

# Handbook of Optical Holography

H. J. CAULFIELD

Aerodyne Research, Inc.  
Bedford, Massachusetts

# Оптическая голография

В 2-х томах

*Под редакцией Г. КОЛФИЛДА*

ТОМ **1**

*Перевод с английского  
под редакцией  
д-ра физ.-мат. наук, проф.  
С. Б. ГУРЕВИЧА*

Academic Press

A Subsidiary of Harcourt Brace Jovanovich, Publishers  
New York London Toronto Sydney San Francisco  
1979

МОСКВА «МИР» 1982

ББК 22.343.4

О-62

УДК 17.4.5.

## Предисловие редактора перевода

Авторы: Ж. Апрель, А. Арсено, Н. Баласубраманьян и др.

О-62 **Оптическая голография:** Пер. с англ./ Под ред. Г. Колфилда.— М.: Мир, 1982 — Т. 1 — 376 с., ил.

Коллективная монография, написанная ведущими специалистами США и Канады, охватывает почти все вопросы, связанные с теорией и практическим применением оптической голографии и оптических методов обработки информации. В русском переводе книга издается в 2-х томах. В том 1 вошли главы 1—8, посвященные разделам науки, на основе которых разрабатывается голография, а также вопросам теории и формированию голограмм; подробно рассматривается использование лазеров и сред для записи голограмм.

Наличие множества новейших справочных данных делает книгу замечательным практическим руководством для специалистов, применяющих голографические методы.

О  $\frac{1704050000-050}{041(01)-82}$  50—82, ч. 1

ББК 22.343.4

535

*Редакция литературы по физике*

В последнее время голографические методы получения и анализа изображений находят все большее применение в различных областях науки и техники. Путь к использованию голографии отнюдь не был гладок. Хотя популярность она завоевала сразу же после появления лазерных голограмм в начале 60-х годов, прошло немало времени, прежде чем были преодолены многие технические трудности, разработаны и применены новые, основанные на принципах голографии, методы анализа и контроля явлений и объектов. Процесс расширения областей использования голографии продолжается и поныне.

В научно-исследовательских институтах и научно-производственных объединениях возникло немало лабораторий, призванных распространять уже известные и разрабатывать новые голографические методы для различных областей науки и техники. Голография стала широко использоваться и как средство трехмерного отображения объектов. Возможности практического применения уже расширились настолько, что голография затронула и космические исследования, продемонстрировав целый ряд преимуществ голографических методов над традиционными.

Интенсивное развитие голографии, расширение областей ее применения, постоянное увеличение числа специалистов, так или иначе связанных с голографией,— все это оказало влияние на рост интереса к литературе, рассматривающей те или иные аспекты голографии.

За последние годы появилось немало книг по голографии. Одни из них (см. список литературы) посвящены проблеме в целом, другие — отдельным разделам голографии и конкретным областям ее приложения. Тем не менее вне поля зрения специальной голографической литературы осталось немало неосвещенных вопросов. Кроме того, назрела необходимость в подробном справочнике по голографии, в котором с достаточной полнотой были бы рассмотрены все главные разделы голографии. Наиболее близко удовлетворяла этим требованиям изданная в 1970 г. в русском переводе книга Р. Кольера, К. Беркхарта и Л. Лина «Оптическая голография» [5]. Однако материал ее частично устарел, он уже не является достаточно полным и не отражает современного уровня развития голографии.

Copyright © 1979 by Academic Press, Inc.

© Перевод на русский язык, «Мир», 1982

Предлагаемая читателю книга представляет собой своего рода энциклопедический справочник, охватывающий как оптическую голографию в целом, так и формирование изображений и оптическую обработку информации. Для написания этой книги привлечен авторский коллектив в составе 31 специалиста из различных научных учреждений США и Канады. В авторский коллектив входит большинство ученых США, наиболее активно работающих в области голографии, оптической обработки информации и их применений. Введение к книге написал Э. Лейт — один из основоположников лазерной голографии, внесший большой вклад в дело ее практического использования в разных областях науки и техники.

В переводном издании в книгу внесены некоторые изменения. Во-первых, она разбита на два тома и, во-вторых, с любезного разрешения редактора американского издания проф. Г. Колфилда, в т. 2 помещено «Дополнение», написанное крупнейшим советским специалистом в области голографии и оптики чл.-кор. АН СССР Ю. Н. Денисюком. Необходимость введения «Дополнения» обусловлена тем, что в американском издании весьма слабо отражены работы советских авторов и недостаточно освещен важный раздел голографии, а именно голография с записью в трехмерных средах.

Уже по самому названию книги видно, что она не перекрывает всех направлений голографии, охватывая только оптическую голографию (и некоторые проблемы обработки информации), оставляя в стороне радиоголографию и акустическую голографию. Однако оптическая голография занимает столь много места в этой новой области науки и техники, что часто, говоря о голографии, имеют в виду именно оптическую.

Следует заметить, что разделение голографии как направления на отдельные ее составные части еще не установилось в литературе, и разные авторы книг и составители сборников по голографии по-разному осуществляют разбивку материала по главам. Тем не менее большинство авторов приводит следующие разделы голографии: теоретические основы голографии как метода записи и восстановления волнового фронта, типизация голограмм и схем голографирования, особенности записи голограмм, техника и аппаратура голографирования, использование голографических методов в различных областях науки и техники. Некоторые части этих разделов выросли в последнее время в самостоятельные научные направления: к ним относятся запись в трехмерных средах, динамическая голография и обращение волновых фронтов, голографическая интерферометрия и некоторые другие.

В настоящей книге разделение по главам определяется не столько какой-либо обоснованной системой, сколько областями интересов авторов, принявших участие в написании отдельных глав и параграфов. Тем не менее большинство разделов голографии в ней отражено достаточно полно.

В вводной главе проф. Э. Лейт дает краткую предысторию с подробным описанием идей Габора, которые привели его к созданию голографии. Естественно, что в ней нашли отражение и давшие мощный импульс развитию голографии работы самого Э. Лейта, проведенные совместно с Ю. Упатниексом, в которых впервые для получения голограммы применен лазер, а высокое качество восстановленного волнового фронта и полученного от него трехмерного изображения определяются как широкими возможностями лазерного пучка, так и внеосевой схемой голографирования, предложенной в этих работах. Выдающимся достижением в развитии голографии явились работы советского физика Ю. Н. Денисюка, приведшие к созданию нового направления в голографии — формированию голограмм в трехмерных средах при использовании для записи встречных пучков. Голограммы, получаемые таким методом, называют голограммами Денисюка.

В какой-то мере вводной является и вторая глава книги, в русском переводе названная «Основы голографии». Эта глава содержит математические, физические и методологические предпосылки, знание которых лучше поможет пониманию принципов голографии. В частности, много места уделено интегральным преобразованиям, которые используются при осуществлении голографического процесса и в методах оптической обработки информации. Важную физическую основу голографии представляют собой явления интерференции и дифракции, достаточно полно рассмотренные Б. Томпсоном применительно к задачам голографии.

На начальном этапе голография была невозможна без галогенидосеребряной фотографии. Справку о применении фотографического процесса в голографии и о его физико-химических особенностях дает известный специалист в этой области П. Бахман (§ 2.6).

В книге довольно много места уделено (гл. 3—5) рассмотрению различных типов голограмм и реализации схем голографирования. Классификацию голограмм (гл. 3) У. Кэти проводит на основе характера записывающих сред, параметров объектной волны, модуляционных факторов и свойств источников освещения.

Большое значение для голографии имеет процесс формирования изображения. Этот вопрос наряду с описанием особенностей линзового формирования изображений в когерентном и некогерентном свете и рассмотрением проблемы разрешения и аберраций довольно подробно обсуждает Ю. Упатниекс (гл. 6).

Для успешных работ в области голографии совершенно необходимо высококлассное специальное оборудование, в частности лазеры, различные оптические системы и среды для записи голограмм. Этому вопросу посвящена последняя глава первого тома. В этой главе помимо галогенидосеребряных материалов подробно исследуются такие среды, как бихромированная желатина, фоторезисты, фотополимеры, фотопластики, фотохромные материалы. Следует

заметить, что в советской литературе имеется немало обзорных публикаций по регистрирующим материалам и пространственным модуляторам света. В этой же главе большое внимание уделяется рассмотрению простых и гибридных установок неразрушающего контроля (с автоматической обработкой данных), спекловых голографических устройств, предназначенных для достижения тех же целей, голографических корреляторов, а также аппаратуры для голографирования движущихся объектов. Однако, разумеется, авторам удалось разобрать не все возможные схемы, поэтому для пополнения сведений по данному вопросу мы рекомендуем читателю книгу советских авторов [7].

Во втором томе настоящей книги рассматриваются главным образом различные применения голографии. Голографические запоминающие устройства для цифровой вычислительной техники, получение голографических двумерных и трехмерных дисплеев, голографическая интерферометрия, оптическая обработка информации и распознавание образов, голографическая микроскопия, создание голографических оптических элементов, спектроскопия, голографическая запись контуров объектов, размножение изображений, получение портретов голографическими средствами и, наконец, голографическая фотограмметрия — таков общий круг областей применения голографии, который подробно рассмотрен в гл. 10.

Большой интерес представляет «Дополнение», написанное Ю. Н. Денисюком. В «Дополнении» приведен обзор вариантов теории, свойств и перспектив практического применения трехмерных голограмм — статистических, динамических, в том числе голограмм с записью в средах, способных к вынужденному рассеянию, и резонансных средах, а также доплеровских голограмм, сформированных бегущими волнами интенсивности. Кроме голографических методов, в которых для записи используются трехмерные среды, Ю. Н. Денисюк рассматривает и сами светочувствительные материалы, пригодные для записи тонкослойных и глубоких трехмерных голограмм.

Перечень вопросов, рассмотренных в книге, говорит об относительной полноте охвата проблемы. Хотя отдельные главы и параграфы неравноценны (некоторые написаны более подробно, другие несколько схематично), иногда встречаются повторения и разный подход к изложению одних и тех же вопросов, что связано, по-видимому, с различными вкусами авторов, тем не менее общий уровень изложения достаточно высок и дает ясное представление о каждом из исследуемых вопросов. Рассматриваемые в книге проблемы являются весьма актуальными. В отличие от первых книг по голографии в настоящей монографии рассматриваются реализации различных голографических методов и указываются границы их использования. Все это позволяет надеяться, что предлагаемая книга будет с интересом встречена советским читателем и станет полезной для большого числа специалистов.

Перевод книги осуществили: канд. физ.-мат. наук Г. А. Гаврилов (предисловие, § 2.5, 2.6 т. 1 и § 10.6, 10.8 — 10.14 т. 2); Б. С. Гуревич (гл. 1, § 2.1, гл. 7 т. 1 и § 10.1 — 10.4 т. 2); канд. физ.-мат. наук В. К. Соколов (§ 2.2, гл. 4 — 6 т. 1 и § 10.5 т. 2) и канд. техн. наук Д. Ф. Черных (§ 2.3, 2.4, гл. 3, 8 т. 1 и гл. 9, § 10.7 т. 2).

В заключение приводим список книг, которые читатель может использовать для более глубокого знакомства с отдельными проблемами голографии.

Проф. С. Б. Гуревич

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Гудмен Дж. Введение в фурье-оптику: Пер. с англ.— М.: Мир, 1970.
2. Сороко Л. М. Основы голографии и когерентной оптики.— М.: Наука, 1971.
3. Франсон М. Голография: Пер. с франц.— М.: Мир, 1972.
4. Островский Ю. И. Голография и ее применение.— Л.: Наука, 1973.
5. Кольер Р., Беркхарт К., Лин Л. Оптическая голография: Пер. с англ.— М.: Мир, 1973.
6. Применения голографии: Пер. с англ./Под ред. Дж. Гудмена.— М.: Мир, 1973.
7. Голография. Методы и аппаратура. Под ред. В. М. Гинзбурга, Б. М. Степанова.— М.: Советское радио, 1974.
8. Островский Ю. И., Бутусов М. М., Островская Г. В. Голографическая интерферометрия.— М.: Наука, 1977.
9. Василенко Г. И. Голографическое распознавание образов.— М.: Советское радио, 1977.
10. Денисюк Ю. Н. Принципы голографии.— Л.: ГОИ, 1978.
11. Гуревич С. Б., Константинов В. Б., Соколов В. К., Черных Д. Ф. Передача и обработка информации голографическими методами.— М.: Советское радио, 1978.
12. Ярославский Л. П., Мерзляков Н. С. Цифровая голография.— М.: Наука, 1978.
13. Бахрах Л. Д., Курочкин А. П. Голография в микроволновой технике.— М.: Советское радио, 1979.
14. Милер М. Голография: Пер. с англ.— Л.: Машиностроение, 1979.
15. Оптическая обработка информации. Применения: Пер. с англ./Под ред. Д. Кейсасента.— М.: Мир, 1980.

## Предисловие

В настоящее время голография переживает третий цикл своего исторического развития. Первый цикл, начавшийся в конце 40-х годов, ознаменовался появлением первых статей Габора в журнале Nature. Новое направление привлекло к себе блистательных исследователей (Ломани, Роджерс и др.), но не вызвало всеобщего интереса. Второй цикл, относящийся к середине 60-х годов, начинается со статей Лейта и Упатниекса, опубликованных в Journal of the Optical Society of America, и обусловлен почти одновременным появлением лазеров непрерывного действия в видимой области спектра. В это время энтузиазм сторонников голографии был очень велик, но действительность жестоко обманула их надежды. Предпринятые большие работы в области голографии вскоре прекратились. Многие «голографисты» были вынуждены обратиться к исследованиям в других областях. Поддержка правительства иссякла. Третий цикл развития голографии не имеет четкой даты рождения, нельзя указать и основополагающей работы, положившей начало этому циклу. Он начался в середине 70-х годов с медленного, но устойчивого возрождения интереса к голографии и ее поддержки. Хотя теперь энтузиазм тоже весьма велик, но он умеряется существующими реальными возможностями. В середине этого цикла те из нас, кто работал в голографии в течение многих лет, решили, что было бы разумным собрать вместе знания, приобретенные нами к тому времени, в один «справочник» в надежде, что он принесет пользу для развития голографии, которую мы любим и которой восхищаемся, и что он будет способствовать ее быстрому расцвету, не омрачаемому какими-либо неприятными неожиданностями.

Таким образом, эта книга выполняет определенную миссию. Эта миссия будет успешной при условии, что читатель не получит ошибочной информации из нашей книги. Мы не пытались сделать ее самоучителем или учебником (хотя она могла бы служить дополнением к таким книгам). Она предназначена для всех тех, кто намеревается применять голографию в промышленности, в сфере управления, в здравоохранении, образовании или научных исследованиях. Здесь вы можете найти ответы на следующие свои вопросы:

Может ли голография помочь мне при решении моей конкретной технической задачи?

Насколько хороша голографическая линза?

По какой формуле я могу вычислить чувствительность к вибрациям изготавливаемых мной голограмм?

Как выбрать оптические элементы для моей голографической установки?

Что означают не имеющие установленных значений термины, встречающиеся в научных статьях?

Какую регистрирующую среду следует применять?

Мы считаем, что эту книгу не будут читать от корки до корки, как роман или учебник. Скорее всего, это книга, к которой читателю следует обращаться в тех случаях, когда он должен получить ответ на какой-то конкретный вопрос.

