоголограмм в голографическом кинематографе является то, что на одной голограмме трудно записать более пяти-шести сцен. Присутствие остальных подголограмм при восстановлении одного положения кинообъектов создает мешающие шумы. Кроме того, обработка и использование голограмм, сравнимых по размеру с киноэкранами, весьма проблематична, особенно, если учесть необходимость тиражирования голографических фильмов. В этом отношении более перспективными являются толстослойные голограммы. При использовании схемы голографирования Денисюка на одном кристалле можно записать большое число подголограмм путем изменения угла наклона опорного пучка. Считывание информации можно проводить поворотом кристалла, освещенного восстанавливающим лучом. В качестве примера укажем, что кристалл размером  $10 \times 10 \text{ см}^2$  позволяет записать  $3,5 \cdot 10^4$  подголограмм, которых практически хватает на демонстрацию 16-минутного черно-белого фильма при скорости показа 30 кадров в 1 с. Учет же взаимного шумового эффекта подголограмм снижает эту величину до 30 с.

Создание голографических киноэкранов больших размеров наталкивается и на такую трудность, как искажение размеров голографируемой сцены в продольном направлении. Кроме того, лазерное излучение вредно для зрителей и киноактеров. Поэтому голографическое кино небольших размеров используется пока лишь в научных целях. Укажем, что объемные голографические изображения при использовании плоских голограмм не содержат информации о тех точках объекта, которые не освещают голограмму. Этот недостаток может быть преодолен применением так называемых широкоугольных криволинейных голограмм, которые охватывают всю голографируемую сцену.

При ведении телевизионных передач в когерентном свете передающей телекамерой в эфир излучается голографическая информация о транслируемой сцене. Воспроизведение ее на экране и освещение последнего источником когерентной восстанавливающей волны приводят к голографическому телевидению. Такие опыты уже проводились для специальных объектов небольших размеров и получены неплохие результаты. Однако использование объемного телеголографирования ограничивается

низкой разрешающей способностью телевизионных передающих и приемных трубок, отсутствием достаточно мощных импульсных когерентных лазеров для освещения больших сцен, необходимостью создания сверхширокополосных каналов связи, сложностью записи непрерывной последовательности голограмм для передачи динамики объекта.

Более перспективным представляется развитие массового изобразительного голографического кино в сочетании с телевидением, разработанного в США. Целью этой разработки является удешевление массовых серийных любительских фильмов за счет замены кинофотопленок более дешевыми пленками из полизтилена. Кадры фильма преобразуются в последовательные фазовые голографические кадры путем изменения толщины полизтилена в каждом кадре пропорционально распределению интенсивности света в соответствующей голографической сцене. Воспроизводя в лучах лазера эти кадры при помощи прямого соединения портативной передающей телекамеры с телевизором, на экране телевизора можно наблюдать восстановленные объемные голографические изображения в нужном ракурсе в зависимости от ориентации телекамеры относительно восстанавливаемого изображения.

Обычные оптические системы записи информации для хранения ее в ячейках памяти ЭВМ работают следующим образом. Необходимая информация подается на модулятор, осуществляющий включение и выключение лазера. Последний на светочувствительном слое в двоичном коде записывает необходимую информацию. Поскольку луч лазера создает пятно диаметром до микрометра, плотность записи информации оптическим методом очень высока по сравнению с обычными запоминающими устройствами. Кроме того, скорость записи тоже высока — до  $10^7$  двоичных единиц в секунду при плотности  $10^7$ — $10^8$  двоичных единиц на квадратный сантиметр. В обычных оптических системах записи ведутся работы по замене фотоматериалов другими регистрирующими средами, пригодными для повторной записи.

Недостатком обычных оптических систем записи и хранения информации является невысокая надежность ее хранения. Увеличение плотности записи ведет к уменьшению размеров информационной площади регистрируемого материала, а следовательно, к уменьшению

надежности хранения информации. Вторым существенным недостатком этих систем является их усложнение при образовании нескольких каналов, так как в каждом канале требуется свой модулятор и свои фокусирующие оптические устройства.

В этой связи несомненным преимуществом обладают голограммические системы записи информации. Они более надежны, так как каждая точка голограммы содержит информацию о записанном коде, а возможность записи в общей голограмме нескольких подголограмм с различными опорными волнами обеспечивает многоканальную структуру голограммической системы. Наиболее простой способ изменения фазового фронта опорной волны — изменение угла ее падения на голограмму.

Ячейки памяти ЭВМ имеют свой номер. При записи информации одновременно с ней специальное устройство указывает код ее адреса, при считывании — код адреса ячейки с интересующей нас информацией.

Если голограмму одного и того же объекта снять  $n$  раз, то при освещении восстанавливающей волной обработанной голограммы восстановятся  $n$  волновых фронтов. Они будут интерферировать между собой. Если никаких изменений с объектом не происходит, волновые фронты тождественны и не интерферируют, а просто усиливаются. Если же с объектом происходили какие-либо изменения, волновые фронты, соответствующие его различным состояниям, дадут интерференционную картину, позволяющую судить о происходящих с объектом изменениях. Применение голограммии с целью изучения состояния голографируемой сцены называется *голограммической интерферометрией*. Естественно, что для регистрации быстропротекающих изменений состояния объектов требуется применение импульсных лазеров, причем за время импульса изменения объекта не должны смазывать интерференционную картину, соответствующую одной экспозиции.

Частным случаем интерферометрии является импульсная голограммическая микроскопия. Путем использования импульсного лазера она позволяет зарегистрировать в голограмме, а затем и реконструировать объемное изображение даже изменяющейся структуры. При дальнейшем рассмотрении реконструированного изображения можно применять обычные оптические средства увеличения. Если снимать голограмму на длине волны, значи-

тельно короче оптической, визуальное изображение голограммируемого объекта будет многократно увеличено. Получение увеличенных изображений может найти применение в биологии.

Анализ вибраций голограммируемых объектов является одним из приложений голографической интерферометрии.

С помощью голографии возможно производство печатных плат для микросхем. Для этого необходимо снять голограмму — шаблон нужной микросхемы. Затем, освещая ее восстанавливающей волной, в месте расположения изображения микросхемы нужно поместить материал для платы. После экспонирования и обработки этого материала изготавливают микросхему. Преимущества получения микросхемы таким методом состоят в том, что нет непосредственного механического контакта с обрабатываемой поверхностью, но есть возможность наносить более мелкие детали микросхемы.

Применение голограмм весьма перспективно в качестве оптических элементов, формирующих требуемый волновой фронт. Изготовление больших оптических линз с заданными параметрами (фокусировка или рассеивание света в определенных направлениях) связано с трудоемкими технологическими операциями. Изготовление же голограмм с такими свойствами может быть выполнено проще и с большей точностью. Некоторые ограничения вносит невысокая собирающая способность голограмм, однако их применение в лазерных системах связи весьма перспективно. Голограммы могут использоваться как мультиплексоры, т. е. как устройства, дающие несколько изображений одновременно.

Таким образом, важнейшими научно-техническими применениями оптической голографии являются:

— импульсное трехмерное восстановление объектов — изобразительная фотография, голографическое кино и телевидение, наблюдение быстропротекающих процессов и изображений из синтезированных голограмм;

— технология производства микросхем, нанесение различных рисунков (меток, графиков и т. д.);

— голографическая интерферометрия — исследования вибраций, деформаций, точные интерферометрические измерения, изучение плазменных струй, оптических неоднородностей и пр.;

— голографическая оптика — компенсация аберра-

ций, безлинзовая оптика, комбинированные голографические системы;

— голографическая микроскопия и интроскопия — получение объемных изображений биологических объектов, рентгеновская и электронная микроскопия, наблюдение объектов в турбулентной среде, шифровка текстовой информации, поиск и распознавание образов, обработка сигналов синтезированных апертур;

— получение теневых изображений частиц в аэрозолях, голограмм движущихся объектов и объемных изображений объектов с углом зрения до  $60^\circ$  при регистрации волновых полей движущихся микроорганизмов, объемных изображений внешнего вида и внутренних дефектов кристаллов.

Весьма значительны успехи голографии в микроволновой технике и технике акустического диапазона волн. К этим ее приложениям и методам реализации мы вернемся в разделе, посвященном радио- и звуковидению. В заключение же этого параграфа рассмотрим сущность, принципы реализации и применения цифровой голографии.

**Цифровая голография.** Изложив теории записи и реконструкции голографических изображений, мы получили определенные математические соотношения. В основе их лежат выражения для записи пространственного распределения волновых фронтов — комплексных волновых функций. Теперь представим себе, что реальный волновой фронт  $a(x, y)$ , присущий некоторому физическому объекту, задан теоретически, как и опорная волна  $A(x, y)$ . Тогда, вычислив согласно уравнению голограммы распределение  $J(x, y)$  на ЭВМ, выведя его на экран дисплея и изготовив с него фотоснимок-голограмму, можно физически использовать реальную восстановливающую волну и получить реальное голографическое изображение даже не реального, а воображаемого объекта. Таким образом, мы осуществили синтез голограммы. Применения такого метода чрезвычайно многообразны — проектно-конструкторские разработки, научные исследования, математическое моделирование голографического процесса и т. д.

Широкое использование средств вычислительной техники в обработке информации с самого начала их развития не обошло стороной и такого нового направления научно-технического прогресса, как голография. Раздел

голографии, в котором для моделирования первой (запись) или второй (восстановление) стадии голографического процесса используются средства вычислительной техники с соответствующими устройствами отображения (дисплеи, графопостроители, цифропечать и др.), называется *цифровая, или машинная, голография*. Основными возможностями цифровой голографии являются синтез голограмм, из которых можно получить объемные изображения реальных и даже воображаемых (проектируемых) объектов по их теоретической математической модели (моделирование процесса записи), цифровая обработка и улучшение качества оптических и неоптических голограмм, ввод в ЭВМ последних, их отображение с целью регистрации и оптической реконструкции изображений (запись). Новые возможности цифровой голограммы на стадии восстановления изображений — это улучшение их качества, основанное на одновременной с восстановлением цифровой обработке восстанавливаемых изображений, учет нелинейности характеристик регистрирующих сред и устройств, устранение расчетным путем помех, присутствующих на стадии записи, и др.

Для ввода-вывода информации в ЭВМ с целью прямого и обратного преобразований оптического или электрического сигнала из аналоговой в цифровую форму и обратно требуются специальные радиоэлектронные устройства — аналого-цифровые (АЦП) и цифроаналоговые (ЦАП) преобразователи.

Задача восстановления голографических изображений относится к обратным задачам математической физики, в которых результат физического эксперимента подвергается преобразованию, обратному связи объекта с результатом измерений, и при необходимости коррекции решения с учетом априорных или моделируемых сведений об эксперименте и свойствах объекта.

Восстанавливаемая объектная волна  $b(x, y)$  является обратным фурье-образом распределения волнового фронта  $\Gamma(\xi, \eta)$  в плоскости голограммы  $S$ :

$$b(x, y) = \iint_S \Gamma(\xi, \eta) \exp \left[ j \frac{2\pi}{\lambda D} (\xi x + \eta y) \right] d\xi d\eta, \quad (3.32)$$

где  $D$  — расстояние от объекта до голограммы (в случае объемного объекта — одно из его сечений).

При ограниченном размере голограммы, что всегда

наблюдается на практике, имеет место дискретизация этого соотношения отсчетами

$$b(k, l) = \sum_{r=0}^{N_x} \sum_{S=0}^{N_y} \Gamma(r, S) \exp \left[ j \cdot 2\pi \left( \frac{kr}{N_x} + \frac{l_s}{N_y} \right) \right] \\ (k = 0, 1, \dots, N_x - 1; l = 0, 1, \dots, N_y - 1). \quad (3.33)$$

Если  $2X_{\max}, 2Y_{\max}$  — размеры объекта,  $\alpha$  — угол между опорным лучом и нормалью к плоскости голограммы, то угловые размеры объекта  $2\theta_x = 2X_{\max}/D, 2\theta_y = 2Y_{\max}/D$  и интервалы дискретизации отсчетов  $\Delta\xi, \Delta\eta$  должны быть связаны соотношениями

$$\Delta\xi \leq \lambda/2\theta_x + \alpha; \quad \Delta\eta \leq \lambda/2\theta_y, \quad (3.34)$$

т. е. на один период максимальной пространственной частоты голограммы должно приходиться не менее двух отсчетов.

При наличии искажений (помех) или статистически неопределенных отклонений положения (или свойств) объекта от заданных вместо истинных отсчетов голограммы

$$\Gamma(r, S) = \iint_S \Gamma(\xi, \eta) \delta(\xi - r\Delta\xi, \eta - S\Delta\eta) d\xi d\eta \quad (3.35)$$

регистрируются их статистически усредненные значения

$$\hat{\Gamma}(r, S) = \iint_S \Gamma(\xi, \eta) H(\xi - r\Delta\xi, \eta - S\Delta\eta) d\xi d\eta, \quad (3.36)$$

где  $H(\dots)$  — соответствующие отсчеты волновой функции в плоскости голограммы.

Вследствие этих искажений отсчеты восстановленного изображения  $\hat{b}(k, l)$  будут связаны с истинными соотношением

$$\hat{b}(k, l) = b(k, l) h(k, l), \quad (3.37)$$

где  $h(k, l)$  — отсчеты функции

$$h(x, y) = \iint_S H(\xi, \eta) \exp \left[ j \frac{2\pi}{\lambda D} (\xi x + \eta y) \right] d\xi d\eta, \quad (3.38)$$

взятые в тех же точках  $(k\Delta x, l\Delta y)$ , что и отсчеты  $b(x, y)$ .

Восстановленное изображение является волновым фронтом в виде отсчетов  $\hat{b}(k, l) = b(k, l)/h(k, l)$ , коррек-

тируемым (обрабатываемым, улучшаемым) посредством цифрового фильтра (3.38) поискаженному изображению (3.37). Фильтр  $h(k, l)$ , обратный и комплексно-сопряженный волновому фронту  $b(k, l)$ , называется *согласованным*, а обработка — *согласованной фильтрацией*. Легко видеть, что в случае согласованной фильтрации получается максимально возможная интенсивность изображения.

Эти соотношения демонстрируют возможности цифровой обработки изображений с помехами (искажениями) в любом диапазоне электромагнитных, акустических и других волн и частот с целью улучшения их качества.

Распределение объектной волны в зоне Френеля

$$b(x, y) = \exp \left[ j \frac{\pi}{\lambda D} (\xi^2 + \eta^2) \right] \iint_S \Gamma(\xi, \eta) \times \\ \times \exp \left[ j \frac{\pi}{\lambda D} (\xi^2 + \eta^2) \right] \exp \left[ -j \frac{2\pi}{\lambda D} (\xi x + \eta y) \right] d\xi d\eta,$$

в отличие от изображения, полученного из голограммы Фурье, преобразуется в определенном масштабе за счет множителя, содержащего параметры  $\lambda$  и  $D$ .

При восстановлении из голограммы только амплитудной информации шаг дискретизации по осям  $\xi$  и  $\eta$  выбирается из размеров голограммы ( $L_{rx}$ ,  $L_{ry}$ ):

$$\Delta\xi = \lambda D / L_{rx}; \quad \Delta\eta = \lambda D / L_{ry}.$$

В случае восстановления и фазовой информации к последним условиям добавляются еще два:

$$\Delta x \leq \lambda D / L_{0x}; \quad \Delta y \leq \lambda D / L_{0y},$$

где  $L_{0x}$ ,  $L_{0y}$  — размеры объекта.

При численной реализации на ЭВМ алгоритмов и программ цифровой голографии следует учитывать, что основными вычислительными процедурами являются ввод голографического изображения, вычисления (преобразования Фурье, Френеля, фильтрация или другие преобразования над комплексным волновым фронтом), вывод изображения объекта или голограммы из ЭВМ.

Техническая реализация цифровой голографии сопряжена с определенными трудностями. Рассмотрим одну из них на примере, описанном в работе [16]. Изображение с небольшим разрешением ( $20 \text{ mm}^{-1}$ ) и 256 уровнями

градации, имеющее площадь  $100 \times 100$  мм<sup>2</sup>, содержит  $1,28 \cdot 10^8$  бит информации. Для полной оперативной обработки всего такого изображения у современных ЭВМ не хватает оперативной памяти, вследствие чего оно обрабатывается по частям.

Алгоритмизация синтеза цифровой голограммы после построения математической модели объекта включает следующие этапы:

- ввод участка изображения в ЭВМ;
- вычисление действительной и мнимой частей пространственного спектра в зоне Френеля или зоне Фраунгофера;
- вывод голограммы на внешние носители информации.

Затем следует ее изготовление в виде, пригодном для оптического восстановления.

В силу ограниченных возможностей технических средств в воспроизведении фиксированного числа отсчетов и уровней квантования расчетных значений интенсивности волнового фронта математическая модель (цифровая голограмма) является весьма приближенной к реальной физической. Однако даже при использовании простейших двухуровневых (бинарных) голограмм, наиболее просто реализуемых методами Ли и Ломана, имеем ряд важных практических приложений. Особенно эффективна цифровая голография на стадии восстановления с одновременным улучшением (фильтрацией) качества изображений, получаемых с реальных физических голограмм (особенно неоптических).

## Г л а в а 4. ОПТИЧЕСКАЯ ОБРАБОТКА РАДИОЛОКАЦИОННОЙ ИНФОРМАЦИИ

---

### 4.1. ОСНОВНЫЕ ПРИНЦИПЫ РАДИОЛОКАЦИИ. ДАЛЬНОМЕРНО-ДОПЛЕРОВСКИЙ ПРИНЦИП

Радиолокация — область радиотехники, использующая отражение или собственное излучение электромагнитных волн различными объектами для обнаружения и измерения координат и параметров движения (скорости, траектории) этих объектов. Радиотехнические комплексы, предназначенные для решения этих задач, называют *радиолокационными станциями* (РЛС). Создание первых РЛС относится к 30-м гг. К 1941 г. были созданы первые отечественные РЛС.

Объектом радиолокационного наблюдения может быть тело или группа тел с электромагнитными свойствами, отличными от свойств среды, в которой распространяются радиоволны, а также тело с собственным излучением радиоволн.

Радиолокационными целями являются объекты радиолокационного наблюдения. РЛС разного назначения имеют различные конструктивные и схемные отличия. Принципы же устройства РЛС и их структурные схемы имеют много общего.

*Радиолокационными сигналами* называются электромагнитные колебания, параметры которых определенным образом связаны с целью. Известно несколько методов получения радиолокационных сигналов:

- активной радиолокации (основан на облучении цели и приеме отраженных радиоволн; облучающий сигнал не является радиолокационным, так как не несет информации о цели, отраженный — является им);

- активного ответа (основан на получении сигнала от установленного на цели ответчика (ретранслятора), что важно для решения задач опознавания);

- пассивной радиолокации (заключается в приеме сигналов собственного излучения цели).

Обнаружение цели — это регистрация поступающих на вход приемного устройства радиолокационных сигна-

лов. При измерении координат обнаруженных целей необходимо определять значения параметров радиолокационных сигналов, несущих информацию об объекте. При этом используются следующие физические свойства радиоволн: скорость распространения радиоволн в свободном пространстве равна скорости света; траектория — прямая линия; частота принимаемых волн при относительном перемещении РЛС и цели отличается от частоты излучаемых волн.

При активной локации расстояние до объекта находится по формуле  $D = ct_D/2$ , где  $t_D$  — время запаздывания отраженного сигнала с момента излучения прямого. Частота принимаемого сигнала

$$f_{\text{прик}} = f_{\text{изл}} (1 \pm v/c)^2,$$

где  $v$  — радиальная составляющая скорости перемещения цели относительно РЛС. Учитывая, что  $v/c \ll 1$ , запишем

$$f_{\text{прик}} = f_{\text{изл}} (1 \pm 2v/c),$$

где «+» означает приближение цели к РЛС, а «—» — удаление от нее. Из выражения  $F_{\text{доп}} = 2v f_{\text{изл}}/c$  находим  $v = F_{\text{доп}} c / 2f_{\text{изл}}$ , где  $F_{\text{доп}}$  — доплеровский сдвиг частоты.

Основными тактико-техническими данными РЛС являются: размеры области пространства, в пределах которой осуществляется наблюдение целей (зона обзора); период обзора, т. е. время, в течение которого происходит обзор зоны; измеряемые координаты цели; точность измерения координат и скорости целей; разрешающая способность; эксплуатационная надежность; помехозащищенность.

Разрешающая способность РЛС — это способность раздельного наблюдения целей, которые отличаются значением хотя бы одной из координат либо скоростью движения. Разрешающая способность по дальности определяется минимальным расстоянием между целями, при котором эти цели наблюдаются раздельно (цели имеют одинаковые угловые координаты и скорости), разрешающая способность по угловой координате — минимальным углом между направлениями на две цели, при котором возможно раздельное наблюдение целей (цели характеризуются одинаковыми дальностями и скоростями).

К техническим характеристикам РЛС относятся:

принцип построения РЛС (метод получения радиолокационных сигналов, вид излучаемых колебаний, способ обработки сигналов); несущая частота и закон модуляции излучаемых колебаний; средняя и пиковая мощности излучения; чувствительность приемного устройства; форма и ширина диаграммы направленности антенн; тип выходного устройства.

Методы измерения дальности различаются по принципу измерения параметра радиолокационного сигнала и могут быть амплитудными, частотными или фазовыми.

При амплитудном методе измеряется время запаздывания характерного изменения амплитуды запаздывающего сигнала. Из всех видов модуляции излучения наиболее употребительна импульсная. Как правило, для передачи и приема используется одна и та же антenna. Антенный переключатель включает антенну во время излучения на передатчик, а в остальное время — на приемник. На вход приемника подаются излучаемый и отраженный импульсы. Время запаздывания отраженного сигнала мало ( $10^{-3}$ — $10^{-6}$  с), поэтому его измеряют специальными средствами.

Достоинства амплитудных методов измерения дальности следующие: возможность построения РЛС с одной антенной; простота индикации; возможность одновременного измерения дальности нескольких целей. К недостаткам относятся: большая мощность в импульсе; невозможность измерения малых дальностей; большая минимальная дальность за счет переходных процессов антенного переключателя и конечной длительности зондирующего импульса.

Частотный метод основан на использовании частотной модуляции излучаемых непрерывных колебаний. Время запаздывания определяется путем измерения разности частот излучаемых колебаний и отраженного сигнала. Частота отраженного сигнала изменяется так же, как и излученного, но со сдвигом во времени на  $t_D$ . Разностная частота, выделяемая на выходе смесителя, куда поступают прямой и отраженный сигналы,

$$\omega_p = \omega_{изл} - \omega_{отр} = \frac{4\pi F_m \Delta f_m}{c} D,$$

при этом  $D = c f_p / 2 \Delta f_m F_m$ , где  $f_p$  и  $F_m$  — линейные частоты разностного и модулирующего сигналов;  $\omega$  — круговая частота;  $D$  — дальность.

Для измерения разностных частот используются фильтры, или счетчики импульсов, —  $n$  фильтров, настроенных на разные фиксированные частоты, или один фильтр с переменной частотой. Попадание сигнала разностной частоты в один из фильтров дает дальность цели. С одним фильтром возрастает время обзора, а с  $n$  фильтрами — сложность аппаратуры.

К положительным качествам частотных методов относятся: возможность измерения малых дальностей; использование малой мощности излучения; к недостаткам — необходимость двух систем или сложного устройства для разделения излученного и отраженного сигналов; ухудшение чувствительности за счет прямого попадания помех от передающей антенны; высокие требования к линейности измерения частоты.

Фазовые методы основаны на измерении разности фаз излученных и отраженных целью радиолокационных сигналов. Достоинства фазовых методов — небольшая мощность передатчиков и простота конструкции РЛС, а недостатки — отсутствие разрешения по дальности и ухудшение чувствительности за счет прямого излучения передающей антенны.

Для измерения угловых координат радиолокационных целей используются угломерные устройства, которые состоят из антенны, приемника для обработки принятых сигналов и измерительного устройства. Основная характеристика угломерного устройства — пеленгационная, представляющая собой зависимость выходного напряжения приемника от ориентации антенны. В зависимости от того, какие параметры радиолокационного сигнала (амплитуда, фаза или частота) оказывают влияние на формирование пеленгационной характеристики, методы измерения угловых координат подразделяются на *амплитудные, фазовые и частотные*. Наиболее распространены амплитудные и фазовые угломерные РЛС [10]. Отметим, что разрешающая способность РЛС тем выше, чем уже диаграмма направленности антенны, входящей в ее состав.

#### 4.2. СИНТЕЗИРОВАНИЕ ПРИЕМНО-ПЕРЕДАЮЩИХ АПЕРТУР

Известно, что ширина характеристики направленности антенны, определяющая разрешающую способность РЛС, пропорциональна отношению раскрыва антенны к

длине волнам (электрическому размеру антенны). Поэтому для повышения разрешающей способности РЛС (например, самолетных) ищут эффективные способы повышения электрических размеров антенны. Естественно, что на увеличение размеров антенны существенные ограничения накладывают конечные размеры самих летательных аппаратов и их аэродинамические свойства. Для повышения разрешающей способности самолетных РЛС используются синтезированные антенны, принцип действия которых заключается в следующем. При движении самолета по траектории установленная на нем антenna излучает и принимает импульсные сигналы, отражаемые наземной целью. Отраженные сигналы с сохранением фазовой информации поступают после приема на линию задержки и после того, как самолет пролетел в течение времени  $t$  участок пути  $L = vt$ , когерентно суммируются. В результате получается эффект облучения цели антенной с раскрывом  $L$  и, следовательно, значительно повышается разрешающая способность РЛС. Станции, в которых используется процесс движения носителя антенны при облучении его цели, называются *РЛС с синтезированной антенной*. Угловая ширина диаграммы направленности синтезированной антенны пропорциональна отношению длины волны к эффективной длине антенны ( $\lambda/L$ ).

Таким образом, синтезированная антenna представляет собой эквивалент многоэлементной антенной решетки. Наибольшее практическое распространение синтезированные антенны получили в самолетных РЛС бокового обзора [10], который осуществляется следующим образом. Установленная неподвижно на борту самолета антenna имеет парциальную диаграмму направленности, достаточно узкую в направлении полета (за счет увеличения габаритов антенны до размеров, соизмеримых с длиной фюзеляжа самолета) и более широкую в направлении, перпендикулярном к направлению полета. Зона обзора по ширине определяется дальностью действия РЛС при отклонении луча антенны влево или вправо от высоты полета самолета, а по длине — пройденным расстоянием. Обычно используются две антенны бокового обзора. При формировании искусственной апертуры ее эффективная длина измеряется формулой  $L_{\text{эфф}} = vt$ , где  $v$  — скорость самолета;  $t$  — время накопления импульсов, отражаемых целью. Вследствие высоких скоростей

полета  $L_{\text{аф}} \gg L$ , где  $L$  — длина антенны вдоль фюзеляжа, поэтому  $\lambda/L_{\text{аф}} \ll \lambda/L$ , т. е. ширина диаграммы направленности за счет синтезированной антенны значительно уменьшается в направлении полета, что приводит к увеличению разрешающей способности РЛС (рис. 27). За время синтезирования  $t_c$  сигналы, отражаемые целью, с выхода приемника поступают на входы линии задержки на время, необходимое для последующего одновременно-

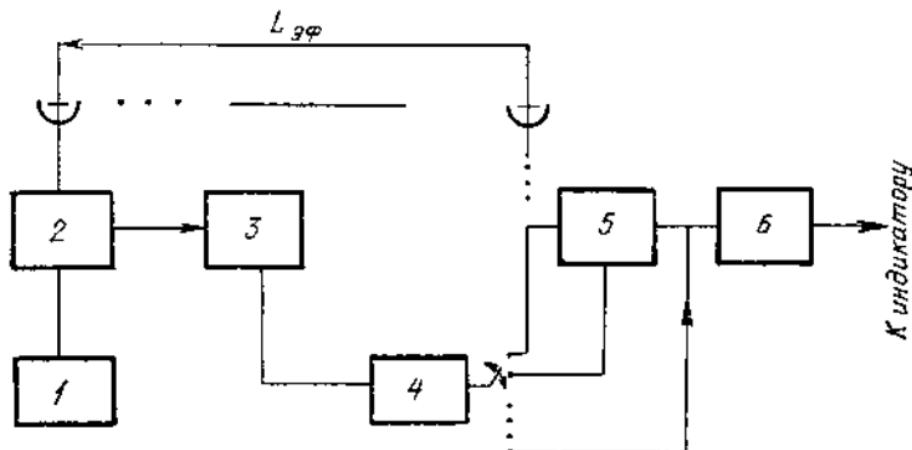


Рис. 27. Принцип синтезирования апертуры:

1—передатчик; 2—антенный переключатель; 3—приемник; 4—коммутатор; 5—линия задержки; 6—сумматор

го выделения на суммирующем устройстве с учетом амплитудных и фазовых соотношений, образуя в результате интерференционный сигнал, характеризующий синтезированную антенну.

Как правило, индикация отраженных сигналов в РЛС бокового обзора проводится на экране электронно-лучевой трубки (ЭЛТ) путем развертки некоторого луча, яркость или длительность свечения которого в каждой точке пропорциональна интенсивности принимаемого сигнала. Развертка в РЛС бокового обзора при непосредственном наблюдении осуществляется в двух взаимно перпендикулярных направлениях: по дальности в направлении, перпендикулярном к курсу самолета, и по направлению движения самолета. Если изображение развертки фотографируется на фотопленку, протягиваемую мимо экрана ЭЛТ со скоростью, пропорциональной скорости движения самолета вдоль направления развертки, соответствующего направлению этого движения, применяется односторочная развертка. Информация о радиолокацион-

ных свойствах местности запечатлевается на обрабатываемой затем фотопленке. При синтезировании апертуры в направлении движения самолета используются различные методы анализа разрешающей способности, основанные на фильтрации пространственных частот или частот Доплера, векторном сложении сигналов, принимаемых в положении синтезирования, и определении взаимно-корреляционной функции во времени с учетом направления

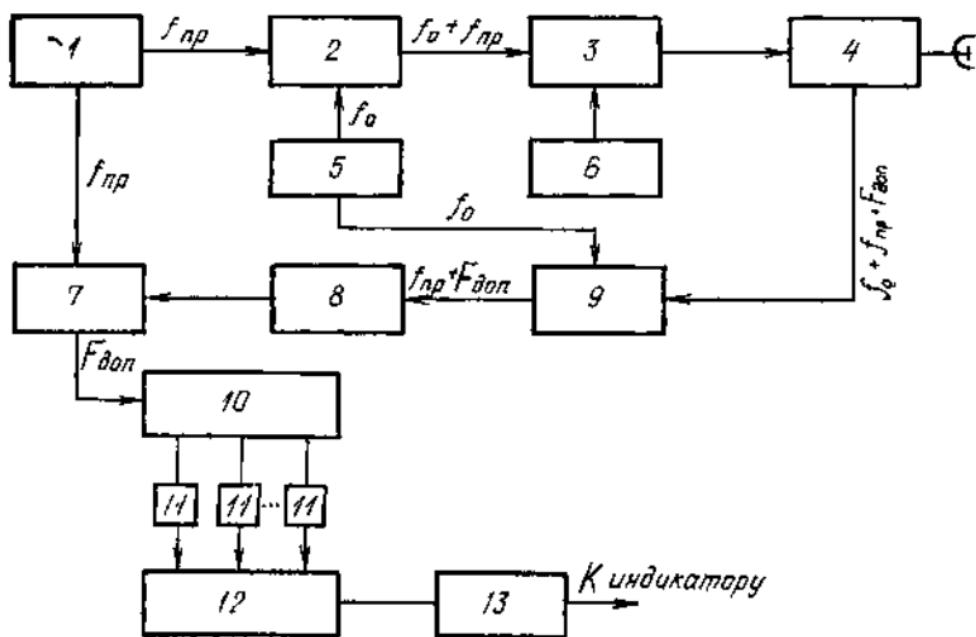


Рис. 28. Примерная схема РЛС с синтезируемым раскрывом без вспомогательных устройств:

1—генератор промежуточной частоты; 2—модулятор; 3—импульсный усилитель; 4—антенный переключатель; 5—когерентный высокочастотный генератор; 6—импульсный модулятор; 7—фазовый детектор; 8—усилитель промежуточной частоты; 9—смеситель; 10—линия задержки; 11—фазовращатель; 12—сумматор; 13—детектор

прихода отраженных сигналов. Детальный математический анализ процесса синтезирования апертур приводится в [10].

РЛС бокового обзора с синтезированным раскрывом должны иметь в своем составе когерентный приемно-передающий тракт, обеспечивающий в точках синтезирования необходимую амплитудную и фазовую информацию об отражаемых целью сигналах, линию задержки, суммирующие устройства и индикатор, устройства для фазовой коррекции различия в расстояниях до цели в точках синтезирования апертуры и других вспомогательных

операций, выполняемых радиоэлектронными методами (согласование режима полета с операциями обработки, задание эффективного размера синтезируемой апертуры в зависимости от характера пеленгуемых целей и др.) (рис. 28). Назначение фазовращателей (ФВ) — устранение зависимости фазы принимаемого сигнала от взаимного расположения самолета и цели на участке синтезирования апертуры. На рисунке представлена электронная система обработки, которая при хорошем математическом обеспечении позволяет проводить обработку в почти реальном времени. В качестве устройства обработки применена линия задержки с временами задержки между выходами, равными периоду повторения импульсов в процессе синтезирования апертуры. Могут быть, однако, применены и другие устройства памяти.

Если ФВ отсутствуют, система обработки называется *несфокусированной*, т. е. синтезируется несинфазный

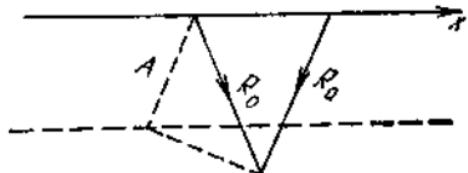


Рис. 29. Нахождение фазовой коррекции для синтезирования синфазного раскрыва

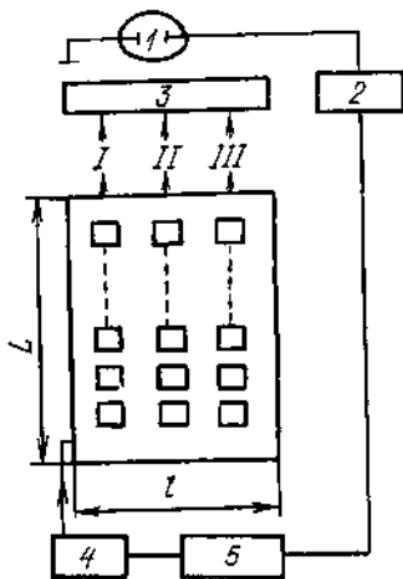


Рис. 30. Схема расположения каналов обработки синтезируемых раскрызов для дискретных наклонных дальностей:

раскрыв. Легко показать, что изменение фазы сигнала, отраженного целью на выходе фазового детектора при движении самолета вдоль оси  $x$ , определяется выражением

$$f(x) = k \frac{x^2}{R_0} + \text{const}, \quad (4.1)$$

где  $k$  — волновое число;  $R_0$  — наклонная дальность до цели (рис. 29); const — начальная фаза когерентного опорного сигнала.

