

RNDr. MIROSLAV MILER, CSc.

# Holografie

(TEORETICKÉ  
A EXPERIMENTÁLNÍ ZÁKLADY  
A JEJÍ POUŽITÍ)

PRAHA 1974  
SNTL — NAKLADATELSTVÍ TECHNICKÉ LITERATURY

*М. Милер*

# Голография

(ТЕОРИЯ,  
ЭКСПЕРИМЕНТ,  
ПРИМЕНЕНИЕ)

*Перевод с чешского  
А. С. СУДАРУШКИНА  
и В. И. ЛУСНИКОВА*



ЛЕНИНГРАД  
«МАШИНОСТРОЕНИЕ»  
ЛЕНИНГРАДСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ  
1979

Редактор канд. физ.-мат. наук В. И. Суханов

Милер М.

М60 Голография: Пер. с чеш.—/Пер. А. С. Сударушкин, В. И. Лусников. —Л.: Машиностроение. Ленингр. отд-ние, 1979. — 207 с., ил.

95 к.

В книге в популярной форме изложены основы голографии — современного метода оптической записи, воспроизводящей объемность изображения; приведены сведения из области физической оптики, на основе которых рассмотрены теоретические основы голографической записи; описаны экспериментальные и технические аспекты голографии, а также основные области ее практического применения. Книга предназначена для широкого круга читателей, интересующихся голографией.

М  $\frac{20405-280}{038(01)-79}$  280—79 1704050000

ББК 22.343.4  
535

© RNDr. Miroslav Miler, CSc., Praha, 1974

© Перевод на русский язык, «Машиностроение», 1979 г.

© Предисловие Ю. Н. Денисюка, «Машиностроение», 1979 г.

*Я очень рад представить советскому читателю книгу о голографии, написанную чехословацким автором.*

*За 15 лет, прошедших с начала бурного развития голографии, был опубликован ряд книг, посвященных описанию основ данного метода. Некоторые из них были написаны учеными, для которых голография явилась естественным развитием идей, связанных с приложением преобразования Фурье в оптике. Известны книги по голографии, написанные специалистами в области исследования когерентности излучения. И, наконец, несколько книг было написано практиками. Все эти книги способствовали развитию голографии и области ее применения. Однако они не могли в полной мере удовлетворить читателей, интересующихся этим методом, поскольку круг специалистов, знакомых с трансформацией Фурье или с проблемами когерентности излучения, достаточно узок. Вместе с тем книги, написанные практиками, отнюдь не восполнили этот пробел, так как читатель не был ознакомлен с физическими основами голографии.*

*Особенностью книги Мирослава Милера является то, что она написана физиком, свободно ориентирующимся в основах изучаемого процесса и хорошо владеющим как теорией, так и практикой. Прочитав эту книгу, читатель, знакомый с основами физики, сможет понять явление интерференции света — основу голографии, механизм записи и реконструкции волнового поля, влияние записывающей среды и условий освещения на свойства голограммы, т. е. практически все основные особенности данного метода. В книге приведены также сведения о методике проведения голографического эксперимента и об основной аппаратуре, рассмотрены наиболее существенные области практических приложений голографии.*

*Есть все основания ожидать, что эта книга даст возможность широкому кругу специалистов-физиков ближе познакомиться с голографией.*

Чл.-кор. АН СССР лауреат Ленинской премии  
Ю. Н. ДЕНИСЮК

Совсем недавно мы были свидетелями скептических высказываний о практической пользе голографии, которые явились реакцией на начальные этапы ее развития, когда от голографии ожидали радикальных переворотов чуть ли не во всех областях. Ее нынешнее развитие, без сомнения, подтверждает плодотворность голографии именно потому, что она не заменяет старые классические методы, но обогащает науку и технику новыми возможностями, методами, позволяющими глубже взглянуть на объективную действительность.

Голография как метод записи трехмерной оптической информации позволяет осуществить то, что раньше достигалось только косвенными методами. Записывающие среды, например фотографическая эмульсия, регистрируют лишь распределение интенсивности световых волн, не регистрируя их фазу и, тем более, пространственную характеристику изображаемого предмета.

Изображение, зарегистрированное на двумерной среде, представляет собой как бы плоское сечение предмета, и пространственное изображение можно получить лишь в том случае, когда каждый глаз воспринимает несколько иное изображение под различными углами зрения, т. е. два различных ракурса предмета. В этом случае только центральная нервная система осуществляет синтез объемного изображения.

При помощи голографического метода можно записать также фазу световой волны. При этом волна, несущая информацию о предмете, интерферирует с другой волной, называемой референтной. Возникшее в результате стационарное интерференционное поле несет в себе информацию о предмете, которая заключена в пространственном распределении интенсивности интерференционных полос. Это интерференционное поле можно легко записать путем экспонирования регистрирующей среды, обладающей большой разрешающей способностью.

Так получается голографическая запись, называемая голограммой. При визуальном осмотре голограммы на ней не видны контуры записанного предмета. Лишь при падении световой волны, совпадающей с референтной, в результате дифракции света на структуре интерференционной записи возникает реконструи-

руемая волна, дающая пространственное изображение записанного предмета.

Бурному развитию голографического метода, открытого в 1947 г. Д. Габором, способствовало изобретение лазера, этого мощного источника когерентных световых волн. Открытие лазера равнозначно революции, которую произвело в области информации открытие транзистора. Лазер впервые был применен в голографии Э. Лейтом и Ю. Упатниексом в 1962 г. Нам же потребовалось еще три года для реализации голографической записи. С тех пор технику голографии в ЧССР освоило несколько лабораторий, ряд других готовится к изучению голографии и ее применению для своих целей.

Данная книга должна облегчить изучение предмета и ускорить его понимание чехословацкими специалистами, не владеющими иностранными языками.

Известно большое количество иностранной литературы по голографии, обладающей как определенными достоинствами, так и недостатками. Эта литература рассчитана на читателя с различной степенью подготовленности. Так, элементарные основы голографии изложены в работе Ю. И. Островского; техника голографии освещена в работах Кимле и Рёсса; Баттерсом голография описана без применения математики; очень доходчива с математической точки зрения книга Смита; наиболее объемным и в общем удачным является совместный труд Р. Кольера, К. Беркхарда и Л. Лина.

Данную книгу можно разделить на три части: теория, практическая и техническая сторона предмета и возможности практического применения голографии. Автор старался отобразить в книге все основные аспекты голографии, соблюдая разумные пропорции между математическим описанием и графическим материалом. В какой мере это удалось — судить читателю. Автор будет благодарен за любые замечания.

Большой проблемой был выбор библиографии. Перечислить всю вышедшую литературу не представляется возможным из-за трудности поиска; к тому же, в мире существует несколько информационных центров, периодически публикующих перечни изданной литературы по голографии. Для того чтобы облегчить читателю дальнейшее изучение предмета, в конце книги по главам приведен список журнальных статей и затем отдельно дан список книг по голографии.

## 1.1. ОПТИЧЕСКОЕ ИЗОБРАЖЕНИЕ И РЕГИСТРАЦИЯ ОБРАЗА

### 1.1.1. ОПТИЧЕСКИЙ ИЗОБРАЖАЮЩИЙ ЭЛЕМЕНТ

Одним из важнейших органов чувств человека, служащих для познания внешнего мира, является зрение.

Органы зрения непосредственно связаны с мозговым центром по переработке поступающей информации об образах, при этом носителем образа является свет. Свет излучают различные источники; из опыта известно, что он может иметь различную окраску, вызывать различные световые ощущения, распространяться в различных направлениях.

Свет попадает на предметы окружающего нас мира, отражается или проходит сквозь них, причем это взаимодействие излучения и предметов влияет как на само излучение, так и на предмет. Влияние света на предметы практически незаметно.

С другой стороны, параметры световой волны изменяются таким образом, что в них содержится информация о форме предмета, о состоянии его поверхности, о способности отдельных частей предмета поглощать или отражать естественный белый свет и изменять его спектральный состав. Распространяясь, свет передает эту информацию объектам живой и неживой природы, которые в дальнейшем могут ее обрабатывать, регистрировать и т. п.

Глаз как орган зрения воспринимает световую информацию следующим образом. В выпуклой его части находится линза, которая строит изображение предмета. За линзой находится система рецепторов, передающих изображение поэлементно в центральную нервную систему. Рецепторы способны быстро принять информацию и передать ее для дальнейшей обработки; они находятся в постоянной готовности для приема поступающей информации. В рецепторах информация об образе не может долго сохраняться; лишь центральная нервная система способна до определенной степени запомнить черты образа и затем воспроизвести их как представление о предмете. Эти факты стали основой для создания искусственных аппаратов, строящих изображение. Для этого необходимо использовать оптический изображающий эле-

мент, аналогичный глазной линзе. Оптическими элементами могут являться прежде всего линзы и зеркала. В дальнейшем ограничимся рассмотрением только линз.

Линза — прозрачное тело, ограниченное двумя криволинейными поверхностями, в большинстве случаев сферическими. Изображаемый предмет должен быть освещен. При этом будем считать, что освещение производится естественным светом, который можно представить в виде отдельных лучей.

Лучи распространяются в однородном пространстве прямолинейно и независимо; на границе раздела двух сред они преломляются согласно закону Снеллиуса

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2, \quad (1.1)$$

где  $\theta_1, \theta_2$  — углы падения и преломления соответственно (рис. 1);  $n_1, n_2$  — коэффициенты преломления сред.

На криволинейных поверхностях линзы лучи преломляются и за линзой распространяются в ином направлении. Идеальным изображением получается лишь тогда, когда лучи, исходящие из определенной точки предмета, пересекаются в одной точке (действительное изображение) или же когда в одной точке пересекаются продолжения этих лучей (мнимое изображение). В реальных системах наблюдаются небольшие отклонения от идеальных условий получения изображения. Однако мы ограничимся рассмотрением идеальной оптической системы.

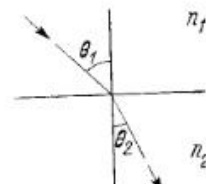


Рис. 1. Преломление лучей на границе раздела двух сред

### 1.1.2. ИЗОБРАЖАЮЩИЕ СВОЙСТВА ЛИНЗЫ

Изображение будет воспроизведено, если угол отклонения падающего на линзу луча пропорционален расстоянию  $h$  от оси линзы независимо от направления падающего луча (рис. 2).

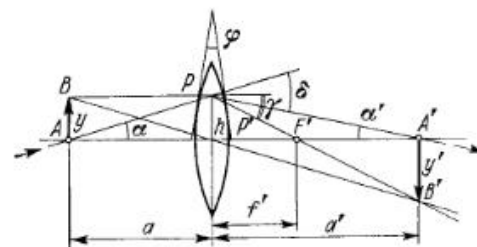


Рис. 2. Изображение, формируемое тонкой линзой

Это можно наглядно продемонстрировать на примере очень тонкой линзы. Луч, пересекающий оптическую ось в точке  $A$  и попадающий на линзу на высоте  $h$ , пройдя сквозь линзу, пересекает оптическую ось в точке  $A'$ . Угол отклонения  $\delta$  определяется преломлением на оптическом клине и равен сумме углов  $\alpha$  и  $\alpha'$ , причем для малых углов  $\alpha = h/a$ ;  $\alpha' = h/a'$ . С другой стороны,  $\delta = h/f'$ , где  $f'$  — расстояние от центра



линзы до точки пересечения с оптической осью луча, идущего от объекта параллельно оптической оси.

Таким образом,

$$1/a + 1/a' = 1/f'. \quad (1.2)$$

Формула линзы (1.2) устанавливает взаимосвязь положений предмета и соответствующего ему изображения.

Величина  $f'$  называется фокусным расстоянием. Луч, проходящий через центр линзы, не преломляется, так как угол преломления здесь равен нулю. Этот луч вместе с лучом, параллельным оптической оси, мы используем для построения элемента изображения, удаленного от оптической оси (рис. 2).

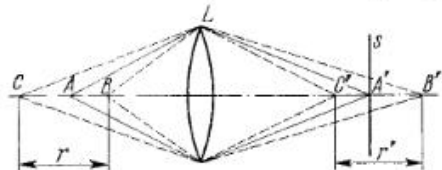


Рис. 3. Глубина резкости изображения

Очевидно, что соотношения расстояний между двумя точками объекта и соответствующими точками изображения будут различным в зависимости от условий получения изображения. Отношение расстояний между двумя соответствующими элементами изображения и предмета, расположенными перпендикулярно к оптической оси, называется линейным увеличением  $m$ , которое легко определить из соотношения

$$m = y'/y = -a'/a. \quad (1.3)$$

Если же строится изображение объемного предмета, то его отдельные элементы в соответствии с формулой линзы изображаются в различных плоскостях и изображение всего предмета будет иметь пространственный характер. Очень часто такое изображение получают на двухмерном экране или на фотографическом слое. В этом случае невозможно четко передать все элементы изображения одновременно, а лишь те из них, которые резко изображаются на экране (рис. 3). Все остальные элементы будут более или менее размыты в зависимости от их удаления от экрана. Глаз человека обладает определенной разрешающей способностью, или элементом разрешения. Поэтому вводится понятие «глубины резкости  $l$ », определяющей продольное расстояние между двумя точками предмета, размеры изображений которых на экране не превышают элемента разрешения глаза. Зарегистрированное таким образом на фотопластинке изображение уже нельзя превратить в трехмерное. Третье измерение можно воспринимать только за счет размыва удаленных точек предмета, за счет законов перспективы, изменения цвета и т. п.

### 1.1.3. ЗАПИСЬ ИЗОБРАЖЕНИЯ

Постоянную запись изображения можно получить путем воздействия света на соответствующий материал. При таком воздействии изменяются такие параметры регистрирующего материала, как

его окраска, прозрачность и т. п. Часто эти изменения воспринимаются невооруженным глазом, что делает необходимой дальнейшую физико-химическую обработку материала.

Изменение прозрачности регистрирующего слоя вызвано увеличением его поглощения.

Поглощение элементарного тонкого слоя толщиной  $dx$  можно в общем виде описать линейным дифференциальным уравнением

$$dI = -KI dx, \quad (1.4)$$

где  $I$  — интенсивность падающего света;  $dI$  — ее изменение;  $K$  — коэффициент пропорциональности.

Разделяя переменные и производя интегрирование, получаем

$$\int_{I_0}^{I_T} \frac{dI}{I} = - \int_{x_0}^{x_T} K dx. \quad (1.5)$$

Регистрирующий слой характеризуется пропусканием, которое определяется как отношение интенсивности прошедшего света к интенсивности падающего:

$$T = I_T/I_0. \quad (1.6)$$

Если предположить, что коэффициент пропорциональности  $K$ , называемый коэффициентом поглощения, по толщине слоя  $h$  остается неизменным, то из (1.5) пропускание слоя можно представить в виде

$$T = e^{-Kh}. \quad (1.7)$$

При классических способах записи изображения необходима регистрирующая среда, толщина которой соответствует резкости изображения.

Идеальным является бесконечно тонкий слой. Однако толщину слоя нельзя уменьшать до бесконечности, так как, с одной стороны, это физически невозможно, а с другой, — изменения пропускания слоя при записи должны быть достаточно заметны. Поэтому выбирают иной путь и толщину слоя увеличивают настолько, чтобы кружки, образованные пересечением лучей, ограничивающих световой пучок, с лицевой и тыльной поверхностями светочувствительного слоя соответствовали элементу разрешения глаза и воспринимались им как точки.

Очень важным параметром регистрирующей среды является разрешающая способность. Она определяется расстоянием между двумя близко расположенными точками изображения, которые еще можно различить. При классических способах записи и визуальном наблюдении требования к разрешающей способности невелики; для обычных фотоматериалов допустима разрешающая способность от 50 до 100 линий на 1 мм.

### 1.1.4. СТЕРЕОСКОПИЧЕСКОЕ ВИДЕНИЕ

Человеческий орган зрения — парный. Это объясняется не только симметрией фигуры человека, но и тем, что подобное расположение органов зрения делает возможным пространственное видение окружающих предметов. Каждый глаз человека видит несколько иную картину пространства (рис. 4). Прямые линии, идущие от глаз к предмету, образуют угол  $\beta$ , называемый пространственным параллаксом. Чем ближе предмет, тем пространственный параллакс больше и пространственное зрение острее. При восприятии предметов, расположенных на значительном расстоянии, существует предел стереоскопического зрения. Это такое расстояние, когда изображения в каждом глазу настолько похожи, что центральная нервная система человека их не различает.

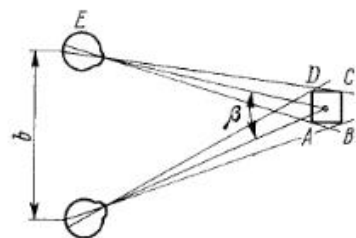


Рис. 4. Схема пространственного видения:

$b$  — расстояние между глазами;  
 $\beta$  — стереоскопический параллакс

Предел стереоскопического зрения зависит как от самих глазных рецепторов, воспринимающих элементы изображения предмета, так и от расстояния между центрами глаз.

Для увеличения предела стереоскопического зрения искусственно увеличивают пространственный параллакс, используя стереоскопические бинокли, дальномеры и т. д. Суть пространственного зрения заключается в получении нескольких различных изображений обоими глазами. Это используется для создания иллюзии

пространственного образа при наблюдении двухмерного изображения. Возьмем два двухмерных изображения, полученных из точек наблюдения, соответствующих положению зрачков левого и правого глаза, и будем рассматривать их одновременно, но каждым глазом свое изображение. В центральной нервной системе создается синтез обеих картин — трехмерное изображение предмета.

Для создания стереоскопического эффекта иногда используют два изображения различной окраски, которые рассматривают через очки со стеклами разного цвета. При этом глаза воспринимают изображения каждый в своем цвете.

Другой метод наблюдения стереопар основан на использовании поляризованного света. При этом два плоских изображения формируются различно поляризованными световыми пучками, а их наблюдение осуществляется через поляризационные очки, которые разделяют изображения, предназначенные для наблюдения левым и правым глазом соответственно. Этот способ нашел применение в кинематографии.

Наиболее широкое распространение нашел способ, основанный на использовании цилиндрического линзового растра (напри-

мер, в художественных открытках со стереоэффектом). В этом случае оба плоских изображения, предназначенных для правого и левого глаза, разделены на вертикальные полоски, которые попеременно чередуются. Перед полосками помещают цилиндрическую линзу таким образом, чтобы, глядя на открытку, правый глаз наблюдал полоску, относящуюся к одному частичному изображению, а левый глаз — полоску, принадлежащую другому изображению. Так при помощи относительно простых средств, без применения специальных аппаратов и оборудования возникает стереоэффект. Цилиндрический линзовый растр можно легко изготовить из прозрачной пластмассы путем тиснения.

Голография — объективный способ записи изображения трехмерных предметов на двухмерные записывающие среды. Поскольку запись осуществляется на плоском носителе, для регистрации голограмм необходимо применять совершенно иные принципы, нежели для формирования изображения простым оптическим элементом. При этом должны быть использованы свойства света, которые подробнее мы разберем ниже.

### 1.1.5. ИНТЕГРАЛЬНАЯ ФОТОГРАФИЯ

Стереоскопическая аппаратура позволяет создать стереоскопический параллакс и наблюдать объемное изображение, что является существенным достижением в нашем познании внешнего мира по сравнению с простой фотографией. Однако полной пространственной картины, которую можно обозреть из любой точки наблюдения, стереоизображение не дает.

Решению этой проблемы были посвящены исследования Г. Липпманна, предложившего так называемый метод интегральной фотографии. Он заключается в получении совокупности большого количества изображений объекта, снятых в различных ракурсах. Для этого используется оптический растр, представляющий собой матрицу, составленную из маленьких линз. Каждая линза создает свое изображение предмета, соответствующее определенной точке наблюдения. За линзовым растром помещается фотопластинка, на которой регистрируется совокупность изображений, создаваемых каждой линзой растра, и таким образом получается диапозитив.

Растровая оптика и полученный диапозитив образуют единое целое. Если теперь это устройство осветить со стороны диапозитива, то отдельные линзы растра создадут действительные изображения предмета, снятые в разных ракурсах, и зритель увидит объемное изображение предмета из любой точки наблюдения.

Недостатком такого способа создания объемного изображения является возникновение псевдоскопического изображения.

Липпманн предложил приемлемый способ устранения этого недостатка: изображение переснимается на фотопластинку с помощью другой растровой системы. Обе системы  $K$  и  $O$  при пере-

съемке обращены друг к другу линзовыми растрами. Полученную копию снова освещают со стороны фотослоя, и тогда за растром возникает ортоскопическое изображение, расположенное там же, где при съемке помещался предмет (рис. 5).

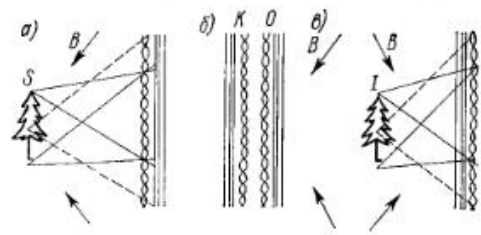


Рис. 5. Интегральная фотография: а — запись изображения; б — копирование; в — реконструкция мнимого ортоскопического изображения

Для наблюдения интегрального изображения нет необходимости в специальных оборудовании или аппаратуре. Изображение мы видим как бы через окно, которое ограничено размерами растра. При приближении к изображению увеличивается угол наблюдения, изменяется перспектива. При смещении точки

наблюдения зритель может рассмотреть детали, которые ранее были заслонены другими предметами.

Если рассматривать элементарное изображение, создаваемое одной линзой растра как наименьший элемент интегральной фотографии, то можно утверждать, что в каждом элементе интегральной фотографии записано все изображение сцены и, наоборот, каждая точка предмета зарегистрирована на всей поверхности интегральной фотографии. Это является отличительной особенностью пространственной записи.

## 1.2. ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИНЦИПЫ ГОЛОГРАФИИ И ЕЕ ИСТОРИЧЕСКОЕ РАЗВИТИЕ

### 1.2.1. ПРИНЦИПЫ ГОЛОГРАФИИ

Метод интегральной фотографии, предложенный Липпманном, позволил записать на двумерной среде объемное изображение, находящееся на конечном расстоянии от снимка. В случае, если предмет расположен за радиусом стереоскопического видения, нет смысла записывать его объемность, так как вполне можно обойтись простой фотографией. И, наоборот, близкие предметы нельзя записать подобным образом, поскольку с помощью растровой оптики нельзя получить растр изображений предмета, расположенного в непосредственной близости от нее. Поэтому метод интегральной фотографии технически сложен и во многом ограничен. Еще одним недостатком техники интегральной фотографии является слоистая структура снимка.

Каждый снимок имеет как минимум три слоя: средний, прозрачный слой является основой, на которую с одной стороны нанесена растровая оптика, а с другой — чувствительный слой с записанными на нем миниатюрными изображениями. Несмотря

на то что в настоящее время подобной структурой обладают художественные стереоткрытки, требования, предъявляемые к соответствующим элементам в интегральной фотографии, несколько выше. Если отвлечься от технических средств решения проблемы получения объемного изображения, то следует отметить, что для его получения необходимо, чтобы на светочувствительном слое были зарегистрированы не только различия в интенсивности света, отраженного каждой точкой предмета, но также и сведения об удаленности каждой точки предмета от этого слоя.

Другими словами, необходимо записать не только амплитуду отраженной световой волны от каждой точки, но также и фазу этой волны. Все приемники излучения реагируют, однако, лишь на интенсивность света, и поэтому информация о фазе световой волны безвозвратно теряется. Если мы хотим записать фазу, то необходимо каким-то образом передать фазовые изменения посредством соответствующих изменений интенсивности. Эта задача возможна при использовании интерференции света.

Интерферометрия — это классическая наука, занимающаяся изучением форм изофазных поверхностей световой волны на основе интерференции света. Исследуемый фронт волны сравнивается с изофазной поверхностью волны, форма которой нам известна, например с плоской волной.

Однако прямой анализ интерферограмм занимает много времени и для сложного фронта волны практически неприемлем. Кроме того, он не подходит для непосредственного визуального восприятия оптической информации с записи. И лишь в 1947 г. английский ученый (венгр по происхождению) Деннис Габор открыл принцип реконструкции волнового фронта и обосновал таким образом способ непосредственного считывания всей оптической информации, т. е. амплитуды и фазы волны, по двумерной записи.

Основа реконструкции заключается в следующем: интерференционная картина, образующаяся при интерференции волн с известной и неизвестной формой волнового фронта, представляет собой поверхность, на которой выполняются граничные условия для обеих волн. Если эту картину зарегистрировать на светочувствительной фотопластинке и затем позитив картины поместить на прежнее место, то будут реально воспроизведены граничные условия для обеих волн. Если полученную интерференционную запись осветить световой волной с известным фронтом, то за пластинкой должна распространяться не только эта волна, но и вторая волна, участвовавшая в интерференции, хотя с меньшей интенсивностью, поскольку граничные условия в плоскости голограммы соответствуют также и этой волне.

Нас интересует та волна, которая при записи отражается от трехмерных предметов: ее называют объектной, а волну сравнения — референтной. Записанную интерферограмму называют голограммой, а метод реконструкции фронта световых волн —



голографией. Слово это греческое по происхождению и в переводе значит «holos» — целый, весь, «grafo» — записывать.

Мы предполагали, что считывание информации производится путем освещения голограммы референтной волной. Ниже будет показано, что эта волна не обязательно должна быть идентичной референтной волне, поэтому в дальнейшем будем называть ее восстанавливающей.

### 1.2.2. ПРЕДЫСТОРИЯ ОТКРЫТИЯ ГОЛОГРАФИИ

Оптико-геометрические правила построения оптического изображения, о которых говорилось выше, не дают исчерпывающего ответа на вопросы, относящиеся к формированию изображения. Одним из них является вопрос об ограничении разрешающей способности изображения в идеальной оптической системе. Одним из первых решением этой проблемы занялся немецкий физик Е. Аббе, создавший теорию изображения в микроскопе. Согласно теории Аббе, на структуре предмета происходит дифракция света, вследствие чего в фокальной плоскости объектива микроскопа появляется дифракционная картина. Дифрагированные волны

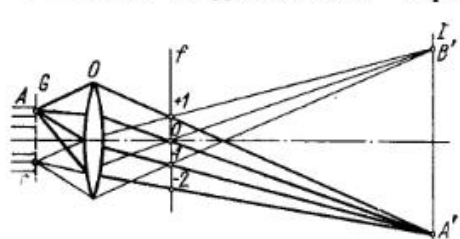


Рис. 6. Образование оптического изображения согласно теории Аббе:

G — решетка; O — объектив; f — фокальная плоскость; I — плоскость изображений

взаимно интерферируют, и в плоскости изображения формируется таким образом резкое изображение предмета. Свою теорию Аббе обосновал на примере дифракционной решетки (рис. 6).

Появление изображения здесь можно представить в виде двух фаз. Последователи Аббе, например Вольфке, теоретически и экспериментально изучали обе фазы формирования изображения,

с тем чтобы применить обе стадии отдельно. Они ставили себе задачу получить изображение при помощи рентгеновских лучей. Первую фазу они хотели реализовать в рентгеновском диапазоне, а вторую — в видимом свете. Их труды не дали положительных результатов потому, что, регистрируя дифракционную картину на фотопластинке, они получали информацию только об интенсивности дифракционных порядков, в то время как информация о фазе безвозвратно терялась.

Лишь В. Л. Брэгг, изучавший дифракцию рентгеновских лучей на структуре кристалла, продвинулся в этом направлении дальше. Он применил этот метод для группы предметов, для которых можно рассчитать разность фаз падающего и дифрагированного излучения. К этой группе относятся кристаллические решетки, обладающие симметрией. Разность фаз здесь равна нулю

или  $\pi$ . Дифракционные порядки в таком случае должны быть либо синфазны, либо противофазны. Такую фазовую задержку можно реализовать с помощью фазовых слюдяных пластинок, помещаемых в отдельные пятна дифракционной картины. При дифракции света на такой структуре можно получить распределение элементов кристаллической решетки в пространстве.

М. И. Бургер усовершенствовал этот метод настолько, что получил изображение решетки, не обладающей центром симметрии, для которой можно с небольшой погрешностью определить разность фаз падающего и дифрагированного излучения. Хорошо подобранные фазовые пластинки он вставлял в отдельные пятна дифракционной картины, благодаря чему получал необходимую фазовую задержку в процессе дифракции.

Проблему записи фаз пытались решить и другими методами. Ф. Церник уже в 1935 г. высказал мысль о том, что можно создать разность фаз посредством изменения амплитуды, используя когерентный фон. Суть этого предположения состоит в том, что волна от объекта, интерферируя с фоном, образует интерференционную картину, распределение интенсивности которой несет информацию о фазовых соотношениях. Это распределение интенсивности можно легко зарегистрировать на фотопластинке и тем самым сохранить полную информацию об отраженной световой волне или волне, прошедшей сквозь предмет.

### 1.2.3. ГОЛОГРАФИЧЕСКИЙ МЕТОД ГАБОРА

Для того чтобы произошла интерференция объектной и референтной волн, необходимо, чтобы они были когерентными. Если естественный белый свет характеризуется широким спектром волн различной частоты, составляющие которого при визуальном восприятии вызывают ощущения различных цветов, то когерентная волна — волна монохроматическая.

Необходимо также, чтобы эта волна обладала волновым фронтом достаточно простой формы, что обеспечивается, например, использованием точечного источника света. Идеальной когерентной световой волной, таким образом, является монохроматическая сферическая волна. До открытия лазера когерентный свет получали с помощью ионного прибора, излучавшего отдельные узкие спектральные линии. Соответствующим светофильтром выделялась требуемая линия излучения, и сконцентрированный пучок света направлялся через очень маленькое круглое отверстие. Путем такой частотной и пространственной фильтрации удается получить световую волну с такой степенью когерентности, с которой можно демонстрировать волновые свойства света.

Однако фильтрация заметно снижает интенсивность света и затрудняет проведение опытов. При таких условиях Д. Габор получил в 1948 г. первую интерференционную картину в проходящем свете. В качестве объекта «транспаранта» он использовал изоб-

ражение, в котором были только прозрачные и непрозрачные места без плавных переходов оптической плотности. Сквозь прозрачные места проходил когерентный фон. Зарегистрированная таким образом интерференционная картина получила название голограммы. Схема записи голограммы по методу Габора представлена на рис. 7.

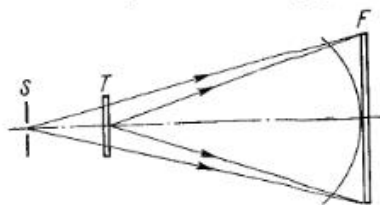


Рис. 7. Голографическая схема Габора:

$S$  — точечная диафрагма;  $T$  — «транспарант»;  $F$  — фотографическая пластинка

Вторая стадия голографического процесса заключается в следующем. После экспонирования фотопластинку проявляли и устанавливали на прежнее место, а предмет удаляли. Благодаря дифракции света на интерференционной структуре, зарегистрированной фотопластинкой, на месте предмета появлялось его изображение.

Оно было очень слабым и сильно промодулированным когерентным фоном, наблюдать его было затруднительно. Помимо этого изображения Габор наблюдал еще одно паразитное изображение. На рис. 8 изображена схема оптического устройства, использованного во второй фазе голографического процесса. Эту вторую фазу Габор назвал реконструкцией, поэтому весь метод называется реконструкцией волнового фронта. Он ввел также термин «голография», который в настоящее время принят повсеместно.

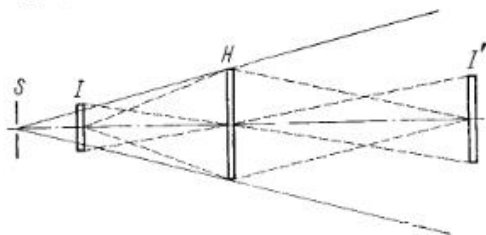


Рис. 8. Оптическая схема при реконструкции:  $S$  — точечная диафрагма;  $T$  — изображение;  $H$  — голограмма;  $I'$  — сопряженное изображение

Проводимые Габором исследования имели целью увеличение разрешающей способности электронного микроскопа. Предел разрешения электронных микроскопов того времени был около 0,5 нм. Эта величина определялась не теоретическим пределом, обусловленным дифракцией электронов, а несовершенством электронной оптики.

Предполагалось регистрировать голограмму в электронном пучке, увеличивать ее в число раз, равное отношению длин волн световой волны и пучка электронов, и затем реконструировать ее световым пучком с такими же aberrациями, какими обладал электронный пучок. Таким способом можно было бы компенсировать aberrации системы электронной оптики и тем самым получить значительное увеличение разрешающей способности. Из-за технических трудностей этот метод не удалось реализовать.

## 1.2.4. ОТ ОТКРЫТИЯ ГОЛОГРАФИИ ДО ПРИМЕНЕНИЯ ЛАЗЕРА

Следующий, почти 15-летний период в развитии голографии не принес заметных успехов. Основное внимание уделялось объяснению сущности голографии на основе аналогии с зонной пластинкой. Были получены также интересные экспериментальные результаты в области оптической голографии. Предлагались новые методы, проводились опыты с электронной голографической микроскопией. На основе теории и эксперимента изучалась возможность осуществления голографической микроскопии в рентгеновских лучах и радиоволновом диапазоне. Несколько работ было посвящено устранению паразитного изображения.

Одним из наиболее существенных достижений в области голографии явилась работа Ю. Н. Денисюка, опубликованная в 1962 г., об объемных голограммах типа Липпманна—Брэгга. В классическом методе Габора опорный луч и когерентный фон направлялись на фотопластинку с одной стороны. При этом изофазные поверхности стоячих волн интерференционной картины почти параллельны направлению объектной и референтной волн. Ю. Н. Денисюк предложил направлять интерферирующие пучки навстречу друг другу. На рис. 9 приведена схема метода Денисюка.

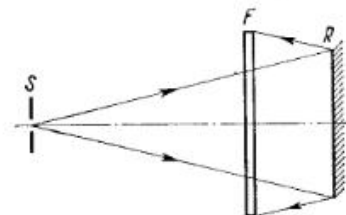


Рис. 9. Схема получения объемной голограммы Денисюка:  $S$  — точечная диафрагма;  $R$  — отражающий объект;  $F$  — фотографическая пластинка

В этом случае появилась возможность регистрировать голограмму непрозрачных отражающих предметов. Поверхности пучностей стоячих волн практически перпендикулярны направлениям распространения пучков, и, таким образом, голограммы представляют собой слоистую структуру подобно тому, как это имело место в липпманновской цветной фотографии. Ю. Н. Денисюк, доказавший как теоретически, так и экспериментально правомерность своего метода, стал в ряд классиков голографии.

Наибольшего развития голография достигла в результате применения в качестве источника света лазера, обладающего большой интенсивностью и высокой когерентностью излучения.

## 1.2.5. СОВРЕМЕННАЯ ГОЛОГРАФИЯ

Возрождению интереса к голографии во многом способствовали работы американских ученых Э. Лейта и Ю. Упатниекса. Их заслугой было не только применение лазера, но и усовершенствование метода Габора путем использования для записи и реконструкции части голограммы, находящейся вне оси системы. Таким образом удалось пространственно разделить оба изображения и когерентный фон.



Это усовершенствование можно объяснить на примере голограммы точечного объекта (рис. 10). Освещенный точечный объект является источником сферических волн, которые попадают на фотопластинку, находящуюся вне оси системы. Здесь происходит

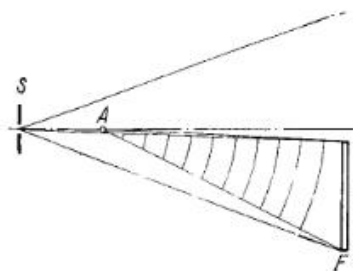


Рис. 10. Запись голограммы, расположенной вне оптической оси:  $S$  — точечная диафрагма;  $A$  — точка объекта;  $F$  — фотографическая пластинка

интерференция с когерентным фоном и формируется голограмма. При реконструкции изображение данной точки остается вне реконструирующего пучка.

Чтобы оптимально использовать энергию лазера, Лейт и Упатниекс построили свою оптическую систему таким образом, что когерентный фон интерферирует с проходящими сквозь предмет волнами в области, где интенсивность объектного пучка максимальна. Это достигается тем, что когерентный фон проходит сквозь оптический клин, который смещает часть пучка в область наибольшей

интенсивности объектного пучка. Смещенная часть не является уже просто фоном — она образует световой пучок, получивший название референтного (рис. 11). На фотопластинке при этом четко видна макроскопическая картина дифракции от предмета. Благодаря интерференции с референтной волной по-

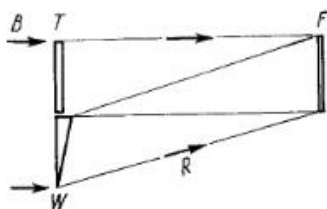


Рис. 11. Схема Лейта—Упатниекса:

$B$  — лазерный пучок;  $T$  — «транспарант»;  $W$  — оптический клин;  $F$  — фотографическая пластинка;  $R$  — референтный пучок

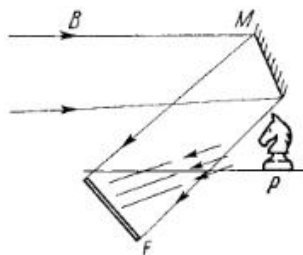


Рис. 12. Схема Лейта—Упатниекса для голографирования отражающих объектов:  $B$  — лазерный пучок;  $M$  — зеркало;  $P$  — объект;  $F$  — фотографическая пластинка

динамический диапазон материала, поскольку нелинейные эффекты проявляются в областях, пространственно разделенных с изображением, и, следовательно, не вносят искажений в голографическое изображение.

Еще одним существенным усовершенствованием явилось применение Лейтом и Упатниексом рассеянного света. Помещая матовую пластинку перед голографируемым транспарантом, они добились равномерного освещения, не нарушая при этом когерентности света. Естественно, что матовая пластинка должна быть неподвижной. При реконструкции изображение объекта наблюдается на светлом фоне. Применение рассеянного света позволило равномерно осветить не только предмет, но и саму голограмму, поскольку в каждую точку голограммы свет попадал со всего предмета и, наоборот, каждая точка предмета освещала всю поверхность голограммы. Поэтому для реконструкции всего предмета достаточно и небольшой части голограммы.

Оставалось сделать совсем немного для голографирования трехмерных диффузных предметов.

Уже Габор высказал мысль, что метод голографии способен передать глубину предмета; но только Лейт и Упатниекс реализовали голографическое устройство для голографирования трехмерных предметов. Схема этого устройства дана на рис. 12. Часть расширенного лазерного пучка попадает на зеркало, формирующее референтный пучок, и часть пучка освещает предмет. Диффузионно рассеянное предметом излучение интерферирует со световым пучком, отраженным зеркалом. В результате этого формируется голограмма. При реконструкции изображение имеет все свойства трехмерного изображения.

После публикации в 1964 г. работ Лейта и Упатниекса в голографии произошел резкий скачок. Она стала находить все новые и новые области применения. В короткое время были усовершенствованы принципы голографической экспериментальной техники, получены цветные голограммы, создана методика самого важного применения голографии — голографической интерферометрии, разработаны научные основы голографии. Все это лишь простая констатация фактов. Не менее важны эксперименты сотен лабораторий, освоивших технику голографии. От них мы вправе ожидать новых идей и дальнейших усовершенствований в этой области.

является также тонкая интерференционная структура, наблюдать которую можно только через микроскоп. Эта интерференционная структура является собственно голограммой. Одним из положительных качеств данного метода является отсутствие необходимости при широком диапазоне изменения интенсивности пучков ограничиваться лишь линейным процессом записи. В этом случае можно производить регистрацию, полностью используя

## 2.1. ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЕ ПОЛЕ

## 2.1.1. СВЕТОВЫЕ ВОЛНЫ

До сих пор мы рассматривали свет с оптико-геометрической точки зрения, т. е. так, как он нам представляется в повседневной жизни. Более подробные исследования показали, что по своей природе свет — это электромагнитные волны. В некоторых физических явлениях, особенно при генерации света и при его взаимодействии с материей, проявляются корпускулярные свойства света. При анализе голографических задач мы будем базироваться в основном на волновых свойствах света и лишь частично, когда речь пойдет о технических средствах реализации голографических экспериментов, коснемся способа описания света как потока фотонов.

Электромагнитные волны возникают вследствие колебания диполя, когда электрическое поле порождает поле магнитное и наоборот, и это возмущение распространяется в вакууме со скоростью света  $c = 2,998 \cdot 10^8$  м/с. Векторы напряженности электрического и магнитного полей взаимно перпендикулярны и их величины гармонически изменяются на достаточном удалении от источника (рис. 13).

Гармонические колебания определены функцией, которая описывает проекцию радиус-вектора точки, движущейся по окружности с постоянной скоростью, на диаметр этой окружности. Эта проекция определяется соотношением

$$y = A \sin(\omega t + \varphi), \quad (2.1)$$

где  $y$  — мгновенное отклонение;  $A$  — максимальное отклонение, или амплитуда;  $\omega = 2\pi\nu$  — круговая частота, т. е. количество колебаний, совершенных в течение,  $2\pi$  с<sup>-1</sup>;  $\varphi$  — начальная фаза, показывающая начальное отклонение в момент времени  $t = 0$ .

Такое движение совершают концы векторов напряженности электрического и магнитного полей, и совершенно безразлично, какой из векторов исследуется при изучении явлений, обусловленных характером волны. Обычно рассматривается электрический вектор, так как глаз человека реагирует именно на эту составля-

ющую электромагнитного поля. Если гармоническое возмущение распространяется в пространстве, то концы вектора напряженности электрического поля в различных точках совершают колебания, взаимно сдвинутые по фазе. Мгновенные состояния отклонений вдоль лучей создают синусоидальную кривую (рис. 14).

Расстояние между двумя ближайшими точками, колеблющимися в одной фазе, называется длиной волны  $\lambda$ ; время, необходимое для преодоления этого расстояния, называется периодом  $T$ . Величина, обратная периоду, называется частотой  $\nu$ . Точка, находящаяся на расстоянии  $x$  от начала координат, колеблется с задержкой по фазе, которая пропорциональна времени  $t_0 = x/c$ , и формула колебания этой точки будет иметь вид

$$y = A \sin[\omega(t - t_0) + \varphi]. \quad (2.2)$$

Используя основное соотношение  $\lambda\nu = c$ , получим

$$y = A \sin(\omega t - kx + \varphi), \quad (2.3)$$

где  $k$  — волновое число,  $k = 2\pi/\lambda$ .



Рис. 13. Зависимость электромагнитных колебаний от времени

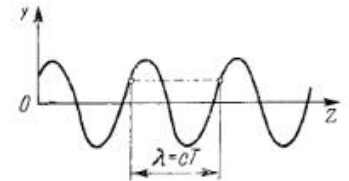


Рис. 14. Мгновенное состояние гармонической волны

Уравнение (2.3) определяет гармоническое колебание в момент времени  $t$  и в точке с координатой  $x$ , если возмущение распространяется вдоль оси  $x$ . Упрощенно можно записать это уравнение с помощью показательной функции, применив формулу Эйлера

$$e^{\pm i\psi} = \cos \psi \pm i \sin \psi. \quad (2.4)$$

Уравнение (2.3) является действительной или мнимой частью выражения

$$y = Ae^{-i(\omega t - kx + \varphi)} \quad (2.5)$$

со знаком минус перед показателем степени.

При расчетах обычно опускается выражение  $e^{-i\omega t}$  (считается, что частота в большинстве физико-оптических явлений остается неизменной) и рассматривается лишь так называемая комплексная амплитуда

$$u = Ae^{i(kx - \varphi)}, \quad (2.6)$$

где стоит знак плюс перед показателем степени.

Уравнение (2.6) описывает не только одномерную волну, распространяющуюся в положительном направлении  $x$ , но и двухмерную волну с плоским фронтом, распространяющуюся перпен-

дикулярно оси  $y$ , т. е. пространственную волну с плоским фронтом, параллельным плоскости  $yz$ .

Общее выражение, описывающее комплексную амплитуду плоской волны произвольного направления распространения, имеет вид

$$u = Ae^{i(kr - \varphi)}, \quad (2.7)$$

где  $\mathbf{r}$  — радиус-вектор точки  $M$ ;  $\mathbf{k}$  — волновой вектор, величина которого  $|\mathbf{k}| = k = 2\pi/\lambda$ , а направление совпадает с направлением распространения волны.

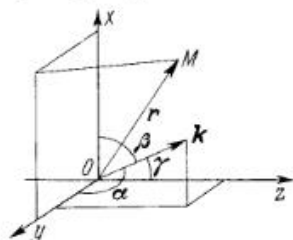


Рис. 15. Плоская волна в пространстве

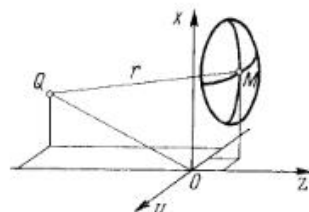


Рис. 16. Часть волнового фронта сферической волны

Составляющие волнового вектора определяются выражениями:

$$k_x = \frac{2\pi}{\lambda} \cos \alpha; \quad k_y = \frac{2\pi}{\lambda} \cos \beta; \quad k_z = \frac{2\pi}{\lambda} \cos \gamma,$$

где  $\cos \alpha$ ,  $\cos \beta$ ,  $\cos \gamma$  — направляющие косинусы нормали фронта волны (рис. 15).

Общее выражение для комплексной амплитуды имеет следующий вид:

$$u = Ae^{i\Phi}, \quad (2.8)$$

где в случае плоской волны фаза  $\Phi$  является линейной функцией координат  $x$ ,  $y$ ,  $z$ .

Фаза определяется разностью хода  $\delta$  от источника до тех точек, между которыми вычисляется разность фаз:

$$\Phi = \frac{2\pi}{\lambda} \delta. \quad (2.9)$$

Голография, однако, имеет дело не только с плоскими волнами, но и с волнами другой формы, например сферическими.

Сферические волны обладают сферической изофазной поверхностью; в таком случае фаза  $\Phi$  не может быть линейной функцией координат  $x$ ,  $y$ ,  $z$ .

Допустим, что источник световой волны находится в точке  $Q(x_0, y_0, z_0)$ ; мы же исследуем поле в точке  $M(x, y, z)$ . Расстояние  $MQ = r$ . Систему координат выберем согласно рис. 16. Если

начальная фаза равна  $\varphi$ , то по всему сферическому фронту волны фаза будет равна

$$\Phi = kr + \varphi, \quad (2.10)$$

где  $r$  — радиус фронта волны.

В отличие от плоских волн, где  $\mathbf{r}$  — радиус-вектор точки  $M$ , в данном случае  $r$  — величина скалярная, равная  $r = \sqrt{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 + (z - z_0)^2}$ .

Так как амплитуда сферической волны обратно пропорциональна расстоянию от источника, выражение комплексной амплитуды сферической волны будет иметь вид

$$u_{x, y, z} = (A_0/r) \exp i(kr + \varphi). \quad (2.11)$$

Вблизи оси пучка радиус  $r$  можно аппроксимировать первыми членами биномиального разложения. Обычно членами высшего порядка пренебрегают по сравнению с членами второго порядка.

Если направление распространения определено осью  $z$  и расстояние  $z - z_0$  больше расстояний  $x - x_0$  и  $y - y_0$ , то в указанном приближении мы получим

$$r = (z - z_0) + \frac{(x - x_0)^2}{2(z - z_0)} + \frac{(y - y_0)^2}{2(z - z_0)}. \quad (2.12)$$

Как видно, эта аппроксимация заменяет сферическую волну волной параболической, у которой кривизна при вершине совпадает с кривизной сферической волны. В задачах, обладающих круговой симметрией, члены, содержащие координаты  $x$  и  $y$ , идентичны. Поэтому будем употреблять сокращенную запись, более удобную в сложных соотношениях:

$$(x - x_0)^2 = (x - x_0)^2 + (y - y_0)^2.$$

Тогда формулу (2.12) можно представить в виде

$$r = (z - z_0) + \frac{(x - x_0)^2}{2(z - z_0)}. \quad (2.13)$$

Часто можно выбрать систему координат так, что  $z_0 = 0$  или  $z = 0$ . Тогда разность координат  $z$  заменяется одним символом  $z$ .

Если точка  $M$  пробегает все точки определенной плоскости, перпендикулярной оси  $z$ , например плоскость  $z = 0$ , то с помощью (2.12) можно вычислить распределение фазы в этой плоскости.

В некоторых случаях желательно вести отсчет фазы не от источника, а положить фазу равной нулю на какой-либо изофазной поверхности, в большинстве случаев на той, которая пересекает начало координат.

Разность траекторий (рис. 16) равна  $\Delta = MQ - OQ$ ; отсюда получаем

$$r\Delta = -r_0 = \sqrt{(x - x_0)^2 + z_0^2} - \sqrt{x_0^2 + z_0^2}; \quad (2.14)$$

в параболическом приближении имеем

$$\Delta = \frac{x^2}{2z_0} - \frac{x_0}{z_0} x. \quad (2.15)$$

В случае, если  $r_0$  образует с осью  $z$  большой угол, то допустимо ось параболонды считать равной радиусу  $r_0$ ; тогда уравнение (2.14) будет выглядеть следующим образом:

$$\Delta = r - r_0 = r_0 \sqrt{1 + \frac{x^2 - 2x_0 x}{2r_0^2}} - r_0.$$

Решив его, получим

$$\Delta = \frac{x^2}{2r_0} - \frac{x_0}{r_0} x. \quad (2.16)$$

Сферическая волна будет описываться выражением

$$u(x) = \frac{A_0}{r_0} \exp ik \left( \frac{x^2}{2r_0} - \frac{x_0}{r_0} x \right). \quad (2.17)$$

Это выражение будет часто использоваться в дальнейшем изложении.

### 2.1.2. СЛОЖЕНИЕ ВОЛН, РАСПРОСТРАНЯЮЩИХСЯ В ОДНОМ НАПРАВЛЕНИИ

Из опыта известно, что освещение предмета улучшится, если его осветить несколькими источниками света. Это касается естественного белого света. В действительности этот свет состоит из отдельных монохроматических составляющих и излучается различными точками протяженных источников и конечный результат определяется усредненной — как во времени, так и в пространстве — величиной, полученной при сложении этих отдельных составляющих.

Основой такого подхода является изучение суперпозиции двух простых гармонических волн одинаковой частоты, излучаемых точечными источниками. Для упрощения предположим, что поляризация волн также одинакова. Из этого следует, что результирующее колебание  $y$  равно сумме  $y_1, y_2$ :

$$y = y_1 + y_2 = A_1 \sin(\omega t - \Phi_1) + A_2 \sin(\omega t - \Phi_2), \quad (2.18)$$

где  $A_1, A_2$  — амплитуды волн;  $\Phi_1, \Phi_2$  — их фазы;  $\omega$  — угловая частота;  $t$  — время.

Рассмотрим две волны, распространяющиеся в одном направлении, и найдем результирующую амплитуду колебаний при сложении волн, распространяющихся в направлении оси  $x$  (рис. 17).

Волны обладают нулевой фазой в точках  $S_1$  и  $S_2$ . Обозначим точку, в которой вычисляется амплитуда, буквой  $P$ . Теперь определим фазы волн:

$$\Phi_1 = k(x - x_1); \quad \Phi_2 = k(x - x_2).$$

Из уравнения (2.18), используя формулы тригонометрии, получим

$$y = a \sin \omega t - b \cos \omega t, \quad (2.19)$$

где

$$a = A_1 \cos \Phi_1 + A_2 \cos \Phi_2; \quad b = A_1 \sin \Phi_1 + A_2 \sin \Phi_2. \quad (2.20)$$

Положим:

$$a = A \cos \Phi; \quad b = A \sin \Phi.$$

Тогда

$$y = A \sin(\omega t - \Phi). \quad (2.21)$$

Из уравнений (2.20) получим:

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1 A_2 \cos(\Phi_2 - \Phi_1);$$

$$\operatorname{tg} \Phi = \frac{A_1 \sin \Phi_1 + A_2 \sin \Phi_2}{A_1 \cos \Phi_1 + A_2 \cos \Phi_2}. \quad (2.22)$$

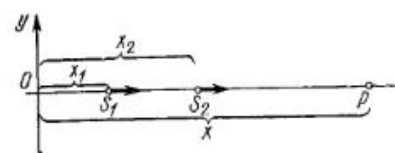


Рис. 17. Сложение волн, имеющих одинаковое направление распространения

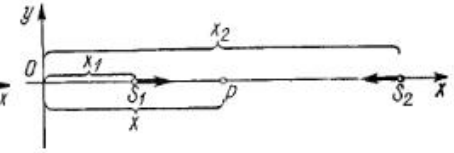


Рис. 18. Сложение волн, распространяющихся навстречу друг другу

Произведя сложение, мы получили новую гармоническую волну, амплитуду и фазу которой определяет выражение (2.22). Угол  $\Phi_2 - \Phi_1$  в выражении для амплитуды результирующей волны равен

$$\Phi_2 - \Phi_1 = k(x - x_1) - k(x - x_2) = k(x_2 - x_1).$$

Отсюда ясно, что амплитуда не зависит от положения точки, в которой мы исследуем результирующее колебание.

Все точки колеблются с одинаковой амплитудой, зависящей лишь от разности расстояний между точками, в которых фазы суммируемых волн равны нулю ( $S_1, S_2$ ). Амплитуда будет максимальной, когда разность фаз будет равна  $\Phi_2 - \Phi_1 = n2\pi$ , где  $n$  — целое число. При этом расстояние между  $S_1$  и  $S_2$  составит  $x_2 - x_1 = n\lambda$ , а амплитуда равна  $A_{\max} = A_1 + A_2$ . В этом случае волны складываются в фазе.

Сумма волн, фазы которых совпадают, в области их наложения дает результирующую волну, амплитуда которой равна сумме амплитуд обеих складываемых волн.

Минимальной амплитуда будет при условии, если  $\Phi_2 - \Phi_1 = (2n + 1)\pi$ , а разность путей двух волн  $x_2 - x_1 = (2n + 1)(\lambda/2)$ . Амплитуда в этом случае равна  $A_{\min} = A_1 - A_2$ , что соответствует сложению противофазных волн.



Сумма волн, имеющих противоположные фазы, дает волну с амплитудой, равной разности амплитуд обеих волн. Когда обе амплитуды равны, то волна затухает.

Фаза результирующей волны в общем случае зависит как от положения точек  $S_1$  и  $S_2$ , так и от положения точки  $P$ .

Волны, идущие навстречу друг другу, будут иметь фазы (рис. 18):

$$\Phi_1 = k(x - x_1); \quad \Phi_2 = k(x_2 - x).$$

Результат суммирования волн описывается соотношениями (2.21) и (2.22), однако угол будет равен

$$\Phi_2 - \Phi_1 = k(x_2 - x) - k(x - x_1) = k(x_1 + x_2 - 2x).$$

Как видно, амплитуда зависит не только от положения точек  $S_1$  и  $S_2$ , но и от положения точки  $P$ .

Наибольшая амплитуда колебаний будет там, где выполняется условие  $\cos(\Phi_2 - \Phi_1) = 1$ , т. е.  $k(x_1 + x_2 - 2x) = 0, 2\pi, 4\pi, \dots, 2n\pi, \dots$ . Координаты этих точек:  $x = (x_1 + x_2)/2 - n\lambda/2$ , где  $n$  — целое число. Амплитуда равна  $A_{\max} = A_1 + A_2$ .

Наименьшая амплитуда колебаний будет там, где  $\cos(\Phi_2 - \Phi_1) = -1$ , т. е.  $k(x_1 + x_2 - 2x) = \pi, 3\pi, \dots, (2n + 1)\pi, \dots$ . Координаты этих точек:  $x = (x_1 + x_2)/2 - (2n + 1)\lambda/2$ , а амплитуда равна  $A_{\min} = A_1 - A_2$ .

Если же амплитуды обеих волн будут равны, т. е.  $A_1 = A_2 = A'$ , то наименьшая амплитуда будет равняться нулю, а максимальная — удвоенной амплитуде суммируемых волн. При равенстве амплитуд фаза результирующего колебания в соответствии со вторым соотношением (2.22) будет равна

$$\operatorname{tg} \Phi = \frac{\sin [k(x - x_1)] + \sin [k(x_2 - x)]}{\cos [k(x - x_1)] + \cos [k(x_2 - x)]} = \operatorname{tg} \left[ \frac{1}{2} k(x_2 - x_1) \right] \quad (2.23)$$

и не будет зависеть от положения точки  $P$ .

Во всех точках пространства, где происходит интерференция, фаза колебания одинакова. Такие волны называют стоячими. Амплитуду этих волн можно определить из первого соотношения (2.22):

$$A = A' 2 \cos \frac{\Phi_2 - \Phi_1}{2}. \quad (2.24)$$

Точки с наибольшей амплитудой называются пучностью, с нулевой же амплитудой — узлом стоячей волны. Стоячие волны могут быть зарегистрированы при помощи соответствующей светочувствительной среды, например фотопластинки, на которой пучности регистрируются в виде почернений, а узлы — в виде прозрачных неэкспонированных участков.

Разберем случай встречных волн с различными амплитудами, причем  $A_1 > A_2$ . При наложении таких волн образуются стоячая волна с амплитудой  $A_{\max} - A_{\min} = (A_1 + A_2) - (A_1 - A_2) = 2A_2$ , а также бегущая волна с амплитудой  $A_1 - A_2$ , которая

распространяется в направлении волны с большей амплитудой  $A_1$ . Эта бегущая волна при записи создает фон, над уровнем которого наблюдается модуляция, обусловленная стоячей волной.

Эти примеры сложения волн, идущих в одинаковом и противоположном направлениях, дают основу для рассмотрения более сложных ситуаций, таких, как суммирование волн, распространяющихся в произвольных направлениях (рис. 19).

В области перекрытия таких волн их волновые векторы можно разложить на две взаимно перпендикулярные составляющие. Составляющие  $1_{\parallel}$  и  $2_{\parallel}$  в направлении биссектрисы угла между лучами складываются как волны, распространяющиеся в одном направлении, а составляющие  $1_{\perp}$  и  $2_{\perp}$ , перпендикулярные биссектрисе, — как волны, идущие навстречу друг другу. Во всем пространстве, за исключением точек, лежащих на прямой, соединяющей источники, вне отрезка  $Q_1Q_2$  всегда имеются составляющие обеих волн, образующие стоячую волну; такое стационарное поле можно зарегистрировать на фотопластинке.

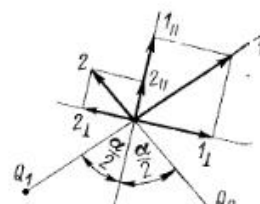


Рис. 19. Сложение двух волн в общем случае

### 2.1.3. ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЕ ПОЛЕ ДВУХ ПЛОСКИХ ВОЛН

До сих пор мы анализировали случай сложения волн, распространяющихся вдоль прямой, соединяющей источники излучения. В дальнейшем рассмотрим сложение волн во всем пространстве. Область перекрытия волн называется интерференционным полем.

Без ущерба для общности рассмотрения проведем анализ интерференционного поля двух волн с плоским фронтом, выбрав систему координат таким образом, чтобы волновые векторы лежали в плоскости  $xz$ . Используем представление волновых функций в комплексном виде.

Комплексные амплитуды в соответствии с формулой (2.7) имеют вид:

$$u_1 = A_1 e^{i(k_1 r + \varphi_1)}; \quad u_2 = A_2 e^{i(k_2 r + \varphi_2)}. \quad (2.25)$$

Предположим, что  $A_1 > A_2$ , и введем разность амплитуд  $A' = A_1 - A_2$ . Результат интерференции определяется суммой амплитуд (2.25)  $u = u_1 + u_2$ .

По вышеуказанному методу разложим векторы волн  $k_1, k_2$  на составляющие в направлении биссектрисы угла, который они образуют, а также в направлении, перпендикулярном биссектрисе (рис. 20).



Проведем векторы  $\mathbf{k}$ ,  $\mathbf{K}$ , используя которые, получим соотношения:

$$\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 = 2\mathbf{k}; \quad \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2 = 2\mathbf{K}.$$

Для исходных волновых векторов можем записать:

$$\mathbf{k}_1 = \mathbf{k} + \mathbf{K}; \quad \mathbf{k}_2 = \mathbf{k} - \mathbf{K}.$$

Аналогичные соотношения можно записать для начальных фаз, введя таким же образом величины  $\varphi$  и  $\Phi$ . Для результирующей амплитуды получим выражение

$$u = (A_2 + A_1) e^{i(\mathbf{k}+\mathbf{K})\mathbf{r}} e^{i(\varphi+\Phi)} + A_2 e^{i(\mathbf{k}-\mathbf{K})\mathbf{r}} e^{i(\varphi-\Phi)};$$

преобразовав его, найдем

$$u = (A_1 - A_2) e^{i(\mathbf{k}_1\mathbf{r} + \Phi_1)} + 2A \cos(\mathbf{K}\mathbf{r} + \Phi) e^{i(\mathbf{k}\mathbf{r} + \varphi)}. \quad (2.26)$$

Последнее выражение представляет собой сумму двух волн.

Рис. 20. К интерференции двух плоских волн

Первая волна с амплитудой, равной разности амплитуд интерферирующих волн, и с фазовым членом волны  $A_1$  распространяется в том же направлении, что и волна  $A_1$ .

Вторая волна распространяется в направлении вектора  $\mathbf{k}$  и промодулирована по амплитуде косинусоидальной функцией с аргументом  $\mathbf{K}\mathbf{r} + \Phi$ , который определяет параметры модуляции. Без особого ущерба можем положить разность фаз  $\Phi$  равной нулю и исследовать зависимость интерференционного поля только от аргумента:

$$\mathbf{K}\mathbf{r} = (1/2)(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2)\mathbf{r}.$$

Скалярное произведение радиус-вектора и волнового вектора можно выразить через составляющие по осям координат (рис. 20):

$$\mathbf{k}_1\mathbf{r} = (x \sin \theta_1 + z \cos \theta_1);$$

$$\mathbf{k}_2\mathbf{r} = (x \sin \theta_2 + z \cos \theta_2).$$

Интерференционное поле создает пучность в тех местах, где аргумент косинуса кратен целому числу  $\pi$ , поэтому

$$(1/2)(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2)\mathbf{r} = n\pi.$$

Выражая  $\mathbf{k}_1$  и  $\mathbf{k}_2$  через составляющие, получим соотношение

$$x(\sin \theta_1 - \sin \theta_2) + z(\cos \theta_1 - \cos \theta_2) = n\lambda. \quad (2.27)$$

Отсюда геометрическим местом пучностей является решение уравнения

$$x = \frac{\cos \theta_1 - \cos \theta_2}{\sin \theta_2 - \sin \theta_1} z + \frac{n\lambda}{\sin \theta_2 - \sin \theta_1}. \quad (2.28)$$

Это геометрическое место пучностей называется интерференционной полосой.

В данном случае интерференционные полосы представляют собой эквидистантные плоскости, перпендикулярные плоскости  $xz$ . Угол наклона этих плоскостей определяется выражением

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{\cos \theta_1 - \cos \theta_2}{\sin \theta_2 - \sin \theta_1} = \operatorname{tg} \frac{\theta_2 - \theta_1}{2}. \quad (2.29)$$

Отсюда видно, что они делят пополам угол между волновыми векторами (рис. 20).

Второй член уравнения (2.28) определяет отрезки, отсекаемые отдельными плоскостями на оси  $x$ . Расстояние между двумя соседними точками пересечения интерференционных полос с осью  $x$

$$\Lambda_x = \frac{\lambda}{\sin \theta_2 - \sin \theta_1}. \quad (2.30)$$

Количество полос, приходящихся на единицу длины вдоль оси  $x$ ,

$$F_x = \frac{1}{\Lambda_x} = \frac{\sin \theta_2 - \sin \theta_1}{\lambda}. \quad (2.31)$$

Так как рассматриваемые плоскости образуют с плоскостью  $yz$  угол  $\alpha = (\theta_2 - \theta_1)/2$ , то расстояние между ними равно

$$\Lambda = \Lambda_x \cos \alpha = \frac{\lambda}{2 \sin \frac{\theta_2 - \theta_1}{2}}. \quad (2.32)$$

#### 2.1.4. ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЕ ПОЛЕ ДВУХ СФЕРИЧЕСКИХ ВОЛН

Две сферические волны, распространяющиеся от взаимно когерентных источников, интерферируют во всем пространстве. Интерференционное поле обладает круговой симметрией с осью симметрии, совпадающей с прямой, соединяющей оба источника, поэтому для изучения данного поля достаточно рассмотреть двухмерную задачу в любой меридиональной плоскости, т. е. в плоскости, проходящей через ось симметрии. Выберем продольную ось координат, совпадающую с осью симметрии, а в качестве поперечной оси координат возьмем перпендикулярную к ней ось, проведенную через центр отрезка, соединяющего оба источника (рис. 21).