К числу потенциальных читателей книги относятся научные работники и студенты, преподаватели, инженеры, служащие государственной технической администрации, советники и специалисты по технической политике, а также все те, кто применяет голографическое оборудование.

Мы преднамеренно опустили многие важные области неоптической голографии, такие, как акустическая, микроволновая, гамма, рентгеновская, электронная и цифровая голография, для того чтобы объем книги не превысил допустимых пределов.

Я с удовольствием занимался редактированием этой книги, по крайней мере так мне кажется сейчас, когда неизбежные трудности и проблемы, связанные с оформлением, остались позади. Авторы серьезно отнеслись к своим задачам и заслуживают похвалы за хорошо подготовленные материалы. Кроме благодарности им я хочу выразить признательность Дж. С. Дрейеру и Е. Р. Шилдкрауту за их большое терпение, а также замечательному секретарю Ширли Федюковски и редакторам издательства «Академик Пресс».

## Предисловие к русскому изданию

Я очень рад возможности написать краткое предисловие к изданию нашей книги, выходящему на русском языке. В предисловии к английскому изданию изложена история голографии, в основном затрагивающая работы американских и западно-европейских ученых. Начиная с пионерской работы Денисюка, в Советском Союзе и странах Восточной Европы были получены уникальные результаты, имеющие огромное значение. Наиболее поразительные среди них — это успехи, достигнутые в голографическом отображении. Поэтому мне очень приятно, что чл.-корр. АН СССР Ю. Н. Денисюк написал к нашему труду дополнение. Я надеюсь, что эта книга будет способствовать новым достижениям в области голографии благодаря совместным усилиям ученых всего мира.

# Глава 1 ВВЕДЕНИЕ

## Э. Лейт

Фотография — это процесс, который включает в себя главным образом формирование изображения объекта (как двух-, так и трехмерного) и проецирование этого изображения на светочувствительную поверхность. Каждая точка предмета преобразуется в соответствующую точку изображения, и мы здесь имеем дело только с распределением яркости, или энергетической освещенности, изображения.

Голография, хотя и представляет собой также фотографический процесс, существенно отличается от последнего. В ее задачу входит регистрация не только распределения энергетической освещенности изображения, но и полного волнового поля в плоскости изображения, которая в общем случае даже не является плоскостью изображения. Запись полного волнового поля означает регистрацию как фазы, так и амплитуды. Амплитуду (или ее квадрат, пропорциональный освещенности) записать нетрудно; это можно сделать с помощью любого фотоматериала. Но не существует ни одного детектора, который мог бы измерить разности фаз между различными составляющими поля. Информацию же об объекте несет не только амплитудная, но и фазовая структура поля, и, чтобы целиком записать волновое поле, необходимо зарегистрировать обе структуры.

Габор [16—18] в изобретенной им голографии решил основную проблему. Он использовал опорную волну, которая преобразует разности фаз в разности интенсивностей. Таким образом, фаза оказывается закодированной в величине, которую можно записать на фотопленке. Эту запись Габор назвал *голограммой*, что означает полная запись. По существу волновая картина отпечатывается на голограмме так, что волновое поле в точности можно восстановить в любой последующий момент времени, освещая голограмму соответствующим пучком света. Этот пучок, проходя через голограмму, приобретает фазовые и амплитудные модуляционные характеристики исходного волнового поля. Получается так, как будто исходная волна захватывается фотопластинкой, а затем снова высвобождается. При этом восстановленная волна распространяется таким образом, как если бы ее первоначальное распространение не прерывалось. Наблюдатель, находящийся на пути волны, не отличит ее от исходной. Он будет видеть изображаемый предмет точно таким, каким бы его увидел, находясь рядом с ним, со всеми оптическими особенно-

стями, которые наблюдаются в действительности, в полном объеме в трехмерном пространстве и со всеми параллаксами, имеющими место в реальной жизни. Это поразительное изображение действительности привело к тому, что голография завоевала огромную популярность не только у ученых, но и у широкой публики. В самом деле, голография коренным образом отличается от обычной фотографии.

Важную роль как предшественники голографии сыграли работы Брэгга [4—6] в рентгеновской микроскопии и еще раньше работы Вольфке [36]. Исследования Брэгга были связаны также с получением полной записи рассеянного волнового поля от объекта, а именно от кристалла, облученного рентгеновскими лучами. Как и голография, метод Брэгга представлял собой двухступенчатый дифракционный процесс. Зафиксированное на фотопленке рентгеновское излучение, рассеянное кристаллом, использовалось затем для восстановления аналогичной волновой картины в видимом свете. Брэгг, как и Вольфке, рассматривал кристалл в виде трехмерной периодической структуры; следовательно, если кристалл освещается плоской волной, то в соответствии с правилами брэгговской дифракции в каждый момент времени создается только одна составляющая (пространственная частота) дифрагированной волны. С точки зрения теории это различие непринципиально. В любом случае необходимо записать фазу и амплитуду, однако детекторы позволяют регистрировать лишь амплитуду. В методе Брэгга кристалл выбирался такой симметрии, что дифракционная картина (фурье-образ) в дальнем поле, создаваемая точками объекта, становилась вещественной, т. е. лишенной какой-либо фазовой модуляции. Кроме того, исследуемые кристаллы имели в центре ячейки тяжелый атом, что обеспечивало смещенный фон, в результате чего фурье-образ представлял собой не только вещественную, но и положительную величину. Таким образом, достаточно было измерить только амплитуды плоских волн, соответствующих фурье-компонентам. Брэггу оставалось лишь, после того как он записал амплитуду волны, сконструировать маску с отверстиями, расположение и размер которых соответствовали бы значениям фурье-компонент. При освещении маски когерентным светом формировалась бы дифракционная картина дальнего поля, представляющая собой изображение атомной структуры кристалла. Эти исследования были продолжены Бюргером [7] и Бёршем [3], выполнившими аналогичные эксперименты в ФРГ.

В 1920 г. в направлении этих исследований Вольфке частично опередил события, но его работа была предана забвению. Он также изучал возможности использования записанной дифракционной картины рентгеновских лучей, рассеянных кристаллом, с целью получения оптического изображения кристаллической решетки, причем для этого он предполагал освещать транспарант с записанной дифракционной картиной пучком монохроматического света.

Вольфке заметил, что тогда кристалл должен быть симметричным и не иметь фазовой структуры.

С голографическим процессом Габор впервые столкнулся при работе с брэгговским микроскопом. Перед Габором стояла задача улучшить качество изображения в электронном микроскопе; он должен был скорректировать сферические aberrации электронных линз — задача, гораздо более сложная, чем коррекция aberrаций оптических линз. Электронные линзы образуются магнитными полями, и их свойства нельзя проконтролировать с такой точностью, которая достигается в случае оптических линз. Габор нашел остроумное решение, которое не имело почти ничего общего с традиционной электронной микроскопией. Он записывал рассеянное поле от освещенного объекта, а затем восстанавливал поле с помощью световых волн. При этом сферическая aberrация как бы переносится в оптическую область, в которой ее можно скорректировать, применяя хорошо известные методы линзовой техники. Прежде чем предложить проект нового электронного микроскопа, Габор продемонстрировал возможность метода, используя оптические волны как для записи, так и для восстановления.

Метод, предложенный Габором, отличается от метода Брэгга не только тем, что в нем используются другие длины волн (вместо электромагнитных волн электронные), но и целым рядом других особенностей. Габоровский процесс не дает брэгговской дифракции; поле может быть записано целиком и одновременно. Кроме того, этот процесс связан с дифракцией Френеля, а не с дифракцией Фраунгофера; это различие не принципиальное, но благодаря ему удалось действительно осуществить габоровский процесс. Принципиальным отличием этого процесса является то, что он не связан со специальным классом объектов, которые дают положительный вещественный фурье-образ. В методе Габора также используется когерентная опорная волна по аналогии с той, которую дает сильный рассеивающий центр в исследованиях Брэгга, но теперь эта когерентная опорная волна может быть произвольной. В этом методе транспарант с функцией пропускания  $s_0 + s$  освещается когерентным пучком света; здесь  $s_0$  — постоянная составляющая функции пропускания транспаранта (с нулевой пространственной частотой), а  $s$  — составляющая с ненулевой пространственной частотой. Дифракционную картину Френеля можно записать в виде

$$u_0 + u, \text{ где } s_0 = u_0,$$

(т. е. когерентный фон, созданный опорной волной, не изменяется в дифракционном процессе). При этом для энергетической освещенности имеем

$$|u_0 + u|^2 = |u_0|^2 + |u|^2 + u_0 u^* + u_0^* u.$$

Это уравнение является основным в методе Габора. Если такое распределение освещенности зафиксировать на фотопленке, а затем полученную запись осветить пучком когерентного света, то часть результирующего поля будет описываться слагаемым  $u_0^* u$ , которое представляет собой восстановленную часть недифрагированного поля с ненулевой пространственной частотой. Рассматривая вместе слагаемые  $u_0^* u$  и  $|u_0|^2$ , мы получаем волну, которая кажется испущенной мнимым изображением объекта  $s_0 + s$ , расположенным в том же месте, что и сам объект.

В зависимости от того, рассматриваем ли мы  $s_0$  как часть объекта или нет, можно получить две основные интерпретации процесса. Если  $s_0$  — часть объекта, то при записи на фотопленку поля объекта мы теряем информацию о фазе. Но если объект выбрать таким образом, что будет преобладать постоянная составляющая, то фаза дифракционной картины будет приблизительно постоянной, и потери информации о фазе не имеют большого значения. Эта интерпретация подчеркивает сходство с методом Брэгга, в котором вследствие симметрии и наличия сильного опорного рассеивающего фактора фазовая структура, которая могла бы потеряться при записи, вообще отсутствует, и поэтому возможно точно восстановить образ объекта. При наличии сильного опорного пучка, но в отсутствие симметрии, характерной для габоровского процесса, потери информации о фазе хотя и не катастрофичны, но создают определенные трудности, связанные с членом сопряженного изображения  $u_0 u^*$ .

С другой стороны, мы можем считать, что объект описывается только составляющей  $s$ , а постоянная составляющая добавлена таким образом, чтобы получить сильную опорную волну. Однако, регистрируя интенсивность, мы теряем фазу полной волны  $u_0 + u$ , фаза же сигнальной части  $u$  сохраняется, хотя и не точно, что объясняется наличием другого члена  $u_0^* u$ .

После того как Габором была изобретена голография, многие исследователи начали работать в этой новой области. Хейн, Дайсон и Малви [20, 21] продолжили усилия по созданию качественных голограмм с помощью электронного микроскопа. Как и Габор, они получили не столь успешные результаты, которые хотелось бы иметь. Успеху препятствовали многочисленные трудности, связанные с практикой, такие, как нестабильности объекта и напряжения в источнике питания электронной линзы. Другие исследователи занимались чисто оптической голографией, в том числе Роджерс [32], Эль-Сам и Киркпатрик [14, 15], Бэз [1] и Ломанн [27]. Однако голографические изображения получались некачественными, и интерес к голографии постепенно падал, пока в 50-х годах почти совсем не прекратилась деятельность в этой области исследований. Основная причина получения плохого изображения таилась в наличии сопряженного изображения. Были и другие трудности, которые можно связать с членом  $|u|^2$  (т. е. с интерференцией волн, рассеянных различными

точками объекта), с возникновением посторонних членов, обусловленных неизбежными нелинейностями процесса записи, а также со светом, рассеиваемым различными центрами рассеяния, например пылью и царапинами на оптических элементах. Все это создавало шум, который накладывался на восстановленное изображение и приводил к его непривлекательному виду. Шум рассеивателя не относился к дефектам самой голографии, он присущ когерентному свету, используемому в голографии. Любой рассеиватель в системе создает луч рассеянного света; этот луч, распространяясь вдоль опорного пучка, интерферирует с ним и создает посторонние дифракционные картины, которые записываются на голограмму и в конечном счете накладываются на выходное изображение.

Многие считают, что неудачи на раннем этапе развития голографии были связаны с отсутствием мощного источника когерентного света (например, лазера). Сомнительно, чтобы это было причиной, поскольку наш собственный опыт в голографии и в когерентной оптической обработке, накопленный еще до тех пор, как стали применяться лазеры (1955—1962 гг.), свидетельствует о том, что ртутные дуговые лампы обеспечивали достаточные яркость и степень когерентности и могли широко применяться не только для лабораторных исследований, но даже в промышленности. Короче говоря, в те годы мы достигли замечательных успехов.

Наша работа, которая привела к новому подъему голографии, началась в момент ее упадка. Этот процесс возрождения был сложным и имел некоторые довольно необычные особенности; в частности, этапы его развития характеризовались не одним, а несколькими «приливами», причем каждый последующий приносил все большие успехи.

Первые достижения, которые, по-видимому, лучше рассматривать как предварительные, появились в результате «мини-возрождения» голографии. В 1955 г., занимаясь радиолокацией, мы вновь «открыли» габоровский процесс голографии. В нашей теории было показано, что если принимаемые радаром отраженные сигналы записать на фотопленку или аналогичный оптический транспарант и затем осветить этот транспарант пучком когерентного света, то дифрагированные световые волны будут миниатюрными копиями излученных радаром исходных волн, которые попадают на приемную апертуру радара. В первоначально развитой теории рассматривалась система как с обычной реальной антенной, так и с синтезированной апертурой. Естественно, с точки зрения голографии неважно, записывались ли волновые фронты одновременно (реальная апертура) или последовательно (синтезированная апертура). Мы разработали подробную теорию голографии, причем наша работа во многом шла параллельно с оригинальной работой Габора, в то время для нас неизвестной.

Независимо от основополагающих исследований Габора мы полу-

чили ряд оригинальных результатов. Во-первых, мы ввели в голографию понятие несущей частоты (т. е. внеосевой метод), с помощью которой удалось столь эффективно избавиться от проблемы сопряженного изображения. Во-вторых, в нашей работе рассмотрена проблема боковой дисперсии, которая должна совмещаться с тем, что благодаря своей решеточной структуре голограммы с несущей частотой стремится разложить в спектр восстановленные волны; вследствие этого для внеосевых голограмм возрастают требования к монохроматичности (т. е. к временной когерентности). Для компенсации боковой хроматической дисперсии голограммы предложено использовать решетку, которая согласуется с пространственной несущей частотой голограммы. В-третьих, мы предложили использовать зонную пластинку Френеля для компенсации продольной хроматической дисперсии голограммы, которая появляется в результате формирования плоскости изображения на расстоянии, пропорциональном длине волны. Этим, безусловно, объясняется то, почему габоровская голография нуждается в монохроматическом свете при восстановлении волновых фронтов, а также и то, почему монохроматический свет необходим для записи голограмм. Таким образом, когда мы также считаем, что требования к когерентности при записи радиолокационных данных (или в действительности любых электрических сигналов) изначально одинаковы как в случае записи внеосевой голограммы, так и габоровской, то при этом следует, что в голографии с несущей частотой требования к монохроматичности, как и представлялось первоначально, значительно меньше, чем в случае габоровской голографии. Это некоторым может показаться удивительным, поскольку многие исследователи неверно считают, что внеосевая голография предъявляет более высокие требования к монохроматичности, чем габоровская.