Следовательно, для синтезирования синфазного раскрыва посредством ФВ необходимо вводить фазовую коррекцию, определяемую выражением (4.1). Системы обработки с фазовой коррекцией (4.1) называются *сфокусированными*. Если разрешение по наклонной дальности необходимо получать для каждого дискретного положения антенны в синтезированном раскрыве, то разрешение в направлении движения самолета — посредством многоканального накопления импульсов (рис. 30). Развертка луча по дальности осуществляется одновременно с накоплением в каждом канале импульсов, отраженных целями с различными наклонными дальностями. Число каналов соответствует числу дискретных положений ан-

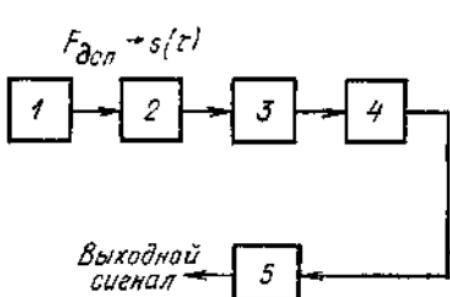


Рис. 31. Схема построения оптической системы обработки сигналов в РЛС с синтезированным раскрывом:

1 — фазовый детектор; 2 — усилитель; 3 — преобразователь СВЧ сигнала в световой; 4 — оптическая операция требуемого вида; 5 — преобразователь выходных данных

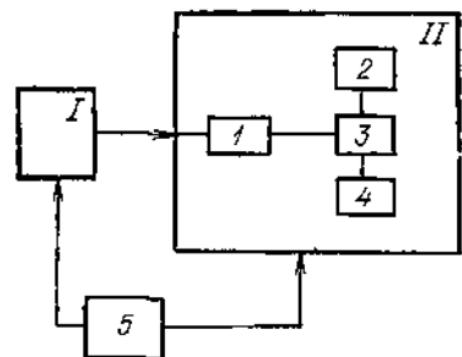


Рис. 32. Структурная схема преобразователя оптического устройства обработки сигналов в РЛС с синтезированным раскрывом:

I — когерентная РЛС; II — преобразователь радиосигналов в световые; 1 — видеоусилитель; 2 — устройство развертки; 3 — экран ЭЛТ; 4 — устройство индикации; 5 — устройство согласования режима полета самолета и работы РЛС с временем синтеза

тены вдоль длины синтезирования раскрыва. При непосредственной индикации каждой развертке по дальности на индикаторе соответствует своя строка. При регистрации на фотопленку производится протяжка последней в направлении, перпендикулярном к развертке, синхронно положениям самолета на каждом синтезируемом участке раскрыва.

Для синтезирования апертур применяются электронные системы обработки корреляционного типа и типа оптимального фильтра [10].

Сравнительно недавно появились оптические системы обработки сигналов в РЛС с синтезированным раскрывом (рис. 31). Сигнал от когерентного приемопередающего тракта преобразуется в световой, записываемый на оптическом транспаранте, после чего оптически обрабатывается и преобразуется при помощи индикации к требуемому виду. Составными частями оптического устройства обработки являются: преобразователь радиолокационных сигналов в световые когерентные сигналы (рис. 32), оптическое решающее устройство и преобразователь выходных данных, составляющие собственно оптическую систему обработки (рис. 33). Сигнал от когерентной РЛС поступает на преобразователь, в котором происходит световая фиксация радиолокационных сигналов. После фотохимической обработки пленки полученная информация расшифровывается с помощью оптического решающего устройства, выполняющего операции требуемого вида. Обычно экспонирование пленки происходит на борту самолета, а ее обработка — в стационар-

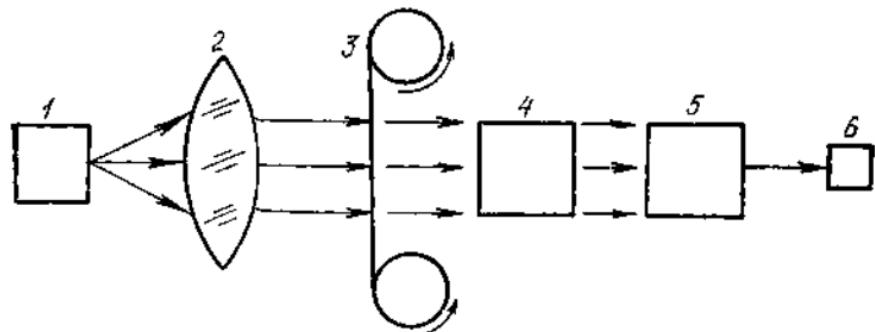


Рис. 33. Структурная схема оптического устройства обработки сигналов:

1—лазер; 2—коллиматор; 3—фотопленка; 4—оптическое решающее устройство; 5—преобразователь выходных сигналов; 6—индикатор

ных условиях. Однако возможна и передача регистрируемой информации по каналам связи.

Оптическое решающее устройство состоит из набора линз, выполняющих те или иные преобразования над двумерными оптическими сигналами, транспарантов, на которых записаны оптические модели фильтров или опорных функций при корреляционной обработке и сигналов для фазовой коррекции вида (4.1). На фотопленке каждому каналу по дальности соответствует своя строка, поэтому оптические устройства обработки обеспечивают многоканальную работу РЛС по дальности. Применение современных ЭЛТ и высокоразрешающих фотоматериалов позволяет осуществить высокое разрешение (до  $44 \text{ mm}^{-1}$ ) и обработку с проявленной фотопленки в реальном времени.

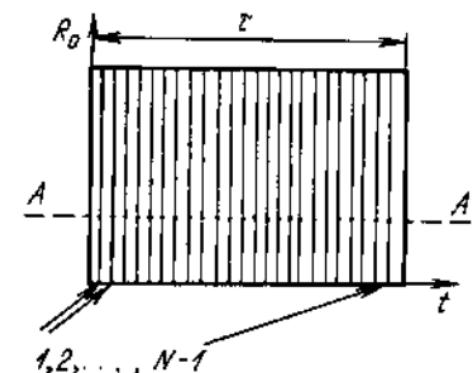


Рис. 34. Структура оптического транспаранта, регистрируемая преобразователем:  
— время синтезирования раскрытия; 1, 2, ..., N-1 — дискретные временные местонахождения самолета на участке синтезирования апертуры

т — время синтезирования раскрытия;  
1, 2, ..., N-1 — дискретные временные местонахождения самолета на участке синтезирования апертуры

чувствительность к вибрациям и большое время фотохимической обработки регистрирующих материалов. Однако в радиолокационных задачах, требующих высокого разрешения и наглядности результатов, они весьма перспективны. Кроме того, их применение позволяет осуществить визуализацию радиолокационных карт местности с высоким разрешением.

В соответствии с принципами оптической развертки, накапливания и фиксации радиолокационных сигналов, отражаемых целями на экране ЭЛТ (см. рис. 30), результирующая информация представляет собой оптический транспарант, на котором в двумерном виде запечатлена пространственно-временная развертка распределения интенсивности отраженных сигналов определенным участком местности (рис. 34) в координатах пространство — время. Так как при обработке требуется одновременное выделение всех сигналов на отрезке времени  $\tau$ , то в оптических устройствах обработки применяются цилиндриче-

ские линзы, выполняющие интегрирование по одной переменной  $t$ , если ось линзы параллельна координате наклонной дальности. Отраженные целью сигналы являются функциями двух переменных, поэтому оптические двумерные системы позволяют вести многоканальную обработку информации, причем число каналов равно числу строк, а протяженность строк определяется шириной зоны обзора.

### 4.3. АНТЕННА — ПРОСТРАНСТВЕННЫЙ ФИЛЬТР

Рассмотрим произвольный волновой фронт  $a(x, y, z)$ , распространяющийся вдоль оси  $z$  прямоугольной декартовой системы координат (рис. 35). В плоскости  $z=0$  его пространственный спектр определится выражением

$$A_0(f_x, f_y) = \iint_{-\infty}^{\infty} a(x, y, z=0) \exp[-j2\pi(f_x x + f_y y)] dx dy, \quad (4.2)$$

где

$$f_x = \frac{\cos \alpha}{\lambda} x; \quad f_y = \frac{\cos \beta}{\lambda} y.$$

Если в плоскости  $z=0$  нет никаких ограничивающих апертур, то на произвольном расстоянии от нее

$$A_z(f_x, f_y) = \iint_{-\infty}^{\infty} a(x, y, z) \exp[-j2\pi(f_x x + f_y y)] dx dy, \quad (4.3)$$

где

$$a(x, y, z) = \iint_{-\infty}^{\infty} A_0(f_x, f_y) \times \\ \times \exp[j \cdot 2\pi(f_x x + f_y y)] df_x df_y. \quad (4.4)$$

Учитывая, что процесс распространения волнового фронта удовлетворяет волновому уравнению

$$\nabla^2 a(x, y, z) + \\ + k^2 a(x, y, z) = 0, \quad (4.5)$$

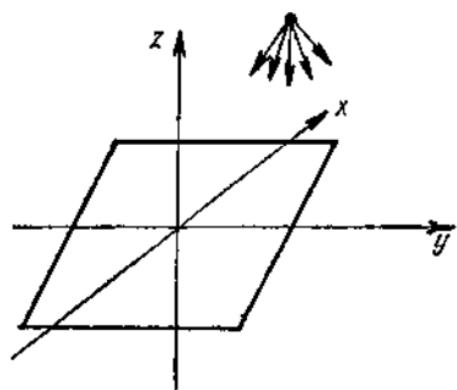


Рис. 35. Фильтрация волнового фронта апертурой антенны з

где  $\nabla^2$  — оператор Лапласа, подставляем в (4.5) волну (4.4). Получаем дифференциальное уравнение в декартовой системе координат:

$$(d^2/dz^2) A_z(f_x, f_y) + k^2 (1 - \cos^2 \alpha - \cos^2 \beta) A_0(f_x, f_y) = 0,$$

частное решение которого имеет вид

$$A_z(f_x, f_y) = A_0(f_x, f_y) \times \\ \times \exp \left[ j \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{1 - (\cos^2 \alpha + \cos^2 \beta)} z \right]. \quad (4.6)$$

Подставляя (4.6) в (4.4), имеем

$$a(x, y, z) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} A_0(f_x, f_y) \times \\ \times \exp \left[ j \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{1 - (\cos^2 \alpha + \cos^2 \beta)} z \right] \times \\ \times \exp [j \cdot 2\pi (f_x x + f_y y)] df_x df_y. \quad (4.7)$$

Заметим, что при  $\cos^2 \alpha + \cos^2 \beta \leq 1$  формула (4.7) описывает лишь фазовые набеги спектральных составляющих волнового фронта  $a(x, y, z)$ . Вне этой области пространственных частот показатель экспоненты, содержащий  $z$ , становится отрицательным, т. е. описывает затухающие пространственные гармоники волнового фронта  $a(x, y, z)$ .

Следовательно, участок свободного пространства длиной  $z$  является пространственным фильтром спектра волнового фронта  $a(x, y, z)$  с конечной полосой пропускания. Учитывая, что  $f_x = \cos \alpha / \lambda$ , а  $f_y = \cos \beta / \lambda$ , получаем, что передаточная характеристика участка пространства длиной  $z$  имеет вид

$$H(f_x, f_y) = \frac{A_z(f_x, f_y)}{A_0(f_x, f_y)} = \\ = \exp \left\{ j 2\pi \frac{z}{\lambda} \sqrt{1 - [(\lambda f_x)^2 + (\lambda f_y)^2]} \right\}.$$

Полоса пропускания такого фильтра  $f_x^2 + f_y^2 \leq 1/\lambda^2$  тем уже, чем больше длина волны при фиксированном  $z$  или чем больше  $z$  при фиксированном  $\lambda$  (см. (1.30)).

Предположим, что в плоскости  $z=0$  помещена антenna с площадью апертуры  $S$ , на которую падает произвольный электромагнитный волновой фронт  $a(x, y, z)$  со

спектром  $A_0(f_x, f_y)$ . Процесс приема излучения антенной без учета краевых эффектов можно условно описать некоторым амплитудным коэффициентом пропускания апертуры

$$t(x, y) = \begin{cases} \gamma & \text{на площади } S; \\ 0 & \text{в остальных точках,} \end{cases}$$

где  $\gamma$  — коэффициент усиления антенны. Тогда принимаемый апертурой волновой фронт

$$a_{\text{пп}}(x, y, z=0) = a(x, y, z=0) t(x, y).$$

На основании теоремы свертки

$$A_{\text{пп}}(f_x, f_y) = A_0(f_x, f_y) \otimes T(f_x, f_y), \quad (4.8)$$

где  $A_0(f_x, f_y)$  — преобразование Фурье от распределения поля в апертуре.

Возьмем для примера прямоугольную апертуру с коэффициентом усиления  $\gamma$ . Ее коэффициент пропускания определим как

$$t(x, y) = \gamma \operatorname{rect} \frac{x_1}{L_x} \operatorname{rect} \frac{y_1}{L_y}, \quad (4.9)$$

где  $L_x, L_y$  — размеры апертуры в направлениях  $x, y$ .

На основании теоремы свертки

$$\begin{aligned} F\{A_{\text{пп}}(f_x, f_y)\} &= F\{A_0(f_x, f_y)\} F\{t(f_x, f_y)\} = \\ &= a(x, y, z) (l_x, l_y) \operatorname{sinc}(l_x, f_x) \operatorname{sinc}(l_y, f_y), \end{aligned} \quad (4.10)$$

где  $f_x = x_0/(\lambda z)$ ;  $f_y = y_0/(\lambda z)$ , т. е. диаграмма направленности прямоугольной апертуры описывается хорошо известной функцией  $\sin \psi / \psi$ . Как известно, ширина главного лепестка такой диаграммы направленности (расстояние между первыми двумя нулями в прямоугольной системе координат) составляет  $\Delta x_0 = 2\lambda z / L_x$ ,  $\Delta y_0 = 2\lambda z / L_y$  и определяет разрешающую способность антенны. Для ее увеличения (уменьшения расстояний  $\Delta x_0, \Delta y_0$ ) следует увеличивать размеры апертуры  $L_x, L_y$  на конкретной длине волны, что и стимулировало исследования и технический прогресс в области их синтеза.

С точки зрения влияния на спектр принимаемого волнового фронта любая апертура — антenna конечных размеров — служит пространственным фильтром. Формируемая его диаграмма направленности — поле в дальней

зоне — является сверткой спектра исходного волнового фронта и отклика апертуры. Пространственное ограничение распространяющейся волны приводит к расширению его углового спектра, и наоборот.

#### 4.4. РАЗРЕШАЮЩАЯ СПОСОБНОСТЬ РЛС С СИНТЕЗИРОВАННОЙ АНТЕННОЙ

Итак, разрешающая способность РЛС — это способность раздельного наблюдения целей, различающихся по угловым координатам и дальности. Если разрешающую способность по угловым координатам (или по линейным координатам на местности) в основном определяет ширина диаграммы направленности антенны (ее электрические размеры), то разрешающая способность по дальности из-за влияния шумов и помех носит вероятностный характер.

Для оценки разрешающей способности РЛС по угловым координатам запишем поле излучения антенны с плоским раскрытием площадью  $S$ , расположенной в плоскости  $z=0$  прямоугольной декартовой системы координат  $x, y, z$  (рис. 36). В произвольной точке пространства

$$E(x, y, z) = A \iint_S f(\xi, \eta) (e^{jkr}/R) d\xi d\eta,$$

где  $A$  — коэффициент пропорциональности;  $f(\xi, \eta)$  — распределение поля в раскрытии.

В приближении Френеля

$$R = R_0 + \frac{\xi^2 + \eta^2}{2R_0} - \left( \frac{x}{R} \xi + \frac{y}{R} \eta \right),$$

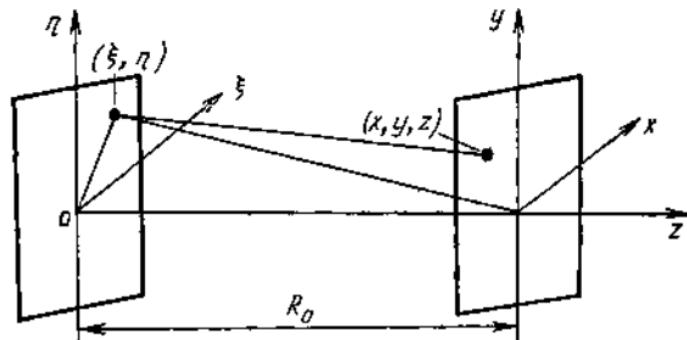


Рис. 36. Расчет разрешающей способности РЛС по угловым координатам

$$E(x, y, R_0) = \frac{A}{R_0} \exp(jkR) \int_S f(\xi, \eta) \times \\ \times \exp\left(jk \frac{\xi^2 + \eta^2}{2R_0}\right) \exp\left[-jk\left(\frac{x}{R_0}\xi + \frac{y}{R_0}\eta\right)\right] d\xi d\eta, \quad (4.11)$$

т. е. диаграмма направленности является преобразованием Фурье от распределения поля в раскрыве с учетом квадратичного фазового множителя. Фокусирование раскрыва есть не что иное, как устранение его, что достигается введением под знак интеграла комплексно-сопряженной экспоненты  $\exp\{-jk[(\xi^2 + \eta^2)/2R_0]\}$ . В частности, при равномерном и синфазном распределении поля в раскрыве выражение (4.11) имеет вид

$$E(x, y, R_0) \sim \frac{\sin(\pi x l_x / \lambda R_0)}{\pi x l_x / \lambda R_0} \frac{\sin(\pi y l_y / \lambda R_0)}{\pi y l_y / \lambda R_0} \quad (4.12)$$

Из (4.12) следует, что расстояния между первыми нулями этой функции по координатам  $x$  и  $y$  определяются соотношениями  $\Delta x = 2\lambda R_0 / l_x$ ;  $\Delta y = 2\lambda R_0 / l_y$ , где  $l_x$ ,  $l_y$  — размеры раскрыва вдоль осей  $x$ ,  $y$ .

Таким образом, фокусирование антенны по дальности до цели, соответствующей каждой точке синтезирования апертуры, эквивалентно тому, что в каждой из этих точек мы облучали бы цель антенной с конечной кривизной (конечным фокусным расстоянием), компенсирующей фазовый множитель  $\exp[jk(\xi^2 + \eta^2)/2R_0]$ , соответствующий наклонной дальности до цели. Существенное увеличение эффективных размеров синтезированных апертур  $l_x$ ,  $l_y$  позволяет значительно увеличить их разрешающую способность (уменьшить  $\Delta x$ ,  $\Delta y$ ).

#### 4.5. ОБРАБОТКА ИНФОРМАЦИИ В РАДИОЛОКАТОРЕ С СИНТЕЗИРОВАННОЙ АПЕРТУРОЙ

Из выражения (4.1) и рис. 29 следует, что в каждой точке синтезирования апертуры величина коррекции фазы является функцией  $R_0$ , т. е. устройство обработки радиолокационного сигнала должно быть многоканальным по наклонной дальности до цели в пределах участка полета  $L$  — размера синтезируемой апертуры. Обычно критерием разрешающей способности в плоскости наблюдения

ния целей служит полуширина диаграммы направленности антенны, определяемая из соотношения (4.12), откуда  $\Delta x = \lambda R_0 / 2L$ .

Рассмотрим кратко требования к системам обработки информации в РЛС с синтезируемым раскрывом. Например, для получения разрешающей способности  $\Delta x = 5$  м при длине волны 3 см на высоте полета 100 км требуется синтезировать раскрыв при длине полета

$$L = \frac{\lambda R_0}{2x} = \frac{3 \cdot 10^{-2} \cdot 100 \cdot 10^3}{2 \cdot 5} = 300 \text{ м.}$$

Если скорость полета  $v$  равна 300 м/с, то время синтезирования  $\tau = L/v = 1$  с. При частоте следования импульсов  $F_n = 10^3 \text{ с}^{-1}$  (Гц) суммируется  $N = \tau F_n = 10^3$  сигналов в одном кадре информации для каждой развертки. Если размер полосы обзора перпендикулярно к направлению полета  $M$  составляет 100 км при данной разрешающей способности, то число каналов обработки в каждой точке траектории  $N_1 = M/\Delta x = 100\,000/5 = 2 \cdot 10^4$ . С учетом необходимости обработки амплитудной и фазовой информации в каждом кадре скорость обработки имеет порядок  $2N N_1 = 4 \cdot 10^7$  оп/с. Практически с учетом необходимости коррекции фазы отраженного сигнала (фокусирования апертуры) для каждой наклонной дальности эта цифра повышается до  $10^9$ – $10^{10}$  оп/с. Для реализации такой скорости обработки трудно переоценить значение оптических систем. Помимо высокой скорости обработки радиоэлектронной информации оптические системы и в особенности голографические позволяют добиваться высокой плотности ее регистрации, что в обычных радиоэлектронных системах представляет значительные трудности. Один кадр информации РЛС с синтезированным раскрывом содержит  $10^8$  и более двоичных единиц при числе каналов  $10^3$  и более. Следует, однако, отличать скорость обработки радиолокационной информации от скорости ее получения в окончательном виде. Если при цифровой обработке информацию можно непосредственно выводить на экран дисплея, то при оптической обработке неизбежным этапом является фотохимическое проявление и сушка пленки. Одним из перспективных вариантов обработки является применение оптико-цифровых процессоров, о которых говорилось выше.

Рассмотрим алгоритм обработки радиолокационного сигнала в РЛС с синтезированным раскрывом.

Пусть носитель антенны РЛС с синтезируемым раскрытием движется со скоростью  $v$  относительно цели вдоль оси  $x$  (рис. 37). Отраженный целью сигнал имеет временнюю зависимость

$$O(t) = \alpha u [t - \tau(t)], \quad (4.13)$$

где  $\alpha$  — коэффициент, характеризующий отражательную способность цели;  $u(t)$  — излученный сигнал;  $\tau(t)$  — задержка сигнала, отраженного целью, для различной наклонной дальности в точках синтезирования раскрыва  $R(x)$ . Наиболее часто разрешение по наклонной дальности обеспечивается использованием в качестве зондирующих сигналов коротких высокочастотных импульсов, модулируемых несущей частотой  $f_0$ . В этом случае

$$u[t - \tau(t)] = |u(t - \tau_i)| \times \cos(2\pi f_0 t + \varphi_i + \Phi_0), \quad (4.14)$$

где  $\varphi_i = 4\pi R(x_i)$  — фаза сигнала в произвольной  $i$ -й точке синтезирования;  $\Phi_0$  — начальная фаза сигнала. Учитывая, что

$$\Delta R(x) = R(x) - R_H \approx x \sin \beta + \frac{(x - x_H)^2}{2R_H} \cos^2 \beta$$

( $\Delta R_{\max} = L \sin \beta$ ), получаем

$$R(x) \approx R_H + x \sin \beta + \frac{(x - x_H)^2}{2R_H} \cos^2 \beta; \quad (4.15)$$

$$\varphi(x) \approx \left( \frac{4\pi}{\lambda} R_H = \text{const} \right) + \frac{4\pi}{\lambda} x \sin \beta + \frac{2\pi}{\lambda R_H} (x - x_H)^2 \cos^2 \beta.$$

Для каждой точки синтезирования раскрыва в пределах его линейных размеров  $x_H$  это выражение позволяет рассчитать необходимую коррекцию фазы. Когда размеры синтезируемого раскрыва значительно меньше наклонной дальности до цели, третьим слагаемым в выражении

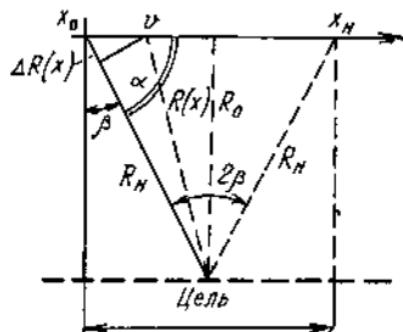


Рис. 37. Характеристики взаимного расположения антенны и цели

(4.15) можно пренебречь. Подставляя (4.15) в (4.14), нетрудно убедиться, что для обработки радиолокационного сигнала в процессе синтезирования апертуры при полете по прямолинейной траектории система обработки должна суммировать сигналы с линейным изменением частоты согласно закону изменения времени задержки  $\tau \approx (x/c)\sin \beta$ . В случае более сложных траекторий полета соответствующим образом изменяется алгоритм обработки радиолокационной информации.

Текущая координата синтезируемого раскрыва  $x = x_0 + vt$ , где  $x_0$  — начальная координата при первом нуле диаграммы направленности реальной антенны (см. рис. 37). Доплеровское смещение частоты

$$\omega_D = \frac{2\pi}{\lambda} 2R(x) = \frac{4\pi}{\lambda} v \cos \alpha(t). \quad (4.16)$$

С учетом (4.14), (4.15) результирующий сигнал, принятый антенной при пролете расстояния  $x(t)$  за время  $t$ , будет иметь вид

$$O(t) = \alpha |u(t - \tau)| \cos \left( \omega_0 t + \int_0^t \omega_D dt + \Phi_0 \right) \quad (\omega_0 = 2\pi f_0). \quad (4.17)$$

Таким образом,  $\cos \alpha(t) = x(t)/\sqrt{R_0^2 + x^2(t)}$  или с учетом  $L/2 \ll R_0$   $\cos \alpha \approx x(t)/R_0$  (см. рис. 37). Поэтому из (4.16) следует

$$\omega_D \approx \frac{4\pi}{\lambda} v \frac{x(t)}{R_0} = \frac{4\pi}{\lambda R_0} v (x_0 + vt). \quad (4.18)$$

Подставляя (4.18) в (4.17), получаем

$$O(t) = \alpha |u(t - \tau)| \cos [\omega_0 t + \omega_{D_{\max}} t + (2\pi v^2/\lambda R_0) t^2], \quad (4.19)$$

где  $\omega_{D_{\max}}$  — максимальный доплеровский сдвиг частоты в начале и конце облучения цели антенной на маршруте синтезирования апертуры. Значит,

$$\omega_{D_{\max}} = \frac{2\pi}{\lambda} 2[R(x) - vt \sin \beta] \approx \frac{4\pi}{\lambda} v \beta, \quad (4.20)$$

где  $\beta$  — полуширина диаграммы направленности реальной антенны (см. рис. 37). Отраженный сигнал (4.19)

лежит в основе голограммической трактовки обработки радиолокационного сигнала при синтезировании апертуры.

Отраженный сигнал  $O(t) = \alpha |u(t-\tau)| \exp [j\omega_0(t - 2R_h/c)]$  в параксиальном приближении Френеля  $R_h \approx R_0 + [(x-x_0)^2/2R_0]$  без учета амплитудных множителей имеет вид

$$O(t) = \exp \{j[2\pi f_0 t - 2\pi(x-x_0)^2/\lambda R_0]\}, \quad (4.21)$$

где  $|x_0| = L/2$ . Если бы рассматривали двумерный случай, т. е. протяженность синтезирования раскрыва и вдоль оси  $y$  величиной  $M$ , то (4.21) имело бы вид

$$O(t) = \exp \{j[2\pi f_0 t - 2\pi[(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2]/\lambda R_0]\}. \quad (4.22)$$

Выражение (4.22) при преобразовании в оптический диапазон и регистрации на фотопленку представляет собой не что иное, как голограмму точечного объекта — зонную дифракционную пластинку. Нетрудно убедиться, что (4.21) есть сечение последовательности данных зонных пластинок вдоль оси  $x$ , т. е. в направлении синтезирования раскрыва, соответствующих различным площадям моноимпульсной антенны (ось  $AA$  на рис. 34). В каждом из положений, отмеченных точками на рис. 34, вдоль строки развертки по наклонной дальности (вертикальная линия) формируется последовательность сечений зонных пластинок на один и тот же транспарант. Если после фотохимической обработки данный транспарант осветить волной с фазовым множителем  $e^{-j2\pi f_0 t}$ , то восстановится голограммическое изображение кадра информации. Для увеличения разрешающей способности восстановленного изображения синтезом апертуры информацию, распределенную по строкам и соответствующую различным точкам синтезирования апертуры, нужно свернуть во времени (вдоль оси  $t$  на рис. 34), а для различных наклонных дальностей (в перпендикулярном направлении) устраниТЬ квадратичный фазовый множитель, описываемый вторым слагаемым показателя экспоненты выражения (4.21). Заметим, что первое слагаемое показателя экспоненты (4.21) является радиотехническим аналогом опорной волны в оптической голограммии. Чтобы одновременно выполнить эти операции с помощью одного процессора, была использована линза, которая в плос-

кости, параллельной линиям транспаранта (см. рис. 34), была конической, а в перпендикулярной им — цилиндрической. В силу того, что при записи используется волна, длина которой значительно больше длины волн оптической реконструкции изображений, а апертура кадра меньше апертуры синтеза раскрыва и зоны обзора по наклонной дальности в неадекватном соотношении и разнице в длинах волн, восстановленное изображение получится в некотором масштабе. Из-за голограммического характера процесса записи и последующего восстановления будет два изображения — действительное и мнимое. Для разделения их в пространстве и фокусировки применяются соответствующие оптические методы, например фокусировка изображения на бесконечность с помощью цилиндрической линзы, ось которой перпендикулярна к строкам кадра (с последующим формированием изображения обычной сферической линзой).

#### 4.6. ОПТИЧЕСКИЙ АНАЛОГ РАДИОСИГНАЛА И ЕГО ОБРАБОТКА

После преобразования радиосигнала в оптический диапазон его аналогом является транспарант с изменяющимся по площади комплексным коэффициентом пропускания по волновому полю

$$T(x, y) = |T(x, y)| e^{j\Phi(x, y)}. \quad (4.23)$$

Таким образом, преобразование радиолокационного сигнала

$$u(t, \tau) = |u(t, \tau)| \cos [\omega t + \phi(t, \tau)] \quad (4.24)$$

или  $u(t, \tau) = |u(t, \tau)| e^{j\Phi(t, \tau)}$  в его оптический аналог (4.23) физически связано с изготовлением транспаранта с амплитудной  $T(x, y)$  и фазовой  $\phi(x, y)$  функциями пропускания по полю. Сокращенно эта аналогия обозначается преобразованиями

$$|u(t, \tau)| \longleftrightarrow |T(x, y)|; |\phi(t, \tau)| \longleftrightarrow |\phi(x, y)|, \quad (4.25)$$

где  $\tau$  — время задержки радиолокационного сигнала. При изготовлении радиооптического транспаранта его коэффициент прозрачности пропорционален  $|T(x, y)|^2$ , а

$$\phi(x, y) = (2\pi/\lambda_0)[n(x, y) - 1]l(x, y), \quad (4.26)$$

где  $\lambda_0$  — длина оптической волны, на которой проводится оптическая обработка;  $n(x, y)$  — коэффициент преломления транспаранта;  $l(x, y)$  — толщина транспаранта.

В связи с техническими трудностями изготовления транспарантов с резкими градиентами  $f(x, y)$  (резкими градациями толщины) фазовую информацию удобнее кодировать в амплитуде, т. е. после фазового детектирования радиосигнала записывать его на какой-то промежуточной частоте. Тогда

$$u(t, \tau) = |u(t, \tau)| \cos [\omega_{\text{пр}} t + \Phi(t, \tau)], \quad (4.27)$$

причем частота  $\omega_{\text{пр}}$  должна быть значительно больше максимальной частоты  $\omega_{\text{max}}$  с учетом эффекта Доплера, которая является модулирующей (огибающей) для частоты  $\omega_{\text{пр}}$ .

Так как коэффициент пропускания транспаранта  $|T(x, y)|^2$  всегда положителен, то для полноты записи радиосигнала  $u(t, \tau)$  положительной и отрицательной полярности необходима начальная пороговая подсветка (фон)  $T_0$ , относительно которой изменяется радиосигнал  $u(t, \tau)$ , причем  $u_0 \geq |u(x, y)|_{\text{max}}$ , где  $u(x, y) = u_0(x, y) \times T(x, y)$ ;  $u_0(x, y)$  — волновой фронт, падающий на транспарант в оптической системе обработки. Коэффициент пропускания по полю световой волны транспаранта с подсветкой

$$T_1(x, y) = \{T_0 + |T(x, y)| \cos [\omega_{\text{пр}} x + \Phi(x, y)]\}. \quad (4.28)$$

Как уже отмечалось, отказавшись от трудно решаемой технологической задачи воспроизведения фазовой функ-

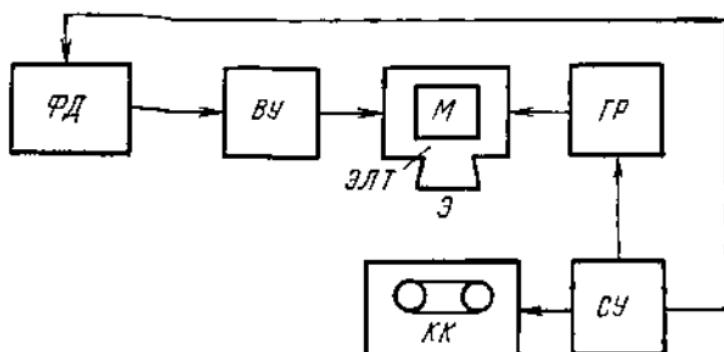


Рис. 38. Структурная схема преобразования радиолокационного сигнала в оптический аналог:

ФД — фазовый детектор РЛС с синтезируемым раскрывом; ВУ — усилитель промежуточной частоты; М — модулятор интенсивности луча ЭЛТ с экраном Э; ГР — генератор развертки луча ЭЛТ по наклонной дальности; КК — кинокамера; СУ — устройство, синхронизирующее протяжку кинопленки и развертку по дальности с режимом синтезирования апертуры

ции  $\phi(x, y)$  и положив ее постоянной, мы свели задачу преобразования радиолокационного сигнала в световой к изготовлению транспаранта с коэффициентом амплитудного пропускания  $|T_1(x, y)|^2$  и постоянной толщиной. Разворотка одномерного радиосигнала по плоскости его оптического аналога (транспаранта) осуществляется указанным выше способом по времени синтеза апертуры и наклонной дальности по цели. Кадры информации через

период синтезирования апертуры сменяются протяжкой пленки, управляемой устройством синхронизации ее движения со скоростью движения носителя антенны.

Примерная структурная схема устройства для преобразования радиолокационного сигнала в оптический аналог изображена на рис. 38. Принцип его работы заключается в следующем. После фазового детектирования сигналов промежуточной частоты  $\omega_{\text{пр}}$  от РЛС с синтезируемым раскрытом аналоговые радиосигналы, промодулированные доплеровской частотой, модулируют яркость свечения экрана Электронно-лучевой трубки ЭЛТ. Генератор развертки ГР обеспечивает однострочную развертку луча по наклонной дальности до цели перпендикулярно к направлению движения носителя антенны (ось  $x$  на рис. 39). Поскольку антenna работает, как правило, в моноимпульсном режиме, на строке получаются дискретные пятна, яркость которых пропорциональна отражательным или излучающим (при пассивной локации) свойствам цели (целей). Размер пятна вдоль оси  $x$  пропорционален длительности зондирующего (в случае активной локации) моноимпульсного сигнала, а их количество — скорости, а также интервалу сканирования луча по наклонной дальности. Размер пятна вдоль оси  $y$  (в направлении полета) определяется произведением скорости носителя на длительность зондирующего сигнала, а количество пятен в кадре

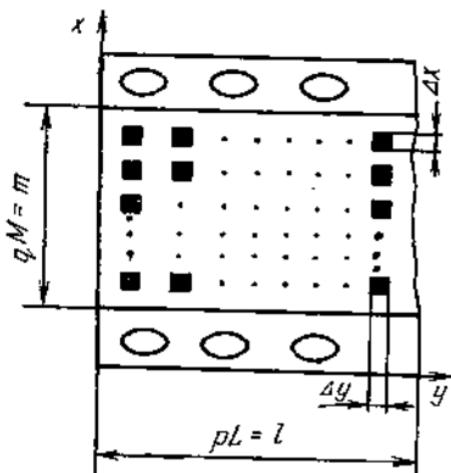


Рис. 39. Структура кадра—носителя информации

всего детектирования сигналов промежуточной частоты  $\omega_{\text{пр}}$  от РЛС с синтезируемым раскрытом аналоговые радиосигналы, промодулированные доплеровской частотой, модулируют яркость свечения экрана Электронно-лучевой трубки ЭЛТ. Генератор развертки ГР обеспечивает однострочную развертку луча по наклонной дальности до цели перпендикулярно к направлению движения носителя антенны (ось  $x$  на рис. 39). Поскольку антenna работает, как правило, в моноимпульсном режиме, на строке получаются дискретные пятна, яркость которых пропорциональна отражательным или излучающим (при пассивной локации) свойствам цели (целей). Размер пятна вдоль оси  $x$  пропорционален длительности зондирующего (в случае активной локации) моноимпульсного сигнала, а их количество — скорости, а также интервалу сканирования луча по наклонной дальности. Размер пятна вдоль оси  $y$  (в направлении полета) определяется произведением скорости носителя на длительность зондирующего сигнала, а количество пятен в кадре

информации — отношением длины синтезируемого раскрыва  $L$  к произведению скорости полета носителя на длительность зондирующего импульса.