Будем исследовать поле в произвольной точке  $M(x, z)$ , удаленной от первого источника  $Q_1$  на расстояние

$$r_1 = \sqrt{[(z_Q + z)^2 + x^2]}$$

и от второго источника  $Q_2$  на расстояние

$$r_2 = \sqrt{[(z_Q - z)^2 + x^2]}.$$

Комплексные амплитуды волн в этой точке равны соответственно:

$$\left. \begin{aligned} u_1 &= \frac{A_1}{r_1} \exp \{ i [ k \sqrt{[(z_Q + z)^2 + x^2]} - \varphi_1 ] \}; \\ u_2 &= \frac{A_2}{r_2} \exp \{ i [ k \sqrt{[(z_Q - z)^2 + x^2]} - \varphi_2 ] \}. \end{aligned} \right\} \quad (2.33)$$

Поскольку в данном случае мы не ограничиваемся анализом малого фрагмента области пересечения волн, а рассматриваем интерференционное поле во всем пространстве, то параболическим

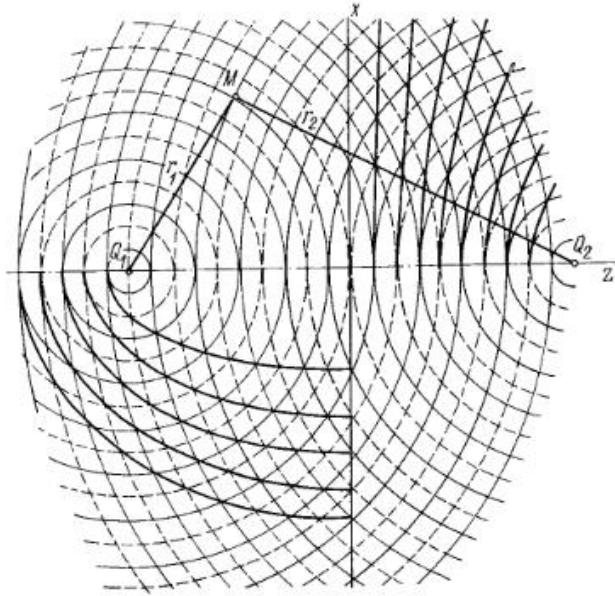


Рис. 21. Поле интерференции двух сферических волн

приближением воспользоваться нельзя и необходимо рассматривать полные выражения в фазовых членах.

Можно, однако, найти аналитическое выражение изофазных поверхностей интерференционной картины и тем самым упростить выражение.

Результирующая амплитуда в точке  $M$  равна сумме амплитуд волн, а интенсивность определяется квадратом модуля этой суммы:

$$I = (u_1 + u_2)^2 = (u_1 + u_2)(u_1 + u_2)^* \quad (2.34)$$

Подставив в (2.34) значение амплитуд (2.33), найдем

$$I = \frac{A_1^2}{r_1^2} + \frac{A_2^2}{r_2^2} + 2 \frac{A_1 A_2}{r_1 r_2} \cos \{ k \sqrt{[(z_Q + z)^2 + x^2]} - \varphi_1 - k \sqrt{[(z_Q - z)^2 + x^2]} + \varphi_2 \}. \quad (2.35)$$

Максимальные значения интенсивности интерференционной картины получим, когда аргумент косинуса равен

$$k \sqrt{[(z_Q + z)^2 + x^2]} - k \sqrt{[(z_Q - z)^2 + x^2]} - (\varphi_1 - \varphi_2) = n 2\pi, \quad (2.36)$$

где  $n$  — целое число. Произведя алгебраическое преобразование, получим аналитическое выражение, описывающее семейство гипербол:

$$\frac{z^2}{\left[ \frac{n\lambda}{2} + \frac{\lambda(\varphi_1 - \varphi_2)}{4\pi} \right]^2} - \frac{x^2}{z_Q^2 - \left[ \frac{n\lambda}{2} + \frac{\lambda(\varphi_1 - \varphi_2)}{4\pi} \right]^2} = 1, \quad (2.37)$$

фокусы которых находятся в точках  $\theta_1, \theta_2$ , т. е. совпадают с источниками сферических волн.

В пространстве поверхности пучностей представляют собой двухполосные гиперболоиды вращения.

Точку пересечения поверхностей пучности с осью  $z$  можно найти, если положить в (2.37)  $x = 0$ . В результате получим

$$z = \frac{n\lambda}{2} + \frac{\lambda(\varphi_1 - \varphi_2)}{4\pi}. \quad (2.38)$$

Расстояние между пучностями вдоль оси  $z$  равно половине длины волны, поскольку волны распространяются навстречу друг другу.

В плоскости симметрии на расстоянии  $z_0 = (\varphi_1 - \varphi_2)2\pi$  от начала координат расположен «вырожденный» гиперболоид.

Положив в (2.38)  $z = z_0$ , вычислим общее количество интерференционных полос на одной полуоси:

$$n_{\text{общ}} = \frac{2z_0}{\lambda} - \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{2\pi}. \quad (2.39)$$

Важной характеристикой отдельных ветвей меридиональных гипербол являются асимптоты, которые могут заменить эти гиперболы почти во всем пространстве, кроме сравнительно небольшого участка между источниками и плоскостью симметрии. Угловой коэффициент асимптот гиперболы равен отношению ее полуосей:

$$\text{tg } \alpha_n = \frac{\sqrt{z_Q^2 - \left[ \frac{n\lambda}{2} + \frac{\lambda(\varphi_1 - \varphi_2)}{4\pi} \right]^2}}{\frac{n\lambda}{2} + \frac{\lambda(\varphi_1 - \varphi_2)}{4\pi}}. \quad (2.40)$$

На основе этого выражения можно легко построить асимптоты геометрическим путем. При уменьшении расстояния между источниками наклон асимптот увеличивается.

Сферическая волна может не только исходить из точечного источника (выпуклый фронт волны), но и сходиться в одну точку (вогнутый фронт волны). В случае, когда одна из интерферирующих волн сходится в точке, интерференционное поле будет иметь совершенно иную конфигурацию. В выражении (2.36) разности фаз заменяются их суммой, что соответствует системе эллипсоидов вращения. Произведя расчет, получим выражение, аналогичное (2.37), описывающее обе системы поверхностей. Если знаменатель второй дроби положительный, то это гиперболоиды, если же отрицательный, то — эллипсоиды. Значения  $n$  ограничены для гиперболоидов областью

$$n < \frac{2zQ}{\lambda} - \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{2\pi},$$

а для эллипсоидов —

$$n > \frac{2zQ}{\lambda} - \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{2\pi}.$$

Гиперболоид будет тогда, когда обе волны выпуклы или вогнуты, а эллипсоид — когда одна из волн выпукла, а другая вогнута.

## 2.2. ЗАПИСЬ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОГО ПОЛЯ

### 2.2.1. ПРОНИКНОВЕНИЕ ПОЛЯ В ЗАПИСЫВАЮЩУЮ СРЕДУ

Для записи интерференционного поля необходимо поместить в него среду, оптические свойства которой изменялись бы под воздействием этого поля. Обычная геометрическая форма такого чувствительного материала — это слой конечных размеров. Светочувствительный слой обладает способностью модифицировать исходное интерференционное поле, прежде всего за счет отличия его показателя преломления от показателя преломления окружающей среды, что вызывает появление различных эффектов как на границе раздела, так и внутри среды.

В соответствии с законом Снеллиуса (1.1) на границе раздела сред происходит преломление волн, вследствие чего изменяется угол между интерферирующими пучками.

Изменение угла  $\theta$  схематически изображено на рис. 22. Обычно регистрирующая среда является более плотной, поэтому угол преломления меньше, чем угол падения. Если мы поместим светочувствительную среду в интерференционное поле таким образом, чтобы обе волны 1 и 2 падали на нее с одной стороны, то угол между ними в среде уменьшится. В случае, если волны 1 и 2 падают с противоположных сторон, то угол между ними, наоборот, увеличится.

От показателя преломления  $n$  зависит длина волны  $\lambda$  излучения частоты  $\nu$ , распространяющегося в среде. Для вакуума и разреженных сред длина волны  $\lambda = c/\nu$ , где  $c = 3 \cdot 10^8$  м/с (скорость света в вакууме). В среде с коэффициентом преломления  $n$  свет распространяется со скоростью  $v$  и длина волны равна

$$\lambda_n = v/\nu = (v/c)\lambda = \lambda/n. \quad (2.41)$$

На границе раздела регистрирующей среды происходит частичное преломление и отражение света. Амплитуды отраженной и преломленной волн можно вычислить с помощью формул Фре-

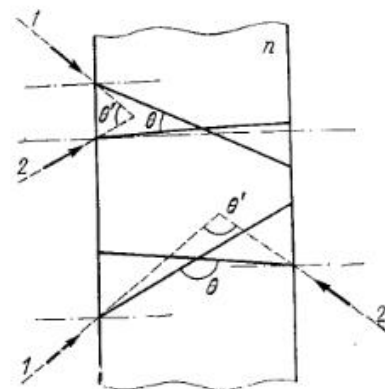


Рис. 22. Угол между лучами при распространении их внутри светочувствительного материала

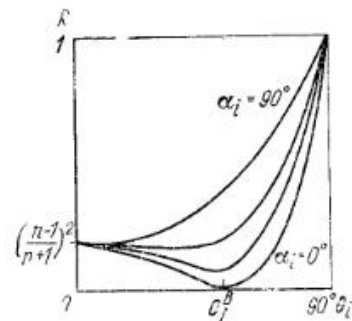


Рис. 23. Зависимость отражательной способности  $R$  от угла падения  $\theta_i$  на границе раздела двух сред при разных углах поляризации  $\alpha_i$

неля. Пусть  $a$  — амплитуда электрического вектора поля падающей волны. Разложим ее на составляющие — параллельную  $a_{\parallel}$  и перпендикулярную  $a_{\perp}$  плоскости падения. Соответствующие компоненты электрического вектора прошедшей  $t$  и отраженной  $r$  волн равны:

$$\left. \begin{aligned} t_{\parallel} &= \frac{2 \sin \theta_i \cos \theta_t}{\sin (\theta_i + \theta_t) \cos (\theta_i - \theta_t)} a_{\parallel}; \\ t_{\perp} &= \frac{2 \sin \theta_i \cos \theta_t}{\sin (\theta_i + \theta_t)} a_{\perp}; \\ r_{\parallel} &= \frac{\operatorname{tg} (\theta_i - \theta_t)}{\operatorname{tg} (\theta_i + \theta_t)} a_{\parallel}; \\ r_{\perp} &= \frac{\sin (\theta_i - \theta_t)}{\sin (\theta_i + \theta_t)} a_{\perp}, \end{aligned} \right\} \quad (2.42)$$

где  $\theta_i$  — угол падения волны на границе раздела;  $\theta_t$  — угол преломления, определяемый законом Снеллиуса (1.1).

Отсюда определяем интенсивность проходящего и отраженного света:

$$\left. \begin{aligned} T_{\parallel} &= \frac{\sin 2\theta_i \sin 2\theta_t}{\sin^2(\theta_i + \theta_t) \cos^2(\theta_i - \theta_t)}; \\ T_{\perp} &= \frac{\sin 2\theta_i \sin 2\theta_t}{\sin^2(\theta_i + \theta_t)}; \\ R_{\parallel} &= \frac{\operatorname{tg}^2(\theta_i - \theta_t)}{\operatorname{tg}^2(\theta_i + \theta_t)}; \\ R_{\perp} &= \frac{\sin^2(\theta_i - \theta_t)}{\sin^2(\theta_i + \theta_t)}. \end{aligned} \right\} \quad (2.43)$$

Пусть вектор электрического поля падающей волны образует с плоскостью падения угол  $\alpha_i$ . Тогда  $a_{\parallel} = a \cos \alpha_i$ ;  $a_{\perp} = a \sin \alpha_i$ . Для интенсивности выводим:

$$\begin{aligned} I_{\parallel}^{(t)} &= I^{(i)} \cos^2 \alpha_i; \\ I_{\perp}^{(t)} &= I^{(i)} \sin^2 \alpha_i. \end{aligned}$$

Полная интенсивность как функция угла  $\alpha_i$  равна:

$$\left. \begin{aligned} T &= T_{\parallel} \cos^2 \alpha_i + T_{\perp} \sin^2 \alpha_i; \\ R &= R_{\parallel} \cos^2 \alpha_i + R_{\perp} \sin^2 \alpha_i. \end{aligned} \right\} \quad (2.44)$$

На рис. 23 представлена зависимость отражательной способности  $R$  от угла падения  $\theta_i$  при разных углах поляризации  $\alpha_i$  и коэффициенте преломления  $n = 1,6$ . Из графика видно, что при крайних условиях, т. е. при углах падения  $0$  и  $90^\circ$ , все кривые пересекаются. Отражательная способность при угле  $0^\circ$  определяется простым отношением

$$R^0 = \left( \frac{n-1}{n+1} \right)^2. \quad (2.45)$$

При условии  $n = 1,6$   $R^0 \approx 0,053$ . При скользком падении ( $\theta_i = 90^\circ$ ) отражательная способность равна единице.

Во всем диапазоне изменения угла падения отражательная способность тем больше, чем больший угол с плоскостью падения составляет плоскость колебаний электрического вектора падающей волны. Отражательная способность максимальна для волны, электрический вектор которой перпендикулярен плоскости падения.

С другой стороны, отражательная способность минимальна для волны, электрический вектор которой колеблется в плоскости падения, а при угле падения, равном  $60^\circ$ , она равна нулю. Этот угол называется углом Брюстера, и его легко определить из выражения

$$\operatorname{tg} \theta_i^B = n. \quad (2.46)$$

Если свет падает под таким углом, электрический вектор отраженной волны не имеет составляющей в плоскости падения. В этом случае отраженный и преломляющийся лучи перпендикулярны друг другу, что исключает возможность присутствия в отраженном свете указанной составляющей.

Рис. 23 может служить наглядной иллюстрацией пропускательной способности  $T$ , поскольку

$$R + T = 1. \quad (2.47)$$

При нормальном падении пропускательная способность

$$T^0 = \frac{4n}{(n+1)^2}; \quad (2.48)$$

при скользком падении она равна нулю.

В случае падения под углом Брюстера для света, электрический вектор которого колеблется в плоскости падения, пропускательная способность равна единице.

При преломлении или отражении света на границе раздела двух сред происходит поворот плоскости поляризации. Обозначим угол между плоскостью колебаний и плоскостью падения для падающего, отраженного и преломляющегося лучей через  $\alpha_i$ ;  $\alpha_r$ ;  $\alpha_t$  соответственно. Этот угол называется азимутом колебаний. Тогда

$$\operatorname{tg} \alpha_i = a_{\perp}/a_{\parallel}; \quad \operatorname{tg} \alpha_r = r_{\perp}/r_{\parallel}; \quad \operatorname{tg} \alpha_t = t_{\perp}/t_{\parallel}. \quad (2.49)$$

Используя (2.42), можно составить следующие выражения для этих углов:

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{tg} \alpha_r &= - \frac{\cos(\theta_i - \theta_t)}{\cos(\theta_i + \theta_t)} \operatorname{tg} \alpha_i; \\ \operatorname{tg} \alpha_t &= \cos(\theta_i - \theta_t) \operatorname{tg} \alpha_i. \end{aligned} \right\} \quad (2.50)$$

На рис. 24 представлен график зависимости азимутальных углов от угла падения для среды с показателем преломления  $1,6$ . Из графика видно, что при перпендикулярном падении плоскость поляризации не изменяется ни при отражении, ни при преломлении и угол, образованный плоскостью колебаний и плоскостью падения, остается неизменным. Будем считать азимутальный угол положительным, когда плоскость колебаний поворачивается по часовой стрелке вокруг направления распространения луча.

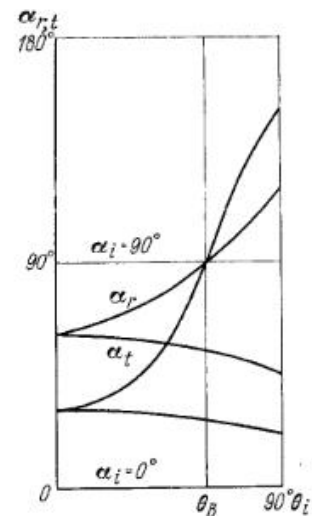


Рис. 24. Поворот угла поляризации при отражении и преломлении на границе раздела



С увеличением угла падения происходит поворот плоскости поляризации; азимутальный угол при отражении увеличивается, а при преломлении уменьшается. Поворот плоскости поляризации проходящего луча намного меньше, чем луча отраженного, и достигает максимума  $13^\circ$  при поляризации под углом  $45^\circ$ .

При отражении происходит весьма существенный поворот плоскости поляризации, особенно при малых азимутальных углах  $\alpha_i$ . В случае падения под углом Брюстера отраженный луч поляризован в плоскости падения.

При дальнейшем увеличении угла падения плоскость поляризации поворачивается в том же направлении, а при скользком падении плоскость колебаний отраженной волны симметрична плоскости колебаний падающей волны относительно плоскости, перпендикулярной плоскости падения.

Свет, поляризованный в плоскости падения или перпендикулярно ей, не изменяет состояния поляризации ни при преломлении, ни при отражении.

### 2.2.2. ЭНЕРГИЯ ПОЛЯ И ЕГО РЕГИСТРАЦИЯ

Электромагнитная волна переносит энергию, которая определяется с помощью вектора Пойнтинга, представляющего собой векторное произведение электрического и магнитного векторов:

$$\mathbf{P} = \mathbf{E} \times \mathbf{H}. \quad (2.51)$$

Поскольку эти векторы взаимно перпендикулярны, а вектор  $\mathbf{H} = (\sqrt{\epsilon/\mu}) \mathbf{E}$ , то вектор  $\mathbf{P}$  определяется соотношением

$$P = \sqrt{(\epsilon/\mu)} E^2, \quad (2.52)$$

которое выражает количество энергии, протекающей за одну секунду через единичную площадку, перпендикулярную направлениям  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}$ .

Если мы определим интенсивность света  $T$  как поток энергии, проходящей через элементарную площадку за единицу времени, то, вычисляя вектор Пойнтинга для гармоничного поля:

$$E = E_0 e^{-i(\omega t - \Phi)},$$

получим для интенсивности  $I$  следующее выражение:

$$I = \text{const } E_0^2. \quad (2.53)$$

В дальнейшем будем полагать, что константа в выражении (2.53) равна единице. Это справедливо при соответствующем выборе размера элементарной площадки, через которую проходит волна.

В связи с тем, что до настоящего времени неизвестны регистрирующие среды, которые реагировали бы на какие-либо другие параметры световой волны (амплитуду, фазу) кроме ее интенсив-

ности, записывающую среду можно рассматривать как квадратичный детектор.

Таким образом, записывающая среда реагирует на квадрат амплитуды поля. Интенсивность двух складываемых волн определяется отношением (2.22). Используя общую комплексную амплитуду  $A \exp(i\Phi)$ , получим результирующую суммарную интенсивность в виде произведения данной амплитуды и амплитуды комплексно-сопряженной. В таком случае для обеих волн получим

$$I = (u_1 + u_2)(u_1 + u_2)^* = |u_1 + u_2|^2. \quad (2.54)$$

В случае, когда

$$u_1 = A_1 \exp(i\Phi_1);$$

$$u_2 = A_2 \exp(i\Phi_2),$$

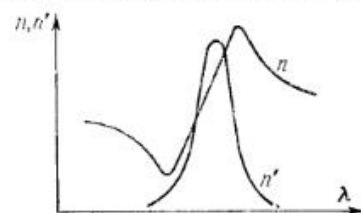


Рис. 25. Аномальная дисперсия

распределение интенсивности в интерференционной картине определяется выражением

$$I = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos(\Phi_2 - \Phi_1). \quad (2.55)$$

Произведение интенсивности волны, падающей на среду, на время ее воздействия называется экспозицией. В стационарном случае экспозиция

$$W = It. \quad (2.56)$$

Когда производится голографическая запись изменяющегося во времени поля, то экспозиция определяется соотношением

$$W = \int_{t_1}^{t_2} I(t) dt. \quad (2.57)$$

Некоторые характеристики чувствительной среды зависят от экспозиции. В частности, под действием света происходит изменение комплексного показателя преломления

$$N = n - in', \quad (2.58)$$

действительная часть которого представляет собой обычный коэффициент преломления, а мнимая определяет поглощение света.

При обычных способах регистрации светового поля (например, фотоэмульсией) под действием световой энергии происходит изменение поглощения материала, в результате чего прозрачность чувствительного слоя определяется экспозицией. Такая запись называется амплитудной. Одновременно с изменением коэффициента поглощения изменяется действительная часть комплексного показателя преломления, поскольку вблизи полосы поглощения



имеет место аномальная дисперсия (рис. 25). Если под действием света происходит изменение только показателя преломления, то запись называется фазовой.

### 2.2.3. АМПЛИТУДНАЯ И ФАЗОВАЯ ЗАПИСЬ

Амплитудная запись характеризуется пространственным изменением амплитудного пропускания

$$\tau(x) = u_T/u_0.$$

В классической оптике понятие «пропускание» употребляется в энергетическом смысле (см. пп. 1.1.3) и определяется как отношение интенсивности прошедшего света к интенсивности падающего:

$$T = I_T/I_0.$$

Обе величины связаны соотношением

$$T = |\tau|^2.$$

При записи происходит изменение амплитудного пропускания, которое определяется экспозицией. Будем считать, что эта зависимость — линейная. Отклонения от линейной записи рассмотрим позже. Линейная зависимость в рабочей области (рис. 26) может быть описана выражением

$$\tau = \bar{\tau} + (d\tau/dW)_{\bar{\tau}}(W - \bar{W}). \quad (2.59)$$

График на рис. 26 называется передаточной характеристикой, а точка  $P(\bar{W}, \bar{\tau})$  — рабочей точкой. Производная

$$(d\tau/dW)_{\bar{\tau}}$$

определяет крутизну характеристики вблизи рабочей точки. Поскольку большему количеству освещения соответствует меньшее пропускание, то эта производная отрицательна.

Пространственная модуляция интенсивности света в интерференционном поле (2.55) в результате воздействия на светочувствительную среду в течение определенного промежутка времени регистрируется в виде пространственной модуляции амплитудного пропускания материала. В соответствии с (2.59)

$$\tau = \bar{\tau} + (d\tau/dW)_{\bar{\tau}} 2A_1A_2t \cos(\Phi_2 - \Phi_1), \quad (2.60)$$

поскольку  $\bar{W} = A_1^2 + A_2^2$ . При этом  $\bar{\tau}$  и  $(d\tau/dW)_{\bar{\tau}}$  характеризуют данную записывающую среду, а  $\tau$  — это функция пространственных координат, ибо такой функцией является разность фаз  $\Phi_2 - \Phi_1$ .

Амплитудная запись влияет на амплитуду световой волны, а фазовая запись — на фазу волны. В последнем случае количество освещения определяет изменение тех параметров записывающего материала, которые влияют на фазу световой волны, проходящей через этот материал.

Фаза  $\Phi$  световой волны определяется разностью хода  $\delta$ :

$$\Phi = (2\pi/\lambda_n)\delta, \quad (2.61)$$

где  $\lambda_n$  — длина световой волны внутри записывающей среды, коэффициент преломления которой равен  $n$ .

Сопоставив (2.61) с уравнением (2.41), получим

$$\Phi = (2\pi/\lambda) n\delta. \quad (2.62)$$

Фазовую запись можно осуществить как путем пространственной модуляции коэффициента преломления, так и путем модуляции длины оптического пути в среде, т. е. изменяя толщину слоя, поверхностный рельеф и т. д.

Анализируя фазовую запись, ограничимся случаем линейного отклика материала, т. е. линейной зависимостью фазы от количества освещения:

$$\psi = \bar{\psi} + (d\psi/dW)(W - \bar{W}). \quad (2.63)$$

При этом амплитудное пропускание является не действительной величиной, а комплексной; отсюда имеем

$$\tau = e^{i\psi}. \quad (2.64)$$

Абсолютная величина пропускания равна единице, изменяется лишь фазовый член.

Подставив (2.63) в выражение (2.64), для случая небольших изменений среды получим

$$\tau = [1 + i(d\psi/dW)(W - \bar{W})] \exp(i\bar{\psi}), \quad (2.65)$$

где показательную функцию  $\exp[i(d\psi/dW)(W - \bar{W})]$  заменим первыми двумя членами разложения в ряд.

### 2.2.4. ОБЪЕМНАЯ И ПЛОСКАЯ ЗАПИСЬ

До сих пор мы рассматривали только физическую сторону записывающей среды. Однако большое влияние на интерференционную запись оказывают геометрические пространственные параметры записывающего слоя. Наиболее важным фактором является толщина слоя. В отличие от классических методов получения изображения при интерференционной записи увеличение толщины слоя не оказывает отрицательного влияния, поскольку интерференционное поле пронизывает весь слой.

В зависимости от отношения толщины записывающего слоя к пространственной частоте регистрируемой интерференционной картины запись разделяется на плоскую (тонкую) и объемную

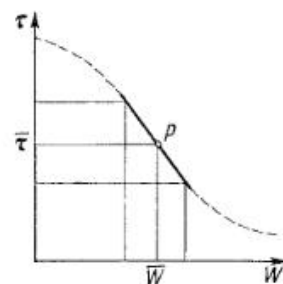


Рис. 26. Передаточная характеристика при амплитудной записи

(толстую). В случае плоской записи толщина слоя пренебрежимо мала по сравнению с пространственным периодом картины. При реализации объемной записи толщина записывающего слоя существенно превосходит период картины. Кроме этих двух видов записи существуют, разумеется, промежуточные случаи, когда проявляются свойства как плоской, так и объемной записи.

Для классификации голограмм используют параметр

$$Q = 2\pi\lambda d/(n\Lambda^2),$$

где  $n$  — средний коэффициент преломления слоя;  $d$  — толщина слоя;  $\lambda$  — длина волны;  $\Lambda$  — расстояние между интерференционными плоскостями.

Обычно толстыми (объемными) голограммами считаются те, у которых  $Q > 10$ , и, наоборот, тонкой (плоской) считается голограмма, у которой  $Q < 1$ .

В обоих видах записи волны могут падать на регистрирующую среду как с одной стороны слоя, так и с противоположных сторон. Голограммы, при записи которых интерферирующие волны падают с одной стороны слоя, называются пропускающими, а при падении волн с противоположных сторон — отражательными. Этот метод записи голограмм был предложен Ю. Н. Денисюком.

## 2.3. ФОРМИРОВАНИЕ ТОНКОЙ ГОЛОГРАММЫ И ЕЕ РЕКОНСТРУКЦИЯ

### 2.3.1. ГОЛОГРАФИЧЕСКАЯ ЗАПИСЬ ПЛОСКОГО ПРЕДМЕТА (ГОЛОГРАММА ФРЕНЕЛЯ)

Из повседневной практики известно, что предметы, освещенные обычным источником света, имеют более или менее резкие тени. Эти тени в действительности являются результатом усреднения интерференционных картин, возникающих при освещении отдельными когерентными источниками света, на которые можно разложить обычные источники света. Как было сказано выше, в голографии используются когерентные волны и на фотопластинку попадает дифракционная картина от предмета. В дальнейших рассуждениях мы ограничимся лишь плоскими предметами — «транспарантами» (например, диапозитивами).

Предположим, что предмет освещен когерентным светом. Согласно принципу Гюйгенса, каждая точка предмета является источником элементарной волны. Комплексная амплитуда волны в каждой точке определяется суммой комплексных амплитуд отдельных элементарных волн, распространяющихся от каждой точки предмета.

Опишем этот процесс математически (рис. 27). Допустим, что в плоскости координат  $x, y$  помещен плоский предмет. Ось  $z$  совпадает с осью  $x$ , относящейся к системе координат, связанной со светочувствительной фотопластинкой, расположенной в пло-

скости  $\xi, \eta$ . Положение точек в плоскости объекта и фотопластинки определим координатами  $x$  и  $\xi$  соответственно. Комплексное амплитудное пропускание предмета обозначим  $u_{S0}(x)$ . Элементарный фронт волны, исходящий из точки  $x$ , запишем в виде

$$u_{S0}(x) \exp(-ikr_S),$$

где  $r_S$  — расстояние между точкой  $x$  и точкой, в которой определяется поле; в нашем случае этой второй точкой является точка  $\xi$  на фотопластинке.

Общая амплитуда есть сумма элементарных волн, переходящая в интеграл:

$$u_S(\xi) = \int u_{S0}(x) \exp(-ikr_S) dx. \quad (2.66)$$

Для упрощения записи пренебрежем явлениями на краях предмета и будем считать, что интегрирование в (2.66) производится в бесконечных пределах. Соотношение (2.66) с точностью до постоянного члена перед интегралом является не чем иным, как формулой дифракции.

Поскольку расстояние  $r_S$  является иррациональной функцией разности координат, то мы вынуждены ограничиться очень небольшой областью в окрестности оси  $z$  и применить параболическое приближение:

$$r_S = z_S + \frac{(x_S - \xi)^2}{2z_S}, \quad (2.67)$$

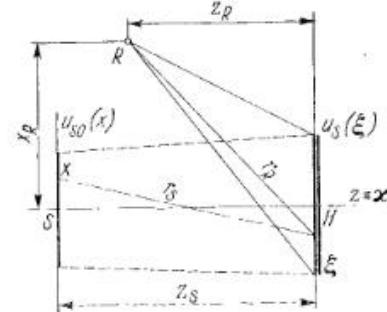


Рис. 27. Голографическая запись «транспаранта»

где  $z_S$  — продольное расстояние между предметом и светочувствительной реагирующей средой.

Подставив выражение (2.67) в (2.66), мы получим формулу дифракции Френеля.

Как уже было сказано, запись голограммы происходит путем регистрации результата интерференции волны, несущей информацию о предмете, с простой референтной волной, в качестве которой выберем сферическую волну, записанную в параболическом приближении:

$$u_R(\xi) = A_{R0} \exp(-ikr_R). \quad (2.68)$$

Здесь  $A_{R0}$  — амплитуда;

$$r_R = z_R + \frac{(x_R - \xi)^2}{2z_R}, \quad (2.69)$$

где  $x_R, z_R$  — координаты источника референтной волны.

Результирующее поле определяется суммой комплексных амплитуд объектной и референтной волн; так как все световые приемники регистрируют только интенсивность, то мы должны найти квадрат абсолютной величины комплексной амплитуды результирующего поля, действующего на регистрирующую среду:

$$I(\xi) = \left| \int u_{S0} \exp(-ikr_S) dx + A_{R0} \exp(-ikr_R) \right|^2. \quad (2.70)$$

Отсюда получим

$$I(\xi) = A_{R0}^2 + \int u_{S0}(x) \exp(-ikr_S) dx \int u_{S0}(x) \exp(ikr_S) dx + \\ + \int A_{R0} u_{S0}(x) \exp[-ik(r_S - r_R)] dx + \int A_{R0} u_{S0}(x) \exp[ik(r_S - r_R)] dx. \quad (2.71)$$

Таким образом, мы получили выражение, описывающее распределение интенсивности в плоскости регистрирующей среды, которое определяет амплитудное пропускание голограммы, зарегистрированной на тонком светочувствительном слое после его экспонирования и проявления.

Как и ранее, для упрощения ограничимся случаем линейной передаточной характеристики:

$$\tau_H = \bar{\tau} + \kappa [I(\xi) - \bar{I}]. \quad (2.72)$$

Подставив в выражение (2.72) соотношение (2.71), получим выражение для амплитудного пропускания голограммы:

$$\tau_H = [\bar{\tau} + \kappa (A_{R0}^2 - \bar{I})] + \kappa \int u_{S0}(x) \exp(-ikr_S) dx \times \\ \times \int u_{S0}(x) \exp(ikr_S) dx + \kappa A_{R0} \int u_{S0}(x) \exp[-ik(r_S - r_R)] dx + \\ + \kappa A_{R0} \int u_{S0}(x) \exp[ik(r_S - r_R)] dx. \quad (2.73)$$

Первый член этого выражения не несет никакой информации о фазе волны и описывает лишь равномерное почернение; обозначим его через  $\tau_0$ .

Второй член представляет собой автокорреляцию предмета; его обозначим через  $\tau_S$ . Третий и четвертый члены передают информацию о фазе предметной волны и о комплексном амплитудном пропускании предмета; один из них (основной) обозначим через  $\tau_P$  и другой (сопряженный) — через  $\tau_K$ .

Тогда амплитудное пропускание голограммы можно выразить в виде

$$\tau_H = \tau_0 + \tau_S + \tau_P + \tau_K. \quad (2.74)$$

Это пропускание будет влиять на волну, проходящую через голограмму, таким образом, что можно считать информацию, записанную на голограмме.

При считывании информации с обычной фотографии ее освещают источником света и глазом воспринимают отраженные лучи. В голографии процесс считывания гораздо сложнее. Голограмму необходимо осветить когерентной волной  $u_C$  с простым волновым фронтом, которую называют восстанавливающей волной. Фронт этой волны должен быть подобен волновому фронту референтной волны, использовавшейся при записи:

$$u_C(\xi) = A_{C0} \exp(-ikr_C). \quad (2.75)$$

Ограничимся параболическим приближением:

$$r_C = z_C + \frac{(x_C - \xi)^2}{2z_C}. \quad (2.76)$$

Восстанавливающая волна (2.75), проходя сквозь голограмму, дифрагирует на ее тонкой структуре. Дифракцию можно описать выражением, подобным выражению (2.66), с той лишь разницей, что в фазовом члене будет присутствовать расстояние  $r_C$ .

Комплексная амплитуда дифрагированной волны будет равна

$$u_D(x') = A_{C0} \int \tau_H(x, \xi) \exp[ik(r_C - r_D)] d\xi, \quad (2.77)$$

причем

$$r_D = z_D + \frac{(\xi - x')^2}{2z_D}, \quad (2.78)$$

где  $z_D$  — расстояние от голограммы до плоскости, в которой мы определяем амплитуду дифрагированной волны (рис. 28). Положение точек в этой плоскости определяется координатой  $x'$ .

Подставив амплитудный коэффициент пропускания (2.74) в соотношение (2.77), мы получим четыре члена, из которых первые два не содержат информации о фазе предметной волны и не описывают восстановленное голографическое изображение. Изображению соответствуют два последних члена, которые мы проанализируем каждый отдельно. Для примера возьмем третий член, которому соответствует амплитудное пропускание

$$\tau_P = \kappa A_{R0} \int u_{S0}(x) \exp[-ik(r_S - r_R)] dx. \quad (2.79)$$

Если мы подставим это выражение в соотношение для амплитуды дифрагированной волны, то получим

$$u_{DP}(x') = \kappa A_{C0} A_{R0} \iint u_{S0}(x) \exp[-ik(r_S - r_R + r_C - r_D)] dx d\xi. \quad (2.80)$$

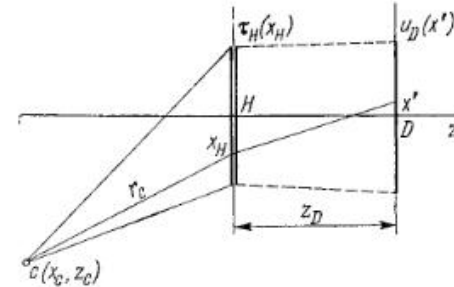


Рис. 28. Дифракция восстанавливающей волны на голограмме



Подставив в данное уравнение выражения для  $r$  в параболическом приближении (2.67), (2.69), (2.76) и (2.78), после группировки соответствующих членов получим

$$u_{DP}(x') = \kappa A_{C_0} A_{R_0} \exp[-ik(z_S - z_R + z_C - z_D)] \times \\ \times \exp\left[-ik\left(\frac{x_R^2}{2z_R} + \frac{x_C^2}{2z_C}\right)\right] \int u_{S_0}(x) \exp\left[-ik\left(\frac{x^2}{2z_S} - \frac{x'^2}{2z_D}\right)\right] dx \times \\ \times \int \exp\left[-\frac{ik}{2}\left(\frac{1}{z_S} - \frac{1}{z_R} - \frac{1}{z_C} - \frac{1}{z_D}\right)\xi^2\right] \times \\ \times \exp\left[ik\left(\frac{x}{z_S} - \frac{x_R}{z_R} + \frac{x_C}{z_C} - \frac{x'}{z_D}\right)\xi\right] d\xi. \quad (2.81)$$

Это относительно сложное выражение описывает амплитуду дифрагированной волны, появление которой обусловлено той частью структуры голограммы, которая приводит к возникновению основного, или истинного, изображения. Экран, на котором появляется дифракционная картина, помещается на произвольном расстоянии  $z_D$  от голограммы. Чтобы получить резкое изображение без дифракционных эффектов, необходимо дифракционную картину наблюдать на расстоянии, при котором исчезнет квадратичный фазовый член в уравнении (2.81). Поэтому необходимо соблюдение следующего условия:

$$1/z_S - 1/z_R - 1/z_C - 1/z_D = 0.$$

Отсюда расстояние основного изображения от голограммы определится следующим образом:

$$1/z_D = 1/z_P = 1/z_S - 1/z_R + 1/z_C. \quad (2.82)$$

На расстоянии  $z_P$  получается резкое изображение предмета. Интеграл по переменной  $\xi$

$$\int \exp\left[ik\left(\frac{x}{z_S} - \frac{x_R}{z_R} + \frac{x_C}{z_C} - \frac{x'}{z_P}\right)\xi\right] d\xi$$

представляет одну из возможных форм записи так называемой функции Дирака  $\delta(x)$ , являющейся импульсной функцией, величина которой везде равна нулю, кроме точки 0, где она обращается в бесконечность. Эта функция обладает свойством

$$\int_{-\infty}^{\infty} \delta(x) dx = 1.$$

Обозначая в уравнении (2.81) выражение перед интегралом через  $u_{P_0}$ , получим

$$u_{DP}(x') = u_{P_0} \int u_{S_0}(x) \exp\left[-ik\left(\frac{x^2}{2z_S} - \frac{x'^2}{2z_P}\right)\right] \times \\ \times \delta\left(\frac{x}{z_S} - \frac{x_R}{z_R} + \frac{x_C}{z_C} - \frac{x'}{z_P}\right) dx, \quad (2.83)$$

так как

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(x) \delta(x' - x) dx = f(x').$$

Отсюда выводим

$$u_P(x') = U_{P_0} u_{S_0} \left[ z_S \left( \frac{x_R}{z_R} - \frac{x_C}{z_C} \right) + \frac{z_S}{z_P} x' \right], \quad (2.84)$$

где через  $U_{P_0}$  обозначено произведение всех остальных членов. Как ясно из уравнения (2.84), основное изображение подобно самому предмету, но имеет измененный масштаб, определяемый отношением  $z_P/z_S$ , и также смещено на величину  $z_P(x_R/z_R - x_C/z_C)$  в направлении перпендикуляра к оси  $z$ .

Если же  $z_C = z_R$ , т. е. реконструирующий источник находится на том же расстоянии от голограммы, что и референтный источник, то изображение находится в плоскости предмета. Когда же реконструирующий источник находится на линии между началом координат голограммы и референтным источником, т. е.  $x_R/z_R = x_C/z_C$ , то изображение будет находиться на продольной оси  $z$ . Подобный анализ можно проделать и для сопряженного изображения. При этом поменяются знаки в фазовых членах опорной и референтной волн и вместо уравнения (2.82) будет иметь место уравнение

$$1/z_K = -1/z_S + 1/z_R + 1/z_C. \quad (2.85)$$

### 2.3.3. ГОЛОГРАММА ФРАУНГОФЕРА И УГЛОВОЙ СПЕКТР ГОЛОГРАММЫ

В предыдущей главе мы обсуждали роль всех четырех членов, появляющихся в выражении для реконструированного голограммой поля, и рассмотрели те из них, которые обуславливают появление голографического изображения. Чтобы проанализировать оставшиеся два члена, упростим задачу, полагая, что референтная и восстанавливающая волны являются плоскими, а объект имеет малые размеры и удален от голограммы на значительное расстояние. Тогда можно предположить, что от каждой точки предмета распространяется плоская волна.

Вместо фазовых членов  $kr$  мы должны будем записать  $\alpha\xi$ , где  $\alpha$  — угол, образуемый фронтом волны с плоскостью, перпендикулярной продольной оси, т. е. угол, под которым пучок попадает на голограмму.

Выражение для амплитуды основной дифрагированной волны будет выглядеть следующим образом:

$$u_{DP}(x') = \kappa A_{C_0} A_{R_0} \iint u_{S_0}(\alpha) \exp[-ik(\alpha - \alpha_R + \alpha_C - \alpha')\xi] d\alpha d\xi, \quad (2.86)$$

где снова внутренний интеграл представляет собой функцию Дирака  $\delta$ , поэтому получаем

$$u_{DP}(\alpha') = u_{P0} \int u_{S0}(\alpha) \delta[(\alpha_R - \alpha_C + \alpha') - \alpha] d\alpha, \quad (2.87)$$

откуда выводим

$$u_{DP}(\alpha') = U_{P0} u_{S0}[\alpha' - (\alpha_C - \alpha_R)]. \quad (2.88)$$

Уравнение (2.88) описывает совокупность элементарных плоских волн, распространившихся от предмета, но смещенных на величину  $\alpha_C - \alpha_R$ .

Таким же образом для сопряженной волны можно получить выражение, аналогичное уравнению (2.88), но угловой спектр плоских волн в этом случае будет иметь центр в точке  $\alpha_C + \alpha_R$ .

Для упрощенного графического изображения предположим, что от предмета на голограмму падает световой пучок, протяжен-

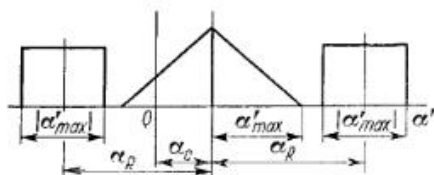


Рис. 29. Угловой спектр голограммы Фраунгофера

ность углового спектра которого равна  $\alpha_{\max}$ . Поскольку как референтная, так и восстанавливающая волны являются плоскими, ширина углового спектра при реконструкции не изменится и  $\alpha'_{\max} = \alpha_{\max}$ . На рис. 29 представлен угловой спектр волн, исходящих при реконструкции из голограммы.

Две крайние прямоугольные части относятся к обоим изображениям.

Центральную часть спектра определим, анализируя первые два члена выражения, описывающего амплитудное пропускание голограммы.

Подставив первый член (2.73) в выражение для комплексной амплитуды дифрагированной волны (2.77), найдем

$$u_{D0}(\alpha') = A_{C0} [\bar{\tau} + \kappa(A_{R0}^2 - \bar{I})] \int \exp[-ik(\alpha_C - \alpha')\xi] d\xi. \quad (2.89)$$

Интеграл снова представляет собой функцию Дирака  $\delta$ . В результате получим

$$u_{D0}(\alpha') = U_{D0} \delta(\alpha' - \alpha_C), \quad (2.90)$$

что является импульсной функцией с центром на угловом расстоянии  $\alpha_C$ , как видно из рис. 29.

Подстановка второго члена (2.73) в уравнение (2.77) дает амплитуду дифрагированной волны

$$u_{DS}(\alpha') = \kappa A_{C0} \int u_{S0}(\alpha) \exp(-ik\alpha\xi) d\alpha \int u_{S0}(\alpha) \exp(ik\alpha\xi) d\alpha \times \exp[-ik(\alpha_C - \alpha')\xi] d\xi. \quad (2.91)$$

Последнее выражение можно упростить:

$$u_{DS}(\alpha') = U_{DS} \iint \int u_{S0}(\alpha) u_{S0}(\bar{\alpha}) \times \exp[-ik(\alpha - \bar{\alpha} + \alpha_C - \alpha')\xi] d\xi d\alpha d\bar{\alpha}. \quad (2.92)$$

Как видно, интеграл по переменной величине  $\Delta$  снова дает функцию  $\delta$ , поэтому получим

$$u_{DS}(\alpha') = U_{DS} \int \int u_{S0}(\alpha) u_{S0}(\alpha - \Delta) \delta[(\alpha' - \alpha_C) - \Delta] d\Delta d\alpha,$$

где  $\Delta = \alpha - \bar{\alpha}'$ .

Интеграл по переменной  $\Delta$  является сверткой с функцией  $\delta$  и равен значению подынтегральной функции в точке, где аргумент  $\delta$ -функции равен нулю. Поэтому

$$u_{DS}(\alpha') = U_{DS} \int u_{S0}(\alpha) u_{S0}[\alpha - (\alpha' - \alpha_C)] d\alpha, \quad (2.93)$$

что является так называемой автокорреляцией функции  $u_{S0}(\alpha)$ . В нашем случае прямоугольного спектра предмета автокорреляция представляет собой треугольник с вершиной в точке с координатой  $\alpha_C$  и основанием  $2\alpha_{\max}$  (рис. 29), потому что автокорреляция определяется площадью взаимного перекрытия функций при заданном сдвиге.

### 2.3.4. БЕЗЛИНЗОВАЯ ГОЛОГРАФИЧЕСКАЯ ЗАПИСЬ ФУРЬЕ

До сих пор мы рассматривали голографические методы без применения оптических изображающих элементов. Классические методы получения оптического изображения открывают новые возможности перед голографической записью и ее реконструкцией.

Рассмотрим сначала процесс образования изображения с помощью тонкой линзы в когерентном свете. Из геометрической оптики известно, что точка пространства предметов изображается идеальной линзой в виде точки пространства изображений.

С точки зрения когерентной волновой оптики это значит, что линза превращает сферическую поверхность изофазной волны в сферическую поверхность изображающей волны с иным радиусом кривизны. Центры кривизны этих волн представляют собой объект и его изображение, трактуемые с точки зрения геометрической оптики (рис. 30). Математически это можно выразить с помощью оператора линзы  $L$ , который, действуя

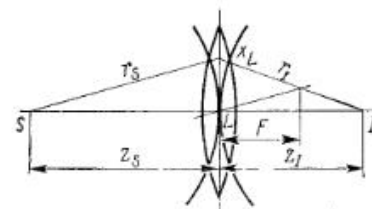


Рис. 30. Линза как фазовый преобразователь



на волну с единичной амплитудой  $\exp(-ikr_S)$ , преобразует ее в волну  $\exp(ikr_I)$ .

Допустим, что центры кривизны волновых фронтов находятся на оси линзы в соответствующих полупространствах, и определим начальную нулевую фазу из отношения (2.15), учитывая, что начало координат выбрано в центре линзы. В таком случае имеем

$$L(x_L) \exp\left(-\frac{ikx_L^2}{2z_S}\right) = \exp\left(-\frac{ikx_L^2}{2z_I}\right). \quad (2.94)$$

Отсюда выводим выражение для оператора линзы:

$$L(x_L) = \exp\{(-ik/2)(1/z_I - 1/z_S)x_L^2\},$$

или

$$L(x_L) = \exp[-ikx_L^2/(2F)], \quad (2.95)$$

где  $F$  — фокусное расстояние, определяемое известной формулой линзы.

Выражение (2.95) показывает, что линзу можно рассматривать как фазовый модулятор с квадратичной зависимостью фазовой модуляции от координат. Она трансформирует каждую волну, исходящую из элементарных источников — точек объекта, и создает таким образом картину пространственного распределения амплитуд в изображении. С точки зрения этой трансформации дифракция одной элементарной волны определяется при помощи дифракционного интеграла по поверхности линзы, а всех волн, исходящих от плоского предмета, — интегралом по координатам предмета (рис. 31):

$$u_D(x') = \int u_{S0}(x) \left\{ \int \exp[-ikx_L^2/(2F)] \times \right. \\ \left. \times \exp[-ik(r_S - r_D)] dx_L \right\} dx. \quad (2.96)$$

Приимая во внимание параболическое приближение:

$$r_S \approx z_S + \frac{(x - x_L)^2}{2z_S}; \quad r_D \approx z_D + \frac{(x_L - x')^2}{2z_D},$$

получим

$$u_D(x') = \exp[-ik(z_S - z_D)] \exp\left(-ikx' \frac{2}{2x_D}\right) \times \\ \times \iint u_{S0}(x) \exp\left(-\frac{ikx^2}{2z_S}\right) \exp\left[\left(\frac{-ik}{2} \frac{1}{z_S} - \frac{1}{z_D} + \frac{1}{F}\right) x_L^2\right] \times \\ \times \exp\left[ik\left(\frac{xx_L}{z_S} - \frac{x_L x'}{z_D}\right)\right] dx_L dx. \quad (2.97)$$

Отсюда, если выполняется условие формирования изображения, т. е. при

$$1/z_S - 1/z_D + 1/F = 0; \quad 1/z_D = 1/z_I = 1/z_S + 1/F,$$

интеграл по переменной  $x_L$  представляет собой функцию Дирака. Поэтому

$$u_I(x') = u_{I0}(x') \int u_{S0}(x) \exp\left(-\frac{ik}{2z_S} x^2\right) \delta\left(x - \frac{z_S}{z_I} x'\right) dx, \quad (2.98)$$

или

$$u_I(x') = U_{I0}(x') u_{S0}\left(-\frac{z_S}{z_I} x'\right). \quad (2.99)$$

Ясно, что изображение, созданное линзой, перевернуто и увеличено в число раз, равное отношению  $z_I/z_S$ .

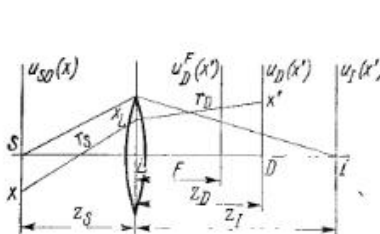


Рис. 31. Преобразование предметной волны линзой

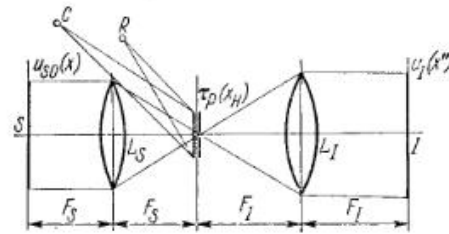


Рис. 32. Голограмма Фурье

В так называемой голографии Фурье большое значение имеет дифракционная картина, образующаяся в фокальной плоскости линзы. Для ее анализа подставим в уравнение (2.97) значение  $z_D = F$  и вычислим интеграл по переменной  $x_L$ , используя тождество

$$\exp[-i(ax^2 - bx)] dx = \left(\frac{\pi}{ia}\right)^{1/2} \exp\left(\frac{ib^2}{a}\right). \quad (2.100)$$

При этом

$$a = k/(2z_S); \quad b = x/z_S - x'/F.$$

Решив уравнение (2.97), получим

$$u_D^F(x') = A_{D0} \exp\left[-\frac{ik}{2F}\left(1 - \frac{z_S}{F}\right)x'^2\right] \times \\ \times \int u_{S0}(x) \exp\left(-ik\frac{x'x}{F}\right) dx. \quad (2.101)$$

Таким образом, соотношение между распределением амплитуды в плоскости предмета и в фокальной плоскости линзы отличается от точного выражения для преобразования Фурье квадратичным фазовым множителем, стоящим перед интегралом, который исчезает в том случае, если предмет помещен в передней фокальной плоскости  $z_S = F$ .

Если предмет освещен плоской волной и находится в передней фокальной плоскости линзы, фазовое искажение исчезает и мы получаем соотношение, точно совпадающее с преобразованием Фурье:

$$u_D(x') = \int u_{S0}(x) \exp\left(-ik \frac{x'x}{F_S}\right) dx, \quad (2.102)$$

где  $F_S$  — фокусное расстояние линзы.

Если мы поместим в фокальную плоскость светочувствительную регистрирующую среду и одновременно осветим ее когерентным референтным источником, то получим так называемую голограмму Фурье. Линейные координаты в дальнейшем будем обозначать  $x_H$ .

Амплитудное пропускание голограммы для основного изображения

$$\tau_P = \kappa A_{R0} \int u_{S0}(x) \exp\left[-ik \left(\frac{x_H x}{F_S} - r_R\right)\right] dx. \quad (2.103)$$

При реконструкции такой голограммы за ней помещается еще одна линза таким образом, чтобы голограмма располагалась в ее передней фокальной плоскости, как это показано на рис. 32. В этом случае осуществляется следующая трансформация:

$$u_I(x'') = \int u_P(x') \exp\left(-ik \frac{x_H x''}{F_I}\right) dx', \quad (2.104)$$

где  $u_P(x')$  — амплитуда дифрагированной волны, образующей основное изображение в плоскости линзы, определяемая выражением (2.53);  $F_I$  — фокальное расстояние второй линзы.

Комплексная амплитуда волны, образующей изображение, может быть представлена в виде

$$u_I(x'') = \kappa A_{R0} A_{C0} \iint u_{S0}(x) \times \exp\left[-ik \left(\frac{x_H x}{F_S} - r_R + r_C - r_P + \frac{x_H x''}{F_I}\right)\right] dx dx' dx_H, \quad (2.105)$$

откуда получим

$$u_I(x'') = u_{I0} \iiint u_{S0}(x) \exp\left[\frac{ik}{2} \left(\frac{1}{z_R} - \frac{1}{z_C} + \frac{1}{z_P}\right) x_H^2\right] \times \exp\left[ik \left(-\frac{x}{F_S} - \frac{x_R}{z_R} + \frac{x_C}{z_C} - \frac{x''}{F_I}\right) x_H\right] \times \exp\left[-ik \left(\frac{x'^2}{2z_P} + \frac{x_H x'}{z_P}\right)\right] dx' dx_H dx. \quad (2.106)$$

Для вычисления интеграла по переменной  $x'$  снова воспользуемся тождеством (2.100), которое для данного интеграла может быть записано в виде

$$c \exp\left[-ikx_H^2/(2z_P)\right],$$

где  $c$  — постоянный множитель.

Подставив полученное выражение в уравнение (2.106), получим фазовый множитель с показателем  $x_H^2$  в новом виде:

$$\exp\left[(ik/2) \left(1/z_R - 1/z_C\right) x_H^2\right].$$

Снова, как и в предыдущем случае, мы ограничимся анализом изображения, условием появления которого является равенство единице рассмотренного фазового члена, т. е.  $z_C = z_R$ . Обычно обе волны берутся плоскими:  $z_C = z_R = \infty$ . Тогда из уравнения (2.106) найдем

$$u_I(x'') = u_{I0} \iint u_{S0}(x) \exp\left[ik \left(-\frac{x}{F_S} - \frac{x_R}{z_R} + \frac{x_C}{z_C} - \frac{x''}{F_I}\right) x_H\right] \times dx_H dx. \quad (2.107)$$

Воспользовавшись свойствами функции Дирака  $\delta$ , окончательно получим

$$u_I(x'') = u_{I0} u_{S0} \left[ F_S (\alpha_R - \alpha_C) - \frac{F_S}{F_I} x'' \right], \quad (2.108)$$

где через  $\alpha$  обозначены углы, равные соответственно:

$$\alpha_R = x_R/z_R; \quad \alpha_C = x_C/z_C.$$

Изображение располагается в задней фокальной плоскости второй линзы. Смещение изображения в этой плоскости определяется разностью углов наклона референтной и восстанавливающей волн; изображение может быть перевернутым и увеличенным в зависимости от соотношения фокальных расстояний линз.

При обычных условиях получения голограмм Фурье квадратичный фазовый множитель исчезает. Этот результат можно получить более простым путем, используя обычную схему регистрации голограмм Френеля, в которой расстояние между референтным источником и голограммой равно расстоянию от предмета до голограммы. Такой метод называется безлинзовой голографией Фурье.

В этом случае объектная и референтная волны описываются выражениями (2.66) и (2.68), но расстояния  $r$  будут равны:

$$r_S \approx z_0 + \frac{(x_x - x_H)^2}{2z_0}; \quad r_R \approx z_0 + \frac{(x_R - x_H)^2}{2z_0}.$$

Голограмма, образованная этими волнами, восстанавливается с помощью реконструирующей волны (2.75). Тогда для основной дифрагированной волны получим

$$u_{DP}(x') = \kappa A_{R0} A_{C0} \exp[-ik(z_C - z_D)] \times \\ \times \exp\left[-ik\left(-\frac{x_R^2}{2z_0} + \frac{x_C^2}{2z_C}\right)\right] \int u_{S0}(x) \exp\left[-ik\left(\frac{x^2}{2z_0} - \frac{x'^2}{2z_D}\right)\right] \times \\ \times \exp\left[-\frac{ik}{2}\left(\frac{1}{z_C} - \frac{1}{z_D}\right)x_H^2\right] \times \\ \times \exp\left[ik\left(\frac{x}{z_0} - \frac{x_R}{z_0} + \frac{x_C}{z_0} - \frac{x'}{z_D}\right)x_H\right] dx_H dx. \quad (2.109)$$

Условием для получения изображения является исчезновение квадратичного фазового множителя, т. е.  $z_I = z_D = z_C$ . Основное изображение появится на расстоянии, равном расстоянию восстанавливающего источника.

Вычислим амплитуду для основного восстановленного изображения, воспользовавшись выражением (2.109) и свойствами функции Дирака:

$$u_P(x') = U_{P0} u_{S0} \left[ \left(-x_R + \frac{z_0}{z_I} x_C\right) - \frac{z_0}{z_I} x' \right]. \quad (2.110)$$

Очевидно, что изображение смещено и увеличено.

Анализ сопряженного изображения показывает необходимость выполнения тех же условий, какие были получены выше для основного изображения; оба изображения расположены симметрично относительно реконструирующего источника.

### 2.3.5. ЗАПИСЬ ГОЛОГРАММ [ИЗОБРАЖЕНИЙ, СОЗДАВАЕМЫХ ОПТИЧЕСКИМИ ЭЛЕМЕНТАМИ]

В предыдущем параграфе мы анализировали роль изображающего элемента при записи и реконструкции голограммы Фурье. При этом линза рассматривалась не как элемент, формирующий изображение, а как элемент, осуществляющий преобразование Фурье.

Теперь проведем анализ голографической записи с линзой, которая создает изображение предмета на конечном расстоянии от голограммы [см. выражение (2.99)].

Допустим, что линза  $L$  создает изображение  $I_L$  предмета. Поместим записывающую пластину  $H$  между линзой и изображением и направим на нее излучение референтного источника  $R$  (рис. 33).

Комплексная амплитуда объектной волны, прошедшей через линзу, в плоскости голографической пластинки определена соотношением (2.96):

$$u_{DL}(x_H) = \iint u_{S0}(x) \exp\left(-\frac{ik}{2F} x_L^2\right) \times \\ \times \exp[-ik(r_{SL} - r_{DL})] dx_L dx, \quad (2.111)$$

где  $F$  — фокальное расстояние линзы;  $u_{S0}(x)$  — комплексная амплитуда в плоскости предмета.

В параболическом приближении

$$r_{SL} \approx z_{SL} + \frac{(x_S - x_L)^2}{2z_{SL}}; \quad r_{DL} \approx z_{DL} + \frac{(x_L - x_H)^2}{2z_{DL}}.$$

Референтная волна интерферирует с объектной (2.111), и возникшее интерферентное поле регистрируется в виде голограммы, амплитудная прозрачность которой для основного изображения описывается выражением

$$\tau_P = \kappa A_{R0} \iint u_{S0}(x) \times \\ \times \exp\left(-\frac{ikx_L^2}{2F}\right) \exp[-ik(r_{SL} - \\ - r_{DL} - r_R)] dx_L dx. \quad (2.112)$$

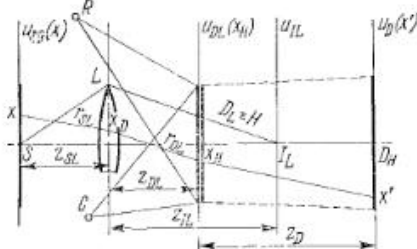


Рис. 33. Голографическая запись изображения, сформированного линзой

При освещении голограммы восстанавливающей волной (2.75) возникает дифрагированная волна с комплексной амплитудой

$$u_D(x') = \kappa A_{R0} A_{C0} \iint u_{S0}(x) \exp\left(-\frac{ik}{2F} x_L^2\right) \times \\ \times \exp[-ik(r_{SL} - r_{DL} - r_R + r_C - r_D)] dx_L dx_H dx, \quad (2.113)$$

где в параболическом приближении

$$r_D \approx z_D + \frac{(x_H - x_D)^2}{2z_D}.$$

Отношение (2.113) можно представить в развернутом виде:

$$u_D(x') = u_{D0}(x') \iint \iint u_{S0}(x) \exp\left(-\frac{ik}{2z_{SL}} x^2\right) \times \\ \times \exp\left\{-\frac{ik}{2}\left[\frac{1}{z_{SL}} - \frac{1}{z_{DL}} + \frac{1}{F}\right] x_L^2 + \right. \\ \left. + \left(-\frac{1}{z_{DL}} - \frac{1}{z_R} + \frac{1}{z_C} - \frac{1}{z_D}\right) x_H^2\right\} \times \\ \times \exp\left\{ik\left[\frac{x_L x}{z_{SL}} + \left(-\frac{x_L}{z_{DL}} - \frac{x_R}{z_R} + \frac{x_C}{z_C} - \frac{x'}{z_D}\right) x_H\right]\right\} \times \\ \times dx_L dx_H dx, \quad (2.114)$$

где  $u_{D0}(x')$  включает в себя все выражения перед интегралами.



В последнем выражении можно сначала произвести интегрирование по координатам  $x_L$ , что мы сделаем, воспользовавшись тождеством (2.100), в котором

$$a = \left(\frac{k}{2}\right) \left(\frac{1}{z_{SL}} - \frac{1}{z_{DL}} + \frac{1}{F}\right); \quad b = \frac{x}{z_{SL}} - \frac{x_H}{z_{DL}}.$$

После этого получим

$$\exp \left[ \frac{ik}{2} \left( \frac{x_H^2/z_{DL}^2}{1/z_{IL} - 1/z_{DL}} + \frac{x^2/z_{SL}^2}{1/z_{IL} - 1/z_{DL}} - \frac{2x_H x/(z_{DL} z_{SL})}{1/z_{IL} - 1/z_{DL}} \right) \right],$$

где  $1/z_{IL} = 1/z_{SL} + 1/F$  — отношение, описывающее построение изображения предмета линзой.

После вычисления интеграла по переменной  $x_L$  выражение (2.114) преобразуется к виду

$$\begin{aligned} u_D(x') = u_{D0}(x') \iint u_{S0}(x) \exp \left\{ -\frac{ik}{2} \left[ \frac{1}{z_{SL}} + \frac{1}{z_{SL}^2(1/z_{IL} - 1/z_{DL})} \right] x^2 \right. \\ \left. \exp \left\{ -\frac{ik}{2} \left[ \frac{1}{z_{DL}^2(1/z_{DL} - 1/z_{IL})} - \frac{1}{z_{DL}} - \frac{1}{z_R} + \frac{1}{z_C} - \frac{1}{z_D} \right] x_H^2 \right\} \times \right. \\ \left. \times \exp \left\{ ik \left[ -\frac{x}{z_{DL} z_{SL}(1/z_{DL} - 1/z_{SL})} - \frac{x_R}{z_R} + \frac{x_C}{z_C} - \frac{x'}{z_D} \right] x_H \right\} dx_H dx. \right. \end{aligned} \quad (2.115)$$

Амплитуда дифрагированной волны будет соответствовать амплитуде в изображении в том случае, если исчезнет квадратичный член по переменной  $x_H$ , т. е.

$$\frac{1}{z_{DL}^2(1/z_{DL} - 1/z_{IL})} - \frac{1}{z_{DL}} - \frac{1}{z_R} + \frac{1}{z_C} - \frac{1}{z_D} = 0,$$

что можно выразить в виде

$$\frac{1}{z_I} = \frac{1}{z_{IL} - z_{DL}} - \frac{1}{z_R} + \frac{1}{z_C}, \quad (2.116)$$

где  $z_{IL} - z_{DL}$  представляет собой расстояние от изображения, образованного линзой, т. е. от объекта голографирования, до голограммы.