Наконец, наша работа была в известном смысле работой Габора «наоборот»; вместо того чтобы идти от сверхкоротких волн к оптическим, мы шли к оптическим волнам от радиоволн. Техника осуществления этой обратной операции находилась буквально в нашем распоряжении. Было нетрудно сделать голограммы радиоволн; помехи, которые досаждали Габору в области электронных волн, исключаются в случае СВЧ-диапазона. Кроме того, основное достижение голографии, а именно сохранение фазы волны и последующее ее использование наравне с амплитудой для создания либо второй волны, либо изображения исходного предмета, в данном случае вообще не представляло проблемы; запись фазы и ее восстановление считыванием, к чему стремился Габор, были фактически обычным делом для радиоволн уже много лет. Действительно, теория голографии, разработанная нами,— это по существу новый способ интерпретации давно установленных процессов. То, что раньше рассматривалось как оптическая вычислительная система, теперь описывается на языке голографии. Оказалось, что этот новый метод



описания давно известных процессов позволил во многом по-новому понять процессы оптической обработки данных радиолокации с синтезированной апертурой. Хотя специалисты по радиолокации признали этот метод не сразу, в конечном счете он прочно утвердился примерно в 1960 г. Таким образом, первая волна возрождения голографии едва ли потрясла мир, хотя окончательные ее результаты были значительными.

Интересно отметить, что Роджерс [32, 33], работая в 60-х годах в Новой Зеландии, также применил голографию к радиоволнам. Он считал, что радиоволны, рассеянные ионосферой, если их записать на фотопленку, могут рассматриваться как голограммы.

В 1960 г. мы экспериментировали с оптической голографией, повторяя прежде всего первоначальный эксперимент Габора. Хотя качество изображений по тем временам вряд ли было удовлетворительным с точки зрения стандартов обычной фотографии, тем не менее результаты были поразительные, поскольку казалось, что изображение получается из ничего. В оптической системе возникло изображение, образованное лучами света, которые могли идти вдоль системы по направлению к источнику, но только до невнятного кусочка фотопленки, называемого голограммой. Этот кусочек не содержал заметных деталей, соответствующих изображению, но лучи, формирующие изображение, внезапно здесь обрывались. Для несведущего в голографии процесс казался загадочным и необъяснимым. Этот голографический эксперимент нас буквально околдовал. Можно представить себе, сколь замороженными были Габор и его сотрудники, когда впервые наблюдали эти явления!

С энтузиазмом мы стремились найти новые средства улучшения качества изображения [24—26]. Мы заключили, что проблема сопряженного изображения является в основном надуманной и ее решение связано с модуляцией несущей пространственной частоты голографическим сигналом. Такую задачу можно было решить, введя отдельную когерентную фоновую волну, которую мы назвали опорным пучком. Он должен был падать на фотопластинку под некоторым ненулевым углом относительно направления распространения объектной волны. В результате на картину дифракции Френеля габоровского голографического процесса накладывалась тонкая картина полос. Фотография наложения этих двух пучков представляет собой голограмму с несущей частотой, или внеосевую голограмму с тонкой интерференционной структурой. Такая голограмма выглядит как дифракционная решетка и имеет все ее свойства.

При освещении этой новой голограммы мы получили, как и ожидалось, волну нулевого порядка, которая вела себя подобно волне, восстановленной с традиционной габоровской голограммы, дающей обычные неразделимые изображения и содержащей все остальные дефекты одноосевого случая, включая интермодуля-

ционный член и члены, связанные с нелинейностями процесса записи голограммы.

Однако освещение внеосевой голограммы дало также пару боковых порядков, ранее не наблюдававшихся. Эти волны отделены от волны нулевого порядка, что позволяет наблюдать изображение с качеством, ранее невиданным в голографии. Один боковой порядок формировал мнимое изображение, полностью освобожденное от сопряженного изображения и от других нежелательных составляющих, которые первоначально снижали качество голографии. Другой первый порядок формировал действительное изображение того же качества. Кроме того, как и в обычной габоровской голографии, изображения были позитивными, а не негативными изображениями, образованными в нулевом порядке.

Этот факт является ценным в том смысле, что он развенчивает поддерживаемый многими миф о том, что голография в противоположность обычной фотографии формирует позитивное изображение с негативной записи. Позитивность изображений, сформированных с голографических негативов, не связана с основным процессом голографии. Как и фотопленка, обычные одноосевые голограммы также формируют негативное изображение. Размещение изображения на пространственной несущей делает его нечувствительным к полярности процесса записи, и изображение, полученное таким образом, всегда позитивно. Существуют различные процессы воспроизведения, в которых изображение обычно помещают на несущую, а воспроизводят, используя дифрагированный порядок. Аналогично те же физические соображения приводят к заключению, что голограмма на несущей будет всегда давать позитивное изображение.

Наша первоначальная работа по внеосевой голографии проводилась во времена, когда еще не было лазеров и в качестве источника света были доступны лишь обычные ртутные дуговые лампы; но даже с этим источником мы имели значительно более высокую степень когерентности, чем требовалось.

Когда появились лазеры, мы стали экспериментировать с ними, одновременно продолжая использовать обычный ртутный дуговой источник. Каждый из источников имел свои достоинства, и невозможно было с определенностью решить, который из них лучше.

Лазерный метод позволял работать при более коротких выдержках (секунды вместо минут) и не добиваться того, чтобы длины оптических путей опорного и объектного пучков в точности были равны друг другу, а также не требовал применения специальных мер для устранения больших разностей оптических путей между пучками, обусловленных накоплением смещений положений пучков. С другой стороны, степень когерентности лазера оказалась в сотни и тысячи раз больше той, которая требовалась тогда для голографического процесса, и проблема шума, которая и так была главной в голографии, стала еще большей. В конечном счете мы выбрали лазер, но

обнаружили, что хорошее качество голограммы можно получить с любым источником; выбор того или иного источника определяется тем, какими их достоинствами следует пользоваться и с какими недостатками бороться.

Следующим этапом было введение понятия голографии в рассеянном свете. В этом случае между источником света и объектом помещают рассеиватель, например матовое стекло, благодаря чему значительно расширяется полоса пространственных частот и, как следствие, возникает избыточность. Все это приводит к эффективно-му устранению шума, который до этого ухудшал качество голографии. В результате не только существенно смягчились крайне жесткие требования к чистоте метода, но и повреждения больших участков голограммы теперь не могут приводить к заметным искажениям восстановленного изображения. На этом этапе голография приобрела хорошо известное свойство, заключающееся в том, что с любой части голограммы можно восстановить полное изображение. Наконец, голографический процесс был обобщен нами на случай записи излучения, рассеянного реальными отражающими трехмерными объектами. Здесь почти не развивалась новая теория, но был разработан существенно новый экспериментальный метод. Теперь, для начала, голография «переместилась» с обычного стола на гранитную скамью, поскольку с введением отражающих объектов, а также из-за большой разницы между оптическими путями опорного и объектного пучков значительно возросли требования к стабильности.

Получение хороших результатов в этих экспериментах было делом довольно трудным, поскольку мы столкнулись с жесткими требованиями как к стабильности, так и к когерентности. Этот тип отражающих объектов привел к тому, что прежнее достаточно скромное требование к когерентности стало на несколько порядков больше; теперь пучки света, отраженные от всех частей объекта, должны быть одновременно когерентными с опорным пучком. А это значит, что длина когерентности должна быть порядка удвоенной длины объекта. Здесь нам и понадобился лазер с его высокой когерентностью излучения. Однако не всегда мы имели достаточно когерентное излучение лазера, например когда генерация в нем происходила на неаксиальных модах или когда частота генерации менялась из-за неустойчивостей резонатора.

На первых порах немало беспокойства доставил нам один из подвергавшихся исследованиям объектов, а именно оторванный листок календаря, помещенный на алюминиевую пластинку. Всякий раз, когда мы пытались получить его голографическое изображение, наблюдалось одно и то же явление; во всех точках было яркое восстановленное изображение и только в одной изображении упорно не появлялось, а восстановление давало лишь темное пятно. В результате проверки оказалось, что в алюминиевой пластинке была

просверлена дырка и листок календаря над дыркой вел себя как вибрирующая мембрана.

Однако наиболее обескураживающий случай произошел с нами в самом начале голографического исследования трехмерных отражающих объектов — набора разного хлама, извлеченного из различных углов лаборатории. Мы знали, что изображение, воспроизводимое с голограммы, не должно быть похоже на все, что получалось до того, поскольку должна иметь место трехмерность с настоящей перспективой, короче, полное восстановление исходного объекта. Однако эксперимент не подтвердил наших надежд на чудо. Все дело в том, что голограмма изготовлялась на небольшой пластинке размером около 2 см<sup>2</sup>, так что в данный момент времени через нее можно было смотреть лишь одним глазом.

По мере того как голография развивалась, проходя через все эти ступени, качество восстановления изображений значительно улучшалось, но для этого приходилось изобретать все более сложные и утонченные методы. Например, если в одноосевой голографии требования к стабильности такие же, как и в обычной фотографии (при одинаковых временах экспонирования в обоих случаях), то для внеосевой голографии, голографии в рассеянном свете и голографии трехмерных объектов требуется существенно более высокая стабильность, причем в последнем случае она должна быть намного выше, чем во всех предыдущих. Аналогично возросли требования и к когерентности. В случае одноосевой голографии они были весьма скромными. В противоположность общепринятому мнению внеосевая голография не требовала более высокой когерентности. Голография в рассеянном свете ставила уже более жесткие требования к когерентности, но не столь жесткие, чтобы мог потребоваться лазер. Наконец, в случае голографии трехмерных объектов эти требования по сравнению с предыдущими случаями возросли сразу настолько резко, что здесь уже без лазера действительно нельзя было обойтись.

Примерно в то же время, когда мы проводили наши исследования по голографии, в СССР Денисюк [11—13] сообщил о новом большом успехе, достигнутом благодаря объединению голографического процесса с одним из процессов цветной фотографии, изобретенным в 1891 г. французским физиком Липпманом. Голограмма Денисюка может давать как монохроматическое, так и цветное изображение, когда ее наблюдают в белом свете, испускаемом точечным источником. Такой эффект получается при условии, что объектный и опорный пучки распространяются в противоположных направлениях, что приводит к тонким интерференционным полосам, образующим поверхности, расположенные друг от друга на расстоянии, равном половине длины световой волны, и идущие почти параллельно поверхности фотопленки. При этом в обычной эмульсии толщиной 15 нм будет около 30 полос. Поэтому голограммы Денисюка называют также объемными, поскольку они требуют, чтобы изображение в

эмульсии имело не два, а три измерения (третье — по глубине эмульсии). В результате такие голограммы при освещении белым светом от точечного источника отражают свет с узкой полосой длин волн, который и формирует голографическое изображение, в то время как на остальных частотах свет проходит через голограмму, как сквозь сито, не давая эффекта.

Работа Денисюка представляет собой один из краеугольных камней голографии. Благодаря этому открытию были получены голограммы такого высокого качества, какое было невозможно ранее. Потребуется еще годы, чтобы полностью осознать значение полученных им выдающихся результатов.

Результаты исследований в области голографии огромны и разнообразны. И все же следует отметить некоторые из них, играющие особую роль. В частности, большое значение имеет использование голограмм Фурье в роли комплексных пространственных фильтров, что само по себе уже является значительным достижением в области пространственной фильтрации. Различные типы таких фильтров были разработаны в начале 60-х годов для разнообразных применений, особенно для оптической обработки радиолокационных данных. Однако в настоящее время наибольшее распространение получил фильтр, разработанный Вандер Люгтом [35] для обработки изображений.

Не менее важное значение имеет голографическая интерферометрия, изобретение которой существенно продвинуло вперед саму область интерферометрии. Возникшая в период 1964—1965 гг., эта область голографии проявила ряд курьезных и, возможно, даже загадочных свойств. В 1964 г. голографии исполнилось 17 лет, и, хотя голографией занимались уже очень многие, до сих пор никому не удалось открыть голографическую интерферометрию. И неожиданно независимо друг от друга ее изобретают около полдюжины исследовательских групп. Самые ранние сообщения были сделаны Пауэллом и Стетсоном [30], которые предложили голографическую интерферометрию с усреднением по времени. Затем в последующие несколько месяцев ряд групп, работавших независимо друг от друга, сообщили о других вариантах голографической интерферометрии (двойной экспозиции и реальном времени). Успехи голографии в интерферометрии являются поразительными; появилась возможность сравнивать любые волны, которые существовали в различные моменты времени, — достижение, немислимое с точки зрения традиционной интерферометрии.

Но откуда такое изобилие независимых, почти одновременных открытий за небольшой период истории голографии? Я считаю, что это можно объяснить следующим образом: голографическая интерферометрия появилась в результате неудачных попыток удовлетворить требованиям стабильности в голографии; этим требованиям легко удовлетворить, если объект полупрозрачный, а не отражаю-

щий. Однако первые эксперименты с отражающими объектами стали проводиться лишь в конце 1963 г. Таким образом, только в это время появились условия для изобретения голографической интерферометрии; раньше этого времени вряд ли она могла бы быть открыта, но потом ее открытие стало бы неизбежным. Возможно, это объяснение является несколько упрощенным, поскольку, как мы уже заметили, в голографии требования к стабильности росли параллельно с тем, как все более сложной становилась аппаратура. Но совершенно очевидно, что до 60-х годов открытие голографии не могло привести к голографической интерферометрии.

С самого начала возникновения трехмерной голографии было ясно, что естественной областью применения голографии является отображение информации, и с середины 60-х годов специалисты широко используют эту возможность. В эти годы были разработаны одни из самых замечательных в мире устройств воспроизведения изображений. Но в те годы научно-технические достижения в этой области далеко обогнали внедрение их в практику. Эти голограммы имели высокую стоимость как при изготовлении, так и в эксплуатации. Поэтому техника голографического отображения не вышла за лабораторные рамки.

В 70-х годах картина начала меняться благодаря развитию нескольких важных направлений. Во-первых, Бентон [2] изобрел радужную голограмму — тонкую, или плоскую голограмму, наблюдаемую в белом свете. Поскольку в этой голограмме используется весь спектр белого света, а не узкая полоса, голограмма может быть очень яркой, даже если применять источник света умеренной яркости, например 100-ваттную лампочку. Такие голограммы недороги, и их удобно разглядывать.

Второе важное направление возникло после изобретения Кроссом [8] составной, или мультиплексной, голограммы. Эта голограмма была разработана в результате искусного применения многих технологических приемов [9, 10, 19, 22, 23, 28, 29, 31]. Голограмма изготавливается из огромного количества простых фотографий, сделанных обычным образом. Картины, снятые из разных положений, включают много ракурсов на объект; в целом они включают всю информацию, содержащуюся в голограмме. Составная голограмма в виде, предложенном Кроссом, может наблюдаться, как и радужная голограмма, в белом свете.

Мультиплексные голограммы могут быть сделаны с любого произвольного объекта, стоимость их изготовления относительно низка, они могут быть размножены массовым тиражом путем копирования, системы воспроизведения для них также недороги, и важнейшая проблема голографии — невозможность равного усиления трехмерного изображения в горизонтальном и продольном направлениях — здесь решена. Благодаря этим свойствам мультиплексные голограммы значительно больше пригодны для использования в об-

ласти коммерческих систем отображения, чем другие типы голограмм.

Высокое качество радужных и мультиплексных голограмм, а также значительные успехи в области создания голограмм Денисюка (особенно в СССР) поставили голографию в один ряд с виднейшими достижениями науки и техники.