Заметим, что при непрерывном режиме работы радиолокатора вместо пятен получаем непрерывную засветку вдоль осей  $x$  и  $y$ .

Устройство синхронизации СУ (см. рис. 38) может обеспечивать как накопление строк в одном кадре в течение синтезирования раскрыва длиной  $pL$  (пленка в это время не движется), так и ее непрерывную протяжку. При уменьшении скорости протяжки дискретный характер пятен вдоль оси  $y$  может превратиться в непрерывную градацию засветки вдоль направления синтезирования.

Естественно, что размеры кадра  $l_{xm}$  информации в направлении синтеза апертуры длиной  $L$  и шириной зоны обзора  $M$  связаны с ними масштабными коэффициентами  $p \ll 1$ ,  $q \ll 1$ . Очевидно, что  $p = v/u$ , а  $q = c/v_t$ , где  $v$  — скорость носителя;  $u$  — скорость протяжки пленки;  $c$  — скорость света;  $v_t$  — скорость развертки на строке.

Дальнейшая фотохимическая обработка пленки проводится так же, как и в голограммии, с учетом нелинейности характеристической кривой почернения, ее разрешающей способности, динамического диапазона и других характеристик.

Фотохимическая обработка может проводиться как до экспонирования, так и после него. Аналогично и оптическая обработка информации может проводиться после фотохимической обработки или одновременно с ней в квазиреальном времени.

Задача обработки оптического аналога радиосигнала сводится к сжатию частотно-модулированного радиосигнала по оси  $y$  (см. рис. 39) в каждом канале по оси  $x$ . В случае нефокусированной обработки (зона дифракции Фраунгофера) требуется многоканальный анализатор спектра доплеровских частот вдоль оси  $y$ . Его оптическим аналогом является цилиндрическая линза с осью, параллельной направлению полета носителя  $y$  (синтеза апертуры).

#### 4.7. ОПТИЧЕСКАЯ ОБРАБОТКА ИНФОРМАЦИИ В ФОКУСИРОВАННЫХ РАДИОЛОКАТОРАХ

Более сложной задачей, чем предыдущая, является обработка сигналов с квадратичной фазовой коррекцией,

т. е. в зоне дифракции Френеля. Если синтез апертуры происходит вдоль оси  $y$ , то в процессе обработки информации необходимо осуществлять корреляционное преобразование над сигналом вида

$$u(y) = \int_0^L O(y_1) r(y_1 - y) dy, \quad (4.29)$$

где  $u(y)$  — результирующий сигнал;  $O(y_1)$  — опорный и зондирующий сигналы;  $r(y_1 - y)$  — отражаемый целью сигнал в произвольной точке синтезируемого раскрыва.

Поскольку  $O_1(y_1) = O_0 + O(y_1)$ , а  $r_1(y - y_1) = r_0 + r(y_1 - y)$ , где  $O_0$  и  $r_0$  — однородный световой фон для оптической записи сигналов  $O(y_1)$  и  $r(y_1 - y)$  ( $O_0 \geqslant |O(y_1)|_{\max}$ ;  $r_0 \geqslant |r(y_1 - y)|_{\max}$ ), то подынтегральное выражение (4.29) имеет четыре слагаемых:

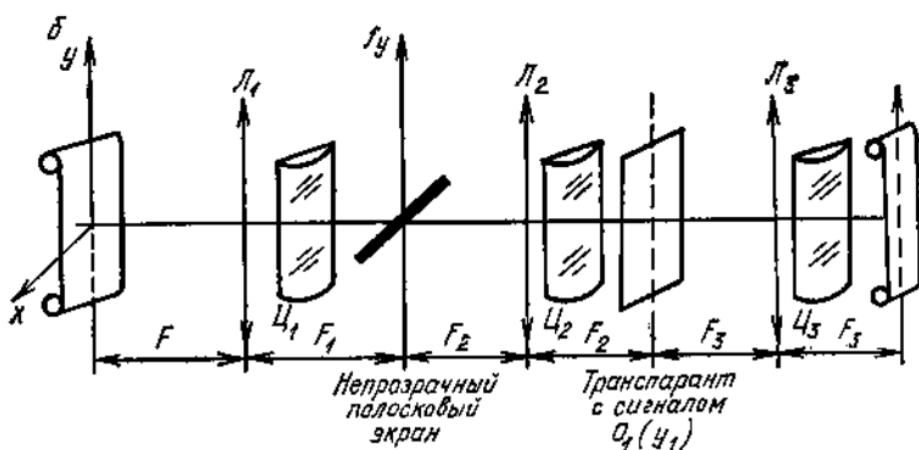
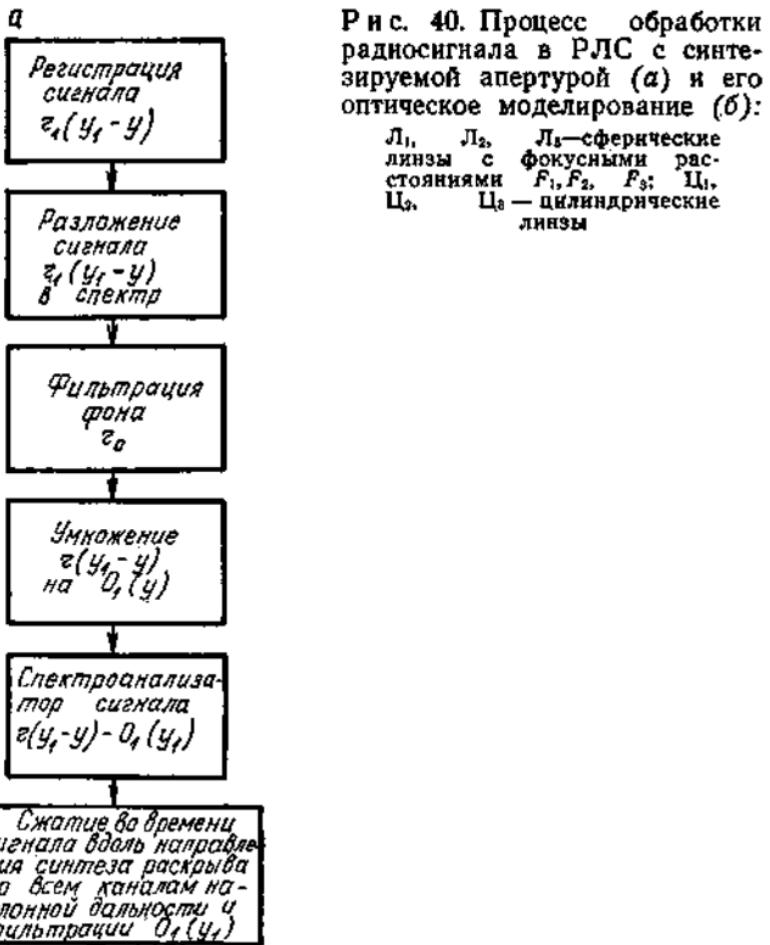
$$O_0 r_0 + O_0 r(y_1 - y) + r_0 O(y_1) + O(y_1) r(y_1 - y). \quad (4.30)$$

Если выбрать уровень светового фона опорного и зондирующего сигналов  $O_0 = 0$ , то первые два слагаемых в (4.30) исчезают. С учетом того, что оптическая запись опорного  $O(y_1)$  сигнала и светового фона отраженного сигнала  $r_0$  ведется на некоторой промежуточной низкой частоте  $\omega_{\text{пр}}$ , третье слагаемое интеграла (4.30) при подстановке в него (4.29) также обращается в нуль. Если записывать оптическую модель радиолокационного сигнала на протягиваемую вдоль экрана ЭЛТ пленку по оси  $y$ , то после обработки пленки на транспаранте образуется оптический аналог радиосигнала  $r_1(y_1 - y_{\text{пл}})$ . Исключение светового фона  $r_0$ , на котором записывается отраженный сигнал  $r(y_1 - y)$ , осуществляется путем фильтрации нулевой составляющей спектра сигнала  $r_0 + r(y_1 - y)$ , т. е. частоты  $\omega_{\text{пр}}$ . Полученный после фильтрации сигнал  $r(y_1 - y_{\text{пл}})$  затем согласно (4.29) нужно перемножить с опорным сигналом  $O_1(y_1)$ , являющимся эталонным для каждой точки синтезируемого раскрыва.

Результат перемножения преобразует интеграл (4.29) в его оптическую модель:

$$u(y_{\text{пл}}) = \int_0^L O_1(y_1) r(y_1 - y_{\text{пл}}) dy_{\text{пл}}. \quad (4.31)$$

Для выделения из этого интегрального преобразования нужного сигнала  $r(y_1 - y_{\text{пл}})$  необходимо произвести



фильтрацию опорного сигнала  $O_1(y_1)$  и фокусировку сигнала вдоль оси  $y$  (сжатие во времени в радиотехническом аналоге) для каждой наклонной дальности (вдоль оси  $x$  на рис. 39).

Схематически этот процесс в радиотехническом диапазоне изображен на рис. 40, а, а его оптический аналог — на рис. 40, б. На выходе оптической системы с помощью щелевого фильтра выходной плоскости системы обработки происходит оптическое сжатие во времени (синтез апертуры) радиолокационного сигнала, т. е. его фокусированная обработка вдоль оси  $y$  (направления полета носителя антенны) для всех наклонных дальностей до цели вдоль оси  $x$ , что обеспечивается цилиндрической линзой. На кинопленке в выходной плоскости оптической системы обработки получаем оптическую модель радиолокационного изображения местности, которую можно наблюдать непосредственно.

Моделирование радиолокационного сигнала можно рассматривать в данном случае как одномерную голограмму в радиодиапазоне электромагнитных волн. Двумерный характер придает ей протяжка кинопленки. Рассмотрим теперь процедуру восстановления изображения.

Отраженный точечной целью радиосигнал имеет оптическую модель

$$r_1(y_{\text{пл}}) = r_0 + |r_1| \cos [\varphi_0 + (2\pi/\lambda R_n) ny_{\text{пл}}^2], \quad (4.32)$$

где  $R_n$  — наклонная дальность до цели;  $y_{\text{пл}}$  учитывает квадратичную зависимость фазы сигнала при синтезировании раскрыта вдоль оси  $y$ ;  $n$  — масштабный коэффициент. Квадрат модуля выражения (4.32) определяет амплитудное пропускание транспаранта — оптической модели радиолокационного сигнала.

Рассмотренный ранее дифракционный интеграл Кирхгофа в приближении Френеля для нахождения поля электромагнитной волны на произвольном расстоянии от излучающего раскрыта в сечении  $y_1$  на расстоянии  $R$  от транспаранта в оптическом диапазоне волн будет иметь вид

$$\begin{aligned} u(y_1) &= \frac{1}{\lambda_0 R} \int_{-\infty}^{\infty} u(y_{\text{пл}}) e^{j(k_0/2R)(y_{\text{пл}} - y_1)^2} dy_{\text{пл}} = \\ &= e^{j(k_0/2R)y_1^2} \int_{-\infty}^{\infty} u(y_{\text{пл}}) e^{j(k_0/2R)y_{\text{пл}}^2} e^{-j(k_0/R)y_1 y_{\text{пл}}} dy_{\text{пл}}, \end{aligned} \quad (4.33)$$

где  $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ ;  $\lambda_0$  — длина оптической волны. Для фокусированной обработки или компенсации квадратичных фазовых ошибок радиосигнала (4.32) в его оптической модели (4.33) должно выполняться условие  $k_0/2R = -2\pi n/\lambda R_{\text{н}}$ , т. е.

$$\frac{2\pi}{\lambda_0 R} = -\frac{2\pi R}{\lambda R_{\text{н}}} \left( \frac{\lambda}{\lambda_0} = -\frac{2R}{R_{\text{н}}} \right). \quad (4.34)$$

Представим сигнал (4.32) в виде

$$r_1(y_{\text{пл}}) = r_0 + \frac{1}{2} \left\{ |r| \exp \left[ j \left( \varphi_0 + \frac{2\pi n}{\lambda R_{\text{н}}} y_{\text{пл}}^2 \right) \right] \right\} + \\ + |r| \exp \left[ -j \left( \varphi_0 + \frac{2\pi n}{\lambda R_{\text{н}}} y_{\text{пл}}^2 \right) \right], \quad (4.35)$$

где  $\lambda = c/2\pi\omega$  — длина радиоволны. Освещая транспарант с коэффициентом, пропорциональным  $r_1(y_{\text{пл}})$ , как и в голографии, получаем фон и два восстановленных изображения цели, т. е. на некотором расстоянии  $R_m$  от транспаранта будем иметь световую волну с сечением вдоль оси  $y$  вида

$$u(y_M, R_M) = A \int_0^{pL} \exp \left[ j \left( \frac{k_0}{2R_M} + \frac{2\pi n}{\lambda R_M} \right) y_{\text{пл}}^2 \right] \times \\ \times \exp \left( -j \frac{2\pi}{\lambda_0 R} y_M y_{\text{пл}} \right) dy_{\text{пл}} = B \sin \left( \frac{\pi y_M pL}{\lambda_0 R_M} \right), \quad (4.36)$$

где  $A$  и  $B$  — постоянные коэффициенты. Две остальные составляющие восстанавливающей волны, прошедшей через транспарант, являются паразитными. Для их разнесения в пространстве нужно использовать специальные средства.

Если мы запишем оптическую модель радиолокационного сигнала на некоторой промежуточной частоте  $\omega_{\text{пр}}$ , то выражение (4.35) примет вид

$$r_1(y_{\text{пл}}) = r_0 + |r| \cos [\varphi_0 + \omega_{\text{пр}} y_{\text{пл}} + 2\pi n y_{\text{пл}}^2 / \lambda R_{\text{н}}]. \quad (4.37)$$

Представляя (4.37) в виде трех слагаемых аналогично (4.35) и проводя расчет аналогичного оптического восстановления радиоизображения, как и в предыдущем случае, получаем две оптические волны в плоскости  $y_M$  на расстоянии  $R_m$  от транспаранта, пространственные спектры которых в выходной плоскости имеют вид

$$R_1(f_y) = \int_0^{pL} r_0 \exp \left( j \frac{\pi}{\lambda_0 R} y_{\text{пл}}^2 \right) \exp (-j \cdot 2\pi f_y y_{\text{пл}}) dy_{\text{пл}}; \quad (4.38)$$

$$R_2(f_y) = A \int_0^{pL} \exp [-j \cdot 2\pi (f_y - f_{\text{пр}}) y_{\text{пл}}] dy_{\text{пл}} = \\ = B \sin c [\pi (f_y - f_{\text{пр}}) pL],$$

где  $f_y = y_1 \omega / R_M 2\pi$ ;  $f_{\text{пр}} = y_1 \omega_{\text{пр}} / R_M 2\pi$ .

Таким образом, при оптическом восстановлении радиоизображения как голограммы получаем фоновое, действительное и мнимое изображения радиолокационных объектов (4.38), причем последние сдвинуты друг относительно друга в плоскости пространственных частот на величину  $2f_{\text{пр}}$ . Если обозначить максимальную ширину спектра радиосигнала  $\omega_{\text{макс}}$ , то для разделения в пространстве фона (первый из интегралов (4.38)) и изображений должно выполняться условие  $\omega_{\text{пр}} > \omega_{\text{макс}}$ , т. е. в спектре записанного сигнала нужно фильтровать нулевую частоту (постоянную составляющую). Из (4.34) легко найти расстояние, на котором происходит фокусировка изображения  $R = \lambda_m R_n / 2\lambda_0$  и которое определяется масштабным коэффициентом  $p$ .

Для компенсации квадратичного фазового набега, зависящего от наклонной дальности до цели вдоль оси  $x$  (см. рис. 39, 40, б), параллельно ей в оптическую систему обработки ставится коническая линза с фокусным расстоянием, изменяющимся вдоль оси по закону, удовлетворяющему условию вносимого фазового сдвига

$$\Phi_o(y_{\text{пл}}) = 2\pi y_{\text{пл}}^2 / \lambda_0 x_{\text{пл}} \alpha,$$

где  $\alpha$  — масштабный коэффициент. Учтем, что фазовая характеристика оптической модели радиосигнала  $\Phi_p(y_{\text{пл}}) = 2\pi p^2 y_{\text{пл}}^2 / \lambda x_{\text{пл}} q$ . Тогда из  $\Phi_o(y_{\text{пл}}) = \Phi_p(y_{\text{пл}})$  получаем требование к  $\alpha$  конической линзы:  $\alpha = q\lambda / p^2 \lambda_0$ .

#### 4.8. БОКОВОЙ ОБЗОР. РАДИОЛОКАЦИОННЫЕ КАРТЫ МЕСТНОСТИ

В современных РЛС обзора земной поверхности, устанавливаемых на летательных аппаратах, с целью повы-

шения разрешающей способности сочетаются принципы увеличения электрических размеров антенны ( $D/\lambda$ , где  $D$  — геометрический размер антенны;  $\lambda$  — длина волны) и синтезирования апертуры. Обзор проводится, как правило, с помощью антенны (рис. 41), устанавливаемой на самолете и имеющей узкую диаграмму направленности в плоскости, перпендикулярной к направлению полета. Размеры зоны обзора по наклонной дальности до цели  $R_H$  определяются дальностью действия РЛС. Электрические размеры антенны увеличиваются путем применения так называемых вдольфюзеляжных антенн с геометрическими размерами, соизмеримыми с габаритами самолета. Такой обзор, называемый боковым, может быть односторонним, как на рис. 41, и двусторонним.

*Радиолокационной картой местности* называют совокупность ее отражающих свойств, отраженных на каком-либо носителе информации в графическом, цифровом, оптическом или другом виде. Естественно, что наиболее наглядной, информативной и удобной является радиолокационная карта в оптическом виде, реконструированная оптической системой обработки сигналов РЛС с синтезируемым раскрытием. По качеству и разрешающей способности она не уступает обычным фотоснимкам, а в ряде случаев и превосходит их.

Важнейшей задачей радиолокационного картографирования местности является привязка изображения к топографической карте. Она осуществляется двумя методами:

- 1) на топографической карте выбираются некоторые контрольные (реперные) ориентиры с известными координатами (берега водоемов, развязки дорог, крупные сооружения и др.). Затем на оптической модели радиолокационной карты местности находятся эти же ориентиры и путем наложения карт их координаты совмещаются. Масштабы карт должны быть одинаковыми;

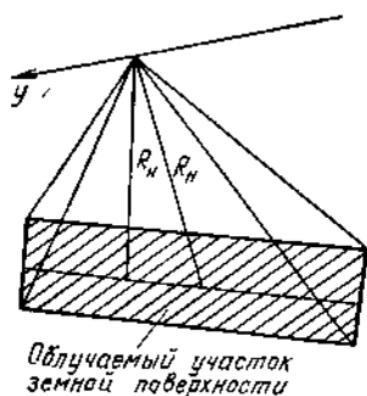


Рис. 41. Боковой обзор земной поверхности:

$y$  — направление полета;  $R_H$  — наклонная дальность до цели слева от курса полета

2) на радиолокационное изображение наносятся метки привязки, координаты которых с помощью навигационных систем носителя РЛС строго фиксируются и наносятся вместе с метками на радиолокационную карту. Последующий процесс совмещения топографической и радиолокационной карт аналогичен предыдущему.

В заключение данного раздела отметим, что оптическая обработка сигналов РЛС в сочетании с оптической оптимальной фильтрацией позволяет обнаруживать в текущем изображении местности те или иные объекты, признаки. Так, по характерным эталонным признакам можно определять наличие полезных ископаемых, подземных запасов воды, рельеф местности и т. д.

#### 4.9. ОПТИЧЕСКАЯ ОБРАБОТКА СИГНАЛОВ В ФАЗИРОВАННЫХ АНТЕННЫХ РЕШЕТКАХ

Основными преимуществами фазированных антенных решеток в сравнении с обычными антennами являются возможность электрического сканирования луча диаграммы направленности за счет линейного изменения дискретного распределения фазы от излучателя (приемника) к излучателю (приемнику) и повышение направленности (даже реализация сверхнаправленности) за счет использования специальных фазовых распределений от излучателя к излучателю, в том числе и в квазиреальном времени.

Как известно, для линейной антенны длиной  $L$  нормированная диаграмма направленности в параллельной ей плоскости имеет вид

$$E(\theta) = \sin c [(\pi L / \lambda) \sin \theta], \quad (4.39)$$

а для эквивалентной ей решетки излучателей из  $N$  элементов —

$$E_d(\theta) = \frac{1}{N} E_0(\theta) \sin c \left( \frac{Nd}{\lambda} \sin \theta \right) / \sin \left( \frac{\pi d}{\lambda} \sin \theta \right), \quad (4.40)$$

где  $E_0(\theta)$  — диаграмма направленности одиночного излучателя;  $\theta$  — угол от нормали к антенне (решетке) в параллельной ей плоскости;  $d$  — расстояние между излучателями.

Если возбуждение элементов решетки имеет вид  $J(n) = |J(n)| e^{j2\pi\phi(n)}$ , множитель решетки

$$E_p(\theta) = \frac{1}{N} \sum_{(-N-1)/2}^{(N-1)/2} |J(n)| e^{j2\pi\phi(n)} e^{(j2\pi nd/\lambda)\sin\theta}. \quad (4.41)$$

При выборе  $\phi(n) = (-nd/\lambda)\sin\theta_0$  (4.41) имеет вид функции

$$E_p(\theta) = \frac{1}{N} \frac{\sin[(Nd/\lambda)(\sin\theta - \sin\theta_0)]}{\sin[(\pi d/\lambda)(\sin\theta - \sin\theta_0)]}$$

с максимумом в направлении  $\theta = \theta_0$ , т. е. путем линейного наклона фазы на угол  $\theta_0$  соответствующим образом меняется направление максимума диаграммы направленности.

Перейдем к задаче приема такой решеткой радиопульса.

Сигнал, принятый  $n$ -м элементом решетки, запишем в виде

$$J(x) = |J(x)| \cos[(\omega_{np} + \omega_D)^t x / L - 2\pi n(d/\lambda)\sin\theta]. \quad (4.42)$$

Подставляя (4.42) в (4.41) и используя комплексное представление косинуса, методами, рассмотренными выше, находим коэффициент амплитудного пропускания оптического транспаранта, на котором записано поле (4.41).

Установив такую решетку в передней фокальной плоскости оптической системы обработки РЛС с синтезированным раскрытием параллельно оси  $x$  и снабдив выход каждого элемента решетки преобразователем аналогового сигнала в световой, можно исключить из системы обработки первую кинопленку и обрабатывать не оптический транспарант, а непосредственно оптическую модель радиолокационного сигнала, принимаемого решеткой. В качестве преобразователей используются диоды Ганна, мембранные модуляторы света и т. д.

#### 4.10. НЕКОГЕРЕНТНАЯ ОПТИЧЕСКАЯ ОБРАБОТКА СИГНАЛОВ

Выше мы рассмотрели вопросы оптической обработки когерентных сигналов, при которой требовалось сохранить фазовую информацию. Однако этими применениями не исчерпываются ее возможности. В принципе фильтрации, корреляции, кросс-корреляции и другим математическим операциям может быть подвергнута любая ин-

формация, преобразованная в световую, т. е. в транспарант с коэффициентом пропускания по интенсивности  $|T(x, y)|^2$ . При некогерентной обработке в отличие от когерентной манипулируют пространственными спектрами интенсивностей световой волны. Применение некогерентной оптической обработки перспективно при анализе, фильтрации звуковых, речевых, гидроакустических и других сигналов в различных научно-технических приложениях.

## Г л а в а 5. РАДИО- И ЗВУКОВИДЕНИЕ

---

Рассмотрев запись и воспроизведение голограмм, в § 3.3 мы вывели соотношения для расчета координат (3.27), поперечного (3.28), (3.29) и продольного (3.31) увеличений голографических изображений. При этом считаем, что на стадии записи и восстановления применяются волны хотя и различной длины, но одинаковой физической природы. Между тем информативные характеристики волн — амплитуда, фаза, поляризация — являются универсальными. Известный принцип электрического подобия заключается в следующем. Два волновых фронта

$$a(x, y, z) = |a(x, y, z)| e^{i\Phi(x, y, z)} \text{ и } A(\xi, \eta, \zeta) = \\ = |A(\xi, \eta, \zeta)| e^{i\Psi(\xi, \eta, \zeta)}$$

с соответствующими длинами волн  $\lambda$  и  $\Lambda$ , заданные на поверхностях  $s$  и  $S$ , электрически подобны и эквивалентны, если выполняются условия

$$\frac{\Lambda}{\lambda} = \frac{S}{s}; \quad |a(x, y, z)| = |A(\xi, \eta, \zeta)|; \quad \Phi(x, y, z) = \\ = \Psi(\xi, \eta, \zeta). \quad (5.1)$$

Здесь мы имеем в виду волновые поля электромагнитной природы.

Так как акустические волны другой физической природы и возбуждающие их колебания являются продольными, к ним вернемся позднее.

В предыдущем параграфе мы убедились в том, что путем геометрически подобных преобразований распределений электромагнитных полей на участке поверхности

в эквивалентное распределение светового луча, модулируемого отраженными радиосигналами, на фотопленке радиолокационная карта местности трансформируется в картографическую, т. е. визуализируется. Аналогично даже без синтезирования апертуры и применения методов голографии могут визуализироваться пространственные или поверхностные распределения энергии волновых фронтов, распространяющихся в какой-либо среде (свободном пространстве, воде, земной коре, телах другой физической природы). Преобразование волновой информации об объекте, который ее излучает или рассеивает, в видимый оптический диапазон наиболее удобно с точки зрения дальнейшей оптической обработки, наглядности представления. Возможна также и ее цифровая (после аналого-цифрового преобразования) и комбинированная (аналого-оптическая или оптико-цифровая) обработка с использованием ЭВМ.

Фокусирующие линзы могут быть реализованы и в других волновых диапазонах. Формирование радио- и звуковых изображений объектов — источников волновых фронтов — применяется в радио- и звуковидении, целью которых является обнаружение и распознавание объектов в оптически непрозрачных средах или на больших расстояниях.

Визуализация радиоволновых и звуковых полей обеспечивается разработкой аппаратуры или регистрирующих сред, преобразующих энергию волн этой физической природы в соответствующее распределение световой энергии. При этом задача непосредственного радиовидения, звуковидения и формирования голограмм соответствующего диапазона волн и соответствующей физической природы общая — регистрация пространственной структуры (распределения) энергии, переносимой одним (прямое радио- и звуковидение) или двумя интерферирующими (радио- и звуковая голография) волновыми фронтами.

Поэтому в дальнейшем при рассмотрении аппаратуры и регистрирующих сред для радио- и звуковой голографии следует учитывать, что они же применяются и для прямого формирования радио- и акустических изображений. Главным преимуществом голографического радио- и звуковидения перед прямой визуализацией радиоизображений является устранение необходимости разработки громоздких, сложных по исполнению и дорогостоящих фокусирующих линз радио- и акустических волн.

## 5.1. АППАРАТУРНЫЕ МЕТОДЫ РАДИОВИДЕНИЯ И РАДИОГОЛОГРАФИИ

Основными направлениями развития радиовидения и радиоголографии являются: визуализация формы и распознавание радиолокационных объектов; анализ и синтез антенн сверхвысоких частот, РЛС бокового обзора с синтезированием апертуры и сжатием импульса; радиоголографическая интерферометрия; неразрушающий контроль радиопрозрачных материалов.

Суть радиоголографии заключается в следующем. Объект облучается монохроматическими зондирующими СВЧ сигналами, которые, проходя сквозь него или рассеиваясь на нем, приобретают пространственно-поляризационную и амплитудно-фазовую структуру, присущую данному объекту. Регистрируя интерференционную картину этих сигналов с опорным сигналом на какой-либо поверхности, можно преобразовать ее в оптический диапазон с соответствующей реконструкцией изображения (возможно и цифровое восстановление на ЭВМ).

Микроволновая голографическая интерферометрия представляет собой метод исследования деформации различных поверхностей по интерференционным картинам, полученным при восстановлении изображения по двум голограммам, совмещенным в одной плоскости. Исходные голограммы формируются в СВЧ диапазоне с помощью сканирующих систем или многоэлементных матриц детекторов. Совмещение голограмм достигается съемкой двух голограмм на одну пластинку. Изображение, восстановленное в видимом свете с дважды экспонированной пластинки, содержит муаровый интерференционный узор, по которому измеряют деформацию объекта.

Для проведения оптического моделирования антенн необходимо воссоздать оптическую модель распределения поля в СВЧ раскрыве. С этой целью снимается голограмма поля антенны в зоне Френеля, затем данная СВЧ голограмма превращается в оптическую. Освещая оптическую голограмму восстанавливающей волной, примененной при записи СВЧ голограммы, получаем изображение оптической модели СВЧ поля. Расположив за ним линзу, осуществляющую фурье-преобразование последнего, сможем замерять оптическую модель диаграммы направленности исследуемой антенны.

Метод оптического моделирования и обработки [12] позволил осуществить юстировку антенн [13], произвести измерение параметров больших антенн по радиоголограмме поля на волновых фронтах малых размеров [14]. Была предложена радиоголографическая антенна [15], представляющая собой радиоголограмму, освещаемую опорным источником радиоволн. Данный метод дает возможность значительно уменьшать габариты антенн за счет того, что непосредственно за плоскостью радиоголограммы получается плоский волновой фронт. Моделируются диаграммы направленности антенн переменного профиля [7].

В большинстве экспериментов с двумерными СВЧ голограммами объекты облучались волновыми источниками непрерывного действия и голограмма записывалась сканированием всей голографической плоскости зондом. В новейших экспериментах по СВЧ интерферометрии плоский объект большой площади, от которого формировалась две интерференционные картины, сканировался дважды. Затем полученные после уменьшения наложенные фотографические записи при освещении лазером позволяли наблюдать СВЧ интерференционные полосы. Метод, предложенный в работе [8], сокращает время сканирования. В устройстве применяется импульсный приемно-передающий преобразователь.

**Аппаратурные методы формирования СВЧ голограмм.** Для записи СВЧ голограмм применяются матричные методы и методы сканирования. Механическое сканирование заключается в измерении регистрируемого СВЧ поля в плоскости голограммы с помощью сканируемого приемника и отображения полученной интерференционной картины на том или ином носителе. Используется для записи голограмм стационарных объектов. В первых работах по записи одно- и двухлучевых СВЧ голограмм [22] с помощью зонда и детектора, соединенного с усилителем и неоновой лампой, производился построчный обзор исследуемой поверхности. В соответствии с сигналом, принимаемым зондом, изменялась сила света неоновой лампы; световые вспышки лампы записывались на фотопленку. Затем голограмма уменьшалась до размеров  $4,5 \times 4,5$  мм и проводилось ее оптическое восстановление. В ряде экспериментов для получения оптического изображения с помощью СВЧ голограммы была использована система модуляции интенсивности электрон-

ного луча ЭЛТ, перемещаемого синхронно зонду [23].

Вариантом метода сканирования является метод, при котором приемная антенна неподвижна, а перемещается антенна, освещивающая объект, либо сам объект [14]. Возможен вариант с одновременным перемещением приемной и передающей антенн, а также самого объекта (сложное сканирование [14], в котором улучшается разрешающая способность).

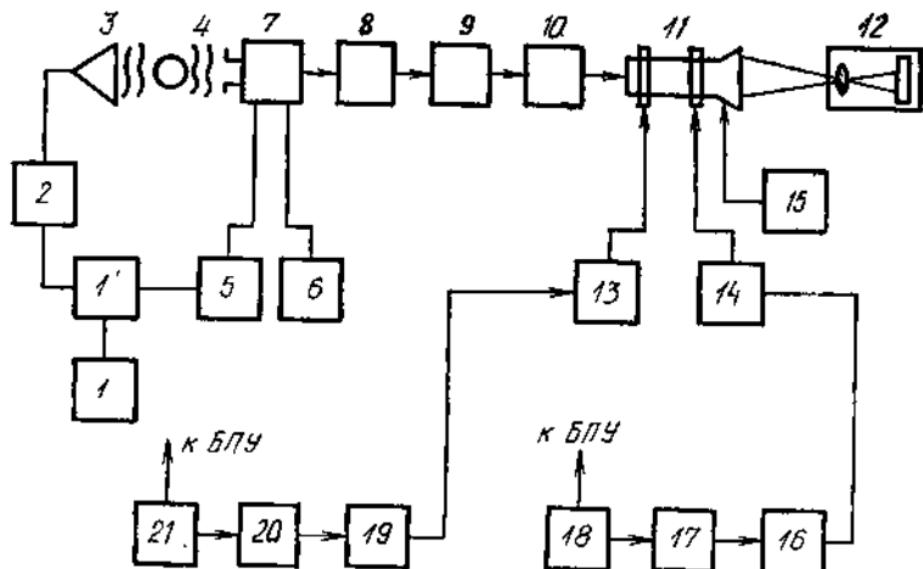


Рис. 42. Структурная схема голограммической установки, работающей в режиме искусственного формирования опорной волны:

1—СВЧ генератор; 1'—направленный ответвитель; 2—аттенюатор; 3—передающая антенна; 4—приемный зонд; 5—фазовращатель; 6—программное устройство; 7—входное устройство; 8—усилитель; 9—преобразователь амплитуда—время; 10—видеоусилитель; 11—ЭЛТ; 12—фотокамера; 13, 14—координатные усилители; 15—блок программного управления; 16, 19—преобразователи код—напряжение; 17, 20—счетчики; 18, 21—датчики импульсов

Голограммическая СВЧ установка (рис. 42) может иметь два режима работы: первый — с искусственным формированием опорной волны, второй — по методу интерференции двух лучей.

В первом режиме СВЧ колебания от кристаллического генератора 1 через направленный ответвитель 1' и аттенюатор 2 поступают на передающую антенну 3, облучающую рассеивающий объект. Колебания, дифрагированные на объекте, подаются в приемный зонд 4 входного устройства 7, расположенного в плоскости сканирования. Для имитации наклонного падения опорной волны на

плоскость сканирования в установке используется автоматический перестраиваемый фазовращатель 5, меняющий фазовый набег опорного сигнала при переходе сканируемого зонда со строки на строку.

В процессе записи голограммы с помощью механизмов горизонтального и вертикального перемещений зонд (рупорная антенна или открытый конец волновода) проходит с постоянной скоростью всю плоскость сканирования. Дискретность перемещения и количество выборок задает блок программного управления 6. После усилителя 8 сигнал поступает на преобразователь амплитуда—время (ПАВ) 9, где формируются импульсы с длительностью, пропорциональной амплитуде регистрируемого сигнала. Импульсы, усиленные видеоусилителем 10, подаются на модулирующий электрод ЭЛТ 11.

Применение ЭЛТ с большой яркостью свечения и высоким разрешением позволяет регистрировать голограмму на высокоразрешающие фотопленки с одновременным масштабированием посредством объектива. Чтобы исключить влияние нелинейности модуляционной характеристики ЭЛТ, рабочая точка выбирается постоянно на ее линейном участке, а устройство ПАВ обеспечивает изменение экспозиции засветки пропорционально амплитуде проходящего сигнала. Таким образом, луч ЭЛТ модулируется не по яркости, а по времени засветки, что устраняет нелинейность отображения голограммы.

Для дискретного перемещения луча ЭЛТ по координатам  $x$  и  $y$  применяются преобразователи код—напряжение (ПКН) 16, 19, которые формируют ступенчато-пилюобразное напряжение, усиливаемое координатными усилителями 13, 14. В качестве нагрузки усилителей применяются отклоняющие системы. На входы ПКН подаются импульсы со счетчиков 17, 20. Управление счетчиками осуществляется датчиками импульсов 18, 21.

При работе в режиме интерференции двух лучей с генератора 1 СВЧ энергия подается на две антенны, одна из которых облучает объект, а другая направлена непосредственно на приемный зонд 4.

Возможны и другие варианты аппаратурного исполнения радиоголограммических установок.