Если предположить, как и ранее, что оставшееся выражение для интеграла по переменной  $x_H$  является функцией Дирака  $\delta$ , то амплитуда в изображении будет описываться выражением

$$\begin{aligned} u_I(x') = u_{I0}(x') \int u_{S0}(x) \exp \left[ -\frac{ik}{2} \left( \frac{1}{z_{SL}} + \frac{1}{z_{SL}^2(1/z_{IL} - 1/z_{DL})} \right) x^2 \right] \delta \left[ x - z_{SL} z_{DL} \left( \frac{1}{z_{DL}} - \frac{1}{z_{IL}} \right) \left( \frac{x_R}{z_R} - \frac{x_C}{z_C} - \frac{x'}{z_I} \right) \right] dx. \end{aligned} \quad (2.117)$$

Произведя интегрирование, окончательно получим

$$\begin{aligned} u_I(x') = U_{I0}(x') u_{S0} \left[ z_{SL} z_{DL} \left( \frac{1}{z_{DL}} - \frac{1}{z_{IL}} \right) \left( \frac{x_R}{z_R} - \frac{x_C}{z_C} \right) - \frac{z_{SL} z_{DL}}{z_I} \left( \frac{1}{z_{DL}} - \frac{1}{z_{IL}} \right) x' \right]. \end{aligned} \quad (2.118)$$

Последнее выражение отражает тождественность изображения и предмета.

Изображение в этом случае сдвинуто в направлении перпендикуляра к голограмме, причем величина сдвига определяется углом между осевыми лучами референтного и реконструирующего пучков. Увеличение изображения определяется произведением увеличений линзы и голограммы:

$$\left( \frac{z_{SL}}{z_{IL}} \right) \left[ \frac{(z_{IL} - z_{DL})}{z_I} \right].$$

Если при реконструкции голограмм обычно получают мнимое изображение, то данный метод дает возможность получать действительное изображение, находящееся перед голограммой. Это вынесенное перед пластинкой изображение производит весьма необычное впечатление.

Частным случаем такого типа голограмм являются голограммы сфокусированного изображения, при записи которых фотопластинку помещают непосредственно в то место, где локализовано изображение, образованное с помощью линзы. Из уравнения (2.116) следует, что в этом случае  $z_I = 0$  независимо от значений  $z_R$  и  $z_C$ . Это означает, что референтный и реконструирующий источники могут находиться на любом расстоянии от голограммы. Углы, образованные обоими пучками с осью системы, могут быть произвольными. Поскольку увеличение голограммы равно единице, то общее увеличение определяется увеличением линзы.

Голограмма сфокусированного изображения является не чем иным, как фотографическим диапозитивом, промодулированным оптической решеткой. При реконструкции ее при помощи света

определенной длины волны изображение наблюдается только под определенным углом. При реконструкции белым светом окраска изображения зависит от угла зрения наблюдателя.

## 2.4. РЕКОНСТРУКЦИЯ ВОЛНОВОГО ФРОНТА С ПОМОЩЬЮ ОБЪЕМНОЙ ГОЛОГРАММЫ

### 2.4.1. ДИФРАКЦИЯ НА ТРЕХМЕРНОЙ РЕШЕТКЕ ОБЪЕМНОЙ ГОЛОГРАММЫ

Дифракция на трехмерной решетке представляет собой довольно сложный процесс. Решение задачи дифракции может быть получено аналогично тому, как это делается при изучении дифракции рентгеновских лучей на кристаллической решетке или дифракции световых волн на стоячей ультразвуковой волне. Мы рассмотрим только случай дифракции Фраунгофера плоской волны на объемной решетке, представляющей собой совокупность равноудаленных изофазных плоскостей. Хотя мы в известной

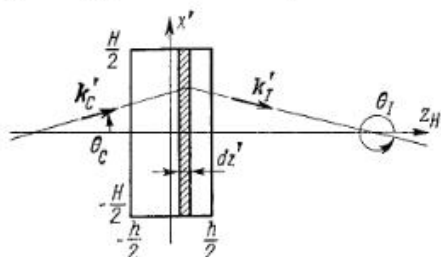


Рис. 134. Дифракция света на элементарном слое объемной решетки

мере упрощаем постановку задачи, тем не менее на основе такого анализа можно установить основные особенности процесса. При решении ограничимся рассмотрением плоской задачи, полагая, что дифракция происходит на апертуре, расположенной на оси  $x'$ . Если волна падает не перпендикулярно поверхности объекта, на котором происходит дифракция, а под углом  $\theta_C$  (рис. 34), то амплитуда дифрагированного излучения определяется согласно (2.77) следующим уравнением:

$$u_D(m_I) = K \int_{-H/2}^{H/2} \tau(x') \exp[-ik'(m_I - m_C)x'] dx'.$$

В данном случае опускаются квадратичные члены в показателе экспоненты; коэффициент  $K$  содержит в себе все константы;  $\tau(x')$  — амплитудное пропускание предмета;  $m_I, m_C$  — направляющие косинусы реконструирующей и дифрагированной волн.

Приведенное уравнение описывает дифракцию Фраунгофера на плоском предмете. Для трехмерной решетки предположим, что это уравнение описывает дифракцию на элементарном слое этой решетки толщиной  $dz'$  (рис. 34), а результирующая амплитуда определяется суммой волн, дифрагированных на отдельных элементарных слоях. Подобный подход является решением задачи в первом приближении. В этом случае данное уравнение необхо-

димо дополнить дифракционным интегралом по сечению, перпендикулярному поверхности голограммы. В результате получим

$$u_d(m_I, i_I) = K \int_{-H/2}^{H/2} \int_{-h/2}^{h/2} \tau(x', z') \times \exp[ik'(m_I - m_C)x'] \exp[ik'(l_I - l_C)z'] dx' dz', \quad (2.119)$$

где  $l$  — направляющие косинусы.

В случае, если реконструирующая и дифрагированная волны образуют с осью  $z'$  углы  $\theta_C$  и  $\theta_I$  соответственно (рис. 34), направляющие косинусы будут равны:

$$\left. \begin{aligned} l_C &= \cos \theta_C; & l_I &= \cos \theta_I; \\ m_C &= \sin \theta_C; & m_I &= \sin \theta_I. \end{aligned} \right\} \quad (2.120)$$

Функция  $\tau(x', z')$  выражает «амплитудное пропускание объемной решетки» и употребляется по аналогии с плоской голограммой, хотя такая аналогия является довольно грубой.

Интенсивность интерференционного поля, образованного референтной и объектной волнами, определяется согласно уравнениям (2.54) и (2.55) следующим образом:

$$I = (u_S + u_R)(u_S + u_R)^* = A_S^2 + A_R^2 + 2A_S A_R \cos(\Phi_R - \Phi_S). \quad (2.121)$$

Разность фаз  $\Phi_R - \Phi_S$  определена соотношением

$$\Phi_R - \Phi_S = kx'(\sin \theta_R - \sin \theta_S) + kz'(\cos \theta_R - \cos \theta_S). \quad (2.122)$$

В последнем уравнении тригонометрические функции можно заменить направляющими косинусами:

$$\left. \begin{aligned} l_R &= \cos \theta_R; & l_S &= \cos \theta_S; \\ m_R &= \sin \theta_R; & m_S &= \sin \theta_S. \end{aligned} \right\} \quad (2.123)$$

Теперь уравнение (2.112) можно записать в виде

$$\Phi_R - \Phi_S = kx'(m_R - m_S) + kz'(l_R - l_S). \quad (2.124)$$

Подобным же образом можно выразить направляющие косинусы интерференционных полей, изофазные поверхности которых образуют с осью  $z'$  угол  $\alpha$  (см. рис. 20):

$$l = \cos \alpha; \quad m = \sin \alpha. \quad (2.125)$$

В соответствии с (2.29) для угла  $\alpha$  имеем

$$\operatorname{tg} \alpha = \operatorname{tg} \frac{\theta_R + \theta_S}{2} = \frac{\cos \theta_S - \cos \theta_R}{\sin \theta_R - \sin \theta_S} = \frac{m}{l} = \frac{l_S - l_R}{m_R - m_S}. \quad (2.126)$$

Подставив это уравнение в (2.124), получим

$$\Phi_R - \Phi_S = \frac{k}{l}(m_R - m_S)(lx' - mz') = \Omega_0(lx' - mz'), \quad (2.127)$$

где

$$\Omega_0 = \frac{k}{l} (m_R - m_S) = 2\pi \frac{\sin \theta_R - \sin \theta_S}{\lambda} \frac{1}{\cos \alpha}. \quad (2.128)$$

Величина  $\Omega_0$  является угловой пространственной частотой.

Подставив (2.127) в (2.121), определим интенсивность интерференционного поля:

$$I = A_S^2 + A_R^2 + 2A_S A_R \cos \Omega_0 (lx' - mz'). \quad (2.129)$$

В случае линейной записи амплитудное пропускание в соответствии с (2.59) будет равно

$$\tau(x', z') = \bar{\tau} + \kappa 2A_S A_R t \cos \Omega_0 (lx' - mz'). \quad (2.130)$$

Последнее выражение преобразуем к виду

$$\tau(x', z') = \bar{\tau} \left\{ 1 + \frac{W_0}{2} [\exp[i\Omega_0 (lx' - mz')]] + \exp[-i\Omega_0 (lx' - mz')] \right\}, \quad (2.131)$$

где  $W_0$  — «глубина модуляции» решетки. Это выражение определяет амплитудное пропускание апертуры. Подставив его в уравнение (2.119), получим выражение, описывающее амплитуду дифрагированной волны.

#### 2.4.2. УСЛОВИЯ РЕКОНСТРУКЦИИ

Амплитуда дифрагированной волны описывается выражением

$$u_d(m_I, l_I) = K \bar{\tau} \int_{-D/2}^{D/2} \int_{-d/2}^{d/2} \left\{ \exp[-ik'x'(m_I - m_C)] \times \right. \\ \times \exp[-ik'z'(l_I - l_C)] + \frac{W_0}{2} [\exp[i\Omega_0(lx' - mz')]] \times \\ \times \exp[-ik'x'(m_I - m_C)] \exp[-ik'z'(l_I - l_C)] + \\ \left. + \exp[-i\Omega_0(lx' - mz')] \exp[-ik'z'(m_I - m_C)] \times \right. \\ \left. \times \exp[-ik'z'(l_I - l_C)] \right\} dx' dz'. \quad (2.132)$$

Это выражение можно представить в виде суммы трех интегралов:

$$u_d(m_I, l_I) = \frac{K \bar{\tau} W_0}{2} \int_{-D/2}^{D/2} \int_{-d/2}^{d/2} \exp[-ix'(k'm_I - k'm_C - \Omega_0 l)] \times \\ \times \exp[-iz'(k'l_I - k'l_C + \Omega_0 m)] dx' dz' + \\ + \frac{K \bar{\tau} W_0}{2} \int_{-D/2}^{D/2} \int_{-d/2}^{d/2} \exp[-ix'(k'm_I - k'm_C + \Omega_0 l)] \times \\ \times \exp[-iz'(k'l_I - k'l_C - \Omega_0 m)] dx' dz' + \\ + K \bar{\tau} \int_{-D/2}^{D/2} \int_{-d/2}^{d/2} \exp[-ik'x'(m_I - m_C)] \exp[-ik'z'(l_I - l_C)] dx' dz'. \quad (2.133)$$

Интегралы можно легко вычислить, поскольку имеет место соотношение

$$\int_{-A}^A e^{-iBx} dx = 2A \frac{\sin BA}{BA}.$$

Для краткости обозначим  $\sin BA/(BA) = \text{sinc}(BA)$ . Тогда

$$u_d(m_I, l_I) = \frac{K \bar{\tau} W_0}{2} \left\{ \left[ d \text{sinc}(k'l_I - k'l_C + \Omega_0 m) \frac{d}{2} \right] \times \right. \\ \times \left[ D \text{sinc}(k'm_I - k'm_C - \Omega_0 l) \frac{D}{2} \right] \left. \right\} + \\ + \frac{K \bar{\tau} W_0}{2} \left\{ \left[ d \text{sinc}(k'l_I - k'l_C - \Omega_0 m) \frac{d}{2} \right] \times \right. \\ \times \left[ D \text{sinc}(k'm_I - k'm_C + \Omega_0 l) \frac{D}{2} \right] \left. \right\} + K \bar{\tau} D d \times \\ \times \left\{ \left[ \text{sinc}(k'l_I - k'l_C) \frac{d}{2} \right] \left[ \text{sinc}(k'm_I - k'm_C) \frac{D}{2} \right] \right\}. \quad (2.134)$$

Как и в случае реконструкции плоской голограммы, конечное выражение для амплитуды дифрагированной волны распадается на три части. Проанализируем сначала третий член этого уравнения. Его значение определяется функцией  $\text{sinc}^2$ , равной  $(\sin \xi/\xi)^2$ . Как видно из рис. 35 максимум этой функции имеет место при  $\xi$ , равном 0. Третий член имеет максимальную величину при  $l_I = l_C$  и  $m_I = m_C$ , т. е. при условии равенства углов  $\theta_I$  и  $\theta_C$  или в том случае, когда они отличаются на величину  $2\pi$ . Равенство углов означает, что восстановленная волна тождественна реконструирующей волне. В данном случае речь идет о волне нулевого порядка дифракции.

Первый и второй члены уравнения описывают дифрагированные волны плюс первого и минус первого порядков, т. е. основное и вторичное голографические изображения. Продемонстрируем это на примере первого члена. Он достигает максимума при условии:

$$l_I = l_C - \frac{\Omega_0 m}{k'}; \quad m_I = m_C + \frac{\Omega_0 l}{k'}. \quad (2.135)$$

Оба уравнения выражают так называемые условия Брэгга для дифракции на объемной решетке.

В случае плоской решетки для первого порядка дифракции выполняется соотношение

$$\sin \theta_I - \sin \theta_C = \lambda/\Lambda_x, \quad (2.136)$$

где  $\lambda$  — длина световой волны;  $\Lambda_x$  — постоянная решетки.



Уравнение (2.136) можно преобразовать к виду

$$m_I - m_C = \frac{\lambda}{\Lambda_x} = \frac{\lambda}{2\pi} \frac{2\pi}{\Lambda_x} = \frac{\Omega_x}{k'}, \quad (2.137)$$

где  $\Omega_x$  — количество полос на  $2\pi$  единиц длины.

Учитывая, что полосы решетки являются линиями пересечения интерференционных плоскостей с плоскостью  $z = 0$ , и выражая расстояние между этими полосами через расстояние между интерференционными плоскостями, преобразуем уравнение (2.137) к виду

$$m_I - m_C = \Omega_0 l / k', \quad (2.138)$$

что соответствует второму уравнению (2.135).

Первое условие Брэгга идентично уравнению решетки, а первый дифракционный максимум объемной решетки идентичен

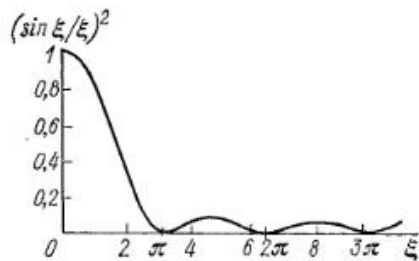


Рис. 35. График функции  $(\sin \xi / \xi)^2$

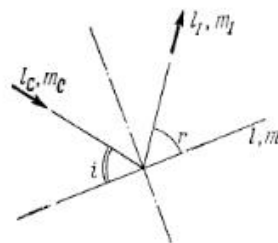


Рис. 36. Отражение лучей на изофазной поверхности голограммы

первому максимуму плоской решетки, которая является элементарным слоем анализируемой объемной решетки.

Возвращаясь к первому уравнению (2.135), воспользуемся законом отражения. Исходя из рис. 36, получим

$$\cos i = l_C l + m_C m; \quad \cos r = l_I l + m_I m. \quad (2.139)$$

В соответствии с законом зеркального отражения

$$l_C - l_I = (m_I - m_C) (m/l). \quad (2.140)$$

Используя условие дифракции (2.138), окончательно получим

$$l_C - l_I = \Omega_0 m / k'. \quad (2.141)$$

Формула (2.141) идентична первому уравнению (2.135) и выражает условие Брэгга, согласно которому направление падающей восстанавливающей волны должно быть таким, чтобы зеркально отраженная интерференционными плоскостями волна совпадала с дифрагированной волной.

Аналогичные рассуждения можно провести и в отношении второго уравнения (2.135). Отличие состоит лишь в том, что этот

член содержит  $\Omega_0$  с противоположным знаком и максимум достигается при противоположном направлении распространения восстанавливающей и восстановленной волн по отношению к рассмотренному случаю.

### 2.4.3. ОСОБЫЕ СЛУЧАИ РЕКОНСТРУКЦИИ

Для дальнейшего анализа процесса реконструкции объемной голограммы определим аргументы функций sinc первых двух членов уравнения (2.134). При этом будем одновременно изучать оба изображения и выразим направляющие косинусы через тригонометрические функции. Тогда аргументы sinc можно представить в виде:

$$k' \cos \theta_I - k' \cos \theta_C \pm \Omega_0 m; \quad k' \sin \theta_I - k' \sin \theta_C + \Omega_0 l.$$

Поскольку  $\Omega_0 = 2\pi/\Lambda$ , то в соответствии с (2.32) имеем

$$\Omega_0 = 2k \sin \frac{\theta_R - \theta_S}{2}, \quad (2.142)$$

откуда получаем:

$$\Omega_0 l = 2k \sin \frac{\theta_R - \theta_S}{2} \cos \frac{\theta_R + \theta_S}{2};$$

$$\Omega_0 m = 2k \sin \frac{\theta_R - \theta_S}{2} \sin \frac{\theta_R + \theta_S}{2},$$

поскольку  $\alpha = (\theta_R + \theta_S)/2$  согласно (2.29).

Применяя известные формулы тригонометрии, находим:

$$\left. \begin{aligned} \Omega_0 l &= k (\sin \theta_R - \sin \theta_S); \\ \Omega_0 m &= k (\cos \theta_S - \cos \theta_R). \end{aligned} \right\} \quad (2.143)$$

В таком случае аргументы функций sinc равны:

$$\left. \begin{aligned} k' \cos \theta_I - k' \cos \theta_C \pm k \cos \theta_S \mp k \cos \theta_R; \\ k' \sin \theta_I - k' \sin \theta_C \pm k \sin \theta_S \mp k \sin \theta_R. \end{aligned} \right\} \quad (2.144)$$

где верхний знак относится к первичному изображению, а нижний — ко вторичному.

Если второе уравнение (2.144) умножить на мнимую единицу и сложить с первым, то получим комплексное выражение, которое можно записать в виде суммы показательных функций:

$$k' e^{i\theta_I} - k' e^{i\theta_C} \pm k e^{i\theta_S} \mp k e^{i\theta_R}. \quad (2.145)$$

При максимальной интенсивности дифрагированной волны уравнение (2.145) будет равно нулю. Наглядно это можно представить, если каждый член этого уравнения изобразить в виде вектора. Тогда сумма векторов равна нулю. При условии, что длины

реконструирующей, предметной и референтной волн совпадают ( $k' = k$ ), будет иметь место равенство

$$e^{i\theta_I} - e^{i\theta_C} \pm e^{i\theta_S} \mp e^{i\theta_R} = 0, \quad (2.146)$$

а соответствующие векторы образуют ромб (рис. 37).  
Верхний знак (основное изображение):

$$\begin{aligned} P-1 \quad \theta_C &= \theta_R; \quad \theta_I = \theta_S; \\ P-2 \quad \theta_C &= \theta_R + \pi; \quad \theta_I = \theta_R + \pi; \\ P-3 \quad \theta_S &= \theta_R; \quad \theta_I = \theta_C. \end{aligned}$$

Нижний знак (вторичное изображение):

$$\begin{aligned} S-1 \quad \theta_C &= \theta_S; \quad \theta_I = \theta_R; \\ S-2 \quad \theta_C &= \theta_R + \pi; \quad \theta_I = \theta_S + \pi; \\ S-3 \quad \theta_S &= \theta_R; \quad \theta_I = \theta_C. \end{aligned}$$

Выражения  $P-1$ ,  $S-2$  соответствуют основному и вторичному изображениям, которые упоминались в п. 2.4.2. При выполнении условий  $P-2$ ,  $S-1$  реконструкция имеет место только в случае дифракции на равномерной регулярной объемной решетке, образованной двумя плоскими волнами. Качественного изображения при реконструкции сложной световой волны, однако, не получится, так как в данном случае не может быть выполнено

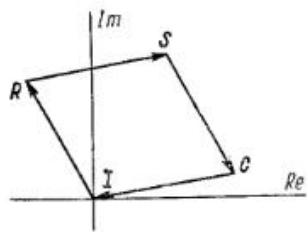


Рис. 37. Процесс реконструкции (векторная диаграмма).  
условие Брэгга одновременно для всех составляющих пространственно-частотного спектра этой волны. Условия  $P-3$  и  $S-3$  соответствуют тривиальному случаю отсутствия интерференционной картины.

#### 2.4.4. ЗАВИСИМОСТЬ ПРОЦЕССА ВОССТАНОВЛЕНИЯ ОТ НАПРАВЛЕНИЯ И ДЛИНЫ ВОЛНЫ РЕКОНСТРУИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Реконструкцию плоской голограммы можно осуществить при использовании восстанавливающей волны различных частоты и направления распространения.

В случае объемных голограмм такая возможность исключается из-за выполнения условий Брэгга. Аргумент функции sinc (2.145) при отклонении условий реконструкции от условий записи возрастает, и, когда он достигает величины  $\pi$ , функция sinc равна нулю и реконструкции не происходит (см. рис. 35). Произведем анализ, используя векторную диаграмму.

Если угол реконструирующей волны изменится на  $\Delta\theta_C$ , то должен измениться также угол восстановленной волны на  $\Delta\theta_I$ , и сумма всех четырех векторов будет отлична от нуля и равна  $\Delta\varphi$  (рис. 38). Обозначим через  $\Delta_m\theta_C$  такое изменение угла  $\theta_C$ , при котором эта сумма, определяющая аргумент функции sinc, равна  $\Delta_m\varphi = \pi$ . Величина  $\Delta_m\theta_C$  определяет допуск на отклонение направления распространения восстанавливающей волны от условий записи.

На рис. 39 представлена зависимость  $\Delta_m\theta_C$  от  $\theta_R$  при  $\theta_S = 0$ ,  $\lambda = \lambda' = 0,6328$  мкм и толщине голограммы  $d = 15,5$  мкм. Очевидно, что при малых углах допуск на отклонение направления распространения восстанавливающей волны велик, т. е. чувствительность процесса реконструкции к направлению падения мала. Этот случай аналогичен плоской голограмме: расстояние

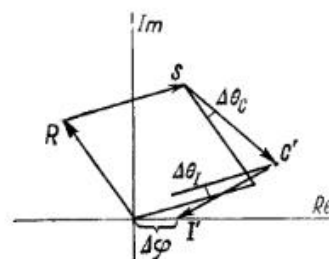


Рис. 38. Реконструкция при изменении направления восстанавливающей волны (векторная диаграмма)

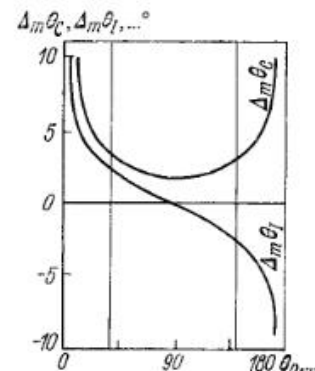


Рис. 39. Допустимое отклонение направления восстанавливающей волны и изменение направления распространения восстановленной волны

между интерференционными плоскостями так велико, а площадь зарегистрированных интерференционных плоскостей настолько мала, что объемная голограмма ведет себя как плоская. С увеличением угла  $\theta_R$  чувствительность увеличивается, при  $\theta_R = 90^\circ$  достигает максимума, а затем снова уменьшается. Кривая симметрична относительно угла  $90^\circ$ , и при углах, близких к  $180^\circ$ , чувствительность снова небольшая. В области  $\theta_R = 90^\circ \div 180^\circ$  имеет место отражательная голограмма, или голограмма Липпманна—Брэгга. Как видим, при  $\theta_R \rightarrow 180^\circ$  эта голограмма мало чувствительна к направлению распространения реконструирующей волны.

На рис. 39 приведена также зависимость направления восстановленной волны от направления восстанавливающей волны. Величина  $\Delta_m\theta_I$  уменьшается с увеличением угла  $\theta_R$  так же, как величина  $\Delta_m\theta_C$ ; при  $\theta_R = 90^\circ$  она имеет нулевое значение и в дальнейшем продолжается симметрично по отношению к  $\Delta_m\theta_I = 0$  и  $\theta_R = 90^\circ$  в области отрицательных значений.

Область  $\theta_R = 41 \div 139^\circ$  в обычных условиях получить невозможно, поскольку угол преломления ограничен законом преломления и его предельная величина при коэффициенте преломления 1,5 равна примерно  $41^\circ$ .

До сих пор в своих рассуждениях мы предполагали, что длина реконструирующей волны такая же, как при записи голограммы.

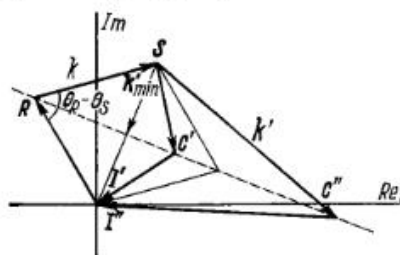


Рис. 40. Влияние изменения длины волны на процесс реконструкции

Если  $\lambda' = \lambda$ , то  $k' \neq k$ . В векторной диаграмме только два вектора имеют одинаковую длину. По сравнению с ними длина векторов, изображающих реконструирующую и восстановленную волны, может быть как большей, так и меньшей (рис. 40).

Поскольку длина векторов определяется абсолютной величиной волнового вектора  $k$ , меньшая длина вектора соответствует большей длине волны. Из рис. 40 видно, что длину волны нельзя увеличивать бесконечно, так как при данном угле  $\theta_R - \theta_S$  для  $k'_{\min}$  имеет место

$$k'_{\min} = k \sin(\theta_R - \theta_S)/2, \quad (2.147)$$

где угол, образованный реконструирующей и восстановленной волнами, равен  $\pi$ .

Если  $\lambda' \neq \lambda$ , то  $k' \neq k$ . В векторной диаграмме только два вектора имеют одинаковую длину. По сравнению с ними длина векторов, изображающих реконструирующую и восстановленную волны, может быть как большей, так и меньшей (рис. 40).

Поскольку длина векторов определяется абсолютной величиной волнового вектора  $k$ , меньшая длина вектора соответствует большей длине волны. Из рис. 40 видно, что длину волны нельзя увеличивать бесконечно, так как при данном угле  $\theta_R - \theta_S$  для  $k'_{\min}$  имеет место

$$k'_{\min} = k \sin(\theta_R - \theta_S)/2, \quad (2.147)$$

где угол, образованный реконструирующей и восстановленной волнами, равен  $\pi$ .

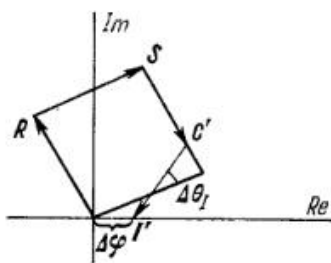


Рис. 41. Процесс реконструкции: восстанавливающая волна имеет то же направление распространения, что и референтная, но иную длину волны

Реконструкция в области коротких длин волн, наоборот, всегда возможна. При очень коротких волнах угол, образованный реконструирующей и предметной волнами, близок  $0^\circ$  и волны параллельны.

В рассмотренных случаях сумма векторов предполагалась равной нулю, а изменение длины волны компенсировалось изменением угла падения восстанавливающей волны. Если же угол

Если  $\lambda' = \lambda$ , то  $k' \neq k$ . В векторной диаграмме только два вектора имеют одинаковую длину. По сравнению с ними длина векторов, изображающих реконструирующую и восстановленную волны, может быть как большей, так и меньшей (рис. 40).

Поскольку длина векторов определяется абсолютной величиной волнового вектора  $k$ , меньшая длина вектора соответствует большей длине волны. Из рис. 40 видно, что длину волны нельзя увеличивать бесконечно, так как при данном угле  $\theta_R - \theta_S$  для  $k'_{\min}$  имеет место

$$k'_{\min} = k \sin(\theta_R - \theta_S)/2, \quad (2.147)$$

где угол, образованный реконструирующей и восстановленной волнами, равен  $\pi$ .

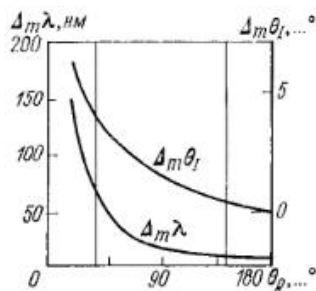


Рис. 42. Допустимое изменение длины волны при реконструкции и изменение направления восстановленной волны

падающей восстанавливающей волны равен углу падения референтной волны при записи, то сумма векторов не равна нулю, что приводит к появлению ненулевого аргумента  $\Delta\phi$  функции  $\text{sinc}$  (рис. 41). При этом происходит изменение угла  $\theta_I$ .

Если при изменении длины восстанавливающей волны на  $\Delta_m\lambda$  аргумент функции  $\text{sinc}$  станет равным  $\Delta_m\phi = \pi$ , то предметная волна не восстанавливается. На основе векторной диаграммы (рис. 41) можно получить кривую зависимости  $\Delta_m\lambda$  от угла падения референтного луча. Такая зависимость представлена на рис. 42. Исходные данные для этого графика аналогичны тем, которые использовались при построении графика, представленного на рис. 39.

Как можно было ожидать, при малых углах чувствительность мало зависит от изменения длины волны. С увеличением угла  $\theta_R - \theta_S$  чувствительность повышается; в голограмме Липпмана—Брэгга, когда  $\theta_R - \theta_S = \pi$ , она очень велика.

Такую голограмму нельзя реконструировать излучением иной длины волны, чем при записи; она обладает свойствами интерференционного фильтра. Из широкого спектра дневного света она выберет именно ту спектральную составляющую, которая отвечает условиям Брэгга.

Изменение длины волны при реконструкции вызывает изменение направления восстановленной волны (рис. 42). Эта зависимость аналогична зависимости  $\Delta_m\lambda$ . Малым углам  $\theta_R - \theta_S$  соответствуют большие изменения  $\Delta_m\theta_I$ , а при  $\theta_R - \theta_S = \pi$   $\Delta_m\theta_I$  стремится к нулю.

## 2.5. ЭФФЕКТИВНОСТЬ ГОЛОГРАММЫ

### 2.5.1. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ГОЛОГРАММ

Качество голографического изображения характеризуется несколькими параметрами. Одним из важнейших является дифракционная эффективность голограмм. Эта величина определяет, сколько света необходимо при реконструкции для создания голографического изображения.

Под дифракционной эффективностью голограммы понимают обычно отношение интенсивности света первого дифракционного порядка к интенсивности реконструирующего пучка:

$$\eta = I_I/I_C = |A_I/A_C|^2. \quad (2.148)$$

Если использовать понятие амплитудного пропускания, определяемого как отношение амплитуды дифрагированной волны к амплитуде падающей волны, то дифракционная эффективность будет равна

$$\eta = |\tau_I|^2, \quad (2.149)$$

где  $\tau_I$  — амплитудное пропускание, соответствующее дифрагированной волне одного из первых порядков.



Дифракционная эффективность зависит от нескольких параметров. При оптимальных параметрах достигается наибольшая эффективность.

Проведем анализ дифракционной эффективности для идеализированного случая простой голографической решетки, возникающей при интерференции двух плоских волн.

### 2.5.2. ЭФФЕКТИВНОСТЬ ПЛОСКОЙ АМПЛИТУДНОЙ ГОЛОГРАММЫ

Для определения эффективности плоской амплитудной голограммы будем исходить из уравнения (2.59), которое запишем в виде

$$\tau_H = \bar{\tau} + \frac{d\tau}{dW} (u_R^* u_S + u_R u_S^*) t. \quad (2.150)$$

Общее амплитудное пропускание голограммы  $\tau_H$  можно представить в виде суммы амплитудного пропускания для волны нулевого порядка дифракции  $\bar{\tau}$  и амплитудного пропускания для волн обоих первых порядков  $\tau_{1P}$ ,  $\tau_{1S}$ :

$$\tau_H = \bar{\tau} + \tau_{1P} + \tau_{1S}. \quad (2.151)$$

В таком случае дифракционная эффективность для основного голографического изображения будет равна

$$\begin{aligned} \eta &= |\tau_{1P}|^2 = \left( \frac{d\tau}{dW} \right)^2 |u_R^* u_S|^2 t^2 = \\ &= \left( \frac{d\tau}{dW} \right)^2 (A_R A_S)^2 t^2, \end{aligned} \quad (2.152)$$

где  $A_R$ ,  $A_S$  — реальные амплитуды референтной и объектной волн.

Из уравнения (2.55) найдем минимальное и максимальное значения интенсивности интерференционного поля, определяющие глубину модуляции амплитудной решетки:

$$\frac{I_{\max} - \bar{I}}{2} = A_R A_S; \quad - \frac{I_{\min} - \bar{I}}{2} = A_R A_S. \quad (2.153)$$

Сложив оба уравнения, получим

$$A_R A_S = \frac{1}{4} (I_{\max} - I_{\min}), \quad (2.154)$$

Подставив (2.154) в (2.152), найдем

$$\eta = \frac{1}{16} \left( \frac{d\tau}{dW} \right)^2 (W_{\max} - W_{\min})^2. \quad (2.155)$$

Это уравнение определяет зависимость эффективности плоской амплитудной голограммы от крутизны рабочей характеристики в рабочей точке и глубины модуляции.

Максимальную эффективность получим при наличии идеальной передаточной характеристики (рис. 43), линейной во всем рабочем диапазоне. Подставив значения  $d\tau/dW = \bar{W}/2$ ;  $W_{\max} - W_{\min} = 2\bar{W}$  в уравнение (2.155), получим выражение максимальной эффективности

$$\eta_{\max} = 1/16 \approx 6,25\%.$$

Наибольшая эффективность плоских амплитудных голограмм измеренная экспериментально, составляет 4%.

### 2.5.3. ЭФФЕКТИВНОСТЬ ПЛОСКОЙ ФАЗОВОЙ ГОЛОГРАММЫ

Плоскую фазовую запись можно получить как путем изменения коэффициента преломления в тонкой чувствительной среде, так и путем образования поверхностного рельефа.

Изменение фазы, определяемое уравнением (2.62), возникает вследствие изменения коэффициента преломления или длины пути в слое.

Общее амплитудное пропускание является комплексной величиной, описанной уравнением (2.64). Запишем его в следующем виде:

$$\tau_H = e^{i\psi}. \quad (2.156)$$

В предположении линейной рабочей характеристики последнее выражение преобразуем к виду

$$\tau_H = e^{i\bar{\psi}} e^{i\Delta\psi}. \quad (2.157)$$

Здесь  $\Delta\psi$  — гармонически изменяющийся в пространстве набег фаз, обусловленный регистрацией интерференционной картины двух плоских волн:

$$\Delta\psi = \psi - \bar{\psi} = \psi_1 \cos \Omega x, \quad (2.158)$$

где  $\Omega$  — пространственная частота;  $\psi_1$  — амплитуда фазовых изменений.

Опустив в уравнении (2.157) фазовый член  $e^{i\bar{\psi}}$ , получим амплитудное пропускание голограммы в виде

$$\tau_H = e^{i\psi_1 \cos \Omega x}. \quad (2.159)$$

Раскладывая (2.159) в ряд Фурье, можно записать

$$\tau_H = \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} i^n J_n(\psi_1) e^{in\Omega x}, \quad (2.160)$$

где  $J_n(\psi_1)$  — функция Бесселя  $n$ -го порядка аргумента  $\psi_1$ ;  $n$  — целое число, равно 0,  $\pm 1$ ,  $\pm 2$  ...

Для данного числа  $n$  соответствующее слагаемое в уравнении (2.160) обозначает волну  $n$ -го порядка дифракции.

В отличие от плоской амплитудной голограммы в случае фазовой голограммы наблюдается дифракция и более высоких порядков, чем  $\pm 1$ . Амплитуда волны любого дифракционного порядка определяется функцией Бесселя  $J_n(\psi_1)$ , а дифракционная эффективность основного голографического изображения

$$\eta = J_1^2(\psi_1). \quad (2.161)$$

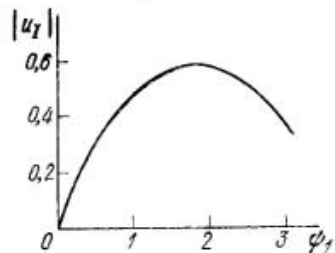


Рис. 44. Амплитуда дифрагированной волны для синусоидальной фазовой голограммы

Амплитуда дифрагированной волны первого порядка, т. е. функция Бесселя первого порядка аргумента  $\psi_1$ , показана на рис. 44. Амплитуда восстановленной волны сначала увеличивается, а при  $\psi_1 = 1,94$  достигает

максимума:  $J_{1\max}(\psi_1) = 0,58$ . Максимальное значение эффективности  $\eta_{\max} = 0,58^2 \approx 33,9\%$ .

Зарегистрированная максимальная эффективность плоских фазовых голограмм, полученная экспериментальным путем, колеблется около 27%.

#### 2.5.4. ЭФФЕКТИВНОСТЬ ОБЪЕМНЫХ ФАЗОВЫХ ГОЛОГРАММ

Проблемой эффективности объемных голограмм занимался Когельник. Развита им теория трехмерных голограмм и вывод соответствующих формул выходят за рамки данной книги, поэтому ограничимся только анализом конечных результатов.

При анализе эффективности объемных голограмм возьмем только случай простой объемной решетки, возникающей вследствие регистрации в светочувствительном слое интерференционной картины двух плоских волн. В дальнейшем для наглядности необходимо ограничиться такой голографической решеткой, в которой интерференционные плоскости либо перпендикулярны, либо параллельны поверхности слоя. В первом случае речь идет о голограммах, работающих на пропускание, во втором — об отражательных голограммах. Предполагается, что интерферирующие волны образуют с перпендикуляром к поверхности среды одинаковые углы  $\theta_0$  (рис. 45), а распределение интенсивности в интерференционном поле имеет синусоидальную зависимость.

Предполагается также, что при реконструкции выполняется условие Брэгга. Тогда амплитуда дифрагированной волны в случае фазовой голограммы пропускающего типа имеет вид

$$|u_I| = \sin\left(\frac{\pi n_1 d}{\lambda \cos \theta_0}\right), \quad (2.162)$$

где  $d$  — толщина слоя;  $\lambda$  — длина волны вне слоя;  $\theta_0$  — угол, образованный реконструирующей волной и перпендикуляром

к поверхности слоя;  $n_1$  — амплитуда изменения коэффициента преломления, определяемого по формуле

$$n = n_0 + n_1 \cos \Omega x.$$

На рис. 46 (кривая 1) приведен график зависимости амплитуды дифрагированной волны от переменной  $(\pi n_1 d)/(\lambda \cos \theta_0)$ . При увеличении аргумента амплитуда дифрагированной волны возрастает и достигает максимума, равного единице при значении аргумента  $\pi/2 = \pi n_1 d/(\lambda \cos \theta_0)$ . Максимальное значение эффективности

$$\eta_{\max} = 100\%$$

независимо от глубины модуляции  $n_1/n_0$ .

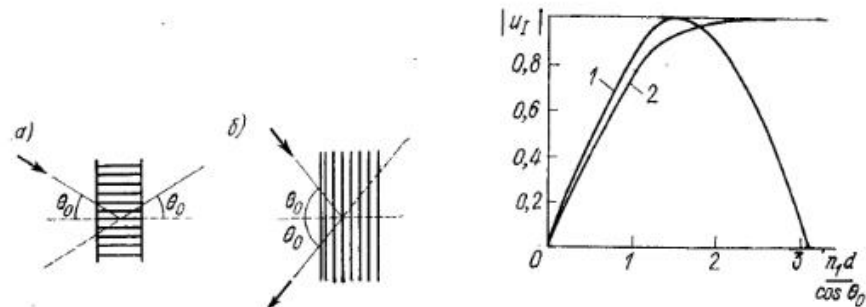


Рис. 45. Объемные голографические решетки: а — пропускающая; б — отражательная

Рис. 46. Амплитуда дифрагированной волны для объемных фазовых голограмм: 1 — пропускающая голограмма; 2 — отражательная голограмма

Эффективность в общем случае зависит от амплитуды модуляции и толщины слоя  $d$ , причем при большей амплитуде или при большей толщине слоя голограмма раньше достигает максимальной эффективности.

Амплитуда дифрагированной волны в случае отражательной фазовой голограммы определяется уравнением

$$|u_I| = \text{th}\left(\frac{\pi n_1 d}{\lambda \cos \theta_0}\right), \quad (2.163)$$

в котором все величины в аргументе  $\text{th}$  такие же, как в уравнении (2.162). Зависимость  $|u_I|$  от аргумента  $\text{th}$  представлена на рис. 46 (кривая 2). В то время как в случае пропускающих голограмм амплитуда дифрагированной волны, достигнув максимума, снова уменьшается до нуля, при значении аргумента  $\pi$  в случае отражательных голограмм она монотонно растет и при увеличении аргумента асимптотически приближается к единице.

Эффективность при этом асимптотически приближается к значению

$$\eta_{\max} = 100\%.$$

Эффективность и здесь не зависит от глубины модуляции, а только от амплитуды модуляции и толщины голограммы.

### 2.5.5. ЭФФЕКТИВНОСТЬ ОБЪЕМНЫХ АМПЛИТУДНЫХ ГОЛОГРАММ

Анализ эффективности объемных амплитудных голограмм проведем при таких же условиях, как и для фазовых голограмм. Лишь модуляция будет амплитудной с косинусоидальным распределением коэффициента поглощения  $\alpha$ . Модуляция в таком случае определяется выражением  $\alpha = \alpha_0 + \alpha_1 \cos \Omega x$ .

Амплитуда дифрагированной волны в случае объемной амплитудной пропускающей голограммы будет равна

$$|u_1| = \exp\left(-\frac{\alpha_0 d}{\cos \theta_0}\right) \operatorname{sh}\left(\frac{\alpha_1 d}{2 \cos \theta_0}\right), \quad (2.164)$$

где  $\alpha_0$  — среднее значение коэффициента поглощения;  $\alpha_1$  — амплитуда изменения коэффициента поглощения.

Остальные величины такие же, как и в фазовых голограммах. Поскольку в уравнении (2.164) появляется не только амплитуда

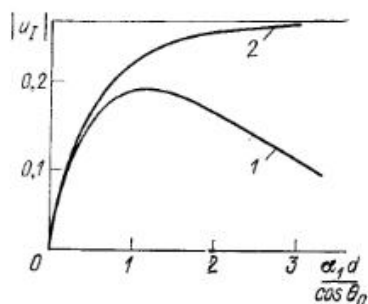


Рис. 47. Амплитуда дифрагированной волны для амплитудных объемных голограмм при максимальной глубине модуляции:

1 — пропускающая голограмма; 2 — отражательная голограмма

$\alpha_1$ , но и среднее поглощение  $\alpha_0$ , то амплитуда дифрагированной волны будет зависеть также от глубины модуляции  $\alpha_1/\alpha_0$ . Разумеется, при большей глубине модуляции амплитуда дифрагированной волны будет больше. Зависимость амплитуды дифрагированной волны от  $\alpha_1 d/\cos \theta_0$  при  $\alpha_1/\alpha_0 = 1$  приведена на рис. 47 (кривая 1).

Амплитуда дифрагированной волны при увеличении аргумента вначале увеличивается и достигает максимальной величины  $1/\sqrt{27}$  при  $\alpha_1 d/\cos \theta_0 = \log 3$ , а затем уменьшается.

В случае отражательной объемной амплитудной голограммы амплитуда дифрагированной волны описывается выражением

$$|u_1| = \frac{\alpha_1 d}{2 \cos \theta_0} \left[ \frac{\alpha_0 d}{\cos \theta_0} + \sqrt{\left(\frac{\alpha_0 d}{\cos \theta_0}\right)^2 - \left(\frac{\alpha_1 d}{2 \cos \theta_0}\right)^2} \right] \times \\ \times \operatorname{cth} \sqrt{\left(\frac{\alpha_0 d}{\cos \theta_0}\right)^2 - \left(\frac{\alpha_1 d}{2 \cos \theta_0}\right)^2}^{-1}. \quad (2.165)$$

Как и в случае пропускающих голограмм, амплитуда дифрагированной волны зависит от глубины модуляции и возрастает с ее увеличением. На рис. 47 (кривая 2) представлена зависимость амплитуды дифрагированной волны от  $\alpha_1 d/\cos \theta_0$  при  $\alpha_1/\alpha_0 = 1$ .

Как и в случае фазовой отражательной голограммы, амплитуда дифрагированной волны асимптотически приближается к максимальному значению, которое в этом случае равно  $1/(2 + \sqrt{3})$ . Максимально возможная эффективность

$$\eta_{\max} = 1/(2 + \sqrt{3})^2 \approx 7,2\%.$$

Как видим, эффективность амплитудных голограмм значительно меньше, чем эффективность фазовых голограмм, достигающая 100%. Поэтому понятно стремление использовать в голографии прежде всего фазовые голограммы.

Приведенные формулы Когельника применимы для вычисления дифракционной эффективности объемных голограмм.

Для классификации голограмм используется параметр

$$Q = 2\pi\lambda d/(n\Lambda^2), \quad (2.166)$$

где  $n$  — средний коэффициент преломления слоя;  $d$  — толщина слоя;  $\lambda$  — длина волны;  $\Lambda$  — расстояние между интерференционными плоскостями.

Объемными (толстыми) голограммами считаются такие, у которых  $Q > 10$ . И наоборот, голограмма считается тонкой (плоской), когда  $Q < 1$ .



## ХАРАКТЕРИСТИКА ПЛОСКИХ ГОЛОГРАММ

### 3.1. ГОЛОГРАММА ТОЧЕЧНОГО ОБЪЕКТА

#### 3.1.1. ФОРМИРОВАНИЕ ГОЛОГРАММЫ ТОЧЕЧНОГО ОБЪЕКТА

В п. 2.3.1 мы рассматривали процессы записи и реконструкции плоской голограммы прозрачного предмета. Каждый предмет можно представить в виде совокупности отдельных точек, причем анализ голографической записи и реконструкции можно проводить для каждой точки отдельно. Окончательное голографическое изображение мы получим, суммируя изображения отдельных точек. Этим путем легче изучить основные голографические параметры, чем при анализе общих случаев.

Формирование плоской голограммы точки и ее реконструкцию можно описать при помощи выражений, выведенных для общего случая в п. 2.3.1.

Если объектом является точечный источник, от которого распространяется сферическая волна, то вместо интеграла (2.66) предметная волна будет описываться выражением

$$u_S(x_H) = A_{S0} \exp(-ikr_S). \quad (3.1)$$

В параболическом приближении волна от точечного объекта описывается выражением

$$u_S(x_H) = A_{S0} \exp \left[ -\frac{i2\pi}{\lambda} \left( \frac{x_H^2}{2z_S} - \frac{x_S}{z_S} x_H + \frac{y_H^2}{2z_S} - \frac{y_S}{z_S} y_H \right) \right],$$

а референтная волна — уравнением

$$u_R(x_H) = A_{R0} \exp \left[ -\frac{i2\pi}{\lambda} \left( \frac{x_H^2}{2z_R} - \frac{x_R}{z_R} x_H + \frac{y_H^2}{2z_R} - \frac{y_R}{z_R} y_H \right) \right].$$

Распределение интенсивности света на голограмме будет равно

$$I = (u_S + u_R)(u_S + u_R) = |u_S|^2 + |u_R|^2 + u_S u_R + u_S^* u_R^*, \quad (3.2)$$

а ее амплитудное пропускание определяется выражением

$$\tau_H = \tau_0 + \kappa(u_S u_R + u_S^* u_R^*). \quad (3.3)$$

Подставив значения объектной и референтной волн в (3.2), мы получим выражение для распределения интенсивности света на голограмме в следующем виде:

$$I = A_{S0}^2 + A_{R0}^2 + 2A_{S0}A_{R0} \cos \left\{ \frac{2\pi}{\lambda} \left[ \frac{1}{2} \left( \frac{1}{z_S} - \frac{1}{z_R} \right) (x_H^2 + y_H^2) - \left( \frac{x_S}{z_S} - \frac{x_R}{z_R} \right) x_H - \left( \frac{y_S}{z_S} - \frac{y_R}{z_R} \right) y_H \right] \right\}. \quad (3.4)$$

Подразумевается, что все углы имеют малую величину и поэтому коэффициенты при линейных членах, выражающих эти углы, также малы.

Подобно тому как круговую частоту можно определить как производную по времени  $t$  от временной составляющей фазы  $\omega t$ , соответствующие пространственные частоты можно найти, беря производные фазы по координатам:

$$2\pi f_x = \frac{2\pi}{\lambda} \left[ \left( \frac{1}{z_S} - \frac{1}{z_R} \right) x_H - \left( \frac{x_S}{z_S} - \frac{x_R}{z_R} \right) \right];$$

$$2\pi f_y = \frac{2\pi}{\lambda} \left[ \left( \frac{1}{z_S} - \frac{1}{z_R} \right) y_H - \left( \frac{y_S}{z_S} - \frac{y_R}{z_R} \right) \right].$$

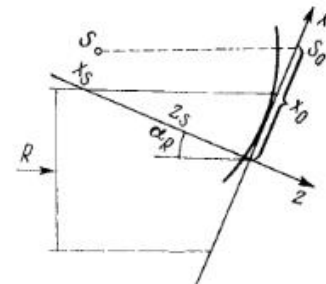


Рис. 48. Построение центра интерференционных колец

Пространственная частота в точках  $x_H$ ,  $y_H$  будет равна

$$f = \sqrt{f_x^2 + f_y^2} = \frac{1}{\lambda} \left\{ \left( \frac{1}{z_S} - \frac{1}{z_R} \right)^2 (x_H^2 + y_H^2) - 2 \left( \frac{1}{z_S} - \frac{1}{z_R} \right) \left[ \left( \frac{x_S}{z_S} - \frac{x_R}{z_R} \right) x_H + \left( \frac{y_S}{z_S} - \frac{y_R}{z_R} \right) y_H \right] + \left( \frac{x_S}{z_S} - \frac{x_R}{z_R} \right)^2 + \left( \frac{y_S}{z_S} - \frac{y_R}{z_R} \right)^2 \right\}^{1/2}. \quad (3.5)$$

Геометрическим местом одинаковых значений частот являются концентрические окружности, поскольку коэффициенты квадратных членов одинаковы. В общем центре окружностей пространственная частота равна нулю. Координаты центра равны:

$$x_0 = \frac{x_S/z_S - x_R/z_R}{1/z_S - 1/z_R}; \quad y_0 = \frac{y_S/z_S - y_R/z_R}{1/z_S - 1/z_R}. \quad (3.6)$$

Таким образом, интерференционные полосы являются концентрическими окружностями, которые сгущаются по мере увеличения радиуса.

В частном случае, когда референтная волна является плоской, центр ее кривизны находится в бесконечности ( $z_R = \infty$ ), а углы наклона равны:

$$x_R/z_R = \alpha_R; \quad y_R/z_R = \beta_R.$$

Центр концентрических окружностей имеет следующие координаты:

$$x_0 = x_S - \alpha_R z_S; \quad y_0 = y_S - \beta_R z_S. \quad (3.7)$$

В таком случае центр находится в точке пересечения с голограммой луча от предмета, идущего в направлении референтной волны. Упрощенное двумерное изображение этого случая дано на рис. 48.

### 3.1.2. РЕКОНСТРУКЦИЯ ГОЛОГРАММЫ ТОЧЕЧНОГО ОБЪЕКТА

При реконструкции осветим голограмму восстанавливающей волной

$$u_C = a_C \exp \left[ i \frac{\pi}{\lambda'} \frac{|\bar{r} - \bar{r}_C|^2}{z_C} \right] = \\ = A_C \exp \left[ i \frac{2\pi}{\lambda'} \left( \frac{x^2}{2z_C} - \frac{x_C}{z_C} x + \frac{y^2}{2z_C} - \frac{y_C}{z_C} y \right) \right],$$

причем длина волны излучения, падающего на голограмму при реконструкции, не обязательно должна равняться длине волны излучения, использованного при записи голограммы. Обозначим соотношение длин волн через  $\mu = \lambda'/\lambda$ . Одновременно можно предположить, что при реконструкции используется голограмма, подвергшаяся масштабным преобразованиям, например оптически уменьшенная или увеличенная. Изменение масштаба в этом случае описывается отношением  $x/x' = m$ .

Комплексная амплитуда волны непосредственно за голограммой определяется произведением амплитудного пропускания голограммы (3.3) и комплексной амплитуды падающей волны.

При реконструкции возникают прямая волна нулевого порядка дифракции, не несущая информации об объекте, а также две волны первого порядка — основная и вторичная. Эти волны описываются выражениями:

$$u_{1P} = \kappa u_C u_R^* u_S; \quad u_{1S} = \kappa u_C u_R u_S^*. \quad (3.8)$$

Фазы волн будут равны

$$\Phi_I = \Phi_C \mp \Phi_R \pm \Phi_S. \quad (3.9)$$

Подставив в уравнение (3.9) значения фаз и учтя изменения длин волн и изменение масштаба голограммы, получим:

$$\Phi_I = \frac{2\pi}{\lambda'} \frac{1}{2} \frac{x^2 + y^2 - 2xx_C - 2yy_C}{z_C} \mp \\ \mp \frac{2\pi}{\lambda} \frac{1}{2} \frac{x'^2 + y'^2 - 2x'x_R - 2y'y_R}{z_R} \pm \\ \pm \frac{2\pi}{\lambda} \frac{1}{2} \frac{x'^2 + y'^2 - 2x'x_S - 2y'y_S}{z_S}, \quad (3.10)$$

или

$$\Phi_I = \frac{2\pi}{\lambda'} \frac{1}{2} \left[ (x^2 + y^2) \left( \frac{1}{z_C} \pm \frac{\mu}{m^2 z_S} \mp \frac{\mu}{m^2 z_R} \right) - \right. \\ \left. - 2x \left( \frac{x_C}{z_C} \pm \frac{\mu x_S}{m z_S} \mp \frac{\mu x_R}{m z_R} \right) - 2y \left( \frac{y_C}{z_C} \pm \frac{\mu y_S}{m z_S} \mp \frac{\mu y_R}{m z_R} \right) \right]. \quad (3.11)$$

## 3.2. ИЗОБРАЖЕНИЕ, ВОССТАНАВЛИВАЕМОЕ ПЛОСКОЙ ГОЛОГРАММОЙ

### 3.2.1. ФОРМУЛА ИЗОБРАЖЕНИЯ

Фаза восстановленной голограммой волны, создающей изображение точки, определена отношением (3.11). Реконструируем сферическую изофазную поверхность, которая в общем случае имеет следующий вид:

$$\Phi_I = \frac{2\pi}{\lambda'} \frac{1}{2} \left( \frac{x^2 + y^2 - 2xx_I - 2yy_I}{z_I} \right). \quad (3.12)$$

Правые части уравнений (3.12) и (3.11) равны между собой. Приравняв коэффициенты при одинаковых степенях независимых переменных  $x, y$ , получим координаты центра кривизны реконструируемой поверхности равных фаз, т. е. координаты голографического изображения точки:

$$\left. \begin{aligned} z_I &= \frac{m^2 z_C z_S z_R}{m^2 z_S z_R \pm \mu z_C z_R \mp \mu z_C z_S}; \\ x_I &= \frac{m^2 x_C z_S z_R \pm \mu m x_S z_C z_R \mp \mu m x_R z_C z_S}{m^2 z_S z_R \pm \mu z_C z_R \mp \mu z_C z_S}; \\ y_I &= \frac{m^2 y_C z_S z_R \pm \mu m y_S z_C z_R \mp \mu m y_R z_C z_S}{m^2 z_S z_R \pm \mu z_C z_R \mp \mu z_C z_S}. \end{aligned} \right\} \quad (3.13)$$

В уравнениях (3.13), как и во всех других, верхние знаки относятся к основному изображению, а нижние — ко вторичному (ложному) изображению.

Выражения (3.13) определяют положение реконструированного изображения точки в прямоугольных координатах. Часто достаточно определить лишь продольные расстояния. Взяв обратные значения левой и правой части первого уравнения (3.13), получим выражение, аналогичное формулам для расчета положения изображения, создаваемого классическими оптическими элементами:

$$\frac{1}{z_I} = \frac{1}{z_C} \pm \frac{\mu}{m^2} \frac{1}{z_S} \mp \frac{\mu}{m^2} \frac{1}{z_R}. \quad (3.14)$$

Очевидно, что при условии равенства длин волн и отсутствии масштабных преобразований голограммы величина, обратная расстоянию реконструированной точки от голограммы, равна алгебраической сумме обратных величин соответствующих расстояний точки предмета, референтного и реконструирующего источников.

В предыдущей главе рассматривалось соотношение при записи и реконструкции. Помимо продольных расстояний для характеристики поверхностей применялись угловые координаты  $\theta$ . В пространстве необходимо наличие двух углов. По аналогии с выражением (3.7) примем:

$$\alpha_I = x_I/z_I; \quad \beta_I = y_I/z_I. \quad (3.15)$$

Подставив уравнения (3.13) в выражения (3.15) и обозначив аналогичным образом остальные углы, получим:

$$\alpha_I = \alpha_C \pm \frac{\mu}{m} \alpha_S \mp \frac{\mu}{m} \alpha_R; \quad \beta_I = \beta_C \pm \frac{\mu}{m} \beta_S \mp \frac{\mu}{m} \beta_R. \quad (3.16)$$

Выражения (3.16) представляют собой алгебраическую сумму модифицированных углов.

Выражение (3.14) можно упростить, введя фокусное расстояние системы. К обеим частям уравнения прибавим величину, обратную расстоянию от предмета до голограммы:

$$\frac{1}{z_{IP,S}} + \frac{1}{z_S} = \frac{1}{z_C} + \frac{1}{z_S} \left(1 \pm \frac{\mu}{m^2}\right) \mp \frac{\mu}{m^2 z_R} = \frac{1}{f_{P,S}}. \quad (3.17)$$

Мы получили формулу, аналогичную тем, которые описывали положение изображения в случае классических оптических элементов.

Голограмма — это оптический элемент с двумя фокусными расстояниями: для основного и сопряженного изображения. Если записать выражение (3.14) для основного и сопряженного изображений, а затем сложить оба выражения, то получим следующее соотношение, связывающее положение двух изображений:

$$1/z_{IP} + 1/z_{IS} = 2/z_C = 1/f_I. \quad (3.18)$$

Это соотношение не зависит от положения предмета и аналогично формуле зеркала. Фокусное расстояние  $f_I = z_C/2$  определяется только положением источника, а изображение не зависит ни от изменения длины волны, ни от изменения масштаба голограммы.

### 3.2.2. ХАРАКТЕРИСТИКА ИЗОБРАЖЕНИЙ

Изображения, формируемые классическими оптическими элементами, могут быть действительными или мнимыми. В случае точечного объекта это означает различие в знаках кривизны волновых поверхностей в направлении распространения света. Если волновая поверхность выпуклая, то она как бы исходит от точечного объекта, расположенного перед оптическим элементом, и поэтому для получения действительного изображения необходим дополнительный оптический элемент. Этим последним может быть, например, линза глаза, которая преобразует выпуклую волновую поверхность в вогнутую, формирующую действительное изображение на сетчатке.

Аналогичным образом дело обстоит и в случае голографического изображения (рис. 49). Если реконструированный волновой фронт вогнутый, то изображение будет действительным ( $I_R$ ). В противном случае изображение будет мнимым ( $I_V$ ).

Характер изображения определяется знаком расстояния до изображения. Если знак у  $z_I$  такой же, как и у расстояния до объекта  $z_S$ , то изображение будет мнимым ( $I_V$ ); если знаки противоположны, то возникает действительное изображение ( $I_R$ ), что можно записать в следующем виде:

$$\text{sign } z_{I_V} = \text{sign } z_S; \quad (3.19)$$

$$\text{sign } z_{I_R} = -\text{sign } z_S, \quad (3.20)$$

где сокращение  $\text{sign}$  означает знак. Обычно объект помещается в отрицательном полупространстве вдоль оси  $z$ , и, следовательно, мнимое изображение имеет отрицательный знак. Действительное изображение, наоборот, обычно имеет положительный знак.

Приведенные выше определения сделаны в предположении, что голографируется непосредственно сам предмет. В случае, если объектом голографирования служит изображение этого

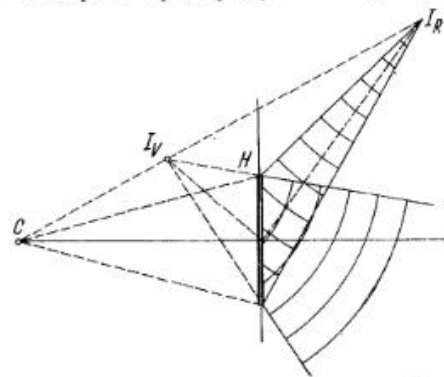


Рис. 49. Действительное и мнимое изображения точки при реконструкции голограммы

предмета, сформированное оптической системой перед голограммой, для определения характера изображения следует пользоваться прямо противоположным правилом знаков.

### 3.2.3. НЕКОТОРЫЕ ИЗБРАННЫЕ СХЕМЫ ГОЛОГРАФИЧЕСКИХ УСТАНОВОК

Рассмотрим некоторые частные случаи, которые на примере точечного объекта разъяснили бы основные соотношения, имеющие место при реконструкции голографических изображений.

*Случай 1.* Пусть референтная и восстанавливающая волны будут плоскими. При этом  $z_C = z_R = \infty$ . Полагая далее, что отношение длин волн при записи и реконструкции  $\mu = 1$ , а масштаб голограммы  $m = 1$ , из формулы (3.14) получим следующие выражения для расстояния до изображения:  $z_{IP} = z_S$ ;  $z_{IK} =$

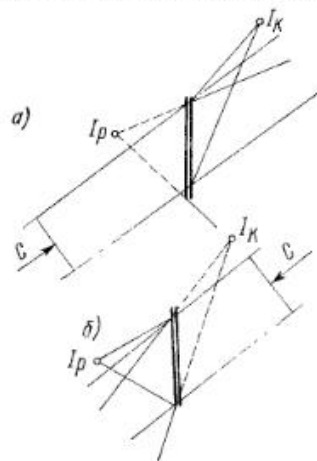


Рис. 50. Использование плоской волны при реконструкции и получение мнимого (а) и действительного (б) основного изображения

$= -z_S$ . Основное и вторичное изображения образуются на одном и том же расстоянии от голограммы, но в противоположных полупространствах. Поскольку для основного изображения имеет место выражение  $\text{sign } z_{IP} = \text{sign } z_S$ , то это изображение будет мнимым, а из выражения  $\text{sign } z_{IK} = -\text{sign } z_S$  следует, что вторичное изображение будет действительным (рис. 50, а).

Если референтная и восстанавливающие волны плоские, но распространяются навстречу друг другу ( $z_C = -z_R = -\infty$ ), то при реконструкции имеет место инверсия пространства вдоль оси  $z$ . Изображения вновь формируются на одном и том же расстоянии, но их характеристики меняются: основное изображение

будет действительным, поскольку  $\text{sign } z_{IP} = -\text{sign } z_S$ , а вторичное — мнимым (рис. 50, б).

*Случай 2.* Пусть референтный источник находится на таком же расстоянии от голограммы, что и голографируемый объект ( $z_R = z_S$ ), а восстанавливающий источник помещается в том же полупространстве, что и объект ( $\text{sign } z_C = \text{sign } z_S$ ). Тогда из (3.14) при  $\mu = 1$ ,  $m = 1$  следует, что изображение находится на расстоянии  $z_{IP, K} = z_C$ . Следовательно, оба изображения находятся на одинаковом расстоянии, равном расстоянию от восстанавливающего источника до голограммы. Для знаков имеем  $\text{sign } z_{IP, K} = \text{sign } z_C$ , откуда ясно, что оба изображения мнимые (рис. 51, а).