В последнее время в голографии появились новые замечательные и по существу неожиданные успехи, в том числе новый метод белого света. Исходя из прошлого опыта, мы вправе ожидать еще более замечательных достижений, о которых пока можно лишь догадываться. Имея теперь в своих руках метод считывания в белом свете, возможно, мы обнаружим какой-нибудь действительно эффективный метод записи голограммы в белом свете.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Baez V. A., Focusing by diffraction, Amer. J. Phys., **20**, 311 (1952).
2. Benton S. A., Hologram reconstruction with incoherent extender sources, J. Opt. Soc. Amer., **59**, 1545 (1969).
3. Boersch H., Holographie und Electronenoptik, Phys. Bl., **23**, 393 (1967).
4. Bragg W. L., An optical method of representing the results of x-ray analyses, Zs. Kristallogr. Kristallgeometrie Kristallphys. Kristallchem., **70**, 475 (1929).
5. Bragg W. L., A new type of «x-ray microscope», Nature, **143**, 678 (1939).
6. Bragg W. L., The x-ray microscope, Nature, **149**, 470 (1942).
7. Buerger M. J., The photography of atoms in crystals, Proc. Nat. Acad. Sci. USA, **36**, 330 (1950).
8. Cross L., Multiplex holograms, Proc. SPIE Seminar 3D Imaging, 1977.
9. De Bitetto D. J., Bandwidth reduction of hologram transmission systems by elimination of vertical parallax, Appl. Phys. Lett., **12**, 176 (1968).
10. De Bitetto D. J., Holographic panoramic stereograms synthesized from white light recordings, Appl. Opt., **8**, 1740 (1969).
11. Денисюк Ю. Н. Об отображении оптических свойств объекта в волновом поле рассеянного им излучения.— ДАН СССР, 1962, т. 144, с. 1275.
12. Денисюк Ю. Н. Об отображении оптических свойств объекта в волновом поле рассеянного им излучения. I.— Оптика и спектроскопия, 1963, т. 15, с. 522.
13. Денисюк Ю. Н. Об отображении оптических свойств объекта в волновом поле рассеянного им излучения. II.— Оптика и спектроскопия, 1965, т. 18, с. 152.
14. El-Sum H. M. A., Reconstructed wavefront microscopy, Ph. D. thesis, Stanford Univ., Stanford, Calif., 1952.
15. El-Sum H. M. A., Kirkpatrick P., Microscopy by reconstructed wavefronts, Phys. Rev., **85**, 763 (1952).
16. Gabor J. D., A new microscopic principle, Nature, **161**, 777 (1948).
17. Gabor J. D., Microscopy by reconstructed wavefronts: II, Proc. Roy. Soc., **A197**, 454 (1949).
18. Gabor J. D., Microscopy by reconstructed wavefronts, Proc. Phys. Soc., **B64**, 449 (1951).
19. George N., McCrickerd J. T., Chang M. M. T., Scaling and resolution of scenic holographic stereograms, Proc. SPIE Seminar-in-Depth Holography, 1968, p. 117.
20. Haine M. E., Dyson J., A modification to Gabor's proposed diffraction microscope, Nature, **166**, 315 (1950).
21. Haine M. E., Mulvey T., The formation of the diffraction image with electrons in the Gabor diffraction microscope, J. Opt. Soc. Amer., **42**, 763 (1952).
22. King M. C., Multiple exposure hologram recording of a 3D image with a 360° view, Appl. Opt., **7**, 1641 (1970).
23. King M. C., Noll A. M., Berry D. H., A new approach to computer-generated holography, Appl. Opt., **9**, 471 (1970).
24. Leith E. N., Upatnieks J., Reconstructed wavefronts and communication theory, J. Opt. Soc. Amer., **52**, 1123 (1962).
25. Leith E. N., Upatnieks J., Wavefront reconstruction with continuous-tone objects, J. Opt. Soc. Amer., **53**, 1377 (1963).
26. Leith E. N., Upatnieks J., Wavefront reconstruction with diffused illumination and three-dimensional objects, J. Opt. Soc. Amer., **54**, 1295 (1964).
27. Lohmann A., Optische Einseitenbandübertragung angewandt auf das Gabor-Mikroskop, Opt. Acta, **3**, 97 (1956).
28. McCrickerd J. T., George N., Holographic stereogram from sequential component photographs, Appl. Phys. Lett., **12**, 10 (1968).
29. Pole R. W., 3D imagery and holograms of objects illuminated in white light, Appl. Phys. Lett., **10**, 20 (1967).
30. Powell R. L., Stetson K. A., Interferometric vibration analysis of three-dimensional objects by wavefront reconstruction, J. Opt. Soc. Amer., **55**, 612 (1965).
31. Redman J. D., The three-dimensional reconstruction of people and outdoor scenes using holographic multiplexing, Proc. SPIE Seminar-in-Depth Holography, 1968, p. 161.
32. Rogers G. L., Experiments in diffraction microscopy, Proc. Roy. Soc. Edinburgh, **63A**, 193 (1952).
33. Rogers G. L., «A new method of analysing ionospheric movement records», Nature, **177**, 613 (1956).
34. Rogers G. L., «Diffraction microscopy and the ionosphere», J. Atmos. Terr. Phys., **10**, 332 (1957).
35. Vander Lugt A., «Signal detection by complex spatial filtering», J. Opt. Soc. Amer., **53**, 1341 (1963).
36. Wolfke M., «Über der Möglichkeit der optischen Abbildung vom Molekulargittern», Phys. Zs., **21**, 495 (1920).

### 2.1. ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ

К. Датта

Интегральным преобразованием функции  $f(x)$  является другая функция  $F(s)$ , которая записывается в виде

$$F(s) = \int_a^b f(x) K(x, s) dx, \quad (1)$$

где  $K(x, s)$  — некоторая функция от  $x$  и  $s$ , называемая ядром преобразования. Использование интегрального преобразования  $F(s)$  вместо  $f(x)$  представляет собой обычный прием при решении физических задач, в которых проще обращаться с функцией  $F(s)$ , чем с  $f(x)$ . В оптике для анализа голографических систем и систем формирования изображения широко применяется метод преобразования Фурье [с ядром вида  $\exp(-j2\pi sx)$ ].

В последнее время многие из таких преобразований стали играть все большую роль при исследовании оптических систем. Каждое из преобразований целесообразно использовать в связи с каким-то конкретным режимом работы системы, который трудно исследовать прямыми методами или методом преобразования Фурье. Некоторые из этих преобразований позволяют получать результаты более просто и с более высокой точностью даже в тех случаях, когда систему можно адекватно изучать прямым методом или методом Фурье.

В данном параграфе мы рассмотрим и определим многие из таких преобразований, а также приведем ряд теорем и результатов, связанных с применением этих преобразований. Кроме того, мы дадим перечень пар оригинал — образ для наиболее часто используемых функций в каждом преобразовании. Применяя одну или несколько приведенных нами теорем, можно получить любые другие пары оригинала и его образа.

Многие из интегральных преобразований тесно связаны с преобразованием Фурье и, следовательно, друг с другом. Некоторые такие соотношения приводятся в литературе и иногда помогают решить задачи, связанные с одним из преобразований при использовании результатов, справедливых для другого преобразования. Здесь мы умышленно не затронули вопрос о дискретных аналогах некоторых из этих преобразований, а также целого ряда других дискретных преобразований, которые применяются главным образом в цифровой обработке дискретной выборки данных [1].

Следует заметить, что, согласно данному выше определению, все интегральные преобразования могут рассматриваться как линейные операторы, действующие на функцию  $f(x)$  с целью получения  $F(s)$ . Следовательно, все преобразования, приводимые ниже, являются линейными. Кроме того, учитывая то, что преобразования должны быть применимыми на практике, мы рассмотрим лишь те из них, для которых существует обратное преобразование вида

$$f(x) = \int_c^d F(s) H(x, s) ds. \quad (2)$$

В специальных случаях ядра прямого и обратного преобразований могут быть одинаковыми, при этом в том и другом случае функция и ее образ будут связаны симметричными соотношениями.

#### 2.1.1. Преобразование Фурье

Преобразование Фурье широко используется в когерентной оптической обработке информации и применяется повсюду, где требуются частотный анализ, фильтрация, корреляция и распознавание сигналов. При определенных условиях [14, гл. 4] свойства когерентной оптической системы естественным образом описываются оператором Фурье-образа, что в общем случае представляет собой двумерное преобразование Фурье.

Комплексный Фурье-образ одномерной (в общем случае комплексной) функции  $f(x)$  можно определить следующим образом [5]:

$$F(s) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x) \exp(-j2\pi sx) dx. \quad (3)$$

Обратное преобразование Фурье принято записывать в виде

$$f(x) = \int_{-\infty}^{\infty} F(s) \exp(j2\pi sx) ds. \quad (4)$$

Наряду с этими определениями прямого и обратного преобразования Фурье используются и другие [5, гл. 2]. В соответствии с определениями, данными выше, применение прямого, а затем обратного преобразования Фурье дает первоначальную функцию. Функция  $F(s)$  называется Фурье-спектром функции  $f(x)$ ; с другой стороны,  $f(x)$  можно рассматривать как спектр функции  $F(s)$ .

Фурье-образ двумерной функции  $f(x, y)$  можно определить следующим образом:

$$F(u, v) = \iint_{-\infty}^{\infty} f(x, y) \exp[-j2\pi(ux + vy)] dx dy, \quad (5)$$

тогда обратное преобразование запишется в виде

$$f(x, y) = \iint_{-\infty}^{\infty} F(u, v) \exp [j2\pi (ux + vy)] du dv. \quad (6)$$

В случае большего числа измерений фурье-образы определяются аналогично [5, гл. 12; 24, гл. 1].

### 2.1.1.1. Некоторые свойства преобразования Фурье

Здесь мы сформулируем некоторые теоремы, связанные с преобразованием Фурье, а также приведем другие полезные результаты, причем по возможности будем это делать для двумерных функций. В последующем изложении предполагается, что  $f(x, y)$  и  $F(u, v)$ , а также  $g(x, y)$  и  $G(u, v)$  являются основными парами преобразования Фурье.

**Разделение переменных.** Если  $f(x, y)$  можно записать как  $f_1(x) \cdot f_2(y)$ , то  $F(u, v)$  представим в виде произведения  $F_1(u) \cdot F_2(v)$ , причем  $F_1$  и  $F_2$  — одномерные образы функций  $f_1$  и  $f_2$  соответственно.

**Теоремы подобия и смещения.** Совместный результат этих двух теорем очевиден. Функция  $f(\alpha x - a, \beta y - b)$  преобразуется в

$$\frac{1}{|\alpha\beta|} F\left(\frac{u}{\alpha}, \frac{v}{\beta}\right) \exp\left[-j2\pi\left(u\frac{a}{\alpha} + v\frac{b}{\beta}\right)\right].$$

**Теорема свертки.** Свертка функций  $f(x, y)$  и  $g(x, y)$ , определяемая в виде

$$f(x, y) ** g(x, y) = \iint_{-\infty}^{\infty} f(x - \xi, y - \eta) g(\xi, \eta) d\xi d\eta, \quad (7)$$

преобразуется в  $F(u, v)G(u, v)$ . Аналогично  $f(x, y)g(x, y)$  преобразуется в  $F(u, v)**G(u, v)$ .

**Теорема автокорреляции.** Автокорреляция функции  $f(x, y)$ , определяемая как  $f(x, y)**f^*(-x, -y)$ , или

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

преобразуется в  $|F(u, v)|^2$ .

**Теорема Рэлея.**

$$\iint_{-\infty}^{\infty} |f(x, y)|^2 dx dy = \iint_{-\infty}^{\infty} |F(u, v)|^2 du dv. \quad (8)$$

**Теорема производной.** Производная  $\partial f(x, y)/\partial x$  преобразуется в  $j2\pi u F(u, v)$ , а  $\partial f(x, y)/\partial y$  преобразуется в  $j2\pi v F(u, v)$ .

**Дифференцирование свертки.**

$$\frac{\partial}{\partial x} [f(x, y) ** g(x, y)] = \frac{\partial}{\partial x} f(x, y) ** g(x, y) = f(x, y) ** \frac{\partial}{\partial x} g(x, y); \quad (9)$$

аналогично вычисляется производная по  $y$ .

**Одномерный образ интеграла**  $\int_{-\infty}^{\infty} f(x, y) dx$  есть  $F(0, v)$ ; аналогично

образ интеграла  $\int_{-\infty}^{\infty} f(x, y) dy$  есть  $F(u, 0)$ . Для двух и большего числа

измерений этот результат называется теоремой проекции-среза; проекция функции  $f(x, y)$  на некоторую ось представляет собой образ среза функции  $F(u, v)$  вдоль другой оси. В более общем виде этот результат формулируется следующим образом: для проекции функции  $f$  на *любую* прямую в плоскости  $xy$  образом является соответствующий срез функции  $F$  и наоборот.

### 2.1.1.2. Некоторые широко используемые пары фурье-образов

Определим сначала следующие математические функции:

$$\delta(x) = 0, \quad x \neq 0, \quad \int_{-\infty}^{\infty} \delta(x) dx = 1, \quad (10)$$

$$\text{rect } x = \begin{cases} 1, & |x| < \frac{1}{2}; \\ 0, & |x| > \frac{1}{2}; \end{cases} \quad \text{sinc}(x) = \frac{\sin(\pi x)}{\pi x}, \quad (11)$$

$$\text{и} \quad \Lambda(x) = \begin{cases} 1 - |x|, & |x| \leq 1, \\ 0, & |x| \geq 1. \end{cases} \quad (12)$$

В соответствии с этими определениями можно написать следующие пары фурье-образов:

$$\begin{array}{ll} \delta(x, y) & 1, \\ \text{rect}(x, y) & \text{sinc}(u) \text{sinc}(v), \\ \Lambda(x) \Lambda(y) & \text{sinc}^2(u) \text{sinc}^2(v), \\ \exp[-j\pi(x+y)] & \delta\left(u - \frac{1}{2}, v - \frac{1}{2}\right), \\ \exp[-\pi(x^2 + y^2)] & \exp[-\pi(u^2 + v^2)], \\ \sum_{m, n=-\infty}^{\infty} \delta(x-m, y-n) & \sum_{m, n=-\infty}^{\infty} \delta(u-m, v-n) \\ & (m, n - \text{целые числа}). \end{array}$$

Обширные таблицы преобразований Фурье приводятся Кэмпбеллом и Фостером [6] и Эрдейи [12]; преобразование Фурье детально рассмотрено Снеддоном [24], Чемпени [11] и Брэйсуэллом [5] (см. также литературу, цитируемую в этих работах).

### 2.1.2. Преобразование Лапласа

Для полноты изложения рассмотрим также преобразование Лапласа, хотя в оптике его непосредственно не используют. Это преобразование определяется обобщенным экспоненциальным ядром и представляет собой распространение принципа преобразования Фурье на функции, для которых не существует фурье-образов. Если для функции  $f(x)$  интеграл

$$\int_{-\infty}^{\infty} |f(x)| dx$$

не является ограниченным, но

$$\int_{-\infty}^{\infty} |f(x)| \exp(-\sigma x) dx$$

ограничен (для некоторого вещественного числа  $\sigma$ ), то (двустороннее) преобразование Лапласа  $f(x)$  по отношению к комплексной переменной  $p$  запишется в виде [8]

$$L(p) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x) \exp(-px) dx, \quad (13)$$

причем  $\text{Re}(p) > \sigma$ . Обратное преобразование дается формулой

$$f(x) = \frac{1}{2\pi j} \int_{c-j\infty}^{c+j\infty} L(p) \exp(px) dp, \quad (14)$$

где  $c > \sigma$ .