Электрическое сканирование позволяет одновременно регистрировать голограмму с помощью матрицы радиоприемных устройств. Оно применяется для регистрации динамических объектов. Возможны две разновидности

способа — использование матриц с полностью автономными каналами или матриц входных устройств, связанных с быстродействующим коммутатором.

Особенностью регистрации СВЧ голограммы с помощью радиоприемных устройств является возможность формирования опорной волны на частоте, отличной от частоты объектного сигнала [13]. Используя эту особенность, можно построить систему регистрации динамических объектов с одновременным определением их скоростей и визуализацией восстановленного изображения в реальном времени [14].

Матричный метод с простейшими приемниками уступает описанным методам в чувствительности и сложнее в реализации. Он позволяет производить параллельную запись голографической информации посредством антенной решетки, в элементы которой вмонтированы СВЧ диоды и полупроводниковые источники света, питаемые через усилитель постоянного тока. Такая матрица регистрировала интенсивность СВЧ поля с чувствительностью  $2 \text{ мВт}/\text{см}^2$  [23]. Достоинством системы является ее простота и способность регистрировать голограммы быстро протекающих процессов, недостатком — большой разброс параметров применяемых СВЧ диодов. Конструкция матричного приемника значительно проще, если СВЧ детектором служит устройство, излучающее световой поток, пропорциональный падающей СВЧ мощности.

В ряде случаев перспективным может оказаться сканирование плоскости голограммы линейной решеткой приемных устройств с применением быстродействующего коммутатора.

## 5.2. РЕГИСТРАЦИЯ РАДИОПОЛЕЙ СПЕЦИАЛЬНЫМИ СРЕДАМИ

Преимущества прямой регистрации радиоголограмм в сравнении с аппаратурными методами формирования голограмм заключаются в многократном удешевлении применяемой аппаратуры, устранении недостатков, связанных с дискретизацией голограммы, значительном уменьшении времени получения конечных данных и больших возможностях осуществления голографируемых динамических процессов в реальном времени.

Возможность регистрации СВЧ полей с помощью большинства из рассматриваемых сред основана на тепловых явлениях. Исследуемое СВЧ поле создает на по-

верхности среды тепловой рельеф, который в свою очередь изменяет ее физические свойства. Фиксируя эти изменения, можно получать картину распределения исследуемого СВЧ поля, в частности СВЧ голограмму. Таким образом, регистрирующая панель для повышения чувствительности должна содержать помещенную в термостат тонкопленочную структуру с хорошим поглощением СВЧ энергии и малой теплопроводностью.

Применяются следующие среды: специально обработанные фотоматериалы; монокристаллические и поликристаллические панели; кристаллы  $\text{CoCl}_2(\text{II})$ ; люминофоры на основе  $\text{ZnS}$ ,  $\text{CdS}$ ; жидкие кристаллы.

Наибольший интерес представляет метод, в котором для визуализации СВЧ поля используются жидкие кристаллы.

*Жидкокристаллическим*, или *мезоморфным*, называется такое состояние вещества, когда оно обладает свойствами, промежуточными между свойствами твердого кристалла и жидкости. В определенном интервале температур жидким кристаллам присущи свойства жидкостей (текучесть, способность находиться в каплевидном состоянии, слияние капель при соприкосновении) и кристаллических тел (анизотропия). Известно до 3000 названий веществ, образующих жидкие кристаллы.

Жидкие кристаллы типа смектических монокристаллов одноосны и имеют положительный знак двойного лучепреломления. Они не обладают свойством вращать плоскость поляризации света. Поскольку однородный смектический жидкий кристалл состоит из удлиненных молекул, ориентированных в одном направлении, лучи, колебания вектора  $E$  которых происходят вдоль продольной оси молекул, будут поглощаться сильнее, чем лучи, колебания которых происходят в поперечном направлении. Естественно, что величина поглощения зависит и от направления распространения лучей в кристалле.

Нематические жидкие кристаллы не обладают оптической активностью. Величина преломления их весьма велика и изменяется с колебаниями температуры. Многие жидкие кристаллы обладают сильно выраженным дихроизмом. Интенсивность рассеянных лучей уменьшается с увеличением угла между падающими и рассеянными лучами. Свет, проходящий через плоскую холестерическую текстуру, сильно отражается (рассеивается), причем длина волны его зависит не только от вещества и

температуры, но и от угла между лучами. По мере увеличения этого угла длина волны рассеянного луча уменьшается. Поэтому при освещении белым светом плоская холестерическая текстура имеет ярко выраженную окраску. Цвет окраски зависит от того, под каким углом к поверхности ведется наблюдение. Однако и при наблюдении под постоянным углом зрения окраска препарата изменяется в зависимости от изменения температуры.

Методы визуализации распределения СВЧ излучения основаны на предварительном преобразовании поверхностного распределения СВЧ энергии на плоскости в тепловой рельеф и последующей визуализации его с помощью жидкого кристалла. Для получения визуальной картины распределения интенсивности СВЧ энергии на плоскости используется детектор, состоящий из нескольких слоев: опорного, поглощающего, слоя жидкого кристалла и защитной пленки. Размеры детектора зависят от условий эксперимента. Жидкие кристаллы применяются в виде тонкопленочного покрытия. Защитная пленка предохраняет слой жидкого кристалла от окисления на воздухе.

В детекторах в качестве поглощающей подложки используются электропроводная бумага, слюда с напыленным на нее металлом, лавсановая пленка с проводящим покрытием. Повышение чувствительности детектора достигается путем уменьшения толщины слоев, применением более чувствительных жидкого кристалла и хороших поглотителей. Чувствительность жидкого кристалла может повышаться также за счет уменьшения интервала температур, в котором происходит изменение их цвета от красного до фиолетового. Информацию из такой окрашенной голограммы можно получить фотографированием на цветную пленку, фотометрированием через светофильтры с целью построения черно-белой голограммы, фотографированием через светофильтры на черно-белую пленку, подсветкой пленки рас-

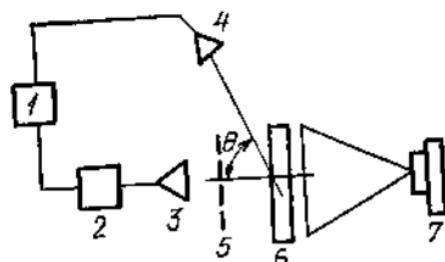


Рис. 43. Структурная схема установки для регистрации СВЧ голограмм на жидких кристаллах:  
1—СВЧ генератор; 2—аттенюатор; 3—предметный излучающий рупор; 4—опорный излучающий рупор; 5—предмет; 6—регистрирующая панель; 7—фотокамера

цвеченного кристалла каким-либо монохроматическим светом и фотографированием картины на пленку, не чувствительную к этому цвету (сенсибилизированную). Структурная схема установки для регистрации СВЧ голограмм на тепловых детекторах приведена на рис. 43. Высокочастотный генератор 1 через аттенюатор 2 облучает рупором 3 предмет 5, одновременно рупор 4 излучает плоскую опорную волну на регистрирующую апертуру 6.

Для расчета дифракционных свойств регистрирующей жидкости находится ее температурный градиент при стационарном потоке падающей энергии. Зависимость температуры жидкости от координаты  $z$  по нормали к поверхности и поперечной координаты  $x$  вдоль слоя жидкости имеет вид [20]

$$\delta T(z, x) = k_1 \frac{g_0}{k_2} \left\{ \frac{h(d-z)+1}{h\alpha} + \frac{M\Lambda}{2\pi} \times \right. \\ \times \frac{h \operatorname{sh}(2\pi/\Lambda)(d-z) + (2\pi/\Lambda) \operatorname{ch}(2\pi/\Lambda)(d-z)}{[h\alpha + (2\pi/\Lambda)^2] \operatorname{ch}(2\pi/\Lambda)d + (2\pi/\Lambda)(h+\alpha) \operatorname{ch}(2\pi/\Lambda)d} \times \\ \left. \times \cos \frac{2\pi}{\Lambda} x \right\}, \quad (5.2)$$

где  $\delta T(z, x)$  — разность температур жидкости и окружающей среды;  $g_0$  — усредненный по объему подложки поток мощности СВЧ поля, определяющий поперечное распределение последнего вдоль координаты  $x$  в виде  $g(x) = -g_0(1+M \cos(2\pi/\Lambda)x)$ ;  $M$  — коэффициент модуляции;  $\Lambda$  — период модуляции (для голограммы — величина, обратная пространственной частоте);  $k_2$  — коэффициент теплопроводности подложки;  $h = H/k_1$  ( $H$  — коэффициент теплообмена жидкости с окружающей средой);  $k_1$  — коэффициент теплопроводности жидкости;  $d$  — толщина слоя жидкости;  $\alpha = (k_1 + k_3)/\Delta k_2$  ( $k_3$  — коэффициент температуропроводности подложки,  $\Delta$  — ее толщина).

Температурный градиент, определяемый формулой (5.2), приводит к деформации поверхности слоя жидкости за счет объемного расширения и к изменению ее показателя преломления. Препятствует образованию рельефа силы тяжести и поверхностного натяжения. Для сравнительной оценки этих сил применим энергетический метод, при котором для единичной площадки сравниваются энергия сил поверхностного натяжения  $E_1$  и сил

тяжести  $E_2$ , с одной стороны, и тепловая энергия  $E_3$ , вызванная поглощением СВЧ энергии, с другой.

Очевидно, что

$$E_1 = Gh_1\Lambda; E_2 = \rho gh; E_3 = c\rho h_1\delta T, \quad (5.3)$$

где  $G$  — коэффициент поверхностного натяжения;  $h_1$  — глубина рельефа на поверхности слоя жидкости толщиной  $d$ ;  $\rho$  — плотность жидкости;  $g$  — ускорение силы тяжести;  $c$  — теплоемкость жидкости.

Для таких жидкостей, как трансформаторное масло, четыреххлористый углерод, и других  $E_1 + E_2 \ll E_3$ , т. е. тепловая энергия оказывает решающее влияние на образование поверхностного рельефа.

Для регистрации изменений в жидкости, получаемых в результате воздействия СВЧ излучения, используется метод голографической интерферометрии. Оптическая длина пути луча, проходящего сквозь слой жидкости по нормали в месте максимума рельефа  $h_1$ , определяется выражением

$$l_1 = nd + n_0 h_1, \quad (5.4)$$

где  $n$  и  $n_0$  — показатели преломления для жидкости и воздуха соответственно. С учетом зависимости показателя преломления жидкости от температуры  $dn/dT$  оптическая длина пути луча при воздействии СВЧ поля составит

$$l_2 = [n - (dn/dT) \delta T] (d + h_1). \quad (5.5)$$

Используя известный закон объемного расширения нагреваемых тел, из (5.4) и (5.5) находим связь  $h_1$  с  $d$  и фазовые сдвиги  $\Delta\phi$ ,  $\Delta\Phi$ , которые вносит нагретым слоем жидкости в поле световая волна длиной  $\lambda$ . Для прошедшей волны

$$\Delta\Phi = \frac{2\pi}{\lambda} \left[ (n - n_0) \beta - \frac{dn}{dT} \right] d \delta T, \quad (5.6)$$

для отраженной

$$\Delta\Phi = (4\pi/\lambda) n_0 \beta \delta T. \quad (5.7)$$

В формулах (5.6) и (5.7)  $\beta$  — коэффициент объемного расширения жидкости. Обозначим  $A_1 = (n - n_0) \beta - dn/dT$ ,  $A_2 = 2n_0 \beta$  и назовем их *модуляционно-пространственными характеристиками* жидкостей для регистрации СВЧ голограмм. Учитывая (5.2), зависимости  $\Delta\phi(\delta T)$  и  $\Delta\Phi(\delta T)$  будем называть *модуляционно-передаточными функциями*.

Практическая реализация радиоголографических экспериментов с использованием жидкостных пленочных индикаторов может осуществляться на установке, схематически представленной на рис. 44. На ней же выполняются измерения  $\Delta\phi$  и  $\Delta\Phi$ .

В первом случае (при измерении  $\Delta\phi$ ) расширенный системой линз 2 луч гелий-неонового лазера 1 делится зеркалом 3 в соотношении 2 : 1. Объектный луч, дважды

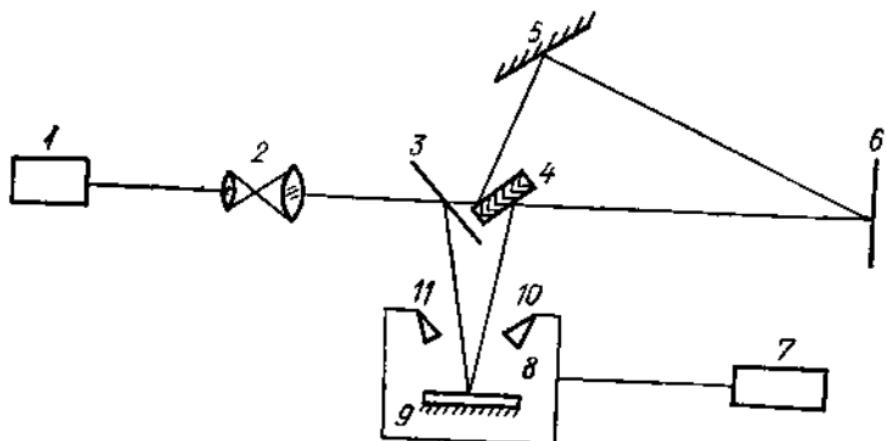


Рис. 44. Структурная схема установки для измерения модуляционно-передаточной характеристики жидкости:

1—лазер; 2—расширитель; 3—полупрозрачное зеркало; 4, 9—зеркала, формирующие объектный луч; 5—зеркало, формирующее опорный луч; 6—плоскость регистрации двухэкспозиционной голограммы; 7—СВЧ генератор; 8—исследуемая жидкость; 10, 11—микроволновые излучатели

ды проходящий через слой жидкости, формируется зеркалами 3, 4, 9, а опорный — зеркалами 3, 4, 5. Для обеспечения соотношения интенсивностей опорного и объектного пучков, близкого к единице, в опорный пучок вносится компенсатор — нейтральный светофильтр. Для получения интерферограмм в полосах конечной ширины в объектный луч вносится оптический клин, ориентацией которого определяется частота и расположение интерференционных полос.

Во втором случае (при измерении  $\Delta\Phi$ ) для разделения лучей, отраженных поверхностью жидкости и металлическим слоем 9, объектный луч фокусируется в некоторой плоскости, и перед попаданием в плоскость регистрации 6 из него диафрагмой выделяется луч, отраженный слоем 9. В связи с тем, что свободная поверхность слоя жидкости отражает малую часть падающей энергии

лазерного излучения, необходимо вводить дополнительный компенсатор в опорный пучок или изменять соотношение интенсивностей опорного и объектного пучков зеркалом 3. Восстановление голограмм проводится на этой же установке в отсутствие зеркала 3. Путем калибровки интерферограммы по плоскопараллельной пластинке получаем численные значения  $\Delta\phi$  и  $\Delta\Phi$ .

### 5.3. СРАВНИТЕЛЬНАЯ ОЦЕНКА РАДИОИЗОБРАЖЕНИЙ, ВИЗУАЛИЗИРОВАННЫХ АППАРАТУРНЫМ И ТЕПЛОВЫМ МЕТОДАМИ

Схема эксперимента по формированию и регистрации радиоизображений на жидкокристаллической панели показана на рис. 45. Генератор СВЧ 1 с аттенюатором 2 возбуждает излучатель 3, облучающий объект 4. Радиоизображение формируется зонированной линзой Френеля 5 с фокусным расстоянием  $F$ .

При аппаратурной регистрации радиоизображений линза устанавливается аналогичным образом между объектом и приемным зондом 4 (см. рис. 42).

Фотография буквы Я (а) и ее радиоизображения, визуализированные методом сканирования апертуры с различным шагом, и отображение на ЭЛТ (б) и жидкокристаллической панели (в) показаны на рис. 46.

Радиоизображение объекта, визуализированное при помощи жидкокристаллической панели, отражает истинную форму объекта с лучшей разрешающей способностью по сравнению с изображением, полученным методом сканирования. В случаях, требующих скоростной визуализации радиоизображения объектов, применение жидкокристаллических панелей в сравнении с методом

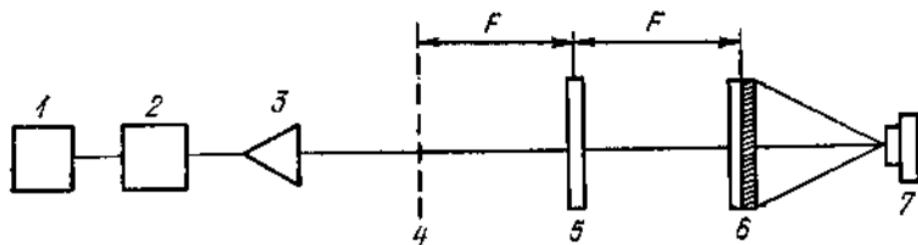


Рис. 45. Структурная схема установки для эксперимента по визуализации радиоизображений:  
1—генератор; 2—аттенюатор; 3—излучатель; 4—объект; 5—линза Френеля;  
6—регистратор; 7—фотоаппарат

сканирования волнового фронта более предпочтительно, так как время установления изображения составляет не более 1—2 с.

#### 5.4. РАДИОГОЛОГРАФИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СВЧ АНТЕНН

Принцип оптического моделирования направленности антенн основан на том, что при определенных условиях линза может быть элементом, выполняющим преобразование Фурье. Освещая транспарант Т плоская волна (рис. 47) формирует на его выходе заданное распределение светового поля. Линза Л, расположенная на фокусном расстоянии  $f$  от транспаранта и экрана Э, позволяет наблюдать на экране двумерное преобразование Фурье сигнала транспаранта. Волновые процессы в СВЧ и оптических когерентных системах достаточно строго описываются в соответствии с принципом Гюйгенса—Френеля:



Рис. 46. Фотография буквы Я (а) и ее радионизображений, визуализированных методом сканирования (б) и на жидкокристаллической панели (в)

точек поверхности до наблюдателя.

Из равенства (5.8) видно, что (с точностью до постоянного множителя) распределения полей оптического  $\Psi_o$  и радиодиапазонов  $\Psi_r$  совпадают, если

где  $\Psi$  — искомое поле;  $\Psi^S$  — поле, заданное на поверхности  $S$ ;  $k = 2\pi/\lambda$  — волновое число;  $R$  — расстояние от

$$\Psi = \frac{jk}{2\pi} \iint_S \Psi^S \frac{e^{jkr}}{R} dS, \quad (5.8)$$

$$\psi_o^{S_0} = \psi_p^{S_p}; \quad k_o R = k_p R_p. \quad (5.9)$$

Это относится к опытам без линз. Если применяется линза, следует учитывать фазовый сдвиг  $k_o R$ , вносимый ею в оптическом диапазоне за счет изменения длины оптического пути в материале линзы.

Второе условие (5.9) запишется при этом в виде

$$k_o (R_o - P) = k_p R_p, \quad (5.10)$$

где фазовый сдвиг  $P$  легко определить, решив геометрическую задачу прохождения световой волны через линзу:

$$P(x, y, z) = \sqrt{x_o^2 + y_o^2 + f^2} - f$$

( $x_o, y_o$  — координаты точки в плоскости оптической модели).

Если поверхности  $S_0$  и  $S_p$  — плоскости  $z_o = -f$  и  $z_p = 0$  соответственно (рис. 48), то, приняв коэффициенты разложения  $R_o, R_p$  и  $P$  в ряд, в выражении (5.10) получим с учетом связи координат в плоскостях  $S_0$  и  $S_p$  в результате моделирования  $x_p = mx_o, y_p = my_o$ :

$$\frac{m^2}{\Lambda z_p} = \frac{1}{\lambda} \left( \frac{1}{z_o} - \frac{1}{f} \right); \quad \frac{m \xi_p}{\Lambda z_p} = \frac{\xi_o}{\lambda z_o}; \quad \frac{m \eta_p}{\Lambda z_p} = \frac{\eta_o}{\lambda z_o}, \quad (5.11)$$

где  $\Lambda, \lambda$  — длины волн в оптическом и радиодиапазонах соответственно.

Такие результаты мы получим, если будем считать, что оставшиеся члены рядов разложения  $R_o, R_p, P$  малы. Для радиосистемы это означает, что поле исследуется в дальней зоне, а в оптической системе это справедливо для параксиальных пучков. Условие параксиальности следует считать основным при выборе масштаба моделирования  $m$  и фокусного расстояния линзы  $f$ .

Первое условие выражения (5.11) означает, что при исследовании поля в радиосистеме на расстоянии  $z_p$  от раскрыва необходимо измерять распределение поля на расстоянии  $z_o$  от главной плоскости линзы в оптической системе. При втором условии оптическое

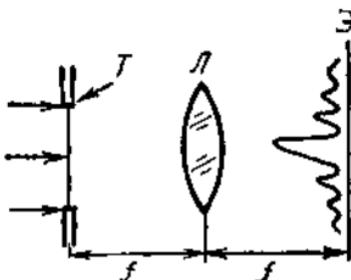


Рис. 47. К выполнению преобразования Фурье посредством линзы

распределение нужно сжать в  $\Lambda/m\lambda$  раз. В моделируемой системе для создания заданного распределения в качестве транспаранта используется пленка с переменными прозрачностью и толщиной.

Для создания амплитудного  $A(x, y)$  и фазового  $\phi(x, y)$  распределений коэффициент пропускания пленки должен изменяться как  $A^2(x, y)$ , а толщина — по закону

$$t(x, y) = t_0 + \frac{\lambda\phi(x, y)}{2\pi(n_1 - n_2)}, \quad (5.12)$$

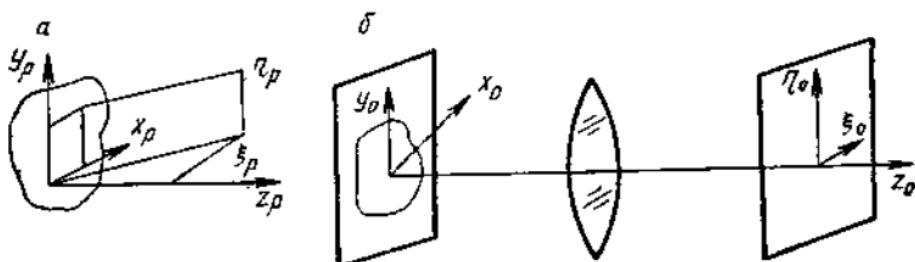


Рис. 48. Подобные распределения полей в радио- (а) и оптическом (б) диапазоне

где  $t_0$  — средняя толщина пленки;  $n_1 - n_2$  — разность коэффициентов преломления пленки и среды.

Следует отметить, что заданную функцию пропускания легко осуществить фотографическим способом, толщину же пленки сделать переменной согласно формуле (5.12) весьма трудно. Поэтому для создания заданных фазовых распределений пользуются либо методом преобразования амплитудных распределений в фазовые, либо голограммическим методом построения амплитудно-фазовых распределений.

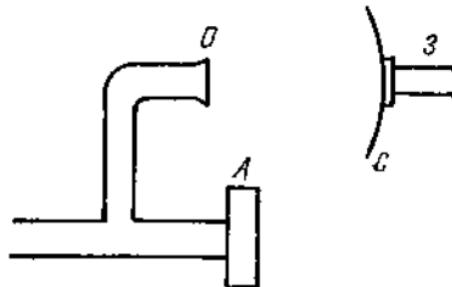


Рис. 49. Схема радиоголограммы в раскрыте антенны:  
А—антenna; О—опорный рупор;  
С—сфера; З—зонд

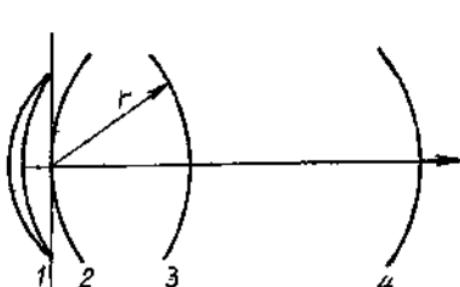


Рис. 50. Схема оптического моделирования антенн по полю излучения в зоне Френеля

Рассмотрим более подробно этот вопрос. До сих пор мы предполагали, что модель имитирует поле в раскрыве антенны. В этом случае алгоритм обработки был прост. Голограмма имитирует поле не в раскрыве антенны, а на некотором расстоянии от него (рис. 49).

В случае моделирования антенн по распределению поля не в раскрыве, а в зоне Френеля метод выглядит следующим образом (рис. 50). По измеренному полю на сфере 3 радиусом  $r$  восстанавливается распределение на сфере 2, являющееся его фурье-преобразованием. Поле в раскрыве антенны (плоскость 1) отличается от поля на сфере 2 квадратичным фазовым множителем  $v = -k_p(x^2 + y^2)/2r$ , где  $k_p = 2\pi/\lambda_p$ . Поле в дальней зоне — сфере 4 — определяется как фурье-образ поля в раскрыве.

Схема оптической когерентной системы для восстановления диаграммы направленности по радиоголографме снята в зоне Френеля (рис. 51).

В плоскости  $P_1$  в масштабе  $m$  воспроизводится поле  $u(\alpha, \beta)$  на сфере 1 [ $u(x_1, y_1)$ ] (см. рис. 50), где  $x_1 = r \sin \alpha / m$ ;  $y_1 = r \sin \beta / m$ ;  $\alpha, \beta$  — углы между направлением на точку измерения и плоскостями  $xOz$ ,  $yOz$  соответственно.

Смещение  $P_1$  на  $\delta$  из переднего фокуса  $f$  линзы  $L_1$  добавляет в распределение поля в плоскости линзы  $L_1$  фазовый множитель  $e^{i\psi}$ , где

$$\psi(x_2, y_2) = k_0 \delta \frac{x_2^2 + y_2^2}{2f^2}; \quad k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}.$$

Поле в плоскости  $P_2$  отличается от поля в плоскости  $P_3$  на фазу  $v + \psi$ .

Для компенсации приобретенного фазового множителя устанавливается линза  $L_2$ . Она вносит в результирующую фазу сдвиг

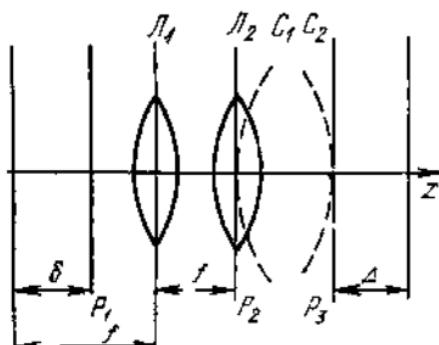


Рис. 51. Схема оптической когерентной системы для восстановления диаграммы направленности по радиоголографме, снятой в зоне Френеля

$$\theta_1 = k_0 (x_2^2 + y_2^2)/2f.$$

На сфере  $C_1$  радиусом  $F + \Delta$  получим фазовую поправку

$$\theta_2 = -k_0 (x_2^2 + y_2^2)/2(F + \Delta)$$

(отсчет вправо от плоскости  $F$ ).

Таким образом, на сфере  $C_1$  в масштабе  $\kappa = \lambda_p r / \lambda_0 m f$  образуется распределение поля в апертуре антенны, но с квадратичной фазой  $v + \psi + \theta_1 + \theta_2$ . Приравнивая эту

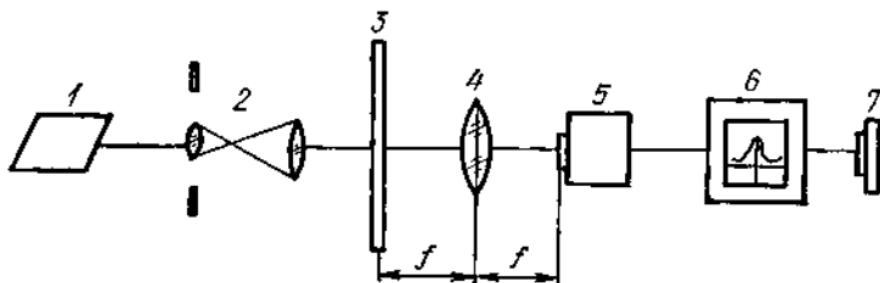


Рис. 52. Структурная схема установки для восстановления и фотометрирования оптической модели радиоголограммы:

1—лазер; 2—коллиматор; 3—оптическая модель радиоголограммы; 4—сферическая линза; 5—видикон; 6—блок выделения строки; 7—фотоаппарат;  $f$ —фокусное расстояние линзы 4

добавочную фазу к нулю (условие правильного моделирования), находим

$$\Delta = \frac{F^2 (\delta - r/\mu)}{f^2 - F(\delta - r/\mu)}; \quad \mu = m^2 \frac{\lambda_0}{\lambda_p}.$$

Положительные значения  $A$  отсчитываются вправо от плоскости  $f$ . Распределение поля удобнее измерять не на  $C_2$ , а на плоскости  $P_3$ . Поле в  $P_3$  отличается фазовым множителем  $k_0 (x_3^2 + y_3^2)/2(F + \Delta)$ , но, так как обычно измеряют диаграмму по мощности, эта фаза не имеет значения.

Формирование радиогографического распределения поля в раскрыве антенны может производиться любым из описанных выше способов. Для оптического моделирования диаграммы направленности антенны реконструируемого по радиоголографии ближнего поля используется следующая установка (рис. 52). Телевизионный видикон 5 и блок выделения строки 6 применяются для выделения линейных сечений диаграммы направленности моделируемой антенны.

Представляет интерес сравнительная оценка метода радиоголографического моделирования диаграмм направленности с оптическим и машинным преобразованиями ближнего поля в дальнюю зону. В последнем случае используются АЦП и программы быстрого преобразования Фурье.

Примеры линейных сечений пространственной диаграммы направленности пирамидальной рупорной антенны с размерами  $(2 \times 3,5)\lambda^2$  в  $E$ - и  $H$ -плоскостях, полученных методом радиоголографического моделирования с оптическим и машинным восстановлением и прямыми антеннами измерениями в дальней зоне, приведены на рис. 53. Полное плоское сечение пространственной диаграммы направленности показано на рис. 54.

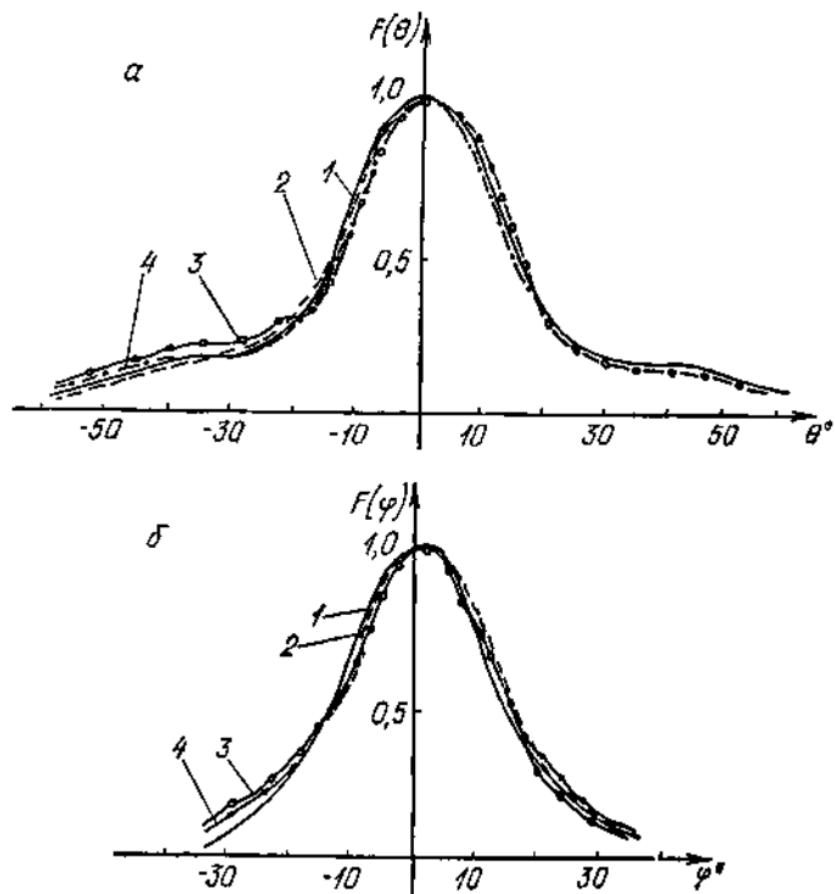


Рис. 53. Теоретическая (1) и измеренная первым (2), вторым (3) и третьим (4) методами диаграммы направленности рупорной антенны в  $E$ -(a) и  $H$ -(б) плоскостях

Голограмма записывалась посредством радиоэлектронной установки с отображением на специальную ЭЛТ с разрешением до 15 лин/мм и одновременным уменьшением размеров до  $5 \times 5$  мм<sup>2</sup> и на транспарант  $1 \times 1$  м<sup>2</sup> с холестерическим жидким кристаллом. При записи голограмм на жидкокристаллическом транспаранте большое число проведенных опытов показало, что наиболее удобной последовательностью операций является следующая.

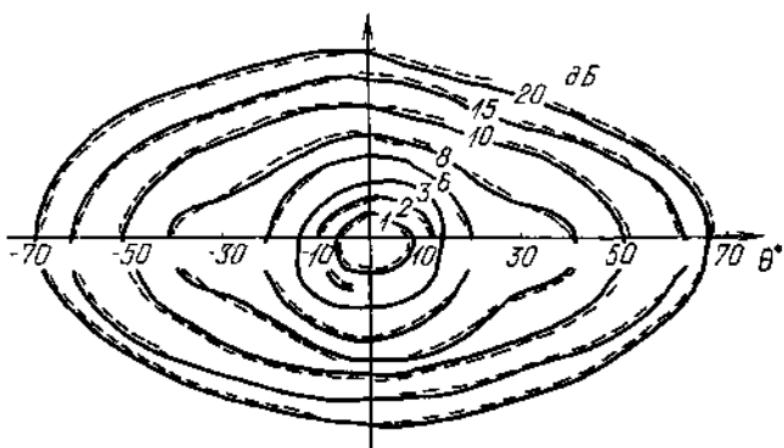


Рис. 54. Сечение пространственной диаграммы направленности рупорной антенны:

— голографическое; - - - получение пересчетом амплитудно-фазового распределения в дальнюю зону

С помощью тепловых нагревателей и вентиляторов в безэховой камере устанавливается температура, соответствующая нижней границе рабочего диапазона температур, в котором жидкий кристалл меняет свою окраску. Затем включается электронная система терmostатирования, которая поддерживает температурный режим с точностью до  $0,1$  °С. С помощью фотоламп (дополнительный источник теплового смещения) транспарант переводится в температурный режим, соответствующий верхней границе рабочего диапазона. После выключения фотолампы путем визуального наблюдения за окраской транспаранта выбирается момент, когда его рабочая точка находится на линейном участке градуировочной кривой, и включается генератор, возбуждающий исследуемую antennу и antennу опорной волны. Голограмма фотографируется с транспаранта через светофильтр и подвергается оптической обработке.

Визуальные методы исследования пространственных распределений полей излучающих устройств и различного рода дифракционных структур имеют важное прикладное значение, особенно в случаях, не поддающихся аналитическому решению. Визуализация СВЧ полей посредством люминофоров, жидких кристаллов и других специальных сред обладает меньшей чувствительностью, однако, на наш взгляд, в сочетании с принципами голографической интерферометрии весьма перспективна вследствие значительного упрощения конструкции и увеличения быстродействия.

Интересным методом исследования с помощью визуализации полей излучающих устройств является двухэкспозиционный интерференционно-голографический метод, реализуемый установкой, схема которой изображена на рис. 55.

Расширенный системой линз 2 пучок Не—Не-лазера

1 делится полупрозрачным зеркалом 3 в соотношении 1:1. Объектный луч голографического интерферометра формируется зеркалами 3, 5, 8 и дважды проходит через слой жидкости 7. Опорный пучок формируется зеркалами 4 и 5. Голограммы регистрируются на фотопластинке в плоскости 6. Фазовые изменения СВЧ волны, излучаемой антенной 9 с генератором 10, внесенные в предметный пучок во время второй экспозиции исследуемой дифракционной структурой (ДС), восстанавливаются с голограммы в свете лазера.