Если восстанавливающий источник помещается в полупространстве, противоположном тому, в котором находится объект ( $\text{sign } z_C = -\text{sign } z_S$ ), то изображения снова находятся на одном и том же расстоянии, однако для знаков имеем  $\text{sign } z_{IP, K} = \text{sign } z_C = -\text{sign } z_S$ . В этом случае оба изображения действительные (рис. 51, б).

Как уже отмечалось ранее, голограммы, полученные таким образом, называются безлинзовыми голограммами Фурье.

*Случай 3.* Пусть источники восстанавливающей и референтной волн удалены на одинаковое расстояние от голограммы ( $z_C = z_R$ ) и всем трем волнам соответствует одинаковый знак координаты  $z$ :

$$\text{sign } z_C = \text{sign } z_R = \text{sign } z_S. \quad (3.21)$$

Из формулы (3.14) при  $\mu = 1$ ,  $m = 1$  для основного изображения получим

$$z_{IP} = z_S \quad (3.22)$$

и для вторичного изображения —

$$z_{IK} = z_S z_R / (2z_S - z_R). \quad (3.23)$$

Основное изображение будет мнимым, поскольку  $\text{sign } z_{IP} = \text{sign } z_S$ . Вторичное же изображение будет мнимым, если объект находится на расстоянии, меньшем половины расстояния от голограммы до референтного источника ( $z_S < z_R/2$ ). Если же  $z_S > z_R/2$ , то изображение будет действительным.

В случае падения восстанавливающей волны из полупространства, противоположного тому, в котором расположен референтный источник,  $z_C = -z_R$ , а для знаков получим  $\text{sign } z_C = -\text{sign } z_R = -\text{sign } z_S$ . Как и в предыдущих случаях, при этом изменится характер отдельных изображений. Вторичное изображение станет мнимым, а основное будет либо мнимым, либо действительным в зависимости от расстояния между центрами объектной и референтной волн.

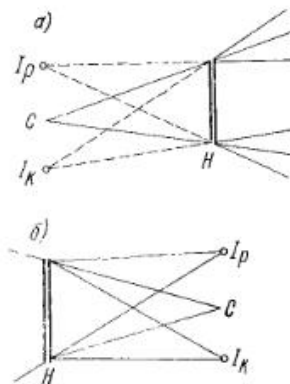


Рис. 51. Восстановление изображения безлинзовой голограммой Фурье: а — оба изображения мнимые; б — оба изображения действительные



### 3.2.4. ГЕОМЕТРИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ГОЛОГРАММ

Во многих случаях нецелесообразно производить вычисление расстояний до изображения с помощью соответствующих формул. Часто бывает достаточно определить положение изображения с помощью геометрического построения аналогично тому, как это делается в случае классических оптических элементов.

Из п. 3.2.3 следует, что положение изображения легко определить геометрическим путем, если референтная и восстанавливающая волны плоские. Изображения находятся на том же расстоянии  $z_I$  от голограммы, что и объект, однако они расположены с разных сторон от голограммы. Угловое положение вторичного изображения можно определить, если принять во внимание, что голограмма Лейта и Упатниекса является результатом регистрации

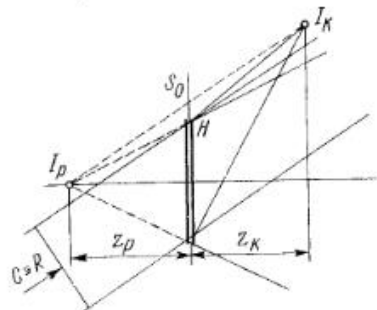


Рис. 52. Геометрическое построение сопряженного точечного изображения

внеосевой части полной интерференционной картины. Поскольку центр концентрических интерференционных колец находится на прямой, проведенной через точку объекта в направлении распространения референтной волны, то из принципа симметрии и вторичное изображение будет находиться на этой же прямой (рис. 52).

Изображения в случае безлинзовой голограммы Фурье можно легко геометрически построить, основываясь на рис. 51. Если при

записи голограммы использовалась сферическая волна, то геометрическое построение осуществить значительно сложнее. Сначала рассмотрим случай, когда восстанавливающая волна тождественна референтной. Из предыдущих рассуждений следует, что основное изображение расположено там, где помещался голографируемый объект. Для вторичного изображения справедливо соотношение (3.18), которое аналогично уравнению, определяющему положение изображения, формируемого зеркалом. Следовательно, положение вторичного изображения можно определить с помощью геометрического построения, аналогичного тому, которое используется при построении изображения зеркалом. На рис. 53 представлен общий случай.

В случае, если восстанавливающая волна отличается от референтной, необходимо прежде всего найти положение первичного изображения. Из формулы (3.18) при  $\mu = 1$ ,  $m = 1$  получим следующее выражение:

$$1/z_{IP} - 1/z_C = 1/z_S - 1/z_R = 1/f_H, \quad (3.24)$$

аналогичное уравнению линзы с фокусным расстоянием  $f_H$  (рис. 54).

Поскольку, однако, оптическая ось голограммы выбирается совершенно произвольно и независимо от положения изображения, при построении необходимо определить положение оси, на которой находится фокус.

Эта оптическая ось перпендикулярна поверхности голограммы и проходит через центр концентрических интерференционных колец  $S_0$ , соответствующих данной точке объекта. Точка  $S_0$  находится на пересечении прямой  $RS$ , проходящей через референтный источник и точку объекта, с плоскостью голограммы. Для

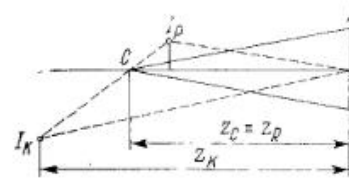


Рис. 53. Геометрическое построение сопряженного изображения

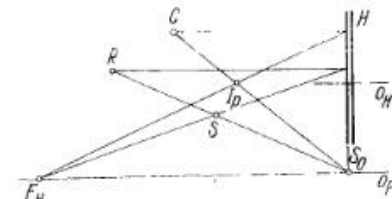


Рис. 54. Геометрическое построение основного изображения в общем случае

нахождения положения фокуса на оси  $O_F$ , проходящей через точку  $S_0$ , проводят прямую, проходящую через референтный источник параллельно оптической оси, и затем через точку пересечения этой прямой с плоскостью голограммы и через точку объекта проводят прямую до пересечения ее с оптической осью  $O_F$ . Эта точка пересечения и определяет положение фокуса  $F_H$ .

Зная положение фокуса, можно легко найти положение первичного изображения  $I_P$  как точку пересечения двух лучей, один из которых проходит через реконструирующий источник  $C$  и центр  $S_0$ , а другой — через фокус  $F_H$  и точку на голограмме, лежащую на пересечении ее с плоскостью луча, проведенного через источник  $C$  параллельно оси  $O_F$ . Положение вторичного изображения легко определить, исходя из рис. 53.

## 3.3. СВОЙСТВА ГОЛОГРАФИЧЕСКИХ ИЗОБРАЖЕНИЙ

### 3.3.1. ГЕОМЕТРИЧЕСКОЕ УВЕЛИЧЕНИЕ ИЗОБРАЖЕНИЯ

До сих пор в данной главе рассматривалось голографическое изображение изолированной точки. Однако было указано, что голографическое изображение сложного предмета в зависимости от условий реконструкции может подвергаться масштабным преобразованиям.

Изменение масштаба голографического изображения можно, как и в случае классического изображения, описать тремя величинами: поперечным увеличением  $M_H$ , продольным увеличением  $M_L$  и угловым увеличением  $M_\alpha$ .

Поперечное увеличение определяется отношением

$$M_h = dx_I/dx_S, \quad (3.25)$$

где  $x$  — поперечная координата, поскольку рассматривается только плоская задача. Вычисляя производную (3.25) и используя второе соотношение (3.13), для поперечного увеличения получаем

$$M_h = \frac{m}{1 \pm m^2 z_S / (\mu z_C) - z_S / z_R}, \quad (3.26)$$

где снова верхний знак соответствует основному изображению, а нижний — вторичному.

Как видно из последнего выражения, в случае плоской восстанавливающей волны ( $z_C = \infty$ ) увеличение не зависит от отношения длин волн  $\mu$ . Если при этом и референтная волна будет плоской, то при  $m = 1$  поперечное увеличение будет равно единице. Полагая  $d^2 M_h / d\mu^2 = 0$ , найдем, что максимальное увеличение при изменении длины волны реконструирующего излучения имеет место в том случае, когда объект находится на том же расстоянии от голограммы, что и центр референтной волны ( $z_S = z_R$ ). Таким образом, наилучшие условия для изменения увеличения изображения путем изменения длины волны восстанавливающего источника имеют место в случае безлинзовой голограммы Фурье.

Продольное увеличение определяется соотношением

$$M_l = dz_I/dz_S. \quad (3.27)$$

Вычисляя производную первого из трех выражений (3.13) и используя выражение для поперечного увеличения (3.26), получаем равенство

$$M_l = -(1/\mu) M_h^2, \quad (3.28)$$

которое отличается от случая классических изображений только множителем  $1/\mu$ . Это означает, что при использовании другой длины волны для восстановления голографического изображение более сжато, чем в случае классического изображения.

Для нахождения углового увеличения необходимо сначала определить положение глаза при наблюдении объекта и изображения. Наиболее удобным является случай, когда глаз располагается в плоскости голограммы. Тогда угловое увеличение будет равно

$$M_\alpha = d(x_I/z_I)/d(x_S/z_S). \quad (3.29)$$

Из первого и второго равенств (3.13) для углового увеличения получим выражение

$$M_\alpha = \pm \mu/m. \quad (3.30)$$

Интересно отметить, что определенное таким образом угловое увеличение не зависит от геометрии схемы записи и реконструкции. При  $\mu = 1$  и  $m = 1$  оно по абсолютной величине всегда равно единице.

### 3.3.2. ГЛУБИНА РЕЗКОСТИ ИЗОБРАЖЕНИЯ

В п. 1.1.2 рассматривались вопросы, относящиеся к записи трехмерного изображения на двухмерной регистрирующей среде классическими методами. Качество изображения в этом случае зависит от глубины резкости изображения, поскольку на голограмме записываются непосредственно фазовое и амплитудное распределения волны, отраженной от объекта. Процесс реконструкции дает возможность получить трехмерное изображение предмета. Если это изображение наблюдается с помощью глаза или фотографируется, оно вновь отображается на двухмерной регистрирующей среде и вновь возникает вопрос о глубине резкости изображения.

Глубина резкости голографического изображения — это такое продольное расстояние  $\Delta z_I$ , в пределах которого поперечное сечение пучка, формирующего восстановленное изображение точечного объекта, не превосходит элемента разрешения  $\Delta x_I$  и воспринимается так точечное изображение (рис. 55).

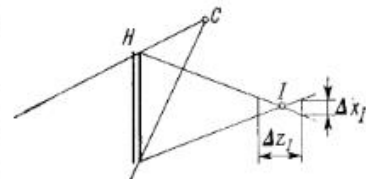


Рис. 55. К определению глубины резкости голографического изображения

Выражение для глубины резкости найдем, исходя из соотношений для продольного увеличения (3.27) и (3.28), из которых следует:

$$\Delta z_I = M_l \Delta z_S = -(1/\mu) M_h^2 \Delta z_S. \quad (3.31)$$

Если использовать определение поперечного увеличения (3.25), то можно написать:

$$\Delta z_I = -(1/\mu) M_h \Delta x_I (\Delta z_S / \Delta x_S). \quad (3.32)$$

С другой стороны, последний множитель в (3.32) можно представить в виде

$$\Delta x_S / \Delta z_S = \operatorname{tg} \alpha_0, \quad (3.33)$$

где  $\alpha_0$  — апертурный угол в пространстве предметов.

Конечное выражение для глубины резкости, следовательно, будет иметь вид

$$\Delta z_I = (-1/\mu) (\Delta x_I / \operatorname{tg} \alpha_0) M_h. \quad (3.34)$$

По сравнению с выражениями для классических изображений здесь появляется множитель  $1/\mu$ . Это означает, что голографическое изображение при  $\mu > 1$  имеет меньшую глубину резкости.

### 3.3.3. ПРОСТРАНСТВЕННАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА ИЗОБРАЖЕНИЯ

При голографической реконструкции возникают два изображения: основное и вторичное. Взаимное расположение этих изображений такое же, как объекта и его изображения в сферическом

зеркале [см. формулу (3.18)]. На рис. 56 представлены восстановленные голографические изображения объекта в виде буквы *L*. Изображение, образованное сферическим зеркалом, перевернуто в продольном направлении, следовательно, голографические изображения оказываются взаимно перевернутыми в этом направлении.

Оба голографических изображения рассматриваются из одного полупространства, поэтому одно из них оказывается перевернутым в продольном направлении по отношению к голографируемому объекту. Это свойство называют псевдоскопичностью, а соответствующее изображение — псевдоскопическим. Не обращенное в продольном направлении изображение объекта называется ортоскопическим.

Если предположить, что при реконструкции восстанавливающая волна выходит из того же полупространства, что и референтная, то основное мнимое изображение будет ортоскопическим.

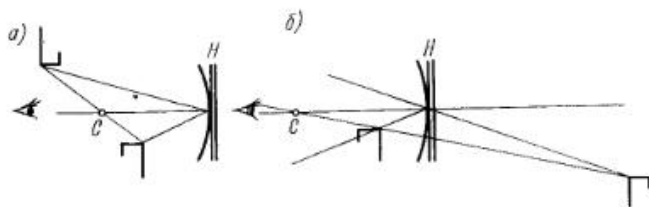


Рис. 56. Ортоскопичность и псевдоскопичность голографических изображений

Вторичное изображение будет псевдоскопическим независимо от того, является ли это изображение мнимым (рис. 56, *a*) или действительным (рис. 56, *b*).

При обращении направления распространения восстанавливающей волны соотношение меняется: первичное действительное изображение становится псевдоскопическим, а вторичное изображение — ортоскопическим.

Псевдоскопическое изображение обладает рядом специфических свойств. Оно имеет обращенную перспективу: более удаленные предметы изображаются ближе к наблюдателю. Кроме того, псевдоскопическое изображение имеет обратный параллакс: при движении головы наблюдателя, например, направо, открывается левая сторона изображаемого объекта, и наоборот.

С помощью простого голографического процесса нельзя добиться того, чтобы первичное действительное изображение было ортоскопическим. Вторичное действительное изображение может быть ортоскопическим, однако оно испорчено оптическими дефектами. Ортоскопическое основное действительное изображение можно получить с помощью двухступенчатого голографического процесса. При этом с помощью голограммы формируют основное действительное псевдоскопическое изображение, которое исполь-

зуется как объект для повторного голографирования. Основное действительное изображение при реконструкции второй голограммы является псевдоскопическим по отношению к восстановленному первой голограммой изображению, а следовательно, ортоскопическим по отношению к первоначальному объекту съемки.

### 3.3.4. РАЗРЕШАЮЩАЯ СПОСОБНОСТЬ В ГОЛОГРАФИИ

Как и в случае классических оптических систем, на качество голографического изображения накладываются ограничения, определяемые волновыми эффектами. Голограмма имеет конечные размеры, а восстанавливающая волна ограничена, что вызывает дифракционные эффекты и приводит к уменьшению разрешающей способности.

При обсуждении вопросов, касающихся получения тонкой голограммы и ее реконструкции (см. п. 2.3), пределы интегрирования в выражении (2.77) будут  $-H/2$ ,  $+H/2$  и интеграл с пе-

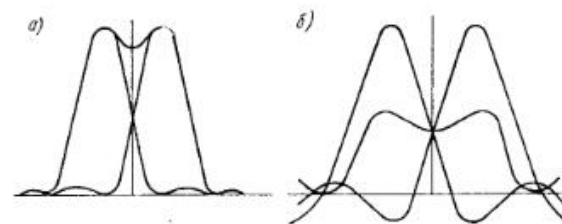


Рис. 57. Критерий разрешающей способности для некогерентного (*a*) и когерентного (*b*) света

ременной интегрирования  $x_H$  при условии образования резкого основного изображения (2.82) примет вид

$$\int_{-H/2}^{H/2} \exp \left[ ik \left( \frac{x}{z_S} - \frac{x_R}{z_R} + \frac{x_C}{z_C} - \frac{x'}{z_P} \right) x_H \right] dx_H. \quad (3.35)$$

Вычислив интеграл (3.35), получим

$$H \frac{\sin(kH \Delta\alpha_p/2)}{kH \Delta\alpha_p/2} = H \operatorname{sinc}(kH \Delta\alpha_p/2), \quad (3.36)$$

где  $\Delta\alpha_p = x/z_S - x_R/z_R - x_C/z_C - x'/z_P$ . Изображение точечного предмета будет находиться в том месте, где аргумент  $\operatorname{sinc}$  равен нулю, следовательно, при  $\Delta\alpha_p = 0$ . Распределение интенсивности в окрестностях этой точки показано на рис. 57. Первый минимум достигается при аргументе  $kH \Delta\alpha_p/2 = \pi$ . Затем следуют максимумы и минимумы высших порядков.

В классической оптике существует несколько критериев предела разрешения оптических систем. Наиболее известным является критерий Рэлея, по которому две точки одинаковой интенсивности



разрешаются в том случае, если интенсивность света в середине между центрами их дифракционных картин падает не менее чем на 20% по отношению к интенсивности света в максимуме (рис. 57, а). Этот критерий выполняется, если центр дифракционного пятна, соответствующего одной точке, совпадает с первым дифракционным минимумом для другой точки.

В нашем случае, однако, действуют законы когерентной оптики и производить суммирование интенсивностей дифракционных картин нельзя. Сначала необходимо рассчитать результирующую амплитуду, а затем вычислить интенсивность как квадрат модуля распределения амплитуд. Критерий Рэлея в этом случае формулируется следующим образом: нулевой максимум распределения амплитуд в дифракционной картине одной точки должен приходиться на первый минимум распределения амплитуд в дифракционной картине другой точки (рис. 57, б). Угловое расстояние между разрешаемыми точками

$$\Delta\alpha_p = (3/2)(\lambda/H). \quad (3.37)$$

Очевидно, что чем больше размеры голограммы, тем выше разрешающая способность. Если голограмма будет иметь форму круга, то вместо (3.37) получим выражение

$$\Delta\alpha = 2(\lambda/D), \quad (3.38)$$

где  $D$  — диаметр апертуры голограммы.

Обычно при записи голограммы выбирают регистрирующий материал с такой разрешающей способностью, чтобы интерференционная картина была зарегистрирована на всей поверхности голограммы, и, следовательно, эффективная поверхность голограммы при реконструкции определяется ее физическими размерами. Однако в ряде случаев условия записи выбирают таким образом, что эффективная поверхность голограммы оказывается меньше ее физических размеров. Тогда при оценке разрешающей способности необходимо принимать во внимание эффективную площадь голограммы.

Это имеет место прежде всего в случае однолучевой схемы Габора и в случае использования при регистрации голограммы фотографического материала с относительно малым разрешением. Интерференционная структура на пластинке имеет вид концентрических окружностей, частота которых увеличивается с расстоянием от центра. При достижении определенного диаметра  $D_0$  частота интерференционной картины превышает разрешающую способность материала и на этих участках регистрации голограммы не происходит, вследствие чего ее эффективная поверхность ограничивается. Из п. 3.1.1 для предельной пространственной частоты имеем

$$f_{\max} = \frac{1}{\lambda} \left( \frac{1}{z_S} - \frac{1}{z_R} \right) \frac{D}{2} = \frac{1}{\lambda F_H} \frac{D}{2}, \quad (3.39)$$

где  $1/F_H = 1/z_S - 1/z_R$ . Эффективный диаметр голограммы

$$D = 2\lambda F_H f_{\max}. \quad (3.40)$$

Из формулы (3.40) видно, что эффективный диаметр прямо пропорционален длине волны  $\lambda$  используемого света, расстоянию  $F_H$  и максимальной разрешающей способности регистрирующего материала.

## 3.4. ОПТИЧЕСКИЕ АБЕРРАЦИИ ГОЛОГРАФИЧЕСКОГО ИЗОБРАЖЕНИЯ

### 3.4.1. АБЕРРАЦИИ ТРЕТЬЕГО ПОРЯДКА

При вычислении фазы волны до сих пор использовалось только первое приближение в выражении для расстояния между двумя точками. В этом случае (см. п. 2.1.1) разность хода

$$\delta = SM - SO,$$

где

$$\left. \begin{aligned} SM &= [(z - z_S)^2 + (y - y_S)^2 + (x - x_S)^2]^{1/2}; \\ SO &= [z_S^2 + y_S^2 + x_S^2]^{1/2}. \end{aligned} \right\} \quad (3.41)$$

С учетом только первых членов биномиального разложения запишем:

$$\left. \begin{aligned} SM &= z_S \left[ 1 + \frac{1}{2} \frac{(y - y_S)^2}{z_S^2} + \frac{1}{2} \frac{(x - x_S)^2}{z_S^2} \mp \dots \right]; \\ SO &= z_S \left[ 1 + \frac{1}{2} \frac{y_S^2}{z_S^2} + \frac{1}{2} \frac{x_S^2}{z_S^2} \mp \dots \right]. \end{aligned} \right\} \quad (3.42)$$

В этом приближении были выведены основные соотношения, определяющие положение изображения и увеличение.

Если возникает необходимость более детального исследования процесса образования изображения, то нужно включить в рассмотрение, по крайней мере, следующий порядок приближения, которому соответствуют члены биномиального разложения:

$$\begin{aligned} \Phi^{(3)} &= \frac{2\pi}{\lambda} \left( -\frac{1}{8z_S^3} \right) (x^4 + y^4 + 2x^2y^2 - 4x^3x_S - 4y^3y_S - \\ &\quad - 4xy^2x_S - 4x^2yy_S + 6x^2x_S^2 + 6y^2y_S^2 + 2x^2y_S^2 + \\ &\quad + 2y^2x_S^2 + 8xyx_Sy_S - 4xx_S^2 - 4yy_S^2 - 4xx_Sy_S^2 - 4yx_S^2y_S). \end{aligned} \quad (3.43)$$

Многочлен (3.43) преобразуем для случая голографического изображения, вводя длину волны  $\lambda$  восстанавливающего излучения и координаты изображения  $x_I, y_I, z_I$  вместо общих координат  $x_S, y_S, z_S$ . Далее перейдем от прямоугольной системы координат к полярной:

$$\rho^2 = x^2 + y^2; \quad x = \rho \cos \theta; \quad y = \rho \sin \theta \quad (3.44)$$



и группируем отдельные члены так, чтобы выразить aberrации третьего порядка как разность фаз между сферическим волновым фронтом сравнения и реальной волновой поверхностью:

$$\Delta\Phi = \underbrace{\frac{2\pi}{\lambda'} \left[ -\frac{1}{8} \rho^4 S + \frac{1}{2} \rho^3 (C_x \cos \theta + C_y \sin \theta) \right]}_{\text{сферическая aberrация}} - \underbrace{\frac{1}{2} \rho^2 (A_x \cos^2 \theta + A_y \sin^2 \theta + 2A_{xy} \cos \theta \sin \theta)}_{\text{астигматизм}} - \underbrace{\frac{1}{4} \rho^2 E + \frac{1}{2} \rho (D_x \cos \theta + D_y \sin \theta)}_{\text{кривизна поля} \quad \text{дисторсия}}. \quad (3.45)$$

Отдельные коэффициенты aberrаций имеют вид (верхний знак соответствует первичному, а нижний — вторичному изображению):

сферическая aberrация

$$S = \frac{1}{z_C^2} \pm \left( \frac{\mu}{m^4} \right) \left( \frac{1}{z_S^2} - \frac{1}{z_R^2} \right) - \frac{1}{z_I^2}; \quad (3.46)$$

кома

$$\left. \begin{aligned} C_x &= \frac{x_C}{z_C^3} \pm \left( \frac{\mu}{m^3} \right) \left( \frac{x_S}{z_S^3} - \frac{x_R}{z_R^3} \right) - \frac{x_I}{z_I^3}; \\ C_y &= \frac{y_C}{z_C^3} \pm \left( \frac{\mu}{m^3} \right) \left( \frac{y_S}{z_S^3} - \frac{y_R}{z_R^3} \right) - \frac{y_I}{z_I^3}; \end{aligned} \right\} \quad (3.47)$$

астигматизм

$$\left. \begin{aligned} A_x &= \frac{x_C^2}{z_C^4} \pm \left( \frac{\mu}{m^2} \right) \left( \frac{x_S^2}{z_S^4} - \frac{x_R^2}{z_R^4} \right) - \frac{x_I^2}{z_I^4}; \\ A_y &= \frac{y_C^2}{z_C^4} \pm \left( \frac{\mu}{m^2} \right) \left( \frac{y_S^2}{z_S^4} - \frac{y_R^2}{z_R^4} \right) - \frac{y_I^2}{z_I^4}; \\ A_{xy} &= \frac{x_C y_C}{z_C^4} \pm \left( \frac{\mu}{m^2} \right) \left( \frac{x_S y_S}{z_S^4} - \frac{x_R y_R}{z_R^4} \right) - \frac{x_I y_I}{z_I^4}; \end{aligned} \right\} \quad (3.48)$$

кривизна поля

$$F = A_x + A_y = \frac{x_C^2 + y_C^2}{z_C^4} \pm \left( \frac{\mu}{m^2} \right) \left( \frac{x_S^2 + y_S^2}{z_S^4} - \frac{x_R^2 + y_R^2}{z_R^4} \right) - \frac{x_I^2 + y_I^2}{z_I^4}; \quad (3.49)$$

дисторсия

$$D = \frac{x_C + x_C y_C^2}{z_C^3} \pm \left( \frac{\mu}{m} \right) \left( \frac{x_S + x_S y_S^2}{z_S^3} - \frac{x_R + x_R y_R^2}{z_R^3} \right) - \frac{x_I + x_I y_I^2}{z_I^3}. \quad (3.50)$$

### 3.4.2. АНАЛИЗ АБЕРРАЦИЙ ГОЛОГРАФИЧЕСКОГО\_ИЗОБРАЖЕНИЯ

Из анализа выражений для коэффициентов aberrаций (3.46)—(3.50) становится ясным, что если при реконструкции восстанавливаемая и референтная волны тождественны и, следовательно, изображение не увеличено и находится там же, где и объект, то aberrации отсутствуют. Предполагается, конечно, что выполняется условие  $\mu = m = 1$ . В этом случае  $z_I = z_S$ , и, поскольку  $z_C = z_R$ , то для первичного изображения коэффициент aberrаций равен нулю.

При реконструкции голограммы, подвергшейся масштабным преобразованиям ( $m \neq 1$ ), и использовании излучения с длиной волны  $\lambda'$ , отличающейся от длины волны записывающего излучения, можно подавить некоторые aberrации, однако нельзя избавиться от всех aberrаций одновременно. Это в первую очередь относится к случаю изменения масштаба голограммы, поскольку в формулы для коэффициентов aberrаций коэффициент  $m$  входит в разных степенях. Если  $m = 1$  и при реконструкции изменяется длина волны, то, выбирая геометрию восстанавливающей волны, можно получить лучшие результаты, чем в случае масштабных преобразований голограммы.

Такие aberrации, как кривизна поля и дисторсия, не приводят к искаженным изображениям точечного объекта, потому что в этих случаях изображение остается астигматическим и наблюдается только сдвиг изображения. Поэтому некоторые исследователи указанные aberrации вообще не принимают во внимание.

Выразим коэффициенты aberrаций через параметры системы, т. е. вместо координат изображения  $x_I, y_I, z_I$  подставим выражения (3.13), которые определяют зависимости координат изображения от координат объектной точки, центра референтной и восстанавливающей волн. Тогда для вторичного изображения получим (для координаты  $x$ ):

сферическая aberrация

$$S = \frac{\mu}{m^4} \left[ \left( \frac{\mu^2}{m^2} - 1 \right) \left( \frac{1}{z_S^2} - \frac{1}{z_R^2} \right) - \frac{3\mu}{z_C} \left( \frac{1}{z_S^2} + \frac{1}{z_R^2} \right) + 3 \left( \frac{m^2}{z_C^2} - \frac{\mu}{m^2 z_S z_R} \right) \left( \frac{1}{z_S} - \frac{1}{z_R} \right) + 6 \frac{\mu}{z_S z_R z_C} \right];$$

кома

$$\begin{aligned} C_x &= \frac{\mu}{m} \frac{1}{z_C^3} \left( \frac{x_S}{z_S} - \frac{x_R}{z_R} \right) - \\ &- \frac{\mu}{m^3} \frac{1}{z_S^2} \left[ \frac{x_S}{z_S} \left( 1 - \frac{\mu^2}{m^2} \right) + \frac{\mu}{m} \frac{x_C}{z_C} + \frac{\mu^2}{m^2} \frac{x_R}{z_R} \right] + \\ &+ \frac{\mu}{m^3} \frac{1}{z_R^2} \left[ \frac{x_R}{z_R} \left( 1 - \frac{\mu^2}{m^2} \right) - \frac{\mu}{m} \frac{x_C}{z_C} + \frac{\mu^2}{m^2} \frac{x_S}{z_S} \right] + \\ &+ 2 \frac{\mu}{m^2} \left( \frac{x_C}{z_C} - \frac{\mu}{m} \frac{x_S}{z_S} + \frac{\mu}{m} \frac{x_R}{z_R} \right) \left( \frac{1}{z_S z_C} - \frac{1}{z_C z_R} + \frac{\mu}{m^2} \frac{1}{z_S z_R} \right); \end{aligned}$$

астигматизм

$$A_x = \frac{\mu}{m^2} \frac{x_C^2}{z_C^2} \left( \frac{1}{z_S} - \frac{1}{z_R} \right) -$$

$$- \frac{\mu}{m^2} \frac{x_S^2}{z_S^2} \left[ \frac{1}{z_S} \left( 1 - \frac{\mu^2}{m^2} \right) + \frac{\mu}{z_C} + \frac{\mu^2}{m^2} \frac{1}{z_R} \right] +$$

$$+ \frac{\mu}{m^2} \frac{x_R^2}{z_R^2} \left[ \frac{1}{z_R} \left( 1 - \frac{\mu^2}{m^2} \right) - \frac{\mu}{z_C} + \frac{\mu^2}{m^2} \frac{1}{z_S} \right] +$$

$$+ 2 \frac{\mu}{m} \left( \frac{1}{z_C} - \frac{\mu}{m^2} \frac{1}{z_S} + \frac{\mu}{m^2} \frac{1}{z_R} \right) \left( \frac{x_S x_R}{z_S z_C} - \frac{x_C x_R}{z_C z_R} + \frac{\mu}{m} \frac{x_S x_R}{z_S z_R} \right);$$

кривизна поля

$$F = A_x + A_y;$$

дисторсия

$$D_x = \frac{\mu}{m} \left[ \left( \frac{\mu^2}{m^2} - 1 \right) \left( \frac{x_S^2}{z_S^2} - \frac{x_R^2}{z_R^2} + \frac{x_S y_S^2}{z_S^3} \right) + \right.$$

$$+ 3 \frac{x_S}{z_S} \left( \frac{x_C}{z_C} + \frac{\mu}{m} \frac{x_R}{z_R} \right)^2 - \frac{\mu}{m} \frac{3x_S^2 + y_S^2}{z_S^3} \left( \frac{x_C}{z_C} + \frac{\mu}{m} \frac{x_R}{z_R} \right) -$$

$$\left. - 3 \frac{x_C}{z_C} \frac{x_R}{z_R} \left( \frac{x_C}{z_C} + \frac{\mu}{m} \frac{x_R}{z_R} \right) \right].$$

Соответствующие коэффициенты для основного изображения находятся заменой знака у нечетных степеней  $z_S, z_R$ .

Общие выражения коэффициентов aberrаций мало пригодны для дальнейшего анализа, поэтому выпишем первые три коэффициента для случая, когда референтная и восстанавливающая волны являются плоскими ( $z_R = z_C = \infty$ ):

сферическая aberrация

$$S = \frac{\mu}{m^4} \frac{1}{z_S^3} \left( \frac{\mu^2}{m^2} - 1 \right);$$

кома

$$C_x = \frac{\mu}{m^2} \frac{1}{z_S^2} \left[ \frac{x_S}{z_S} \left( \frac{\mu^2}{m^2} - 1 \right) - \frac{\mu}{m} \operatorname{tg} \alpha_C - \frac{\mu^2}{m^2} \operatorname{tg} \alpha_R \right];$$

астигматизм

$$A_x = \frac{\mu}{m^2} \frac{1}{z_S} \left[ \frac{x_S^2}{z_S^2} \left( \frac{\mu^2}{m^2} - 1 \right) + \left( \operatorname{tg} \alpha_C + \frac{\mu}{m} \operatorname{tg} \alpha_R \right)^2 - \right.$$

$$\left. - 2 \frac{\mu}{m} \frac{x_S}{z_S} \left( \operatorname{tg} \alpha_C + \frac{\mu}{m} \operatorname{tg} \alpha_R \right) \right].$$

Эти же коэффициенты в случае голограммы Фурье ( $z_R = z_S$ ) имеют вид:

сферическая aberrация

$$S = 0;$$

кома

$$C_x = \frac{\mu}{m} \left( \frac{x_S - x_R}{z_S} \right) \left( \frac{1}{z_C^2} - \frac{1}{m^2 z_S^2} \right);$$

астигматизм

$$A_x = \frac{\mu}{m} \left( \frac{x_R^2}{z_S^2} \right) \left( \frac{1}{m z_S} - \frac{\mu}{m z_C} \right) +$$

$$+ 2 \frac{\mu}{m} \frac{1}{z_S z_C} \left( \frac{x_S x_C}{z_C} + \frac{\mu}{m} \frac{x_S x_R}{z_S} - \frac{x_C x_R}{x_C} \right) - \frac{\mu}{m} \frac{x_S^2}{z_S^2} \left( \frac{1}{m z_S} - \frac{\mu}{m z_C} \right).$$

В случае плоских референтной и восстанавливающей волн сферическая aberrация исчезнет при  $\mu = m$ , т. е. тогда, когда масштаб голограммы будет равен отношению длин волн, используемых при записи и реконструкции. Одновременно aberrационный коэффициент комы перестанет зависеть от координаты  $x_S$  объекта и кома будет одинакова для всех точек объекта с одинаковой координатой  $z_S$ . Кома, однако, возникает только в случае наклонного падения референтной и восстанавливающей волн и при реконструкции может быть скомпенсирована выбором угла восстанавливающей волны таким образом, чтобы  $\operatorname{tg} \alpha_C = -(\mu/m) \operatorname{tg} \alpha_R$ . Для компенсации астигматизма необходимо выполнить те же условия.

В случае безлинзовой голограммы Фурье сферическая aberrация отсутствует при любых параметрах восстанавливающей волны. Поэтому данный тип голограмм можно использовать в случае больших изменений параметров, особенно  $m$  и  $\mu$ . Кому же можно исключить, используя восстанавливающую волну с координатами центра  $z_C = \pm m z_S$ . Далее из формулы (3.26) для поперечного увеличения следует  $M_h = \mu$ . При соответствующем выборе параметров схемы получения безлинзовой голограммы Фурье изображение свободно от сферической aberrации и комы, а увеличение равно отношению длин волн излучения, используемого при записи и восстановлении.

Коэффициент астигматизма равен нулю при  $z_C = \mu z_S$  и  $x_C/z_C = -(\mu/m)(x_R/z_R)$ . Выполнение этих условий при одновременном отсутствии комы возможно только в том случае, когда  $m = \mu$ .

#### 4.1. СТАБИЛЬНОСТЬ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОГО ПОЛЯ

##### 4.1.1. ОБЕСПЕЧЕНИЕ ЖЕСТКОСТИ ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙ УСТАНОВКИ

Одним из наиболее важных требований при записи голограмм является высокая стабильность интерференционного поля, поэтому необходимо обеспечить как можно большую жесткость оптической установки. Чувствительность к вибрациям весьма значительна, так как расстояние между интерференционными полосами имеет величину порядка микрометра. Если во время экспозиции отдельные элементы смещаются так, что интерференционные полосы сдвигаются от максимума до минимума и наоборот, то при записи совершенно исчезнет интерференционная структура и регистрирующий материал будет иметь равномерное почернение. Этот случай является наихудшим. В промежуточном случае снижается контраст интерференционных полос, что происходит за счет флуктуаций фазы.

Флуктуации фазы могут быть вызваны либо недостаточной жесткостью установки, либо возмущениями окружающего воздуха, имеющими как акустический, так и тепловой характер. Изменения фазы могут быть как совершенно случайными, так и детерминированными.

В лабораторной голографической практике обычно используют лазеры непрерывного действия, мощность которых такова, что при голографировании предметов обычных лабораторных размеров требуются выдержки от десятых долей до нескольких десятков секунд. Время экспонирования существенно больше периода возможных случайных и периодических смещений, поэтому необходимо обеспечить достаточную жесткость голографической установки.

Для проведения лабораторных экспериментов в голографии наиболее пригоден комплект оптических и механических элементов, с помощью которых можно на соответствующем столе реализовать различные схемы записи голограмм.

Основным механическим элементом такой системы является оптический стол. Чтобы обеспечить жесткость установки, компактную и тяжелую верхнюю плиту помещают на массивное основание.

Для голографических установок обычно используют металлические или каменные плиты, верхняя поверхность которых достаточно хорошо отшлифована. Чаще применяют металлические плиты больших размеров, каменные плиты обычно изготавливают из гранита. Толщину плиты необходимо выбирать так, чтобы отсутствовал прогиб.

Лабораторную плиту помещают на массивном столе. Между плитой, столом и полом располагают соответствующие амортизационные элементы: резину различных видов, пробку, войлок, пружины, пенопласт, песок, свинец и т. п.

При высоких требованиях к воспроизводимости количественных данных голографических экспериментов рекомендуется применять гранитные плиты (в сравнении со стальными они имеют большее затухание и меньший коэффициент теплового расширения), а в качестве изолирующих элементов использовать воздушные подушки либо пневматические амортизаторы.

Жесткость голографической установки обеспечивается также достаточно тяжелыми и кинематически правильно установленными подставками под оптические элементы, которые можно произвольно перемещать и жестко фиксировать в выбранном положении.

Одно из возможных конструктивных решений подставки показано на рис. 67. Она представляет собой плоскую пластину в форме месяца с тремя выступами на нижней поверхности. Кривизна контуров, ограничивающих пластину, одинакова, чтобы можно было расположить пластины как можно ближе друг к другу. В центре к подставке крепится полый цилиндр, в котором с помощью винта фиксируется штырь, несущий соответствующий механический или оптический элемент. Очень часто подставки изготавливают из обычных магнитных штативов.

##### 4.1.2. РАЗМЕЩЕНИЕ ВСПОМОГАТЕЛЬНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙ УСТАНОВКИ

Под голографической установкой, обычно подразумевают целый комплект разнообразных устройств, начиная с источника и кончая фотографической пластинкой. Однако мы будем понимать под голографической установкой только ту часть комплекта оптических узлов, которая непосредственно связана с формированием голограммы, т. е. часть от светоделителя, разделяющего пучок от источника на объектный и референтный, до регистрирующей среды; остальные элементы будем считать вспомогательными. Стабильности именно этой части установки необходимо уделять максимальное внимание, поскольку ее конфигурация определяет формирование интерференционного поля. До тех пор пока первоначальный пучок еще не разделен, стабильность элементов не имеет решающего значения.

Источник света для голографии может быть помещен вне голографического стола, что позволяет существенно уменьшить



габариты последнего. Лазер, длина которого часто бывает больше размеров голографической установки, помещают на другом столе или соответствующей подставке. Одновременно около лазера целесообразно поместить затвор, вызывающий вибрацию системы. При раздельном размещении лазера высота голографического стола должна оставаться неизменной в процессе эксплуатации. Не рекомендуется поэтому использовать пневматические элементы, которые не обеспечивают устойчивого положения стола.

#### 4.1.3. КОНТРОЛЬ СТАБИЛЬНОСТИ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОГО ПОЛЯ

Даже рациональный выбор конструкции стола и оптических элементов, используемых в голографическом эксперименте, не может гарантировать достаточную стабильность интерференционного поля и успешность проведения голографического эксперимента. Поэтому желательно осуществлять контроль стабильности интерференционного поля.

Легче всего производить контроль стабильности с помощью интерферометра Майкельсона (рис. 58), собранного из элементов, предназначенных для голографического эксперимента. Световой пучок *B* расширяется телескопической оптической системой, состоящей из двух объективов с сильно различающимися фокусными расстояниями. Диаметр пучка определяется отношением фокусных расстояний объективов. Полупрозрачная пластинка *S* образует два распространяющихся во взаимно перпендикулярных направлениях пучка, которые, отразившись от зеркал *M<sub>1</sub>* и *M<sub>2</sub>*, вновь попадают на светоделитель *S*. В результате на экране наблюдается картина интерференции этих двух пучков. При соответствующем взаимном повороте зеркал интерферометра на экране образуются эквидистантные интерференционные полосы, смещение которых можно легко наблюдать. Интерферометр Майкельсона следует предпочесть потому, что вследствие двойного прохода света в каждом плече любое изменение фазы удваивается.

При восстановлении голограммы жесткие требования к стабильности установки не предъявляются, так как восстановление сопровождается только дифракцией света, и поэтому стабильности не требуется.

Контролировать стабильность конкретной голографической установки можно также прямым наблюдением интерференционного поля в микроскоп. Поскольку интерференционное поле должно

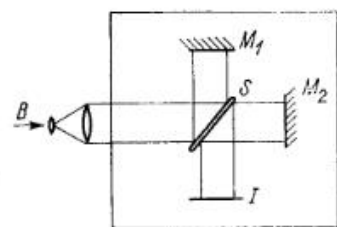


Рис. 58. Схема интерферометра Майкельсона для контроля стабильности интерференционного поля:

*B* — лазерный луч; *S* — полупрозрачная пластинка; *M<sub>1</sub>*, *M<sub>2</sub>* — зеркала; *I* — интерференционная картина

быть в этом случае достаточно простым, в голографической системе диффузно рассеивающий объект заменяют, например, зеркалом. Микроскоп устанавливают таким образом, чтобы объектив помещался в области перекрытия пучков. Из-за малой глубины резкости микроскопа изофазные поверхности будут наблюдаться в виде полос. Объектив микроскопа должен иметь достаточную числовую апертуру, чтобы через него прошли оба пучка, распространяющиеся под углом друг к другу. Этим способом, например, легко наблюдать интерференционное поле двух световых пучков, образующих угол до 90°, т. е. интерференционную картину с частотой около 2000 лин/мм.

## 4.2. ГОЛОГРАФИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ И ОПТИЧЕСКИЕ УСТАНОВКИ

### 4.2.1. МЕТОД ГАБОРА И МЕТОД ДЕЛЕНИЯ ВОЛНОВОГО ФРОНТА

Этот первоначальный голографический метод был уже описан в гл. 1. Необходимо отметить, что с его помощью можно было осуществить голографическую запись только прозрачных предметов, поскольку когерентный фон образуется при прохождении пучка света, освещающего предмет, через его прозрачные участки. При регистрации голограмм по схеме Габора использовались источ-

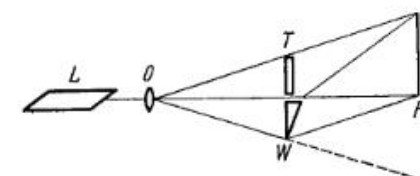


Рис. 59. Метод деления волнового фронта при голографировании прозрачных предметов:

*L* — лазер; *O* — объектив; *T* — прозрачный объект; *W* — оптический клин; *F* — регистрирующая пластинка

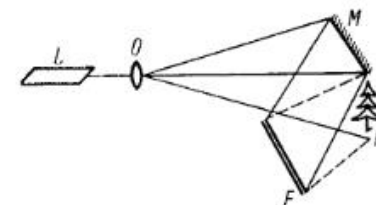


Рис. 60. Метод деления волнового фронта при голографировании отражающих предметов:

*L* — лазер; *O* — объектив; *P* — отражающий объект; *M* — зеркало; *F* — регистрирующая пластинка

ники света с очень ограниченной длиной когерентности и регистрирующие материалы с малой разрешающей способностью.

При восстановлении фон затруднял наблюдение изображения, а иногда был настолько сильным, что изображение нельзя было идентифицировать. Более 20 лет ученые пытались найти способ уменьшения влияния фона. Это удалось только Лейту и Упатниексу, которые предложили и осуществили угловое разделение предметного и референтного пучков.

Как известно из теории интерференции света, одна волна разделяется на две, способные интерферировать, либо делением ее волнового фронта, либо делением амплитуды.



Деление волнового фронта осуществляется с помощью оптического клина либо зеркала, помещенного на пути части пучка. Этот метод долгое время преобладал в голографической практике, особенно в первых экспериментах с наклонным падением референтного пучка.

Лазерный луч прежде всего расширяется объективом  $O$  (рис. 59). В часть пучка помещается прозрачный голографируемый предмет  $T$  (например, диапозитив), а в другую часть — оптический клин  $W$ , который отклоняет проходящий через него пучок на светочувствительную регистрирующую среду  $F$ .

Преимуществом такой установки является относительная компактность, а к числу недостатков относятся невозможность реализовать схемы записи с большими углами между предметным и референтным пучками, неравномерное освещение предмета (используется гауссов пучок), а также то, что значительная часть света остается неиспользованной.

Для записи голограммы отражающего предмета  $P$  вместо клина, который отделяет референтную волну, используется зеркало  $M$  (рис. 60). Преимущества и недостатки такой установки для отражающих предметов те же, что и в схемах для голографирования «транспарантов».

#### 4.2.2. МЕТОД ДЕЛЕНИЯ АМПЛИТУДЫ

Новейшим голографическим методом является метод деления амплитуды. Деление амплитуды означает, что соответствующим оптическим элементом часть интенсивности пучка отделяется в другом направлении. Метод деления амплитуды основывается на отражении на границе двух оптических сред, двойном лучепреломлении света и других явлениях. При использовании этого метода структура оптического пучка не меняется и оба пучка имеют одинаковое распределение интенсивности по сечению, что удобно для осуществления последующих этапов голографического эксперимента. Лазерный пучок очень узок, поэтому для целей голографии его нужно обработать оптическими элементами: расширить, сфокусировать, отклонить и т. п. Эту обработку можно провести либо перед разделением, либо после разделения пучка. Чаще пользуются вторым способом, поскольку при делении необработанного пучка требуются делительные элементы значительно меньших размеров. Кроме того, в этом случае можно значительно лучше отделить паразитные пучки, возникающие в результате многократного отражения в делительных элементах.

При проектировании голографической установки необходимо обеспечить высокую стабильность системы, поэтому стремятся к тому, чтобы в схеме было как можно меньше зеркальных отражений. Практически это сводится к выбору наипростейшей установки.

Одной из важных задач техники голографического эксперимента является построение голографической установки с учетом

ограниченной когерентности источника. В силу ограниченной длины когерентности необходимо наилучшим образом уравнивать оптические пути референтного и предметного пучков.

Если при этом удовлетворить требованию наименьшего числа отражений, то в большинстве случаев для изменения направления распространения достаточно использовать одно зеркальное отражение на пути каждого пучка. С целью выравнивания оптических путей зеркала помещаются на контуре эллипса, в фокусах которого находятся центры полупрозрачной делительной пластинки и регистрирующей фотографической пластинки (рис. 61). Контур эллипса

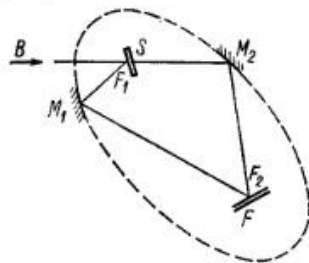


Рис. 61. Простейшая голографическая схема:  
 $B$  — лазерный луч;  $S$  — полупрозрачная пластинка;  $M_1$ ,  $M_2$  — зеркала;  $F$  — регистрирующая пластинка;  $F_1$ ,  $F_2$  — фокусы эллипса

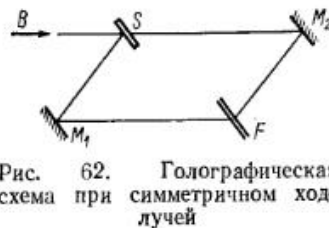


Рис. 62. Голографическая схема при симметричном ходе лучей

можно с удовлетворительной точностью контролировать с помощью бечевки, концы которой закреплены в его фокусах. При голографировании отражающих предметов одно зеркало заменяется объектом съемки.

Часто голографическую установку строят так, чтобы ход лучей был симметричным; например, при записи отражательной голограммы оба пучка делаются параллельными (рис. 62).

Комбинируя приведенные два принципа, легко составить более сложную установку — с освещением объекта с разных сторон и т. д.

#### 4.2.3. ГОЛОГРАФИЧЕСКАЯ УСТАНОВКА ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ МЕТОДА ДЕЛЕНИЯ АМПЛИТУДЫ

Рассмотрим здесь конкретные вопросы, связанные с проектированием установки для получения пропускающих голограмм прозрачных и отражающих предметов, в предположении, что предмет освещен только с одной стороны.

При построении схемы установки используем метод размещения зеркал на контуре эллипса. Для простоты угол отражения на зеркале  $M_2$  в предметном пучке принят равным  $45^\circ$ , а поверхность фотопластинки  $F$  ориентирована перпендикулярно к пучку (рис. 63). Пучки расширяются объективами  $O_1$  и  $O_2$ . Передвигая зеркало  $M_1$  по контуру эллипса, можно произвольно менять угол падения референтного пучка. Если угол между пучками сравни-

тельно мал и длина когерентности достаточна, то референтный пучок можно отклонить на фотопластинку непосредственно светоделителем  $S$ .

На рис. 64 приведен один из возможных вариантов установки, реализованной с использованием описанных выше подставок и гранитной плиты. На этой установке была получена высококачественная голограмма тест-объекта, реконструкция которого изображена на рис. 65.

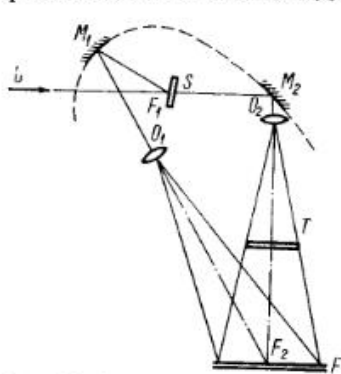


Рис. 63. Голографическая схема для записи прозрачных объектов

Сфотографировано действительное изображение, которое в этом случае становится перевернутым. По другую сторону от следа пучка нулевого порядка различается неясное очертание расфокусированного основного изображения.

Голографическая оптическая система для записи отражающих предметов несколько сложнее, особенно для случая, когда фотографическая пластинка находится вблизи предмета. Возможный вариант такой

схемы, использующей симметричный ход пучков, изображен на рис. 66, а фотография голографической системы приведена на рис. 67.

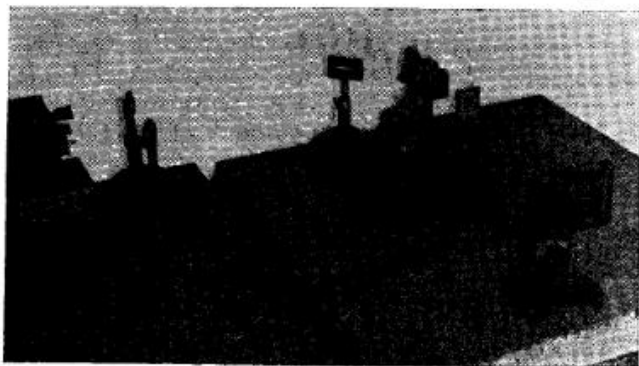


Рис. 64. Установка для голографирования прозрачных объектов

Пример восстановленного голограммой мнимого изображения трехмерного предмета показан на рис. 68. Снимки получены при расположении фотоаппарата слева и справа от голограммы. За фигурами отчетливо видна тень, образованная ими на экране. Как видно из снимков, при изменении точки наблюдения изменяются

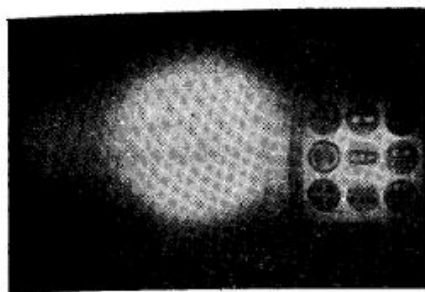


Рис. 65. Действительное вторичное голографическое изображение тест-объекта

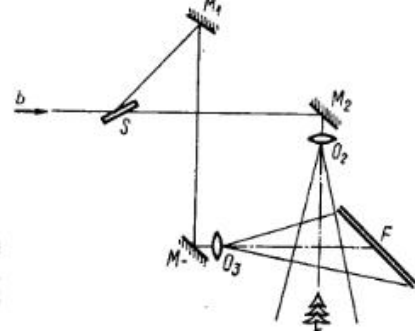


Рис. 66. Голографическая схема для записи отражающих объектов

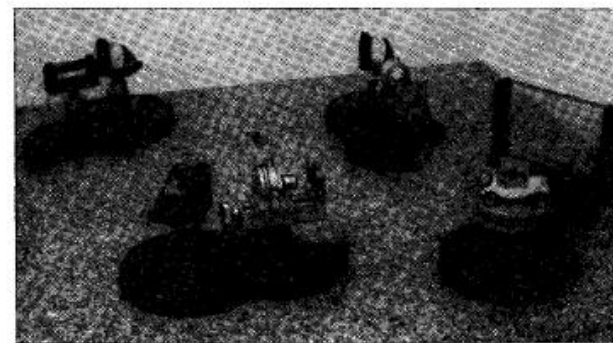


Рис. 67. Установка для голографирования отражающих объектов



Рис. 68. Восстановленное мнимое основное изображение: а — вид слева; б — вид справа

взаимное перекрытие фигур и их расположение относительно тени, что свидетельствует о сохранении пространственного параллакса в голографическом изображении.

#### 4.2.4. СПЕЦИАЛЬНЫЕ И БОЛЕЕ СЛОЖНЫЕ ГОЛОГРАФИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ И УСТАНОВКИ

До сих пор были рассмотрены только основные голографические системы с простым освещением объекта. Во многих случаях, однако, необходимо проектировать более сложные голографические установки. Приведем здесь некоторые примеры.

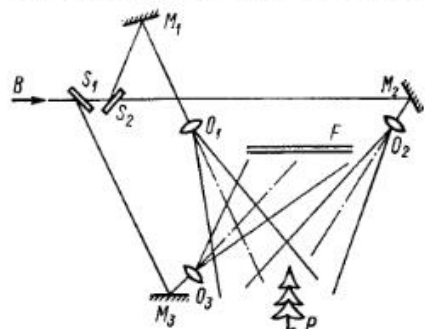


Рис. 69. Голографическая схема при освещении предмета с двух сторон

Часто возникает необходимость осветить предмет с двух либо с большего числа сторон. При построении такой системы необходимо выдержать одинаковые длины путей отдельных освещающих пучков. Частично при этом можно использовать принципы построения простых систем. Например, при освещении предмета с двух сторон пути обоих пучков уравниваются путем размещения зеркал на контуре эллипса (рис. 69). При этом полупрозрачные пластинки  $S_1$ ,  $S_2$  и предмет  $P$  находятся в фокусах эллипса.

Стационарный предмет можно осветить с разных сторон последовательно, при этом используется вся мощность лазера при каждой отдельной экспозиции.

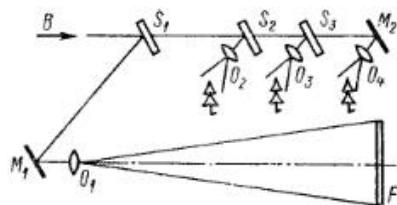


Рис. 70. Схема голографирования сцены с большой глубиной

Длина когерентности источника ограничивает глубину голографируемой сцены. Глубина отражающего предмета не может быть больше, чем половина длины когерентности лазера. Если необходимо голографировать более глубокую сцену, используют много освещающих пучков, которые, конечно, должны иметь одинаковые оптические пути (рис. 70). Голограмму при этом можно записывать либо методом одной экспозиции, если освещающий пучок

разделен на несколько отдельных пучков, либо последовательно впечатывая серию голограмм, изменяя в каждой экспозиции конфигурацию одного освещающего пучка.

Ранее отмечалось, что при записи отражательной голограммы удобно использовать симметричную схему установки в форме параллелограмма (рис. 71). Такая установка сравнительно проста и обеспечивает получение хороших результатов.

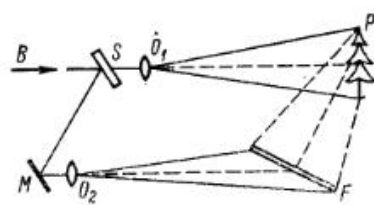


Рис. 71. Голографическая схема для записи отражательных голограмм

Ранее отмечалось, что при записи отражательной голограммы удобно использовать симметричную схему установки в форме параллелограмма (рис. 71). Такая установка сравнительно проста и обеспечивает получение хороших результатов.

#### 4.3. ДЕЛЕНИЕ ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА

##### 4.3.1. ОБЩИЕ ЗАМЕЧАНИЯ О МЕТОДЕ ДЕЛЕНИЯ АМПЛИТУДЫ

Важнейшим элементом голографической установки является светоделитель. Для разделения пучков в методе деления амплитуды часто используется отражение света на границе раздела двух сред. Реже деление пучков осуществляется с использованием двулучепреломления света либо иных оптических явлений.

Большим преимуществом метода деления амплитуды является возможность изменять в широких пределах соотношение интенсивностей пучков без существенной потери энергии, применяя различные полупрозрачные пластинки, выбирая разные углы паде-

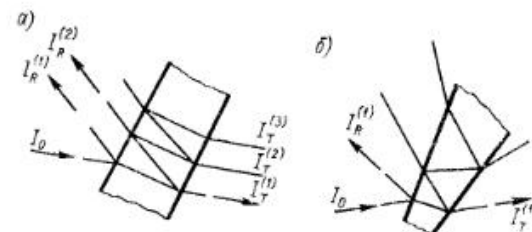


Рис. 72. Многократные отражения и преломления света в светоделительных элементах без покрытий: а — плоскопараллельная пластинка; б — клин

ния на пластинку, изменяя направление поляризации и т. п. Изменение соотношения интенсивностей пучков связано либо с заменой элементов, либо с изменением их положения, что каждый раз требует юстировки оптической схемы голографической установки. В ряде случаев используют такие элементы, которые дают возможность изменять соотношение интенсивностей пучков, не внося изменений в оптическую систему.

Простейшим делительным элементом является плоскопараллельный или клиновидный диэлектрический слой. Чтобы получить требуемый коэффициент отражения при данном угле падения, на одну из поверхностей наносят диэлектрическое зеркальное покрытие. Чтобы устранить отражение на второй границе, на нее наносят просветляющее покрытие.



Светоделитель, выполненный в виде плоскопараллельной пластины, в результате многократных отражений на его поверхностях дает ряд пучков, распространяющихся параллельно друг другу как в проходящем ( $I_T^{(1)}$ ,  $I_T^{(2)}$ ,  $I_T^{(3)}$ ), так и в отраженном ( $I_R^{(1)}$ ,  $I_R^{(2)}$ ) свете (рис. 72, а). В случае клиновидного светоделителя пучки, претерпевшие многократные отражения на его границах, распространяются под разными углами, что облегчает их разделение (рис. 72, б).

Следовательно, клиновидный слой является оптимальным и единственно возможным решением в том случае, когда пучок расширяется до светоделительного элемента. Плоскопараллельные светоделители можно использовать лишь тогда, когда они имеют достаточную толщину и установлены в нерасширенном лазерном пучке, так как при этих условиях пучки, возникающие в результате переотражений, взаимно не перекрываются и могут быть в дальнейшем устранены.

Делительные элементы, основанные на двулучепреломлении света, несколько сложнее и имеют тот недостаток, что выходящие пучки поляризованы взаимно перпендикулярно. Преимуществом таких элементов является возможность плавно изменять соотношение интенсивностей в широких пределах.

#### 4.3.2. ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ СЛОЙ С ЕСТЕСТВЕННЫМИ ГРАНЯМИ

На диэлектрическом слое происходит деление интенсивности пучка в результате прохождения и отражения на естественной границе раздела. Амплитуда прошедшей и отраженной волн зависит прежде всего от их поляризации. Поскольку оптимальные условия для интерференции двух пучков имеют место тогда, когда электрические векторы колеблются перпендикулярно плоскости, содержащей оба пучка, будет уместно при описании прохождения и отражения света на границе ограничиться случаем поляризации пучков в плоскости падения.

Амплитуды прошедшей  $t_{\perp}$  и отраженной  $r_{\perp}$  волн описываются формулами Френеля, которые в случае колебаний электрического вектора перпендикулярно плоскости падения имеют вид:

$$t_{\perp} = \frac{2 \sin \theta_i \cos \theta_t}{\sin(\theta_i + \theta_t)} a_{\perp}; \quad r_{\perp} = -\frac{\sin(\theta_i - \theta_t)}{\sin(\theta_i + \theta_t)} a_{\perp}, \quad (4.1)$$

где  $a_{\perp}$  — амплитуда падающей волны;  $\theta_i$  — угол падения;  $\theta_t$  — угол преломления.

Интенсивности прошедшего и отраженного света описываются выражениями:

$$T_{\perp} = \frac{\sin 2\theta_t \sin 2\theta_i}{\sin^2(\theta_i + \theta_t)}; \quad R_{\perp} = \frac{\sin^2(\theta_i - \theta_t)}{\sin^2(\theta_i + \theta_t)}. \quad (4.2)$$

На рис. 73 представлена зависимость отражательной способности  $R_{\perp}$  от угла падения для показателя преломления слоя  $n = 1,6$ .

При рассмотрении диэлектрического слоя в целом следует иметь в виду, что интенсивность первого отраженного пучка определяется отражательной способностью одной поверхности, в то время как при вычислении интенсивности первого прошедшего пучка необходимо учитывать также его ослабление за счет отражения на второй поверхности:

$$\left. \begin{aligned} R_{\perp}^{(1)} &= R_{\perp} I_0 = \frac{\sin^2(\theta_i - \theta_t)}{\sin^2(\theta_i + \theta_t)} I_0; \\ T_{\perp}^{(1)} &= T_{\perp}^2 I_0 = \frac{\sin^2 2\theta_t \sin^2 2\theta_i}{\sin^4(\theta_i + \theta_t)} I_0. \end{aligned} \right\} \quad (4.3)$$

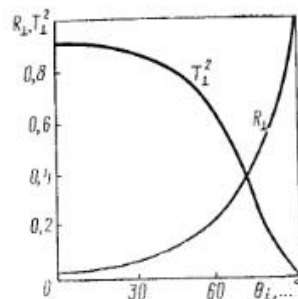


Рис. 73. Отражательная способность границы раздела  $R_{\perp}$  и пропускание для первого прошедшего пучка  $T_{\perp}^2$  диэлектрического слоя в случае, когда плоскость колебания электрического вектора перпендикулярна плоскости падения

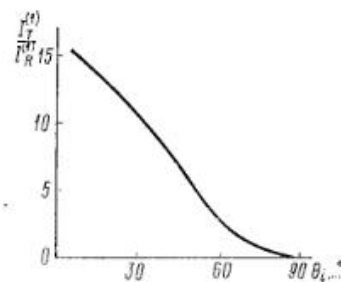


Рис. 74. Зависимость отношения интенсивностей прошедшего и отраженного пучков от угла падения пучка на плоскопараллельный диэлектрический слой с естественными границами

Зависимость для  $T_{\perp}^2$  также приведена на рис. 73. Интенсивность первого прошедшего пучка сначала падает быстрее, чем увеличивается интенсивность отраженного пучка.

Меняя углы падения, можно получить различные соотношения интенсивностей прошедшего и отраженного пучков. Как видно из графика, приведенного на рис. 74, их отношение увеличивается при уменьшении угла падения. Отношение 1 : 1 достигается при угле, приблизительно равном  $70^{\circ}$ .

Поворот светоделителя относительно падающего пучка приводит к повороту отраженного пучка на двойной угол. Следовательно, изменение соотношения интенсивностей пучков требует в данном случае изменений в оптической системе голографической установки.