Приравнивая в выражении (13) нижний предел интегрирования нулю, получаем одностороннее преобразование Лапласа. Можно видеть, что одностороннее преобразование Лапласа и преобразование Фурье — это частные случаи двустороннего преобразования Лапласа. При мнимом  $p$  имеет место преобразование Фурье, в то время как, вообще говоря, преобразование Лапласа функции  $f(x)$  эквивалентно преобразованию Фурье функции  $\exp(-\alpha x)f(x)$ , где  $\alpha$  — вещественная часть величины  $p$ .

Преобразование Лапласа можно определить для функций двух или большего числа переменных аналогично преобразованию Фурье [24, гл. 1].

#### 2.1.2.1. Некоторые свойства преобразования Лапласа

Свойства преобразования Лапласа в общем случае очень похожи на свойства преобразования Фурье; поэтому здесь мы дадим лишь их краткую сводку. Если  $f(x)$  и  $F(p)$  — пара преобразования Лапласа, то справедливы следующие соотношения:

$$\begin{aligned} f(ax) & \frac{1}{|a|} F\left(\frac{p}{a}\right) & (\text{подобие}), \\ f(x-a) & \exp(-ap) F(p) & (\text{смещение}), \\ f(x) * g(x) & F(p) \cdot G(p) & (\text{свертка}), \\ f(x) \cdot f(-x) & F(p) \cdot F(-p) & (\text{автокорреляция}), \\ \frac{\partial}{\partial x} f(x) & pF(p) & (\text{производная}), \\ \int_{-\infty}^x f(u) du & \frac{1}{p} F(p) & (\text{интеграл}). \end{aligned}$$

#### 2.1.2.2. Некоторые пары преобразования Лапласа

$$\begin{aligned} \delta(x) & 1, \\ \text{rect}(x) & \frac{1}{p} \left[ \exp\left(\frac{p}{2}\right) - \exp\left(-\frac{p}{2}\right) \right], \\ \Lambda(x) & \left\{ \frac{1}{p} \left[ \exp\left(\frac{p}{2}\right) - \exp\left(-\frac{p}{2}\right) \right] \right\}^2, \\ \exp(-\alpha|x|) & \frac{2\alpha}{\alpha^2 - p^2}, \\ H(x) & 1/p. \end{aligned}$$

Функция  $H(x)$  равна 0 при  $x < 0$  и 1 при  $x > 0$ . Для этой функции мы имеем следующие соотношения:

$$\begin{aligned} xH(x) & \frac{1}{p^2}, \\ \exp(-\alpha x) H(x) & \frac{1}{p + \alpha}, \\ \cos(\omega x) H(x) & \frac{p}{p^2 + \omega^2}, \\ \sin(\omega x) H(x) & \frac{\omega}{p^2 + \omega^2}. \end{aligned}$$

Таблицы преобразований Лапласа, а также подробное обсуждение преобразований приводятся ван дер Полем и Бреммером [26] и Брэйсуэллом [5].

## 2.1.3. Преобразование Фурье — Бесселя

Преобразование Фурье — Бесселя проистекает из рассмотрения двумерного преобразования Фурье применительно к функциям, обладающим круговой симметрией. Этот вид симметрии характерен для большинства оптических систем и большого числа оптических сигналов. Можно показать [14, гл. 7], что образы двумерных распределений, являющихся функцией только радиуса  $r$ , имеют также круговую симметрию (и, следовательно, представляют собой функции только радиальной частоты  $\rho$ ) и что функцию можно получить из ее образа и наоборот, применяя одно и то же симметричное одномерное преобразование. Эта операция называется преобразованием Фурье — Бесселя и определяется следующим образом:

$$G(\rho) = 2\pi \int_0^{\infty} f(r) J_0(2\pi r \rho) r dr. \quad (15)$$

Соответствующее обратное преобразование записывается в виде

$$f(r) = 2\pi \int_0^{\infty} G(\rho) J_0(2\pi r \rho) \rho d\rho. \quad (16)$$

Здесь  $J_0$  — функция Бесселя первого рода нулевого порядка [19].

Преобразование Фурье — Бесселя известно также как преобразование Ганкеля нулевого порядка и часто называется просто преобразованием Ганкеля. Полное семейство таких преобразований можно получить, подставляя в качестве ядра функции Бесселя  $\nu$ -го порядка  $J_\nu$ , где  $\nu$  не обязательно целочисленно. Преобразование Фурье двумерных радиально-симметричных функций с гармонической угловой зависимостью [т. е. имеющей специальный вид  $f(r) \times \exp(jn\theta)$ ] можно свести к преобразованиям Ганкеля высших целочисленных порядков, в то время как преобразования радиальных функций более чем двух переменных можно описать различными преобразованиями Ганкеля полуцелочисленного порядка [24, гл. 2].

## 2.1.3.1. Теоремы относительно преобразования Фурье — Бесселя

Из пары преобразования Фурье — Бесселя  $f(r)$  и  $G(\rho)$  можно получить следующие пары:

$$f(ar) \quad \frac{1}{a^2} G\left(\frac{\rho}{a}\right) \text{ (подобие),}$$

$$\int_0^{\infty} r' f_1(r') \int_0^{2\pi} f_2(r^2 + r'^2 - 2rr' \cos \theta)^{1/2} d\theta dr' \quad G_1(\rho) \cdot G_2(\rho) \text{ (свертка).}$$

Кроме того, справедливы следующие соотношения:

$$\int_0^{\infty} r f(r) dr = G(0)/2\pi, \quad (17)$$

$$\int_0^{\infty} r f_1(r) f_2^*(r) dr = \int_0^{\infty} \rho G_1(\rho) G_2^*(\rho) d\rho \quad \text{(теорема Парсеваля),} \quad (18)$$

$$\int_0^{\infty} r |f(r)|^2 dr = \int_0^{\infty} \rho |G(\rho)|^2 d\rho \quad \text{(теорема Рэлея).} \quad (19)$$

## 2.1.3.2. Некоторые пары преобразования Фурье — Бесселя

$$\begin{array}{ll} \delta(r-a) & 2\pi a J_0(2\pi ar), \\ \text{rect}(r/2) & J_1(2\pi r)/r, \\ \exp(-\pi r^2) & \exp(-\pi \rho^2), \\ 1/r & 1/\rho. \end{array}$$

Некоторые сведения по преобразованию Фурье — Бесселя можно найти в работах Титчмарша [25], Снеддона [24] и Брэйсуэлла [5]. Функции Бесселя рассматриваются в книге Мак-Лахлана [19].

## 2.1.4. Преобразование Френеля

Преобразование Френеля [15, 21] играет важную роль при описании свободного распространения когерентных оптических полей и при анализе дифракции в условиях, менее ограниченных, чем те, которые требуются для преобразования Фурье. Преобразование Френеля в своем основном виде можно определить следующим образом [20]:

$$g(x) = \int_{-\infty}^{\infty} f(u) \exp[j\pi s(x-u)^2/\lambda] du. \quad (20)$$

Мы видим, что это просто свертка функции  $f(x)$  с экспоненциальной фазовой функцией  $\exp(j\pi s x^2/\lambda)$ . Обратное преобразование записывается также в виде свертки:

$$f(x) = \int_{-\infty}^{\infty} g(u) \exp[-j\pi s(x-u)^2/\lambda] du. \quad (21)$$

Аналогично можно определить двумерные прямое и обратное преобразования Френеля:

$$g(x, y) = \iint_{-\infty}^{\infty} f(u, v) \exp\{j\pi s[(x-u)^2 + (y-v)^2]/\lambda\} du dv, \quad (22)$$

$$f(x, y) = \iint_{-\infty}^{\infty} g(u, v) \exp\{-j\pi s[(x-u)^2 + (y-v)^2]/\lambda\} du dv. \quad (23)$$



Преобразование Френеля тесно связано с преобразованием Фурье. Разложением ядра преобразования Френеля можно показать, что функции  $g(x)\exp(-j\pi sx^2/\lambda)$  и  $f(y)\exp(j\pi sy^2/\lambda)$  связаны друг с другом преобразованием Фурье. Наоборот, если  $f(y)$  и  $g(x)$  — пары преобразования Фурье, то можно показать, что пара  $g(x)\exp(j\pi sx^2/\lambda)$  и  $f(y)\exp(-j\pi sy^2/\lambda)$  связана преобразованием Френеля. В этих выражениях умножение на квадратичный фазовый множитель аналогично виду преобразования, осуществляемого тонкой линзой над комплексной амплитудой падающего на нее светового поля [14, гл. 5]. То, что распространение электромагнитного поля между линзами можно описать с помощью преобразования Френеля (или свертки с фазовым множителем), позволяет изучать свойства когерентных оптических процессоров, в которых основными операциями являются умножение и свертка [7], на основе алгебраических соотношений. Преобразование Френеля применяется также при исследовании голограмм Френеля и анализе систем воспроизведения с апертурами, кодированными зонной пластинкой.

Поскольку операция преобразования Френеля включает в себя свертку с функцией  $\exp(j\pi sx^2/\lambda)$ , то для любого анализа, связанного с преобразованиями Френеля, полезно знать свойства этой функции. В вышеприведенных выражениях параметр  $s$  в большинстве случаев интерпретируется как кривизна сферических волновых фронтов. Обобщая это представление, комплексные значения  $s$  можно представить себе как значения комплексной кривизны волнового фронта (т. е. сферический волновой фронт с гауссовым профилем интенсивности).

Свойства двумерной функции  $\exp[j\pi s(x^2+y^2)/\lambda]$  рассмотрены Кэти [10, приложение 2]; их описание можно найти также в работе Карлсона и Франсуа [7].

### 2.1.5. Преобразование Гильберта

Пара уравнений

$$g(x) = -\frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{f(y)}{x-y} dy \quad (24)$$

и

$$f(x) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{g(y)}{x-y} dy$$

определяет соответственно прямое и обратное преобразования Гильберта [25]. В отличие от других функций и их преобразований, которые определяются в сопряженных областях, здесь  $g$  и  $f$  являются функциями от  $x$ . Между  $f$  и  $g$  существует несимметрично-обратное соотношение (обратное, если исключить знак минус); говорят, что

$g(x)$  сопряжена с  $f(x)$ , а  $-f(x)$  сопряжена с  $g(x)$ . Функцию  $g(x)$  иногда называют функцией квадратуры, соответствующей  $f(x)$ .

Очевидно, что прямое и обратное преобразования Гильберта представляют собой операции свертки соответственно с  $-1/\pi x$  и  $1/\pi x$ . Это приводит к особенно простому соотношению между  $f(x)$  и  $g(x)$  в пространстве координат преобразования Фурье. Если фурье-образами этих функций являются  $F(s)$  и  $G(s)$ , то  $F$  связана с  $G$  соотношением

$$G(s) = j \operatorname{sign}(s) \cdot F(s),$$

где функция  $\operatorname{sign} s$  принимает значения 1 при  $s > 0$  и  $-1$  при  $s < 0$ .

Преобразование Гильберта представляет собой полезную аналитическую операцию, которая связывает любую вещественную функцию  $f(x)$  с комплексной функцией  $(1/2)[f(x) - jg(x)]$ . Можно показать, что спектр этой последней функции является односторонним фурье-спектром (нулем при  $s \leq 0$ ), а во всем остальном тождествен спектру функции  $f(x)$ ; во многом также связаны между собой функции  $(1/2)\exp(j2\pi sx)$  и  $\cos(2\pi sx)$ . Таким образом, с помощью преобразования Гильберта принцип фазорного анализа обобщается и на немонотонные сигналы.

Это преобразование играет также важную роль при описании спектров временных сетей и фильтров, которые должны иметь однозначные импульсные характеристики. Поскольку на импульсные характеристики оптических систем не накладывается ограничений, в оптических исследованиях такой метод, к сожалению, не нашел себе применения. Тем не менее, используя преобразование Гильберта, можно изучать некоторые оптические методы, например шпирен-метод воспроизведения фазовых объектов путем введения теневого ножа для вырезания части оптического спектра [13].

#### 2.1.5.1. Соотношения в случае преобразования Гильберта

Если преобразование Гильберта связывает функции  $f(x)$  и  $g(x)$ , то оно связывает также следующие пары:

$$\begin{array}{lll} f(ax) & g(ax) & (\text{подобие}), \\ f(x-a) & g(x-a) & (\text{смещение}), \\ f_1(x) * f_2(x) & -g_1(x) * g_2(x) & (\text{свертка}). \end{array}$$

Преобразованием Гильберта свертки  $f_1(x) * f_2(x)$  являются также  $g_1(x) * f_2(x)$  и  $f_1(x) * g_2(x)$ . Кроме того, справедливы следующие соотношения:

$$\int_{-\infty}^{\infty} |f(x)|^2 dx = \int_{-\infty}^{\infty} |g(x)|^2 dx \quad (\text{теорема Рэлея}), \quad (25)$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(x+u) f^*(u) du = \int_{-\infty}^{\infty} g(x+u) g^*(u) du \quad (\text{автокорреляция}). \quad (26)$$

## 2.1.5.2. Некоторые пары преобразования Гильберта

$$\begin{aligned} \delta(x) &= -1/\pi x, \\ \sin x &= \cos x, \\ \cos x &= -\sin x, \\ \frac{1}{1+x^2} &= -\frac{x}{1+x^2}. \end{aligned}$$

Другие пары преобразования Гильберта можно найти в работе Брэйсуэлла [5], в которой также подробно рассматривается само преобразование. В работе Титчмарша [25, гл. 5] имеется больше математических подробностей.

## 2.1.6. Преобразование Меллина

Преобразование Меллина определяется в виде [24]

$$M(s) = \int_0^{\infty} f(x) x^{s-1} dx, \quad (27)$$

где  $s$  — комплексная переменная; и если для некоторого  $k > 0$

$$\int_0^{\infty} x^{k-1} |f(x)| dx < \infty, \quad (28)$$

то функция

$$f(x) = \frac{1}{2\pi j} \int_{c-j\infty}^{c+j\infty} M(s) x^{-s} ds \quad (29)$$

является обратным преобразованием Меллина для любого  $c > k$ . Для двумерного случая преобразование Меллина определяется аналогично; мы имеем следующее выражение:

$$M(u, v) = \iint_0^{\infty} f(x, y) x^{u-1} y^{v-1} dx dy, \quad (30)$$

где  $ju$  и  $jv$  — мнимые аргументы.

Преобразование Меллина используется в анализе линейных оптических систем, не являющихся пространственно-инвариантными [22], и при восстановлении изображений после неоднородного смаза [23], поскольку модуль этого преобразования некоторой функции инвариантен по отношению к изменению масштаба данной функции [3]; точно так же фурье-образ некоторой функции инвариантен относительно ее сдвига. В обоих случаях в преобразование вводится постепенное линейное изменение фазы, или фазовый наклон.

Следует заметить, что изменение переменной по логарифмическому закону представляет собой преобразование линейного изменения

масштаба в сдвиг оригинала. Используя замену  $x = \exp(-\xi)$ , можно показать, что преобразование Меллина функции  $f(x)$  эквивалентно двустороннему преобразованию Лапласа функции от  $\xi$  [5, гл. 12]. В случае чисто мнимого  $s$  аналогичное соотношение имеет место между преобразованиями Меллина и Фурье.