Методика интерференционно-голографического метода измерений (рис. 56) заключается в том, что пространственное распределение СВЧ энергии, излучаемой дифракционной структурой на регистрирующее устройство, методом двухэкспозиционной голографической интерферометрии фиксируется на фотопластинку в лучах лазера. Во время первой экспозиции ДС не излучает. Так как фазовый сдвиг, вносимый прозрачной для видимого света регистрирующей средой в отражаемый ею лазерный луч, зависит (конкретный для определенной среды) от вели-

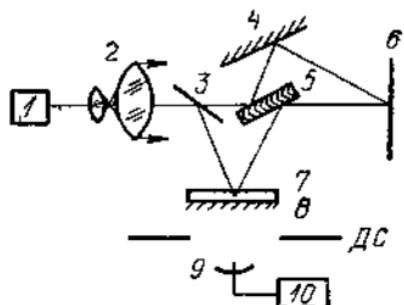


Рис. 55. Структурная схема экспериментальной установки:  
1—лазер; 2—система линз; 3—полупрозрачное зеркало; 4, 5, 8—зеркала; 6—транспарант; 7—слой жидкости; DC—дифракционная структура; 9—антenna; 10—СВЧ генератор

чины падающего потока мощности, то по интерферограмме можно определить пространственное распределение мощности в плоскости регистрации.

Экспериментально полученные интерферограммы полей излучения круглой, квадратной и треугольной апертур на расстоянии длины волны до регистрирующего устройства приведены на рис. 57.

Интересным приложением данного метода является использование его для исследования радиопрозрачных обтекателей, защищающих антенну в процессе эксплуатации от неблагоприятных метеофакторов. Для измерения отклонения луча антенны с обтекателем методом голографической интерферометрии снимают двухэкспозиционную голограмму ее излучения и по восстановленному

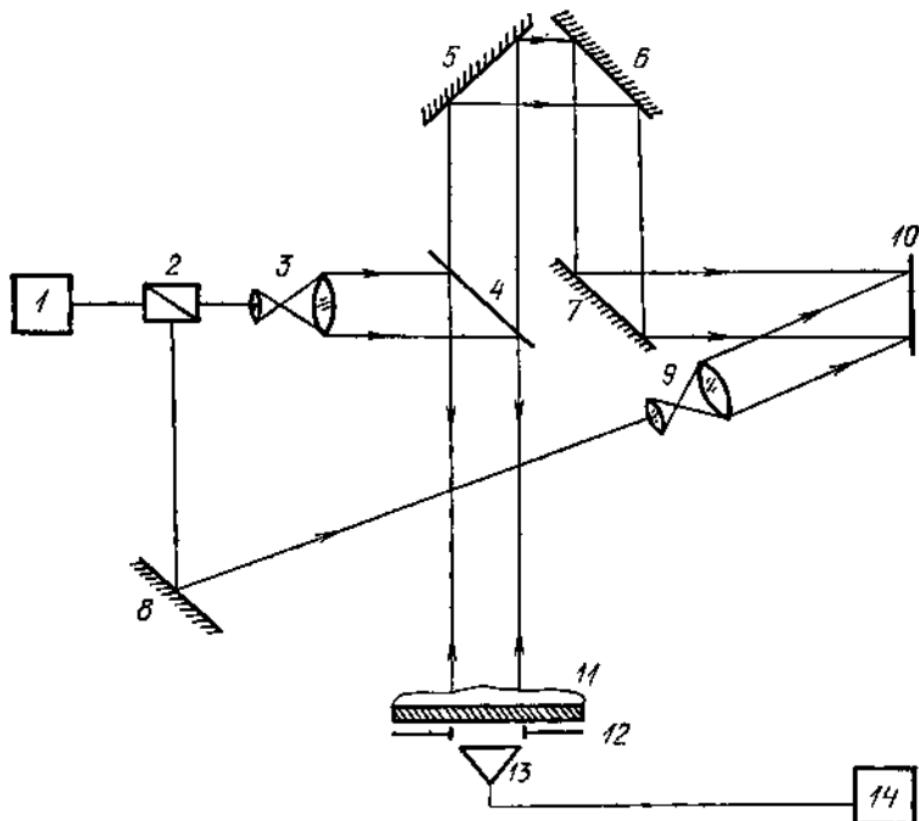


Рис. 56. Структурная схема установки, иллюстрирующая методику измерений:

1—лазер; 2—делительный кубик; 3—коллиматор объективного пучка; 4—полупрозрачное зеркало; 5—8—отражающие зеркала; 9—коллиматор опорного пучка; 10—фотопластинка; 11—регистрирующая среда; 12—дифракционная структура; 13—излучающий рупор; 14—генератор СВЧ излучения

голографическому изображению судят о величине и направлении отклонения луча. Первую экспозицию производят в отсутствие обтекателя, а вторую — при его наличии. Для осуществления измерений полем излучения антенны 2 с исследуемым обтекателем 3 и антенны опорной волны 4 воздействуют на подложку устройства регистрации 11 (рис. 58). За счет нагрева наводимыми на подложке токами происходит деформация поверхности



Рис. 57. Интерферограммы распределения полей излучения круглой с диаметром  $3,4\lambda$  (а), квадратной размером  $3,4 \times 3,4\lambda^2$  (б) и треугольной со стороной  $3,4\lambda$  (в) апертур

слоя жидкости 9, соответствующая диаграмме направленности исследуемой излучающей системы антenna—обтекатель. На фотопластинку 5 посредством оптического квантового генератора 8, коллиматора 7 и зеркал 6, 12 снимают голограмму деформированного слоя жидкости 9. Затем снимают обтекатель 3 с антенны 2 и после релаксации жидкости 9 воздействуют суммарным полем излучения антенн 2 и 4 на подложку 10. При этом картина интерференции, а следовательно, и соответствующая ей деформация поверхности слоя жидкости 9 изменяются в зависимости от отличия диаграммы направленности антennы без обтекателя 2 и с обтекателем 3. На ту же фотопластинку 5 снимают вторую голограмму. Двухэкспозиционную голограмму после фотографической обра-

ботки восстанавливают опорным пучком оптического квантового генератора 8 и получают голограммическое изображение дважды деформированной поверхности слоя жидкости 9. На восстановленном изображении по расстоянию между положениями максимумов диаграммы направленности при первой и второй экспозициях определяют величину и направление отклонения луча антенны, обусловленного наличием обтекателя.

Данный способ изменения отклонения луча не требует применения сложных радиотехнических и высокоточных угломерных устройств, так как при его реализации антенны находятся в статическом положении. Он дает возможность визуализировать отклонение луча антенны, длительное время хранить полученную в виде двухэкспозиционной голограммы информацию и существенно уменьшать трудоемкость измерительного процесса.

Возможен также голографический способ измерения

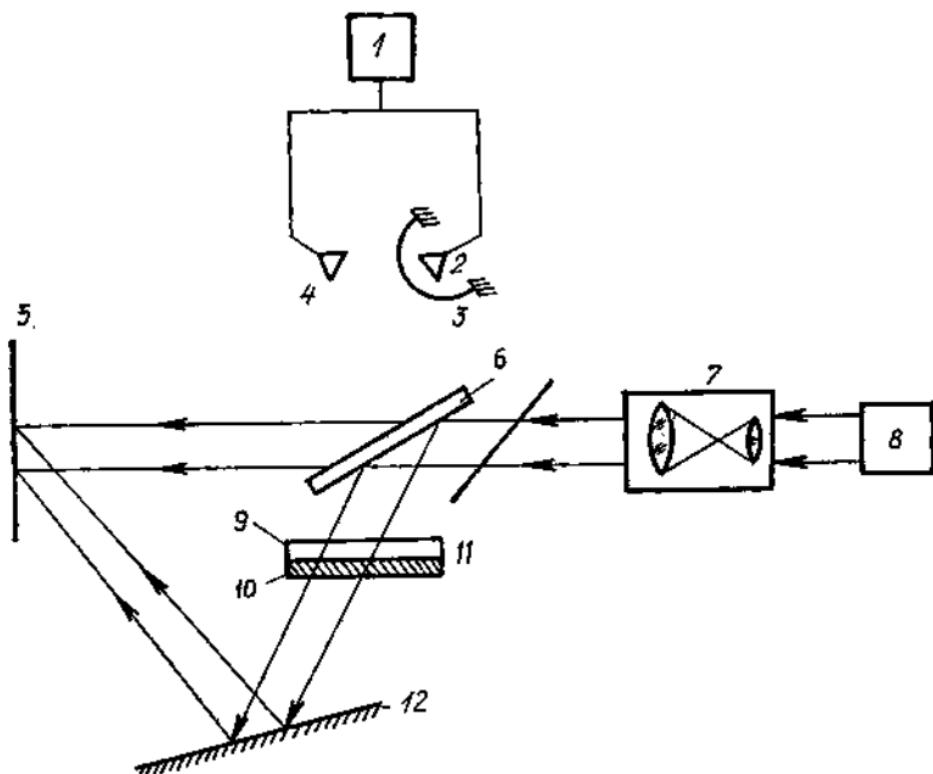


Рис. 58. Структурная схема устройства для измерения отклонения луча антенны при наличии обтекателя:

1—СВЧ генератор; 2—антenna; 3—обтекатель; 4—антenna опорной волны; 5—фотопластинка; 6—полупрозрачное зеркало; 7—коллиматор; 8—лазер; 9—слой жидкости; 10—подложка; 11—устройство регистрации; 12—зеркало

поляризационной структуры излучения антенн (в том числе с обтекателем), для чего сравнивают СВЧ поля, излучаемые эталонной линейно поляризованной и исследуемой антеннами. При этом на подложке, поглощающей энергию СВЧ полей и находящейся в тепловом контакте со слоем жидкости, изменяющим рельеф под действием температуры, создают интерференционную картину СВЧ полей, излучаемых эталонной линейно поляризованной и исследуемой антеннами, снимают двухэкспозиционную голограмму слоя жидкости при фиксированном положении исследуемой антенны и ортогональных положениях эталонной антенны и по восстановленному с голограммы изображению судят о поляризационных параметрах исследуемой антенны.

Структурная схема устройства, реализующего описанный способ, изображена на рис. 59. Для осуществления

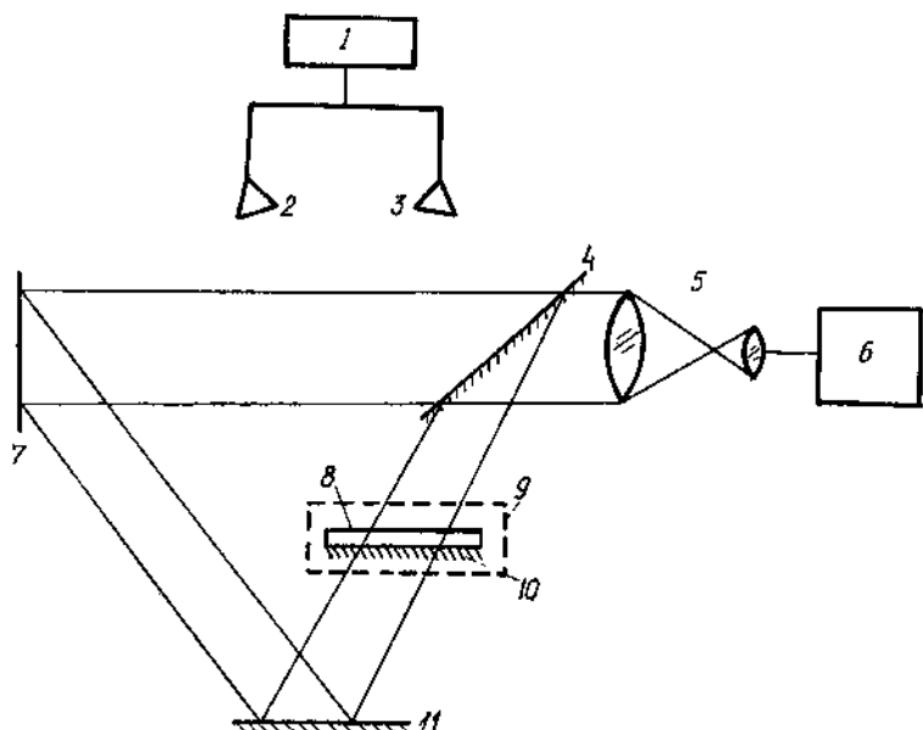


Рис. 59. Структурная схема устройства для определения поляризационных параметров СВЧ антенн:

1—СВЧ генератор; 2—эталонная антенна; 3—исследуемая антенна; 4, 11—зеркала; 5—коллиматор; 6—лазер; 7—фотопластинка; 8—слой жидкости; 9—устройство регистрации интерференционной картины СВЧ полей; 10—подложка

этого способа суммарным полем эталонной и исследуемой антенн 2 и 3 воздействуют на подложку 10 устройства 9 регистрации интерференционной картины СВЧ полей. При этом происходит деформация поверхности слоя жидкости 8, соответствующая распределению электромагнитного поля на подложке 10. На фотопленку 7 снимают голограмму деформированного слоя жидкости 8. Изменяют на  $90^\circ$  ориентацию эталонной антенны 2 и после релаксации деформации поверхности слоя жидкости 8 снова воздействуют суммарным полем эталонной и исследуемой антенн 2 и 3 на подложку 10. При этом картина интерференции, а следовательно, и соответствующая ей деформация поверхности слоя жидкости 8 изменяются в зависимости от поляризационных параметров исследуемой антенны 3. Снимают на ту же фотопленку 7 голограмму деформированного слоя жидкости 8 и получают двухэкспозиционную голограмму. Освещая эту голограмму опорным пучком оптического квантового генератора 6, восстанавливают суммарную картину интерференции СВЧ полей при двух ортогональных положениях эталонной антенны 2. По восстановленной картине интерференции определяют поляризационные параметры — коэффициент и направление вращения поляризации исследуемой антенны 3. Коэффициент поляризации определяют по формуле  $k' = k e^{i\delta}$ , где  $k$ ,  $\delta$  — соответственно модуль и аргумент коэффициента поляризации при ортогонально-линейном разложении;  $k = h_1/h_2$ ;  $h_1$ ,  $h_2$  — глубины модуляции поверхности слоя жидкости при первой и второй экспозициях соответственно;  $\delta = 2\pi l/\lambda$ ;  $l$  — величина сдвига интерференционных полос во время второй экспозиции по отношению к положению полос во время первой экспозиции, мм;  $\lambda$  — длина волны СВЧ генераторов, мм. Направление вращения эллипса поляризации исследуемой антенны определяют по направлению смещения полос при второй экспозиции, дополняя количественные измерения.

Таким образом, предложенный способ не требует для реализации радиотехнических устройств, дает возможность определить как направление вращения эллипса поляризации, так и коэффициент поляризации антенны, уменьшить время измерений. Полученную в виде двухэкспозиционной голограммы информацию о поляризационных параметрах исследуемой СВЧ антенны можно хранить длительное время.

## 5.5. ИНТЕРФЕРЕНЦИОННО-ГОЛОГРАФИЧЕСКИЙ КОНТРОЛЬ РАДИОПРОЗРАЧНЫХ МАТЕРИАЛОВ

Для измерения распределения градиента диэлектрической проницаемости по площади материала на подложке, поглощающей СВЧ энергию и находящейся в тепловом контакте со слоем жидкости, фиксируют интерференционную картину, образованную электромагнитной волной, прошедшей через слой исследуемого материала, и опорной волной. Под воздействием тепла, выделенного в результате поглощения СВЧ энергии поглощающим слоем, изменяет свои оптические свойства слой жидкости и на его поверхности образуется рельеф. Если на деформированный слой жидкости направить расширенный пучок излучения оптического квантового генератора, то он фокусируется в определенной плоскости. Расстояние от слоя жидкости до плоскости фокусировки зависит от длины оптического пути, проходимого лучом. Для излучения оптического квантового генератора деформированная поверхность жидкости представляет собой совокупность жидкостных линз, которые и фокусируют картину деформации поверхности жидкости на экране. При внесении в одну из интерферирующих плоских СВЧ волн образца исследуемого материала картина интерференции смещается на величину, зависящую от фазового сдвига, обусловленного диэлектрической проницаемостью исследуемого материала, и определяемую по формуле  $\Delta\phi = -(2\pi/\lambda)(n-1)d$ , где  $\lambda$  — длина волны СВЧ излучения;  $n$  — показатель преломления образца;  $d$  — толщина образца. Для образца, имеющего поверхностный градиент диэлектрической проницаемости, фазовый сдвиг для двух произвольных точек запишем в виде

$$\Delta\varphi_1 = \frac{2\pi}{\lambda} (n_1 - 1) d; \quad \Delta\varphi_2 = \frac{2\pi}{\lambda} (n_2 - 1) d,$$

где  $n_1, n_2$  — показатели преломления. При прохождении плоской СВЧ волны через образец, имеющий градиент диэлектрической проницаемости, фазовый сдвиг волны в различных участках образца будет различным. В соответствии с фазовыми распределениями изменяются картина интерференции и места расположения жидкостных линз, что приводит к изменению расположения интерференционной картины на экране. Принимая во внимание тот факт, что расстояние между максимумами картины

интерференции соответствует фазовому сдвигу, можно по сдвигу максимумов картины интерференции при внесении образца количественно определить градиент его диэлектрической проницаемости. Структурная схема устройства для реализации предлагаемого способа измерений изображена на рис. 60.

Для осуществления измерений полем от двух антенн 2 и 5 воздействуют на подложку 7 и на экране 6 фикси-

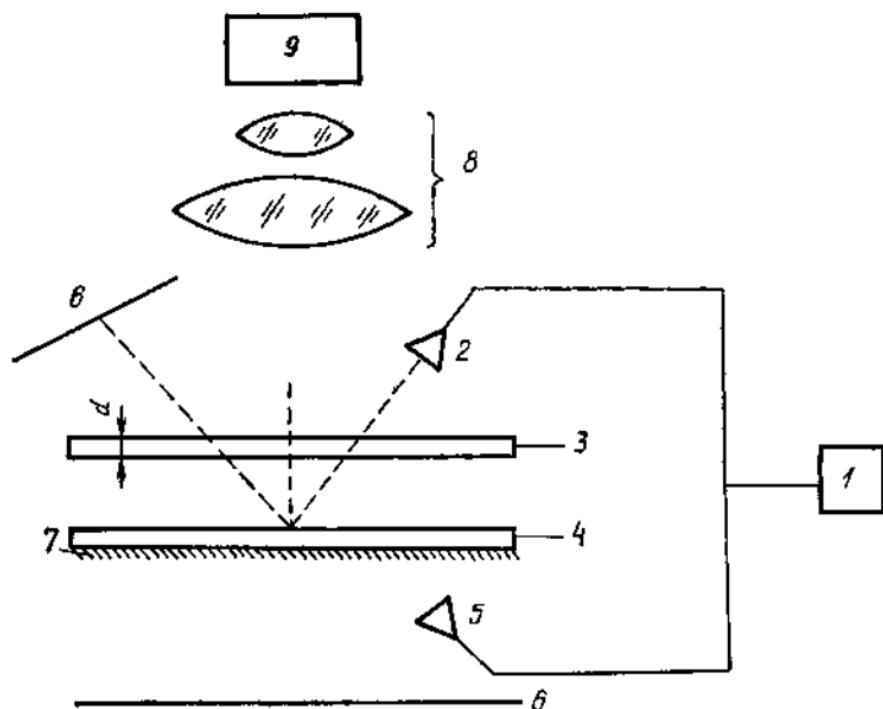


Рис. 60. Структурная схема устройства для определения градиента диэлектрической проницаемости:  
1—генератор; 2, 5—антенны; 3—исследуемый образец; 4—жидкость; 6—экран; 7—подложка; δ—коллиматор

ируют расположение полос интерференции. Затем вносят исследуемый образец 3, который находится в непосредственной близости от слоя жидкости 4, и воздействуют суммарным полем излучения антенн 2 и 5 на поглощающий слой 7. При этом картина интерференции, а следовательно, и соответствующая ей деформация поверхности жидкости 4 изменяются в зависимости от градиента диэлектрической проницаемости в исследуемом образце 3. На экране 6 фиксируют новую интерференционную кар-

тину, по которой судят о наличии градиента диэлектрической проницаемости в исследуемом образце радиопрозрачного материала.

### 5.6. ЗВУКОВИДЕНИЕ И ГОЛОГРАФИЯ

Еще Леонардо да Винчи предлагал обнаруживать корабли с помощью тростниковых трубочек, погруженных в воду. Однако всерьез применением звуковых колебаний для обнаружения невидимых объектов стали заниматься лишь в 30—40-е гг. XX в.

Из отечественных ученых наибольший вклад в развитие теории и техники звуковидения внес физик-акустик С. Я. Соколов. Им разработаны методы поверхностного рельефа, дифракции света на ультразвуке, электронно-акустического преобразования (трубка Соколова), ультразвуковой микроскопии.

Значительный вклад в теорию звуковой оптики и техники звуковидения внесли советские акустики Л. Д. Розенберг, Г. Д. Малюжинец, Б. Д. Тартаковский, Ю. Б. Семенников, Д. С. Грасюк, П. К. Ощепков и др.

В звуковидении используется широкий спектр колебаний — от нескольких герц до гигагерц, поэтому частные технические решения могут отличаться друг от друга, но общие теоретические принципы звуковидения их объединяют. Особый этап и качественный скачок в звуковидении (радиовидении) произошел в 60-х гг. XX в. с появлением лазеров и развитием квантовой радиофизики и голограмм. Особенно заманчивы перспективы его развития в системах объемного технического зрения — в сочетании с ЭВМ на идеях цифровой голограммы.

Проблема звуковидения распадается на две большие задачи:

1) преобразование акустических полей в оптические изображения;

2) оценка и улучшение качества оптического изображения, в том числе цветного.

Если световые волны регистрируются фоторецепторами, то звуковые — механорецепторами.

Слух — способность биологического объекта воспринимать звуковую информацию. Звуковидение — способность видеть звуковую информацию (радиовидение — способность видеть радиоволновую информацию).

Летучие мыши, дельфины, совы и другие животные

обладают органами радио- и звуковидения, т. е. способны определять форму и местоположение объектов в радио- и звуковом диапазоне волн.

Человек, стремясь повысить свою информационную осведомленность, развивает технические средства радио- и звуковидения. Стремление визуализировать звуковую и радиоинформацию вызвано требованиями увеличения разрешающей способности систем радио- и звуковидения.

Частным случаем звуковидения является эхолокация подводных лодок, осуществленная в результате исследований П. Ланжевена во время второй мировой войны на основе пьезоэффекта. Пространственную структуру интенсивности звукового поля впервые измерил С. Я. Соколов путем регистрации дифракции световой волны на поверхности слоя жидкости, деформированной звуковыми колебаниями. Им же изобретен ультразвуковой ви-дикон, в котором пространственное распределение звукового поля преобразовывалось в потенциальный электрический рельеф некоторой поверхности, считываемый затем электронным лучом с модулируемой яркостью свечения люминофорного экрана.

Для больших мощностей звукового поля есть методы прямого звуковидения — изменение цвета, яркости свечения различных веществ под действием энергии звукового поля (фотоматериалы, жидкие кристаллы, сонохромные вещества, спирты, углеводородные соединения, масла, красители и др.). Однако у них мал динамический диапазон, а качество оптического изображения оставляет желать лучшего.

**Параметры звуковых волн.** Звук — механические колебания и волны, распространяющиеся в упругой среде. Их источником может быть любой процесс, вызывающий изменения давления или механических напряжений в упругой среде.

Смещение частицы (имеет место только в акустических волнах, но не в электромагнитных) характеризуется скоростью  $v = A \cos \omega t$ , где  $A$  — амплитуда;  $\omega = 2\pi f$  — круговая частота;  $f$  — частота колебаний;  $t$  — текущее время. Амплитуды в особо упругих средах имеют порядок межмолекулярных расстояний, т. е. до  $10^{-9}$  м. Фаза характеризует отклонение частицы от состояния равновесия в любой момент времени. Длина волны  $\lambda = cT = c/f$  — расстояние между двумя ближайшими точками, находящимися в одной фазе.

Различают следующие типы акустических волн:

- продольные — движение частиц осуществляется в направлении распространения энергии колебаний;
- сдвиговые поперечные (в 2 раза медленнее продольных);
- поверхностные на границе твердое тело — воздух;
- нормальные Лэмба в твердом теле из тонких пластинок со свободными границами.

Изменение давления в среде описывается формулой  $p = p_0 + zA \cos \omega t$ , где  $p_0$  — гидростатическое давление;  $z = z_0 + jx$  — акустический импеданс среды;  $z_0$  — величина, характеризующая активные потери;  $jx$  — реактивная составляющая, обусловленная инертностью и упругими свойствами среды;  $zA$  — амплитуда давления.

Для плоских волн  $z_0 = \rho c$  ( $\rho$  — плотность;  $c$  — скорость распространения волны).

Интенсивность звуковой волны (энергия на единицу площади в единицу времени)

$$I = Ec = 2\pi^2 \rho f^2 A^2 = p^2 / 2\rho c = p^2 / 2z_0$$

измеряется в децибеллах:  $I = 10 \lg (I/I_0)$ .

В безграничной среде действует принцип Гюйгенса. Дальне поле начинается на расстоянии  $L \geq D^2/4\lambda$ , где  $D$  — размеры источника. В ближней зоне вдоль линии  $l$  (линии распространения)

$$\frac{I(l)}{I_{\max}} = \sin^2 \frac{k}{2} \left( \sqrt{\frac{D^2}{4} + l^2} - l \right),$$

где  $k$  — волновое число.

Угловое расхождение пучка  $\sin \beta \approx 1.22 \lambda/D$ . На границе раздела отраженная волна  $A_r = [(m-1)/(m+1)]^2$ , а прошедшая  $A_p = 1 - A_r = 4m/(m+1)^2$ , где  $m = z_1/z_2$ .

Коэффициенты отражения и преломления зависят от плотности среды и скорости звука в ней. Но это справедливо для бесконечно толстого слоя. В случае слоев конечной толщины картина сложнее. При толщине, кратной  $n\lambda/2$ ,

$$A_r = \frac{(m^2 - 1)^2}{4m^2 \operatorname{ctg}^2(2\pi d/\lambda_r) + (m^2 + 1)^2},$$

где  $d$  — толщина слоя жидкости;  $\lambda_r$  — длина отраженной волны в жидкости. Акустическая волна полностью проходит через слой жидкости.

При толщине, кратной нечетному числу  $\lambda/4$ , акустическая волна полностью отражается.

В промежуточном случае выполняется закон  $\sin \alpha / \sin \beta = c_1 / c_2$ , где  $\alpha$  — угол падения;  $\beta$  — угол преломления.

Активные потери  $I_x = I_0 e^{-2ax}$ , где  $x$  — расстояние;  $a$  — амплитудный коэффициент поглощения.

**Информативные характеристики звуковой волны.** Их определяют частота (длина волны), амплитуда (интенсивность) и фаза волны.

Сама по себе частота не является информативной характеристикой о форме объекта и его местоположении. О форме объекта можно судить лишь по многочастотному сигналу, а о скорости — по сигналу переменной частоты (эффект Доплера).

Амплитуда сама по себе тоже не дает информации о форме, а вот соотношение амплитуд уже содержит сведения о плотности объекта, пространственное распределение амплитуды — о форме его. Такой информационный образ объекта — его изображение (в простейшем случае — тень).

Фаза содержит информацию о физических свойствах, форме и местоположении объекта, однако в технике нет ее прямых индикаторов.

Если в оптическом изображении его качество оценивают путем сравнения с оригиналом, то в акустическом такого критерия нет. Различают несколько градаций яркости изображения. Если для передачи двух градаций яркости динамический диапазон сигнал/шум равен 2 : 1, то для восьми — 16 : 1. Поэтому для оценки качества визуализированного изображения используются методы теории информации.

Возьмем единичные ячейки информации об интенсивности звукового поля площадью  $A$ . Тогда возможное число уровней квантования  $M = (R\sqrt{A}/2k\sqrt{G}) + 1$ , где  $R$  — полный диапазон яркости звукового изображения;  $2k$  — шаг дискретизации уровней квантования;  $G = AG_A^2$ ;  $G_A$  — среднеквадратичное отклонение плотности звукового изображения в выборках площадью  $A$ .

Информационная емкость на единицу площади

$$E = \frac{1}{A} \log_2 \left( \frac{R\sqrt{A}}{2k\sqrt{G}} + 1 \right).$$

Необходимая площадь элемента для двоичного кодирования  $A = (2k/R)G$ . Например, для бинарного квантования на  $f=2$  МГц и  $c=1,5 \cdot 10^5$  см/с емкость  $E=1,6 \cdot 10^3$ ; для трехуровневой регистрации —  $E=2,8 \cdot 10^3$ ; для шестиуровневой —  $E=4,8 \cdot 10^3$ . Информационная емкость изображения — мера оптимального кодирования. Информационное содержание изображения определяется его качеством, т. е. степенью наибольшего приближения к оригиналу.

Формирование и регистрация звуковых изображений имеет два аспекта:

- 1) создание геометрической схемы формирования и техническая реализация регистрации изображения;
- 2) оценка звукового изображения, его обработка и улучшение качества.

Различают изображения, полученные «на просвет» и «на отражение». Частный случай — теневое изображение (двуухровневая регистрация). Их получают методами активной и пассивной звуколокации.

Есть дискретизированные и недискретизированные звуковые изображения. Недискретизированное изображение получают фотодиффузионными приемниками звукочувствительных пластинок со звукохимическими, звукоэлектрохимическими, звуколюминесцентными, звукоэлектролюминесцентными и тепловыми реакциями (жидкие кристаллы). В особом ряду стоят методы: поверхностного рельефа, деформации поверхности твердого тела, дифракции на ультразвуке и др. Применяются прямое и косвенное звуковидение. Приемными элементами могут быть многоэлементные двумерные матрицы (решетки) звукоприемников. Часто используется сканирование приемной апертуры линейной решеткой приемников-передатчиков или вообще одним приемником-передатчиком. К формированию изображений с помощью линз мы еще вернемся при рассмотрении оптического и голограммического зрения.

**Применение и техническая реализация звуковидения и голограммы.** Технические системы звуковидения используются для подводных наблюдений, при изучении геологических структур, в неразрушающем контроле (дефектоскопии), медицине и биологии. Их задачами являются обнаружение, распознавание, идентификация и классификация объектов в поле зрения.

Различают следующие типы изображений: *A*-типа

(линейное сечение); *B*-типа (линейное или секторное сканирование); *C*-типа (с помощью матрицы звукоприемников); трехмерные изображения, формирующиеся методами голографии.

Основную роль в реализации звуковидения, особенно при воспроизведении и улучшении их качества изображений, играют цифровые методы с использованием ЭВМ.

Характерной особенностью акустической голографии является зеркальное отражение: большинство поверхностей, которые считаются шероховатыми в видимом свете, будут гладкими при облучении их звуком, поскольку длина звуковых волн значительно больше световых. При этом, например, цилиндрические поверхности отображаются в виде прямых линий и точная интерпретация изображения становится затруднительной.

Другие трудности связаны с особенностями распространения звука, затуханием и взаимодействием его с объектом. Среда, в которой распространяется звук, обладает заметной слоистостью, что вызывает многолучевое распространение звука и его рассеяние. При определенных углах падения волн объект, непрозрачный для звука, может быть для него прозрачным, что необходимо учитывать во избежание неправильной интерпретации восстановленного изображения.

Наиболее быстрого развития методов акустической голографии следует ожидать в ультразвуковом диапазоне (20 кГц—10 МГц), так как здесь наиболее благоприятно сочетаются малости длины волны с затуханием звука.

Обычные звуковизорные системы включают в себя линзы, зеркала, зонные пластинки, посредством которых строится звуковое изображение объекта. Детектор акустического излучения преобразует распределение звукового поля в видимое изображение. В «звуковой» оптике большую роль играют дифракция на ее элементах и интерференционный фон от окружающих предметов. Пространственная когерентность акустических волн высокая, поэтому интерференционный фон весьма устойчив.

К основным недостаткам звуковой оптики относятся: трудности создания фокусирующих систем с большой апертурой; малая глубина резкости; слабая звукосила из-за потерь в линзах и зеркалах; сферические aberrации на краях вследствие неполной прозрачности линз; влияние турбулентности среды.

Исследуются возможные методы построения аппаратуры для получения голографического изображения предметов, находящихся в воде, при использовании акустических волн звукового и ближнего ультразвукового диапазонов (10—50 кГц).

Изображения при помощи ультразвуковых волн получаются посредством акустических линз, и качество изображения намного хуже, чем предсказывалось теорией.

Для большинства практических систем длины акустических волн сравнимы с размерами апертуры, поэтому в отличие от оптических устройств в звуковых системах визуализации существенную роль играет дифракция. Из-за интерференции акустических волн в обычных системах визуализации ультразвуковых изображений последние с трудом поддаются расшифровке. Интерференционные помехи особенно значительны в системах визуализации с использованием непрерывного излучения.

Изображение ухудшается также помехами, которые создаются многократными отражениями звуковых волн, возникающими между наблюдаемыми объектами, а также между объектами и визуализирующей системой. Эти отражения создают дополнительную разность фаз между падающей и отраженной волнами, что приводит к получению сложных интерференционных картин в плоскости изображения. Иногда изображение может улучшаться при импульсной работе излучателя ультразвуковых колебаний.

Ультразвуковая голография отличается от звуковой оптики отсутствием акустических линз и зеркал, увеличением глубины резкости изображений, уменьшением чувствительности к турбулентности и мутности среды.

Разрешающая способность ультразвуковой голографии определяется апертурой акустической голограммы, разрешающей способностью способа регистрации, aberrациями голограммы и объектной и опорной волн, мутностью и турбулентностью среды.

Распределение звуковой энергии можно зарегистрировать непосредственно (на поверхности, покрытой специальными химическими веществами) или косвенно, превращая ее в другие виды энергии, а затем в оптическую энергию, если запись ведется на фотопленку. Порог регистрируемой звуковой мощности для различных химических детекторов колеблется от 1 Вт/см<sup>2</sup> для фотографической эмульсии до 0,1 Вт/см<sup>2</sup> при термоластиче-

ской записи. Термические и люминесцентные детекторы и жидкие кристаллы имеют пороговую мощность регистрации около  $0,1 \text{ Вт}/\text{см}^2$ .

Взаимодействие световых волн с механическими деформациями поверхности, вызываемыми акустической энергией, позволяет регистрировать акустические мощности порядка  $10^{-3} \text{ Вт}/\text{см}^2$ . При малых мощностях (порядка  $10^{-8} \text{ Вт}/\text{см}^2$  и меньше) следует применять пьезоэлектрические материалы или непосредственное сканирование лучом лазера акустически деформированной поверхности.

На более длинных волнах целесообразно использовать косвенные методы для записи голограмм, которые обладают повышенной чувствительностью. Для реализации этих методов применяются устройства, с помощью которых определенным образом производятся выборки сигнала в плоскости голограммы. Зарегистрированная энергия выборок преобразуется в световой поток и синхронно записывается на фотоматериал.

Для осуществления косвенных методов регистрации голограмм обычно используются механическое сканирование звукоприемников, электронное сканирование мозаики пьезоэлементов или коммутация сигналов с набора дискретных звукоприемников, сканирование с помощью лазерного луча деформированной под действием звуковых волн отражающей свет поверхности.

Основным недостатком механического сканирования является малая скорость записи голограммы, что требует большой стабильности системы и среды. Например, при флуктуации температуры среды на один градус за время съема голограммы информация об объекте на голограмме полностью разрушается.

При электронном сканировании в плоскости съема голограммы размещается пьезоэлектрический кристалл, на котором создается образец голограммы в виде потенциального рельефа. Электронный луч, сканирующий кристалл, образует вторичную модулированную эмиссию, которая обеспечивает запись голограммы с помощью ЭЛТ на фотопленку. Преимуществом метода является высокая скорость сканирования и высокая чувствительность.

Однако данный метод ограничен по разрешению. Для получения высокого разрешения необходимо использовать тонкую пластинку, но при этом уменьшается ее

механическая прочность и, следовательно, становится меньше допустимая апертура.