В плоскопараллельном слое прошедший пучок имеет то же направление, что и падающий, но сдвинут на величину  $l = d \operatorname{tg} \theta_t$ , где  $d$  — толщина слоя. При диаметре пучка  $\Phi$  его сечение на поверхности пластины имеет размер  $a = \Phi / \cos \theta_t$ . Наименьший



размер пластины для заданного угла падения определяется следующим образом:  $l + a = d \operatorname{tg} \theta_i + \Phi / \cos \theta_i$ .

У клиновидного слоя отдельные прошедшие и отраженные пучки распространяются под углом друг к другу, что облегчает отделение паразитных пучков. Если клиновидность мала, то угол отклонения  $\delta$  прошедшего пучка от падающего определяется соотношением  $\delta = (n - 1) \varphi$ , где  $n$  — показатель преломления клина;  $\varphi$  — угол его преломления. Угловое разделение  $\Delta\delta$  соседних пучков, как отраженных, так и прошедших, дается выражением  $\Delta\delta = 2n\varphi$ . Понятно, что даже малая клиновидность обеспечивает пространственное разделение пучков на соответствующем расстоянии.

#### 4.3.3. ПОЛУПРОЗРАЧНАЯ ПЛАСТИНКА

Многие голографические эксперименты могут быть выполнены при использовании в качестве светоделителя простой диэлектрической пластины. Однако при проектировании стационарной голографической аппаратуры необходимо получать различные соотношения интенсивностей пучков, не приспособивая оптическую систему к определенному наклону делительной пластинки. Поэтому целесообразно использовать такие делительные элементы, которые обеспечивают при заданном угле падения требуемые соотношения интенсивностей прошедшего и отраженного пучков.

Простейшим элементом такого типа является стеклянная пластинка, на которую нанесена система диэлектрических слоев, имеющих при данном угле падения необходимую отражательную способность. Для предотвращения многократных отражений света на противоположную поверхность пластинки наносят просветляющее покрытие.

Вопросы, связанные с разработкой и технологией изготовления диэлектрических зеркальных покрытий с заданным коэффициентом отражения, составляют специальную дисциплину, выходящую за рамки настоящей книги. В качестве полупрозрачного элемента может быть использован также тонкий алюминиевый слой, нанесенный на стеклянную подложку. Линейно поляризованный свет при прохождении через такой слой и отражении от него становится эллиптически поляризованным, но для многих экспериментов этот недостаток несуществен.

#### 4.3.4. ДЕЛЕНИЕ ДВУЛУЧПРЕЛОМЛЯЮЩИМ КРИСТАЛЛОМ

Выше отмечалось, что для разделения пучков можно использовать двулучепреломление света. Как известно, линейно поляризованный свет, проходя двулучепреломляющий кристалл, разделяется на две световые волны — обыкновенную и необыкновенную, которые имеют взаимно перпендикулярную поляризацию и распространяются с разными скоростями. Это явление можно исполь-

зовать для разделения обоих пучков, проходящих границу раздела под углом, близким к углу полного внутреннего отражения.

Полное внутреннее отражение происходит при прохождении света из оптически более плотной среды в менее плотную. Если угол преломления равен  $90^\circ$ , то угол падения равен предельному углу полного отражения, который в соответствии с законом преломления на границе с воздухом как с менее плотной средой определяется соотношением  $n \sin \theta_{i \text{ пред}} = 1 \sin 90^\circ$ , откуда легко получить

$$\theta_{i \text{ пред}} = \arcsin(1/n).$$

Если выбрать наклон грани так, чтобы угол падения лежал между предельными углами полного отражения для обоих лучей:

$$\arcsin(1/n_1) < \theta_i < \arcsin(1/n_2), \quad (4.4)$$

то один луч будет претерпевать полное внутреннее отражение, а другой пройдет через границу раздела.

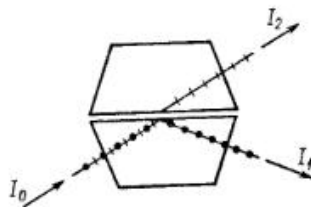


Рис. 75. Двулучепреломляющая призма как светоделительный элемент

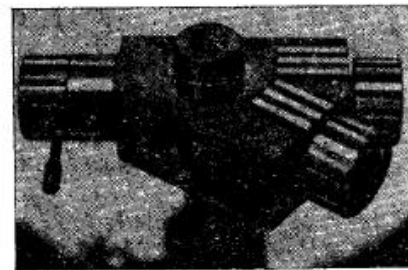


Рис. 76. Светоделитель с плавной регулировкой соотношения интенсивностей пучков

Такой двулучепреломляющий элемент делают симметричным, чтобы свет проходил через него как через плоскопараллельную пластинку (рис. 75).

Выходящие пучки поляризованы во взаимно перпендикулярных направлениях. Поскольку интерференционные явления в этом случае минимальны, то такая поляризация для голографии невыгодна. Поэтому нужно на пути пучка, электрический вектор которого колеблется параллельно плоскости падения, поместить полуволновую пластинку, поворачивающую плоскость поляризации на  $90^\circ$ .

С помощью такого элемента можно изменять соотношение интенсивностей выходящих пучков, не изменяя при этом их взаимного расположения. При изменении плоскости поляризации падающего пучка меняется и величина проекций электрического

вектора, в направлении плоскостей колебаний обыкновенного и необыкновенного лучей, а следовательно, и соотношение интенсивностей выходящих пучков. Пример конструкции двулучепреломляющего делителя представлен на рис. 76.

#### 4.4. ОБРАБОТКА СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ

##### 4.4.1. ГАУССОВ ПУЧОК

В голографической практике обычно имеют дело с так называемым гауссовым пучком, который получается при работе лазера

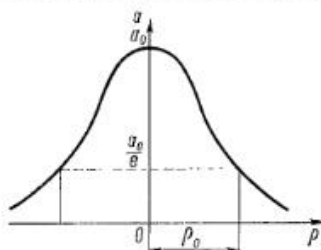


Рис. 77. Распределение интенсивности в поперечном сечении гауссова пучка

в одномодовом режиме в случае генерации моды  $TEM_{00}$  (см. гл. 5). Особенностью такого пучка является то, что распределение амплитуды в его поперечном сечении описывается функцией Гаусса  $e^{-(\rho/\rho_0)^2}$ , где  $\rho$  — поперечная координата,  $\rho_0$  — радиус пучка, определяющий расстояние, на котором амплитуда падает в  $1/e$  раза по отношению к ее максимальному значению в центре пучка (рис. 77).

Волновой фронт гауссова пучка является сферическим и может быть описан фазовой зависимостью  $kp^2/(2R)$ . Комплексная амплитуда гауссова пучка может быть записана в виде

$$A = A_0 \exp \left[ - \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right)^2 + ik \frac{\rho^2}{2R} \right]. \quad (4.5)$$

При прохождении гауссова пучка через линзу, не вносящую апертурных ограничений, его характер не изменяется.

##### 4.4.2. УВЕЛИЧЕНИЕ РАСХОДИМОСТИ ПУЧКОВ

Рассматривая голографические методы и установки, мы пришли к заключению, что наиболее рационально сначала расщепить и распределить лазерный пучок в схеме и только на последних этапах произвести его расширение, коллимирование, увеличение расходимости и т. п.

Расходимость пучка можно существенно увеличить с помощью линзы с малым фокусным расстоянием. После рассеивающей линзы пучок сразу же расходится, тогда как после собирающей линзы он сначала фокусируется, а потом расходится.

Прежде всего необходимо подчеркнуть, что при свободном распространении пучка за линзой угол касательной асимптоты гиперболической каустической кривой обратно пропорционален радиусу наименьшего сечения пучка  $\rho_{\min}$ . Для увеличения расходимости необходимо осуществлять такую трансформацию пучка, при которой его наименьшее сечение уменьшается.

Естественный лазерный луч имеет очень малую кривизну. Учитывая это, можно записать следующее приближенное выражение для радиуса наименьшего сечения пучка:

$$\rho_{\min} = \rho_0 [1 + \rho_0^4 \pi^2 / (\lambda^2 f^2)]^{-1}, \quad (4.6)$$

откуда следует, что как для собирающей, так и для рассеивающей линзы  $\rho_{\min}$  будет уменьшаться с уменьшением фокусного расстояния.

Таким образом, целесообразно использовать оптические системы с малыми фокусными расстояниями (микрообъективы).

Радиус наименьшего сечения  $\rho_{\min}$  зависит кроме фокусного расстояния и от диаметра пучка  $\rho_0$  во входном отверстии объектива. Как следует из соотношения (4.6),  $\rho_0$  должно быть наибольшим. Значит, входное отверстие объектива должно быть полностью заполнено лазерным пучком. Часто лазерный пучок заполняет только малую часть объектива; тогда сначала его расширяют с помощью линзы со сравнительно малой оптической силой, а потом увеличивают расходимость пучка.

##### 4.4.3. КОЛЛИМИРОВАНИЕ ПУЧКОВ

В геометрической оптике коллимированным называют пучок, который состоит из параллельных лучей. Для гауссова пучка нельзя достичь такого состояния, поскольку он всегда имеет в продольном сечении каустическую кривую в форме гиперболы. Несмотря на это, телескопическая система линз дает возможность получить более или менее коллимированный пучок, хотя бы в том смысле, что он имеет намного большее сечение, чем входящий пучок, и очень малую расходимость.

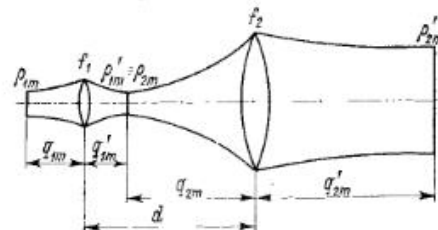


Рис. 78. Телескопическая система

Телескопическая оптическая система для гауссова пучка состоит из двух линз с фокусными расстояниями  $f_1, f_2$ , при этом обычно выполняется соотношение  $f_1 \ll f_2$ . Линзы расположены на расстоянии

$$d = f_1 + f_2 + \Delta d, \quad (4.7)$$

где  $\Delta d$  предполагается очень малым (рис. 78).

Для наименьшего сечения имеем

$$\rho'_{2m} = \rho_{1m} \frac{f_2}{f_1} \left[ 1 + \frac{\Delta d}{f_1} \left( 1 - \frac{q_{1m}}{f_1} \right) \right]. \quad (4.8)$$

Аналогично для расстояния наименьшего сечения от второй линзы находим

$$\frac{q_{1m} - f_1}{f_1^2} + \frac{q'_{2m} - f_2}{f_2^2} = \frac{\Delta d}{f_1^4} \left[ (q_{1m} - f_1)^2 - \frac{\pi^2 \rho_{1m}^4}{\lambda^2} \right]. \quad (4.9)$$

Оба последних соотношения выводятся в пренебрежении высшими порядками  $\Delta d$ .

Если телескопическая система настроена таким образом, что  $\Delta d = 0$ , соотношения (4.8) и (4.9) приобретают сравнительно простой вид. Для радиуса наименьшего сечения получим соотношение, аналогичное формуле геометрической оптики:

$$\rho'_{2m} = \rho_{1m} (f_2/f_1). \quad (4.10)$$

Для расстояния наименьшего сечения от второй линзы найдем:

$$q'_{2m} = f_2 \left( 1 - \frac{q_{1m} - f_1}{f_1} f_2 \right). \quad (4.11)$$

В общем случае расстояние наименьшего сечения зависит от ряда параметров, в том числе и от длины волны излучения. Однако при правильной настройке телескопической системы зависимость от длины волны исчезает.

В наименьшем сечении волновая поверхность пучка плоская, что имеет значение для юстировки установки при проведении интерферометрических экспериментов.

#### 4.4.4. ОПТИЧЕСКАЯ ФИЛЬТРАЦИЯ С ПОМОЩЬЮ ДИАФРАГМЫ, ПОМЕЩЕННОЙ В ФОКУСЕ

Когерентный пучок формируется оптическими элементами, которые не являются идеальными. Не затрагивая вопроса об аберрациях, рассмотрим только дефекты, ухудшающие внутреннюю структуру пучка. Имеются в виду дифракционные и интерференционные явления, которые проявляются в виде локального увеличения или уменьшения интенсивности пучка. Эти эффекты возникают в результате рассеяния света на твердых частицах, прилипающих к поверхности оптических элементов, на пузырьках в стеклянных элементах, механических повреждениях просветляющих покрытий, неоднородности оптической склейки и т. п. (рис. 79).

Неоднородность структуры пучка нельзя устранить такими способами, которые ухудшают когерентность света, например использованием вращающегося матового стекла. Единственным пригодным в данном случае способом является пространственная фильтрация высших дифракционных порядков.

Согласно теории изображения Аббе, изображение есть результат дифракции света на объекте и последующей интерференции дифрагировавших пучков в плоскости, где образуется изображение. Если на систему, перед которой расположен объект, падает

пучок с плоским волновым фронтом, то вблизи фокальной плоскости системы формируется образ Фурье объекта. Изображение может возникнуть только в том случае, если фокальную плоскость пройдут хотя бы два пучка разных дифракционных порядков, которые потом могут интерферировать между собой. Диффрагма, помещенная в фокальной плоскости таким образом, чтобы она пропускала только один дифракционный максимум, например нулевой, препятствует возникновению изображения.

Величина точечной диффрагмы, однако, зависит от размеров деталей изображаемого объекта. Чем эти детали меньше, тем дальше друг от друга удалены дифракционные максимумы, и тогда можно использовать большую диффрагму.

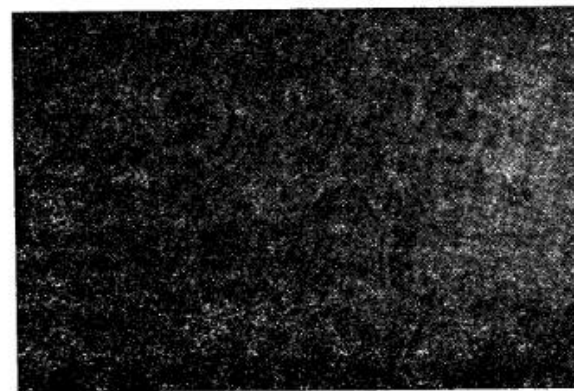


Рис. 79. Паразитная интерференционная структура в поперечном сечении лазерного пучка

Предположим, что дифракция происходит на сферических частицах, полностью поглощающих свет используемой длины волны. Дифракционная картина при рассеянии на таких частицах аналогична картине дифракции на круглом отверстии. В центре имеет место светлый максимум, вокруг которого попеременно располагаются светлые и темные кольца. Распределение интенсивности в дифракционной картине описывается выражением

$$I(\theta) = I_0 \left[ \frac{2J_1 \left( \frac{2\pi}{\lambda} r_0 \sin \theta \right)}{\frac{2\pi}{\lambda} r_0 \sin \theta} \right]^2, \quad (4.12)$$

где  $J_1$  — функция Бесселя первого порядка;  $\lambda$  — длина волны;  $r_0$  — радиус частицы;  $\theta$  — угол рассеяния, т. е. угол между прямым и дифрагирующим пучками.

На рис. 80 приведен график распределения интенсивности света в картине дифракции. Для первого темного кольца имеем



$2\pi/\lambda) r_0 \sin \theta = 3,83$ , для второго — 7,02, для третьего — 10,17 и т. д. Диффрагма, которая должна блокировать все дифракционные максимумы, кроме нулевого, должна иметь диаметр отверстия, равный диаметру первого темного кольца. Поэтому через отверстие проходит наибольший поток излучения, причем рассеянный свет отсекается.

Поскольку угол  $\theta$  мал, можно положить  $\sin \theta_1 \approx \theta_1 = d/(2f)$ , где  $d$  — диаметр отверстия точечной диффрагмы;  $f$  — фокусное расстояние объектива. Для диаметра отверстия точечной диффрагмы получим соотношение

$$d = \frac{3,83}{2\pi} \frac{2f\lambda}{r_0} = 2,44 \frac{\lambda}{2r_0} f. \quad (4.13)$$

Как уже было сказано, в голографии для увеличения расходимости пучка используются микрообъективы. Если фокусное расстояние микрообъектива имеет порядок  $f \approx 1$  мм, то из (4.13) следует, что для излучения с длиной волны  $\lambda = 0,633$  мкм при сред-

нем диаметре рассеивающих частиц на оптических поверхностях  $2r_0 = 100$  мкм диаметр отверстия диффрагмы равен 15 мкм. Такой диаметр обеспечивает отсутствие дифракционных явлений, обусловленных рассеянием на частицах диаметром 100 мкм и меньших. Большие частицы можно устранить с оптических поверхностей механическим путем.

Дифракционные явления на частицах диаметром 100 мкм и больших устраняются диффрагмами и с меньшими отверстиями, кото-

рые, однако, существенно ослабляют интенсивность света. Диаметр отверстия нельзя делать меньше, чем диаметр первого темного кольца дифракционной картины прямого лазерного излучения в фокальной плоскости объектива.

В фокальной плоскости распределение интенсивности в поперечном сечении нерассеянного гауссова пучка описывается выражением

$$I(x) = I_0 \exp\left(-\frac{\pi^2 x^2}{4\lambda^2} \frac{D^2}{f^2}\right), \quad (4.14)$$

где  $D$  — диаметр входящего пучка;  $f$  — фокусное расстояние объектива.

Если положим диаметр пучка  $D \approx 1$  мм, то для длины волны  $\lambda = 0,633$  мкм получим диаметр гауссова пучка в фокальной плоскости приблизительно  $d_0 \approx 1$  мкм.

Применяя диффрагмы, имеющие диаметр отверстия меньше 1 мкм, нельзя использовать максимальную часть энергии лазерного пучка. К тому же, качество столь малого отверстия обычно на порядок хуже, чем отверстий большего диаметра.

#### 4.4.5. УСТРОЙСТВО ДЛЯ ОПТИЧЕСКОЙ ФИЛЬТРАЦИИ

На основании изложенных теоретических рассуждений можно построить устройство, пригодное для фильтрации паразитных дифракционных картин в когерентном пучке. В голографических экспериментах это устройство может быть спроектировано как отдельный узел или как часть стационарной установки. Основными элементами при этом будут микрообъектив обычной конструкции и

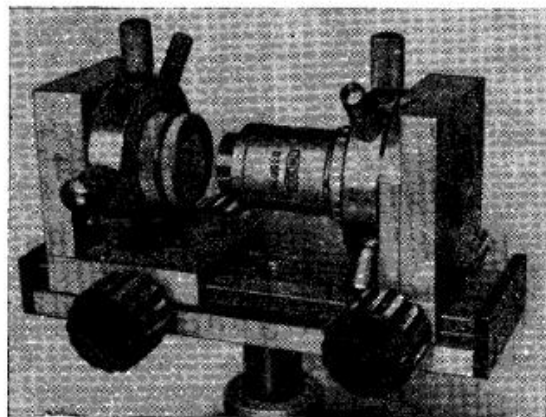


Рис. 81. Пример конструкции устройства для устранения паразитной интерференционной структуры методом пространственной фильтрации

диффрагма. Оба элемента имеют тонкие подвижки во всех трех взаимно перпендикулярных направлениях, позволяющие поместить диффрагму в необходимое положение.

Взаимный сдвиг осуществляется либо движением диффрагмы, либо смещением объектива, либо движением обоих этих элементов. В первом случае преимуществом является то, что падающий на систему световой пучок можно заранее направить в определенном направлении, тогда как во втором случае постоянная позиция диффрагмы обеспечивает при смене и юстировке объектива неизменную конфигурацию голографической установки, что имеет значение прежде всего в голографической интерферометрии. Возможность



независимого перемещения обоих элементов позволяет реализовать преимущества как одного, так и другого способа.

Диафрагму обычно изготавливают из очень тонкой металлической фольги, в которой отверстия делаются или механическим путем, или с помощью лазерного луча. Оптимальными являются абсолютно круглые отверстия, однако допустима умеренная эллиптичность либо угловатость контура отверстия диафрагмы.

Продольный сдвиг обычно осуществляют с помощью винтового механизма и направляющих типа ласточкина хвоста. Для поперечного сдвига часто применяют микрометрические подвижки. Однако для этой цели достаточно использовать винт с мелкой резьбой, которая обычно применяется в центральных держателях микроскопов.

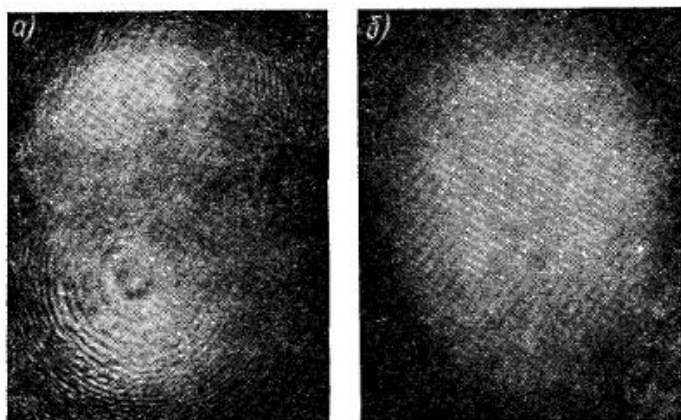


Рис. 82. Сечение когерентного пучка, увеличенного объективом  $20\times 0,45$ : *a* — до фильтрации; *b* — после фильтрации

На рис. 81 представлен образец конструкции устройства для устранения неоднородностей пучка путем пространственной фильтрации с помощью диафрагмы, помещенной в фокальной плоскости объектива.

При юстировке устройства необходимы определенные навыки. Предположим, что пучок проходит вдоль оси объектива и направляется в сторону объекта. Прежде всего возьмем диафрагму с большим отверстием, которое после грубой юстировки заменяется соответствующей точечной диафрагмой. На белом куске бумаги найдем след пучка, который усиливается и увеличивается при поперечном смещении. При продольном смещении необходимо добиться такого положения диафрагмы, когда исчезают дифракционные кольца, вызванные дифракцией света на ней, т. е. когда диафрагма находится в области, где диаметр пучка меньше диаметра отверстия диафрагмы.

Диаметр отверстия диафрагмы подбирается экспериментально. Для объективов  $6\times 0,15$  диаметр точечной диафрагмы должен быть около 50 мкм, для объективов  $20\times 0,45$  — около 20 мкм, а для объективов  $45\times 0,65$  — 10 мкм. Таким образом, экспериментально выбранные диаметры отверстий диафрагм хорошо согласуются с результатами теоретических расчетов.

Правильный выбор диаметра отверстия обеспечивает получение гауссова пучка по выходе из диафрагмы. При слишком малых отверстиях распределение интенсивности в поперечном сечении искажается из-за возникновения побочных максимумов, уменьшающих интенсивность центрального максимума.

На рис. 82 представлен результат пространственной фильтрации пучка посредством точечной диафрагмы диаметром 20 мкм и объектива  $20\times 0,45$ .

## 4.5. ОСВЕЩЕНИЕ ОБЪЕКТОВ

### 4.5.1. НЕКОГЕРЕНТНОЕ РАССЕЯНИЕ И ИНТЕРФЕРЕНЦИОННАЯ ЗЕРНИСТОСТЬ

Для того чтобы осуществить какую-либо регистрацию, необходимо осветить объект достаточно интенсивным источником света. Свет, прошедший через объект или им отраженный, вызывает изменения в регистрирующей среде, которая запоминает эту информацию об объекте.

Кроме полезной информации об объекте может быть зарегистрирована также излишняя информация, которая может даже ухудшить качество записи. Источником такой ненужной информации может быть, например, шероховатость поверхности отражающего объекта либо неоднородность стекла, являющегося подложкой диапозитива.

В обычном методе фотографической регистрации используется освещение только некогерентным светом, поскольку в этом случае регистрируется лишь распределение интенсивности света, отраженного объектом или прошедшего через него. Шероховатость поверхности объекта либо неоднородность стекла подложки вызывают некогерентное рассеяние света, которое ухудшает качество изображения вследствие уменьшения контраста, образования паразитных изображений и т. п.

Проведем качественное рассмотрение некогерентного рассеяния на основе геометрической оптики. Это необходимо для объяснения различия между некогерентным рассеянием света и интерференционной зернистостью, возникающей при рассеянии когерентного света.

Если на рассеивающий центр падает пучок лучей некогерентного света (рис. 83), то лучи отклоняются от первоначального направления и образуют распределение с большим или меньшим сосредоточением лучей. Поскольку при некогерентном освещении

фазовые соотношения не принимаются во внимание, местам с большей концентрацией лучей будет соответствовать большая интенсивность света, а местам с меньшей концентрацией — меньшая интенсивность. Контраст между этими областями будет зависеть от отклоняющей способности рассеивающей частицы. Итак, чем больше размер шероховатостей поверхности или градиент показателя преломления неоднородности, тем больше контраст.

Более сложная ситуация имеет место при освещении объекта когерентным светом, когда необходимо учитывать не только амплитуды, но и фазы волн. При этом имеет место когерентное рассеяние, которое приводит к появлению интерференционной зернистости.

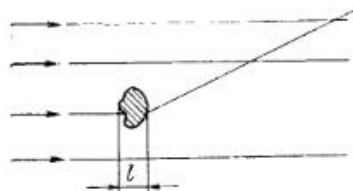


Рис. 83. Рассеяние света на частице

Предположим, что рассеивающий центр освещен когерентной волной (рис. 83). Согласно принципу Гюйгенса, каждая точка волнового фронта является источником элементарных волн. Эти волны могут иметь разные фазы в зависимости от того, возникли они на рассеивающем элементе или вне его. Если рассеивающий элемент представляет собой фазовую неоднородность, обусловленное им изменение фазы

$$\Delta\varphi = (2\pi/\lambda) \Delta n l, \quad (4.15)$$

где  $\lambda$  — длина волны света в свободном пространстве;  $\Delta n$  — изменение показателя преломления;  $l$  — длина пути в рассеивающей области. Если рассеяние происходит на шероховатостях отражающего объекта, то изменение фазы

$$\Delta\varphi = (2\pi/\lambda) 2\Delta l, \quad (4.16)$$

где  $\Delta l$  — изменение высоты рельефа.

Из выражений (4.15) и (4.16) следует, что сравнительно малое изменение высоты или показателя преломления может привести к изменению фазы на  $\pi$ , а следовательно, к противофазному сложению с нерассеянной волной и полному гашению интенсивности результирующего поля.

Поскольку шероховатости поверхности или неоднородности подложки характеризуются случайным расположением рассеивающих центров, то обусловленные ими изменения фазы также распределены случайно в пространстве и возникает сложное стационарное распределение интенсивности. Плотность вероятности определяется выражением

$$p(I) = (1/\bar{I}) e^{-I/\bar{I}}, \quad (4.17)$$

а отношение дисперсии к среднему значению — соотношением

$$(\overline{I - \bar{I}})^2 / \bar{I}^2 = 1. \quad (4.18)$$

Интерференционную зернистость можно наблюдать при освещении шероховатой поверхности расширенным лазерным пучком. Неподвижный наблюдатель не видит поверхность, локализованную в определенной области пространства, однако перед ним све-

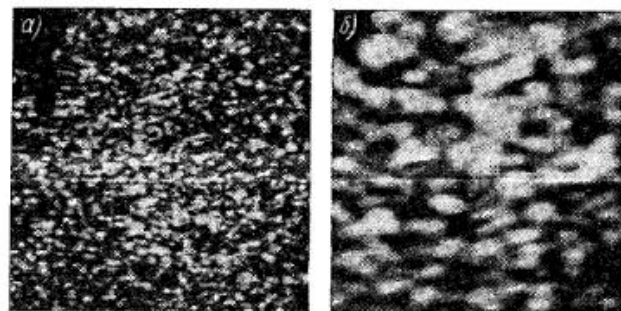


Рис. 84. Картина интерференционной зернистости при малых (а) и больших (б) расстояниях от матового стекла

тится зернистая структура. Эта структура исчезает при движении наблюдателя, поскольку при движении глаз воспринимает только усредненное значение интенсивности.

В когерентном свете интерференционная зернистость регистрируется в изображении. Размеры интерференционных зерен зависят от сечения пучка и от приемной апертуры. С уменьшением последней размер зерен увеличивается (рис. 84).

#### 4.5.2. ОСВЕЩЕНИЕ ПРЯМОЕ И ДИФФУЗНОЕ

При получении изображений в некогерентном свете объект освещается либо непосредственно источником, либо через матовое стекло. Для обычного визуального наблюдения достаточно прямое освещение, хотя некоторые детали объекта будут освещены сильнее, а некоторые слабее.

Диффузное освещение в некогерентном свете дает возможность более равномерно осветить объект. Кроме того, в этом случае смягчаются переходы между освещенными участками и тенью.

Еще больше сказывается различие этих двух способов освещения объектов в когерентном свете, в частности из-за неравномерности распределения излучения в поперечном сечении светового пучка лазера.

Неравномерность распределения интенсивности в поперечном сечении освещающего пучка при непосредственном освещении голографируемого объекта приводит к тому, что участки объекта, на которые падает центральная часть пучка, оказываются освещенными слишком сильно, в то время как периферийные области

освещены, недостаточно. Поэтому для равномерного освещения следует использовать только центральную часть освещающего пучка либо провести много экспозиций с разными положениями освещающего пучка.

Чаще в голографической практике используется диффузное освещение, которое реализуется при прохождении освещающего пучка через матовое стекло. Поскольку в этом случае не должна быть нарушена когерентность света, матовое стекло устанавливается неподвижно в жесткой оправе.

Диффузная подсветка дает возможность равномернее осветить голографируемую сцену и смягчить переходы между светом и тенью. Равномернее освещается и голограмма, чем достигается равномерная запись по всей поверхности пластинки. Это преимущество приобретает особое значение при записи голограммы «транспаранта» или трехмерного объекта с блестящими деталями. В обоих случаях при использовании прямого освещения информация об объекте неравномерно распределена по поверхности голограммы: в случае «транспаранта» на фотопластинке регистрируется дифракционная картина предмета, а в случае трехмерных предметов с блестящей поверхностью имеет место зеркальное отражение на определенных участках голограммы. Напротив, при диффузном освещении информация в голограмме распределена равномерно. Здесь участок голограммы содержит информацию обо всем объекте, и наоборот, каждая точка объекта регистрируется всей поверхностью голограммы.

При голографировании плоских прозрачных объектов матовое стекло помещают вплотную к объекту, чем достигаются случайное распределение фаз на объекте и равномерное освещение голограммы.

Обычно при реконструкции источник, освещающий объект, не попадает в поле зрения. Однако иногда, особенно в случае прозрачных объектов, изображение источника мешает наблюдать изображение объекта. Для устранения этого недостатка целесообразно использовать диффузную подсветку, позволяющую при реконструкции наблюдать изображение объекта на фоне матового стекла.

#### 4.5.3. СПОСОБЫ УСТРАНЕНИЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЙ ЗЕРНИСТОСТИ

Интерференционная зернистость является серьезным препятствием для достижения большой разрешающей способности при получении изображений в когерентном свете. Поскольку голографическая регистрация не обходится без использования когерентного света, проблема уменьшения зернистости имеет первостепенное значение в голографии.

Интерференционную зернистость можно подавлять несколькими способами как при записи, так и при реконструкции.

Сравнительно простым способом является многократное экспонирование голограммы, при котором каждая экспозиция прово-

дится при различных положениях диффузной пластинки в освещающем пучке. При реконструкции происходит переналожение большого числа изображений, характеризующихся различной пятнистой структурой, в результате чего усредняется их интенсивность. При 25 последовательных экспозициях среднеквадратичное отклонение интенсивности снижается до уровня 4% первоначального контраста.

Аналогично можно последовательно реализовать многократное экспонирование при освещении объекта из разных точек пространства или одновременно осветить объект несколькими источниками в предположении некогерентности отдельных пучков, что весьма трудно осуществить на практике. При реконструкции интерференционная зернистость исчезает в случае использования движущегося матового стекла, которое вносит малые фазовые искажения. Движение матового стекла, конечно, нарушает пространственную когерентность света, но не настолько, чтобы наступила заметная расфокусировка голографического изображения.



## ИСТОЧНИКИ СВЕТА И РЕГИСТРИРУЮЩИЕ СРЕДЫ ДЛЯ ГОЛОГРАФИИ

### 5.1. ИСТОЧНИКИ СВЕТА

#### 5.1.1. ТРЕБОВАНИЯ К ИСТОЧНИКАМ СВЕТА ДЛЯ ГОЛОГРАФИИ

Существуют различные источники светового излучения. Переход электронов в атомах в возбужденное состояние происходит при воздействии внешней энергии: электрической, тепловой, механической и пр. Частота светового излучения определяется соотношением

$$\nu = (E_2 - E_1)/h, \quad (5.1)$$

где  $E_2$  — энергия электрона в возбужденном состоянии;  $E_1$  — энергия электрона после испускания светового кванта-фотона;  $h$  — постоянная Планка,  $h = 6,62 \cdot 10^{-34}$  Дж·с.

В обычных оптических приборах, предназначенных для получения изображения, используются в большинстве случаев протяженные источники света, излучающие в широкой спектральной области, т. е. некогерентные источники.

Эти источники излучают в большом пространственном угле и характеризуются достаточно большой мощностью излучения. Чаще всего для этой цели используются тепловые источники, излучение которых обусловлено повышенной температурой активного тела. Очень большой интенсивностью света обладают дуговые источники, в которых используется дуговой разряд в воздухе при нормальном давлении. Удобными источниками являются также газоразрядные источники высокого давления.

Для экспериментов по физической оптике требуются источники света, излучающие в очень узком спектральном диапазоне, например источники с линейчатым спектром. Узкие линии спектра позволяют наблюдать интерференцию, дифракцию и другие явления. В источниках этого типа чаще всего используется разряд низкого давления в газах или парах.

Наряду с классическими источниками света, существуют современные оптические источники, основанные на использовании индуцированного излучения активной среды, помещенной в резонатор. Такие источники называются лазерами. Этот термин образован первыми буквами названия явления, на котором основано действие

этого источника: Light amplification by stimulated emission of radiation (усиление света посредством стимулированного излучения). Только после открытия этого явления и изобретения лазера стал возможен прогресс в голографии.

Голография относится к оптическим методам, в которых используются явления физической оптики. В то же время она относится к способам получения оптического изображения.

На разных стадиях голографического процесса предъявляются различные требования к источникам света. При записи голограммы регистрируется интерференционная картина. Процесс реконструкции основан на дифракции света. Естественно, что требования к источникам, предъявляемые на этих двух стадиях, неодинаковы.

Длительность процесса регистрации тем меньше, чем больше мощность светового излучения, падающего на регистрирующую среду. Для получения голограммы предмета заданных размеров требуется соответствующая мощность излучения. Так, например, для предметов размером порядка 1 дм<sup>3</sup> при использовании обычных фотографических материалов, применяемых в голографии, и времени экспонирования от единиц до десятков секунд мощность излучения должна быть от единиц до десятков милливольт. В случае, если тот же источник будет использован для регистрации голограмм предметов большего размера, трудно обеспечить достаточную механическую стабильность, так как время экспонирования увеличится до десятков минут. Поэтому необходимо, насколько это возможно, сократить время экспонирования. Для этого необходимо прежде всего увеличить мощность источника. Требуемая мощность определяет выбор соответствующего лазера. При этом может быть использован либо лазер непрерывного действия, либо импульсный лазер.

При записи голограммы существенное значение имеет временная и пространственная когерентность излучения. В то время как излучение классических источников имеет длину когерентности от долей миллиметра до нескольких миллиметров, у лазерных источников длина когерентности достигает метра. Аналогично обстоит дело и с пространственной когерентностью. В случае классических источников пространственная когерентность определяется размерами активной части источника, тогда как в случае лазера — совершенством его резонатора. Практически излучение лазеров обладает высокой пространственной когерентностью.

При реконструкции предъявляются менее жесткие требования к параметрам излучения, чем при записи. Световой поток, образующий изображение, пропорционален мощности восстанавливающей волны, а когерентные свойства падающего излучения могут быть на несколько порядков ниже, чем при записи. Требования к качеству изображения зависят прежде всего от типа приемника и от информации, которая считается в изображении существующей. Поэтому очень часто при реконструкции используются классические источники.



Требования к параметрам источника при реконструкции зависят также от метода записи голограммы. Поскольку отражательная голограмма ведет себя как интерференционный фильтр, при реконструкции не требуется монохроматический источник света с высокой временной когерентностью. При уменьшении расстояния между предметом и голограммой снижаются требования к пространственной когерентности реконструирующего излучения, а так называемую голограмму сфокусированного изображения можно восстанавливать пространственно некогерентным светом протяженного источника.

### 5.1.2. КЛАССИЧЕСКИЕ ИСТОЧНИКИ СВЕТА

Классические источники света не пригодны для записи голограмм, но могут использоваться при реконструкции. Самыми распространенными являются тепловые источники, тело накала которых нагревается до большой температуры электрическим током. Поэтому активная часть таких источников представляет собой либо металлический волосок, либо полосу, либо выполнена из иного проводящего материала, имеющего большую излучательную способность в соответствующем спектральном диапазоне.

Спектральное распределение энергии у тепловых источников света с металлической активной частью близко к распределению энергии в спектре абсолютно черного тела.

Мощность тепловых источников зависит от температуры излучателя. При большой температуре тело накала быстрее изнашивается, а внутренняя поверхность стеклянной колбы, в которую помещается активное тело, чернеет. Поэтому весьма целесообразна лампа накаливания с иодным регенерационным циклом, который предотвращает осаждение металла на стенках колбы и позволяет повысить температуру тела накала. Колба в этом случае изготавливается из кварца.

Следующим эффективным типом классического светового источника является электрическая дуга, возникающая при разрыве электрического контура между концами проводников. Физические процессы, протекающие в дуговом разряде, весьма сложны. Происходит ионизация атомов и молекул газа, который заполняет пространство между электродами. Изучение газоразрядной плазмы показало, что как возбуждение атомов, так и их ионизация носит в значительной мере температурный характер.

Чаще всего используются электроды из чистого углерода. При этом температура плазмы может достигать  $9000^{\circ}\text{C}$ . В дуговом разряде различают две области излучения: излучение раскаленных электродов со сплошным спектром и излучение плазмы межэлектродного промежутка. Выбирая различные материалы для электродов и газ, заполняющий пространство между ними, можно получить спектр излучения различного характера, в котором может преобладать либо одна, либо другая компонента.

Весьма удобными источниками, применяемыми в оптических экспериментах, являются газосветные источники, в которых используется разряд в атмосфере тех или иных газов или паров металлов.

Спектральное распределение света газосветного источника зависит от природы наполнителя и давления паров. С увеличением давления линейчатый спектр, характерный для данного наполнителя, перекрывается сплошным фоном.

Наиболее распространенными газосветными источниками являются ртутные лампы. Спектр разряда низкого давления в парах ртути показан на рис. 85. С повышением давления ртутных паров спектральные линии очень сильно расширяются. Появляется яркий непрерывный спектр, на фоне которого некоторые из спектральных линий практически исчезают.

Кроме того, в разряде высокого давления расстояние между электродами меньше. Следовательно, при переходе от разряда низкого давления к разряду высокого давления уменьшается длина когерентности, но возрастает пространственная когерентность излучения.

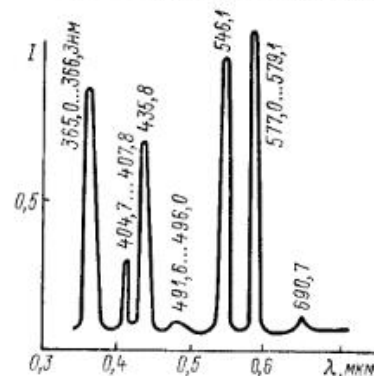


Рис. 85. Спектр испускания ртутного разряда низкого давления в видимой области спектра

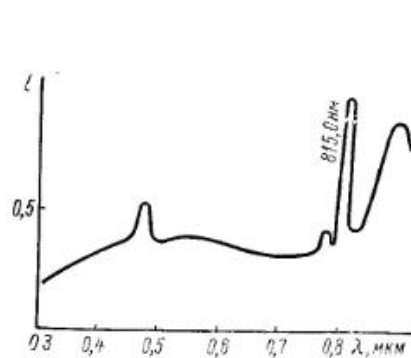


Рис. 86. Спектр испускания ксенонового разряда в видимой области спектра

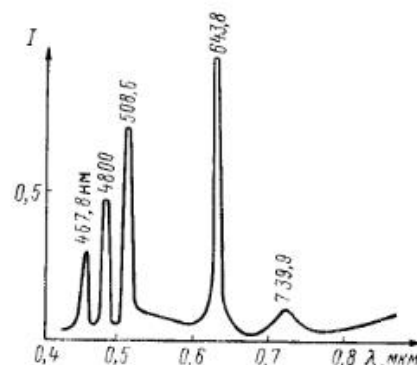


Рис. 87. Спектр испускания кадмиевого разряда в видимой области спектра

Ксеноновый газоразрядный источник света в видимой области имеет практически сплошной спектр (рис. 86). Этот спектр почти не зависит от давления газа. Поэтому ксеноновый разряд широко

используется в качестве интенсивного источника сплошного спектра.

В качестве светового источника часто используют кадмиевый разрядный прибор, в котором активным веществом являются пары кадмия. Спектр такого разряда является линейчатым, причем линии сосредоточены в коротковолновой области видимого диапазона и только одна, самая интенсивная линия, находится вблизи линии, излучаемой гелий-неоновым лазером (рис. 87).

Кроме описанных источников, существует ряд других (люминесцентных и т. п.), которые, однако, не нашли применения в голографии, и поэтому мы не будем их рассматривать.

### 5.1.3. ПРИНЦИП РАБОТЫ ЛАЗЕРА

Если атом находится в возбужденном состоянии, то, переходя в основное состояние, он может излучать энергию квантами в соответствии с формулой (5.1). Излучение может происходить двумя способами. С одной стороны, возможно самопроизвольное или спонтанное излучение, когда атом переходит из возбужденного состояния в основное самопроизвольно. Когда переход происходит под влиянием электромагнитного излучения с частотой, соответствующей разности энергетических уровней, излучение называется вынужденным или стимулированным (индуцированным).

В этом случае число фотонов, излучаемое системой атомов, превосходит число фотонов, падающих на нее. Ввиду того, что вынужденное излучение имеет те же частоту, направление распространения, фазу и поляризацию, что и стимулирующее излучение, оно будет когерентным.

Проведем краткий разбор описанных процессов. Для этой цели рассмотрим систему, состоящую из большого числа атомов, и будем считать, что плотность атомов в системе мала. Поэтому можно пренебречь взаимодействием атомов и, кроме того, не рассматривать безызлучательные переходы.

Пусть в момент времени  $t$  в возбужденном состоянии находится  $N_2$  атомов. В течение короткого временного интервала  $dt$  часть атомов спонтанно переходит в невозбужденное состояние. Количество этих атомов пропорционально числу атомов  $N_2$ , находящихся в возбужденном состоянии, и временному интервалу  $dt$ :

$$dN_2 = -A_{21}N_2 dt, \quad (5.2)$$

откуда можно получить число атомов в возбужденном состоянии в произвольный момент времени

$$N_2 = N_{20}e^{-A_{21}t}, \quad (5.3)$$

где  $N_{20}$  — число атомов в возбужденном состоянии в момент времени  $t = 0$ .

Определим среднее время жизни атомов в возбужденном состоянии. Число атомов с временем жизни  $t$  определяется выражением (5.2). Поэтому среднее время жизни будет равно

$$\tau = \frac{1}{N_{20}} \int_0^{\infty} t A_{21} N_2 dt = A_{21} \int_0^{\infty} t e^{-A_{21}t} dt = \frac{1}{A_{21}}. \quad (5.4)$$

Среднее время жизни атома в возбужденном состоянии равно обратной величине коэффициента пропорциональности  $A_{21}$ , который называют вероятностью перехода.

При рассмотрении вынужденного излучения будем считать, что согласно Эйнштейну вероятность перехода за единицу времени пропорциональна спектральной плотности энергии стимулирующего излучения  $\rho_\nu$ , следовательно,

$$P_{21} = B_{21}\rho_\nu. \quad (5.5)$$

Поскольку полная вероятность излучательного перехода равна сумме вероятностей  $A_{21} + B_{21}\rho_\nu$ , число переходов за время  $dt$  будет

$$dN_2 = -(A_{21} + B_{21}\rho_\nu)N_2 dt. \quad (5.6)$$

Аналогично для вероятности поглощения имеем

$$P_{12} = B_{12}\rho_\nu, \quad (5.7)$$

и для числа переходов из первого состояния во второе

$$dN_{12} = -B_{12}\rho_\nu N_1 dt, \quad (5.8)$$

причем  $N_1$  — число атомов в первом состоянии в момент времени  $t$ .

Выражения для коэффициентов  $B_{21}$  и  $B_{12}$  и соотношение для коэффициента  $A_{21}$  выводятся в квантовой электродинамике. Здесь мы ограничимся только классическим рассмотрением, основанным на термодинамике.

При термодинамическом равновесии количество излученной энергии должно равняться поглощенной энергии, и из равенств (5.6) и (5.8), следовательно, получим

$$(A_{21} + B_{21}\rho_\nu)N_2 = B_{12}\rho_\nu N_1, \quad (5.9)$$

откуда

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{B_{12}\rho_\nu}{A_{21} + B_{21}\rho_\nu}. \quad (5.10)$$

При термодинамическом равновесии отношение  $N_2/N_1$  определяется законом Больцмана

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{g_2}{g_1} e^{-(E_2 - E_1)/(kT)}, \quad (5.11)$$

где  $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$  Дж · град<sup>-1</sup> — постоянная Больцмана;  $T$  — абсолютная температура;  $g_1, g_2$  — коэффициенты вырождения или же статические веса уровней, которые показывают, сколько

независимых состояний может иметь атомная система при одной и той же энергии.

Приравнивая (5.10) и (5.11), получим для спектральной плотности излучения

$$\rho_\nu = \frac{A_{21}}{B_{12} \frac{g_1}{g_2} e^{h\nu/(kT)} B_{21}}. \quad (5.12)$$

Поскольку при  $T \rightarrow \infty$  спектральная плотность излучения должна неограниченно возрастать, знаменатель в (5.12) должен при этом стремиться к нулю. Поэтому

$$g_1 B_{12} = g_2 B_{21}. \quad (5.13)$$

Если выражение (5.12) сравнить с законом излучения Планка

$$\rho_\nu = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} \frac{1}{e^{h\nu/(kT)} - 1}, \quad (5.14)$$

получим выражение, описывающее зависимость между коэффициентами  $B_{21}$  и  $A_{21}$ :

$$B_{21} = \frac{c^3}{8\pi h \nu^3} A_{21}. \quad (5.15)$$

Отметим, что величина  $8\pi h \nu^3/c^3$  определяет число всех колебательных типов электромагнитного поля в единичном объеме и в единичном интервале частот при условии, что размеры излучающей области существенно больше длины волны.

В последующем изложении будет удобно вместо плотности энергии излучения  $\rho_\nu$  пользоваться понятием потока фотонов

$$\Phi(\nu) = \frac{c\rho_\nu}{h\nu}, \quad (5.16)$$

причем  $\Phi(\nu) d\nu$  определяет число фотонов в интервале частот  $\nu$  и  $\nu + d\nu$ , которые пересекают поверхность площадью  $1 \text{ см}^2$  за секунду.

Удобно также ввести понятие эффективного сечения вынужденного поглощения фотонов  $\sigma_{12}(\nu)$ , которое связано с вероятностью перехода  $dP_{12}$  следующим образом:

$$dP_{12} = \sigma_{12}(\nu) \Phi(\nu) d\nu. \quad (5.17)$$

Полная вероятность получается интегрированием выражения (5.17):

$$P_{12} = \int \sigma_{12}(\nu) \Phi(\nu) d\nu. \quad (5.18)$$

Если рассматривается только узкая спектральная линия вблизи частоты  $\nu_0$ , то можно считать постоянным эффективное сечение поглощения и вместо (5.18) получим выражение

$$P_{12} = \sigma_{12}(\nu_0) \Phi, \quad (5.19)$$

где  $\Phi = \int \Phi(\nu) d\nu$  — полное число фотонов, пересекающих поверхность площадью  $1 \text{ см}^2$  за секунду.

Как уже было сказано, электромагнитное излучение вызывает в атомных системах стимулированные переходы между стационарными состояниями. Поскольку в результате этих переходов происходит поглощение или же излучение фотонов, которые полностью тождественны со стимулирующими фотонами, то в результате взаимодействия излучения с системой атомов будет происходить изменение интенсивности излучения.

Предположим, что частота падающего излучения  $\nu$  соответствует частоте переходов между состояниями, в которых находится соответственно  $n_1$  и  $n_2$  атомов. Число стимулированных переходов с высшего энергетического уровня на низший за единицу времени и в единице объема описывается выражением

$$P_{21} n_2 = \sigma_{21} n_2 \Phi, \quad (5.20)$$

а число переходов в обратном направлении —

$$P_{12} n_1 = \sigma_{12} n_1 \Phi. \quad (5.21)$$

Изменение интенсивности излучения при прохождении его через слой активных атомов толщиной  $dx$  будет

$$d\Phi = (\sigma_{21} n_2 - \sigma_{12} n_1) \Phi dx = \sigma_{21} \Phi (n_2 - n_1 g_2/g_1) dx. \quad (5.22)$$

При выводе (5.22) использована связь между коэффициентами Эйнштейна, определяемая (5.13).

Если величина в круглых скобках в выражении (5.22) положительна, имеет место инверсное заселение уровней, которое характеризуется тем, что в высшем энергетическом состоянии находится большее число атомов, чем в нижнем.

Выражение

$$\alpha(\nu) = \sigma_{21} (n_2 - n_1 g_2/g_1). \quad (5.23)$$

называется коэффициентом усиления. Отрицательное значение коэффициента усиления соответствует поглощению излучения.

При выполнении обычных условий термодинамического равновесия распределение заселенностей отдельных энергетических уровней атомов происходит в соответствии с законом Больцмана (5.11). Если  $n_1 g_2 > n_2 g_1$ , то коэффициент усиления (5.23) отрицателен и интенсивность излучения после прохождения через слой атомов уменьшается. Наоборот, в среде с инверсной заселенностью уровней  $n_1 g_2 < n_2 g_1$ , коэффициент усиления (5.23) больше нуля и прошедшее излучение будет усиливаться за счет энергии возбужденных атомов.

Следовательно, когда коэффициент усиления (5.23) больше нуля, появляются предпосылки для возникновения генерации. Формально такому состоянию соответствует распределение Больцмана (5.11) с отрицательной абсолютной температурой. Поэтому иногда состояние с инверсией «заселенностью» уровней определяют как состояние с отрицательной абсолютной температурой.



Заметим, что зависимость коэффициента усиления  $\alpha$  ( $\nu$ ) от частоты определяется формой спектральной линии и наибольшее усиление имеет место в центре линии. Поэтому если на активный слой атомов падает излучение с широким спектром, то после прохождения слоя спектр излучения значительно сужается.

Работа лазера происходит при наличии инверсной заселенности уровней, для достижения которой в твердотельных оптических квантовых генераторах используется преимущественно так называемая оптическая накачка (т. е. воздействие световым излучением большой интенсивности). В оптических генераторах, в которых активной средой является газ, инверсная заселенность образуется в результате столкновений частиц в плазме газового разряда.

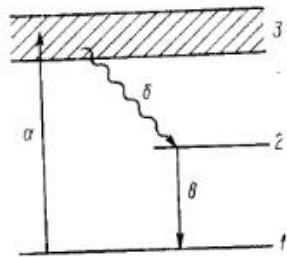


Рис. 88. Трехуровневая схема в случае оптического генератора с твердым активным телом:  
а — накачка; б — безызлучательные переходы; в — вынужденные переходы

Для объяснения процесса накачки и создания инверсной заселенности уровней рассмотрим идеализированную схему энергетических уровней, изображенную на рис. 88. Индуцированное излучение с частотой  $\nu_{1,2}$  в твердотельных лазерах образуется при переходе атомов с уровня 2 на уровень 1. Широкая зона 3 является вспомогательной и используется для создания инверсной заселенности. Конечная ширина этой зоны дает возможность использовать при возбуждении излучение с широким спектром. Возбужденные атомы быстро переходят с уровня 3 на уровень 2, причем этот переход происходит безызлучательно. При отсутствии воздействия внешнего стимулирующего излучения возбужденные атомы переходят с уровня 2 в основное состояние спонтанно с излучением когерентного света.

В твердотельных лазерах в качестве активной среды часто применяются люминесцентные материалы, у которых спонтанные переходы преобладают над безызлучательными. Если «время жизни»  $\tau_{21}$  уровня 2 достаточно велико, то в этом возбужденном состоянии может одновременно оказаться значительное число атомов. При

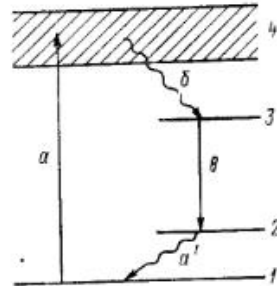


Рис. 89. Четырехуровневая схема в случае лазера с твердым активным телом ( $a'$  — безызлучательные переходы)

этом может быть выполнено условие инверсной заселенности. Мощность накачки определяется временем жизни  $\tau_{21}$ . Чем больше  $\tau_{21}$ , тем меньшая мощность требуется для накачки. Практически уровень 2 почти всегда является метастабильным и имеет время жизни от  $10^{-6}$  до  $10^{-3}$  с.

В рассматриваемой схеме стимулированные переходы осуществляются в основном состоянии. Такая схема называется трехуровневой. Типичным примером ее реализации является рубиновый лазер.

Более целесообразной, однако, является четырехуровневая схема, когда нижний уровень 2 стимулированного перехода располагается выше основного уровня 1 (рис. 89). Если разность между энергиями уровней 1 и 2 настолько велика, что  $E_2 - E_1 \gg kT$ , где  $T$  — абсолютная температура, то при термодинамическом равновесии заселенность второго уровня будет очень мала. Поэтому для получения инверсной заселенности достаточно на уровень 3 перевести относительно меньшее количество атомов, что потребует гораздо меньшей энергии, чем в случае лазера с трехуровневой схемой. Типичным примером такой схемы является лазер, в котором в качестве активного вещества используется неодимовое стекло.

В гелий-неоновом лазере возбужденные атомы гелия в результате неупругих столкновений передают энергию атомам неона (рис. 90). В результате переходов между уровнями неона 4 и 3 возникает стимулированное излучение в видимой либо в близкой инфракрасной области спектра. Спонтанные переходы между уровнями 2 и 3 соответствуют желто-красному свечению неоновой разряда.

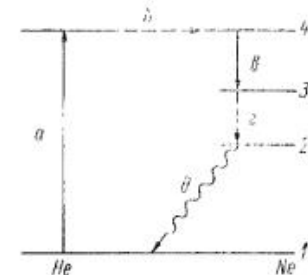


Рис. 90. Схема уровней для гелий-неонового лазера:  
а — накачка; б — неупругие столкновения атомов; в, г — вынужденные переходы; δ — диффузия

#### 5.1.4. РЕЗОНАТОР И ЕГО СВОЙСТВА

Среда с инверсной заселенностью способна усиливать световое излучение, проходящее через нее. Однако нужно создать такие условия, при которых стимулированное усиление компенсирует потери в системе. Для этого активное вещество помещают в оптический резонатор, образованный двумя параллельными зеркалами, расстояние между которыми больше длины волны света. Такой резонатор способствует усилению только той волны, которая распространяется вдоль оси резонатора. Волны, направление распространения которых составляет некоторый угол с осью резонатора, если значение этого угла превышает некоторую критическую величину, выходят из резонатора без усиления. Если одно из зеркал



будет полупрозрачным, часть излучения выйдет из резонатора, при этом оно будет строго направленным.

Прежде чем рассматривать общую теорию зеркальных резонаторов, проведем предварительный анализ некоторых его свойств на примере резонатора Фабри—Перо. Резонатор Фабри—Перо состоит из двух плоских зеркал, расположенных параллельно на расстоянии  $L$ . Если эти зеркала имеют бесконечную протяженность, внутри резонатора может существовать поле, представляющее собой совокупность волн, распространяющихся между зеркалами навстречу друг другу.

Такие волны называют продольными типами колебаний, и условие их возникновения запишется в виде

$$q\lambda_q/2 = L, \quad q = 1, 2, 3, \dots, \quad \text{или} \quad v_q = qc/(2L), \quad (5.24)$$

так как на длине резонатора  $L$  должно укладываться целое число полуволин. Частотный интервал между соседними продольными типами колебаний

$$\Delta\nu = c/(2L) \quad \text{или} \quad \Delta\lambda \approx \lambda_q/q. \quad (5.25)$$

Поскольку длина резонатора составляет обычно десятки дециметров, то  $q \approx 10^5 \div 10^6$  и расстояние между колебательными типами  $\Delta\nu \approx 10^8$  Гц.

Наряду с продольными колебательными типами возникают и поперечные, которые образованы плоскими волнами, распространяющимися в резонаторе под углом  $\theta$  к его оси. При заданной длине резонатора существует много направлений волнового вектора, т. е. много колебательных типов, которые имеют одинаковую частоту колебаний, но отличаются углом  $\theta$ . Если на оси резонатора укладывается число полуволин, определяемое (5.24), то в направлении  $\theta_m$  укладывается  $(q + m)$  полуволин той же длины волны и условие возникновения поперечных типов колебаний можно записать в виде

$$\frac{q - \lambda_q/2}{(q + m)\lambda_q/2} = 1 - \frac{\theta_m^2}{2}, \quad m = 1, 2, 3, \dots, \quad (5.26)$$

так как  $\theta_m$  очень мало. Отсюда приближенное значение равно

$$\theta_m = \sqrt{m\lambda_q/L}. \quad (5.27)$$

В оптическом резонаторе возникают различные потери. Для появления генерации необходимо, чтобы они были меньше, чем прирост мощности при прохождении света через активную среду. Для оценки резонатора с точки зрения вносимых им потерь применяется понятие «добротности». Добротность резонатора зависит от пропускания зеркал, дифракционных потерь, параллельности зеркал, качества отражающих поверхностей и т. п.

Потери энергии в резонаторе определяются соотношением

$$U = U_0 e^{-(\omega t/Q)}, \quad (5.28)$$

откуда

$$dU = -U(\omega/Q) dt. \quad (5.29)$$

С другой стороны, вследствие того, что коэффициент отражения зеркал  $r$  отличен от единицы, за время  $dt$  энергия в резонаторе уменьшается на величину

$$dU = -U(1-r)(c/nL) dt, \quad (5.30)$$

где  $n$  — показатель преломления среды в резонаторе.

Сравнивая (5.30) и (5.29), получим выражение для добротности

$$Q = \frac{Ln\omega}{c(1-r)} = \frac{2\pi L}{\lambda(1-r)}. \quad (5.31)$$

Теперь перейдем к волновой теории оптических резонаторов. При конечных размерах зеркал собственные типы колебаний резонатора находятся как стационарные решения задачи с граничными условиями. Каждое решение дает один тип колебаний, который характеризуется собственной структурой поля и собственной частотой.

Стационарное решение находится следующим образом. Задавая произвольное распределение поля на первом зеркале, с помощью принципа Гюйгенса вычисляется поле на втором зеркале. Полученное распределение принимают за исходное, и вычисление повторяется. Если этот процесс повторить  $(p + 1)$  раз, то распределение поля на первом зеркале будет описываться выражением

$$u_{p+1}(x_2, y_2) = \frac{ik}{4\pi} \iint u_p(x_1, y_1) \frac{e^{-ikR}}{R} (1 + \cos\theta) dx_1 dy_1, \quad (5.32)$$

где  $u_p(x_1, y_1)$  — распределение поля в плоскости первого зеркала (рис. 91);  $k = (\omega/c)n$  — волновое число;  $R$  — расстояние между точками  $(x_1, y_1)$  и  $(x_2, y_2)$ ;  $\theta$  — угол между  $R$  и нормалью к поверхности первого зеркала.

Собственные типы колебаний резонатора есть стационарные решения интеграла (5.32). Если такое решение существует, распределение поля на зеркалах можно описать как

$$u_p(x, y) = (1/\gamma)^p v(x, y), \quad (5.33)$$

где  $\gamma$  — комплексная постоянная;  $v$  — функция распределения, которая не изменяется при переходе от одного отражения к следующему.

Подставляя (5.33) в (5.32), получим интегральное уравнение

$$v = \gamma \frac{ik}{4\pi} \iint v(1 + \cos\theta) \frac{e^{-ikR}}{R} dx dy. \quad (5.34)$$

Если размеры зеркал малы по сравнению с длиной резонатора,  $\cos\theta \approx 1$  и  $R$  можно считать переменным только в фазовом члене.

Далее

$$v = \gamma \frac{ie^{-ikL}}{\lambda L} \iint v e^{-ik(R-L)} dx dy. \quad (5.35)$$

Решением этого уравнения являются функции  $v_{mn}(x, y)$ , которые представляют собой различные нормальные типы колебаний резонатора и описывают распределение поля на поверхности зеркал. Каждому нормальному типу колебаний соответствуют свои потери и фазовый сдвиг за один проход, определяемые соответствующим собственным значением  $\gamma_{mn}$ . Сокращенно нормальные типы колебаний называются модами и обозначаются как  $TEM_{mnq}$ . Индексы  $m, n$ , обозначающие число изменений знака поля на поверхности зеркал, называются поперечными;  $q$  — равно числу полуволн, укладываемых на длине резонатора. Индексы  $q$  называются продольными, или аксиальными.

Логарифм собственных значений  $\gamma_{mn}$  имеет действительную и мнимую части:

$$\ln \gamma_{mn} = \beta_{mn} + i(\alpha_{mn} + kL), \quad (5.36)$$

где  $\beta_{mn}$  определяет потери за один проход;  $\alpha_{mn}$  — изменение фазы, добавляемое к геометрическому фазовому сдвигу  $kL$  за один проход.

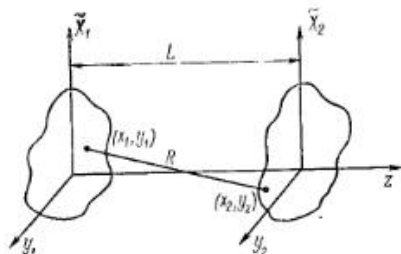


Рис. 91. Общая схема оптического резонатора

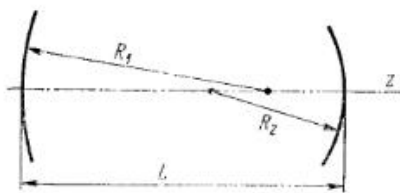


Рис. 92. Оптический резонатор со сферическими зеркалами разной кривизны

Для колебания  $TEM_{mnq}$  условие резонанса записывается следующим образом:

$$\frac{2\pi L}{\lambda_{mnq}} + \alpha_{mn} = \pi q. \quad (5.37)$$

Частоты для различных мод резонатора определяются выражением

$$\nu_{mnq} = \frac{c}{2L} q - \frac{c\alpha_{mn}}{2\pi L}. \quad (5.38)$$

Конкретный вид собственных функций  $v$  зависит от выбора системы координат. Рассмотрим собственные функции в прямоугольной и цилиндрической системах координат, предполагая, что зеркала имеют разные радиусы кривизны (рис. 92).

Системы координат:  
прямоугольная

$$v_{mn}(x, y) = H_m\left(\sqrt{2\frac{x}{\rho_0}}\right) H_n\left(\sqrt{2\frac{y}{\rho_0}}\right) \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{\rho_0^2}\right); \quad (5.39)$$

цилиндрическая

$$v_{pl}(\rho, \varphi) = \left(\sqrt{2\frac{\rho}{\rho_0}}\right)^l L_p^l\left(2\frac{\rho^2}{\rho_0^2}\right) \exp\left(-\frac{\rho^2}{\rho_0^2}\right) \exp(il\varphi), \quad (5.40)$$

где  $m, n$  — числа поперечных типов для независимых переменных  $x, y$ ;  $p, l$  — радиальное и азимутальное числа типов колебаний для переменных  $\rho, \varphi$ ;  $H_m$  — полиномы Эрмита;  $L_p^l$  — полином Лагерра;  $\rho_0$  — поперечный размер пучка, при котором интенсивность электрического поля уменьшается в  $e$  раз по отношению к максимальному значению.