В оптике широко используется инвариантность преобразования Меллина по отношению к изменению масштаба. Применяя это преобразование к оптическим системам, функция рассеяния которых не изменяет своей формы, но меняется соответствующим образом лишь ее величина, мы получаем систему, которую можно проанализировать с помощью линейного метода, инвариантного к сдвигу. Совместное использование преобразований Фурье и Меллина позволяет создать оптические корреляторы, нечувствительные не только к сдвигам, но также и к изменениям масштаба между объектным и опорным сигналами [9].

## 2.1.6.1. Некоторые теоремы преобразования Меллина

Для данной пары  $f(x)$  и  $M(s)$  можно записать следующие пары преобразования Меллина:

$$\begin{aligned} f(ax) &= a^{-s} M(s) && (\text{подобие}), \\ x^a f(x) &= M(a+s), \\ f(1/x) &= M(-s), \\ \frac{d}{dx} f(x) &= -(s-1) M(s-1). \end{aligned}$$

Кроме того,

$$\int_0^{\infty} \frac{1}{x} |f(x)|^2 dx = \frac{1}{2\pi j} \int_{-j\infty}^{j\infty} |M(s)|^2 ds. \quad (31)$$

В более общем случае, если  $N(s)$  — преобразование Меллина функции  $g(x)$ , то

$$\int_0^{\infty} \frac{1}{x} f(x) g^*(x) dx = \frac{1}{2\pi j} \int_{-j\infty}^{j\infty} M(s) N^*(s) ds. \quad (32)$$

Определяя свертку Меллина как

$$f(x) * g(x) = \int_0^{\infty} \frac{1}{y} f(y) g\left(\frac{x}{y}\right) dy, \quad (33)$$

получаем, что  $f(x) * g(x)$  преобразуется в  $M(s) \cdot N(s)$ .

## 2.1.6.2. Некоторые пары преобразования Меллина

$$\begin{aligned}
 f(x) & M(s), \\
 \delta(x-a) & a^{s-1}, \\
 x^n H(x-a) & -a^{s+n}/(s+n), \\
 1/(1+x) & \pi \operatorname{cosec}(\pi s), \\
 1/(1+x^2) & (\pi/2) \operatorname{cosec}(\pi s/2), \\
 \exp(-x^2) & (1/2) \Gamma(s/2).
 \end{aligned}$$

Другие пары преобразования Меллина см. в книге Брэйсуэлла [5]. Преобразование Меллина довольно подробно рассмотрено Снеддоном [24].

## 2.1.7. Преобразование Абеля

Для двумерных систем с вращательной симметрией мы показали (см. разд. 2.1.3), что их можно описать с помощью одномерного преобразования Фурье — Бесселя. Существует и второй способ описания этих систем, а именно путем рассмотрения их отклика на одномерный входной сигнал, например в виде прямой линии или пичка. Можно показать [16], что в таких системах одномерная точечная функция рассеяния  $f(r)$  (зависящая только от радиуса  $r$ ) связана с линейной функцией рассеяния  $A(x)$  (зависящей от координаты  $x$ ) преобразованием Абеля, определяемым как

$$A(x) = 2 \int_x^{\infty} f(r) \frac{r}{(r^2 - x^2)^{1/2}} dr. \quad (34)$$

Обратное преобразование Абеля дается выражением

$$f(r) = -\frac{1}{\pi} \frac{\partial}{\partial r} \int_r^{\infty} \frac{r A(x) dx}{x(x^2 - r^2)^{1/2}}. \quad (35)$$

Изменением переменной уравнение преобразования Абеля можно свести к интегралу свертки [5, гл. 12]. В этом виде преобразование Абеля называется модифицированным; в силу своей пространственной инвариантности оно позволяет при анализе использовать методы Фурье, а также весьма удобно для вычислительных целей.

Из соотношения между точечной и линейной функциями рассеяния можно показать, что преобразования Фурье — Бесселя и Абеля тесно связаны. Фактически имеется тесная связь между преобразованиями Абеля, Фурье — Бесселя и Фурье. Последовательное применение этих преобразований к некоторой функции дает исходную функцию [4]. В оптике этот результат отразился в соотношениях между точечной и линейной функциями рассеяния (преобразование Абеля), между линейной функцией рассеяния и (одномерной) пере-

даточной функцией (преобразование Фурье) и между оптической передаточной функцией и точечной функцией рассеяния (преобразование Фурье — Бесселя) [16].

Прямое и обратное преобразования Абеля являются частным решением общей задачи восстановления многомерного объекта по известным проекциям. Для произвольного объекта обратная операция называется (обратным) преобразованием Радона. Алгоритмы осуществления этой операции представляют общий интерес в связи с их применением к синтезу томографического изображения [2].

## 2.1.7.1. Некоторые пары преобразования Абеля

$$\begin{aligned}
 f(r) & A(x), \\
 \delta(r-a) & 2a/(a^2 - x^2)^{1/2}, \\
 \operatorname{rect}(r/2a) & 2/(a^2 - x^2)^{1/2}, \\
 \exp(-r^2/a^2) & a \sqrt{\pi} \exp(-x^2/a^2), \\
 J_0(ar) & (2/a) \cos(ax).
 \end{aligned}$$

## 2.1.7.2. Литература по теории преобразования Абеля

Большое число пар преобразования Абеля приведено Брэйсуэлом [5]; интеграл Абеля теоретически рассматривается Уиттекером и Ватсоном [27]. Соотношение между линейной и точечной функциями рассеяния исследовано Марчандом как для симметричного [17], так и для общего случаев [18].

## ЛИТЕРАТУРА

1. Andrews H. C., Computer Techniques in Image Processing, Academic Press, New York, 1970.
2. Barrett H. H., Swindell W., Proc. IEEE, 65, 89 (1977). [Имеется перевод: Барретт Х. Х., Свинделл У.— ТИИЭР, 1977, т. 65, № 1, с. 106—129.]
3. Baudelaire P., Proc. IEEE, 61, 467 (1973). [Имеется перевод: Боделер.— ТИИЭР, 1973, т. 61, № 4, с. 78, 79.]
4. Bracewell R. N., Austral. J. Phys., 9, 198 (1956).
5. Bracewell R. N., The Fourier Transform and Its Applications.— McGraw-Hill, New York, 1965.
6. Campbell G. A., Foster R. N., Fourier Integrals for Practical Applications, Van Nostrand-Reinhold, Princeton, N. J., 1948.
7. Carlson F. P., Francois R. E., Proc. IEEE, 65, 10 (1977). [Имеется перевод: Карлсон Ф. П., Франсуа Р. Э.— ТИИЭР, 1977, т. 65, № 1, с. 13—22.]
8. Carslaw H. S., Jaeger J. C., Operational Methods in Applied Mathematics, Oxford Univ. Press, London and New York, 1941.
9. Casasent D., Psaltis D., Proc. IEEE, 65, 77 (1977). [Имеется перевод: Кейсасент Д., Псалтис Д.— ТИИЭР, 1977, т. 65, № 1, с. 92—100.]
10. Cathey W. T., Optical Information Processing and Holography, New York, 1974.
11. Champeney D. C., Fourier Transforms and Their Physical Applications, Academic Press, New York, 1973.
12. Tables of Integral Transforms (ed. A. Erdelyi), McGraw-Hill, New York, 1954.

13. *Eu J. K. T., Lohmann A. W.*, Opt. Comm., 9, 257 (1973).
14. *Goodman J. W.*, Introduction to Fourier Optics, McGraw-Hill, New York, 1968. [Имеется перевод: Гудмен Дж. Введение в фурье-оптику.— М.: Мир, 1970.]
15. *Goodman J. W.*, Proc. IEEE, 65, 29, 1977. [Имеется перевод: Гудмен Дж. У.— ТИИЭР, 1977, т. 65, № 1, с. 37—48].
16. *Jones R. C.*, J. Opt. Soc. Amer., 48, 934 (1958).
17. *Marchand E. W.*, J. Opt. Soc. Amer., 54, 915 (1964).
18. *Marchand E. W.*, J. Opt. Soc. Amer., 55, 352 (1965).
19. *McLachlan N. W.*, Bessel Functions for Engineers, 2nd ed. Oxford Univ. (Clarendon) Press, London and New York, 1955.
20. *Mertz L.*, Transformations in Optics, Wiley, New York, 1965.
21. *Papoulis A. V.*, Systems and Transforms with Applications in Optics, McGraw-Hill, New York, 1968. [Имеется перевод: Папулис А. Теория систем и преобразований в оптике.— М.: Мир, 1971.]
22. *Robbins G. M., Huang T. S.*, Proc. IEEE, 60, 862 (1972). [Имеется перевод: Роббинс, Хуанг.— ТИИЭР, 1972, т. 60, № 7, с. 134—144.]
23. *Savchuk A. A.*, Proc. IEEE, 60, 854 (1972). [Имеется перевод: Савчук.— ТИИЭР, 1972, т. 60, № 7, с. 124—133.]
24. *Sneddon I. N.*, Fourier Transforms, McGraw-Hill, New York, 1951.
25. *Titchmarsh E. C.*, Introduction to the Theory of Fourier Integrals, Oxford Univ. (Clarendon) Press, London and New York, 1948.
26. *Van der Pol B., Bremmer H.*, Operational Calculus Based on the Two-Sided Laplace Integral. Cambridge Univ. Press, London and New York, 1955.
27. *Whittaker E. T., Watson G. N.*, Modern Analysis, Cambridge Univ. Press, London and New York, 1940. [Имеется перевод: Уиттекер Э. Т., Ватсон Г. Н. Курс современного анализа.— М.: Физматгиз, 1963.]

## 2.2. ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ И ДИФРАКЦИЯ

### Б. Томпсон

#### 2.2.1. Свойства когерентных полей

В общем случае оптическое поле можно записать в виде функции, зависящей как от пространственной координаты  $x$ , так и от времени  $t$ . Мы будем рассматривать лишь одну декартову составляющую вектора электрического поля и предполагать, что свет имеет узкую ширину спектра; следовательно, оптическое поле можно будет записать как  $V(x, t)$ . Вообще говоря, поле является комплексной функцией, и естественные флуктуации светового потока вызывают изменения, происходящие со скоростью, приблизительно равной  $10^{14}$  раз в секунду. Обычно задача состоит в том, чтобы обнаружить это поле с помощью детектора, который интегрирует по интервалу времени, значительно большему, чем  $10^{-14}$  с. В результате измеряется интенсивность, определяемая выражением

$$I(x) = \langle V(x, t) V^*(x, t) \rangle, \quad (1)$$

где угловые скобки означают усреднение по времени, а звездочка — комплексное сопряжение. Выражение (1) справедливо независимо

от того, является ли поле некогерентным, частично когерентным или полностью когерентным.

Поле считается некогерентным, если свет в какой-либо точке поля совершенно не связан в смысле усреднения по времени со светом в любой другой точке поля. Поле в точке  $x_1$  в момент времени  $t$  будем записывать в виде  $V(x_1, t)$ , а поле в точке  $x_2$  в тот же самый момент времени — в виде  $V(x_2, t)$ . Тогда поля в точках  $x_1$  и  $x_2$  считаются некогерентными, если усредненная по времени функция взаимной корреляции полей в этих двух точках равна нулю, т. е. если

$$\langle V(x_1, t) V^*(x_2, t) \rangle = 0. \quad (2)$$

Если это условие справедливо для всех точек  $x_1$  и  $x_2$  поля, то такое поле является некогерентным. Следует заметить, что аналогичным образом можно определить и некогерентный источник света, однако, строго говоря, при этом не может быть получено некогерентное поле (см. разд. 2.3.3).

Аналогичным образом можно определить и полностью когерентное поле. Поля в точках  $x_1$  и  $x_2$  когерентны, если

$$\langle V(x_1, t) V^*(x_2, t) \rangle = \text{Max}. \quad (3)$$

Это означает, что колебания во времени в точке  $x_1$  точно согласованы с колебаниями в точке  $x_2$ . Поле считается когерентным, если максимальное значение выражения (3) достигается для всех точек  $x_1$  и  $x_2$ . По-видимому, теперь очевидно, что значение функции взаимной корреляции не зависит от процесса усреднения, даже если по-прежнему берутся средние значения. Поэтому функцию, описывающую оптическое поле, можно разделить на две части: зависящую только от времени и зависящую только от пространственных координат. Следовательно,

$$V(x, t) = \psi(x) \exp(-2\pi i \nu t), \quad (4)$$

где  $\psi(x)$  — комплексная амплитуда поля, а  $\nu$  — частота. Тогда выражение (3) принимает вид

$$\langle V(x_1, t) V^*(x_2, t) \rangle = \psi(x_1) \psi^*(x_2). \quad (5)$$

Интенсивности в точках  $x_1$  и  $x_2$  теперь равны

$$I(x_1) = \langle V(x_1, t) V^*(x_1, t) \rangle = \psi(x_1) \psi^*(x_1), \quad (6a)$$

$$I(x_2) = \langle V(x_2, t) V^*(x_2, t) \rangle = \psi(x_2) \psi^*(x_2). \quad (6b)$$

Эти интенсивности по-прежнему являются усредненными по времени величинами, хотя в данном случае усреднение по времени не меняет значений рассматриваемой функции.

Полезно рассмотреть нормировку выражения (5), получаемую его делением на корень квадратный из произведения отдельных

интенсивностей. Таким образом),

$$\frac{\langle V(x_1, t) V^*(x_2, t) \rangle}{[I(x_1) I(x_2)]^{1/2}} = \frac{\psi(x_1) \psi^*(x_2)}{[I(x_1) I(x_2)]^{1/2}} \quad (7)$$

Важная роль этой нормировки становится сразу очевидной, поскольку

$$\left| \frac{\psi(x_1) \psi^*(x_2)}{[I(x_1) I(x_2)]^{1/2}} \right| = 1. \quad (8)$$

Такая же нормировка, выполненная над выражением (2), по-прежнему дает нулевое значение нормированного члена функции взаимной корреляции.

Поскольку  $\psi(x)$  — комплексная функция, удобно выразить ее в виде пары функций — вещественной и мнимой функций или соответственно амплитудной и фазовой функций. В оптике обычно имеют дело с амплитудой и фазой комплексной амплитуды. При этом мы можем записать

$$\psi(x) = a(x) \exp[i\varphi(x)], \quad (9)$$

где  $a(x)$  — амплитуда, представляющая собой вещественную и положительную функцию, а  $\varphi(x)$  — фаза. Таким образом, в заключение можно написать следующие соотношения:

$$I(x) = \psi(x) \psi^*(x) = a^2(x), \quad (10)$$

$$\psi(x_1) \psi^*(x_2) = a(x_1) a(x_2) \exp\{i[\varphi(x_1) - \varphi(x_2)]\}, \quad (11)$$

$$\frac{\psi(x_1) \psi^*(x_2)}{[I(x_1) I(x_2)]^{1/2}} = \exp\{i[\varphi(x_1) - \varphi(x_2)]\}. \quad (12)$$

Последнее выражение играет важную роль, поскольку оно показывает, что амплитуда нормированной функции взаимной корреляции равна единице, а ее фаза зависит от разности фаз полей в двух данных точках. Это значит, что при некотором фиксированном соотношении фаз свет в точке  $x_1$  является когерентным по отношению к свету в точке  $x_2$ . Когерентность подразумевает, что имеется некоторое фиксированное (во времени) фазовое соотношение, а не обязательно совпадение фаз.