Другим ограничением является чувствительность приемника к углу падения волны, который не должен превышать  $5-10^\circ$  относительно нормали, что накладывает строгие ограничения на угловое поле зрения объекта и угловое разнесение объектной и опорной волн. Следовательно, необходимо обеспечить падение предметной волны как можно ближе к нормали. Опорный электрически имитированный сигнал может иметь любую форму и любой угол падения.

Для относительно низкочастотных акустических колебаний, лежащих в диапазоне до 100 кГц, необходимые апертуры записи голограмм имеют большие размеры. В этом случае наиболее целесообразным считается использование решетки, состоящей из набора электроакустических преобразователей, переключаемых электронными средствами.

Сканирование лучом лазера дает возможность совмещать высокие скорости сканирования с возможностью работы на высоких частотах при больших апертурах голограмм. Для отклонения лазерного луча могут использоваться как механические системы с вращающимися зеркалами, так и электрооптические, использующие брэгговскую дифракцию света на ультразвуке, при которой величина отклонения светового луча пропорциональна частоте возбуждающих колебаний. Метод сканирования голограммы лазерным лучом способен обеспечить регистрацию мощности до  $10^{-6}$  Вт/см<sup>2</sup>, что соответствует амплитудам, меньшим чем 1 нм. Теоретический предел данного метода —  $10^{-8}$  Вт/см<sup>2</sup>. Таким образом, этот ме-

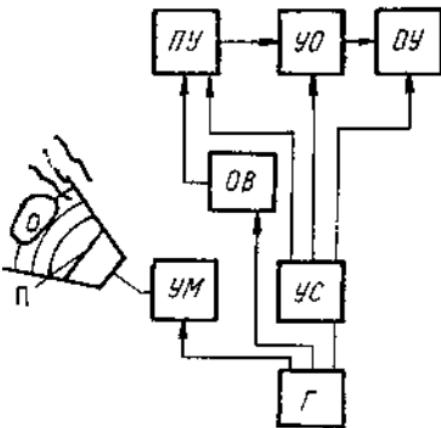


Рис. 61. Структурная схема установки для радиоэлектронного формирования акустической голограммы:

Г—генератор рабочей частоты; УМ—усилитель мощности; УС—устройство синхронизации; П—передающая антенна, облучающая голографируемый объект; ОВ—устройство формирования опорной волны; ПУ—приемное устройство для формирования акустической голограммы; УО—устройство обработки; ОУ—устройство для отображения и фиксации оптической модели акустической голограммы

тод характеризуется не только высокими скоростями сканирования, но и высокой чувствительностью.

Рассмотренные косвенные методы регистрации позволяют формировать только «поверхностные», т. е. двумерные, голограммы. При восстановлении изображения с таких голограмм обязательно формируется, кроме истинного, сопряженное ему изображение, которое затрудняет наблюдение.

Перспективным методом борьбы с влиянием сопряженного изображения в акустической голографии является запись комплексной голограммы. Комплексная голограмма состоит из двух совместных двумерных голограмм, при записи которых входной сигнал суммируется или перемножается с двумя квадратурными составляющими опорного сигнала — действительной и мнимой.

При оптическом восстановлении изображения транспаранты голограмм освещаются когерентным светом от одного источника и устанавливаются таким образом, чтобы освещающие лучи в плоскости голограмм имели

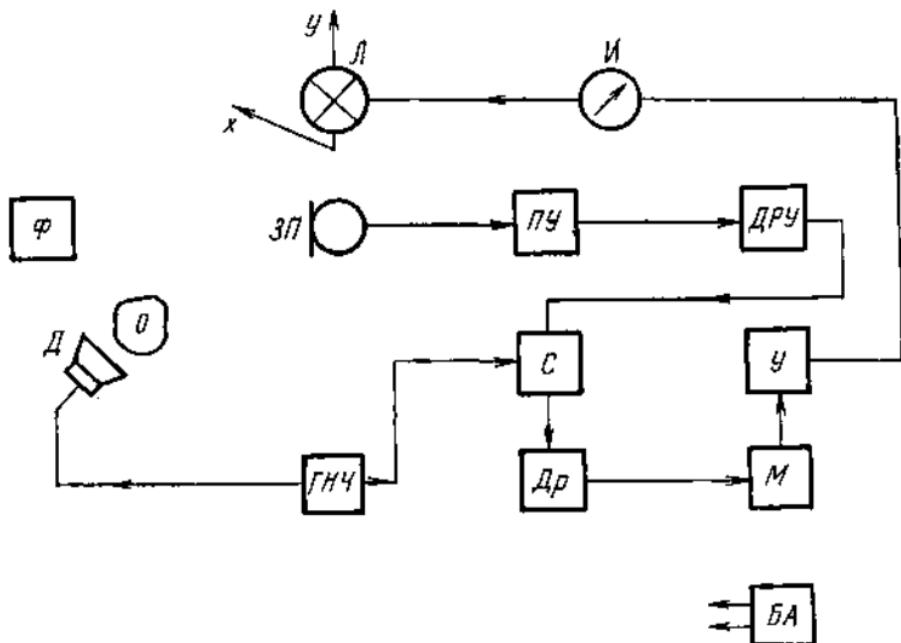


Рис. 62. Структурная схема установки для съема акустических голограмм звукового диапазона:

Л—лампа; С—смеситель; О—объект; Д—динамик; ГНЧ—низкочастотный генератор; Др—детектор; БА—блок автоматики; И—индикатор; Ф—фотоаппарат; ЗП—приемный зонд; ПУ—предварительный усилитель; ДРУ—дополнительный резонансный усилитель; У—усилитель мощности; М—модулятор

фазовый сдвиг на  $\pi/2$ , а оптические пути лучей, прошедших через голограммы, совпадали. В этом случае производится комплексное сложение световых потоков в области формирования изображений. При правильном фазировании происходит удвоение яркости истинного изображения и гашение сопряженного ему. Главным недостатком метода является необходимость точной юстировки оптической системы восстановления и ее относительная сложность.

Радиоэлектронные методы формирования акустических голограмм и звуковидения аналогичны амплитудной радиоголографии и радиовидению. Отличие заключается лишь в источнике излучения, приемнике и детекторе (детекторах) акустических (звуковых) колебаний (рис. 61—63).

В акустической голографии, как и в голографии диапазона СВЧ, используются в основном аппаратурные методы записи голограмм. Следует отметить высокую чувствительность аппаратурного метода по сравнению с другими. Методы, подобные фотографическому (термический, метод деформации поверхности), имеют чувствительность порядка  $1-10^{-3}$  Вт/см $^2$ . Чувствительность же аппаратурного метода может достигать  $10^{-11}-10^{-12}$  Вт/см $^2$ .

Рассмотрим пример формирования звуковой голограммы (см. рис. 63).

На объект  $O$  падает акустическая волна, излучаемая динамиком  $D$ , который возбуждается генератором ЗГ. Рассеянная волна вызывает электрические колебания в звукоприемнике ЗП. Сигнал от звукоприемника поступает на смеситель  $C$ . На второй вход смесителя поступает сигнал постоянной амплитуды, изменяющийся посредством фазовращателя  $\Phi B$  по определенному закону

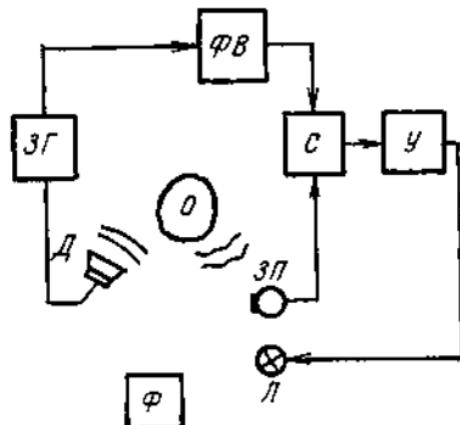


Рис. 63. Структурная схема установки для получения акустических голограмм звукового диапазона:

О—объект; Д—динамик; ЗГ—звуковой генератор; ЗП—звукоприемник; С—смеситель; ФВ—фазовращатель; У—усилитель мощности; Л—лампа; Ф—фотоаппарат

фазы. Сигнал после смесителя представляет собой интерференционный сигнал предметной и опорной волн. Усилитель мощности  $У$  нагружен лампочкой  $Л$ , движущейся совместно с микрофоном-звукоприемником. Интерференционная картина (звуковая голограмма) фиксируется на фотопленке при помощи фотоаппарата  $\Phi$ . Одновременно происходит необходимое уменьшение размеров голограммы.

Для имитации плоской опорной волны, падающей под углом к оси звукоприемной апертуры, фазу электрического сигнала необходимо менять по закону

$$\varphi = \omega_a t + kx \sin \theta + \varphi_0,$$

где  $\omega_a$  — частота генератора;  $x$  — положение звукоприемника;  $k$  — волновое число;  $t$  — время;  $\varphi_0$  — начальная фаза.

Данное выражение указывает и другой способ поворота электрической опорной волны на заданный угол, если записать его в виде

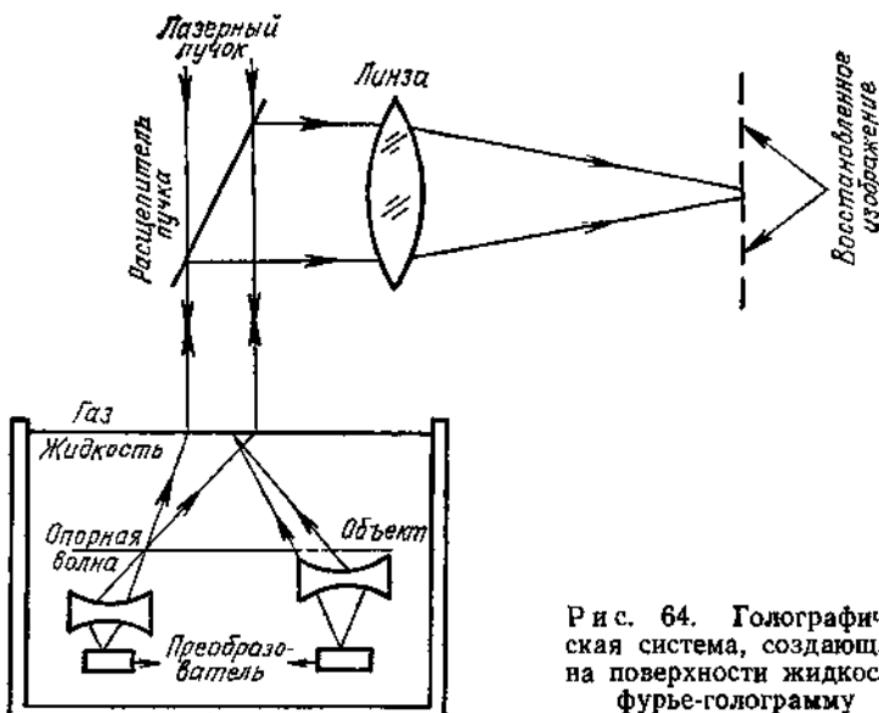


Рис. 64. Голографическая система, создающая на поверхности жидкости фурье-голограмму

$$\Phi = (\omega_s + kv \sin \theta) t + \varphi_0 = (\omega_s + \Delta\omega) t + \varphi_0,$$

где  $\Delta\omega = (2\pi/\lambda) v \sin \theta$ ;  $v$  — скорость движения звукоприемного элемента по плоскости апертуры.

Из последнего выражения видно, что электрическую опорную волну можно повернуть, используя два генератора со взаимной расстройкой  $\Delta\omega$ .

Этим способом можно имитировать и сферическую опорную волну радиусом  $R$ , если расстройку генератора  $\Delta\omega$  менять по закону

$$\Delta\omega = \frac{\pi}{\lambda} v \frac{x-a}{R},$$

где  $a$  — смещение источника сферической волны с оси апертуры.

Допустимая ошибка фазы между опорной и предметной волнами за время съема голограммы не должна превышать значения  $\Delta\phi = \pi/5$ . Изменение фазы может быть вызвано уходом частоты генератора  $\Delta\phi = 2\pi N(\Delta f/f)$ , где  $N$  — число длин волн, укладывающихся на расстоянии от объекта до приемной апертуры.

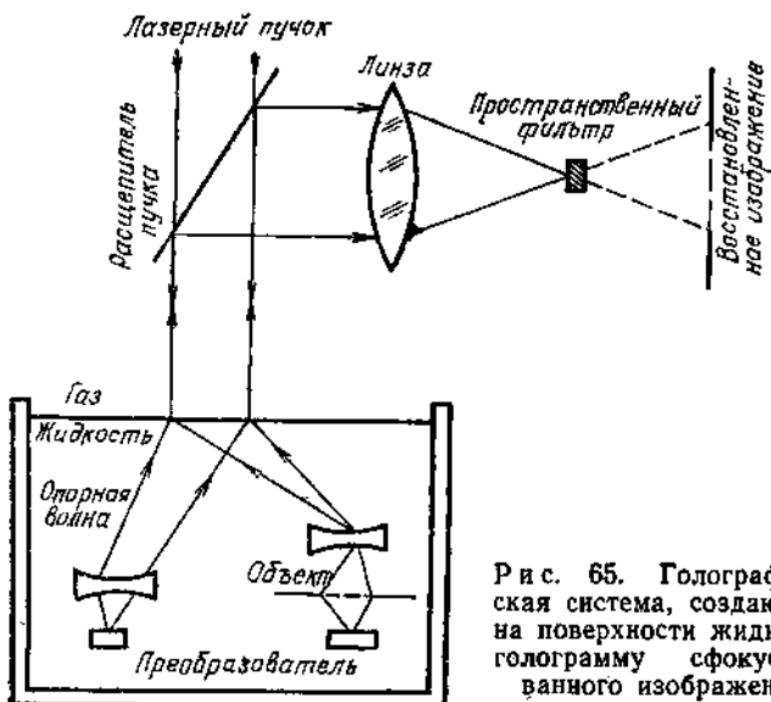


Рис. 65. Голографическая система, создающая на поверхности жидкости голограмму сфокусированного изображения

Принцип действия установки, изображенной на рис. 61, очевиден. В установке, представленной на рис. 62, в отличие от установки на рис. 63 для увеличения чувствительности применены дополнительный резонансный усилитель ДРУ и предварительный усилитель ПУ.

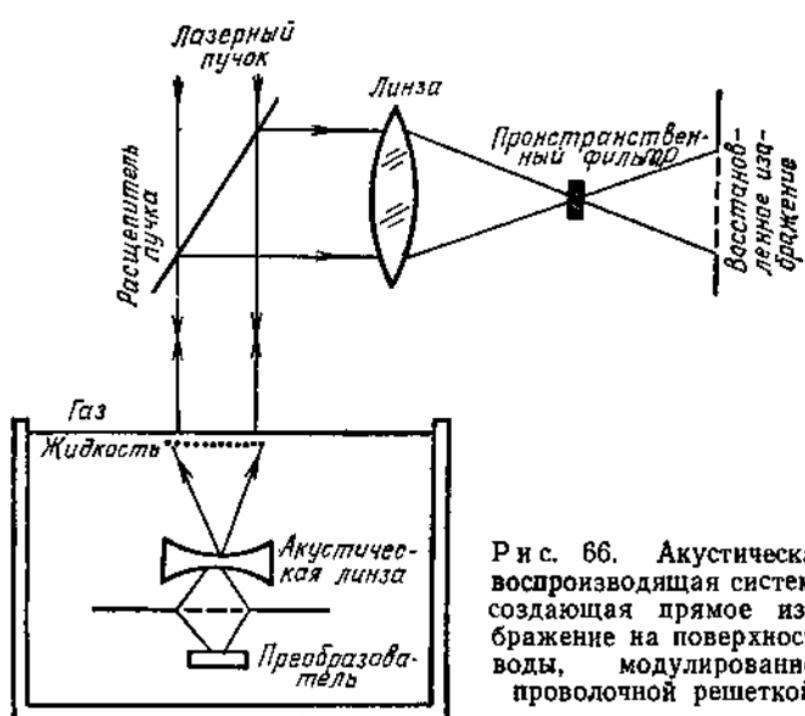


Рис. 66. Акустическая воспроизводящая система, создающая прямое изображение на поверхности воды, модулированной проволочной решеткой

Усилитель постоянного тока собран по схеме с модулятором М и последующим усилителем мощности У.

Для формирования акустических голограмм широко применяются специальные методы с использованием деформации поверхности жидкости с непосредственной реконструкцией изображений в лазерном излучении и реальном времени. Примеры таких голографических схем приведены на рис. 64—66. С помощью этих устройств реализуется чувствительность голографического процесса до  $10^{-3}$  Вт/см<sup>2</sup> с временем установления дифракционной картины до  $10^{-3}$  с. Эти параметры соответствуют характеристикам холестерических жидких кристаллов, хотя уступают аппаратурным методам регистрации звуковых голограмм. Например, использование приемников — пьезоэлектрических элементов позволяет достичь чувствительности до  $10^{-11}$  Вт/см<sup>2</sup> [19].

В акустической голограммии и звуковидении применяется также синтезирование апертур, аналогичное рассмотренному выше для радиодиапазона.

Основные применения звуковидения и акустической голограммии — медицинская диагностика, неразрушаю-

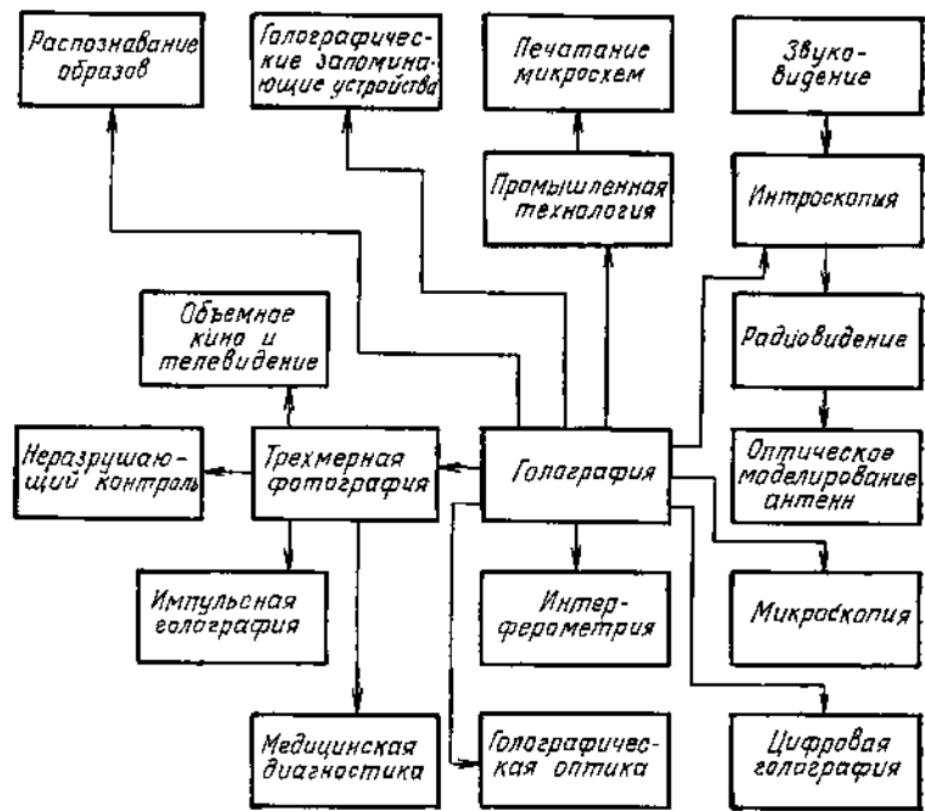


Рис. 67. Условная классификация применений голограммии

щий контроль, ультразвуковая микроскопия и интроскопия, сейсмическая и геологоразведка, подводное акустовидение.

В заключение данной главы, в которой изложен круг возможных применений голограммии с использованием акустических и радиоволн, приведем схему (рис. 67) ее известных и развивающихся применений.

## Глава 6. ИНТЕГРАЛЬНАЯ РАДИООПТИКА И ОПТОЭЛЕКТРОНИКА

---

### 6.1. ЛАЗЕРНЫЕ ЛИНИИ СВЯЗИ

Появление лазеров — высококогерентных остронаправленных источников излучения электромагнитных волн предопределило не только качественный скачок в развитии радиооптики, оптоэлектроники, голографии, но и послужило основой создания принципиально новой техники — лазерных систем связи. Последние делят на *открытые*, когда световой луч распространяется от источника к приемнику в свободном пространстве или другой окружающей среде (однородной и неоднородной), и *закрытые*, когда его распространение происходит в специальных направляющих системах — световодах. Основными достоинствами лазерных линий связи являются широкая полоса частот и высокая помехоустойчивость за счет узконаправленности излучения, малогабаритность элементной базы при достаточно больших коэффициентах усиления антенны, большая плотность информационно-связных каналов и, следовательно, объем и скорость передачи информации за счет более полного использования частотной и фазовой модуляции излучения, чем в радиодиапазоне.

К недостаткам, определяемым в основном временными технологическими затруднениями в создании элементной базы лазерных систем связи, следует отнести сложность их изготовления и необходимость синтезирования широкой номенклатуры материалов со специфическими физическими свойствами. Однако с прогрессом в области микро- и оптоэлектроники, физики полупроводников и радиоматериалов они в значительной степени преодолены. Открытые лазерные линии связи наиболее перспективны в космических приложениях, где нет искажающего действия атмосферных и метеорологических помех на распространяющийся световой сверхкоротковолновый поток.

Широкую перспективу развития лазерных линий свя-

зи в «земных» приложениях (телевидение, телеграфно-телефонная связь, сети ЭВМ и т. д.) обусловило развитие волоконной оптики — создание кабелей для распространения лазерного излучения на большие расстояния с малыми потерями, а также интегральной радиооптики и голографии — устройств для преобразования, фокусирования и других видов обработки лазерных пучков.

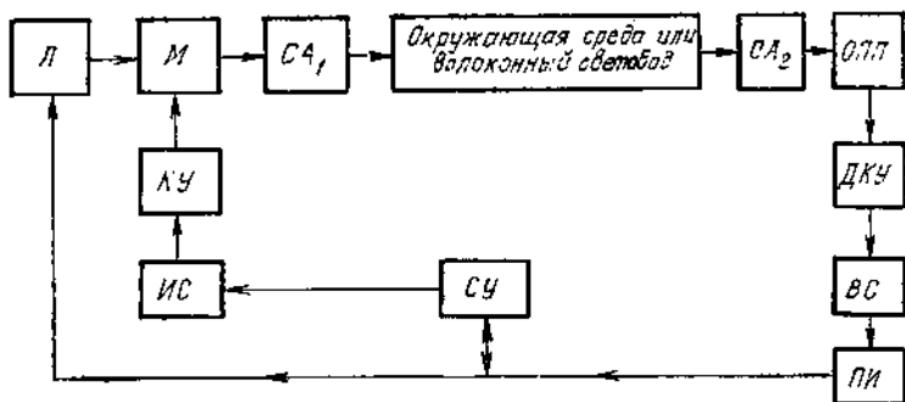


Рис. 68. Физическая модель лазерной линии связи:

Л—лазер; М—модулятор; ОА<sub>1</sub>—передающая оптическая антенна; ОА<sub>2</sub>—приемная оптическая антенна; ОПП—оптический приемник-преобразователь; КУ—кодирующее устройство; ИС—информационный сигнал; ДКУ—декодирующее устройство; ВС—выделенный сигнал; ПИ—потребитель информации; СУ—синхронизирующее устройство

Принцип работы обобщенной физической модели лазерной линии связи (рис. 68) заключается в следующем. Информационный сигнал после кодирования модулирует излучение лазера, передаваемое оптической антенной ОА<sub>1</sub> и принимаемое антенной ОА<sub>2</sub>. После преобразования оптическим приемником-преобразователем ОПП и декодирования выделенный сигнал поступает к потребителю информации или регистрируется в нужном виде (цифровом, оптическом, аналоговом). Модуляция лазерного луча может осуществляться по амплитуде, интенсивности, фазе, частоте, поляризации, т. е. число каналов связи может быть весьма и весьма значительным, что приводит к резкому росту плотности передаваемой информации по сравнению с радиоканальной связью.

Вопросы технической реализации данной физической модели лазерной линии связи выходят за рамки курса «Радиооптика и голография», поэтому ограничимся общими аппаратно-теоретическими аспектами ее функциониро-

нирования, касающимися круга рассматриваемых вопросов.

Общая формула для определения мощности лазерного луча на входе ОПП  $P_c$  без учета помех имеет вид [11]

$$P_c = \pi^2 \tau_1 \tau_a \tau_2 d_1^2 d_2^2 P / 32 R^2 \lambda_c^2, \quad (6.1)$$

где  $\tau_1$  — коэффициент прохождения (усиления) оптической антенны  $OA_1$ ;  $\tau_a$  — коэффициент прохождения окружающей среды или световодного канала;  $\tau_2$  — коэффициент прохождения (усиления) оптической антенны  $OA_2$ ;  $d_1$  — диаметр антенны  $OA_1$ ;  $d_2$  — диаметр антенны  $OA_2$ ;  $P$  — мощность излучения лазера  $L$ ;  $R$  — дальность связи (расстояние между антеннами  $OA_1$  и  $OA_2$ );  $\lambda_c$  — длина волны излучения лазера  $L$ .

Относительно лазеров — генераторов высококогерентного электромагнитного излучения видимого диапазона волн укажем, что за 25-летний период своего развития они прочно вошли практически во все виды интеллектуальной деятельности человека. Известны газовые и твердотельные (в том числе полупроводниковые) лазеры, работающие в непрерывном и импульсном режимах, лазеры на красителях с перестраиваемой частотой излучения, рентгеновские и другие лазеры. Их применение охватывает научные исследования в области управления термоядерными реакциями, обращения волнового фронта, физики плазмы, медицины и многочисленных отраслей народного хозяйства.

Модуляторы лазерного излучения по принципу действия и технической реализации также весьма многообразны. В основу их конструирования положены следующие физические принципы воздействия на излучение лазера:

- электрооптическая модуляция лазерного луча;
- вариация (пространственная модуляция) коэффициентов прохождения (усиления) излучения лазера при распространении его от лазера  $L$  и антенны  $OA_1$  (см. рис. 68);
- свипирование (перестройка) частоты излучения;
- вариация мощности излучения лазера.

На основе этих и других физических принципов реализуются модуляции лазерного излучения: амплитудная (АМ), импульсная (ИМ), частотная (ЧМ), фазовая (ФМ), поляризационная (ПМ) (табл. 1). На всех ука-

Таблица 1. Модуляции лазерного излучения

№ п/п	Физический принцип модуляции	АМ	ИМ	ЧМ	ФМ	ПМ
1	Изменение мощности излучения		×			
2	Вариация коэффициента прохождения излучения		×			
3	Изменение частоты излучения			×		
4	Эффекты Зеемана и Штарка				×	
5	Эффект фотоупругости		×	×		
6	Пьезоэлектрический и акустический эффекты		×	×		
7	Магнитооптический эффект	×		×	×	
8	Электрооптический эффект	×	×	×	×	×

занных в таблице известных физических эффектах основаны конкретные технические разработки многочисленных типов и конструкций модуляторов. Чаще всего в качестве конструкционных материалов модуляторов применяются полупроводниковые материалы (рис. 69).

Частоту излучения лазеров можно изменять, применив в качестве активного вещества красители (смесь компонент), изменяя длину резонатора, налагая магнитные (эффект Зеемана) или электрические (эффект Штарка) поля на твердые или газообразные вещества, в которых распространяется лазерное излучение.

Структурная схема акустооптического модулятора изображена на рис. 70. В основу его действия положены изменения коэффициентов прохождения (преломления) некоторых веществ приложении механических напряжений (фотоупругости), в частности обусловленных распро-

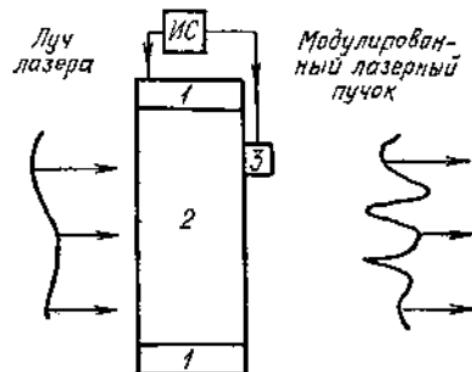


Рис. 69. Структурная схема полупроводникового модулятора:  
1, 3—управляющие электроды; 2—полупроводниковый p-n-переход; ИС—информационный сигнал

странением ультразвуковых колебаний (акустооптический эффект). Возможна модуляция лазерного излучения за счет приложения к веществу электрического поля, приводящего к его механическим деформациям (пьезоэлектрический эффект). Частоты излучения дифрагированных пучков отличаются от частоты пучка нулевого дифракционного порядка, хотя интенсивность их незначительна. Все проходящие пучки в то же время яв-

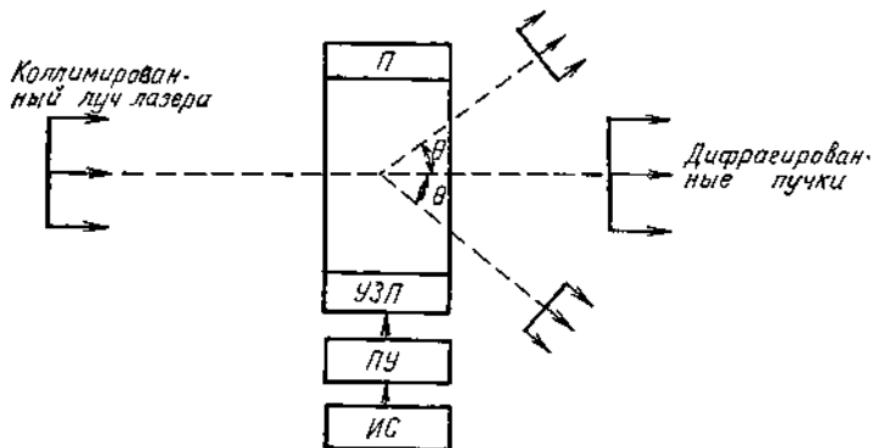


Рис. 70. Структурная схема акустооптического модулятора:  
П—поглотитель ультразвуковых колебаний; УЗП—ультразвуковой преобразователь; ПУ—преобразователь-усилитель информационного сигнала; ИС—информационный сигнал

ляются амплитудно-модулированными. Таким образом, в данных случаях осуществляется как амплитудная, так и частотная модуляции. Как известно, магнитооптический и электрооптический эффекты заключаются в зависимости коэффициента преломления некоторых жидких и твердых тел от приложенного к ним магнитного или электрического поля. Такая зависимость неодинакова в различных направлениях, так как она связана уравнением  $(1/n_x^2) + (1/n_y^2) + (1/n_z^2) = 1$  эллипсоидального типа. Это приводит при прохождении сквозь такие вещества лазерного луча к изменению его амплитуды, фазы, поляризации, а также к преломлению луча. На основе электрооптического эффекта можно конструировать наиболее широкий спектр модуляторов (см. п. 8 табл. 1).

Теория и техническая реализация устройств лазерных линий связи (оптических антенн, устройств деления, ввода-вывода световой энергии, демодуляторов-фотоприемников и т. д.) изучаются в других специальных

курсах. Изложенный выше материал был необходим лишь для понимания следующего.

Прогресс в области материаловедения, технологии, физики полупроводников, микроэлектроники (создание БИС и СБИС с высокой степенью интеграции) привел к возможности сочетания в одном приборе (кристалле) нескольких модулей (полупроводниковый квантовый генератор + модулятор + усилитель + делитель мощности +

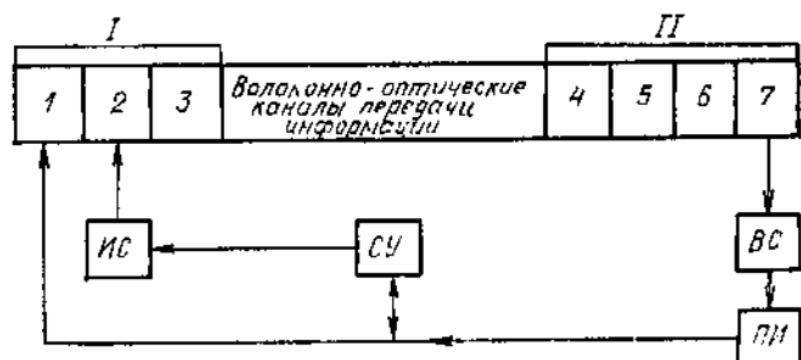


Рис. 71. Структурная схема волоконно-оптической линии связи:

I—лазер (1), модулятор-преобразователь (2), устройства разделения ввода-вывода лазерного луча (3) и световоды в интегральном исполнении; II—устройства ввода-вывода (4), приемник-преобразователь (5), устройства обработки (6), выходное устройство (7) в интегральном исполнении; ИС—информационный сигнал; СУ—синхронизирующее устройство; ВС—выделенный сигнал; ПИ—потребитель информации

+ детектор + демодулятор + ...). В данную полупроводниковую структуру могут быть включены также оптические процессоры для обработки информации, в том числе и голограммические фокусирующие и дефокусирующие устройства. Это привело к интеграции микроэлектронных и оптических приборов в единую радиооптическую интегральную схему (РОИС), подобно микропроцессорам, где в одном приборе (кристалле) располагаются как процессор, так и память микроЭВМ.

Следует также отметить, что прогресс в области технологий изготовления световодов — волоконной оптики — поставил на повестку дня широкое внедрение в науку, технику, культуру и быт волоконно-оптических линий связи [24—30]. Таким образом, приведенная на рис. 68 схема лазерной линии связи трансформируется в более совершенную с технологической, экономической и технической точек зрения волоконно-оптическую линию

связи (ВОЛС) (рис. 71). Волоконно-оптические линии связи создаются на основе физических исследований в области разработки оптических квантовых генераторов (ОКГ) по технологии выращивания многослойных гетероструктур, светодиодов и фотоприемников, одномодовых световодов и световодных кабелей [24]. Академик А. М. Прохоров отмечает [25], что в недалеком будущем произойдет интеграция всех информационных систем в единую на основе цифровой и световодной техники. В работе [29] показано, что разработки быстродействующих АЦП новых видов, оптических процессоров и ВОЛС привели к необходимости интеграции электронных и оптических приборов в единую оптоэлектронную интегральную схему (ОЭИС). Там же указывается на перспективность использования в качестве конструкционных материалов группы  $A^{III}B^V$  (в частности, арсенида галия) и формулируется основная задача технологии ОЭИС — создание интегральных передающих и приемных модулей для ВОЛС, которые обладают такими существенными преимуществами по сравнению с традиционными кабельными системами связи, как большая широкополосность, меньшие потери, масса и габариты, электрическая связь и помехоустойчивость.

## 6.2. ИСТОЧНИКИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ РОИС

Естественно, что, ориентируясь на интегральные радиооптические или оптоэлектронные схемы, от газовых лазеров следует отказаться в пользу твердотельных, в частности полупроводниковых. В последнем случае появляется возможность их интеграции с такими пассивными компонентами, как диэлектрические световоды и микроволноводы, фотоприемники-преобразователи, дифракционные линзы-гологramмы, АЦП, оптические, цифровые и оптико-цифровые процессоры и т. д., а также реализации общей идеологии микроминиатюризации в СБИС. Считается [30], что лучше этим преобразованиям удовлетворяют полупроводниковые инжекционные ОКГ на гетероструктурах (рис. 72). В активном веществе  $3$  происходит генерация оптического излучения. Существует большое разнообразие конструкций инжекционных полупроводниковых ОКГ, в результате исследования которых оптимальной принято считать конструкцию с двумя слоями активного вещества (двой-

ная гетероструктура). Естественно, что для улучшения параметров ОКГ предъявляются высокие требования к химической чистоте активного вещества: в нем должны отсутствовать химические примеси с глубокими уровнями в запрещенной зоне. Основной технологической проблемой в создании инжекционных полупроводниковых гетероструктур является создание идеального гетероперехода, т. е. методом изопериодического замещения в твердых растворах создать изоморфную и изопериодическую гетероструктуру. Этим условиям наиболее полно удовлетворяют материалы группы  $A_{III}B_V$  и, в частности,  $AlCaAs/GaAs$  для диапазона волн до 0,9 мкм в инфракрасной области. Для увеличения длины генерируемых волн до нескольких микрометров применяются четырехкомпонентные (и более) изопериодические структуры с использованием других материалов группы  $A_{III}B_V$ . Такие многослойные изопериодические структуры выращиваются преимущественно методами жидкофазовой, молекулярно-лучевой и газофазовой эпитаксии с использованием  $AlCaAs$ ,  $GaInAsP$ ,  $GaAlAsSb$ . Технологические аспекты выращивания кристаллов рассматриваются в специальных учебных курсах.