Каждый тип колебаний дает типичный след на экране. Профили некоторых низших типов приведены на рис. 93. Для основного типа распределение интенсивности в поперечном сечении пучка описывается функцией Гаусса.

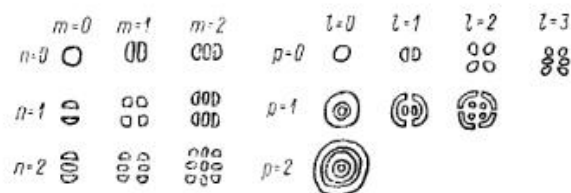


Рис. 93. Профили колебательных типов низших порядков

Собственная частота колебательных типов оптического резонатора, определяемая (5.38), в различных системах координат записывается в виде:

в прямоугольной

$$\nu_{mnq} = \frac{c}{2L} \left[ q + \frac{1}{\pi} (m + n + 1) \arccos \sqrt{\left(1 - \frac{L}{R_1}\right) \left(1 - \frac{L}{R_2}\right)} \right]; \quad (5.41)$$

в цилиндрической

$$\nu_{plq} = \frac{c}{2L} \left[ q + \frac{1}{\pi} (2p + l + 1) \arccos \sqrt{\left(1 - \frac{L}{R_1}\right) \left(1 - \frac{L}{R_2}\right)} \right]. \quad (5.42)$$

Частоты поперечных колебательных типов лежат очень близко к частотам продольных типов (рис. 94) и образуют сателлиты около равномерно расположенных частот продольных типов.

В выражениях (5.41) и (5.42) имеются члены под знаком корня. Чтобы частоты были действительными, должно выполняться условие устойчивой работы резонатора.

$$0 < \left(1 - \frac{L}{R_1}\right) \left(1 - \frac{L}{R_2}\right) < 1. \quad (5.43)$$

Неравенство (5.43) можно наглядно представить в переменных  $L/R_1 - 1$  и  $L/R_2 - 1$  в виде диаграммы, которая дает возможность качественно оценить потери в резонаторе (рис. 95).

Область, ограниченная гиперболами и осями координат, соответствует малым потерям, а заштрихованные области — неустойчивому резонатору. Резонатор, сконструированный таким образом, что соответствующая ему точка попадает на диаграмме в незаштрихованную область, мало чувствителен к изменению параметров  $L$ ,  $R_1$ ,  $R_2$ . Однако часто используют также резонаторы, которые

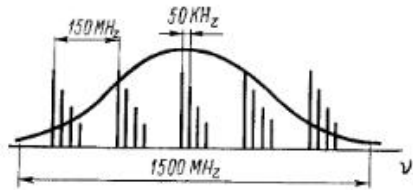


Рис. 94. Спектр частот оптического резонатора

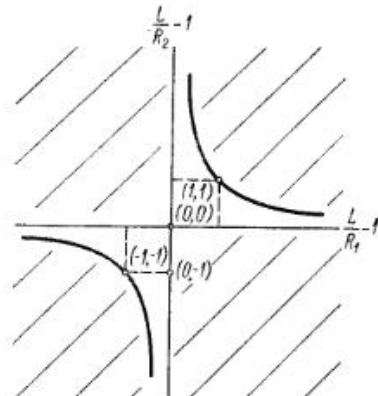


Рис. 95. Диаграмма стабильности оптического резонатора

весьма чувствительны к конструктивным параметрам. Соответствующие им точки лежат на границе области устойчивой работы. Это, например, резонатор с плоскими зеркалами ( $R_1 = \infty$ ,  $R_2 = \infty$ ), которому соответствует точка  $(-1, -1)$ , концентрический резонатор ( $L = 2R_1 = 2R_2$ ) с точкой  $(1, 1)$ , конфокальный резонатор ( $L = R_1 = R_2$ ) с точкой  $(0, 0)$ , полусферический резонатор ( $R_1 = \infty$ ,  $R_2 = L$ ) с точкой  $(0, -1)$ .

### 5.1.5. СЕЛЕКЦИЯ МОД РЕЗОНАТОРОВ

Спектр частот и распределение поля мод оптического резонатора являются необычайно сложными. Чтобы получить достаточную когерентность излучения, необходимо ограничить число генерируемых продольных и поперечных мод. Существуют методы, с помощью которых проводится такая селекция мод.

Прежде всего упомянем об естественной селекции продольных мод за счет конечной ширины спектральной линии активного материала. В случае гелий-неонового лазера спектральная линия имеет максимум на длине волны  $\lambda = 0,6328$  мкм и частоте  $\nu = 4,7 \cdot 10^{14}$  Гц и естественную ширину линии спонтанного излучения  $\Delta_S \nu = 1,6 \cdot 10^9$  Гц (доплеровское уширение). При длине резонатора  $L = 100$  см, т. е. расстояниях между продольными колебательными типами  $\Delta_q \nu = 1,5 \cdot 10^8$  Гц, в пределах естественной ширины спектральной линии уложится  $\Delta q \approx 10$  продольных ко-

лебательных типов. Ширина спектральной линии одного продольного типа составляет  $\Delta_N \nu = 10^4$  Гц. Длина волны излучения рубинового лазера, часто используемого на практике, равна  $\lambda = 0,6943$  мкм (частота  $\nu = 4,3 \cdot 10^{14}$  Гц). Естественная ширина линии при этом составляет  $\Delta_S \nu \approx 6,0 \cdot 10^{10}$  Гц. Длина резонатора обычно имеет значение  $L = 10$  см, что соответствует расстоянию между продольными колебательными типами  $\Delta_q \nu = 1,5 \times 10^9$  Гц. В пределах ширины естественной спектральной линии уложится  $\Delta q \approx 40$  продольных колебательных типов. Ширина линии одного продольного типа будет иметь порядок  $\Delta_N \nu \approx 5 \cdot 10^8$  Гц.

Таким образом, сам принцип действия лазера накладывает ограничение на число генерируемых продольных мод. Число аксиальных мод можно ограничить путем уменьшения уровня мощности накачки. Если уровень мощности накачки превосходит пороговое значение настолько, что усиление превышает потери только в центре линии усиления, то лазер будет генерировать на одной частоте, совпадающей с центральной частотой контура.

Селекция поперечных колебательных типов осуществляется при создании таких условий в оптическом резонаторе, когда дифракционные потери колебаний высших порядков превышают дифракционные потери основных колебательных типов  $TEM_{00q}$ . Это достигается применением специальной конструкции резонаторов либо введением в резонатор дополнительных элементов.

Известно, что устойчивость резонатора по отношению к высшим типам поперечных мод ниже, чем к низшим. Устойчивость резонатора качественно воспроизводит диаграмма, изображенная на рис. 95. Пусть выбранной конфигурации резонатора соответствует точка, лежащая вблизи границы области устойчивой работы. В этом случае при изменении длины резонатора изменяются условия устойчивости. Например, в резонаторе, образованном плоским и сферическим зеркалами, высшие колебательные типы возбуждаются при  $R/L < 0,975$ . При увеличении размеров резонатора, когда отношение  $R/L \approx 0,975$ , высшие колебательные типы затухают и остаются только продольные колебательные типы с гауссовым распределением по сечению. При этом первоначальное значение мощности лазера снижается приблизительно до 80%. При дальнейшем увеличении длины резонатора  $R/L > 0,975$  наступает затухание и основного колебательного типа  $TEM_{00q}$ . Таким образом, выбор длины резонатора является одним из возможных способов селекции поперечных мод.

Другой способ селекции поперечных колебательных типов заключается в увеличении дифракционных потерь в резонаторе путем помещения в него ограничивающей диафрагмы. Высшие поперечные колебательные типы имеют большее поперечное сечение, чем низшие типы, а поэтому дифракционные потери на



диафрагме с круглым отверстием будут больше для высших типов. Если отверстие диафрагмы уменьшить настолько, чтобы дифракционные потери высших колебательных типов не компенсировались усилением, то возбуждается только основной поперечный колебательный тип  $TEM_{00q}$ .

На практике для подавления поперечных мод часто используется ирисовая диафрагма, которая помещается внутрь резонатора.

Распределение интенсивности в поперечном сечении моды  $TEM_{00q}$  описывается функцией Гаусса, а спектр излучения представляет собой эквидистантные линии, удаленные друг от друга на величину  $c/2L$ . Число продольных типов колебаний, как отмечалось выше, можно уменьшить снижением уровня мощности накачки. Однако при этом существенно уменьшается и мощность выходящего излучения. Энергетически невыгодным является также и способ уменьшения числа продольных колебательных типов за счет выбора соответствующей длины резонатора. Длина резонатора определяется из условия, чтобы расстояние между двумя

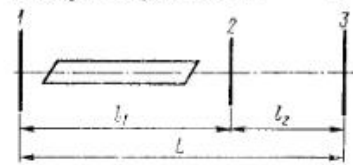


Рис. 96. Взаимно связанные резонаторы

соседними продольными модами  $c/2L$  было больше ширины линии атомного перехода.

В результате уменьшения размеров резонатора уменьшается объем активной среды, что приводит к уменьшению мощности излучения.

Один из наиболее рациональных способов селекции продольных

типов основан на использовании нескольких взаимно связанных резонаторов (рис. 96). Зеркала 1, 3 имеют такие коэффициенты отражения, что усиление преобладает над потерями в резонаторе, а пропускание зеркала 2 обеспечивает правильное соотношение между резонаторами и предотвращает возникновение генерации только в резонаторе, образованном зеркалами 1 и 2.

Суммарная картина продольных колебательных типов является результатом наложения трех картин резонансов с эквидистантными линиями, расстояние между которыми в случае первого резонатора равно  $c/2l_1$ , второго  $c/2l_2$  и третьего  $c/2L = c/2(l_1 + l_2)$ .

С помощью взаимной юстировки зеркал добиваются того, чтобы в пределах линии люминесценции было одно совпадение максимумов резонансов каждого резонатора, которое и определяет частоту селективируемой моды.

Укажем еще один интересный способ, который позволяет выделить один колебательный тип. Он основывается на подавлении нежелательных частот очень тонкой поглощающей пластинкой, которая помещается в резонаторе в узле стоячей волны заданной частоты. Все волны, которые имеют в этом сечении ненулевую амплитуду, будут поглощаться.

В п. 5.1.5 был дан анализ принципов работы лазерных источников света и приведены некоторые конкретные данные о газовом гелий-неоновом лазере непрерывного действия и твердотельном импульсном рубиновом лазере. В данном параграфе приводятся дополнительные сведения о лазерах, важные с точки зрения их применения в голографии.

Одним из первых лазеров, использовавшихся в голографических экспериментах, был гелий-неоновый лазер, который успешно применяется и в настоящее время. Для обычной длины резонатора, порядка нескольких дециметров, и известной ширины спектральной линии при работе в режиме генерации  $TEM_{00q}$  длина когерентности такого лазера составляет от нескольких дециметров до нескольких сантиметров. Пространственная когерентность практически не ограничена. Кроме того, существуют усовершенствованные лазерные источники, удобные в эксплуатации и сравнительно дешевые.

С помощью обычного гелий-неонового лазера можно произвести голографическую запись предметов с размерами порядка  $1 \text{ дм}^3$ . При регистрации голограмм предметов больших размеров для уменьшения времени экспонирования целесообразно использовать более мощные импульсные лазеры.

Обычный импульсный рубиновый лазер имеет, однако, очень сложную структуру выходящего излучения и не обладает степенью когерентности, достаточной для голографических целей. Поэтому необходимо принять меры для увеличения когерентности излучения.

Одним из методов повышения пространственной когерентности является использование лазеров, работающих в режиме модулированной добротности ( $Q$ -модуляция).  $Q$ -модуляция осуществляется либо активным методом, например с помощью вращающегося зеркала, либо пассивным — с использованием просветляющего органического красителя. Этим способом ограничивают длительность импульсов до 20—40 пс. Одновременно, однако, уменьшается энергия в импульсе — примерно до десятков миллиджоулей.

Для усиления энергии излучения после лазерного генератора помещают либо одну, либо две ступени усилителя (рис. 97). При модуляции добротности целесообразно поместить в резонатор устройство для селекции продольных типов колебаний. Таким методом можно получить когерентные световые импульсы с энергией, составляющей единицы джоулей, и длиной когерентности до десятков метров.

До сих пор мы рассматривали только лазеры, применяемые в монохромной голографии. Окружающий свет, однако, содержит большую информацию, так как предметы освещаются светом разных цветов в различных соотношениях. Различные объекты имеют разные отражательные способности и поглощение на

разных длинах волн и поэтому обладают различной окраской. Как известно из науки о цвете, при съемке в трех основных цветах можно получить все остальные цветовые оттенки. В качестве основных обычно используют красный, зеленый и синий цвет.

На одну голографическую пластинку можно записать несколько голограмм. Поэтому для получения цветных голограмм

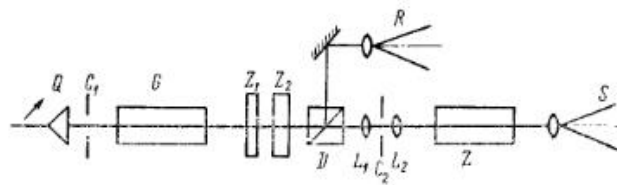


Рис. 97. Схема импульсного лазера для голографии:

$Q$  — модулятор добротности;  $C_1$  — диафрагма для селекции поперечных мод;  $G$  — квантовый генератор;  $Z_1, Z_2$  — зеркала для селекции продольных мод;  $D$  — делительный элемент;  $L_1, L_2$  — афокальная оптическая система;  $C_2$  — диафрагма для исключения обратной связи;  $Z$  — квантовый усилитель;  $R$  — референтный пучок;  $S$  — объектный пучок

на одной пластинке регистрируют три голограммы цветного предмета, снятые соответственно на трех длинах волн. Эту голограмму при реконструкции освещают излучением, содержащим те же компоненты, что и при записи, а в случае отражательной голограммы последняя сама выберет из белого света необходимые спектральные компоненты. При реконструкции, кроме случая объемной отражательной голограммы, имеет место дифракция света данной длины волны на системах интерференционных полос, соответствующих другой длине волны. Указанное явление отчасти затрудняет реконструкцию цветного изображения, однако это препятствие не является непреодолимым.

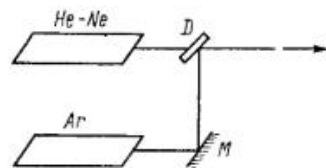


Рис. 98. Схема использования источников для цветной голографии:

$D$  — полупрозрачная пластинка;  $M$  — зеркало

Излучение, содержащее три цвета, можно получить двумя способами. Первый способ предполагает использование излучения гелий-неонового лазера с длиной волны  $\lambda_1 = 0,633$  мкм и двух линий аргонового лазера с  $\lambda_2 = 0,488$  мкм и  $\lambda_3 = 0,515$  мкм. Пучки от обоих лазеров сводятся в один канал, как изображено на рис. 98, а дальше применяется голографическая установка обычного типа. Трудности возникают ввиду того, что лазеры промышленного изготовления имеют разные длины когерентности. Другой способ предполагает использование криптонового лазера, в котором возникает генерация спектральных линий с длинами волн  $\lambda_1 = 0,476$  мкм,  $\lambda_2 = 0,521$  мкм,  $\lambda_3 = 0,647$  мкм и  $\lambda_4 = 0,647$  мкм.

При использовании одного лазера для получения нескольких цветов существенно уменьшаются требования, предъявляемые к юстировке. Кроме того, длина когерентности излучения разных длин волн приблизительно одинакова.

## 5.2. РЕГИСТРИРУЮЩИЕ СРЕДЫ

### 5.2.1. ТРЕБОВАНИЯ, ПРЕДЬЯВЛЯЕМЫЕ К РЕГИСТРИРУЮЩИМ СРЕДАМ ДЛЯ ГОЛОГРАФИИ

Информацию, содержащуюся в изображении, можно записать либо поточечно, раскладывая изображение на малые элементы и последовательно нанося их на регистрирующий материал (например, на ленту и т. п.), либо интегрально на плоскости, либо в объемной регистрирующей среде. В классических методах используются первые два типа записи. В голографии запись изображения методом разложения практически не применяется и, следовательно, регистрирующая среда должна быть плоской или объемной. Рассмотрим различные типы материалов, используемые для плоской и объемной записи, и опишем характеристики материалов и их свойства, а также методы их обработки и хранения. Ввиду того, что запись может быть как амплитудной, так и фазовой, характеристики материалов необходимо рассматривать также с точки зрения реализации этих двух способов регистрации.

Голография предъявляет к регистрирующим материалам гораздо более жесткие требования, чем классические методы. При фотографической регистрации разрешающая способность должна быть такой же, как и ожидаемое разрешение в изображении. При визуальном наблюдении фотографических изображений достаточно разрешения порядка десяти линий на миллиметр. В голографии требования к разрешающей способности определяются другими параметрами, из которых наибольшее значение имеет угол между предметной и референтной волнами, определяющий несущую пространственную частоту голограммы. Разрешение, или разрешающая способность, является довольно грубой качественной характеристикой материала, и с этой точки зрения материал более полно описывается частотно-контрастной характеристикой.

Другой важной характеристикой регистрирующего материала является чувствительность, к которой в голографии предъявляются требования не большие, чем в обычной фотографии. Фотографические материалы, до сих пор применявшиеся в голографии, гораздо чувствительнее новых материалов, которые, однако, имеют большую разрешающую способность. Обычно материал с большой разрешающей способностью обладает меньшей чувствительностью.

В связи с тем, что в голографии используют когерентное излучение, весьма строгие требования предъявляются к светорассеянию материала. Светорассеяние уменьшает отношение сиг-

нала к шуму в голографическом изображении и в ущерб изображению усиливает интенсивность света в нулевом порядке дифракции.

Фотографические материалы могут использоваться в голографии как для амплитудной, так и для фазовой записи. Фазовая запись осуществляется либо за счет изменения показателя преломления слоя, либо вследствие образования поверхностного рельефа. Кроме фотографических материалов существует ряд других регистрирующих сред, которые исследуются с точки зрения возможности использования для записи голограмм.

Среди тех многих явлений, которые позволяют осуществить голографическую запись, назовем фотохромизм, т. е. уменьшение под действием света полос поглощения, образование которых происходит при облучении коротковолновым излучением, рентгеновскими лучами, электронными пучками и т. п. К материалам такого типа принадлежат фотохромные стекла, кристаллы с примесями, органические красители и др. В последующих параграфах будут более подробно рассмотрены различные регистрирующие среды.

### 5.2.2. ПЕРЕДАТОЧНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА

До сих пор предполагалось (см. гл. 2), что амплитудные или фазовые изменения в материале линейно зависят от экспозиции в области, близкой к рабочей точке, и не рассматривался подробно ход характеристической кривой [соотношения (2.59) и (2.63)].

Рассмотрим теперь передаточную характеристику регистрирующих материалов при амплитудной записи. Аналогичные рассуждения можно привести и для случая фазовой регистрации, однако этим мы заниматься не будем.

В фотографической практике передаточная характеристика обычно выражает зависимость оптической плотности от логарифма экспозиции. При этом экспозиция в соответствии с (2.56) определяется произведением интенсивности излучения на время его воздействия, а оптическая плотность почернения  $D$  равна десятичному логарифму величины, обратной энергетическому пропусканию материала:

$$D = -\lg T = -2 \lg |\tau|. \quad (5.44)$$

Если подставить в (5.44) выражения (1.6) и (1.5), то зависимость между оптической плотностью и коэффициентом поглощения получится в виде

$$D = \lg e \int_{x_0}^{x_T} K(x) dx \quad (5.45)$$

или для постоянной  $K$

$$D = K d \lg e, \quad (5.46)$$

где  $d$  — толщина чувствительного слоя.

В голографии необходимо знать амплитудное пропускание, которое, воспользовавшись выражением (5.44), выразим в виде

$$|\tau| = 10^{-(D/2)}. \quad (5.47)$$

Кривая зависимости оптической плотности от логарифма экспозиции для области, важной с точки зрения практического применения, приведена на рис. 99. Начальный участок этой кривой характеризуется нелинейной зависимостью оптической плотности от экспозиции, а затем имеет место почти линейное нарастание в окрестности точки перегиба  $G$ . Касательная в этой точке образует с осью координат угол  $\gamma$ . Этот угол (коэффициент контрастности) зависит от свойств материала, времени и способа

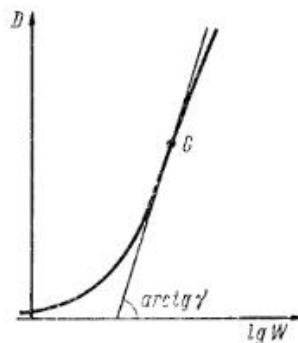


Рис. 99. Характеристическая кривая регистрирующего материала в координатах  $D$ ,  $\lg W$

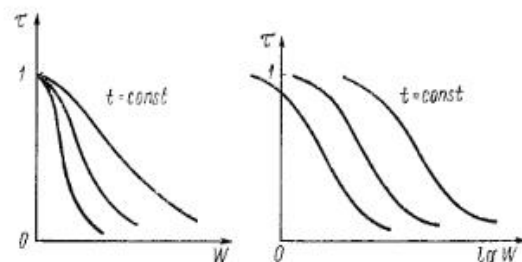


Рис. 100. Характеристические кривые в координатах  $\tau$ ,  $W$  и  $\tau$ ,  $\lg W$

его обработки. При дальнейшем увеличении экспозиции скорость нарастания оптической плотности уменьшается, а затем наблюдается даже некоторое уменьшение  $D$ .

Эта кривая мало пригодна для непосредственного использования в голографии, поскольку дифракция света на голограмме обусловлена изменениями амплитудного пропускания. Поэтому при изображении рабочей характеристической кривой в качестве независимой переменной целесообразно использовать амплитудное пропускание. При этом в качестве независимой переменной можно взять либо экспозицию, либо ее логарифм. Обычно в качестве независимой переменной выбирают экспозицию. Однако выбор  $\lg W$  обладает тем преимуществом, что в этом случае форма кривой не зависит для данного материала при определенных условиях обработки от времени экспонирования, потому что  $\lg W = \lg I + \lg t$ . Разные времена экспонирования вызывают только сдвиг кривой  $\tau = f(\lg W)$  (рис. 100).

В линейном приближении согласно выражению (2.59) характеристическая кривая заменяется вблизи рабочей точки прямой



линией. Линейная аппроксимация предполагает, что регистрируемый сигнал преобразуется в пространственное изменение амплитудного пропускания без искажения. Например, синусоидальный сигнал вновь будет иметь форму синусоиды. Однако при большой глубине модуляции нужно принимать во внимание нелинейность отклика материала, которая ведет к искажению интерференционных полос на голограмме.

Учтем нелинейность передаточной характеристики, представив зависимость  $\tau$  от  $W$  в виде ряда Тейлора:

$$\tau(W) = \bar{\tau} + \frac{d\tau}{dW}(W - \bar{W}) + \frac{1}{2!} \frac{d^2\tau}{dW^2}(W - \bar{W})^2 + \frac{1}{3!} \frac{d^3\tau}{dW^3}(W - \bar{W})^3 + \dots \quad (5.48)$$

Чтобы получить сведения о влиянии нелинейности, достаточно рассмотреть только первые два члена разложения, содержащие разность  $W - \bar{W}$ , которую в соответствии с формулой (2.60) можно записать как  $2A_R A_S t \cos(\Phi_R - \Phi_S)$ . В квадратичном члене представим квадрат косинуса в виде  $\cos^2(\Phi_R - \Phi_S) = [1 + \cos 2(\Phi_R - \Phi_S)]/2$ , откуда видно, что этому члену, с одной стороны, соответствует косинусоидальная решетка двойной пространственной частоты, обуславливающая появление пучка второго порядка дифракции, с другой стороны, — постоянная составляющая, вносящая вклад в пучок нулевого порядка. В голографической схеме Лейта и Упатниекса нелинейность, которая выражается только квадратичным членом, так мала, что не проявится при реконструкции.

В случае, если нелинейность значительна, необходимо принимать во внимание и третий член ряда Тейлора, содержащий косинус в третьей степени, который можно переписать в виде

$$\cos^3(\Phi_R - \Phi_S) = [\cos 3(\Phi_R - \Phi_S) + 3 \cos(\Phi_R - \Phi_S)]/4.$$

В выражении появляется, с одной стороны, член, обуславливающий появление пучка дифракции третьего порядка, с другой стороны, слабое, описывающее вклад в восстановленное изображение в пучке первого порядка. Большая нелинейность, следовательно, приводит к искажениям при реконструкции. Обычно все высшие члены нечетных порядков функции косинуса дают составляющие в направлении пучка первого порядка и искажают голографическое изображение.

Ранее было дано качественное определение чувствительности. Наиболее целесообразно определить чувствительность на основе передаточной характеристики как экспозицию, требуемую для получения определенного амплитудного пропускания, оптической плотности либо коэффициента поглощения. К сожалению, не установлено общепринятого правила определения чувствительности, и поэтому приводимые значения часто несопоставимы.

Регистрирующий материал для голографии должен иметь достаточно высокую разрешающую способность, чтобы можно было воспроизвести мелкую интерференционную структуру голограммы. Это, однако, является скорее качественным требованием, поскольку нельзя ожидать, что при определенной частоте полос разрешение регистрирующего материала изменяется скачком. Количественной характеристикой такого рода является частотно-контрастная характеристика. Большинство регистрирующих материалов обладает такими свойствами, что контраст записанной интерференционной картины при низких пространственных частотах больше, чем при высоких. Следовательно, при возрастании пространственной частоты контраст изменяется от максимального значения к минимальному.

В голографии пространственная частота полос при интерференции плоских волн определяется углом между ними (2.32). Этот угол определяет так называемую несущую частоту. Вокруг несущей локализована некоторая полоса частот, которая передает информацию о волне, промодулированной регистрируемым объектом (п. 2.1.3).

Ширина полосы пространственных частот определяется размерами предмета, размерами голограммы, а также зависит от используемой голографической схемы. В качестве примера найдем ширину полосы частот для точечного объекта и сферической референтной волны в параксиальном приближении. Обычно при малых углах согласно выражению (2.31) для пространственной частоты имеем

$$F = (\alpha_S - \alpha_R)/\lambda, \quad (5.49)$$

где  $\lambda$  — длина волны света;  $\alpha_R$  — угол между нормалью к слою и референтным пучком;  $\alpha_S$  — угол между нормалью к слою и объектным пучком. Далее в соответствии с рис. 101 получим: для крайних частот

$$F(+H) = \frac{1}{\lambda} \left( \frac{x_S - H}{z_S} - \frac{x_R - H}{z_R} \right);$$

$$F(-H) = \frac{1}{\lambda} \left( \frac{x_S + H}{z_S} - \frac{x_R + H}{z_R} \right) \quad (5.50)$$

и для разности частот

$$\Delta F = F(+H) - F(-H) = \frac{2H}{\lambda} \left( \frac{1}{z_R} - \frac{1}{z_S} \right). \quad (5.51)$$

Следовательно, ширина полосы пропорциональна размеру голограммы  $2H$  и обратно пропорциональна ее удаленности от центра референтного источника и объекта.

Частотно-контрастная характеристика выражает зависимость контраста полос от пространственной частоты. При этом имеют в виду контраст полос с косинусоидальной модуляцией:

$$A = A_0 + A_1 \cos 2\pi Fx, \quad (5.52)$$

где  $A$  — текущее значение величины;  $A_0$  — среднее значение;  $A_1$  — амплитуда.

Контраст определяется как отношение

$$K_A = \frac{A_{\max} - A_{\min}}{A_{\max} + A_{\min}}. \quad (5.53)$$

Частотно-контрастная характеристика  $K(F)$  данного голографического регистрирующего материала определяется зависимостью контраста амплитудного пропускания материала от пространственной частоты регистрируемой синусоидальной картины.

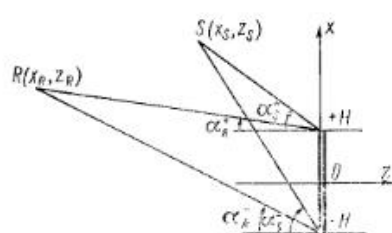


Рис. 101. Схема записи голограммы точечного объекта  $S$

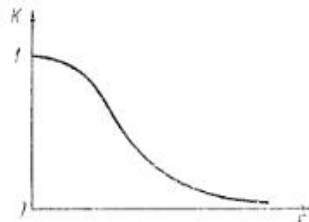


Рис. 102. Частотно-контрастная характеристика регистрирующего материала

Пусть распределение интенсивности в регистрируемой картине описывается выражением

$$W(F) = W_0 + W_1(F) \cos 2\pi Fx, \quad (5.54)$$

а контраст

$$K_W(F) = \frac{W_{\max} - W_{\min}}{W_{\max} + W_{\min}} = \frac{W_1(F)}{W_0}. \quad (5.55)$$

Амплитудное пропускание имеет вид

$$\tau(F) = \tau_0 + \tau_1(F) \cos 2\pi Fx,$$

откуда получим для контраста

$$K_\tau(F) = \frac{\tau_{\max} - \tau_{\min}}{\tau_{\max} + \tau_{\min}} = \frac{\tau_1(F)}{\tau_0}. \quad (5.56)$$

Частотно-контрастная характеристика определяется как отношение

$$K(F) = K_\tau(F)/K_W(F). \quad (5.57)$$

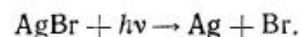
Если бы точка идеально изображалась в виде точки, прямая — в виде прямой и т. п., то это отношение было бы равно единице.

В действительности, однако, точка изображается в виде кружка рассеяния, что обуславливает зависимость оптической передаточной функции от частоты. Типичная форма частотно-контрастной характеристики представлена на рис. 102. Кривая монотонно падает от максимального значения, равного единице при нулевой частоте, до нуля с ростом частоты.

Так же как и чувствительность, разрешающая способность является только качественным понятием, связанным с предельным разрешимым контрастом, который должен определяться условно. Поскольку общепринятого способа определения предельного контраста не существует, отдельные данные относительно предельного разрешения часто являются несопоставимыми. Для определения предельного разрешения можно было бы воспользоваться критерием Рэля для разрешающей способности оптических приборов, в соответствии с которым две точки разрешаются субъективно, если интенсивность света между центрами дифракционных пятен отличается не менее чем на 20% от значения интенсивности в центрах пятен. В этом случае имеем  $I_{\max} = 1$ ;  $I_{\min} = 0,8$ ; откуда для контраста получаем  $K = 0,11$ . Поэтому иногда за предел разрешения принимают значение пространственной частоты, при которой контраст снижается до 10% от своего максимального значения.

#### 5.2.4. ФОТОГРАФИЧЕСКИЕ МАТЕРИАЛЫ

Наиболее распространенным материалом для записи голограмм является фотографический материал, который представляет собой чувствительный слой, нанесенный на стеклянную или гибкую подложку, выполненную оптически достаточно качественно. Чувствительный фотографический слой представляет собой суспензию мелких зерен галогенидов серебра в нейтральном колоиде. Наиболее часто в качестве галогенида серебра используют бромид серебра, а в качестве колоида — желатину. Если бромид серебра осветить светом видимой области, то происходит его фотолитическая диссоциация. Эту реакцию можно представить в виде



При достаточно длительном воздействии света весь бромид превращается в металлическое серебро и бром. Однако прямое разложение солей серебра под действием света не может использоваться на практике, так как требует длительного экспонирования фотопластины. Поэтому используются малые времена экспозиции, при которых в отдельных зернах бромида образуются только зародыши серебра. В дальнейшем при химической обработке каждый зародыш металлического серебра становится каталитическим центром процесса проявлений. При этом масса металлического серебра увеличивается. Для образования зародышей

необходима значительно меньшая световая энергия. Поэтому время экспонирования можно уменьшить по сравнению со случаем прямого фотолитического разложения до  $10^{-6}$  раз. Образовавшееся изображение называют скрытым. Химические вещества, применяемые при обработке и называемые проявителями, являются восстановителями. Проявление осуществляется обычно в щелочных растворах, в которых восстановители обладают большей восстановительной способностью.

Из проявляющих веществ наиболее часто используют метол, гидроксид и фенидон. Превращение экспонированного бромида серебра в серебро приводит к тому, что проявитель окисляется и становится непригодным к дальнейшему использованию.

Время химического проявления выбирается таким образом, чтобы изображение имело достаточную оптическую плотность. Далее проявление прекращают и осуществляют промывку, в результате которой с поверхности материала удаляется проявитель. В чувствительном слое, однако, остается достаточно большое количество бромида серебра, который под действием света продолжает разлагаться. При этом контраст изображения постепенно уменьшается, а через несколько месяцев изображение полностью исчезнет. Поэтому необходимо устранить лишний бромид серебра. Этого добиваются так называемым фиксированием, которое переводит бромид серебра в растворимые соединения благодаря взаимодействию с тиосульфатом натрия, который составляет основу фиксирующего раствора.

При последующей промывке регистрирующего материала в проточной воде нежелательные компоненты растворяются и вымываются и остается чистое изображение из серебра в желатине. Изображение, следовательно, имеет амплитудную модуляцию, а голограммы в этом случае получают амплитудными.

Фотографический материал для голографии должен обладать специальными свойствами. Основным является требование к разрешающей способности, которая должна во много раз превышать разрешающую способность материалов, используемых в обычной фотографии. Из этого следует, что светочувствительный слой должен состоять из достаточно мелких и близко расположенных зерен бромида серебра. Мелкозернистость приводит к тому, что чувствительность материала снижается, поскольку требования к разрешению вступают в противоречие с требованиями к чувствительности.

От размеров зерен бромида серебра и расстояния между ними зависит также рассеяние света, которое уменьшается с увеличением разрешения материала.

Толщина чувствительного фотографического слоя большинства изготавливаемых материалов для голографии имеет значение от 5 до 16 мкм и, следовательно, существенно больше, чем длина волны света. Поэтому фотографические слои можно также использовать при получении объемных голограмм.

При вымывании некоторых химических элементов в ходе фотохимического процесса изменяется объем слоя, а следовательно, и его толщина. Изменения толщины могут происходить не только интегрально, но и локально. Поверхностный рельеф, возникающий при этом, отражает структуру изображения. Поверхностный рельеф используется для получения плоских фазовых голограмм, когда на него напыляется отражающий алюминиевый слой.

Интегральные изменения толщины приводят к усадке, т. е. к сжатию слоя. Сжатие прежде всего имеет важное значение в объемной голографии, так как при этом происходит взаимное сближение зарегистрированных интерференционных поверхностей, вследствие чего при реконструкции голограммы необходима уже другая длина волны света, чем при записи.

Приведем краткий анализ изменения геометрии установки для параксиальной задачи (рис. 103). В силу этого предположения углы  $\alpha$ ,  $\alpha'$  будут малы и можно принять  $d\alpha = d'\alpha'$ . Поскольку согласно п. 2.1 изофазные поверхности ориентированы в направлении биссектрисы угла между интерферирующими пучками, будем иметь  $\alpha = (\theta_S + \theta_R)/2$ ;  $\alpha' = (\theta_I + \theta_C)/2$ . Подставляя последние выражения в предыдущее, получим

$$\theta_I + \theta_C = s(\theta_S + \theta_R), \quad (5.58)$$

где  $s = d/d'$ . Далее из формулы (2.30) следует  $\lambda/\lambda_x = \text{const} \approx \approx \theta_I - \theta_C = \theta_S - \theta_R$ , и, следовательно,

$$\theta_I - \theta_C = \theta_S - \theta_R. \quad (5.59)$$

Из равенств (5.58) и (5.59) можно определить углы для восстанавливающего и объектного пучков:

$$\begin{aligned} \theta_C &= \frac{1}{2} [\theta_S(s-1) + \theta_R(s+1)]; \\ \theta_I &= \frac{1}{2} [\theta_S(s+1) + \theta_R(s-1)]. \end{aligned} \quad (5.60)$$

Отражательные голограммы не обладают такой чувствительностью к геометрии установки, однако им свойственна сильная зависимость дифракционной эффективности от длины волны света, используемого при реконструкции. Поэтому часто бывает желательно компенсировать сжатие чувствительного слоя. Простейший способ, предотвращающий усадку слоя, состоит в том, что слой просто не фиксируется. Такие голограммы имеют, однако, малый срок службы и через несколько месяцев чернеют.

Часто для компенсации усадки фотослоя используют водный раствор триэаноламина  $C_6H_{15}NO_3$  с концентрацией 5—15%. В таком растворе голограмму выдерживают в течение нескольких минут и затем сушат.

Как уже отмечалось ранее, фазовые голограммы обладают большой дифракционной эффективностью. Поэтому амплитудную голограмму, записанную на фотографическом слое, стремятся



превратить в фазовую. Эту задачу можно решить, если дополнительной химической обработкой перевести металлическое серебро в прозрачное соединение, которое имеет показатель преломления, отличный от показателя преломления окружающего желатина. В некогерентном свете фазовая голограмма на фотографическом слое по внешнему виду напоминает матовую пластинку.

В обычной фотографической практике такой процесс называется отбеливанием. В голографии он применяется для получения фазовых голограмм. Для отбеливания голограмм используют процессы, в которых образующиеся соли были бы нерастворимыми и не вымывались из слоя. Часто последнее фиксируются

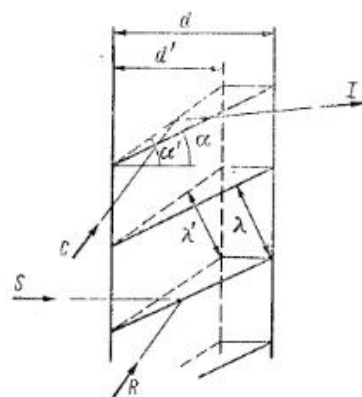


Рис. 103. Влияние усадки светочувствительного слоя на реконструкцию

исключают, и отбеленная голограмма только промывается в проточной воде.

После общего рассмотрения свойств и способов обработки

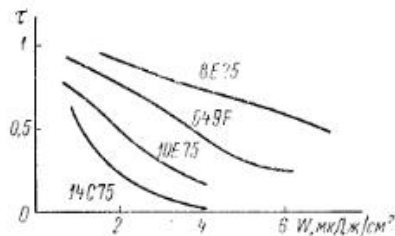


Рис. 104. Передаточные характеристики голографических материалов для линии гелий-неонового лазера с  $\lambda = 0,633$  мкм

фотографических слоев для голографии приведем конкретные данные, характеризующие наиболее часто используемые материалы.

Фирма ОРВО в ГДР производит ряд фотографических материалов, пригодных для голографических целей. Для их обозначения используются две буквы и число. Первая буква *L* определяет только тип материала, вторая — сенсibilизацию. Так буква *O* используется для обозначения ортохроматической сенсibilизации (например, аргонный лазер), а буква *P* — для панхроматической сенсibilизации (например, гелий-неоновый лазер). Специальные пластинки для голографии из серии *LP*, обозначаемые *LP2* и *LP3*, имеют разрешающую способность 2000 лин/мм для *LP2* и 1000 лин/мм для *LP3*. При этом, естественно, что пластинки *LP3* чувствительнее, чем *LP2*, приблизительно в 16 раз. Из серии *LO* для голографии разработаны пластинки *LO2*, которые имеют разрешение 2000 лин/мм. Толщина чувствительного слоя всех материалов равна 8 мкм. Для обработки рекомендуется проявитель ОРВО 71.

Из большого числа различных советских материалов укажем пластинки ВР и Микрат-900 с разрешающей способностью соответственно 2000 и 1000 лин/мм. Чувствительность этих материалов имеет значение от 0,5 до 10 мкДж/см<sup>2</sup> для получения оптической плотности  $D = 0,5$ . При обработке используется проявитель типа УП-2.

Весьма распространенным материалом являются фотографические пластинки и пленки бельгийской фирмы Агфа—Геверт. Приведем три основных типа. Голографическая пленка типа 14С75 имеет высокую чувствительность, разрешающую способность порядка 1500 лин/мм и толщину слоя 5 мкм. Голографические пластинки 10Е75 с чувствительностью 5 мкДж/см<sup>2</sup> имеют разрешение 2800 лин/мм, и пластинки 8Е75 с чувствительностью 20 мкДж/см<sup>2</sup> имеют разрешение 3000 лин/мм. Толщина чувствительного слоя составляет 7 мкм. Характеристические кривые этих материалов при обычных условиях обработки представлены на рис. 104. Рекомендуется применять специальный проявитель G3r либо метиол U и фиксирующий раствор G334.

Одним из лучших голографических материалов являются пластинки фирмы Кодак (ГДР) типа 649F, которые имеют разрешение 5000 лин/мм при чувствительности 30 мкДж/см<sup>2</sup>. Толщина слоя порядка 16 мкм. Характеристическая кривая приведена на рис. 104. Для обработки рекомендуется проявитель Кодак с  $D = 19$ .

#### 5.2.5. ФОТОХРОМНЫЕ МАТЕРИАЛЫ

Несмотря на то что фотографические материалы весьма удобны для записи голограмм, постоянно разрабатываются новые регистрирующие среды, особенно такие, которые не требуют химической обработки после экспонирования и позволяют проводить многократное экспонирование благодаря возможности легкого стирания предшествующей записи и быстрой готовности для дальнейшего экспонирования.

Наиболее перспективными с этой точки зрения являются фотохромные материалы. Существуют такие вещества, в которых под действием света, рентгеновских лучей, электронов либо под воздействием температурной обработки образуются полосы поглощения в видимой области спектра. При воздействии света видимого диапазона, который имеет длину волны вблизи полосы поглощения, эта полоса поглощения уменьшается. В первом случае говорят о потемнении или окрашивании вещества, тогда как во втором случае процесс называется оптическим обесцвечиванием или отбеливанием.

К фотохромным средам относятся три разновидности материалов: фотохромные стекла, кристаллы с центрами окраски и органические красители.

Активными центрами в фотохромных стеклах являются галогениды серебра в виде зерен размерами от 50 до 100 нм. Под

действием излучения в близкой ультрафиолетовой области эти кристаллы разлагаются с образованием нейтральных атомов серебра, при этом увеличивается поглощение в видимой области. Под действием желто-зеленого света атомы серебра вновь ионизируются и происходит обесцвечивание материала. Предельная пространственная частота точно так же, как и в случае фотографических слоев, определяется рассеянием света на кристаллах.

Из группы кристаллов с центрами окраски используются, с одной стороны, галогениды щелочных металлов, в которых под действием ультрафиолетового света или рентгеновских лучей образуются так называемые центры поглощения, с другой стороны, кристаллы типа флюорита и титаната стронция с примесями разных элементов, главным образом редкоземельных металлов. Эти кристаллы при нормальных условиях являются почти прозрачными, а под действием излучения вблизи границы видимого и ультрафиолетового света их поглощение увеличивается.

Наиболее важными поглощающими центрами в галогенидах щелочных металлов являются так называемые *F*-центры, которые под действием длинноволнового света разрушаются, и происходит обесцвечивание кристалла. Скорость процесса обесцвечивания возрастает с температурой. Поэтому голограмма записывается при температуре выше 80°С, а восстанавливается при нормальной температуре. Разрешающая способность определяется размерами молекул.

Третьим типом фотохромных материалов являются органические пленки, содержащие производные спиропиранов. Эти пленки наносятся на прозрачную подложку, при этом толщину слоя можно варьировать в широких пределах. Разрешающая способность таких материалов находится на молекулярном уровне.

Для окрашивания всех трех разновидностей фотохромных материалов обычно применяется ртутная лампа, т. е. используется свет с длиной волны  $\lambda = 365$  нм. Запись голограмм на таких материалах производится, как правило, с помощью гелий-неонового лазера. При считывании голограмма постепенно обесцвечивается и полностью стирается. Такое считывание называется деструктивным. Чувствительность таких материалов на несколько порядков ниже, чем у фотографических материалов.

При работе с фотохромными материалами можно использовать и другие типы лазеров, если регистрирующая среда более чувствительна к их излучению.

Поскольку возникновение полос поглощения связано с появлением аномальной дисперсии, то при реконструкции целесообразно использовать изменение показателя преломления регистрирующей среды, обусловленное изменением его спектра поглощения (см. гл. 2). Это изменение показателя преломления максимально в экстремальных точках дисперсионной кривой, которые находятся вблизи краев полосы поглощения, и поэтому при реконструкции голограммы излучением на этих длинах волн

не происходит заметной деструкции голограмм. Одновременно и дифракционная эффективность во много раз больше, чем у амплитудных голограмм.

В результате температурных релаксаций фотохромные материалы самопроизвольно обесцвечиваются. При этом снижается контраст голографической записи. Процесс характеризуется полупериодом, который изменяется в широких пределах в зависимости от типа материала.

Важной характеристикой фотохромных материалов является цикличность, которая указывает, сколько циклов окрашивания и обесцвечивания при записи и реконструкции можно осуществить на одном участке регистрирующего материала. Однако до сих пор эта величина не нашла широкого употребления, хотя цикличность у различных материалов существенно неодинакова.

### 5.2.6. ДРУГИЕ РЕГИСТРИРУЮЩИЕ СРЕДЫ

Кроме рассмотренных светочувствительных сред, существует ряд других материалов, пригодных для голографической регистрации. Приведем краткий перечень некоторых из них: биохромированная желатина, магнитные слои, тонкие поглощающие слои, нелинейные кристаллы и термопластические материалы.

В фотографических слоях желатина выполняет роль матрицы, в которой распределены светочувствительные кристаллы. Заметим, однако, что сама желатина чувствительна к свету и может образовывать фазовую объемную голограмму. Чувствительность ее увеличивается, если ввести в нее небольшое количество  $(\text{NH}_4)_2\text{Cr}_2\text{O}_7$  или  $\text{K}_2\text{Cr}_2\text{O}_7$ . После экспонирования обработанной таким образом желатины синим светом она становится нерастворимой в воде, тогда как в исходном состоянии является хорошо растворимой. Для записи голограмм, следовательно, требуются лазеры, излучающие в коротковолновой области спектра, причем требуется энергия порядка десятков миллиджоулей. Таким образом, можно записать как рельефную фазовую голограмму, так и объемную фазовую голограмму. Оба типа голограмм обладают высокой дифракционной эффективностью, близкой к теоретическому пределу.

Для записи голограмм на магнитные слои используются пленки  $\text{MnVl}$ . Предварительно слой намагничивается. При экспонировании голограмм возникают локальные температурные изменения, которые могут превосходить температуру Кюри и вызывать изменения намагничивания. При реконструкции используется либо эффект Фарадея, либо эффект Керра. Стирание голограммы осуществляется магнитным полем. Для реализации такого типа записи необходимы короткие интенсивные световые импульсы, низкая температура Кюри и малая теплопроводность материала.

Можно также записать голограмму, если под действием света происходит нагрев и испарение тонкого поглощающего слоя.

Для этой цели можно использовать либо тонкий металлический, либо полупроводниковый слой. В результате получается так называемая бинарная голограмма, имеющая не синусоидальный, а прямоугольный профиль поверхностного рельефа. Поэтому при реконструкции такой голограммы возникают также высокие порядки дифракции.

Для записи голограмм можно использовать нелинейные явления в твердом теле. Существует ряд материалов, в которых световое поле большой интенсивности вызывает изменения показателя преломления. Таким образом, можно получить объемные фазовые голограммы с высокой дифракционной эффективностью, которые стираются при температурном воздействии. Разрешающая способность таких материалов находится на молекулярном уровне. Типичным примером является кристалл ниобата лития. Для записи голограммы используется аргоновый лазер с экспозицией  $I = 1 \text{ Вт/см}^2$  и временем экспонирования несколько десятков секунд.

Кроме перечисленных материалов, следует отметить фототермопластические слои, в которых регистрирующей средой является термопластическая пленка, нанесенная на прозрачный полупроводниковый слой. Роль подложки выполняет стеклянная пластинка с нанесенным на нее тонким прозрачным проводящим слоем, например слоем окиси олова. Поверх него нанесены слои фотопроводника и термопластика.

Процесс регистрации голограммы состоит из нескольких этапов, включающих предварительное очуствление материала путем создания однородного потенциала на поверхности термопластика по отношению к прозрачному проводящему слою, экспонирование интерференционной картиной, вторую зарядку, кратковременное нагревание термопластической пленки до температуры, близкой к точке размягчения или плавления. В результате голограмма фиксируется в виде пространственного распределения толщины слоя термопластика и обладает свойствами практически идеальной плоской фазовой голограммы. Максимальная разрешающая способность такого материала ненамного превышает 1000 лин/мм.

### 5.2.7. КОПИРОВАНИЕ ГОЛОГРАММ

Рассмотрим некоторые проблемы, связанные с копированием голограмм. Самым простым способом получения копии голограммы является прессование, аналогичное тому, которое используется при изготовлении грамофонных пластинок. Для этой цели применяют рельефные голограммы — оригиналы.

Весьма удобным является метод копирования, аналогичный тому, который используется в обычной фотографии. Прямой контактный способ копирования с помощью некогерентного света приводит к сильному снижению контраста и применим только

для копирования голограмм с малой пространственной частотой. Копирование можно осуществлять также с помощью когерентного света. Однако такой процесс имеет несколько другую сущность.

Поместим за исходной голограммой  $O$  голографическую пластинку  $K$ , как показано на рис. 105, и восстановим изображение. На голографическую пластинку  $K$  попадает как восстанавливающая волна  $C$ , так и объектная волна  $I_p$ . Обе волны интерферируют и образуют интерференционное поле в области, где расположена пластинка  $K$ . Следовательно, на эту пластинку снова записывается голограмма объекта  $I_p$ .

Однако восстанавливающая волна в процессе копирования не всегда может быть использована в качестве референтной для получения копии. Если голографическую пластинку поместить в области  $K'$ , где восстанавливающая и объектная волны уже не пересекаются, то можно использовать новую референтную волну  $R'$ . Этот второй способ копирования имеет свои преимущества, поскольку, подбирая соотношение интенсивностей восстанавливающей волны  $C$  и референтной волны  $R'$ , можно улучшить контраст интерференционных полос, а следовательно, и дифракционную эффективность голографической копии по сравнению с голограммой — оригиналом  $O$ .

С помощью копирования можно также получить такую голограмму, которая при восстановлении позволяет получать ортоскопическое изображение объекта, расположенное перед голограммой (см. п. 3.3.3).

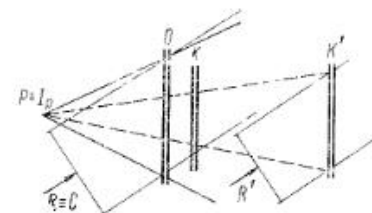


Рис. 105. Копирование голограмм:  $O$  — оригинал;  $K, K'$  — копии



## 6.1. ГОЛОГРАФИЧЕСКАЯ ИНТЕРФЕРОМЕТРИЯ

## 6.1.1. ПРИНЦИП ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙ ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ

Голографическое изображение формируется с помощью когерентного света. Восстановленный волновой фронт может интерферировать с другой когерентной волной с образованием интерференционных полос. Если интерферирующие волны не очень сильно отличаются друг от друга, то возникает макроскопическая интерференционная картина, анализируя которую, можно получить информацию о различиях этих волновых поверхностей.

Поскольку длина волны света очень мала, то так же, как и в классической интерферометрии, можно фиксировать очень малые изменения с большой точностью, которая выражается в долях длины волны света. Что касается точности, то здесь голографическая интерферометрия ничем не отличается от классической и не дает ничего нового. Однако в некоторых случаях голографическая интерферометрия позволяет осуществить то, что было невозможно сделать классическими методами.

Это, прежде всего, интерферометрия пространственных предметов, позволяющая установить различие форм сложных трехмерных объектов. Поэтому голографическую интерферометрию иногда называют дифференциальной.

Кроме того, классическая интерферометрия имеет дело только с объектами, имеющими поверхности оптического качества. Для голографической интерферометрии эти требования не обязательны. Исследуемые поверхности могут отражать свет диффузно.

При интерференции волновых фронтов, отраженных от двух диффузных поверхностей, необходимо принимать во внимание когерентную зернистость. Очевидно, что легче всего получить интерференцию, если структура обеих поверхностей одинакова. Если структура поверхностей неодинакова, то когерентная зернистость будет превалировать над регулярной интерференционной картиной.

Следующим преимуществом голографической интерферометрии перед классической является возможность воспроизвести форму зарегистрированной волновой поверхности в те моменты времени,

когда предмет уже может и не существовать. Из этого следует, что голографическая интерферометрия является одноканальной, тогда как в классической интерферометрии один канал является измерительным, а другой используется для сравнения. Поэтому в классической интерферометрии необходимо уравнивать с большой точностью оба канала и устранить оптические дефекты, тогда как в голографической интерферометрии вообще не нужно принимать во внимание оптические aberrации, поскольку они компенсируются в одном и том же канале.

В то время как анализ не слишком сложных классических интерференционных картин является относительно простым, анализ голографических интерференционных картин провести до-

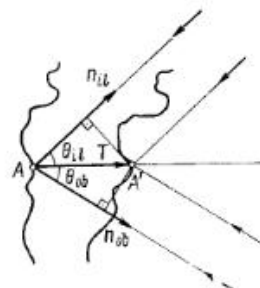


Рис. 106. Интерференция лучей, отраженных от соответственных точек диффузной поверхности

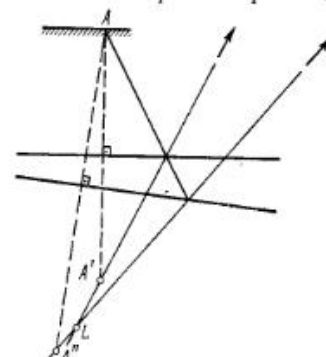


Рис. 107. Локализация интерференционных полос при освещении протяженным источником

вольно сложно. Это объясняется главным образом неоднозначностью связи искривления интерференционных полос с изменениями формы исследуемого объекта. Здесь эти вопросы не могут подробно обсуждаться, и в дальнейшем мы ограничимся только некоторыми рассуждениями.

Осветим когерентной волной две сходные по структуре диффузные поверхности, которые незначительно сдвинуты и повернуты друг относительно друга. Из всех лучей, которые отражаются от поверхностей и поступают к наблюдателю, ярко выраженную интерференционную картину образуют только те, которые отражаются от соответственных точек двух поверхностей (рис. 106). Рассеяние от несоответственных точек является случайным по фазе, и его можно рассматривать как шум.

Если обозначим проекцию вектора сдвига рассматриваемой точки на плоскость, в которой находятся единичные векторы, направленные в сторону освещающего источника и наблюдателя ( $\mathbf{n}_{1l}$  и  $\mathbf{n}_{ob}$ ), буквой  $T$ , то для проекции разности путей будем иметь

$$\delta' = T'(\mathbf{n}_{1l} + \mathbf{n}_{ob}), \quad (6.1)$$

$$\delta' = |\mathbf{T}'|(\cos \theta_{iI} + \cos \theta_{ob}), \quad (6.2)$$

где  $\theta_{iI}$  — угол, который образуют проекция вектора сдвига и единичный вектор  $\mathbf{n}_{iI}$ ;  $\theta_{ob}$  — угол между проекцией вектора сдвига и направлением на наблюдателя.

Очевидно, что для определения полного вектора сдвига необходимо знать, по крайней мере, три пространственные составляющие в прямоугольной системе координат. Поэтому необходимо иметь возможность наблюдать интерференционное поле в трех направлениях. О характере вектора сдвига, однако, можно много узнать, изучая изменение конфигурации интерференционного поля при смещении наблюдателя из одной точки наблюдения в другую. Задача анализа интерференционного поля несколько упрощается, если вместо обычного гомоцентрического освещения (сферическая волна) использовать коллимированное освещение (плоская волна), а наблюдение осуществлять из бесконечности (наблюдение с помощью телескопа).

При сдвиге всех точек поверхности предмета в одном направлении и предположении, что направление известно, наиболее выгодным является так называемый автоколлимационный режим, когда оба угла  $\theta_{iI} = \theta_{ob} = 0$ .

Следующей важной проблемой является локализация интерференционных полос. Как уже говорилось в гл 2, интерференционное поле, которое образуют два полностью когерентных источника, является нелокализованным. При этом образуются поверхности вращения второго порядка, в каждом сечении которых получаются интерференционные полосы. Если на пути световых пучков поместить оптические элементы, то интерференционное поле соответствующим образом трансформируется, но остается нелокализованным. Локализация будет иметь место, если считать источник пространственно-некогерентным. Поверхностью локализации (рис. 107) интерференционной картины называют такую поверхность, для которой контраст, или видность картины, максимальны.

В голографической интерферометрии, как правило, используются источники света, имеющие большую пространственную когерентность. Однако интерферометрически сравниваемые поверхности могут быть шероховатыми. Поэтому на интерференционную картину, образованную волнами от соответственных точек поверхностей, накладывается излучение от окрестных несоответственных точек со случайным распределением фаз. Если бы интерференционное поле, образованное волнами от соответственных точек поверхностей, не было нарушено интерференционными полями несоответственных окрестных точек, то результирующее интерференционное поле было бы нелокализованным.<sup>\*</sup> Мешающее воздействие локальных интерференционных полей можно устранить, если использовать для наблюдения очень малую апертуру,

когда разность хода лучей, попадающих на приемник, от каждой пары соответственных точек малого участка поверхности предмета практически одинакова. Интерференционное поле опять является нелокализованным. Если увеличивать апертуру наблюдения, то будет увеличиваться разброс разности фаз волн от соответственных точек наблюдаемого участка поверхности и область локализации сузится.

Нелокализованные интерференционные поверхности воспринимаются как интерференционные полосы, локализованные там, где изменение фазового набега вдоль луча наблюдения равно нулю:

$$d(\Delta\Phi)/ds = 0 \quad (6.3)$$

Локализацию интерференционных полос в практических применениях не принимают во внимание, а апертуру наблюдения уменьшают настолько, чтобы при большой глубине резкости изображения предмета и достаточной нелокализованности интерференционных полей образовались полосы, привязанные к поверхности предмета.

Локализацию интерференционных полос нельзя принимать за кажущееся перемещение полос с поверхности предмета в область перед ним или за ним при наблюдении двумя глазами, когда различие направлений наблюдений может вызвать разные изображения на сетчатке каждого глаза и тем самым привести к искусственному пространственному восприятию.

### 6.1.2. МЕТОД ДВОЙНОЙ ЭКСПОЗИЦИИ

Наиболее простым методом голографической интерферометрии является метод двойной экспозиции, применяемый в том случае, когда требуется определить различие между двумя состояниями предмета. На одной и той же пластинке записывается сперва голограмма одного состояния предмета, а затем после воздействия, например, тепловых деформаций — голограмма второго состояния. Если эту дважды экспонированную голограмму осветить восстанавливающей волной, то одновременно восстановятся оба изображения, причем обе восстановленные волны будут взаимно когерентны. Когда эти два изображения не очень сильно отличаются друг от друга как по форме, так и по расположению, возникающая в изображении интерференционная картина может дать информацию о величине происшедших изменений. Пример такой интерференционной картины приведен на рис. 108.

Количественно возникновение и расположение интерференционных полос можно описать, используя выражение для восстановленных волн. Для одного состояния имеем

$$u_1 = \bar{u}_1 + \kappa u_{cR} \bar{u}_s + \kappa u_{cR} u_s^* \quad (6.4)$$

и аналогично для второго состояния —

$$u_{I'} = \bar{u}_{I'} + \kappa' u_C u_R^* u_{S'} + \kappa' u_C u_R u_{S'}^* \quad (6.5)$$

Обе голограммы записаны на одной и той же установке, и при реконструкции используется общая восстанавливающая волна. Однако, поскольку при первом и втором экспонировании мы попадаем на различные участки характеристической кривой фотоматериала и время экспонирования может быть различным, в общем случае  $\kappa' \neq \kappa$ . Учитывая это, преобразуем (6.5) к виду

$$u_{I'} = \bar{u}_{I'} + \kappa' u_C u_R^* u_{S'} + \kappa' u_C u_R u_{S'}^* \quad (6.6)$$

За голограммой между собой интерферируют волны одного порядка дифракции. Рассмотрим, например, волны, образующие мнимые изображения. Поле интенсивностей будет иметь вид

$$\begin{aligned} I &= (\kappa u_C u_R^* u_S + \kappa u_C u_R u_S^*) (\kappa u_C u_R^* u_{S'} + \kappa u_C u_R u_{S'}^*)^* = \\ &= \bar{I} + \kappa \kappa' |u_C|^2 |u_R|^2 u_S u_{S'}^* + \kappa \kappa' |u_C|^2 |u_R|^2 u_S^* u_{S'} = \\ &= \bar{I} + \kappa \kappa' A_C^2 A_R^2 A_S^2 \{ \exp [i(\Phi_S - \Phi_{S'})] + \exp [-i(\Phi_S - \Phi_{S'})] \}. \end{aligned} \quad (6.7)$$

При выводе (6.7) предполагалось, что изменяется только форма предмета, а амплитуды воли, рассеянных объектом в обоих состояниях, одинаковы:  $A_{S'} = A_S$ . Интенсивность можно тогда выразить с помощью функции

$$I = \bar{I} + 2\kappa \kappa' A_C^2 A_R^2 A_S^2 \cos(\Phi_S - \Phi_{S'}). \quad (6.8)$$

Таким образом, образуется интерференционная структура. Темные поверхности будут в местах, для которых выполняется условие

$$\Phi_S - \Phi_{S'} = (2m - 1)\pi, \quad (6.9)$$

где  $m$  — натуральное число.

При анализе интерферограмм необходимо, чтобы контраст полос был максимальным. Это имеет место, когда  $I_{\min} = 0$ . Из выражения (6.8) следует, что для этого должно выполняться условие  $\kappa' = \kappa$ . Максимальная интенсивность в этом

случае равна  $I_{\max} = 4\kappa^2 A_C^2 A_R^2 A_S^2$ . Выражение (6.8) теперь можно написать в виде

$$\frac{I_P}{I_{PO}} = \frac{1}{2} [1 + \cos(\Phi_S - \Phi_{S'})] = \cos^2 \left[ \frac{1}{2} (\Phi_S - \Phi_{S'}) \right]. \quad (6.10)$$

Разность фаз  $(\Phi_S - \Phi_{S'})$  определяется разностью хода (6.1) и, следовательно, геометрией эксперимента. Если исследовать интерференционную картину, которая образована волнами, отраженными объектом в направлении освещающего источника, разность хода между ними равна двойному расстоянию между интерферирующими поверхностями, и для темных полос будем иметь

$$\Delta_{\text{темн}} = (2m - 1)\lambda/4. \quad (6.11)$$

Интерференционное поле в случае метода двойной экспозиции является стационарным, и его можно анализировать, когда угодно.

Если голограммы, соответствующие различным состояниям объекта, записываются на различные фотографические пластинки, то при восстановлении их необходимо наложить друг на друга таким образом, чтобы изображения были в максимальной степени тождественны.

Кроме рассмотренной интерпретации голографической интерференции, существует еще метод рассмотрения, основанный на биениях пространственных частот. Голограмма представляет собой структуру, пространственная частота которой меняется от точки к точке. При наложении двух мало отличающихся друг от друга голограмм наблюдается явление, аналогичное тому, которое имеет место при сложении мало отличающихся временных частот с образованием биений. На голограмме с двойной экспозицией появляются области, где голографическая картина усилена, а также области, где она ослаблена или же полностью смазана. Первые области дают хорошее восстановление, тогда как вторые не реконструируют изображение. Таким образом, возникают интерференционные полосы.

Биения пространственных частот, возникающие на двукратно экспонированной голограмме, подобны муаровым картинам при наблюдении в некогерентном свете.

Голограмму с двойной экспозицией целесообразнее всего применять при изучении динамических процессов. При использовании лазера с двумя близкими по времени импульсами можно записать, например, дифференциальную картину двух состояний в момент времени  $t$  и очень близкий к нему момент  $(t + \Delta t)$ . Классическая интерферометрия такую задачу решить не может.

### 6.1.3. МЕТОД ОДНОЙ ГОЛОГРАММЫ

Этот метод основан на интерференции волны, восстановленной голограммой, и волны, отраженной от предмета. Для его реализации сначала необходимо записать голограмму предмета и проявленную голограмму поместить точно в то же место, в котором она находилась при регистрации. Затем голограмму освещают референтной волной и одновременно освещают объект. Прошедшая через голограмму волна от объекта и восстановленная голограммой волна интерферируют между собой. Если теперь немного



Рис. 108. Голографическая интерферограмма тепловых деформаций, полученная методом двойной экспозиции



изменить положение предмета или его форму, то возникнут интерференционные полосы. Поскольку эти полосы изменяются в процессе деформирования или при перемещении предмета, то этот метод частот называют методом голографической интерферометрии в реальном масштабе времени.