### 2.2.1.1. Сложение двух когерентных полей

Во многих случаях использования когерентного света бывает необходимо рассмотреть сложение двух пучков света. Это имеет место главным образом в голографии, а также в интерферометрии, формировании изображений, оптической обработке информации и т. д. Пусть  $\psi_1(x)$  и  $\psi_2(x)$  — функции комплексных амплитуд двух рассматриваемых полей; тогда результирующая (суммарная) функция комплексной амплитуды дается выражениями

$$\psi_R(x) = \psi_1(x) + \psi_2(x), \quad (13)$$

$$a_R(x) \exp[i\varphi_R(x)] = a_1(x) \exp[i\varphi_1(x)] + a_2(x) \exp[i\varphi_2(x)], \quad (14)$$

где  $a_R(x)$ ,  $a_1(x)$  и  $a_2(x)$  — соответствующие амплитудные функции, а  $\varphi_R(x)$ ,  $\varphi_1(x)$  и  $\varphi_2(x)$  — соответствующие фазовые функции.

Нас опять интересует измеряемая интенсивность  $I_R(x)$ , связанная с результирующим полем соотношением

$$\begin{aligned} I_R(x) &= \psi_R(x) \psi_R^*(x) = [\psi_1(x) + \psi_2(x)] [\psi_1^*(x) + \psi_2^*(x)] = \\ &= a_1^2(x) + a_2^2(x) + a_1(x) a_2(x) \exp\{i[\varphi_1(x) - \varphi_2(x)]\} + \\ &\quad + a_1(x) a_2(x) \exp\{-i[\varphi_1(x) - \varphi_2(x)]\}. \end{aligned} \quad (15)$$

Это выражение, записанное в таком виде, полезно рассмотреть при обсуждении голографии; однако традиционно его принято записывать в виде закона интерференции

$$I_R(x) = I_1(x) + I_2(x) + 2[I_1(x) I_2(x)]^{1/2} \cos\{\varphi_1(x) - \varphi_2(x)\}, \quad (16)$$

где  $I_1(x)$  и  $I_2(x)$  — интенсивности, связанные с полями 1 и 2 соответственно.

### 2.2.2. Сложение двух когерентных волн

Обобщим теперь предыдущее рассмотрение на случай, который является более реальным, т. е. экспериментально реализуемым. Для этого скажем несколько слов о том, как распространяется свет. Оптическое поле  $V(x, t)$  распространяется в соответствии с волновым уравнением

$$\nabla^2 V(x, t) = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 V(x, t)}{\partial t^2} \quad (17a)$$

где  $\nabla^2$  — вторая частная производная по пространственным координатам, а  $c$  — скорость света. В случае когерентного света можно воспользоваться выражением (4); подставляя его в уравнение (17a), мы получим волновое уравнение (уравнение Гельмгольца), описывающее распространение комплексной амплитуды:

$$\nabla^2 \psi(x) + k^2 \psi(x) = 0, \quad (17b)$$

где  $k = 2\pi/\lambda$ ,  $\lambda$  — длина волны света. Существенную роль играют следующие решения этого волнового уравнения:

- 1) плоская волна, распространяющаяся вдоль оси  $z$ ,
 
$$\psi(z) = A \exp(ikz), \quad (18)$$

где  $A$  — постоянная;

- 2) сходящаяся (отрицательная экспонента) и расходящаяся (положительная экспонента) сферические волны
 
$$\psi(r) = A \exp(\pm ikr)/r, \quad (19)$$

где  $r$  — радиус сферической волны.

Идеальный точечный источник излучает расходящуюся сферическую волну; расположенный на бесконечности, он будет давать плоскую волну. В качестве первого примера рассмотрим сложение двух плоских волн.

2.2.2.1. Сложение двух плоских волн

Мы будем рассматривать два идеальных точечных источника одинаковой интенсивности, расположенных на бесконечности и создающих две плоские волны, сходящиеся под углом  $2\theta$  друг к другу. Иными словами, два плоских волновых фронта образуют углы  $\pm\theta$  относительно плоскости, в которой мы будем записывать интенсивность, создаваемую в результате их взаимодействия (рис. 1).

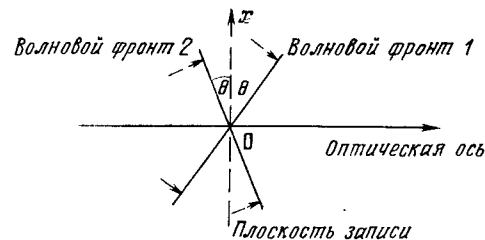


Рис. 1. Сложение двух плоских волн, расположенных симметрично относительно оптической оси.

результатирующая комплексная амплитуда запишется в виде [см. выражение (14)]

$$a_R \exp [i\varphi_R(x)] = a \exp (ikx \sin \theta) + a \exp (-ikx \sin \theta), \quad (20)$$

а интенсивность  $I_R(x)$ , если угол  $\theta$  мал ( $\sin \theta \approx \theta$ ), дается выражением

$$I_R(x) = 2I (1 + \cos kx2\theta), \quad (21)$$

где  $I$  — постоянная интенсивность, связанная с каждой отдельной плоской волной. Наконец, заметим, что

$$I_R(x) = 4I \cos^2(kx\theta). \quad (22)$$

Для голографических исследований выражение (21) полезно записать в виде выражения (15):

$$I_R(x) = 2I + I \exp (ikx2\theta) + I \exp (-ikx2\theta). \quad (23)$$

Если делается фотографическая запись интенсивности  $I_R(x)$  и затем негатив освещается когерентной волной  $e^{ik\theta}$ , то второй и третий члены выражения (23) воссоздадут первоначальную и сопряженную ей волну.

В соответствии с (22) результирующая интенсивность представляет собой серию интерференционных полос с профилем в виде квадрата косинуса, что иллюстрируется на рис. 2, б. Естественно, что в случае, когда две волны некогерентны, складываются их интенсивности, что и дает результирующую интенсивность, равную  $2I$  (рис. 2, а). Наконец, рис. 2, в иллюстрирует частично-когерентное сложение двух пучков (см. разд. 2.3.2, в котором обсуждается этот результат).

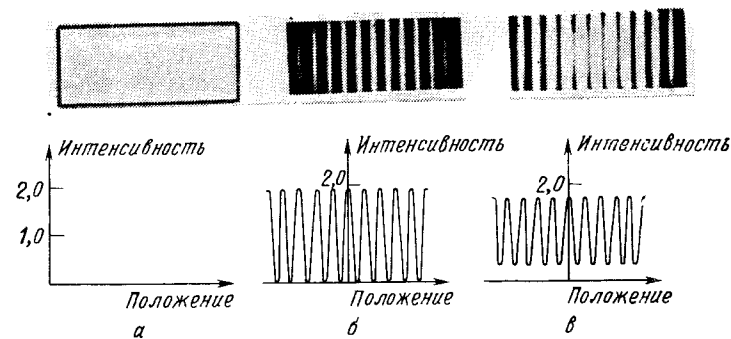


Рис. 2. Суммарная нормализованная интенсивность, образуемая двумя волнами, которые складываются некогерентно (а), когерентно (б) и частично-когерентно (в).

2.2.2.2. Сложение цилиндрической (или сферической) и плоской волн

Будем предполагать, что плоская волна распространяется вдоль оптической оси системы (рис. 3) и что в точке 0 разность хода (а следовательно, и разность фаз)

плоской и цилиндрической волн равна нулю. Тогда в предположении малых углов разность хода между этими двумя волнами равна  $x^2/2r$ , где  $r$  — радиус сферической волны. Следовательно, разность фаз равна  $kx^2/2r$ . При этом результирующая амплитуда в плоскости  $x$  запишется в виде

$$a_R \exp [i\varphi_R(x)] = a + a \exp [ikx^2/2r], \quad (24)$$

а результирующая интенсивность

$$I_R(x) = I \{ 2 + \exp [ikx^2/2r] + \exp [-ikx^2/2r] \}, \quad (25)$$

или

$$I_R(x) = 2I [1 + \cos (kx^2/2r)] = 4I \cos^2(kx^2/4r). \quad (26)$$

Профиль результирующей интенсивности имеет вид  $\cos^2$  и представляет собой серию интерференционных полос, причем аргумент косинуса зависит от квадрата пространственной координаты. Это иллюстрируется на рис. 4. Если бы задача решалась для сферической и плоской волн, то мы имели бы решение, описываемое выра-

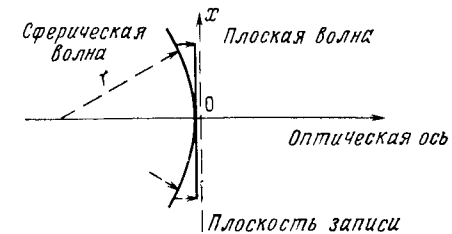


Рис. 3. Сложение плоской и цилиндрической волн.

жением (26) и соответствующее кривой на рис. 4, а, за исключением лишь того, что вместо линейной координаты  $x$  появилась бы радиальная координата и картина стала бы радиально-симметричной.

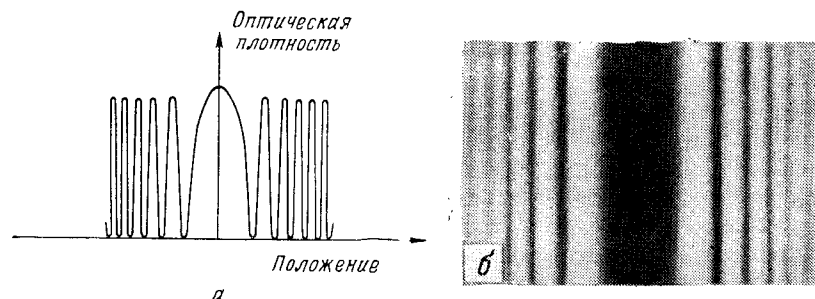


Рис. 4. Распределение интенсивности при интерференции плоской и цилиндрической волн. а — кривая профиля интенсивности; б — фотография интерференционной картины.

### 2.2.2.3. Сложение цилиндрических (или сферических) волн

Эта задача решается аналогично рассмотренным двум предыдущим случаям. Пусть  $r_1$  и  $r_2$  — радиусы двух цилиндрических волн (рис. 5, а); тогда результирующая интенсивность дается выражением

$$I_R(x) = 4I \cos^2 \left[ \frac{kx^2}{4} \left( \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) \right], \quad (27)$$

в котором мы приняли, что в точке на оптической оси, определяющей начало координаты  $x$  плоскости, в которой записывается интенсивность, обе цилиндрические волны имеют нулевую разность фаз.

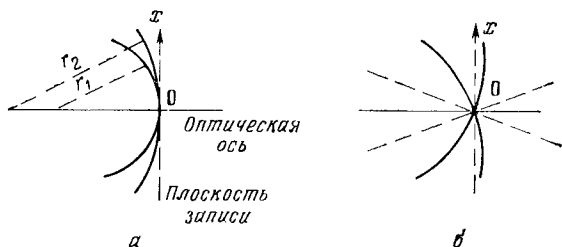


Рис. 5. Сложение двух цилиндрических волн, распространяющихся в одном и том же направлении (а) и под некоторым углом друг к другу (б).

Если нормали к волновым фронтам двух распространяющихся цилиндрических волн не параллельны оптической оси (рис. 5, б), то в выражениях для результирующих амплитуды и интенсивности

появляются линейный и квадратичный члены относительно  $x$ :

$$a_R \exp [i\varphi_R(x)] = a \exp \left[ ik \left( \frac{x^2}{2r_1} + x\theta \right) \right] + a \exp \left[ ik \left( \frac{x^2}{2r_2} - x\theta \right) \right] \quad (28)$$

и

$$I_R = 4I \cos^2 k \left[ \frac{x^2}{4} \left( \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) + x\theta \right]. \quad (29)$$

Последнее выражение представляет собой комбинацию выражений (22) и (27).

### 2.2.3. Интерференция двух пучков

Теперь можно продвинуться еще на один шаг по направлению к реальной ситуации, рассмотрев гипотетический эксперимент, в котором свет от двух идеальных точечных источников равной интенсивности, расположенных в точках  $P_1$  и  $P_2$  (рис. 6), освещает плоскость  $x$ , отстоящую на расстоянии  $z$  от плоскости, в которой находятся точечные источники. Будем предполагать, что  $z$  велико по сравнению с максимальным значением  $x$  и расстоянием  $2d$  между источниками. Разность хода двух лучей, один из которых идет из точки  $P_1$ , а другой — из точки  $P_2$ , в некоторой произвольной точке плоскости  $x$  равна  $2dx/z$  при условии, что угол  $\theta$  между лучами мал. Таким образом,

$$I_R(x) = 4I \cos^2(kdx/z). \quad (30)$$

Это выражение в сущности аналогично выражению (26), описывающему сложение двух плоских волн. В действительности оно является приближенной формой выражения (29), когда квадратичный член значительно меньше линейного.

Выражение (30) является одной из записей закона интерференции, а интерференционные полосы интенсивности, которые оно описывает, часто называют полосами Юнга. Если интенсивности двух интерферирующих пучков не одинаковы, то

$$I_R(x) = I_1 + I_2 + 2(I_1 I_2)^{1/2} \cos(2kdx/z). \quad (31)$$

### 2.2.4. Распространение когерентного света — дифракция Френеля и Фраунгофера

Результаты, рассмотренные в предыдущем разделе, описывают ситуацию, в которой свет исходит из двух идеальных точечных источников. В действительности точечные источники представляют

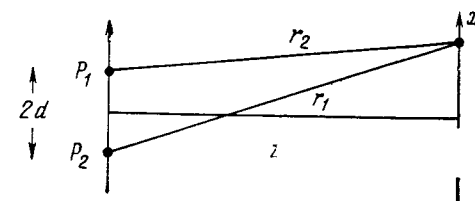


Рис. 6. К определению координат при интерференции света от двух когерентных точечных источников.

собой обычно отверстия (апертуры) конечных размеров. Теперь следовало бы задать вопрос о том, какое влияние оказывают эти конечные апертуры, т. е. как когерентный свет распространяется через отверстие.

В начале разд. 2.2.2 мы привели волновое уравнение в виде (17б), описывающее распространение комплексной амплитуды, а

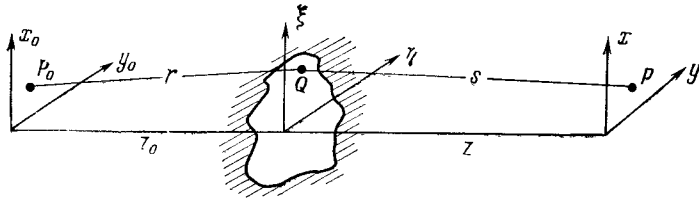


Рис. 7. К определению координат при прохождении света через отверстие произвольной формы.