В полупроводниковом инжекционном ОКГ показатель преломления  $n_3$  активного вещества 3 выбирается большим, чем показатель преломления  $n_2$  эмиттерных слоев. Если толщина слоя активного вещества 3 равна  $d$ , то его приведенная толщина  $D$  определяется соотношением [30]

$$D = \frac{2\pi d}{\lambda_0} \sqrt{n_3^2 - n_2^2}, \quad (6.2)$$

где  $\lambda_0$  — длина волны излучения ОКГ в вакууме. Оптимальное ее значение  $D_{opt}$  находится из уравнения

$$\frac{1}{\Gamma} \left( 1 - \frac{D_{opt}}{m\Gamma} \frac{d\Gamma}{dD_{opt}} \right) = c, \quad (6.3)$$

где  $\Gamma$  — отношение светового потока в слое активного вещества ко всему генерируемому световому потоку;

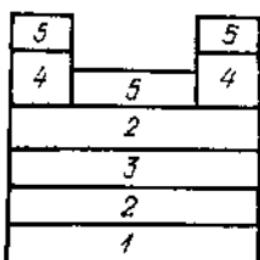


Рис. 72. Схема инжекционного полупроводникового лазера:

1—подложка; 2—эмиттерные слои; 3—активное вещество; 4—изоляционный слой; 5—проводящий контактный слой

$m$  — показатель зависимости коэффициента оптического усиления полупроводникового гетерогенного ОКГ от тока накачки;  $c = (\alpha_{pn} - \alpha_0 - n_0) / (\alpha_{pn} + \alpha_{exp})$  — коэффициент равномерности оптических потерь по слоям гетероструктуры;  $\alpha_{pn}$  — среднее значение коэффициента поглощения в пассивных  $p$ - и  $n$ -областиах;  $\alpha_0$  — коэффициент нерезонансного поглощения в активном слое 3;  $n_0$  — константа объемного показателя преломления;  $\alpha_{exp}$  — коэффициент, характеризующий внешние потери в резонаторе. Для типовых инжекционных лазеров  $D_{opt} \approx 0,15 \dots 0,35$  мкм.

Важным параметром инжекционных полупроводниковых ОКГ является плотность порогового тока  $J_{\text{пор}}$  накачки, зависящая от толщины, длины активного слоя 3, геометрических и физических параметров резонатора, коэффициентов поглощения  $\alpha_{pn}$ ,  $\alpha_0$ ,  $n_0$  и физических свойств самого активного вещества 3. При комнатной температуре обычно  $J_{\text{пор}}$  составляет несколько сотен ампер на квадратный сантиметр и при ее изменении определяется зависимостью

$$J_{\text{пор}}(T) = J_{\text{пор}}(0) e^{T/T_0}, \quad (6.4)$$

где  $T$  — температура по абсолютной шкале;  $T_0 \approx (50 \dots 45)^\circ$  — эмпирическая константа для каждого типа ОКГ.

Дифракционная квантовая эффективность полупроводникового инжекционного ОКГ

$$\eta = q (dP/dJ_m) \approx 40 \dots 80\%, \quad (6.5)$$

где  $q$  — заряд электрона;  $P$  — излучаемая мощность;  $J_m$  — ток накачки, существенно зависит от геометрической структуры ОКГ, параметров активного вещества 3, эмиттерных слоев 2 и т. д.

Частота модуляции ОКГ определяется полуэмпирическим соотношением [30]

$$f_m = (1/2\pi) \sqrt{GR_0/\tau_\phi}, \quad (6.6)$$

где  $G$  — коэффициент оптического усиления;  $R_0$  — стационарная плотность фотонов в активном веществе;

$$\tau_\phi = \frac{c}{n} \left( \frac{1}{\alpha_p} + \frac{1}{L_p} \ln \frac{1}{R_3} \right)$$

есть время жизни фотонов в резонаторе;  $c$  — скорость света;  $n$  — показатель преломления материала резонатора;  $\alpha_p$  —

коэффициент оптических потерь в резонаторе;  $L_p$  — длина резонатора;  $R_s$  — коэффициент отражения зеркал.

Для интеграции ОКГ с другими компонентами РОИС его формируют на подложке *I* из материала группы А<sup>III</sup>В<sup>V</sup>, как правило, с высокой проводимостью и сильным легированием. Элементы РОИС, в том числе и активные (например, полевые транзисторы), формируют на полупроводниках *n*-типа частично проводящей (полуизолирующей) подложкой, что уменьшает паразитные емкости. Резонатор в полупроводниковом ОКГ технологически изготавливается селективной эпитаксией, сухим и влажным травлением в многослойной структуре.

Известны и разрабатываются другие типы и конструкции полупроводниковых инжекционных ОКГ для РОИС, например ОКГ с распределенной обратной связью, распределенными брэгговскими отражателями и т. д.

### 6.3. ВОЛОКОННАЯ ОПТИКА (СВЕТОВОДЫ)

Из классической электродинамики известно волновое уравнение (1.4) для однородной изотропной среды, которому удовлетворяют распространяющиеся в ней электромагнитные волны. Если учесть зависимость показателя преломления от частоты (дисперсию), что реализуется практически всегда, то составляющие спектра исходного волнового фронта имеют различную фазовую скорость распространения в отличие от групповой скорости. Распространение составляющих спектра, отличных от нулевой, происходит в направлении переноса электромагнитной энергии светового пучка, совпадающем с направлением  $v_{tr}$  за счет их полного внутреннего отражения на границе раздела световода с окружающими материалами. Для неоднородных сред остаются справедливыми уравнения Максвелла и следующее из них волновое уравнение с учетом, что  $\epsilon$  и  $\mu$  являются тензорами. В частности, для анизотропной немагнитной среды тензоры в декартовых координатах равны:

$$\hat{\epsilon} = \begin{pmatrix} \epsilon_1 & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_2 & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_3 \end{pmatrix}; \quad \hat{\mu} \approx \mu = \mu_0, \quad (6.7)$$

причем при наличии поглощения или усиления компо-

ненты тензоры (6.7) являются комплексными. Из уравнения нормалей Френеля

$$\frac{\omega^2 \cos^2 \alpha \cdot x}{(1/k^2) - (1/\omega^2 \epsilon_1 \mu_0)} + \frac{\omega^2 \cos^2 \beta \cdot y}{(1/k^2) - (1/\omega^2 \epsilon_2 \mu_0)} + \\ + \frac{\omega^2 \cos^2 \gamma \cdot z}{(1/k^2) - (1/\omega^2 \epsilon_3 \mu_0)} = 0$$

следует, что в любом произвольном направлении анизотропной среды могут распространяться две волны с разными фазовыми скоростями. Для так называемых односенных кристаллов при  $\epsilon_i = \epsilon_j = \epsilon_0$  ( $i \neq j = 1, 2, 3$ ),  $\epsilon_k = \epsilon$  ( $k \neq i \neq j$ )

$$\left. \begin{aligned} n^2 &= n_0^2; \\ (n_i^2 + n_j^2) \left( \frac{1}{n^2} - \frac{1}{n_k^2} \right) + n_k^2 \left( \frac{1}{n^2} - \frac{1}{n_0^2} \right) &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (6.8)$$

Плоский световодный слой неограниченных размеров в поперечном направлении называется *планарным*, а ограниченный в этом направлении — *трехмерным*. Основной технологической трудностью их создания является получение материалов с низкими активными потерями и резкой анизотропией (изменение показателя преломления от центра к периферии) диэлектрической проницаемости для создания условий полного внутреннего отражения. В качестве таких материалов используются полимеры, стекла, ферриты, другие диэлектрики, в том числе электрооптические кристаллы, а также полупроводники. Типовые сечения трехмерных световодов — (0,3...3)...(1...5) мкм при допусках около 0,5 нм в зависимости от длины волны. Так же, как и в волноводах для сверхвысоких частот радиодиапазона, различают одно- и много-модовые световоды, ТЕ- и ТМ-световоды. Конструктивно световод выполняется из указанных выше материалов

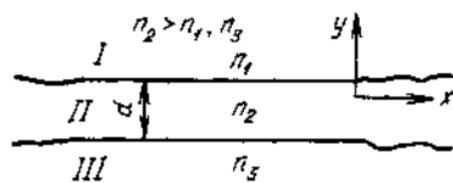


Рис. 73. Структура изопланарного световода

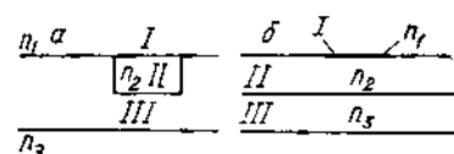


Рис. 74. Световоды погруженного (а) и полоскового (б) типов

со ступенчатым или градиентным изменением коэффициента преломления от центра к периферии.

Для изопланарного световода (рис. 73) волновое уравнение (1.4) имеет вид ( $i=1, 2, 3$ )

$$(\partial^2/\partial x^2) E_i(x, y) + (k_0^2 n_i^2 - \beta^2) E(x, y) = 0, \quad (6.9)$$

где  $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ ;  $\lambda_0$  — длина волны в вакууме;  $n_i$  — показатель преломления областей I, II, III;  $\beta = \omega/v_\phi$ ;  $v_\phi$  — фазовая скорость волны. Уравнение (6.9) называется *дисперсионным волноводным уравнением*.

При выборе  $n_2 > n_1, n_3$  с учетом непрерывности  $E$  и  $H$  на границах раздела областей I, II, III его решение в области II есть гармоническая функция при  $k_0 n_3 < \beta < k_0 n_2$ ,  $(1/E)(\partial^2 E / \partial x^2) < 0$ ,  $k_0 n_1 < \beta < k_0 n_2$ , а в областях I, III — экспоненциально затухающая.

Решение уравнения (6.9) для планарного световода различной толщины  $d$  называется *анализом распространяющихся в нем колебаний* — мод TE-, TM- и TEM-режимов. Если ввести в рассмотрение эффективный показатель преломления  $n_{\text{эфф}} = \beta/k_0$ , то условием световодного режима является выполнение неравенства

$$n_3 > n_{\text{эфф}} > n_1. \quad (6.10)$$

Трехмерные световоды, получаемые ограничением поперечных размеров планарного, имеют различное конструктивное исполнение и делятся на гребенчатые, полосковые, погруженные, дифракционные и др. В интегральной радиооптике наибольшее распространение получили канальные трехмерные волноводы погруженного (рис. 74, а) и полоскового (рис. 74, б) типов. В последнем случае световая энергия распространяется вдоль границы раздела полоски I с областью II. Основные преимущества полосковых световодов заключаются в относительно слабой чувствительности к производственным и технологическим допускам, малогабаритности и ограниченности веса, удобстве связи светового пучка на основе дифракционных решеток, волноводных соединений, переходов, преобразователей мод и т. д.

Конструктивно световоды выполняются на стеклянных подложках, литиевых соединениях, получаемых диффузионными методами, а также на полупроводниковых пленках из материалов группы A<sub>III</sub>B<sub>V</sub>, что очень удобно для использования их в РОИС совместно с полупровод-

микровыми инжекционными ОКГ. Чаще всего в качестве основных технологических приемов применяются эпигенетическая технология выращивания кристаллов из твердотельных растворов, диффузия, ионное легирование (имплантация). В последнем случае введение заряда свободных носителей в полупроводник изменяет его показатель преломления на величину [30]

$$\Delta n = N \lambda_0^2 q^2 / (8\pi^2 \epsilon_0 m_{\text{eff}} c^2), \quad (6.11)$$

где  $N$  — концентрация инжектируемых носителей заряда  $q$ ;  $\lambda_0$  — длина волны излучения в полупроводнике с исходным показателем преломления  $n_0$ ;  $\epsilon_0$  — диэлектрическая константа;  $m$  — эффективная масса;  $c$  — скорость света.

Условием распространения света в слое полупроводников толщиной  $d$  является выполнение неравенства

$$|\Delta n| \geq [(2M - 1)^2 / 2n_0] (\lambda_0 / 4d)^2, \quad (6.12)$$

где  $M$  — число распространяющихся мод световых колебаний.

Из (6.11) и (6.12) путем их совместного решения получается условие

$$N_n - N_{\text{св}} > (2M - 1)^2 \pi^2 \epsilon_0 m c^2 / 4 q^2 d^2, \quad (6.13)$$

где  $N_n$  — концентрация свободных носителей ( $m$ ,  $q$ ) в подложке;  $N_{\text{св}}$  — их концентрация в световодном слое.

#### 6.4. ИНТЕГРАЛЬНО-ОПТИЧЕСКИЕ ФОТОПРИЕМНИКИ

Основное назначение фотоприемника в РОИС — прием и преобразование энергии луча ОКГ в электрический сигнал аналоговой или цифровой формы, т. е. фотоприемник является оптоэлектронным преобразователем в РОИС, ее оконечным каскадом, или еще иначе — детектором оптического сигнала. Эти детекторы могут быть некогерентными (преобразовывают энергию световых пучков, распространяющихся в ВОЛС или окружающей среде, в энергию электрических сигналов в радиоэлектронной системе с сосредоточенными либо распределенными параметрами) и когерентными с гетеродинированием или усилением по несущей частоте (с сохранением фазовой информации) аналогично микроволновому диапазону радиоволн. Имеется большое разнообразие фотоприемников

детекторов, однако применительно к РОИС наибольший интерес представляют полупроводниковые, принцип действия которых основан на внутреннем фотоэффеekte. В зависимости от состава и других физических свойств полупроводника фотодетекторы могут иметь селективное или широкополосное поглощение. Они легко интегрируются с рассмотренными выше (полупроводниковые инжекционные ОКГ, световоды) и другими элементами РОИС с одинаковыми и различающимися технологиями изготовления. На внутреннем фотоэффеekte основано устройство гомогенных (фоторезисторы, поверхностно-канальные, с инжекционным усилением и без него) фотоприемников, а также негомогенных конструкций. Последние без встроенного усиления делятся на фотодиоды, объемно-пролетные диоды, поверхностно-барьерные и фотодиоды с диффузной базой, а со встроенным усилением — на лавинные, полевые, канальные диоды и фототранзисторы с гетероэмиттером и на гомопереходах. Чувствительность фотоприемника  $R(\lambda)$  к входному световому потоку  $P_0$  определяется выражением [30]

$$R(\lambda) = \frac{I_\Phi}{P_0} = \frac{\pi q \bar{G}}{N_0 h v} = \frac{q \lambda n}{h c N_0} \bar{G} \simeq 0.8 \eta \lambda \bar{G}, \quad (6.14)$$

где  $I_\Phi$  — ток на выходе фотодетектора, обусловленный падающей световой мощностью  $P_0$ ;  $q$  — заряд электрона;  $h$  — постоянная Планка;  $c$  — скорость света;  $\eta = n/N_0$  — коэффициент квантовой эффективности;  $n$  — скорость генерации photoносителей в фотодиоде;  $N_0$  — скорость генерации фотонов на его поверхностном слое;  $\lambda$  — длина волн;  $\bar{G}$  — среднестатистическая величина коэффициента внутреннего усиления фототока.

В лавинных фотодиодах  $\bar{G}$  — средняя величина за время действия светового импульса ОКГ. В фоторезисторах, действие которых основано на пролете носителей,  $\bar{G}$  — усреднение поверхностного  $\tau_p$  и объемного  $\tau_o$  времен жизни photoносителей:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_p} + \frac{1}{\tau_o}. \quad (6.15)$$

Чувствительность и коэффициент квантовой эффективности для конкретных фотодиодов имеют значения  $R_{max}$  и  $\eta_{max}$  для определенной длины волны, т. е. носят резонансный характер, обусловленный спектрально-поглощающими свойствами материала.

Основные требования к фотоприемникам РОИС — это по скорости (длительность импульсов 10 пс и менее) и полосе пропускания или частоте до  $10^{12}$  Гц, а также по порогу чувствительности и уровню шумов. При их интегрировании, естественно, резонансные свойства должны отвечать частотным характеристикам ОКГ и других элементов РОИС. По размерам входной апертуры они должны соответствовать размерам трехмерного или пла-

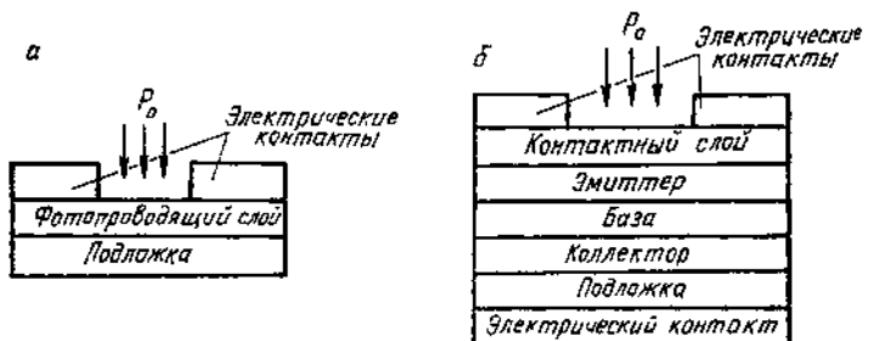


Рис. 75. Конструкции продольного (а) и вертикального (б) фотоприемников:  
 $P_o$  — падающий световой поток

нарного световода и согласовываться с ним устройствами ввода-вывода. Вполне очевидно, что и материалы фотодетекторов в РОИС должны по возможности выбираться такими же, как и для других ее компонент.

Примеры конструктивного выполнения полупроводниковых фотоприемников приведены на рис. 75. В фотоприемниках на рис. 75, а управляющее электрическое поле приложено к электрическим контактам. Помимо модуляционно-легированного канального фотодиода (см. рис. 75, а) известны  $n-p-n$ -,  $p-n$ - и  $p-i-n$ -фотодиоды, МПМ-фоторезисторы, фотодиоды Шотки и др. Их быстродействие ограничивается временем пролета носителя заряда межэлектронного расстояния  $M$  (например, для регистрации световых колебаний в полосе частот  $\Delta f \gg 10$  ГГц пределы изменения  $M \leq 0,3 \dots 0,5$  мкм при использовании полупроводниковых материалов группы АШВУ).

В фотоприемниках вертикальной структуры (рис. 75, б) управляющее поле создается на границах эпитаксиальных или диффузных слоев за счет возникающих гомо- и гетеропереходов. Здесь быстродействие фотопри-

емника определяется временем пролета носителями области пространственного заряда, длина которой имеет порядок толщины слоя, т. е. сопоставима с  $M$ .

Полупроводниковые фотоприемники вертикальной структуры более распространены, чем фотоприемники продольной структуры. Помимо изображенной на рис. 75, б вертикальной конструкции гетерофототранзистора известны планарный мезолавинный,  $p-i-n$ -фотодиоды и др.

Коэффициент усиления фотодетектора определяется соотношением

$$G = I_{\Phi}/I_{\Phi 0} = h\nu I_{\Phi}/q\eta p_0, \quad (6.16)$$

где  $I_{\Phi 0} = \eta (p_0/h\nu)$  — первичный фототок;  $\eta = (1 - e^{-\omega/a}) \times (1 - R) \eta_0$ ;  $\omega$  — толщина активной области;  $a = \alpha^{-1}$  — длина поглощения;  $\eta_0$  — квантовый выход внутреннего фотоэффекта.

Полоса пропускания фотодетектора  $\Delta f = 1/2\pi\tau_p$  ( $\tau_p$  — время релаксации, определяющееся объемным и поверхностным временами жизни носителей, его площадью и другими конструктивными параметрами).

## 6.5. ФОКУСИРУЮЩИЕ ЭЛЕМЕНТЫ РОИС

Рассматривая фокусирующие свойства линзы, мы убедились, что они обусловлены фазовыми изменениями, вносимыми ею в пространственные составляющие спектра распространяющегося волнового фронта (изменением электрической длины пучка (луча) в среде с отличающимися от окружающей среды показателем преломления и (или) плотностью). Распространение электромагнитной волны в световодах происходит за счет полного внутреннего отражения лучей волнового спектра от их стенок. Очевидно, что если помимо градиента показателя преломления (плотности) материала световода от его оси к краям, необходимого для направленного распространения волны, в каких-то сечениях определенной длины создать дополнительный градиент, то этот участок световода будет обладать свойствами собирающей (рассеивающей) линзы или иметь фазосдвигающие свойства.

Отражающие и геометрические свойства стенок световода также вызывают изменения фазовой структуры распространяющейся в нем электромагнитной волны. От-

сюда следует вывод, что аналогами фокусирующих элементов в РОИС могут являться изопланарные и трехмерные световоды с участками стенок, обладающими необходимыми геометрическими и электродинамическими характеристиками, области с дополнительным градиентом показателя преломления в поперечном и продольном направлениях. Эти свойства стенкам можно придать, изменения их конфигурацию (выпуклые, вогнутые вдоль

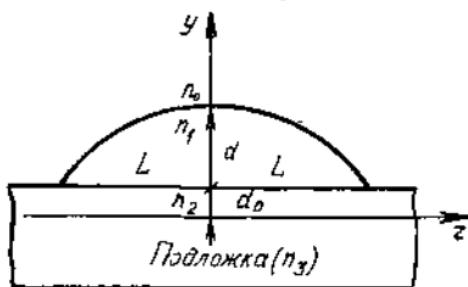


Рис. 76. Продольное сечение фокусирующего планарного световода

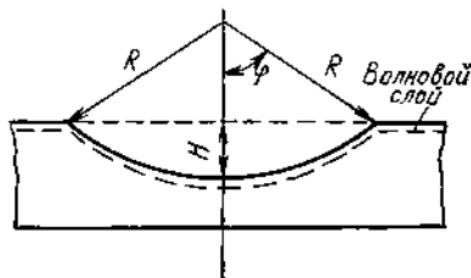


Рис. 77. Поперечное сечение геодезической линзы

направления распространения волны), металлизируя их щелями, полосами, отверстиями с целью придания определенных дифракционных свойств и другими способами. Голограмма — это элемент РОС с большой дифракционной эффективностью, поэтому их применение в РОИС весьма перспективно.

Рассмотрим продольное сечение планарного световода с искривленной верхней кромкой (рис. 76), называемого *световодной линзой Люнеберга* (название дано по аналогии с микроволноводной линзой Люнеберга радиодиапазона сверхвысоких частот). Конструктивным параметром линзы является зависимость  $d(z)$ , получаемая из решения дисперсного уравнения (6.9) для данной геометрии световода и заданных показателей преломления  $n_0—n_3$ . Эффективный показатель преломления  $n^{\Phi}$  световодной линзы Люнеберга для  $m$ -й моды находится из уравнения

$$n_m^{\Phi}(z) = n_{om}^{\Phi} \exp \left( \frac{1}{\pi} \int_0^z \frac{\arcsin(z/s)}{\sqrt{z^2 - p^2}} dz \right), \quad (6.17)$$

где  $z$  — радиальная координата;  $n_{om}^{\Phi}$  — эффективный показатель преломления для моды  $m$  в основном световоде;

$s = F/L$  — нормированное фокусное расстояние линзы;  $\rho = z^{s\Phi}/L n_{om}^{s\Phi}$ ;  $L$  — радиус линзы.

Для обращенной линзы Люнеберга ( $s > 1$ ) [30]

$$n_m^{s\Phi}(z) = n_{om}^{s\Phi} \exp \left[ \frac{\sqrt{(n_{om}^{s\Phi})^2 - z^2 (n_m^{s\Phi})^2}}{\pi n_{om}^{s\Phi} F} \right]. \quad (6.18)$$

Естественно, что для устранения аберраций такие линзы в процессе технологического изготовления должны подвергаться высокоточной обработке или изготавливаться высокоточными методами выращивания по сухой технологии. Например, допуск на изменение профиля порядка нанометра приводит к изменению фокусного расстояния  $F$  порядка  $10^{-1}$ — $10^{-2}$  мм.

Требование отсутствия потери разрешения приводит к необходимости выполнения неравенства

$$\Delta F = \frac{\alpha \lambda_0}{n^{s\Phi}} \left( \frac{F}{a} \right)^2 \leq \Delta F_{\max} = \Delta s L, \quad (6.19)$$

где  $\alpha$  — полуэмпирический коэффициент, характеризующий фазовый фронт входного светового пучка;  $\lambda_0$  — его длина волны;  $a$  — размер входной апертуры линзы. Из совместного решения равенства (6.18) и неравенства (6.19) получаем допустимое относительное изменение профиля линзы

$$\Delta F/F \leq \alpha \lambda_0 F / a^2 n^{s\Phi}, \quad (6.20)$$

зависящее от ее геометрических, физических характеристи-

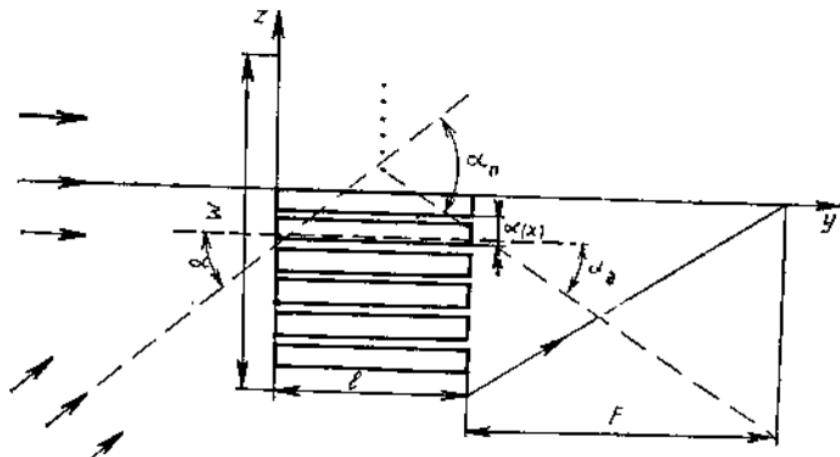


Рис. 78. Дифракционная решетка Брэгга (вид сверху)

стик и электродинамических (оптических и физических) параметров материала световода, в который она встроена.

Другим типом световодных фокусирующих устройств, также аналогичных сверхвысокочастотным линзам, является так называемая геодезическая линза (рис. 77), представляющая собой вогнутую или выпуклую неоднородность со сферической формой поверхности в подложке световода. Технологически сначала изготавливается подложка с вогнутостью (выпуклостью), а затем создается волноводный слой путем диффузии, ионной имплантации или напыления. Очевидно, что в силу сферичности поверхности лучи, идущие в ее центре, будут проходить больший оптический путь, чем на краях, следовательно, фазовый фронт пучка будет изменяться. Фокусное расстояние геодезической линзы

$$F = \pm R \frac{\sin \phi}{\sin 2(\phi + \theta)}, \quad (6.21)$$

где  $\phi$  и  $\theta$  связаны геометрическими зависимостями:

$$\theta = \left(1 - \frac{e^2 h^2}{R_1^2}\right)^{-1/2} \left\{ \frac{R_1}{h} \Pi \left( \mu_1, 1 - \frac{R^2}{h^2}, r \right) - \frac{e^2 h}{R_1} F(\mu_1, r) \right\}; \quad (6.22)$$

$$\mu_1 = \arcsin \sqrt{(R^2 - h^2)/(R_1^2 - h^2)};$$

$$r = e \sqrt{(R_1^2 - h^2)/(R_1^2 - e^2 h^2)};$$

$F(\mu_1, r)$ ;  $\Pi(\mu_1, 1 - R^2/h^2, r)$  — эллиптические интегралы первого и третьего рода;  $e = \sqrt{1 - (R_2/R_1)^2}$  — эксцентриситет эллипса;  $R_1$ ,  $R_2$  — его оси;  $h = (n_0^{3\phi}/n^{3\phi}) R \sin \phi$ ;  $n_0^{3\phi}$ ,  $n^{3\phi}$  — эффективные показатели преломления световодного слоя вне геодезической линзы и в области линзы.

Для чисто сферической формы линзы ( $l=0$ ) при малых размерах апертуры ( $a \rightarrow 0$ ) фокусное расстояние линзы  $F \rightarrow (R/2)(1 - \cos \phi)$ , т. е. определяется только ее геометрическими параметрами. Величина aberrации — разность длин оптического пути на расстоянии  $f$  от ее оси в идеальном  $l_0$  и реальном  $l$  случаях также зависит от ее геометрических параметров:  $f - l_0 = f(a/R)$ . Для уменьшения aberrаций применяются компенсирующие фазосдвигающие пластиинки (пленки), линзы сфероидальной формы и т. д.

Для расчета формы геодезической линзы можно рекомендовать [30] более упрощенное выражение

$$H = H_0 + \int_0^{\rho} \sqrt{\frac{\rho}{n^{e\Phi}} \frac{dn^{e\Phi}}{dr} \left( \frac{\rho}{n^{e\Phi}} \frac{dn^{e\Phi}}{dr} - 2 \right)} d\rho, \quad (6.23)$$

где  $H_0$  — максимальное углубление;  $\rho = rn^{e\Phi}(r)$  — радиальная координата линзы;  $n^{e\Phi}$  — эффективный показатель преломления ее материала (линзы Люнеберга).

Дифракционные (голографические) фокусирующие устройства РОИС наиболее просты и экономичны в технологическом отношении, так как позволяют применять легкодоступные методы фото- и электронной литографии. Помимо фокусирующих устройств в виде линз Френеля, Брэгга, голограмм в интегральной радиооптике широко применяются различного рода металлизированные ленточные и щелевые решетки.

Фокусирование светового луча происходит, если в распространяющуюся волну вносится фазовый сдвиг

$$\Delta\phi = V(x^2 + F^2) - F = m\lambda/2 \quad (m = 1, 2, 3, \dots), \quad (6.24)$$

где  $x$  — расстояние от оси линзы до произвольной точки на ее поверхности;  $F$  — фокусное расстояние. Отсюда следует, что если расчленить линзу на кольцевые зоны Френеля, то фазовый сдвиг между нечетными знаками изменяется на  $\pi$  радиан. Следовательно, эти участки можно формировать вытравливанием металлизированного световода на его стенке либо наоборот — металлизацией его диэлектрической стенки. Согласно (6.24) границы этих зон для  $\lambda \ll F$  определяются соотношением  $x_m = \sqrt{m\lambda F}$  ( $m = 1, 2, 3, \dots$ ), минимальное расстояние между зонами  $x_{min} = x_m - x_{m-1} \approx \sqrt{\lambda F / 2M}$  ( $M$  — число зон Френеля в линзе). Длина линзы Френеля  $l$  (металлизированных полосок) находится из уравнения  $2\pi l \Delta n^{e\Phi} / \lambda = \pi$ , где  $\Delta n^{e\Phi}$  — разность эффективных показателей преломления световода и его участка с металлизацией. Ширина линзы  $w$  определяется выражением  $w = 2\sqrt{MF\lambda}$ . Для так называемых градиентных линз Френеля в пределах одной зоны показатель преломления изменяется по закону

$$n(x) = n_0 + \Delta n [\psi_F(x)/(2\pi + 1)], \quad (6.25)$$

где  $n_0$  — минимальное значение показателя преломления;  $\Delta n$  — максимальное значение его градиента (амплитуда из-

менения);  $\psi_F(x) \simeq -(k/2F)x^2 + 2\pi$  — изменение фазы при изменении координаты  $x$  в пределах одной зоны Френеля;  $x_m \leq |x| \leq x_{m+1}$ ;  $x_m = \sqrt{2m\lambda F/n_0}$ ;  $k = k_0 n_0$  — волновое число.

Существенным недостатком дифракционных линз Френеля является наличие значительных по интенсивности дифракционных составляющих, обусловленных периодичностью металлизированных дифракционных решеток. Для их устранения применяются голограммы и дифракционные структуры с переменным шагом. Одной из разновидностей являются линзы Брэгга, получаемые как результат интерференции сходящихся в фокусе плоской и цилиндрической волн. Разность их фаз в координатах (см. рис. 76) определяется формулой

$$\phi(x, z) = k[\sqrt{x^2 + (F-z)^2} - (F-z)]. \quad (6.26)$$

Для выполнения этого условия необходимо, чтобы  $\Delta n^\Phi(x, z)$  было пропорционально функции  $\cos \psi(x, z)$ . Дифракционные максимумы формируются в направлении

$$\alpha_m = 2 \arcsin \frac{m\lambda}{2n^\Phi d(x) \cos [0,5(\alpha_n - \alpha_d)]}, \quad (6.27)$$

где

$$d(x) = \frac{m\lambda}{2n^\Phi} / \sin \frac{\alpha_m}{2} \cos \frac{1}{2}(\alpha_n - \alpha_d)$$

есть переменный период решетки Брэгга;  $\alpha_n, \alpha_d$  — угол падения и дифракции световой волны (рис. 78). При  $l \leq \leq 5,4n^\Phi d_{\max}^2/\lambda$  достигается максимальная дифракционная эффективность линзы Брэгга и выполняется условие  $\Delta n^\Phi(d_1)l = \pi$ , где  $d_{\max}$  — максимальное значение периода решетки;  $d_1$  — толщина линзы.

## 6.6. ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ МЕТАЛЛИЗИРОВАННЫХ СТЕНОК СВЕТОВОДОВ

Задачи о дифракции электромагнитного излучения на различного рода физических объектах той или иной геометрической структуры классические. Наиболее известными методами их решения являются асимптотические (высокочастотное приближение), матричные (низкочастотное приближение), методы моментов, краевых волн, интегральных уравнений [31—34]. Для интересующих нас диапазонов волн наиболее приемлемы асимпто-

тический и спектрально-итерационный методы [35—39]. С их помощью можно рассчитывать как волновые режимы, так и фокусирующие свойства металлизированных стенок световодов. При этом следует отметить наибольшую универсальность спектрально-итерационного метода, свободного от пространственных и частотных ограничений на постановку задачи. Кроме того, при реализации на ЭВМ затрачивается минимальное машинное время, по сравнению с другими методами расчета, в результате использования стандартных программ быстрого счета, в частности быстрых преобразований Фурье.

Известно, что электромагнитное поле  $\mathbf{E}$ , обусловленное током проводимости  $\mathbf{J}$ , является интегральной сверткой

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \iiint_F G(\mathbf{r} - \mathbf{r}_1) \mathbf{J}(\mathbf{r}) d\mathbf{r} = \mathbf{G} \otimes \mathbf{J}, \quad (6.28)$$

где  $\mathbf{r}, \mathbf{r}_1$  — радиусы-векторы точек интегрирования проводящей поверхности  $F$ ;  $\otimes$  — операция свертки;

$$G(\mathbf{r} - \mathbf{r}_1) = \frac{1}{4\pi} \left( \mathbf{I} + \frac{1}{k^2} \nabla \nabla \right) e^{j k (\mathbf{r} - \mathbf{r}_1)} / (\mathbf{r} - \mathbf{r}_1)$$

есть функция Грина второго рода;  $\mathbf{I}$  — единичный тензор;  $\nabla$  — оператор Лапласа. Используя граничное условие  $(\mathbf{G} \otimes \mathbf{J})_\tau = -\mathbf{E}_\tau^{(t)}$  для тангенциальной составляющей падающей волны  $\mathbf{E}_\tau^{(t)}$  на проводящей поверхности и вводя операторы усечения

$$\theta(L) = \int_{-\infty}^{\infty} L \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_1) d\tau \quad (\tau \in F) \quad (6.29)$$

и дополнения

$$\hat{\theta}(L) = L - \theta(L), \quad (6.30)$$

где  $L$  — произвольная функция;  $\delta$  — дельта-функция Дирака, получаем тождество

$$\mathbf{G} \otimes \mathbf{J} = \theta[-\mathbf{E}^{(t)}] + \hat{\theta}[G \otimes \theta(J)], \quad (6.31)$$

показывающее, что свертка функции Грина и индуцированного тока содержит информацию о падающем (диаграммирующем) поле. Из (6.31) на основе теоремы свертки

$$F\{\mathbf{G}\} F\{\mathbf{J}\} = -F\{\mathbf{E}^{(t)}\} + F\{\mathbf{E}^{(s)}\} \quad (6.32)$$

или, применяя к (6.32) преобразование Фурье,

$$F\{\mathbf{J}\} = \frac{1}{F\{G\}} [-F\{\mathbf{E}^{(i)}\} + F\{\mathbf{E}^{(s)}\}], \quad (6.33)$$

где

$$\mathbf{E}^{(s)} = F^{-1}\{\hat{\theta}[\mathbf{G} \otimes (\mathbf{J})]\} \quad (6.34)$$

есть рассеянное (дифрагированное) поле.