Проведем количественно анализ распределения полос. Восстанавливающая волна описывается выражением (6.4), откуда для изображения первого порядка, считая, что дифракционная эффективность голограммы  $\eta$ , имеем

$$u_p = \sqrt{\eta} u_C \kappa u_R^* u_S. \quad (6.12)$$

Если предположить, что за голограммой интенсивность волны, распространяющейся от предмета, в  $\rho$  раз меньше, то ее амплитуда опишется выражением

$$u_{p'} = \sqrt{\rho} u_{S'}. \quad (6.13)$$

Поскольку голографическая схема не изменяется, восстанавливающая волна тождественна референтной волне  $u_C = u_R$ , а поскольку считаем, что изменяется только форма предмета, амплитуды также равны:  $A_S = A_{S'}$ .

Распределение интенсивности в интерференционной картине равно

$$\begin{aligned} I_p &= |u_p + u_{p'}|^2 = \eta A_C^2 \kappa^2 A_R^2 A_S^2 + \rho A_S^2 + \\ &+ \sqrt{\eta} \sqrt{\rho} A_C^2 A_R^2 A_S^2 \{ \exp i(\Phi_S - \Phi_{S'}) + \exp[-i(\Phi_S - \Phi_{S'})] \} = \\ &= (\eta \kappa^2 A_C^2 A_R^2 + \rho) A_S^2 + \sqrt{\eta} \sqrt{\rho} A_C^2 A_R^2 A_S^2 2 \cos(\Phi_S - \Phi_{S'}). \end{aligned} \quad (6.14)$$

Таким образом, возникает интерференционная структура. Света не будет олять в местах, для которых

$$\Phi_S - \Phi_{S'} = (2m - 1)\pi,$$

где  $m$  — натуральное число.

Поскольку желательно добиться максимального контраста, необходимо удовлетворить условию  $I_{\min} = 0$ , т. е.

$$(\eta \kappa^2 A_C^2 A_R^2 + \rho) A_S^2 = 2 \sqrt{\eta} \sqrt{\rho} A_C^2 A_R^2 A_S^2,$$

откуда можно найти произведение  $\eta \kappa^2$ .

Функция полос опять будет иметь вид

$$\frac{I_p}{I_{p0}} = \frac{1}{2} [1 + \cos(\Phi_S - \Phi_{S'})] = \cos^2 \frac{1}{2} (\Phi_S - \Phi_{S'}). \quad (6.15)$$

Такой метод пригоден не только для отражающих трехмерных предметов, но может быть использован и для прозрачных фазовых объектов, в которых происходят временные и пространственные изменения показателя преломления. Преимуществом данного метода перед классическими является прежде всего возможность сравнить данное состояние объекта с каким-либо другим

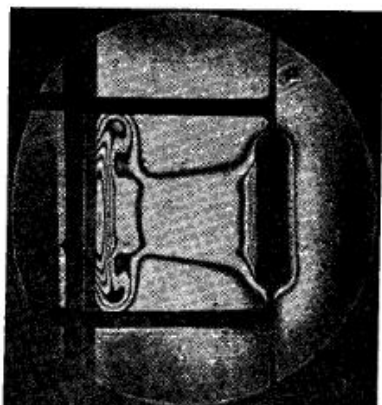
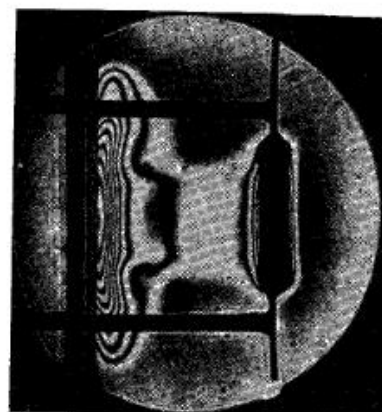
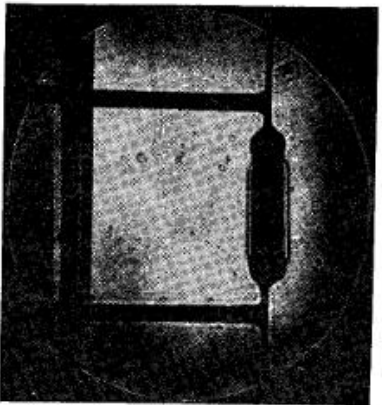
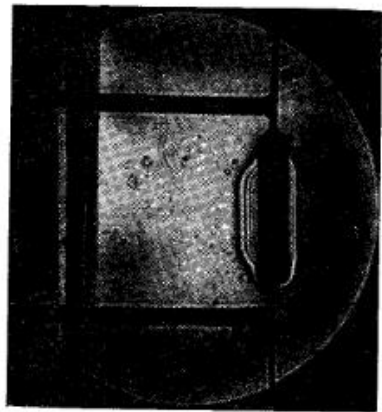
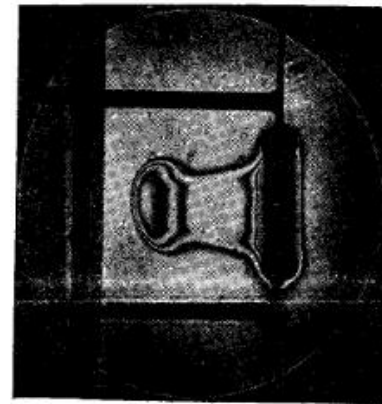


Рис. 109. Серия интерферограмм тепловых потоков при импульсном нагревании помещенного в воду соприкасающегося, полученных методом голографической интерферометрии в реальном масштабе времени

состоянием, причем исходное состояние, с которым производится сравнение, совсем не обязательно должно быть без фазовых искажений, как в случае классической интерферометрии. Этим вновь подтверждается правомочность названия «дифференциальная интерферометрия».

На рис. 109 представлена серия интерферограмм прозрачного фазового объекта, полученных методом голографической интерферометрии в реальном масштабе времени.

#### 6.1.4. ИНТЕРФЕРОМЕТРИЯ ДВИЖУЩИХСЯ ОБЪЕКТОВ

Ранее предполагалось, что методом голографической интерферометрии производится сравнение только двух не сильно отличающихся стационарных состояний объекта. Если число последовательных экспозиций увеличить, то при реконструкции объект наблюдается как бы через муаровую картину, образованную в результате наложения отдельных голограмм. Экстраполяция этого подхода на случай непрерывной экспозиции постоянно изменяющейся сцены составляет основу интерферометрии движущихся предметов. В качестве примеров можно рассмотреть равномерное прямолинейное движение и гармонические колебания объектов.

Рассмотрим первичную восстановленную волну, описываемую вторым членом выражения (6.4), которая для движущегося предмета при длительной экспозиции будет иметь вид

$$u_{IP} = \chi u_C u_R^* \frac{1}{t_m} \int_0^{t_m} u_S(t) dt. \quad (6.16)$$

Поскольку мы предполагаем, что амплитуда предметной волны не изменяется, то ее можно записать в форме

$$u_S = A_S \exp [i\Phi_S(t)],$$

и для малых изменений фаза  $\Phi_S(t) = \Phi_{SO} + \Phi'(t)$ . Далее для предметной волны получим

$$u_S = A_S \exp (i\Phi_{SO}) \exp [i\Phi'(t)] = u_{SO} \exp [i\Phi'(t)]. \quad (6.17)$$

Основная восстановленная волна, следовательно, в общем виде может быть описана выражением

$$u_{IP} = \chi u_C u_R^* u_{SO} \frac{1}{t_m} \int_0^{t_m} \exp [i\Phi'(t)] dt. \quad (6.18)$$

Теперь зададимся конкретным видом переменной составляющей фазы и предположим, что она линейно зависит от времени  $\Phi'(t) = Vt$ , где  $V$  — скорость изменения фазы.

Подставляя значение  $\Phi'(t)$  в (6.18) и вычисляя интеграл, получим

$$u_{IP} = \chi u_C u_R^* u_{SO} \frac{\exp [i(4\pi/\lambda) Vt_m] - 1}{i(4\pi/\lambda) Vt_m}. \quad (6.19)$$

Чтобы вычислить интенсивность, необходимо полученное выражение умножить на комплексно сопряженную величину

$$I_P = u_{IP} u_{IP}^* = I_{PO} \frac{\sin^2 (Vt_m 2\pi/\lambda)}{(Vt_m 2\pi/\lambda)^2}. \quad (6.20)$$

Если все точки предмета движутся с одинаковой скоростью, то интенсивность восстановленной волны будет зависеть от общего пути, пройденного предметом за время экспонирования. Функция (6.20) представлена на рис. 110. Если же различные

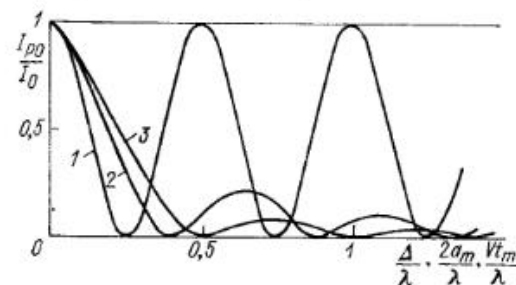


Рис. 110. Зависимость интенсивности света в восстановленном изображении от величины сдвига объекта при голографической интерферометрии: 1 — метод двойной экспозиции; 2 — равномерное движение; 3 — гармоническое колебание (2 и 3 — голографические интерферограммы с временным усреднением)

точки предмета будут двигаться с разными скоростями, то возникнут интерференционные полосы, распределение которых описывается выражением (6.20).

Поскольку интенсивность в максимумах кривой на рис. 110 быстро падает, то на практике при использовании этого способа ограничиваются общим сдвигом предмета приблизительно на 10 мкм. При этом время экспонирования может быть от нескольких наносекунд до нескольких минут, а следовательно, измеряемые скорости находятся в пределах от  $10^{-9}$  до  $10^3$  м/с.

Дальнейший анализ проведем для случая изменения фазы по гармоническому закону  $\Phi'(t) = \Phi'_0 \cos \omega t$ , где  $\Phi'_0$  — амплитуда изменения фазы;  $\omega$  — круговая частота. Интегрирование будем производить либо по полупериоду, либо по целому числу полупериодов, что дает одинаковый результат, поскольку в голографической интерферометрии не имеют значения число циклов многократно повторяющейся зависимости и изменение направления движения на противоположное.

Если время экспонирования некратно целому числу полупериодов, но значительно превышает длительность одного цикла, то вкладом доли полупериода можно пренебречь по сравнению с экспозицией, определяемой ближайшим целым числом полупериодов. При проведении эксперимента также не нужно заботиться о выборе моментов начала и конца экспонирования.

Вычисляя интеграл в выражении (6.18), для основной реконструированной волны получим

$$u_p = \kappa u_{cu}^* u_{so} J_0(\Phi_0'), \quad (6.21)$$

где  $J_0$  — функция Бесселя нулевого порядка.

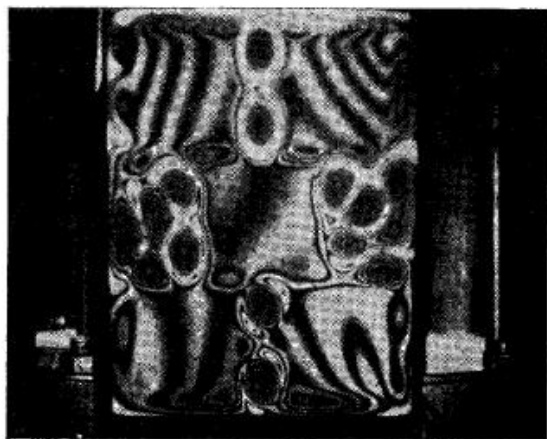


Рис. 111. Голографическая интерферограмма колебательных состояний поверхности ультразвукового фильтра

Для интенсивности будем иметь

$$I_p = u_p u_p^* = I_{p0} J_0^2(\Phi_0'). \quad (6.22)$$

Если предмет совершает такие гармонические колебательные движения, что все точки колеблются с одинаковой амплитудой, то яркость изображений в соответствии с (6.22) будет определяться амплитудой колебаний, как показано на рис. 110.

Если отдельные точки предмета колеблются с разными амплитудами, возникают интерференционные полосы, из которых можно определить узловые поверхности и области одинаковых амплитуд.

В случае гелий-неонового лазера ( $\lambda = 0,6328$  мкм) и автоколлимационной схемы кривые равных прогибов определяются темными полосами  $m$ -го порядка при амплитуде  $a_m \approx 0,12 + 0,16(m - 1)$ , выраженной в микрометрах.

В качестве примера на рис. 111 приведена интерферограмма колебательных состояний поверхности ультразвукового фильтра.

Этот метод дает гораздо более полную информацию, чем метод плевых картин Хладни, с помощью которого можно определить только узловые области. При изучении колебательных состояний кварцевых кристаллов голографический метод также имеет преимущество по сравнению с интерферометрическим методом, поскольку он не ограничен плоскими поверхностями и не требует блестящих поверхностей.

Приведенную интерпретацию голографической интерферометрии колебательных движений дополним качественным описанием. Голографическую интерферометрию с временным усреднением можно рассматривать как интерферометрию с двойной экспозицией, при которой каждая экспозиция соответствует двум крайним положениям предмета. Такая трактовка оправдывается тем, что в этих положениях предмета скорость перемещения точек поверхности равна нулю и поэтому в положениях крайнего отклонения они пребывают дольше, чем в промежуточных. Узловые точки колеблющейся поверхности все время неподвижны, поэтому при реконструкции они получаются наиболее яркими. Кроме этих основных интерференционных полос возникают полосы, соответствующие амплитудам отклонения в отдельных точках предмета.

Колебательные движения предмета также можно изучать описанным ранее методом голографической интерферометрии в реальном масштабе времени. Сначала записывается голограмма невозмущенной поверхности. Эта голограмма помещается в первоначальное положение, которое она занимала при съемке. Интерференция восстановленной волны и волны, отраженной от колеблющегося предмета, приводит к возникновению живых полос, которые, однако, в этом случае имеют относительно малый контраст.

#### 6.1.5. СТРОБОСКОПИЧЕСКАЯ ГОЛОГРАФИЧЕСКАЯ ИНТЕРФЕРОМЕТРИЯ

В голографической интерферометрии гармонических колебаний приводилась функция распределения интенсивности, максимумы которой очень быстро падали с увеличением порядка интерференции и, следовательно, амплитуды колебаний. Обычно различаются полосы не выше 15-го порядка, следовательно, полная амплитуда может составлять приблизительно 2,5 мкм. В то же время и исследование колебаний в реальном времени с помощью одной голограммы, записанной при стационарном равновесном положении объекта, не является достаточно эффективным из-за чрезвычайно малого контраста полос.

В обоих случаях возникают недостатки, которые являются следствием интегрирования непрерывных изменений в течение всей экспозиции. Поэтому гораздо целесообразнее из всего процесса сделать выборку тех моментов времени, когда объект находится в определенной фазе колебания. Это можно реализовать с помощью стробоскопического освещения.



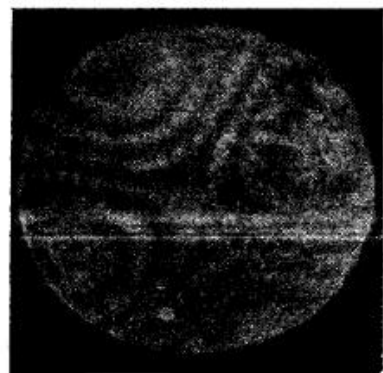
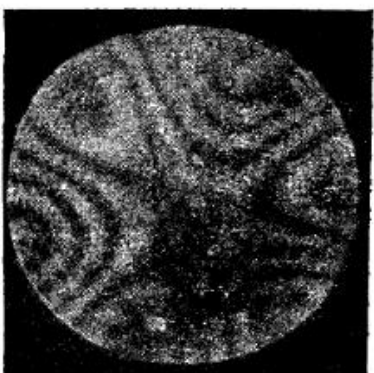
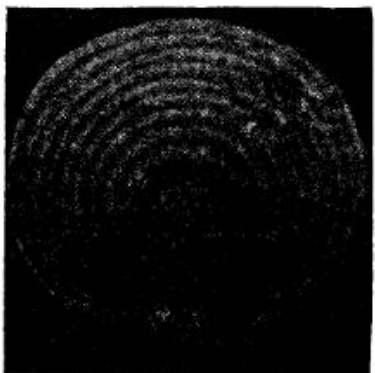
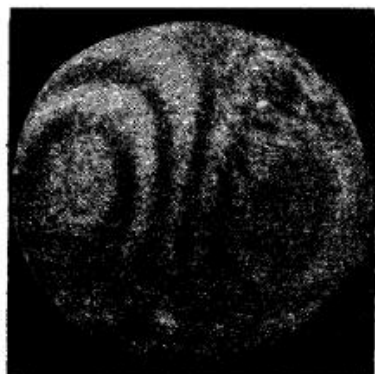


Рис. 112. Последовательность голографических интерферограмм колебательных состояний телефонной мембраны, полученных в реальном времени стробоскопическим методом



Стробоскопическое освещение обычно производят короткими импульсами, следующими с частотой колебаний объекта и появляющимися в те моменты времени, когда объект находится в положении максимального отклонения. Таким образом, этот метод сводится, по существу, к методу двойной экспозиции и получается постоянный контраст независимо от порядка интерференции.

В качестве примера можно привести интерферограмму колеблющейся телефонной мембраны, полученную стробоскопическим методом в реальном масштабе времени (рис. 112).

Стробоскопические импульсы должны быть короткими по сравнению с периодом исследуемых колебаний. При увеличении длительности импульсов контраст полос с ростом порядка интерференции будет падать и в пределе метод сводится к случаю непрерывного освещения.

Стробоскопический метод дает возможность исследовать колебания в различных фазах. Поскольку импульсы очень короткие, можно считать, что за время импульса происходит равномерное изменение фазы, и функция полос получается как произведение функции полос при двойной экспозиции и функции, соответствующей случаю равномерного изменения фазы за время экспонирования:

$$\frac{I_P}{I_{P0}} = \cos^2 \Phi \frac{\sin^2 (\dot{\Phi} T / 2)}{(\dot{\Phi} T / 2)^2}, \quad (6.23)$$

где  $\Phi$  — отклонение точки в данной фазе движения,  $\Phi = \Phi_0 \sin \omega t$ ;  $\dot{\Phi}$  — скорость движения,  $\dot{\Phi} = \Phi_0 \cos \omega t$ ;  $T$  — длительность импульса.

В соответствии с (6.23) максимум интенсивности полос падает с ростом порядка интерференции и скорость падения определяется функцией  $\text{sinc}^2$ , которая описывает огибающую кривую. Амплитуду колебания, соответствующую первому минимуму огибающей, можно принять за максимальную измеряемую амплитуду при данных условиях (длительности импульса и его фазовой задержки).

#### 6.1.6. ГОЛОГРАФИЧЕСКАЯ ТОПОГРАФИЯ

Голографическая интерферометрия может быть использована для получения топографической контурной карты на поверхности диффузно отражающих предметов. Эта методика может быть использована для контроля небольших отступлений поверхности от заданной формы.

При этом можно получить контуры объектов в эквидистантных сечениях, как параллельных, так и перпендикулярных направлению наблюдения.

При получении контуров объекта в эквидистантных плоскостях, перпендикулярных направлению наблюдения, используется метод двойной экспозиции, при котором каждая экспозиция произво-

дятся с использованием различных длин волн. Длины волн, однако, не должны сильно отличаться. Для краткого количественного анализа обозначим длину волны света, используемого при одной экспозиции и реконструкции,  $\lambda$ , а для второй экспозиции —  $\lambda'$ . Поскольку мы предполагаем, что голографическая схема не изменяется, то для основного изображения, соответствующего первой экспозиции, будем иметь

$$u_{IP} = \kappa u_C u_R^* u_S. \quad (6.24)$$

Далее для основного изображения, соответствующего второй экспозиции, получим

$$u_{IP'} = \kappa' u_C u_R^* u_{S'}. \quad (6.25)$$

Вычисляя распределение интенсивности, находим

$$I = \bar{I} + 2\kappa\kappa' A_C^2 A_R A_{R'} A_S A_{S'} \cos(\Phi_R - \Phi_{R'} + \Phi_S - \Phi_{S'}). \quad (6.26)$$

В выражении (6.26) можно пренебречь в аргументе косинуса величиной  $(\Phi_R - \Phi_{R'})$  по сравнению с  $(\Phi_S - \Phi_{S'})$  как малой постоянной величиной.

Чтобы найти разность фаз  $\Phi_S - \Phi_{S'}$ , которую обозначим  $\delta\Phi$ , нужно определить изменение координат основного изображения, обусловленное изменением длины волны света. Из выражения (3.18) имеем, предполагая, что референтная и восстанавливающая волны являются плоскими ( $z_C = z_R \rightarrow \infty$ ),

$$z_{IP} = z_S/\mu, \quad (6.27)$$

где  $\mu = \lambda/\lambda'$ .

Изменение координат будет

$$\delta z = \frac{z_S}{\mu} - z_S = z_S \frac{\lambda' - \lambda}{\lambda} = z_S \frac{\Delta\lambda}{\lambda}, \quad (6.28)$$

откуда для разности фаз получим

$$\delta\Phi = \Phi_S - \Phi_{S'} = (2\pi/\lambda) (\Delta\lambda/\lambda) z_S.$$

Для определения малого изменения фазы в случае малого изменения координат изображения найдем дифференциал разности фаз.

Тогда

$$\Delta(\delta\Phi) = 2\pi \Delta z_S \Delta\lambda/\lambda^2. \quad (6.29)$$

Вычислим период изменения дифференциала фазы (6.29), полагая  $\Delta(\delta\Phi) = 2\pi$ . Однако, поскольку рассматривается случай наблюдения в отраженном свете, то полная разность фаз лучей, идущих от источника к наблюдателю через соответственные точки на двух поверхностях, отвечает смещению  $\Delta(\delta\Phi) = \pi$  и окончательное выражение для расстояния между эквидистантными сечениями имеет вид

$$\Delta z_S = \lambda^2/2 \Delta\lambda. \quad (6.30)$$

Если разность длин волн  $\Delta\lambda = 0,0115$  мкм, а длина волны  $\lambda = 0,48$  мкм (аргоновый лазер), то расстояние между эквидистантными сечениями будет приблизительно 10 мкм. Изменение длины волны при второй экспозиции можно получить, погружая объект в иммерсию.

Для получения сечений, параллельных направлению наблюдения, оказывается достаточным при второй экспозиции только несколько отклонить волну, освещающую объект. Поскольку при реконструкции восстанавливаются обе освещающие волны, возникает интерференционное поле, изофазные поверхности которого образуют сечения объекта, параллельные направлению наблюдений.

## 6.2. ГОЛОГРАФИЧЕСКИЕ ОПТИЧЕСКИЕ ЭЛЕМЕНТЫ

### 6.2.1. ЗОННАЯ ПЛАСТИНКА

Голограмму можно рассматривать не только как результат записи волнового поля, но также как изображающий оптический элемент. Изобразительные свойства голограмм были описаны в гл. 3, когда рассматривалась голограмма точки. Зависимости, определяющие положение изображения точки, описываются соотношениями, аналогичными тем, которые используются в случае классических оптических элементов.

Голограмма точки является не чем иным, как зонной пластинкой с конусоидальным распределением почернения в радиальном направлении.

Под термином «зонная пластинка» обычно понимают зонную пластинку Френеля, состоящую из чередующихся светлых и темных колец, которые ограничены окружностями с радиусами

$$\rho_n = \sqrt{n\lambda z_f}, \quad (6.31)$$

где  $n$  — целое число;  $\lambda$  — длина волны света с плоским волновым фронтом, которая, падая на пластинку, фокусируется на расстоянии  $z_f$  от нее (рис. 113). Выражение (6.31) справедливо в предположении, что  $n\lambda$  очень мало по сравнению с расстоянием  $z_f$ . Из соотношения (6.31) далее видно, что совокупность окружностей, которым соответствуют четные  $n$ , можно рассматривать как зонную пластинку, которая имеет двойное фокусное расстояние  $2z_f$ , совокупность окружностей с  $n$ , кратными трем — как пластинку с утроенным фокусным расстоянием и т. д.

Вследствие симметрии перед зонной пластинкой также существуют соответствующие фокусы, расположенные симметрично тем, которые расположены за пластинкой.

Такая пластинка Френеля с прямоугольным радиальным распределением почернения может выполнять функцию изображающего оптического элемента. Недостатком, однако, является возникновение большого числа изображений, расположенных на

оси, совпадающей с главным лучом пучка нулевого порядка дифракции.

Косинусоидальное распределение почернения в зонной пластинке может быть получено при регистрации голограммы точки по схеме Габера в случае, если процесс регистрации и проявления будет линейным. При выполнении этих условий образуется только  $\pm 1$ -е дифракционные порядки, а значит, и только два фокуса.

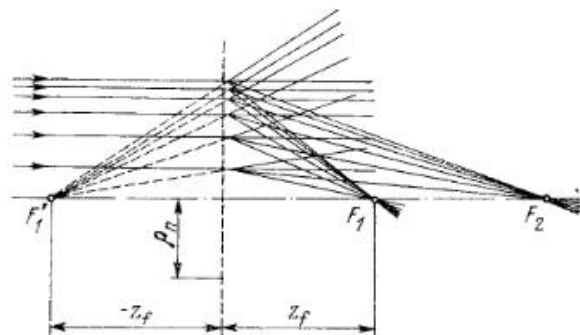


Рис. 113. Зонная пластинка Френеля

Если же использовать схему Лейта—Упатниекса, то оба изображения пространственно разделятся между собой и от пучка нулевого порядка дифракции.

На рис. 114 представлен пример построения изображения прозрачного предмета  $T$ , помещенного в восстанавливающий пучок  $C$ .

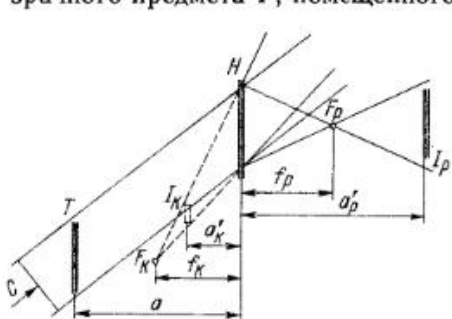


Рис. 114. Голограмма точки как оптический элемент

При этом возникают основное изображение  $I_p$ , которое является действительным, и вторичное изображение  $I_K$ , которое является мнимым. Характер изображений изменится, если повернуть голограмму на  $180^\circ$  вокруг оси, перпендикулярной к плоскости чертежа.

Своеобразной формой зонной пластинки является так называемый киноформ. Это такая искусственно изготовленная зонная пластинка,

которая дает только одно изображение. При этом почти вся энергия восстанавливающего излучения сосредоточена в этом изображении.

Киноформом также считают объемную голограмму, образующую единственное изображение и обладающую низкой угловой селективностью. Такими свойствами обладает отражающая фа-

зовая объемная голограмма, которая должна быть достаточно толстой, чтобы большая часть энергии восстанавливающего пучка приняла участие в формировании изображения, а пучок нулевого порядка имел как можно меньшую интенсивность.

Настоящий киноформ, однако, является фазовой голограммой точки, ход изменения фазы которой таков, чтобы все излучение при восстановлении дифрагировало в один из первых порядков. Поскольку тонкая фазовая голограмма обычно имеет некоторый рельеф, то в качестве регистрирующей среды для ее получения используется бихромированная желатина. Профиль ее рельефа очень сходен с зонной линзой Френеля, имеющей малую толщину (рис. 115).



Рис. 115. Профиль рельефа киноформа

Необходимый профиль киноформа можно изготовить искусственно с помощью электронной вычислительной машины либо посредством фотографирования ньютоновых полос равной толщины, когда во время экспозиции производят программированное передвижение оптических деталей, которые образуют кольца Ньютона таким образом, чтобы получалась необходимая зависимость почернения.

## 6.2.2. ГОЛОГРАФИЧЕСКАЯ РЕШЕТКА

Каждая голограмма является по существу дифракционной решеткой. В зависимости от типа голограмм штрихи решетки могут быть образованы либо пространственным изменением почернения, либо вариациями фазового рельефа. В отличие от нарезных решеток, имеющих, скорее, прямоугольный профиль штриха, голографические решетки являются синусоидальными.

Производство голографических решеток существенно дешевле, чем изготовление нарезных решеток, поскольку они изготавливаются как единое целое без использования сложных механических устройств. Кроме того, голографические решетки не имеют дефектов, которые могут иметь место при нарезании отдельных штрихов.

Голографические дифракционные решетки, изготовленные на фотографическом материале, показали принципиальные возможности голографии при создании спектроскопических решеток. Однако их практическое использование до сих пор остается проблематичным, поскольку они имеют относительно малую дифракционную эффективность и обладают большим светорассеянием.

Более пригодны в практическом отношении голографические решетки, полученные на бихромированной желатине, которая не имеет зернистой структуры, что дает возможность регистрировать пространственные частоты более 4000 лин/мм. Кроме того, в этом



случае дифракционная эффективность достигает величины 90%, т. е. получаются профилированные решетки с большим числом линий на миллиметр, которые практически невозможно изготовить классическими методами. Рассеяние излучения не должно превышать  $10^{-4}$  величины интенсивности сигнала.

Решетки могут изготавливаться с использованием материала разной толщины. При этом могут быть получены решетки, которые при фиксированном угле падения позволяют одновременно исследовать больший или меньший диапазон спектра. Посредством вращения решетки можно последовательно пройти более широкую спектральную область. Поэтому было бы весьма целесообразным применять объемные голографические решетки в монохроматорах. Работаящие на пропускание решетки, зарегистрированные на бихромированной желатине, не очень удобны при работе в близкой инфракрасной области спектра, поскольку обладают поглощением в диапазоне от 2,6 до 5,8 мкм и от 5,8 до 8,5 мкм. Это поглощение в основном обусловлено наличием воды в слое.

Голографические решетки являются стабильными в отношении воздействия окружающей среды, кроме относительной влажности, превышающей 50%. Термическая обработка голографических решеток с целью исключения влияния влажности не приводит к изменению их свойств.

### 6.2.3. ГОЛОГРАФИЧЕСКАЯ КОРРЕКЦИЯ ОПТИЧЕСКИХ АБЕРРАЦИЙ

В классических оптических системах большая или меньшая коррекция оптических aberrаций осуществляется посредством соответствующего выбора параметров оптических элементов. Иногда, однако, бывает необходимо провести дополнительную коррекцию aberrаций с помощью специального оптического элемента. В качестве примера можно привести коррекцию дефектов зеркала астрономического телескопа с помощью корректирующей пластинки Шмидта или Максутава.

В качестве корректирующего элемента также может быть использована голограмма. Коррекция оптических дефектов с помощью голограммы основана на возможности превращения мнимого голографического изображения в действительное при обращении направления распространения пучка. На рис. 116 показан принцип метода получения идеального изображения предмета  $P$  с помощью неидеальной линзы  $L$  и голограммы  $H$ , которая играет роль корректирующего элемента. С помощью линзы  $L$  формиру-

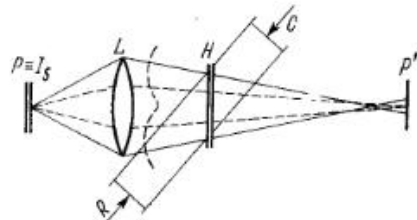


Рис. 116. Коррекция aberrаций линзы с помощью голограммы объекта:  $P$  — объект;  $L$  — линза;  $P'$  — изображение, которое дает сама линза

ется голограмма  $H$ , которая при восстановлении освещается пучком  $C$ . Несмотря на то, что при реконструкции образуется несовершенное мнимое изображение  $P'$ , линза  $L$  переносит изображение в первоначальное положение и образуется действительное изображение  $I_S$  в том месте, где первоначально находился предмет. Компенсация aberrаций происходит вследствие обращения хода лучей через оптическую систему.

Описанный метод удобен лишь в том случае, если рассматривается один и тот же предмет. При получении изображения другого предмета необходимо записать другую корректирующую голограмму. Однако корректирующую голографическую пластинку можно изготовить для элементов, которые встречаются в большом числе объектов, в частности для единственной точки.

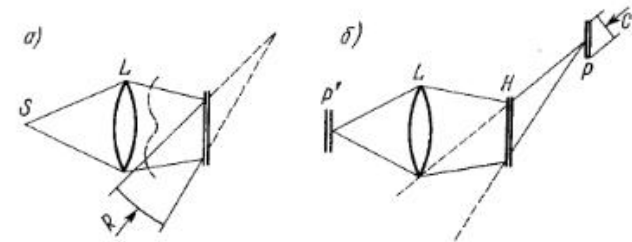


Рис. 117. Коррекция aberrаций линзы с помощью голограммы точки:  $a$  — получение голограммы точки;  $b$  — получение изображения предмета  $P$

Голограмма точки записывается с помощью линзы, имеющей дефекты, однако комбинация этой линзы и полученной голограммы представляет собой изображающий оптический элемент, который в значительной мере избавлен от оптических aberrаций. На рис. 117 представлены как схема получения голограммы точки, так и схема получения безабберационного изображения предмета  $P$  с помощью изобразительного элемента, образованного линзой и голограммой-компенсатором.

Недостатками приведенного метода коррекции оптических aberrаций являются необходимость работать в когерентном свете и малое поле зрения системы. Кроме того, при этом появляются дополнительные aberrации, вносимые самой голографической пластинкой. Aberrации голограммы определяют увеличение, которое можно получить с помощью такой системы, и являются причиной невозможности полной коррекции aberrаций.

## 6.3. ГОЛОГРАФИЧЕСКАЯ ОБРАБОТКА ИНФОРМАЦИИ

### 6.3.1. ГОЛОГРАФИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ ПАМЯТИ

До сих пор мы рассматривали голографическую запись информации, при которой регистрируется как амплитуда, так и фаза излучения. Каждая голограмма представляет собой систему

памяти, которая дает возможность регистрировать и хранить информацию. Под памятью обычно понимают систему регистрации числовых данных, которые чаще всего представляются в двоичной системе исчисления.

С появлением лазеров стали исследоваться возможности создания системы оптической памяти, основанной на поточечной записи на чувствительной среде, когда нулю соответствует малый элемент, имеющий большую оптическую плотность и поэтому не пропускающий свет, а единице соответствует прозрачный элемент.

Информация считывается при последовательном перемещении пластинки относительно светового луча или же при смещении светового луча относительно пластинки. При таком перемещении считывающий луч последовательно движется от одного элемента записи к другому, а прошедшее через носитель информации излучение регистрируется фотодетектором. Перемещение самой фотопластинки является менее удобным, поскольку при этом осуществляется механическое движение с относительно малой скоростью. Поэтому представляется более приемлемым при считывании отклонять непосредственно световой пучок. Управление световым лучком может производиться с использованием различных принципов. Наиболее перспективными из них являются электрооптические и акустооптические методы. В электрооптических методах используется изменение показателя преломления в некоторых кристаллах под действием электрического поля, а в акустооптических методах отклонение луча происходит в результате дифракции на структуре стоячих ультразвуковых волн.

Плотность информации, записанной оптическими методами, определяется числом разрешаемых элементов, при этом плотность записи может достигать  $10^6$  бит/мм<sup>2</sup>, т. е. один бит информации записывается на площадке диаметром 1 мкм.

Существенным недостатком такой системы оптической памяти является большая вероятность порчи записанной информации из-за наличия микроскопических дефектов слоя. Именно поэтому большое преимущество имеют системы голографической памяти, в которых одному биту информации соответствует сферическая волна, которую можно зарегистрировать на сравнительно большой поверхности, так что микроскопические дефекты не могут привести к потере информации.

Кроме того, преимущество голографической памяти состоит в том, что при считывании информации существенно снижаются требования к точности сканирующей системы и отпадают ограничения, накладываемые толщиной регистрирующего слоя.

В голографической системе памяти информация пространственно распределена и каждому биту информации соответствует своя интерференционная картина. При записи большого количества битов информации одновременно или последовательно формируется сложная интерференционная картина. При считывании

можно разделить отдельные картины интерференции, если их положения отличаются, по крайней мере, на один период решетки, а это означает, что максимальная плотность записи составляет приблизительно  $10^6$  бит/мм<sup>2</sup>.

Практически голографическую память организуют таким образом, чтобы голограмма, содержащая одну страницу информации, имела как можно меньшие размеры. На одной пластинке-носителе информации размещается большое число таких голограмм. Отдельные голограммы представляют собой голограммы Фурье, и их минимальный диаметр может достигать величины 0,25 мм. При считывании каждой голограммы получают одну страницу информации емкостью  $10^3$ — $10^4$  бит. Эта емкость определяется возможностями детектирования, которое осуществляется обычно таким образом, что каждый бит информации считывается отдельным приемником. Таким образом, необходимо располагать матрицей фотодетекторов, расположенных в плоскости восстановленного изображения страницы информации (рис. 118). Сигнал, снимаемый с матрицы фотоприемников, поступает на дальнейшую обработку.

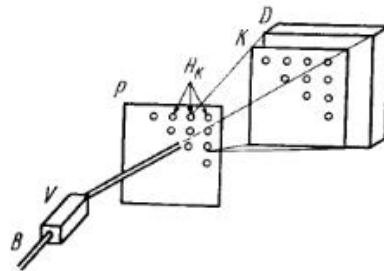


Рис. 118. Считывание информации в системе голографической памяти: *B* — лазерный пучок; *V* — отклоняющая система; *P* — пластинка памяти; *H<sub>K</sub>* — отдельные голограммы; *K* — восстановленная информационная карта; *D* — матрица фотодетекторов

Емкость голографических запоминающих устройств определяется числом отдельных направлений опрашивающего светового пучка, которое определяется числом голограмм на носителе информации. Емкость же отдельной голограммы практически определяется числом фотодетекторов. Эти параметры существенно зависят от технических возможностей и постоянно улучшаются по мере усовершенствования соответствующих устройств. В настоящее время анализируются возможности построения систем с  $10^3$ — $10^6$  отдельными направлениями считывающего луча, и полная емкость памяти такого устройства составит  $10^{10}$  бит.

Одной из важнейших характеристик запоминающего устройства является среднее время воспроизведения, которое должно быть как можно меньшим. Время воспроизведения по существу определяется суммой времен, необходимых для перемещения луча из одного фиксированного положения в любое другое и постоянной времени электрического контура матрицы фотоприемников. Время прохождения светом системы голографической памяти и время восстановления страницы данных пренебрежительно малы. В голографических системах памяти время воспроизведения может быть менее 1 мкс.

Поскольку основные ограничения на время воспроизведения накладывает время перемещения луча, исследуется возможность

считывания голограмм на носителе информации с помощью матрицы источников, установленных так же, как и матрица голограмм. При этом каждая голограмма будет восстанавливаться своим собственным источником.

Вопрос о практическом применении голографической памяти в вычислительной технике является довольно сложным, поскольку при этом производится сравнение основных ее параметров с параметрами существующих систем или запоминающих устройств будущего, в которых испытывает потребность вычислительная техника. До сих пор ни один физический принцип не позволяет сконструировать универсальную систему памяти, удовлетворяющую всем предъявляемым требованиям. Поэтому необходимо разрабатывать системы памяти определенного назначения, обладающие специфическими параметрами. С этой точки зрения применение голографической системы памяти наиболее целесообразно прежде всего в качестве постоянной памяти с большой емкостью. Такая память необходима для хранения таблиц функций, библиотеки программ, коллекции отпечатков пальцев, архива изображений и в будущих информационных банках.

Емкость голографической памяти можно увеличить, если использовать объемную голограмму, когда треть измерение позволяет повысить плотность записи до  $10^9$  бит/мм<sup>3</sup>. Кроме того, преимущество объемной записи состоит в том, что при реконструкции наблюдается сильная зависимость интенсивности восстановленного изображения от угла падения восстанавливающей волны, ввиду чего вся энергия падающего излучения используется для восстановления требуемой страницы информации. Объемная голографическая память обладает также ассоциативными свойствами, когда из большого массива информации с помощью так называемого ключевого сигнала выбирается только та информационная группа, в которой содержится ключевой сигнал. Ключевым сигналом обычно бывает часть записанной информации.

Постоянная память не является единственной возможностью применения голографии в вычислительной технике. В настоящее время ведется поиск таких регистрирующих материалов, которые позволяли бы многократно и быстро производить запись, считывание и стирание информации. Реальной, следовательно, является и перспектива осуществления полупостоянной голографической памяти.

### 6.3.2. КОДИРОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ИНФОРМАЦИИ

В п. 6.2.3 был рассмотрен метод коррекции оптических aberrаций с помощью оптического изображающего элемента, использующий принцип голографии. Речь шла не о чем ином, как о формировании неискаженного первоначального светового поля при обращении хода лучей через оптическую систему, которое осуществляется путем изменения направления восстанавливающей голо-

грамму волны относительно референтной на противоположное. При этом в месте расположения исходного точечного предмета формируется его действительное изображение.

Такой голографический процесс используется также для кодирования пространственной информации. При этом между предметом и голограммой помещают некоторый фазовый оптический элемент (элемент  $L$  на рис. 116), который вызывает сильное искажение изображения  $P$ .

При реконструкции фазовый оптический элемент остается на том же месте, а в качестве восстанавливающей волны используется волна  $C$ , обращенная по отношению к референтной волне  $R$ . Поскольку фазовый элемент осуществляет чисто фазовую модуляцию объектного поля при записи голограммы, определяемую его амплитудным пропусканием  $\exp(i\Phi_D)$ , то для компенсации этих искажений при реконструкции восстановленная волна должна описываться выражением, содержащим комплексно сопряженную величину  $\exp(-i\Phi_D)$ . Это достигается использованием вторичного голографического изображения (см. гл. 2).

До тех пор пока при реконструкции в пучке не установлена кодирующая фазовая пластинка, аналогичная используемой при записи, первоначальное изображение невозможно получить никаким способом.

Кодирующая пластинка может иметь более или менее сложную структуру в зависимости от степени закодирования: линза с большими aberrациями, тесное стекло, различные грубые диффузные пластинки и т. п. Чем мельче структура кодирующей пластинки, тем точнее требуется ее выставить при реконструкции и, следовательно, для восстановления изображения требуется более тщательная и сложная юстировка оптических элементов схемы.

Кодирующая пластинка не обязательно должна быть помещена в предметной волне. Аналогичные результаты могут быть получены при установке кодирующей пластинки в референтной волне. В этом случае изображение кодируемого объекта можно реконструировать только при установке кодирующей пластинки в восстанавливающий пучок.

Для кодирования референтной волны можно использовать и вспомогательную голограмму. Реконструкция изображения возможна только в том случае, если кодирующая голограмма помещается точно в то первоначальное положение, которое она занимала при регистрации голограммы кодируемого объекта.

### 6.3.3. ГОЛОГРАФИЧЕСКОЕ ВЫЧИТАНИЕ ИНФОРМАЦИИ

Одним из наиболее существенных методов, рассмотренных в п. 6.1, посвященном голографической интерферометрии, был метод двойной экспозиции. Такие двукратно экспонированные голограммы могут найти применение и в других приложениях



голографии, в частности для осуществления голографического вычитания информации, содержащейся в изображениях.

При обработке информации, содержащейся в изображениях, часто необходимо найти различия двух сложных картин, которые лишь незначительно отличаются друг от друга. Для этой цели очень удобно применить двукратно экспонированную голограмму, когда при одной экспозиции регистрируется голограмма одного изображения, а при второй — другого. При этом предполагается, что оба изображения занимают одинаковое положение при съемке и схема голографирования остается неизменной.

Части структур обеих голограмм, соответствующие тождественным частям объекта, также тождественны, а части структур, соответствующие различающимся частям изображения, отличаются между собой. При наложении таких голограмм происходит уменьшение контраста записи для отличающихся частей двух изображений. Поэтому при работе в линейной области передаточной характеристики реконструированное голографическое изображение будет более ярким в местах, где исходные изображения тождественны.

При субъективном наблюдении, однако, удобнее определять контраст не при высоких уровнях освещенности, а при низких. Лучше всего наблюдать контраст между нулевой и ненулевой освещенностями, когда определенный обычным способом контраст (5.53) равен единице. Следовательно, необходимо, чтобы тождественные области сравниваемых изображений при реконструкции имели нулевую интенсивность. Этого можно достичь, если ввести фазовый сдвиг, равный  $\pi$ , между пространственными структурами голограмм, полученных при первой и второй экспозициях. Непосредственный сдвиг голограммы на величину  $\lambda/2$  осуществить весьма трудно. Поэтому во время одной из экспозиций вносят фазовую задержку в объектную, или референтную, волну. Это весьма просто осуществить, если поместить в один из пучков фазовую пластинку (плоскопараллельный слой) и, поворачивая ее вокруг оси, проходящей через ее центр, добиться того, чтобы вносимая ею фазовая задержка была кратна  $\pi$ .

Произведя несложный анализ, покажем возможность осуществления вычитания голографическим методом. Будем исходить из рассуждений, аналогичных тем, которые изложены в п. 6.1.3. Рассмотрим поле взаимной интерференции двух основных изображений, восстановленных голограммой, которая получена методом двух экспозиций:

$$u_1 = \kappa u_C u_R^* u_S; \quad u_1' = \kappa u_C u_R^* u_S e^{i\Phi_D}. \quad (6.32)$$

При этом будем предполагать, что при каждой экспозиции время экспонирования и свойства регистрирующей среды одинаковы, а восстановление первой и второй голограммы производится одной и той же волной. При втором экспонировании в один из пучков была помещена фазовая пластинка, вносящая фазовый сдвиг  $\Phi_D$ .

Как обычно, определим интенсивность света:

$$I = |\kappa u_C u_R^* u_S + \kappa u_C u_R^* u_S e^{i\Phi_D}|^2 = \\ = \bar{I} + \kappa^2 A_C^2 A_R^2 A_S A_{S'} [e^{-i(\Phi_S - \Phi_{S'} - \Phi_D)} + e^{i(\Phi_S - \Phi_{S'} - \Phi_D)}], \quad (6.33)$$

где  $\bar{I} = \kappa^2 A_C^2 A_R^2 (A_S^2 + A_{S'}^2)$ .

Если предположим, что объект представляет собой плоский амплитудный транспарант, то  $\Phi_{S'} = \Phi_S$  и выражение (6.33) преобразуется к виду

$$I = \kappa^2 A_C^2 A_R^2 [(A_S^2 + A_{S'}^2) + 2A_S A_{S'} \cos \Phi_D]. \quad (6.34)$$

Полагая, что  $\Phi_D = \pi$ , получим окончательное выражение

$$I = \kappa^2 A_C^2 A_R^2 (A_S - A_{S'})^2. \quad (6.35)$$

В случае тождественности изображений  $A_{S'} = A_S$  интенсивность света в восстановленном изображении в соответствии с (6.35) равна нулю, а в случае их различия интенсивность зависит от разности амплитуд  $A_S - A_{S'}$ .

#### 6.3.4. ПРОСТРАНСТВЕННАЯ ФИЛЬТРАЦИЯ

Проблемы пространственной фильтрации имеют много общего с проблемами временной фильтрации, только вместо частот в обычном смысле слова при проведении пространственной фильтрации оперируют пространственными частотами, а для ее реализации используют оптические методы.

Во второй главе подробно рассматривалась дифракция света и описывающие ее математические преобразования. Было показано, что дифракция Фраунгофера наблюдается в дальней зоне при освещении объекта плоской волной и описывается преобразованием Фурье, т. е. преобразованием из пространства координат в пространство частот. Такое же преобразование имеет место и в случае дифракционной картины, образованной в фокальной плоскости линзы.

Следовательно, фокальная плоскость линзы является пространством частот, в котором можно осуществить воздействие на частотный спектр предмета, в частности отфильтровать часть частот.

Наглядно этот процесс можно представить следующим образом: каждый объект можно разложить на элементарные синусоидальные амплитудные решетки. На каждой такой решетке имеет место дифракция света, в результате которой в фокальной плоскости линзы образуются три пятна, соответствующие сфокусированным пучкам нулевого и двух первых порядков. В зависимости от величины пространственной частоты решетки первые порядки удалены от нулевого на большее или меньшее расстояние. Следовательно, каждой точке полупространства в фокальной плоскости соответствует одна элементарная синусоидальная решетка предмета. Помещая в фокальную плоскость маску с отверстиями, можно отфильтровывать

определенные элементарные решетки, а тем самым соответствующие элементы в изображении.

Метод оптической фильтрации может быть описан чисто математически. При этом необходимо заметить, что с точки зрения передачи информации оптическая система является линейной, т. е. отклик  $i(x)$  на какой-либо сигнал описывается сверткой

$$i(x) = \int s(x') h(x - x') dx', \quad (6.36)$$

где  $h(x)$  — отклик системы на импульсную функцию, описываемую функцией Дирака  $\delta$ .

Выражение (6.36) сокращенно можно записать в следующем виде:

$$i(x) = s(x) * h(x). \quad (6.37)$$

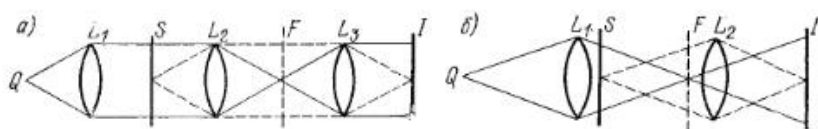


Рис. 119. Схема установки для оптической фильтрации: Q — когерентный источник;  $L_1, L_2, L_3$  — линзы; S — сигнал (объект); I — отклик (изображение); F — частотная плоскость

Пользуясь теоремой о свертке, выражение (6.36) можно преобразовать к виду

$$I(F) = S(F) H(F), \quad (6.38)$$

где прописные буквы — Фурье-образы функций, обозначенных малыми буквами.

Отклик системы  $h(x)$  определяется фильтрующими свойствами системы. Приведенные уравнения, следовательно, описывают общий процесс фильтрации, а  $H(F)$  — заданный пространственно-частотный фильтр.

Указанная фильтрация осуществляется в когерентном свете методом двойной дифракции. При первом процессе дифракции образуется Фурье-спектр сигнала. Затем производится процесс фильтрации (6.38). В результате второго дифракционного процесса формируется результирующий отклик системы. Общая схема оптической установки для этой цели представлена на рис. 119. Объект можно поместить либо в передней фокальной плоскости линзы  $L_2$  (рис. 119, а), либо непосредственно за линзой  $L_1$  (рис. 119, б). Плоскость фильтрации находится либо в задней фокальной плоскости линзы  $L_2$ , в которой одновременно располагается и изображение источника (рис. 119, а), либо в плоскости изображения источника, что имеет место в случае второй схемы. В первой схеме изображение объекта формируется системой двух линз  $L_2, L_3$ , тогда как во второй — только линзой  $L_2$ . Плоскость изображений обозначена буквой I. В результате первого процесса дифракции

формируется спектр объекта, в результате второго — формируется изображение объекта, подвергнутого фильтрации.

До сих пор была описана чисто оптическая фильтрация без использования голографических методов. При этом в частотной плоскости можно с помощью амплитудного фильтра подавить некоторые частоты либо изменить фазы некоторых частот с помощью фазового фильтра. Голография дает возможность преобразовывать фазу световой волны с помощью амплитудного транспаранта. Следовательно, голографическая пространственная фильтрация осуществляется с использованием амплитудных фильтров, которые изготавливаются голографическими методами.

Для получения фильтра регистрируют голограмму Фурье  $H(F)$  транспаранта, пропускание которого описывается функцией  $h(x)$ .

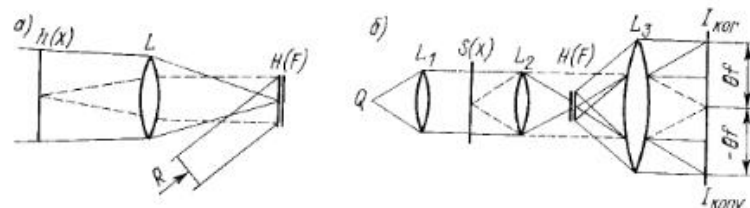


Рис. 120. Схема установки для голографической пространственной фильтрации: а — запись фильтра; б — фильтрация

Типичная схема получения голографического фильтра приведена на рис. 120, а. В качестве референтной волны используется плоская волна  $R$ , падающая на фотопластинку под углом  $\theta_R$ . В параксиальном приближении референтную волну можем записать, как обычно:  $u_R = A_R \exp(ik\theta_R x)$ , где  $k = 2\pi/\lambda$ . Аналогично и Фурье-образ импульсного отклика является комплексной функцией  $H(F) = A_H \exp(i\theta_H)$ . Распределение интенсивности в плоскости регистрации фильтра описывается следующим выражением:

$$I = |H(F) + u_R|^2 = |H(F)|^2 + |u_R|^2 + H(F)u_R^* + H^*(F)u_R, \quad (6.39)$$

откуда для амплитудного пропускания фильтра получим

$$\tau = \bar{\tau} + \kappa H(F)u_R^* + \kappa H^*(F)u_R. \quad (6.40)$$

Фильтр, амплитудное пропускание которого описывается выражением (6.40), используется далее в обычной оптической схеме для осуществления пространственной фильтрации (рис. 120, б). Фильтруемый сигнал помещают в переднюю фокальную плоскость линзы, а в ее задней фокальной плоскости устанавливается голографический фильтр. Фурье-образ  $S(F)$  сигнала  $s(x)$  используется в качестве восстанавливающей волны, а непосредственно за голограммой комплексная амплитуда восстановленной волны имеет вид

$$u_i = \tau S(F) = \bar{\tau} S(F) + \kappa S(F) H(F) u_R^* + \kappa S(F) H^*(F) u_R. \quad (6.41)$$

Линза, расположенная в системе фильтрации за голограммой, осуществляет следующее преобразование Фурье, и распределение амплитуд в ее фокальной плоскости описывается выражением

$$F(u_f) = \overline{ts}(x) + \kappa s(x) * h(x) * \delta(x - \theta f) + \kappa s(x) * h^*(x) * \delta(x + \theta f). \quad (6.42)$$

Первый член соответствует ослабленному по интенсивности изображению объекта, в то время как второй и третий члены описывают процесс реконструкции референтной волны, использованной при получении фильтра. Эти два члена, соответствующие восстановленным голограммой волнам, должны содержать информацию о степени сходства функций  $h(x)$  и  $s(x)$ , поскольку только в случае тождества обеих функций происходит восстановление плоской референтной волны, которая дает изображение точки в плоскости изображения (фокальная плоскость  $L_3$ ).

Второй член в (6.42) является сверткой. Его можно записать в виде

$$s(x) * h(x) * \delta(x - \theta f) = \int s(x') h(x' - x - \theta f) dx'. \quad (6.43)$$

Третий член в (6.42) называется функцией корреляции и отличается от свертки тем, что в него входит функция, комплексно сопряженная импульсному отклику  $h(x)$ . При этом изображения, соответствующие корреляционному члену и члену, описываемому сверткой, расположены симметрично относительно изображения объекта.

Взаимную корреляцию также можно записать в виде

$$s(x) * h^*(x) * \delta(x + \theta f) = \int s(x') h(x' - x + \theta f) dx'. \quad (6.44)$$

### 6.3.5. РАСПОЗНАВАНИЕ ОБРАЗОВ

Пространственная оптическая фильтрация позволяет осуществить некоторые виды обработки сигналов, в частности распознавание образов. В основном рассматриваются две задачи распознавания: 1) распознавание сигнала в серии последовательно поступающих сигналов; 2) идентификация сигнала среди других сигналов (шума), одновременно поступающих на вход системы.

В обеих задачах основной проблемой является выбор пространственного фильтра. Так же как и в случае радиолокационных методов обработки временных сигналов, можно считать, что оптимальным фильтром для распознавания сигнала  $s(x)$  является фильтр, комплексно сопряженный Фурье-образу сигнала:

$$H(F) = S^*(F). \quad (6.54)$$

В этом случае при сходстве поступающего сигнала с распознаваемым, как следует из выражений (6.43) и (6.44), автокорреля-

ционной функции и автосвертке соответствуют локализованные максимумы интенсивности наибольшей яркости.

При реализации фильтра (6.45) оптическими методами произведение  $S(F)H(F) = S(F)S^*(F) = |S(F)|^2$  в формуле (6.41) является действительной величиной, в результате чего фаза восстановленной волны определяется только фазой референтной волны.

Для идентификации сигналов, поступающих последовательно, можно применить оптическую схему, представленную на рис. 120, где в плоскости  $S(x)$  последовательно меняется сигнальное изображение и каждый сигнал последовательно сравнивается с набором фильтров. При максимальном сходстве предъявляемого сигнала с распознаваемым получается максимальный отклик в плоскости  $I$ . Набор фильтров в случае плоских голограмм может быть записан на разных участках фотоматериала, а в случае объемных голограмм на одном и том же участке регистрирующей среды при ее различных поворотах. Кроме того, можно записать фильтры на одном и том же участке голограммы, но с различными несущими частотами, когда при записи каждого фильтра меняется угол между референтной и предметной волнами. Положение максимумов, соответствующих функциям корреляции и свертки, однозначно соответствует идентифицируемому изображению.

Определение сигнала на фоне шума является более сложной задачей, поскольку в выходной плоскости, кроме автокорреляции, возникает и взаимная корреляция с шумовым сигналом, которая в некоторых случаях может превышать уровень сигнала автокорреляции. Пусть на вход системы подаются сигнал  $s(x)$  и аддитивный шум  $b(x)$ . Тогда на входе системы

$$p(x) = s(x) + b(x)$$

спектр  $p(x)$  равен

$$P(F) = S(F) + B(F).$$

После осуществления фильтрации спектр равен

$$P'(F) = S(F)H(F) + B(F)H(F), \quad (6.46)$$

а отклик на выходе системы определяется выражением

$$p'(x) = s(x) * h(x) + b(x) * h(x).$$

Чтобы выделить сигнал, нужно иметь достаточно большое отношение сигнала к шуму. Если максимумы откликов сигнала и шума обозначить буквами  $(p'_s)$  и  $(p'_b)_m$ , то отношение интенсивностей  $|p'_s|_m^2 / |p'_b|_m^2$  назовем отношением сигнала к шуму. Оно должно быть выше порога обнаружения измерительной системы.

Примером нахождения сигнала в шуме может служить задача обнаружения определенных слова или буквы на странице с текстом. При этом вновь воспользуемся оптической схемой, изображенной на рис. 120. Сначала изготовим голографический пространственный фильтр искомой буквы таких размеров и очертаний, как и в тексте.



Этот фильтр помещается в плоскости частот установки для голографической фильтрации. В плоскости  $S(x)$  последовательно меняют страницы текста. Если бы вся страница состояла из искомой буквы, она отобразилась бы в виде системы светлых точек  $I_{hor}$  и  $I_{kont}$  для каждой буквы текста. Если же искомая буква имеется только в некоторых местах, то светлые точки возникнут только в местах, соответствующих положению искомой буквы.

Указанный метод распознавания образов имеет свои проблемы. Например, при чтении текста возникают трудности при определении корреляции букв, которые имеют сходные начертания (C, O, Q) или когда одна буква содержится как элемент в начертании других ( $I \subset B, D, E, F, M$  и т. д.). Для идентификации необходимо выбирать характерные черты букв, которые обычно отражаются в высших пространственных частотах, либо предварительно обрабатывать изображения букв оптическими методами таким образом, чтобы сходные по начертанию буквы можно было бы впоследствии различить. Наиболее подходящим для такой обработки является дифференцирование, приводящее к оконтуриванию объекта. Эта операция осуществляется с помощью соответствующего обрезавшего фильтра, который помещается в спектральную плоскость.

В связи с распознаванием образов рассматриваются и вопросы чтения текста, написанного от руки. При этом в спектральную плоскость помещают фильтр с большим числом вариантов написания букв, которые сравниваются с буквами, содержащимися в тексте.

### 6.3.6. ВОССТАНОВЛЕНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ИНФОРМАЦИИ

Одной из наиболее сложных задач обработки пространственной информации является апостериорная обработка изображений. Речь идет об улучшении качества изображения, если, например, при фотографировании была сдвинута камера, или во время экспонирования двигался объект, или же недостаточной была фокусировка и т. п.

Если известны причины, приведшие к потере информации на снимке, то в ряде случаев, используя голографический метод, можно построить пространственный фильтр, который бы устранил эти недостатки. При этом предполагается, что процесс порчи изображения является линейным и, следовательно, изображение описывается интегралом свертки

$$s'(x) = s(x) * h(x), \quad (6.47)$$

где  $h(x)$  — импульсный отклик процесса.

В спектральной плоскости прибора, осуществляющего пространственную фильтрацию, получим Фурье-образ испорченного изображения

$$S'(F) = S(F)H(F). \quad (6.48)$$

Если искомый исходный сигнал  $s(x)$ , необходимо определить в спектральной плоскости Фурье-образ  $S(F)$ , который в соответствии с (6.48) получим в виде

$$S(F) = S'(F)H^{-1}(F), \quad (6.49)$$

поскольку  $H(F)H^{-1}(F) = 1$ .

Операцию (6.49) часто называют антисверткой, поскольку она выражает искомый первоначальный сигнал. Так как  $H(F)$  — комплексная функция, то можно написать

$$S(F) = S'(F)H^*(F)/|H(F)|^2. \quad (6.50)$$

Из выражения (6.50) следует, что если в частотную плоскость поместить два таких фильтра, что амплитудная прозрачность одного из них есть комплексно сопряженная величина Фурье-образа импульсного отклика процесса, а второго — обратная величина квадрата модуля этого спектра, то можно восстановить неискаженный исходный пространственный сигнал  $s(x)$ .

Кроме этого первого способа, при котором голографический метод позволяет реализовать соответствующий фильтр, существует другой метод, основанный на свойствах голографической записи и восстановлении волнового фронта.

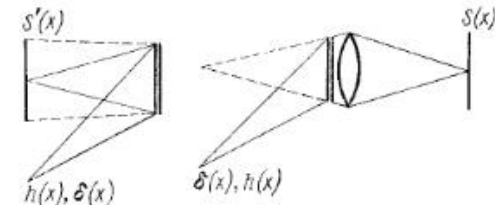


Рис. 121. Голографический метод апостериорной обработки изображений

Искаженный пространственный сигнал, который необходимо восстановить, помещают в переднюю фокальную плоскость линзы, а в задней фокальной плоскости линзы регистрируется Фурье-голограмма этого сигнала. При этом при записи этой голограммы в качестве референтной используют волну, которая является Фурье-образом импульсного отклика. При решении этой задачи целесообразно применить схему получения безлинзовых голограмм Фурье (рис. 121). Интерференционное поле в плоскости регистрации голограммы

$$|S'(F) + H(F)|^2 = |S'(F)|^2 + |H(F)|^2 + S'^*(F)H(F) + S'(F)H^*(F). \quad (6.51)$$

Последние два члена несут информацию об объекте и могут быть в соответствии с (6.48) записаны в виде

$$S'^*(F)H^*(F)H(F) + S(F)H(F)H^*(F). \quad (6.52)$$

Поскольку  $H^*(F)H(F) = |H(F)|^2$  и не содержит фазового множителя, то выражение (6.52) представляет собой сумму спектра первоначального изображения и его комплексно сопряженной величины. При реконструкции с помощью простой сферической

волны в Фурье-области образуются основные и вторичные изображения

$$F [u_c | H(F) |^2 S^*(F) + u_c | H(F) |^2 S(F)] \sim \sim s^*(x) \delta(x - x_0) + s(x) \delta(x - x_0). \quad (6.53)$$

Следовательно, при использовании такого метода восстанавливается неискаженное первоначальное изображение.

Аналогичные результаты получаются, если при записи голограммы использовать простую референтную волну, а при реконструкции — волну, подвергнувшуюся фильтрации.

## 6.4. ГОЛОГРАФИЯ В МИКРОСКОПИИ

### 6.4.1. ГОЛОГРАФИЧЕСКАЯ МИКРОСКОПИЯ

Первоначально метод Габора был предложен как средство компенсации aberrаций электронного микроскопа, и до появления лазеров исследования проводились главным образом в этом направлении. В дальнейшем были предложены другие приложения голографии, и попытки использования голографии в микроскопии отошли на второй план.