Тождество (6.33) означает, что спектр наведенного тока является суперпозицией спектров падающего и рассеянного полей. Для его нахождения Р. Миттра предложил итерационную процедуру:

$$F\{\mathbf{J}^{(n+1)}\} = \frac{1}{F\{G\}} [F\{\mathbf{E}^i\} + F\{\mathbf{E}^{(s)(n)}\}]. \quad (6.35)$$

Пространственный спектр рассеянного поля определяется выражением

$$F\{\mathbf{E}^{(s)(n)}\} = F^{-1}\{F[F(\mathbf{G}) \cdot F\{\mathbf{J}^{(n)}\}] - \theta F\{[F(\mathbf{G}) \cdot F\{\mathbf{J}^{(n)}\}]\}\}, \quad (6.36)$$

а итерационное рекуррентное соотношение для  $\mathbf{J}^{(n+1)}$  имеет вид

$$F\{\mathbf{J}^{(n+1)}\} = F\left\{\frac{1}{\mathbf{G}}\right\} \{-F\{\mathbf{E}^i\} + F^{-1}(F[F(\mathbf{G}) \times \mathbf{E}^{(s)(n)}] - \theta F\{F(\mathbf{G}) \cdot F\{\mathbf{J}^{(n)}\}\})\}. \quad (6.37)$$

Схема алгоритма численной реализации данной процедуры изображена на рис. 79.

Как исходные данные вводятся величины  $\mathbf{E}^i$ ,  $F\{\mathbf{E}^i\}$ ,  $F\{\mathbf{G}\}$  и начальное, хотя бы очень грубое (чаще всего из физической или геометрической оптики), приближение поля  $\mathbf{E}^{(0)}$  в качестве  $\mathbf{E}^{(s)}$ . Алгоритм реализуется на основе программ дискретного преобразования Фурье.

Наличие спектрального коэффициента дифракции в ядре оператора разложения рассеянного поля по пространственным частотам (плоским волнам), определяемого двумерным преобразованием Фурье, в отличие от геометрической теории дифракции, где он является множителем перед падающим полем, позволяет существенно повысить точность решения и контролировать выполнение граничных условий.

Сходимость и устойчивость данной итерационной процедуры (6.32), (6.37) исследована и получена в работе [38] применением так называемой многосвязной итера-

ции. Суть ее заключается в том, что для расчета поля рассеяния в каком-либо направлении на точку наблюдения в качестве нулевой итерации берется решение данной задачи для наиболее близкого направления, полученное ранее.

Рассмотрим задачу о дифракции плоской электромагнитной волны произвольной поляризации, падающей под углом  $\phi$  к плоскому идеально проводящему периодически перфорированному экрану (рис. 80). Данная задача в общем случае сводится к решению уравнений

$$\begin{pmatrix} E_x^o \\ E_y^o \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_x^i \\ E_y^i \end{pmatrix} + \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \begin{pmatrix} x_{mn}^+ \\ y_{mn}^+ \end{pmatrix} \psi_{mn} e^{v_{mn} z} \quad (z > 0);$$

$$\begin{pmatrix} E_x^{\text{пр}} \\ E_y^{\text{пр}} \end{pmatrix} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \begin{pmatrix} x_{mn}^- \\ y_{mn}^- \end{pmatrix} \psi_{mn} e^{-v_{mn} z} \quad (z < 0), \quad (6.38)$$

где индексы  $i$ ,  $o$  и пр обозначают падающую, отраженную и прошедшую волны с комплексной амплитудой  $E$ ;  $x_{mn}^+$ ,  $y_{mn}^+$  ( $x_{mn}^-$ ,  $y_{mn}^-$ ) — комплексные коэффициенты отражения (прохождения) гармонических мод Флорке  $\psi_{mn}$ . Применение

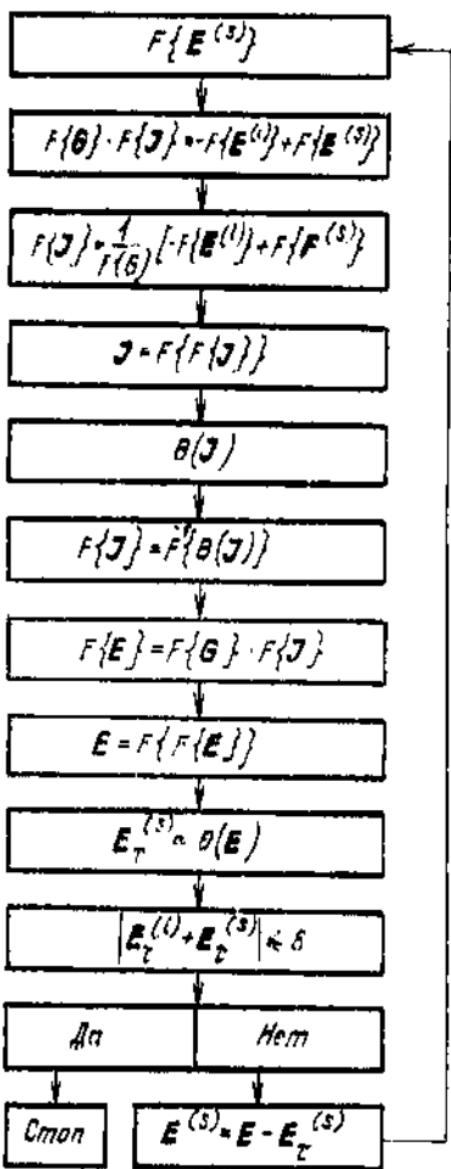


Рис. 79. Алгоритм реализации итерационной процедуры

спектрально-итерационного метода приводит к итерационной процедуре

$$\tilde{E}^{(n+1)} = \tilde{G}^{-1} F^{-1} \{ H_t^{(n)} - \theta [H_t^{(n)} - F(\tilde{G} \cdot \tilde{E}^{(n)})] \}, \quad (6.39)$$

где  $\tilde{E}^{(n)}$  — двумерный фурье-спектр прошедшего электрического поля  $E^{(n)}$  в плоскости перфорированного экрана;  $H_t^{(n)}$  — тангенциальная составляющая падающего магнитного поля;  $F^{-1}$ ,  $F$  — обратное и прямое двумерные фурье-преобразования;  $\theta$  — оператор усечения, равный единице на проводящей части и нулю на апертурах экрана;  $\tilde{G}$  — матрица параметров падающей волны, дифракционного экрана и поляризационных условий:

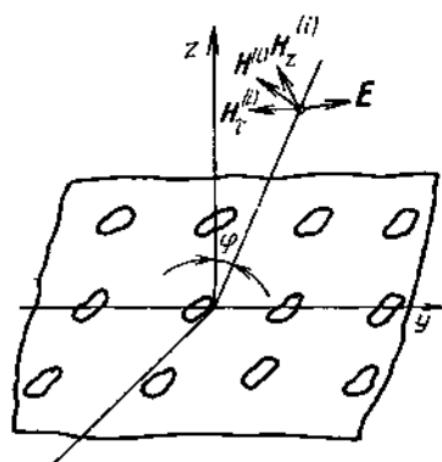


Рис. 80. Геометрия дифракционной задачи

$$G_{mn} = \frac{1}{\omega \mu} \begin{pmatrix} y_{lm} & z_{lm} \\ x_{lm} & y_{lm} \end{pmatrix}, \quad (6.40)$$

где  $y_{lm} = \frac{u_{lm} v_m}{V_{lm}}$ ;  $z_{lm} = \frac{v_{lm}^2 + v_l^m}{V_{lm}}$ ;  $x_{lm} = \frac{v_{lm} + v_l}{V_{lm}}$ ;  $u_l = \frac{2\pi l}{B} + k \cos \varphi$ ;  $v_m = \frac{2\pi m}{A} + k \sin \varphi$ ;  $V_{lm} = \sqrt{k^2 + u_l^2 - v_m^2}$ ;  $k$  — волновое число;  $A$ ,  $B$  — периодичность перфорирования экрана по осям  $x$  и  $y$ .

Итерация (6.38) позволяет находить, а затем уточнять решение, отражающее распределение электрического поля в плоскости перфорированного экрана, т. е. последовательно приближаться к точному решению, которое на каждом шаге итерации оценивается по степени выполнения граничного условия — равенства абсолютных величин падающего и рассеянного электрических полей на проводящей части. Оценка производится также по близости к единице скалярного фактора

$$c = \langle E_t^{(n)}, -H_t^{(n)} \rangle / \langle E_t^{(n)}, F(\tilde{G} \cdot \tilde{E}_t^{(n)}) \rangle, \quad (6.41)$$

где скобками  $\langle \rangle$  обозначено скалярное произведение.

Условие  $k=1$  для данного  $n$  означает, что итерационный процесс (6.39) достиг насыщения. Действительно, перепишем (6.39) в виде

$$F(\tilde{G} \cdot \mathbf{E}^{(n+1)}) = -\mathbf{H}_t^{(t)} + \theta [\mathbf{H}_t^{(t)} + F(\tilde{G} \cdot \tilde{\mathbf{E}}^{(n)})]. \quad (6.42)$$

Умножим левую и правую части (6.42) скалярно на распределение электрического поля, полученное на  $n$ -м шаге итерации  $\mathbf{E}_t^{(n)}$ . Учитывая, что при насыщении  $\mathbf{E}_t^{(n+1)} = \tilde{\mathbf{E}}_t^{(n)}$ , получаем

$$\begin{aligned} <\mathbf{E}_t^{(n)}, F(\tilde{G} \cdot \tilde{\mathbf{E}}^{(n)})> &= <\mathbf{E}_t^{(n)} - \mathbf{H}_t^{(t)}> + <\mathbf{E}_t^{(n)}, \\ &\quad \theta [\mathbf{H}_t^{(t)} + F(\tilde{G} \cdot \tilde{\mathbf{E}}^{(n)})]>, \end{aligned} \quad (6.43)$$

где  $<\mathbf{E}_t^{(n)}, \theta [\mathbf{H}_t^{(t)} + F(\tilde{G} \cdot \tilde{\mathbf{E}}^{(n)})]> = 0$ , так как  $\theta = 0$  на апертурах экрана, а  $\tilde{\mathbf{E}}_t^{(n)} = 0$  на проводящей его части. Таким образом, в случае насыщения итерационного процесса выражение (6.41) равно единице.

В качестве начального приближения может быть использовано произвольное распределение либо решение дифракционной задачи с близкими параметрами. Такой подход, названный многосвязной итерацией, позволяет существенно уменьшить количество итераций, необходимых для получения решений достаточной точности.

Можно значительно ускорить получение результата, применив к итерационному процессу теорию импульсных цепей. Рассмотрим итерационный процесс как замкнутую импульсную систему с передаточной функцией  $k_{lm}^{*3}(q)$  и внешним воздействием  $C_{lm}^*$  (рис. 81), который представляет собой дискретное преобразование Лапласа импульсной характеристики и внешнего воздействия соответствующей итерации (6.39), записанной в виде

$$\begin{aligned} \bar{E}_{lm}^{(n+1)} &= \bar{G}_{lm}^{-1} F^{-1} \{ \theta'_{lm} H_{lm}^{(t)} \} + \bar{G}_{lm}^{-1} F^{-1} \{ \theta_{lm} F[\bar{G}_{lm} \bar{E}_{lm}^{(n)}] \} = \\ &= \tilde{C}_{lm} + (\tilde{k}_{lm}^{(n)} \otimes \bar{E}_{lm}^{(n)}), \end{aligned} \quad (6.44)$$

где  $\theta'_{lm} = 1 - \theta_{lm}$ ;  $\tilde{k}_{lm}^{(n)}$  — некоторая импульсная характеристика разомкнутой системы.

Применим к (6.44) дискретное преобразование Лапласа по  $n$ . При этом преобразованию будут подвергаться лишь величины, зависящие от  $n$ -го номера итерации.

Воспользовавшись свойствами дискретного преобразования Лапласа, получим:

$$\exp(q) \bar{E}_{lm}^*(q) = C_{lm}^* \frac{\exp(q)}{\exp(q) - 1} + k_{lm}^*(q) \bar{E}_{lm}^*; \quad (6.45)$$

$$E_{lm}^*(q) = C_{lm}^* \frac{\exp(q)}{\exp(q) - 1} \frac{1}{\exp(q) - k_{lm}^*(q)}. \quad (6.46)$$

Конечное значение дискретной функции  $\bar{E}_{lm}^{(n)}$  согласно указанным свойствам определяется следующим образом:

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \bar{E}_{lm}^{(n)} = \lim_{q \rightarrow 0} [\exp(q) - 1] \bar{E}_{lm}^*(q).$$

Значит, для получения спектра прошедшего поля вместо многократного повторения итерационных циклов по алгоритму (6.39) находим предел

$$\bar{E}_{lm} = \lim_{q \rightarrow 0} \left[ C_{lm}^* \frac{\exp(q)}{\exp(q) - k_{lm}^*(q)} \right] = \lim_{q \rightarrow 0} C_{lm}^* k_{lm}^{*3}(q). \quad (6.47)$$

Задача существенно упрощается, если нас интересует только коэффициент радиопрозрачности исследуемого перфорированного экрана. Как уже отмечалось,  $\bar{E}_{lm}$  представляет собой пространственный спектр прошедшего электрического поля. При этом нулевая гармоника спектра есть среднее значение прошедшего поля в плоскости перфорированного экрана:

$$\bar{E}_{00} = \frac{1}{AB} \sum_{l=0}^L \sum_{m=0}^M E_{lm}. \quad (6.48)$$

Модуль этой величины и дает коэффициент прохождения электромагнитного поля, если амплитуда падающего поля равна единице. Расписав почленно  $k_{lm}^*(q)$ , нетрудно получить  $k_{00}^*(q) = 0$ . Тогда из (6.44) — (6.46) следует, что

$$\bar{E}_{00} = C_{00} = (\bar{G}^{-1} F^{-1} \{\theta' H_t^{(i)}\})_{00}. \quad (6.49)$$

Таким образом, для получения коэффициента прохождения по полю  $|T| = |\bar{E}_{00}|$  необходимо произвести усечение падающего поля с помощью оператора  $\theta'$ , который определяется конфигурацией перфорирования. Затем производится двумерное преобразование Фурье и де-

ление на матрицу  $G_{lm}$ . Нулевая гармоника распределения дает коэффициент пропускания.

Некоторые численные результаты расчета радиопрозрачности периодически проводящих экранов с различной конфигурацией перфорирования приведены на рис. 82. Необходимо отметить, что для получения данного графика на 32 точки затрачивается 4—6 мин машинного времени ЭВМ ЕС-1022, в то время как применение спектрально-итерационного метода, работающего по алгоритму (2.32), требует для получения аналогичных результатов 60—65 мин.

Новые соотношения дают возможность рассчитывать не только радиопрозрачность, но и распределение тока на проводящей и распределение поля на непроводящей частях дифракционной структуры. Этим самым решена задача нахождения полного, дифрагированного или рассеянного (отраженного и прошедшего) поля. Отношение  $E^o, E^{pr}$  к  $E^i$  позволяет получить количественные оценки произвольных конфигураций перфорирования, углов падения и поляризационных условий.

Численные методы определения пространственного спектра поля (в частности, быстрое преобразование Фурье) подразумевают ограниченное число спектральных составляющих, что приводит к появлению ошибки при преобразовании функций, имеющих скачки и резкие изломы и, следовательно, обладающих широким спектром. Кроме того, известно, что функция, представленная тригонометрическим рядом, делает скачок, примерно на 18% больший, чем исходная функция (явление Гиббса), что также приводит к определенной ошибке при фурье-преобразовании, являющемся, по сути дела, тригонометрическим разложением преобразуемой функции.

Пусть  $y = f(x)$  — функция с разрывом в точке  $x = a$ . Тогда

$$\lim f(a - \xi) = A; \lim f(a + \xi) = B.$$

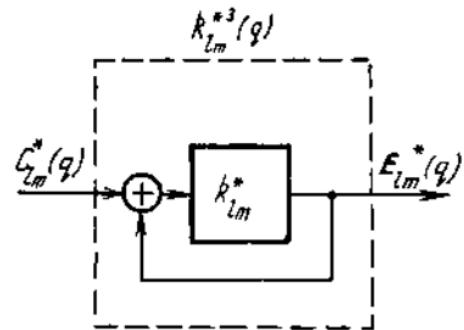


Рис. 81. Замкнутая импульсная система с передаточной характеристикой  $k_{lm}^{*3}(q)$  и внешним воздействием  $C_{lm}^{*}(q)$

Введем в рассмотрение  $G(x)$  — функцию, имеющую значение  $-1$  при  $x < 0$  и  $+1$  при  $x > 0$ . Тогда функция  $f(x)$  может быть записана в виде

$$f(x) = [(B - A)/2] G(x - a) + f_1(x), \quad (6.50)$$

где  $f_1(x)$  — функция уже без разрыва при  $x = a$  ( $f_1(a) = (A+B)/2$ ). Поэтому при преобразовании Фурье раз-

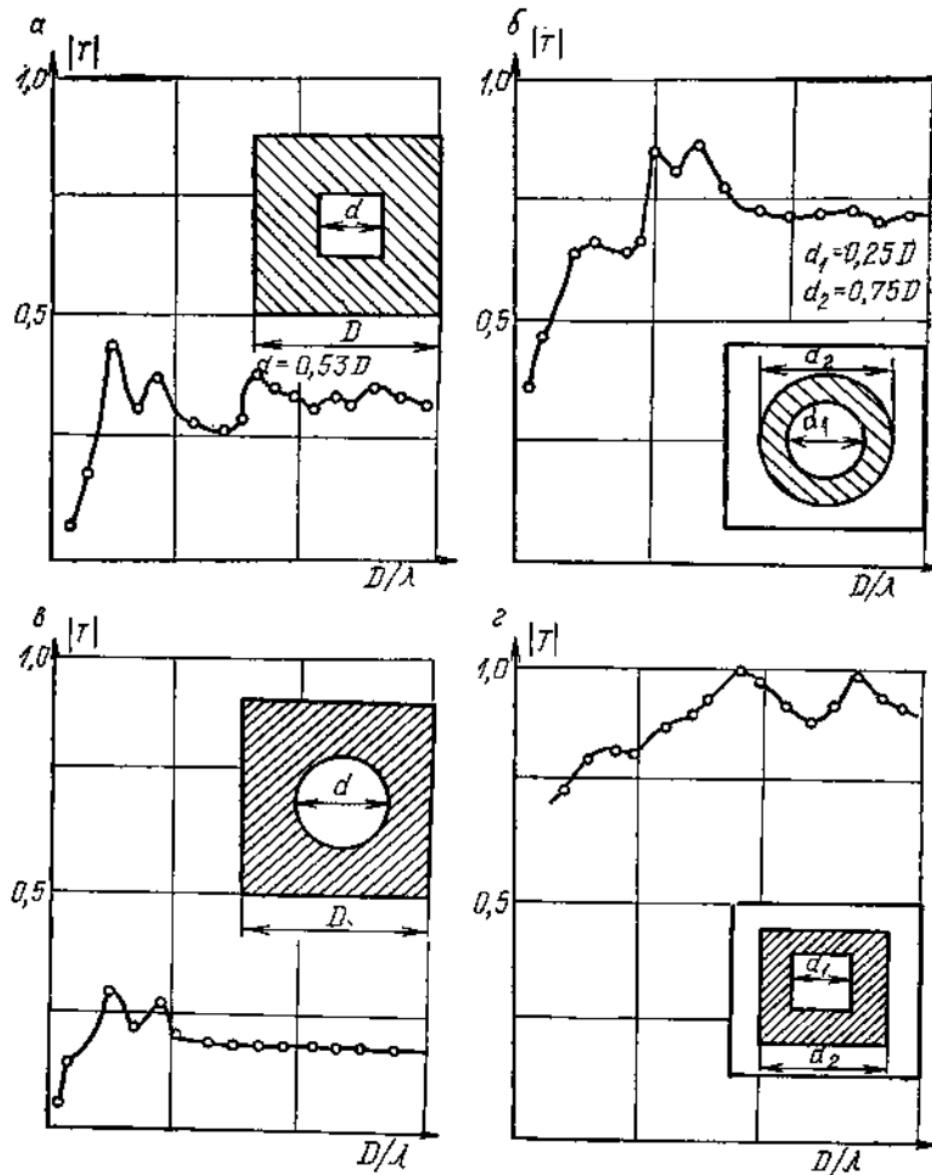


Рис. 82. Коэффициенты прохождения периодических щелевых экранов ( $A-B$ ) прямоугольной (а), круглой (б), кольцевой (в) и рамочной (г) форм

рывной функции  $f(x)$  указанная ошибка связана лишь с преобразованием  $G(x)$  и, как видно из (2.43), пропорциональна величине скачка ( $B-A$ ).

В каждом цикле итерации (6.39) осуществляется операция усечения  $\theta$ , в результате чего подвергаемое усечению распределение приравнивается к нулю на апертуре экрана и не изменяется на проводящей части. Таким образом, на границе апертур возникают скачки распределений полей и токов (рис. 83). Это приводит к расширению спектра преобразуемого распределения и, следовательно, к увеличению ошибки из-за ограниченного числа учитываемых спектральных составляющих.

Увеличение числа точек рассмотрения, т. е. расширение спектрального представления, не приводит к умень-

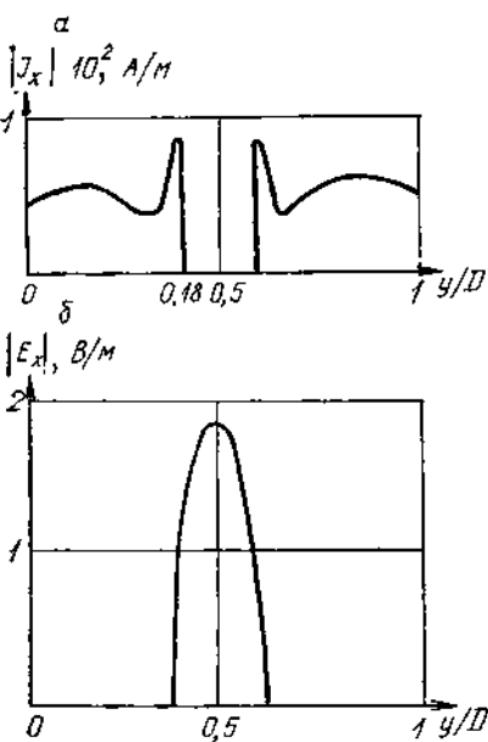


Рис. 83. Поверхностное распределение тока (a) и поля (б):

$D=2,81 \lambda$ ; коэффициент заполнения — 0,5; нормальное падение

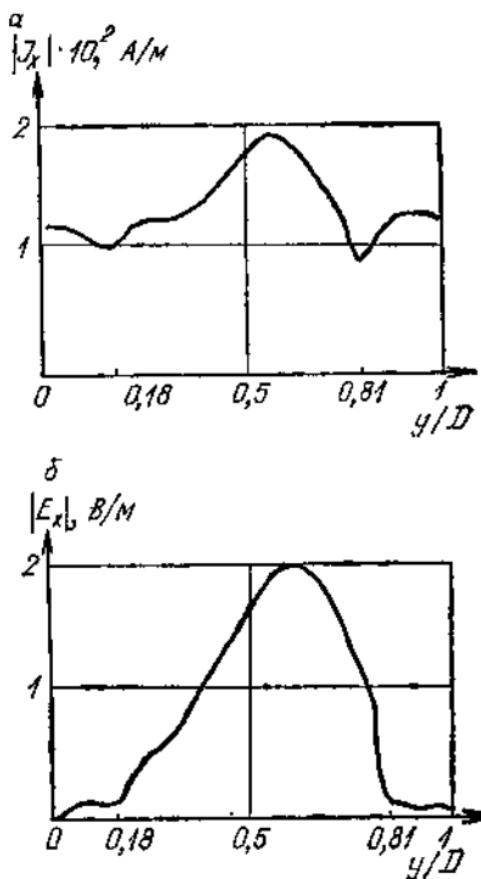


Рис. 84. Поверхностные распределения тока (a) и поля (б) после плавного усечения:

$D=1,2 \lambda$ ; коэффициент заполнения — 0,375; угол падения —  $10^\circ$

шению ошибки, так как наряду с привлечением спектральных составляющих более высокого порядка расширяется и сам спектр скачка. Это связано с тем, что с уменьшением шага дискретизации увеличивается производная скачка, равная

$$f' = \Delta A / \Delta t, \quad (6.51)$$

где  $\Delta A$  — изменение амплитуды при скачке;  $\Delta t$  — шаг дискретизации.

Преодолеть указанные трудности можно, применяя в итерационном алгоритме плавное усечение и производя скачок  $\Delta A$  на нескольких шагах, например трех. При этом  $f' = \Delta A / 3\Delta t$ .

Влияние плавного усечения на сходимость итерационного процесса (6.39) показано на рис. 84.

Количество итерационных циклов, необходимых для получения решения определенной точности, зависит от начального приближения и от того, насколько близко оно к точному. Однако часто приходится брать в качестве начального приближение физической оптики, т. е. на проводящей части ток равен константе, а на апертуре — нулю. В таких случаях целесообразно, как показала практика, строить многосвязную итерацию.

При исследовании дифракционных свойств перфорированных экранов в качестве начального приближения используем распределение полей или токов, полученное при близких параметрах падающей волны, и пошагово исследуем весь интересующий нас диапазон. Такой прием позволяет сократить машинное время в два-три раза по сравнению с временем, необходимым при использовании на каждом этапе начального приближения физической оптики. При этом удается также сократить области расходжения итерационной процедуры (6.39).

## ЛИТЕРАТУРА

1. Зверев В. А. Радиооптика. М.: Сов. радио, 1975.
2. Корнблит С. СВЧ оптика: Оптические принципы в приложении к конструированию СВЧ антенн. М.: Связь, 1980.
3. Грегуш П. Звуковидение. М.: Мир, 1982.
4. Голография: Методы и аппаратура / Под ред. В. М. Гинзбург, Б. М. Степанова. М.: Сов. радио, 1974.
5. Гудмен Дж. Введение в Фурье-оптику. М.: Мир, 1970.
6. Гинзбург В. М., Степанов Б. М. Голографические измерения. М.: Радио и связь, 1981.
7. Бахрах Л. Д., Курочкин А. П. Голография в микроволновой технике. М.: Сов. радио, 1979.
8. Радиоголография и оптическая обработка информации в микроволновой технике / Под ред. Л. Д. Бахраха и А. П. Курочкина. Л.: Наука, 1980.
9. Ярославский Л. П., Мерзляков Н. С. Методы цифровой голографии. М.: Наука, 1977.
10. Радиолокационные станции бокового обзора / А. П. Реутов, Б. А. Михайлов, Г. С. Кондратенков и др. М.: Сов. радио, 1970.
11. Пратт В. К. Лазерные системы связи. М.: Связь, 1972.
12. Оптическая обработка информации / Под ред. Д. Кейсесен-та. М.: Мир, 1980.
13. Применения голографии / Под ред. Дж. Гудмена. М.: Мир, 1973.
14. Радио- и акустическая голография / Под ред. Г. Е. Корбукова и С. В. Кулакова. Л.: Наука, 1976.
15. Современное состояние и перспективы развития голографии / Под ред. Л. Д. Бахраха и Г. Х. Фридмана. Л.: Наука, 1974.
16. Хуанг Т. Цифровая голография // Применения голографии. М.: Мир, 1973.
17. Ласло Л. Стандартная программа для вычисления конечных коэффициентов Фурье с помощью быстрого преобразования Фурье. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1969.
18. Юу Ф. Т. С. Введение в теорию дифракции, обработку информации и голографию. М.: Сов. радио, 1979.
19. Мюллер Р. Акустическая голография // Применения голографии. М.: Мир, 1973.
20. Белкин В. Г., Ключников А. С., Кухарчик П. Д. Исследование специальных сред для регистрации СВЧ голограмм // Вопр. радиоэлектроники. Сер. общетехн. 1978. № 2.
21. Ключников А. С., Кухарчик П. Д. Интерферционно-голографические методы визуализации микроволновых полей // Радиоголография и оптич. обработка информации в микроволн. технике. Л.: Наука, 1980.

22. Ключников А. С., Сидорович В. П. Формирование голограмм и визуализация полей СВЧ диапазона // Радиоакуст. голография. М.: Наука, 1976.
23. Ключников А. С., Сидорович В. П. Голографическая установка СВЧ диапазона с отображением голограммы на ЭЛТ // Микроволн. устройства интеграл. голографии. М., 1977 (Препринт / МИРЭА, 1977, вып. 9).
24. Первыйшин Э. К. Радиоэлектроника на современном этапе // Радиотехника. 1987. № 2.
25. Прохоров А. М. Достижения и перспективы развития световодной техники // Там же.
26. Данилин Б. С. Интегральная оптоэлектроника: Современное состояние и перспективы развития // Итоги науки и техники. Электроника. М., 1986. Т. 18.
27. Визель А. А., Мурадян А. Г. Системы связи по подводным световодным кабелям // Зарубеж. радиоэлектроника. 1985. № 6.
28. Кочкин Ю. Н., Румянцева Г. Н. Способы изготовления элементов градиентной оптики // Там же. 1985. № 9.
29. Сычугов В. А., Еленский В. Г. Третья Европейская конференция по интегральной оптике // Там же. 1987. № 4.
30. Свечников Г. С. Элементы интегральной оптики. М.: Радио и связь, 1985.
31. Harrington R. F. Field Computation by Moment Methods. New York: Macmillan, 1968.
32. Keller J. B. Geometrical Theory of Diffraction // J. Opt. Soc. Amer. 1962. Vol. 52. N 2.
33. Уфимцев П. Я. Метод краевых волн в физической теории дифракции. М.: Сов. радио, 1962.
34. Вайнштейн Л. А. Дифракция электромагнитных волн на решетке из параллельных проводящих полос // Журн. техн. физики. 1955. Т. 25.
35. Миттра Р. Вычислительные методы в электродинамике. М.: Мир, 1977.
36. Mittra R., Rahmat Samil Y., Ko W. L. Spectral Theory of Diffraction // Appl. Phys. 1976. Vol. 10. N 5.
37. Tsao C. H., Mittra R. A Spectral Iteration Approach for Analising Scattering from Frequency Selective Surfaces // IEEE Trans. Anten. Propagat. 1982. Vol. AP30. N 2.
38. Хунг Н. В. Спектрально-итерационный метод в задачах дифракции электромагнитных волн на ленточных и перфорированных проводящих экранах: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Мн., 1984.
39. Ключников А. С., Лабуда В. А., Хунг Н. В. Дифракционные свойства ленточных проводящих экранов в промежуточном диапазоне частот: Спектрально-итерационный подход // Докл. АН БССР. 1985. Т. 29.

## ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение . . . . .	3
<b>Г л а в а 1. Физические термины и определения. Интегральные преобразования в радиооптике и голограммии . . . . .</b>	<b>7</b>
1.1. Колебания, волны и их информативные характеристики . . . . .	7
1.2. Радиооптическая система. Обобщенные понятия и определения . . . . .	11
1.3. Преобразования Фурье и их свойства . . . . .	12
1.4. Пространственный спектр электромагнитной волны . . . . .	16
1.5. Передаточная характеристика и отклик радиооптической системы . . . . .	19
1.6. Оптическая, оптоэлектронная и цифровая обработка информации . . . . .	21
1.7. Пространственная фильтрация и теория выборки . . . . .	28
<b>Г л а в а 2. Оптические системы обработки информации . . . . .</b>	<b>31</b>
2.1. Теория фокусирующей линзы . . . . .	31
2.2. Физическая реализация интегральных преобразований в оптических системах . . . . .	36
2.3. Геометрические и физические характеристики радиооптических систем . . . . .	44
2.4. Оптическая фильтрация. Фильтр Вандер Лютта . . . . .	51
2.5. Распознавание образов в радиооптических системах . . . . .	55
2.6. Амплитудный, фазовый и цифровой фильтры . . . . .	66
2.7. Оптические и оптико-цифровые процессоры . . . . .	70
<b>Г л а в а 3. Голограммия и ее применение . . . . .</b>	<b>73</b>
3.1. Уравнение голограммы и его физический смысл . . . . .	77
3.2. Основные типы голограммических систем . . . . .	81
3.3. Расчет геометрических параметров голограммических изображений . . . . .	87
3.4. Требования к когерентности источников и типы голограмм . . . . .	95
3.5. Материалы для регистрации оптических голограмм . . . . .	98
3.6. Основные научно-технические применения оптической голограммии . . . . .	104
<b>Г л а в а 4. Оптическая обработка радиолокационной информации . . . . .</b>	<b>114</b>
4.1. Основные принципы радиолокации. Дальномерно-доплеровский принцип . . . . .	114
4.2. Синтезирование приемно-передающих апертур . . . . .	117

4.3. Антenna — пространственный фильтр	125
4.4. Разрешающая способность РЛС с синтезированной антенной	128
4.5. Обработка информации в радиолокаторе с синтезированной апертурой	129
4.6. Оптический аналог радиосигнала и его обработка	134
4.7. Оптическая обработка информации в фокусированных радиолокаторах	137
4.8. Боковой обзор. Радиолокационные карты местности	142
4.9. Оптическая обработка сигналов в фазированных антенных решетках	144
4.10. Некогерентная оптическая обработка сигналов	145
<b>Г л а в а 5. Радио- и звуковидение</b>	147
5.1. Аппаратурные методы радиовидения и радиоголографии	149
5.2. Регистрация радиополей специальными средами	153
5.3. Сравнительная оценка радиоизображений, визуализированных аппаратурным и тепловым методами	159
5.4. Радиоголографическое моделирование СВЧ антенн	160
5.5. Интерференционно-голографический контроль радиопрозрачных материалов	173
5.6. Звуковидение и голография	175
<b>Г л а в а 6. Интегральная радиооптика и оптоэлектроника</b>	190
6.1. Лазерные линии связи	190
6.2. Источники электромагнитного излучения РОИС	196
6.3. Волоконная оптика (световоды)	199
6.4. Интегрально-оптические фотоприемники	202
6.5. Фокусирующие элементы РОИС	205
6.6. Электродинамический расчет металлизированных стенок световодов	210
<b>Литература</b>	221

### Учебное издание

**Ключников Александр Сергеевич**

### **РАДИООПТИКА И ГОЛОГРАФИЯ**

Заведующая редакцией *Л. Ф. Верниковская*. Редакторы *Л. Ф. Верниковская, Б. С. Мельников*. Художник *Н. С. Волков*. Художественный редактор *P. B. Кондрат*. Технический редактор *T. M. Романчук*. Корректор *L. B. Лебедева*

ИБ № 1173

Сдано в набор 16.01.88. Подписано в печать 05.06.89. АТ 06285. Формат 84×108/32. Бумага типографская № 1. Гарнитура литературная. Высокая печать. Усл. л.г. л. 11,76. Усл. кр.-отт. 12,06. Уч.-изд. л. 11,95. Тираж 3100 экз. Заказ 314. Цена 45 к.

Издательство «Университетское» Государственного комитета БССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли. 220048, Минск, проспект Машерова, 11. Типография им. Франциска Скорины издательства «Наука техника». 220072, Минск, Ленинский проспект, 68.