Применение голографии в микроскопии основано главным образом на том, что реконструкцию можно осуществить светом, длина волны которого отлична от длины волны излучения, используемого при записи. Если при реконструкции используется более длинноволновое излучение, то происходит увеличение изображения. Таким образом, было бы очень выгодно записывать голограмму с помощью рентгеновского излучения, а реконструкцию осуществлять видимым светом. Таким методом можно было бы получить результаты, которые дает электронная микроскопия. Однако оборудование при этом было бы менее сложным: без вакуумной аппаратуры, высокого напряжения, стабилизации напряжения и т. д. Однако осуществить непосредственно рентгеновскую микроскопию невозможно ввиду того, что не существует оптических элементов для рентгеновских лучей. С другой стороны, показатель преломления материалов в рентгеновском диапазоне равен единице и имеет место дифракция света на атомах.

В голографической микроскопии для увеличения изображения могут быть также использованы изменение структуры восстанавливающего пучка по отношению к референтному, а также изменение масштаба голограммы. Соотношение для поперечного увеличения голографического изображения было дано в п. 3.3.1. Выпишем его снова:

$$M_h = \frac{m}{1 \pm \frac{m^2}{\mu} \frac{z_s}{z_c} - \frac{z_s}{z_R}}. \quad (6.54)$$

Изменить масштаб голограммы практически очень сложно, и эта возможность по существу является лишь теоретической, а поэтому будем считать  $m = 1$ .

Отношение длин волн  $\mu = \lambda'/\lambda$  при формировании изображения в микроскопе много больше единицы:  $\mu \gg 1$ .

Выражение (6.54) легко анализируется, если при записи голограммы используется схема квази-Фурье, в которой  $z_s = z_R$ . Тогда (при  $m = 1$ ) будет

$$M_h = \pm \mu z_c / z_s \quad (6.55)$$

и, следовательно, увеличение прямо пропорционально отношению длин волн. Коэффициент пропорциональности  $z_c/z_s$  представляет собой увеличение, получаемое за счет изменения расстояния восстанавливающего источника от голограммы по отношению к соответствующему расстоянию до референтного источника. Изображение при этом формируется на расстоянии  $z_I = z_C$ .

Изображение не будет искажаться в том случае, если продольное увеличение

$$M_z = - (1/\mu) M_h^2 \quad (6.56)$$

будет таким же, как и поперечное. Это будет иметь место, если применяется схема получения безлинзовой Фурье-голограммы, в которой  $z_C = z_S$ . Тогда  $M_h = \mu$  и  $|M_z| = \mu$ .

Получать большое увеличение имеет смысл только в том случае, если при этом волновые aberrации не столь велики, чтобы терялись детали в изображении. Волновые aberrации в общем случае, а также применительно к схеме получения безлинзовой голограммы Фурье были рассмотрены в п. 3.4.2, где было показано, что в случае голограммы Фурье сферическая aberrация равна нулю. Следовательно, для устранения одной из существенных aberrаций не требуется предпринимать каких-либо дополнительных мер. Исключение второй основной aberrации — комы — осуществляется выбором  $z_C = z_S$ , т. е. использованием схемы безлинзовой Фурье-голограммы, когда изображение и объект находятся на одинаковом расстоянии от голограммы. Однако при исключении этих оптических aberrаций нельзя подавить одновременно и астigmatизм, который приводит к появлению дефектов в изображении.

Как уже было сказано, метод голографической микроскопии, в котором при записи голограммы используются рентгеновские лучи, а при восстановлении — видимый свет, мог бы обеспечить получение значительных увеличений. К сожалению, до сих пор не удалось создать рентгеновский источник с большой длиной когерентности света и результаты в этой области являются довольно скромными. Большинство выводов подтверждается при записи голограмм с помощью электронных лучей, поскольку электронные источники имеют значительную когерентность излучения.

Поэтому большое внимание уделяется также чисто оптической микроскопии, когда при записи и реконструкции используется излучение одной и той же длины волны, а увеличение получают за

счёт изменения расстояния регистрирующего источника по отношению к расстоянию референтного источника. Этот метод является потенциально более выгодным для микроскопии, чем обычная техника формирования изображения, поскольку большинство aberrаций, возникающих при записи голограммы, можно компенсировать во время реконструкции, что позволяет значительно увеличить апертуру без дополнительных усилий. Другим преимуществом является то, что поле зрения определяется размерами регистрирующей среды и ее разрешающей способности. Поэтому можно получить существенно большее поле зрения, чем в обычной микроскопии.

Предпринимаются попытки применения в микроскопии, кроме обычных пропускающих голограмм, также и отражательных голограмм, которые позволяют еще более увеличить числовую апертуру, поскольку в этом случае объект, который предполагается прозрачным, не препятствует распространению референтного пучка. Другим преимуществом является возможность производить реконструкцию отражательных голограмм в белом свете.

В действительности, однако, в настоящее время результаты экспериментов в области оптической голографической микроскопии не являются очень внушительными и многообещающими. Было получено приблизительное увеличение  $120\times$ , а разрешающая способность при этом составляла единицы микрон.

#### 6.4.2. ГОЛОГРАФИЯ КАК ДОПОЛНЕНИЕ К МИКРОСКОПИИ

Кроме рассмотренных применений голографии в микроскопии развиваются также методы, основанные на сочетании голографии с обычным микроскопом. Голография позволяет прежде всего сохранить пространственную информацию о нестационарном во времени предмете и впоследствии исследовать его изображение различными методами, применяемыми в микроскопии: методом фазового контраста, методом темного поля, посредством поляризационной и интерференционной микроскопии и т. п.

Кроме того, в этом случае можно применить специфические голографические методы исследования к микроскопическим объектам, что удобно в голографической интерферометрии, при обработке информации и т. д.

Сочетание микроскопии и голографии может быть реализовано различными способами.

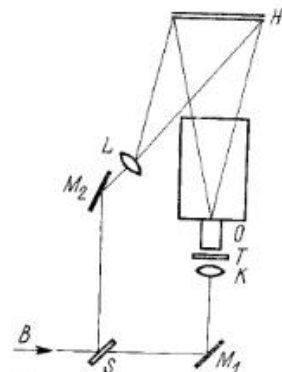


Рис. 122. Регистрация голограммы изображения, образованного микроскопом

Наиболее простой метод заключается в том, что для формирования референтной волны отделяется часть пучка, освещающего

объект, а взаимное положение референтной и объектной волн происходит в плоскости фотопленки, помещенной в тубусе микроскопа (рис. 122). На голограмме при этом регистрируется макроскопическое промежуточное изображение микроскопического объекта, а при восстановлении голограммы получают пространственное изображение, которое можно в дальнейшем исследовать различными способами. Разрешающая способность такого голографического микроскопа зависит, очевидно, от используемого объектива микроскопа.

Другим применением голографии в микроскопии является голографическая коррекция оптических aberrаций объектива микроскопа (см. п. 6.2.3). Схема аналогична той, которая была приведена на рис. 116. Изображение, которое формирует неидеальная линза  $L$ , восстанавливается при обращении хода восстанавливающей волны. При этом исключаются оптические aberrации линзы и изображение можно исследовать на разных глубинах.

Этот способ можно усовершенствовать, если использовать такую голографическую схему, в которой изображение было бы сфокусировано перед тем, как оно попадает на световые рецепторы (например, на глаз). В плоскости фокусировки можно осуществить оптическую пространственную фильтрацию.

#### 6.4.3. ПРИМЕНЕНИЕ ГОЛОГРАФИИ ДЛЯ ИЗГОТОВЛЕНИЯ МИКРОЭЛЕКТРОННЫХ МАСОК

Ожидается, что непосредственное применение в промышленности голографической микроскопии найдет при решении задачи изготовления микроэлектронных масок. До настоящего времени для этих целей использовались высококачественные, необычайно сложные и дорогостоящие объективы. Такие объективы должны иметь большую разрешающую способность по всему полю зрения, которое может быть чрезвычайно большим. Кроме того, возникает необходимость многократного впечатывания изображения на соседние участки материала.

Сильно уменьшенное и размноженное изображение маски методом обычного контактного копирования переносится на чувствительный слой, нанесенный на кремниевый электронный элемент. В случае изготовления таким образом большого числа копий (от десятков до сотен) исходная маска теряет свои свойства.

Голография может разрешить ряд вопросов, связанных с технологией получения масок. Прежде всего при получении уменьшенного изображения появляется возможность осуществить коррекцию aberrаций объектива, что позволяет существенно снизить требования, предъявляемые к качеству последнего. Одновременно при этом решается и проблема получения действительного изображения, которое образуется в плоскости светочувствительной среды, и тем самым преодолеваются ограничения и недостатки, свойственные методу контактной печати.



При использовании голографического метода в технике получения масок необходимо принять меры, предотвращающие проявление интерференционной зернистости, снижающей качество изображения.

Голография дает возможность осуществить мультиплицирование изображений довольно простыми средствами. Ранее эта задача решалась путем последовательного экспонирования при сдвиге образца между экспозициями. Как уже говорилось, на одной фотопластинке можно зарегистрировать много голограмм, которые в дальнейшем могут быть восстановлены одновременно. В качестве голографического мультипликатора может быть использована, например, голограмма, полученная методом многократной регистрации точечного объекта с одним и тем же референтным пучком.

Другой метод, дающий аналогичные результаты, основывается на использовании нелинейности отклика регистрирующего материала. В этом случае, как известно, при реконструкции одновременно образуются изображения высших порядков, т. е. осуществляется своеобразный процесс мультиплицирования.

## 6.5. ДРУГИЕ ПРИМЕНЕНИЯ ГОЛОГРАФИИ

### 6.5.1. ГОЛОГРАФИЧЕСКИЙ КИНЕМАТОГРАФ И ТЕЛЕВИДЕНИЕ

До сих пор предполагалось, что голографируемый объект имеет не очень большой объем и его размеры сравнимы с размерами голограммы, т. е. что глубина сцены составляет десятки сантиметров, а восстановленное изображение рассматривает один наблюдатель либо небольшое число наблюдателей одновременно. Однако часто возникает необходимость отобразить сцену больших размеров, которую могли бы одновременно наблюдать, по крайней мере, несколько десятков человек. При этом было бы желательно, чтобы при записи и восстановлении не нужно было применять специальные элементы (лазеры) и чтобы изображение было цветным и могло передаваться по телевидению и т. д.

Рассмотрим некоторые аспекты получения голографического изображения пространственных сцен для индивидуального и коллективного наблюдения и передачи голографического изображения по телевидению.

Для индивидуального наблюдения голографических изображений больших сцен достаточно использовать голограммы обычных размеров. Объект же может быть существенно больше голограммы. При этих условиях из анализа необходимой ширины полосы, так же как и в п. 5.2.3, следует, что необходимая ширина полосы пространственных частот будет описываться выражением

$$\Delta F \approx \frac{2}{\lambda} \sin \frac{\theta_0}{2}, \quad (6.57)$$

где  $\theta_0$  — угол обзора сцены на месте расположения голограммы.

В фотографии разрешающая способность материала определяется необходимым разрешением в изображении, в голографии она зависит от величины угла обзора  $\theta_0$ . При  $\lambda = 5 \cdot 10^{-5}$  см, удаленности сцены 9 м и ее ширине 6 м необходима ширина полосы  $\Delta F \approx 1400$  лин/мм.

При записи голограмм больших движущихся объектов необходимо использовать очень мощные лазеры, работающие в импульсном режиме. Существуют другие методы получения объемных изображений естественных сцен, в которых сначала проводится обычное фотографирование сцены, а затем изготавливается голограмма с использованием полученных изображений, снятых в различных ракурсах. Однако эти методы в настоящее время не нашли широкого практического применения.

Восстановление в белом свете используется обычно при реконструкции объемных голограмм.

Так же как и в фотографии, при индивидуальном наблюдении голографического изображения не возникает особых затруднений.

Задача существенно усложняется, если голографическое изображение необходимо продемонстрировать большому числу наблюдателей одновременно, как это имеет место в кинематографии и при использовании диапроекции. В случае обычной диапроекции не возникает никаких проблем, поскольку применение рассеивающих экранов дает возможность наблюдать изображение под большими углами. В случае голографии размер демонстрируемой сцены определяется размерами голограммы. Если, например, сцена имеет размеры  $d_0 l_0$ , а зрительный зал  $D, L$ , то размеры голограммы в соответствии с рис. 123 определяются выражением

$$d_H = d_0 + l_0 \frac{D - d_0}{L + l_0}. \quad (6.58)$$

Следовательно, голограмма должна иметь такие же размеры, что и ширина сцены.

Простое оптическое увеличение голограммы не может привести к цели, поскольку в этом случае, с одной стороны, изменился бы размер изображения, с другой стороны, возникли бы оптические aberrации, а при слишком большом увеличении голограммы вообще практически не наблюдалось бы дифракции света на ее структуре. Следовательно, необходимо производить запись сцены на голограмме, размеры которой сравнимы с размерами сцены. Легко понять, какие с этим связаны трудности, даже если бы современная техника могла бы решить эту задачу.

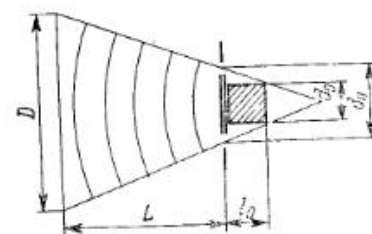


Рис. 123. Определение размеров голограммы при коллективном наблюдении

Вопросы, связанные с кинематографом, в этом случае оказываются практически не разрешимыми, поскольку быстрая замена голографического материала больших размеров при записи и реконструкции является технически невозможной.

В телевидении дело обстоит несколько проще, так как в этом случае изображение предназначено для демонстрации только нескольким зрителям. Однако и здесь имеются важные технические проблемы, связанные главным образом с шириной передаваемой полосы частот. Если в случае классического телевидения ширина полосы составляет приблизительно  $10^7$  Гц, для передачи голограмм по телевизионному каналу необходима полоса, по крайней мере,  $10^{11}$  Гц. Для передачи такой широкой полосы частот необходимо преодолеть ряд технических трудностей, связанных с необходимостью обеспечения большой разрешающей способности съемочной камеры и приемной электронно-лучевой трубки, а также с необходимостью передачи большого объема информации по телевизионному каналу. В настоящее время все эти технические проблемы вряд ли могут быть решены, однако необходимо указать, что голограмма содержит в себе большое количество избыточной информации. Требуемая ширина полосы частот существенно сужается, если передавать по телевизионному каналу только узкую горизонтальную полосу голограммы и затем мультиплицировать ее таким образом, чтобы заполнить всю поверхность экрана приемной трубки. При этом исключается вертикальный пространственный параллакс, который является совершенно излишним, поскольку при наблюдении телевизионного изображения глаза наблюдателя могут смещаться практически только в горизонтальном направлении.

С целью выяснения возможности использования голографической техники в телевидении были проделаны различные эксперименты, которые должны были ответить на вопрос, способны ли отдельные звенья телевизионного тракта зарегистрировать, передать и восстановить голограмму. Эти эксперименты показали, что в настоящее время возможности ограничены передачей голограмм простейших объектов при очень малой скорости развертки. Перспектив использования голографии в телевидении в ближайшее время реально не существует.

#### 6.5.2. СИНТЕЗ ГОЛОГРАММ НА ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫХ МАШИНАХ

В некоторых приложениях голографии возникает необходимость рассчитать голограмму на вычислительной машине и восстановить такую искусственную голограмму обычными методами. Таким образом можно исследовать некоторые голографические явления путем их моделирования. Кроме того, при реконструкции искусственной голограммы можно получить оптические волны, которые реально не существуют. Это может быть использовано при анализе рентгеновских дифрактограмм либо при контроле сложных оптических поверхностей в процессе их изготовления.

Кроме того, синтезированные голограммы используются в задачах пространственной фильтрации, когда изготовление фильтров оптическими методами вызывает затруднения. Искусственные голограммы могут применяться для синтеза изображения сцен, глубина которых превышает длину когерентности источника. При реконструкции к источнику света предъявляются гораздо меньшие требования.

Синтез искусственной голограммы включает в себя обычно четыре этапа. Прежде всего необходимо рассчитать, как изменится комплексная амплитуда светового поля при распространении его от объекта к голограмме. При этом рассчитываются амплитуды только конечного числа выбранных точек, что, однако, не накладывает ограничений на возможности метода. Второй этап состоит в закодировании комплексной амплитуды с помощью действительной неотрицательной функции, графическое отображение которой и представляет собой искусственную голограмму.

На третьем этапе необходимо начертить голограмму в определенном масштабе. Для этого используются электронно-лучевые трубки, графопостроители и т. п. На последнем этапе фотографическим методом получают уменьшенное изображение полученного рисунка голограммы с тем, чтобы была возможна дифракция света на ней.

В обычной голограмме амплитуда закодирована в контрасте интерференционных полос, а фаза — в их локализации, причем полосы характеризуются синусоидальным пространственным распределением почернения. Искусственная голограмма вряд ли может иметь такую структуру. Прежде всего в этом случае трудно обеспечить непрерывное изменение параметров. Поэтому для передачи амплитудных и фазовых соотношений используется ступенчатая функция. Предельным случаем ступенчатой функции является бинарная функция, которая может принимать только два значения: ноль и единицу. Полученные таким образом искусственные голограммы называются бинарными.

Бинарные голограммы имеют большую теоретическую эффективность, чем обычные голограммы. Экспериментальные результаты подтверждают эти выводы. В случае получения бинарных голограмм значительно облегчается процесс фотографического уменьшения, поскольку не нужно заботиться о линейности фотографического процесса. Следующее преимущество бинарных голограмм заключается в том, что они характеризуются меньшим уровнем шума, обусловленного зернистостью фотографического слоя. В тех местах голограммы, где рассеивающих частиц мало, прозрачность близка к единице, а в участках с нулевым пропусканием слоя имеет место полное поглощение и рассеяние отсутствует.

Структура искусственной бинарной голограммы состоит из элементарных ячеек прямоугольной формы, характеризующихся единичным пропусканием. Ширина ячейки является постоянной, а ее длина определяется амплитудой света в данной точке дифракцион-

ной картины. Кроме того, каждая ячейка сдвинута относительно равновесного положения на расстояние, пропорциональное фазе волны. Таким образом, происходит кодирование необходимых величин. Многочисленные эксперименты по практической реализации такого метода были весьма успешными.

### 6.5.3. НЕОПТИЧЕСКАЯ ГОЛОГРАФИЯ

Успешно развивается также голография с использованием волн неоптического диапазона, особенно акустических волн и волн радиодиапазона.

Эксперименты в микроволновой области электромагнитных волн показывают возможности применения голографии в радиолокации. Существующие до сих пор радиолокационные методы позволяют определить только наличие объекта в поле зрения радиолокатора и не дают информации о форме и размерах объекта. Голография могла бы дать эту информацию, что имеет существенное значение для распознавания образов. Кроме этого направления, существуют и другие области использования микроволновой голографии, например при изучении поверхности Земли и других планет с искусственных спутников, при оптическом моделировании микроволновых полей и т. д.

Микроволновые голограммы регистрируются методом сканирования. Микроволновой приемник, перемещаясь в интерференционном поле, осуществляет поточечную регистрацию голограммы. Снимаемый с приемника сигнал управляет яркостью свечения лампы, излучение которой фокусируется на фотопленке. Эта фотопленка перемещается относительно лампы синхронно с перемещением приемника, но со значительно меньшей скоростью. Причем отношение скоростей перемещения фотопленки и приемника равно отношению длин волн излучения, используемого при реконструкции, и микроволнового излучения. Таким образом получается амплитудная голограмма, которая может быть реконструирована с использованием излучения видимого диапазона спектра.

Сигнал с приемника можно также подавать на телевизионную трубку, развертка которой синхронизирована с движением приемника. Голограмму при этом получают путем фотографирования с экрана телевизора.

Большие возможности открываются при использовании акустической голографии. Главное ее применение ожидается в области неразрушающего контроля материалов, прозрачных для звуковых волн, а также в медицине для исследования живых тканей. Кроме того, акустическая голография может найти применение при изучении рельефа морского дна, в локации и навигации, при изучении внутренней структуры земной коры и т. д.

При регистрации акустических или ультразвуковых голограмм используются три основных метода. Прежде всего, так же как и в случае микроволновой голографии, голограмму получают мето-

дом сканирования. Кроме того, ультразвуковое поле можно регистрировать непосредственно на фотографической пластинке в том случае, если ультразвук ускоряет химические реакции, протекающие при проявлении или при фиксировании фотографического материала. Сначала фотографическая пластинка равномерно засвечивается, а потом погружается в проявляющую ванну, помещенную в ультразвуковое интерференционное поле. В третьем методе используются стоячие волны на поверхности жидкости, в которой распространяются ультразвуковые волны. Эти поверхностные волны фотографируются и вновь получается голограмма, которая может восстанавливаться видимым светом. Покрытую рябью поверхность можно непосредственно использовать как фазовую голограмму и осуществить реконструкцию в реальном времени.



К главе 1

1. Abbe E. Archiv f. Mikroskop. Anat. 1873, v. 9, p. 413.
2. Baez V. A. A Study in Diffraction Microscopy with Special Reference to X-Rays. — «J. Opt. Soc. Am.», 1952, v. 42, p. 756.
3. Bragg W. L. The X-Ray Microscope. — «Nature» (London), 1942, v. 149, p. 470.
4. Bragg W. L., Rogers G. L. Elimination of the Unwanted Image in Diffraction Microscopy. — «Nature» (London), 1951, v. 167, p. 190.
5. Buerger M. J. The Photography of Atoms in Crystals. — «Proc. Nat. Acad. Sci. USA», 1950, v. 36, p. 330.
6. Давыдова И. Н., Денисюк Ю. Н. О голографии интенсивностей. — «Оптика и спектроскопия», 1969, т. 26, с. 408.
7. Денисюк Ю. Н. Об отображении оптических свойств объекта в волновом поле рассеянного им излучения. — ДАН СССР, 1962, т. 144, с. 1275.
8. Денисюк Ю. Н. Об отображении оптических свойств объекта в волновом поле рассеянного им излучения. — «Оптика и спектроскопия», 1963, т. 15, с. 522.
9. Денисюк Ю. Н. Об отображении оптических свойств объекта в волновом поле рассеянного им излучения. — «Оптика и спектроскопия», 1965, т. 18, с. 152.
10. El-Sum H. M. A., Kirkpatrick P. Preliminary Experiments on X-Rays Microscopy by Reconstructed Wave Fronts. — «Phys. Rev.», 1955, v. 99, p. 624.
11. El-Sum H. M. A., Kirkpatrick P. Microscopy by Reconstructed Wavefronts. — «Phys. Rev.», 1952, v. 85, p. 763.
12. Gabor D. A New Microscopic Principle. — «Nature» (London), 1948, v. 161, p. 777.
13. Gabor D. Microscopy by Reconstructed Wave-Fronts. — «Proc. Roy. Soc.» (London), 1949, v. 197A, p. 454.
14. Gabor D. Microscopy by Reconstructed Wave-Fronts. — «Proc. Phys. Soc.», 1951, v. 64, p. 449.
15. Haine M. E., Dyson J. A Modification to Gabor's Proposed Diffraction Microscope. — «Nature» (London), 1950, v. 166, p. 315.
16. Haine M. E., Mulvey T. The Formation of the Diffraction Image with Electrons in the Gabor's Diffraction Microscope. — «J. Opt. Soc. Am.», 1952, v. 42, p. 763.
17. Ковальский Л. В., Полянский В. К. Исследование возможностей метода голографии без использования опорного пучка. — «Оптика и спектроскопия», 1970, т. 28, с. 338.
18. Leith E. N., Upatnieks J. New Technique in Wavefront Reconstruction. — «J. Opt. Soc. Am.», 1961, v. 51, p. 1469.
19. Leith E. N., Upatnieks J. Reconstructed Wavefronts and Communication Theory. — «J. Opt. Soc. Am.», 1962, v. 52, p. 1123.
20. Leith E. N., Upatnieks J. Wavefront Reconstruction with Continuous-Tone Transparencies. — «J. Opt. Soc. Am.», 1963, v. 53, p. 522.
21. Leith E. N., Upatnieks J. Wavefront Reconstruction with Continuous-Tone Objects. — «J. Opt. Soc. Am.», 1963, v. 53, p. 1377.

22. Leith E. N., Upatnieks J. Wavefront Reconstruction with diffused Illumination and Three-Dimensional Objects. — «J. Opt. Soc. Am.», 1964, v. 54, p. 1895.
23. Lohmann A. Optische Einseitenbandübertragung angewandt auf das Gabor-Mikroskop. — «Opt. Acta», 1956, v. 3, p. 97.
24. Rogers G. L. Gabor Diffraction Microscopy: the Hologram as a Generalized Zone-Plate. — «Nature» (London), 1950, v. 166, p. 237.
25. Rogers G. L. Experiments in Diffraction Microscopy. — «Proc. Roy. Soc.» (Edinburgh), 1952, v. 63A, p. 193.
26. Rogers G. L. An Experimental Verification of Diffraction Microscopy, Using Radio Waves. — «J. Atmosph. Terrest. Phys.» (London), 1957, v. 11, p. 51.
27. Сороко Л. М. Голография и интерференционная обработка информации. — «УФН», 1966, т. 90, с. 3.
28. Wehke W. Über die Möglichkeit der Optischen Abbildung Molekulargittern. — «Phys. Z.», 1935, v. 36, p. 848.

К главе 2

1. Аристов В. В., Шехтман В. Ш. Свойства трехмерных голограмм. — «УФН», 1974, т. 104, с. 51.
2. Armstrong J. A. Fresnel Holograms: their Imaging Properties and Aberrations. — «IBM J. Res. Devel.», 1965, v. 9, p. 171.
3. Bieringer R. J., Ringlieu J. A. Diffraction-Limited Holography. — «Appl. Opt.», 1971, v. 10, p. 1632.
4. Brandt G. B. Image Plane Holography. — «Appl. Opt.», 1969, v. 8, p. 1421.
5. Burckhardt C. B. Optimum Parameters and Resolution Limitation of Integral Photography. — «J. Opt. Soc. Am.», 1968, v. 58, p. 71.
6. Gathej Jr., W. T. Angular Spectrum and Coherent Imaging. — «J. Opt. Soc. Am.», 1974, v. 64, p. 1503.
7. DeVelis J. B., Parrent Jr., G. B., Thompson B. J. Image Reconstruction with Fraunhofer Holograms. — «J. Opt. Soc. Am.», 1966, v. 56, p. 423.
8. Hildebrand B. P. General Theory of Holography. — «J. Opt. Soc. Am.», 1970, v. 60, p. 1511.
9. Kermisch D. Image Reconstruction from Phase Information Only. — «J. Opt. Soc. Am.», 1970, v. 60, p. 15.
10. Клименко И. С., Матинян Е. Г. Восстановление в белом свете интерферограмм диффузно отражающих объектов с помощью дважды экспонированных голограмм сфокусированных изображений. — «Оптика и спектроскопия», 1969, т. 27, с. 367.
11. Kogelnik H. Coupled Wave Theory for Thick Hologram Gratings. — «Bell Syst. Tech. J.», 1969, v. 48, p. 2909.
12. Комар А. П., Стабников М. В., Туруханов В. Г. Восстановление изображений прозрачных и преломляющих объектов с помощью фазовых голограмм. — ДАН СССР, 1966, т. 169, с. 1052.
13. LaMacchia J. T., Vinatelette D. J. Comparison of the Diffraction Efficiency of Multiple Exposure and Single Exposure Holograms. — «Appl. Opt.», 1968, v. 7, p. 1857.
14. Lang M. On the Diffraction Efficiency of Transmittance Storage Holograms. — «Opt. Comm.», 1971, v. 3, p. 229.
15. Lin L. H., Doherty E. T. Efficient and Aberration-Free Wavefront Reconstruction from Holograms Illuminated at Wavelength Differing from the Forming Wavelength. — «Appl. Opt.», 1971, v. 10, p. 1314.
16. Ninomiya Y. Recording Characteristics of Volume Holograms. — «J. Opt. Soc. Am.», 1973, v. 63, p. 1124.
17. Pontiggia C. Interference with Polarized Light. — «Am. J. Phys.», 1971, v. 39, p. 679.
18. Porter R. P., Schwab W. C. Electromagnetic Image Formation with Holograms of Arbitrary Shape. — «J. Opt. Soc. Am.», 1971, v. 61, p. 789.
19. Sierman G. S. Reconstruction of Wavefront with Large diffraction Angle. — «J. Opt. Soc. Am.», 1967, v. 57, p. 1160.

20. Smith H. M. Effect of Emulsion Thickness on the Diffraction Efficiency of Amplitude Holograms. — «J. Opt. Soc. Am.», 1972, v. 62, p. 802.
21. Stroke G. W. Lensless Fourier-Transform Method for Optical Holography. — «Appl. Phys. Lett.», 1965, v. 6, p. 201.
22. Upatnieks J., Leonard C. Efficiency and Image Contrast of Dielectric Holograms. — «J. Opt. Soc. Am.», 1970, v. 60, p. 297.
23. Winthrop J. T., Worthington C. R. Fresnel-Transform Representation of Holograms and Hologram Classification. — «J. Opt. Soc. Am.», 1966, v. 56, p. 1362.
24. Wolf E. Determination of the Amplitude and the Phase of Scattered Fields by Holography. — «J. Opt. Soc. Am.», 1970, v. 60, p. 18.
25. Yu F. T. S. Optimal Linearization in Holography. — «Appl. Opt.», 1972, v. 11, p. 919.

#### К главе 3

1. Arsenault H. H. Geometrical Optics of Holograms. — «J. Opt. Soc. Am.», 1975, v. 65, p. 903.
2. Буйнов Г. Н., Гизатуллин Р. К., Мустафин К. С. Исследование влияния аберраций голограмм на качество изображения. — «Оптика и спектроскопия», 1973, т. 34, с. 768.
3. Camus J., Girard F., Clark R. Fresnel Zone Plate Generation. — «Appl. Opt.», 1967, v. 6, p. 1433.
4. Champagne E. B. Nonparaxial Imaging, Magnification and Aberration Properties in Holography. — «J. Opt. Soc. Am.», 1967, v. 57, p. 51.
5. Chau H. H. Fourier-transform hologram by zone plate. — «Opt. Commun.», 1973, v. 9, p. 350.
6. Денисюк Ю. Н., Гальперн А. Д. О трансформационных свойствах голограммы. — «Оптика и спектроскопия», 1969, т. 27, с. 175.
7. Jeong T. H. Geometric model for holography. — «Am. J. Phys.», 1975, v. 43, p. 714.
8. Крупницкий Э. И., Барбанель И. С. Об устранении одного принципиального недостатка двумерных голограмм. — «Оптика и спектроскопия», 1973, т. 35, с. 125.
9. Kubota T., Ose T. Interference Patterns of Hologram Aberrations. — «J. Opt. Soc. Am.», 1971, v. 61, p. 1539.
10. Latta J. N. Computer-Based Analysis of Holography Using Ray Tracing. — «Appl. Opt.», 1971, v. 10, p. 2698.
11. Мандрюсов В. И. Свойства поверхностных внеосевых голограмм точечного объекта. — «Оптика и спектроскопия», 1969, т. 26, с. 464.
12. Meier R. W. Magnification and Third-Order Aberrations in Holography. — «J. Opt. Soc. Am.», 1965, v. 55, p. 987.
13. Miller M. Projective Properties of Holographic Imaging. — «Opt. Acta», 1972, v. 19, p. 555.
14. Miles J. F. Evaluation of the Wavefront Aberration in Holography. — «Opt. Acta», 1973, v. 20, p. 19.
15. Мустафин К. С. Аберрация тонких голограмм, изготовленных на сферической подложке. — «Оптика и спектроскопия», 1974, т. 37, п. 1158.
16. Пистолькорс А. А. О разрешающей способности голограммы. — ДАН СССР, 1967, т. 172, с. 334.
17. Polster H. D. Fresnel zone plate: a second-order approximation. — «Appl. Opt.», 1975, v. 14, p. 1055.
18. Prikryl J. A contribution to hologram imagery. — «Opt. Acta», 1974, v. 21, p. 517.

#### К главе 4

1. Aebischer N., Valot-Deguerce M. O., Duvernoy J., Pasteur J., Prenel J. P., Tribillon G., Vienot J.—Ch. Holographic Recording about any Physical and Technological Aspects. — «Nouv. Rev. d'Opt. appl.», 1971, v. 2, p. 229.
2. Antes G. P. Prefocused Objective Pinhole Unit for Beam Expanding and Spatial Filtering. — «Appl. Opt.», 1973, v. 12, p. 493.

3. Brown R. M. A Variable Beam Splitter for Lasers. — «Appl. Opt.», 1970, v. 9, p. 1726.
4. Гинзбург В. М., Степанов Б. М. Комплекс фотометрической голографической аппаратуры ВНИИОФИ. — «Измерительная техника», 1974, т. 12, с. 50.
5. Chomat M., Gregora I. A Method for Testing the Stability of the Holographic System. — «Opt. Commun.», 1972, v. 5, p. 14.
6. Chow B. S. K. A Hologram of Large Field Depth. — «Opt. Commun.», 1974, v. 11, p. 235.
7. Diamond F. J. Some Effects of Diffused Illumination in Holography. — «J. Opt. Soc. Am.», 1969, v. 59, p. 1339.
8. Dickson L. D. Characteristics of a Propagating Gaussian Beam. — «Appl. Opt.», 1970, v. 9, p. 1854.
9. Felber C. K., Massialas F. G. Design Features of Holographic Apparatus. — «Mater. Res. and Standards», 1971, v. 11, p. 19.
10. Fletcher E. D. An Engineer's Guide to Holography. — «Electr. Eng.», 1974, v. 46, p. 53.
11. George N., Jain A. Speckle Reduction Using Multiple Tones of Illumination. — «Appl. Opt.», 1973, v. 12, p. 1202.
12. Какичавили Ш. Д., Ковалева А. И., Рухадзе В. А. Круговое голографирование объемных объектов. — «Оптика и спектроскопия», 1968, т. 24, с. 627.
13. Kiemle H. Experimentelle Voraussetzung zur Herstellung optimaler Hologramme. — «Frequenz», 1967, v. 21, p. 385.
14. Kogelnik H. Imaging of Optical Modes-Resonators with Internal Lenses. — «Bell Syst. Tech. J.», 1965, v. 44, p. 455.
15. Martienssen W., Spiller E. Holographic Reconstruction without Granulation. — «Phys. Letts», 1967, v. 24A, p. 126.
16. Porter A. G., George S. An Elementary Introduction to Practical Holography. — «Am J. Phys.», 1975, v. 43, p. 954.
17. Smartt R. N. A Variable Transmittance Beam Splitter. — «Appl. Opt.», 1970, v. 9, p. 970.
18. Турухано Б. Г., Турухано Н. Б. Интерферометрический контроль голографических установок. — «ЖТФ», 1968, т. 38, с. 758.

#### К главе 5

1. Amodei J. J., Bosomworth D. R. Hologram Storage and Retrieval in Photochromic Strontium Titanate Crystals. — «Appl. Opt.», 1969, v. 8, p. 2473.
2. Баркан И. Б., Пестряков Е. В., Энтин М. В. Исследование импульсной голографической записи в монокристалле LiNbO<sub>3</sub> с примесью Fe. — «Автометрия», 1976, т. 14, с. 18.
3. Бейнарович Л. Н., Ларионов Н. П., Лукин А. В., Мустафин К. С. Получение высококачественных копий голограмм. — «Оптика и спектроскопия», 1971, т. 30, с. 345.
4. Biedermann K. Information Storage Materials for Holography and Optical Data Processing. — «Opt. Acta», 1975, v. 22, p. 103.
5. Biedermann K., Johansson I. S. Development Effects and the MTF of High-Resolution Photographic Materials for Holography. — «J. Opt. Soc. Am.», 1974, v. 64, p. 862.
6. Бобринев В. И., Козлова В. К., Майорчук М. А. Голограммы с высокой дифракционной эффективностью. — «Квантовая электроника», 1971, т. 1, с. 136.
7. Bordogna J., Keneman S. A., Amodei J. J. Recyclable Holographic Storage Media. — «RCA Rev.», 1972, v. 33, p. 227.
8. Филенко Ю. И. Получение голограммных портретов на серийной установке. — «Оптика и спектроскопия», 1972, т. 33, с. 596.
9. Chen F. S., LaMacchia J. T., Fraser D. B. Holographic Storage in Lithium Niobate. — «Appl. Phys. Lett.», 1968, v. 13, p. 223.
10. Chomat M., Miller M., Gregora I. Holographic Recording in Photochromic CaF<sub>2</sub> and Its Application for Holographic Interferometry. — «Opt. Commun.», 1971, v. 4, p. 243.

11. Harris Jr., F. S., Sherman G. S., Billings V. H. Copying Holograms. — «Appl. Opt.», 1965, v. 5, p. 665.
12. Калатников С. П., Климов И. И., Никитин В. В., Семенов Г. И. Запись Фурье-голограмм излучением импульсных полупроводниковых лазеров. — «Квантовая электроника», 1977, т. 4, с. 1666.
13. Kirk J. P. Hologram on Photochromic Glass. — «Appl. Opt.», 1966, v. 5, p. 1684.
14. Косоуров И., Калинин И. Х., Головей Н. П. Восстановление изображения из голограммы в монохроматическом свете. — «ЖТФ», 1966, т. 4, с. 57.
15. Kozma A., Jull G. W., Hill K. O. An Analytical and Experimental Study of Nonlinearities in Hologram Recordings. — «Appl. Opt.», 1970, v. 9, p. 721.
16. Landry M. J., Phipps G. S. Holographic Characteristics of 10E75 Plates for Single and Multiple Exposure Holograms. — «Appl. Opt.», 1975, v. 14, p. 2260.
17. Leščinský M., Miler M. Holographic Record of Information into Organic Photochromic Film. — «Opt. Commun.», 1970, v. 1, p. 417.
18. Lin L. H., Pennington K. S., Stroke G. W., Labeyrie A. E. Multicolor Holographic Image Reconstruction with White-Light Illumination. — «Bell Syst. Tech. J.», 1966, v. 45, p. 659.
19. Meyerhofer D. Phase Holograms in Dichromated Gelatine. — «RCA Rev.», 1972, v. 33, p. 110.
20. Mezrich R. S. Curie-Point Writing of Magnetic Holograms on MnBi. — «Appl. Phys. Lett.», 1969, v. 14, p. 132.
21. Микаэлян А. Л., Бибринев В. И., Аксенчиков А. П., Шатун В. В., Гуляни Э. Х. Голограммы на фотохромных пленках. — ДАН СССР, 1968, т. 181, с. 1105.
22. Морозов В. Н., Никитин В. В., Самойлов В. Д., Семенов Г. И., Смирнов В. Л. Считывание голограмм с помощью инжекционного полупроводникового лазера. — «Квантовая электроника», 1971, т. 1, с. 115.
23. Nassenstein H., Dedden H., Metz H. J., Rieck H. E., Schulze D. Physical Properties of Holographic Materials. — «Photogr. Sci. Eng.», 1969, v. 13, p. 194.
24. Pennington K. S., Lin L. H. Multicolor Wavefront Reconstruction. — «Appl. Phys. Lett.», 1965, v. 7, p. 56.
25. Ragnarsson S. J. Holograms Recorded in Extremely Thick Photographic Emulsions. — «Opt. Commun.», 1975, v. 14, p. 39.
26. Siebert L. D. Large-Scene Front-Lighted Hologram of a Human Subject. — «Proc. IEEE», 1968, v. 56, p. 1242.
27. Stádník V., Tromner Z. Optical Holographic Storage in KCl and KBr Crystals at Room Temperature. — «Nouv. Rev. Opt. Appl.», 1972, v. 3, p. 347.
28. Staebler D. L., Phillips W. Hologram Storage in Photochromic LiNbO<sub>3</sub>. — «Appl. Phys. Lett.», 1974, v. 24, p. 268.
29. Стаселько Д. И., Смирнов А. Г., Денисюк Ю. Н. Получение высококачественных голограмм трехмерных объектов с помощью одномодовых рубиновых лазеров. — «Оптика и спектроскопия», 1968, т. 25, с. 910.
30. Tomlinson W. J. Volume Holograms in Photochromic Materials. — «Appl. Opt.», 1975, v. 14, p. 2456.
31. Tubbs M. R., Booth H. Optical Properties, Photographic and Holographic Applications of Thin Photosensitive Layer. — «J. Phot. Sci.», 1974, v. 22, p. 61.
32. Urbach J. C. Holographic Recording Materials. — «El. Opt. Syst. Design», 1972, v. 4, p. 24.
33. Urbach J. C., Meier R. W. Thermoplastic Xerographic Holography. — «Appl. Opt.», 1966, v. 5, p. 666.
34. Vilkomerson D. H. R., Bostwick D. Some Effects of Emulsion Shrinkage on a Hologram's Image Space. — «Appl. Opt.», 1967, v. 6, p. 1270.

#### К главе 6

1. Abramson N. N. Practical Interpretation of Holographic Interferograms. — «Optik», 1973, v. 37, p. 337.
2. Abramson N. Sandwich Hologram Interferometry: a New Dimension in Holographic Comparison. — «Appl. Opt.», 1974, v. 13, p. 2019.

3. Achia V. U. A Simple Plateholder for on Site wet Processing of Holograms in Real-Time Holographic Interferometry. — «J. Phys. E (Sci. Instr.)», 1972, v. 5, p. 128.
4. Акаев А., Майоров С. А. Оптимальные соотношения между геометрическими параметрами голографического цифрового запоминающего устройства большой емкости. — «Квантовая электроника», 1975, т. 2, с. 693.
5. Александров Е. Б., Бонч-Бруевич А. М. Исследование поверхностных деформаций тел с помощью голограммной техники. — «ЖТФ», 1967, т. 37, с. 360.
6. Anderson L. K. Holographic Optical Memory for Bulk Data Storage. — «Bell Lab. Rec.», 1968, v. 46, p. 318.
7. Archibolt E., Ennos A. E. Observation of Surface Vibration Modes by Stroboscopic Hologram Interferometry. — «Nature», 1968, v. 217, p. 942.
8. Бахрах Л. Д., Курочкин А. П. Об использовании оптических систем и метода голографии для восстановления диаграмм направленности антенны с в. ч. по измерениям поля в зоне Френеля. — ДАН СССР, 1966, т. 171, с. 1309.
9. Beesley M. J., Foster H., Hambleton K. G. Holographic Projection of Microcircuit Patterns. — «Electron. Lett.», 1968, v. 4, p. 49.
10. Белозеров А. Ф., Черных В. Г. Получение интерферограммы сдвига и теневых картин оптической неоднородности с однократно экспонированной голограммы. — «Оптика и спектроскопия», 1969, т. 27, с. 355.
11. Birch K. G., Green F. J. The Application of Computer-Generated Holograms to Testing Optical Elements. — «J. Phys. D: Appl. Phys.», 1972, v. 5, p. 1982.
12. Бондаренко М. Д., Гнатовский А. В., Соскин М. С. Голографический метод преобразования когерентных световых полей. — ДАН СССР, 1969, т. 187, с. 538.
13. Boone P. M., DeBacker L. C. Determination of Three Orthogonal Displacement Components from One Double-Exposure Hologram. — «Optik», 1973, v. 37, p. 61.
14. Bromley K., Monahan M. A., Bryant J. F., Thompson B. J. Holographic Subtraction. — «Appl. Opt.», 1971, v. 10, p. 174.
15. Brooks R. E., Heflinger L. O., Wuerker R. F. Interferometry with a Holographically Reconstructed Comparison Beam. — «Appl. Phys. Lett.», 1965, v. 7, p. 248.
16. Bryngdahl O. Shearing Interferometry by Wavefront Reconstruction. — «J. Opt. Soc. Am.», 1968, v. 58, p. 865.
17. Caulfield H. J. Multiplexing Double Exposure Holographic Interferograms. — «Appl. Opt.», 1972, v. 11, p. 2711.
18. Collier R. J., Doherty E. T., Pennington K. S. Application of Moiré Techniques to Holography. — «Appl. Phys. Lett.», 1965, v. 7, p. 223.
19. Cox M. E. Holographic Microscopy-Reassessment. — «Amer. Laboratory», 1975, v. 7, p. 17.
20. Dallas W. J. Kinoform Fabrication — A New Method. — «Opt. Commun.», 1973, v. 8, p. 340.
21. Де С. Т., Лошинов А. В., Козачок А. Г., Солодкин Ю. Н., Цапенко М. П. Анализ метрологических характеристик двухдлинноволнового голографического интерферометра для измерения параметров рельефа поверхностей. — «Приборы и системы управления», 1976, т. 21, с. 23.
22. Der V. K., Holloway D. C., Fourney W. L. A technique for Reducing the Fringe Frequency in Large-Displacement Holography. — «Exp. Mech.», 1974, v. 14, p. 286.
23. Di Chen, Zook J. D. An Overview of Optical Data Storage Technology. — «Proc. IEEE», 1975, v. 63, p. 1207.
24. Felleppa E. J. Biomedical Applications of Holography. — «Physics Today», 1969, v. 22, p. 25.
25. Felske A., Happe A. Schwingungsuntersuchungen an Karosserien und Aggregaten mit Hilfe holographischen Interferometrie. — «Automobiltechnische Zeitschrift», 1973, v. 75, p. 96.
26. Gabor D. Character Recognition by Holography. — «Nature», 1965, v. 208, p. 422.
27. Гибин И. С., Гофман М. А., Пен Е. Ф., Твердохлеб П. Е. Ассоциативная выборка информации в голограммных запоминающих устройствах. — «Автометрия», 1973, т. 12.



28. **Goldmann G.** Holographic Data Storage. — «Feinwerktech. und Micron», 1974, v. 78, p. 57.
29. **Groh G.** Multiple Imaging by Means of Point Holograms. — «Appl. Opt.», 1968, v. 7, p. 1643.
30. **Гураи М. Л., Моломедов А. А., Рукман Г. И., Сахаров В. К.** Исследование роста растений методом голографической интерферометрии. — ДАН СССР, 1973, т. 208, с. 233.
31. **Гуревич С. В., Гаврилов Г. А., Константинов А. В., Константинов В. Б., Островский Ю. И., Черных Д. Ф.** Телевизионный перенос голографического изображения. — «ЖТФ», 1968, вып. 13, п. 378.
32. **Haines K. A., Hildebrand B. P.** Surface-Deformation Measurement Using the Wavefront Reconstruction Technique. — «Appl. Opt.», 1966, v. 5, p. 595.
33. **Haines K. A., Hildebrand B. P.** Contour Generation by Wavefront Reconstruction. — «Phys. Lett.», 1965, v. 19, p. 10.
34. **Hansch B. D., Murphu C. G.** Holographic Interferogram Analysis from a Single View. — «Appl. Opt.», 1974, v. 13, p. 630.
35. **Heflinger L. O., Wuerker R. F.** Holographic Contouring via Multifrequency Lasers. — «Appl. Phys. Lett.», 1969, v. 15, p. 28.
36. **Horman M. L.** An Application of Wavefront Reconstruction to Interferometry. — «Appl. Opt.», 1965, v. 4, p. 333.
37. **Hübner R.** Possible Applications of Holography in Science and Technology. — «Funk-Technik», 1974, v. 7, p. 233.
38. **Jeong T. H., Snyder H.** Holographic Microscope System Using a Triangular Interferometers. — «Appl. Opt.», 1973, v. 12, p. 146.
39. **Комиссарова И. И., Островская Г. В., Шапиро Л. Л.** Голографическое исследование лазерной искры. — «ЖТФ», 1968, т. 38, с. 1369.
40. **Константинов Б. П.** Голография в кино и телевидении. — «Успехи физических наук», 1970, вып. 100, с. 185.
41. **Labeyrie A.** Holo-Gratings — The New Diffractive Breed. — «Electro-Optical Systems Design», 1971, v. 2, p. 32.
42. **Leith E. N., Upatnieks J.** Holographic Imagery Through Diffusing Media. — «J. Opt. Soc. Am.», 1966, v. 56, p. 523.
43. **Leith E. N., Upatnieks J., Haines K. A.** Microscopy by wavefront Reconstruction. — «J. Opt. Soc. Am.», 1965, v. 55, p. 981.
44. **Leith E. N., Upatnieks J., Hildebrand B. P., Haines K.** Requirements for a Wavefront Reconstruction Television Facsimile System. — «J. Soc. Motion Pict. Telev. Eng.», 1965, v. 74, p. 893.
45. **Lesem L. B., Hirsch P. M., Jordan Jr., J. A.** The Kinoform: A New Wavefront Reconstruction Device. — «IBM J. Res. Devel.», 1969, v. 13, p. 150.
46. **VanLigten R. F., Osterberg H.** Holographic Microscopy. — «Nature», 1966, v. 211, p. 282.
47. **Листовец В. С., Островский Ю. И.** Интерференционно-голографические методы анализа вибраций. — «ЖТФ», 1974, т. 44, с. 1345.
48. **Lohman A. W., Paris D. P.** Binary Fraunhofer Holograms Generated by Computer. — «Appl. Opt.», 1967, v. 6, p. 1739.
49. **Lugt V. A.** Signal Detection by Complex Spatial Filtering. — «J. Opt. Soc. Am.», 1963, v. 53, p. 1341.
50. **Lugt V. A.** Coherent Optical Processing. — «Proc. IEEE», 1974, v. 62, p. 1300.
51. **Matsumoto T., Iwata K., Nagata R.** Measuring Accuracy of Three-Dimensional Displacements in Holographic Interferometry. — «Appl. Opt.», 1973, v. 12, p. 961.
52. **Menzel E.** Comment to the method of contour holography. — «Optik», 1974, v. 40, p. 557.
53. **Микаэлян А. Л., Бобринев В. И., Аксельрод А. А., Наумов С. М., Ковлева М. М., Засовин Э. А., Куштанов К. И., Харитонов В. В.** Голографические запоминающие устройства с записью информации массивами. — «Квантовая электроника», 1971, т. 1, с. 79.
54. **Милер М.** Линейное приближение стробоголографического метода анализа вибраций. — «ЖТФ», 1977, т. 47, с. 396.
55. **Mintz G. D., Morland D. K., Boerner W. M.** Holographic Simulation of Parabolic Mirrors. — «Appl. Opt.», 1975, v. 14, p. 564.
56. **Mollin N. E., Stetson K. A.** Fringe Localization in Hologram Interferometry of Mutually Independent and Dependent Rotations around Orthogonal, Non-Intersecting Axes. — «Optik», 1971, v. 33, p. 399.
57. **Муштафин К. С., Селезнев В. А.** Методы повышения чувствительности голографической интерферометрии. — «Усп. физ. наук», 1970, т. 101, с. 340.
58. **Островская Г. В., Островский Ю. И.** Голографическое исследование лазерной искры. — «Письма в ЖТФ», 1966, т. 4, с. 83.
59. **Peck A.** Determination of Deviations in Dimension, Shape and Position with Holographic Interferometry. — «Optik», 1974, v. 41, p. 272.
60. **Powell A. L., Stetson K. A.** Interferometric Vibration Analysis by Wavefront Reconstruction. — «J. Opt. Soc. Am.», 1965, v. 55, p. 1593.
61. **Přikryl J.** Localization of Interference Fringes in Holographic Interferometry. — «Opt. Acta», 1974, v. 21, p. 675.
62. **Rudolph D., Schmahl G.** Spektroskopische Beugungsgitter hoher Teilungsgenauigkeit erzeugt mit Hilfe von Laserlicht und Photoresistschichten. — «Optik», 1970, v. 30, p. 475.
63. **Shiofuke N., Tsuruta T., Itoh Y., Tsujiuchi J., Takeya N., Matsuda K.** Holographic Generation of Contour Map of Diffusely Reflecting Surface by Using Immersion Method. — «Japan J. Appl. Phys.», 1968, v. 7, p. 904.
64. **Schwar M. J. R., Pandya T. P., Weinberg F. J.** Point Holograms as Optical Elements. — «Nature», 1967, v. 215, p. 239.
65. **Stetson K. A.** Homogeneous deformations: Determination by Fringe Vectors in Hologram Interferometry. — «Appl. Opt.», 1975, v. 14, p. 2556.
66. **Stroke G. W., Zech R. G.** A Posteriori Image-correcting «Deconvolution» by Holographic Fourier-Transform Division. — «Phys. Lett.», 1967, v. 25A, p. 89.
67. **Sweeney D. W., Vest C. M.** Reconstruction of Three-Dimensional Refractive Index Fields by Holographic Interferometry. — «Appl. Opt.», 1972, v. 11, p. 205.
68. **Tsuruta T., Shiofuke N., Itoh Y.** Formation and Localization of Holographically Produced Interference Fringes. — «Opt. Acta», 1969, v. 16, p. 723.
69. **Upatnieks J., Lugt V. A., Leith E.** Correction of Lens Aberrations by Means of Hologram. — «Appl. Opt.», 1966, v. 5, p. 589.
70. **Velzel C. H. F.** Holographic Strain Analysis. — «Philips tech. Rev.», 1975, v. 35, p. 53.
71. **Vienot J. Ch., Duvernoy J., Tribillon G., Tribillon J. L.** Three Methods of Information Assessment for Optical Data Processing. — «Appl. Opt.», 1973, v. 12, p. 950.
72. **Wachutka H., Ewers W. M., Barwinkel K.** Measurement of Surface Contours Using Holographically Stored Interference Patterns. — «Optik», 1975, v. 40, p. 69.
73. **Watrasiewicz B. M.** Optical Filtering. I — «Opt. and Laser Technol.», 1972, v. 4, p. 288.
74. **Зайдель А. Н., Малхасян Л. Г., Маркова Г. В., Островский Ю. И.** Стробо-голографический метод изучения вибраций. — «ЖТФ», 1968, т. 38, с. 1824.
75. **Zambuto M., Lurie M.** Holographic Measurement of General Forms of Motion. — «Appl. Opt.», 1970, v. 9, p. 2066.

1. **Stroke G. W.** An Introduction to Coherent Optics and Holography. New York and London, Academic Press, 1966.

2. **De Velis J. B., Reynolds G. O.** Theory and Application of Holography. Reading, Addison-Wesley Publ. Co., 1967.

3. **Goodman J. W.** Introduction to Fourier Optics. New York, McGraw-Hill, 1968.

4. **Микаэлян А. Л.** Голография. М. Наука, 1968.

5. **Francon M.** Holographie. Paris, Masson et C<sup>ie</sup>, Éditeurs, 1969.

6. **Kiemle H., Röss D.** Einführung in die Technik der Holographie. Frankfurt am Main, Akademische Verlagsgesellschaft, 1969.

7. Kock W. E. Lasers and Holography. An Introduction to Coherent Optics. New York, Doubleday, 1969.
8. Lenk H. Holographie. Leipzig, VEB G. Thieme, 1969.
9. Smith H. M. Principles of Holography. New York, Wiley Interscience, 1969.
10. Caulfield H. J., Sun Lu. The Applications of Holography. New York, Wiley Interscience, 1970.
11. Lehman M. Holography. Practice and Instrumentation. Focal Press, London, 1970.
12. Островский Ю. И. Голография. Л., Наука, 1970.
13. Butters J. N. Holography and Its Technology. London, Peter Peregrinus Ltd., 1971.
14. Collier R. J., Burckhardt Ch. B., Lin L. H. Optical Holography. New York and London, Academic Press, 1971.
15. Сороко Л. М. Основы голографии и когерентной оптики. М. Наука, 1971.
16. Viénot J.-Ch., Smigielski P., Royer H. Holographie optique. Paris, Dunod, 1971.
17. Menzel E., Mirandé W., Weingärtner I. Fourier-Optik und Holographie. Wien — New York, Springer-Verlag, 1973.
18. Vlad V. J. Introducere in holografie. Editura Academiei, București, 1973.
19. Yu. F. T. S. Introduction to Diffraction, Information Processing and Holography. London, The M. I. T. Press, 1973.
20. Cathey W. T. Optical Information Processing and Holography. New York, Wiley Interscience, 1974.
21. Гинзбург В. М., Степанов Б. М. Голография. Методы и аппаратура. М. Сов. радио, 1974.

Предисловие автора . . . . .	6
<b>Глава 1. Введение . . . . .</b>	<b>8</b>
1.1. Оптическое изображение и регистрация образа . . . . .	—
1.1.1. Оптический изображающий элемент . . . . .	—
1.1.2. Изображающие свойства линзы . . . . .	9
1.1.3. Запись изображения . . . . .	10
1.1.4. Стереоскопическое видение . . . . .	12
1.1.5. Интегральная фотография . . . . .	13
1.2. Физические принципы голографии и ее историческое развитие . . . . .	14
1.2.1. Принципы голографии . . . . .	—
1.2.2. Предыстория открытия голографии . . . . .	16
1.2.3. Голографический метод Габора . . . . .	17
1.2.4. От открытия голографии до применения лазера . . . . .	19
1.2.5. Современная голография . . . . .	—
<b>Глава 2. Запись голограммы и ее реконструкция . . . . .</b>	<b>22</b>
2.1. Интерференционное поле . . . . .	—
2.1.1. Световые волны . . . . .	—
2.1.2. Сложение волн, распространяющихся в одном направлении . . . . .	26
2.1.3. Интерференционное поле двух плоских волн . . . . .	29
2.1.4. Интерференционное поле двух сферических волн . . . . .	31
2.2. Запись интерференционного поля . . . . .	34
2.2.1. Проникновение поля в записывающую среду . . . . .	—
2.2.2. Энергия поля и его регистрация . . . . .	38
2.2.3. Амплитудная и фазовая запись . . . . .	40
2.2.4. Объемная и плоская запись . . . . .	41
2.3. Формирование тонкой голограммы и ее реконструкция . . . . .	42
2.3.1. Голографическая запись плоского предмета (голограмма Френеля) . . . . .	—
2.3.2. Реконструкция тонкой голограммы . . . . .	45
2.3.3. Голограмма Фраунгсфера и угловой спектр голограммы . . . . .	47
2.3.4. Безлинзовая голографическая запись Фурье . . . . .	49
2.3.5. Запись голограмм изображений, создаваемых оптическими элементами . . . . .	54
2.4. Реконструкция волнового фронта с помощью объемной голограммы . . . . .	58
2.4.1. Дифракция на трехмерной решетке объемной голограммы . . . . .	—
2.4.2. Условия реконструкции . . . . .	60
2.4.3. Особые случаи реконструкции . . . . .	63
2.4.4. Зависимость процесса восстановления от направления и длины волны реконструирующего излучения . . . . .	64
2.5. Эффективность голограммы . . . . .	67
2.5.1. Определение эффективности голограмм . . . . .	—
2.5.2. Эффективность плоской амплитудной голограммы . . . . .	68

2.5.3. Эффективность плоской фазовой голограммы . . . . .	69
2.5.4. Эффективность объемных фазовых голограмм . . . . .	70
2.5.5. Эффективность объемных амплитудных голограмм . . . . .	72
<b>Глава 3. Характеристика плоских голограмм . . . . .</b>	<b>74</b>
3.1. Голограмма точечного объекта . . . . .	—
3.1.1. Формирование голограммы точечного объекта . . . . .	—
3.1.2. Реконструкция голограммы точечного объекта . . . . .	76
3.2. Изображение, восстанавливаемое плоской голограммой . . . . .	77
3.2.1. Формула изображения . . . . .	—
3.2.2. Характеристика изображений . . . . .	79
3.2.3. Некоторые избранные схемы голографических установок . . . . .	80
3.2.4. Геометрический анализ голограмм . . . . .	82
3.3. Свойства голографических изображений . . . . .	83
3.3.1. Геометрическое увеличение изображения . . . . .	85
3.3.2. Глубина резкости изображения . . . . .	—
3.3.3. Пространственная характеристика изображения . . . . .	—
3.3.4. Разрешающая способность в голографии . . . . .	87
3.4. Оптические aberrации голографического изображения . . . . .	89
3.4.1. Aberrации третьего порядка . . . . .	—
3.4.2. Анализ aberrаций голографического изображения . . . . .	91
<b>Глава 4. Техника голографического эксперимента . . . . .</b>	<b>94</b>
4.1. Стабильность интерференционного поля . . . . .	—
4.1.1. Обеспечение жесткости голографической установки . . . . .	—
4.1.2. Размещение вспомогательных элементов голографической установки . . . . .	95
4.1.3. Контроль стабильности интерференционного поля . . . . .	96
4.2. Голографические методы и оптические установки . . . . .	97
4.2.1. Метод Габора и метод деления волнового фронта . . . . .	—
4.2.2. Метод деления амплитуды . . . . .	98
4.2.3. Голографическая установка при использовании метода деления амплитуды . . . . .	99
4.2.4. Специальные и более сложные голографические методы и установки . . . . .	102
4.3. Деление лазерного пучка . . . . .	103
4.3.1. Общие замечания о методе деления амплитуды . . . . .	—
4.3.2. Диэлектрический слой с естественными гранями . . . . .	104
4.3.3. Полупрозрачная пластинка . . . . .	106
4.3.4. Деление двулучепреломляющим кристаллом . . . . .	—
4.4. Обработка световых пучков . . . . .	108
4.4.1. Гауссов пучок . . . . .	—
4.4.2. Увеличение расходимости пучков . . . . .	—
4.4.3. Коллимирование пучков . . . . .	109
4.4.4. Оптическая фильтрация с помощью диафрагмы, помещенной в фокусе . . . . .	110
4.4.5. Устройство для оптической фильтрации . . . . .	113
4.5. Освещение объектов . . . . .	115
4.5.1. Некогерентное рассеяние и интерференционная зернистость . . . . .	—
4.5.2. Освещение прямое и диффузное . . . . .	117
4.5.3. Способы устранения интерференционной зернистости . . . . .	118
<b>Глава 5. Источники света и регистрирующие среды для голографии . . . . .</b>	<b>120</b>
5.1. Источники света . . . . .	—
5.1.1. Требования к источникам света для голографии . . . . .	—
5.1.2. Классические источники света . . . . .	122
5.1.3. Принцип работы лазера . . . . .	124
5.1.4. Резонатор и его свойства . . . . .	129
5.1.5. Селекция мод резонаторов . . . . .	134
5.1.6. Лазеры для голографии . . . . .	137

5.2. Регистрирующие среды . . . . .	139
5.2.1. Требования, предъявляемые к регистрирующим средам для голографии . . . . .	139
5.2.2. Передаточная характеристика . . . . .	140
5.2.3. Частотно-контрастная характеристика . . . . .	143
5.2.4. Фотографические материалы . . . . .	145
5.2.5. Фотохромные материалы . . . . .	149
5.2.6. Другие регистрирующие среды . . . . .	151
5.2.7. Копирование голограмм . . . . .	152
<b>Глава 6. Основные применения голографии . . . . .</b>	<b>154</b>
6.1. Голографическая интерферометрия . . . . .	—
6.1.1. Принцип голографической интерферометрии . . . . .	—
6.1.2. Метод двойной экспозиции . . . . .	157
6.1.3. Метод одной голограммы . . . . .	159
6.1.4. Интерферометрия движущихся объектов . . . . .	162
6.1.5. Стробоскопическая голографическая интерферометрия . . . . .	165
6.1.6. Голографическая топография . . . . .	167
6.2. Голографические оптические элементы . . . . .	169
6.2.1. Зонная пластинка . . . . .	—
6.2.2. Голографическая решетка . . . . .	171
6.2.3. Голографическая коррекция оптических aberrаций . . . . .	172
6.3. Голографическая обработка информации . . . . .	173
6.3.1. Голографические системы памяти . . . . .	—
6.3.2. Кодирование пространственной информации . . . . .	176
6.3.3. Голографическое вычитание информации . . . . .	177
6.3.4. Пространственная фильтрация . . . . .	179
6.3.5. Распознавание образов . . . . .	182
6.3.6. Восстановление пространственной информации . . . . .	184
6.4. Голография в микроскопии . . . . .	186
6.4.1. Голографическая микроскопия . . . . .	—
6.4.2. Голография как дополнение к микроскопии . . . . .	188
6.4.3. Применение голографии для изготовления микроэлектронных масок . . . . .	189
6.5. Другие применения голографии . . . . .	190
6.5.1. Голографический кинематограф и телевидение . . . . .	—
6.5.2. Синтез голограмм на вычислительных машинах . . . . .	192
6.5.3. Неоптическая голография . . . . .	194
<b>Список литературы . . . . .</b>	<b>196</b>