также записали выражения для плоской и сферической волн. Теперь мы хотим применить эти решения в задаче о распространении света через отверстие. На рис. 7 показана интересующая нас система с соответствующими координатами. Свет от очень маленького источника (который можно считать точечным), расположенного в точке  $P_0$  на плоскости  $x_0y_0$ , освещает плоскость апертуры  $(\xi, \eta)$  и затем распространяется к плоскости наблюдения  $xy$ . Найдем значение комплексной амплитуды в точке  $P$  плоскости  $xy$ . Если углы малы, то дифракцию можно описать следующим интегралом:

$$\psi(P) = \frac{-iA}{2\lambda} \iint_{\text{По апертуре}} \frac{\exp[ik(r+s)]}{rs} dQ, \quad (32)$$

где  $A$  — постоянная,  $r$  и  $s$  — расстояния, указанные на рис. 7, а  $dQ$  — элементарная площадка в плоскости апертуры в некоторой произвольной точке  $Q$ . Выражение (32) представляет собой дифракционную формулу Кирхгофа для случая скалярной волны и подробно рассмотрено во многих учебниках (например, [1]). Однако его физический смысл можно легко объяснить следующим образом: точечный источник, расположенный в точке  $P_0$ , излучает сферическую волну  $(e^{ikr})/r$  и заполняет ею всю апертуру, которая в свою очередь вырезает часть сферической волны. В апертуре каждая точка волнового фронта становится новым источником расходящихся сферических волн вида  $e^{iks}/s$ ; затем берется интеграл по всем таким точкам  $Q$  в плоскости апертуры. Формулу (32) можно теперь переписать

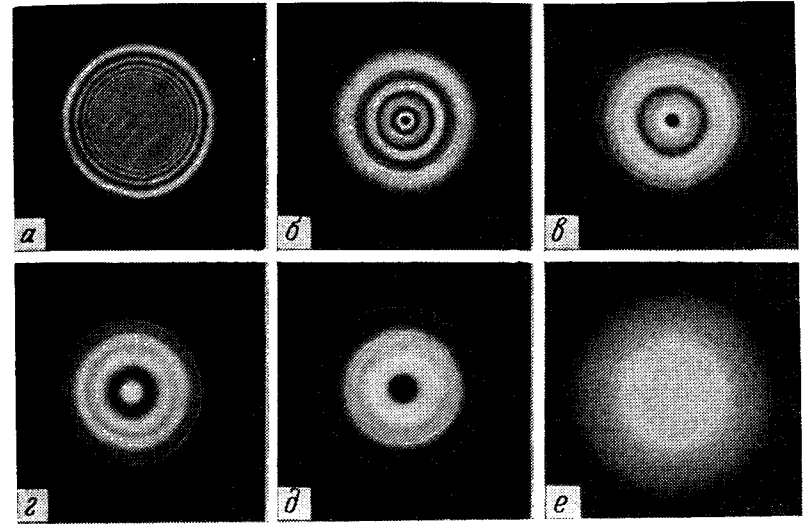


Рис. 8. Картины дифракции Френеля на круглой апертуре; величина  $z_0$  остается постоянной, а  $z$  постепенно увеличивается от фото а к фото е.

сать в обозначениях координат, приведенных на рис. 7:

$$\begin{aligned} \psi(x, y) = & \frac{-iA}{2\lambda} \frac{\exp[ik(z_0+z)]}{z_0z} \exp\left[\frac{ik}{2z_0}(x_0^2+y_0^2)\right] \exp\left[\frac{ik}{2z}(x^2+y^2)\right] \times \\ & \times \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \psi(\xi, \eta) \exp\left[\frac{ik}{2}(\xi^2+\eta^2)\left(\frac{1}{z_0}+\frac{1}{z}\right)\right] \times \\ & \times \exp\left[-ik\xi\left(\frac{x_0}{z_0}+\frac{x}{z}\right)\right] \exp\left[-ik\eta\left(\frac{y_0}{z_0}+\frac{y}{z}\right)\right] d\xi d\eta. \end{aligned} \quad (33)$$

В классической терминологии распределение  $\psi(x, y)$  называют картиной дифракции Френеля на апертуре  $\psi(\xi, \eta)$ . На рис. 8 приведено несколько картин дифракции Френеля на круглой апертуре. Поскольку эти картины представляют собой фотографическую запись<sup>1)</sup>, они отображают распределение интенсивности, описываемое комплексной амплитудой  $\psi(x, y)$ . Очевидно, при неизменных других параметрах действительное распределение интенсивности быстро изменяется с изменением величин  $z_0$  и  $z$ .

При определенных условиях квадратичный член по  $\xi$  и  $\eta$  может быть исключен, что обеспечивает получение очень важного результата. Это условие дальнего поля (или дальней зоны), опреде-

<sup>1)</sup> Приведенные на рис. 8 и 9 фотографии заимствованы из серии подобных иллюстраций, сделанных в течение ряда лет и используемых для различных целей. Многие из них приведены в книге [2].



ляемое парой следующих неравенств:

$$z_0 \gg (\xi^2 + \eta^2)_{\text{макс}}/\lambda, \quad (34a)$$

$$z \gg (\xi^2 + \eta^2)_{\text{макс}}/\lambda. \quad (34б)$$

При выполнении этих условий интересующие нас расстояния  $z_0$  и  $z$  по существу оказываются бесконечно большими. Таким образом, комплексную амплитуду можно записать в виде

$$\psi(x, y) = C \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \psi(\xi, \eta) \exp[-ik(p\xi + q\eta)] d\xi d\eta, \quad (35)$$

где  $p=(x_0/z_0)+(x/z)$ ,  $q=(y_0/z_0)+(y/z)$ , а постоянная  $C$  содержит множество постоянных и фазовых членов, не входящих в интеграл. Однако эти фазовые члены имеют определенное значение при голографической записи, и о них не следует забывать.

Выражение (35) описывает дифракцию Фраунгофера, в которой имеет место постоянная функциональная связь между апертурной функцией  $\psi(\xi, \eta)$  и полем  $\psi(x, y)$ . В данном случае  $\psi(x, y)$  и  $\psi(\xi, \eta)$  образуют пару функций, связанных преобразованием Фурье. Таким образом, в классической дифракции Фраунгофера распределение комплексных амплитуд есть фурье-образ апертурной функции.

Часто экспериментальные значения величин, удовлетворяющих выполнению неравенств (34), достигаются освещением апертюры светом от точечного источника, удаленного на бесконечность (или использованием коллимированного пучка, формируемого линзой). При этих условиях выражение (35) для дифракции Фраунгофера принимает вид

$$\psi(x, y) = \frac{-iA}{2\lambda} \exp\left[\frac{ikz}{z}\right] \exp\left[\frac{ik}{2z}(x^2 + y^2)\right] \times \\ \times \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \psi(\xi, \eta) \exp\left[\frac{-ik}{z}(x\xi + y\eta)\right] d\xi d\eta; \quad (36)$$

при этом предполагается, что точечный источник расположен на оптической оси и, следовательно, квадратичный член по  $x_0$  и  $y_0$  обращается в нуль.

Картину дифракции Фраунгофера можно также отобразить с помощью линзы, дающей изображение дальнего поля. Поскольку это поле находится на бесконечности, картина дифракции Фраунгофера локализуется в фокальной плоскости линзы. Кроме того, если апертурная функция расположена в передней фокальной плоскости линзы, обращается в нуль и квадратичный член по  $x$  и  $y$ . Таким образом, распределение комплексных амплитуд запишется в виде

$$\psi(x, y) = D \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \psi(\xi, \eta) \exp\left[\frac{-ik}{f}(x\xi + y\eta)\right] d\xi d\eta, \quad (37)$$

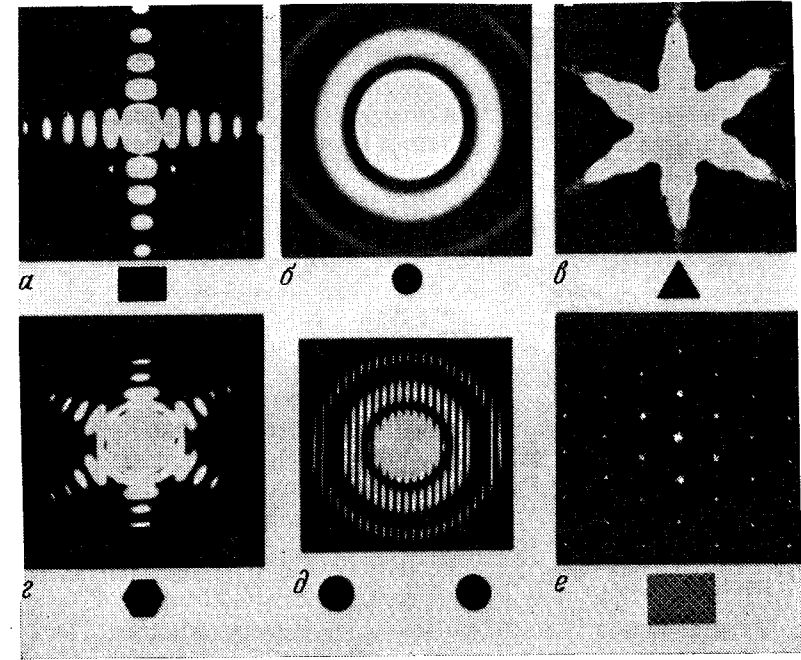


Рис. 9. Картины дифракции Фраунгофера на некоторых апертюрах, показанных под каждым фото.

где  $f$  — фокусное расстояние линзы, а  $D$  — постоянная. Очевидно, что смещение плоскости наблюдения из фокальной плоскости приводит к появлению дифракции Френеля.

Целесообразно рассмотреть выражение (37) для некоторых конкретных функций  $\psi(\xi, \eta)$ . В одних случаях решения можно получить аналитически в компактном виде, в других же интегрирование должно выполняться численными методами. Хорошо известны играющие важную роль соотношения, которые описывают дифракцию на прямоугольной апертюре высотой  $2b$  и шириной  $2a$ . При этом распределение комплексных амплитуд в картине дифракции Фраунгофера дается выражением

$$\psi(x, y) = D4ab \operatorname{sinc}(kax/f) \operatorname{sinc}(kyb/f), \quad (38)$$

где  $\operatorname{sinc} x = (\sin x)/x$ . Чтобы в начале координат функция  $\psi(x, y)$  была равна единице, т. е.  $\psi(0, 0) = 1$ , выражение (38) часто нормируют, однако при этом можно потерять информацию о том, что в постоянный множитель входит площадь дифрагирующей апертюры. Нули функции  $\operatorname{sinc}$  равномерно распределены вдоль осей  $x$  и  $y$  и отстоят друг от друга на расстояниях соответственно  $f\lambda/2a$  и  $f\lambda/2b$ . На рис. 9, а показана фотографическая запись распределения ин-

тенсивности в картине дифракции Фраунгофера на прямоугольной апертуре вместе с самой апертурой. Взаимное соотношение между апертурой и дифракционной картиной очевидно. Особенностью здесь является то, что картина симметрична относительно обеих осей и имеется ряд непрерывных линий нулевой интенсивности, пересекающих ее в двух взаимно перпендикулярных направлениях. В результате этого образуются изолированные площадки интенсивности, в пределах каждой из которых фаза постоянна, однако при переходе интенсивности через нуль фаза меняется на  $180^\circ$ . Таким образом, в данном поле присутствуют лишь два значения фазы, что обусловлено симметрией апертурной функции (она обладает центральной симметрией). И наоборот, апертуры, не имеющие центральной симметрии, такие, как треугольная апертура (рис. 9, в), имеют преобразования Фурье с непрерывно изменяющейся фазой от 0 до  $2\pi$  рад. К тому же картина дифракции от треугольной апертуры не может быть описана аналитически в компактном виде.

Картина дифракции от круглой апертуры диаметром  $2a$  обладает круговой симметрией и описывается аналитически в радиальных координатах  $r$  следующим образом:

$$\psi(r) = D\pi a^2 \{ [2J_1(ka r/f)] / (ka r/f) \}, \quad (39)$$

где  $J_1$  — функция Бесселя первого рода первого порядка. Поскольку круглая апертура также обладает центральной симметрией, то в пределах центрального диска фаза однородна и равна 0, а фаза колец меняется, принимая поочередно значения  $\pi$ ,  $0$ ,  $\pi$  и т. д.

Мы можем вернуться теперь к случаю двулучевой интерференции, описываемой формулой (30), когда два интерферирующих пучка образованы двумя круглыми апертурами с радиусом  $a$ , разделенными расстоянием  $2d$ . В этом случае интенсивность  $I$  не остается больше постоянной, но благодаря дифракции на круглой апертуре оказывается пространственно-распределенной:

$$I_R(x, y) = 4 \left\{ 2J_1 \left[ \frac{ka(x^2 + y^2)^{1/2}}{2f} \right] \right\}^2 \cos^2 \frac{kx}{f}. \quad (40)$$

Это распределение иллюстрируется на рис. 9, д. Такой же результат можно было бы получить в дальней зоне, но при этом  $f$  нужно заменить на  $z$ . Следует заметить, что результирующее преобразование равно произведению. [Поскольку выражение (40) представляет собой произведение двух возведенных в квадрат функций, распределение комплексных амплитуд равно произведению этих двух функций.] Таким образом, это служит напоминанием того, что фурье-образ произведения равен свертке фурье-образов отдельных сомножителей, и, следовательно, апертурная функция оказывается представимой в виде свертки. Это свертка между самой апертурной функцией круглой апертуры и функцией вида  $\delta(\xi - d) + \delta(\xi + d)$ , которая определяет взаимное расположение круглых апертур. Выражение

апертурной функции в таком виде поучительно в том смысле, что позволяет непосредственно написать результат, представленный формулой (40).

## ЛИТЕРАТУРА

1. Born M., Wolf E., Principles of Optics, 2nd ed., Ch. VIII, Pergamon, New York, 1964. [Имеется перевод: Борн М., Вольф Э. Основы оптики.— М.: Наука, 1970.]
2. Parrent G. B., Thompson B. J., Physical Optics Notebook, 2nd ed., SPIE Publ., Bellingham, Washington, 1970.

## 2.3. ЧАСТИЧНО-КОГЕРЕНТНЫЙ СВЕТ

### Б. Томпсон

В начале § 2.2 мы дали понятие когерентного и некогерентного света в двух точках поля и, следовательно, дали определение когерентных полей. Эти результаты являются двумя крайними случаями более общей ситуации, которая описывает частично-когерентные поля.

Рассмотрим две точки поля с координатами  $x_1$  и  $x_2$ . В этих двух точках усредненная по времени кросс-корреляция поля не является ни максимальной величиной, ни нулем. Такая усредненная по времени кросс-корреляция  $\Gamma(x_1, x_2)$  представляет собой взаимную интенсивность между точками  $x_1$  и  $x_2$  и определяется выражением

$$\Gamma(x_1, x_2) = \langle V(x_1, t) V^*(x_2, t) \rangle. \quad (1)$$

Взаимная интенсивность между точкой  $x_1$  и всеми остальными точками поля называется функцией взаимной интенсивности  $\Gamma(x_1, x_2)$ . Эта функция — измеряемая величина, которая сводится к обычной измеряемой величине, а именно к интенсивности, при условии, что в функции взаимной интенсивности мы имеем  $x_1 = x_2$ .

Используя тот же метод, что и в § 2.2 для случая когерентного света, функцию взаимной интенсивности можно записать в нормализованном виде:

$$\frac{\langle V(x_1, t) V^*(x_2, t) \rangle}{[I(x_1) I(x_2)]^{1/2}} = \frac{\Gamma(x_1, x_2)}{[I(x_1) I(x_2)]^{1/2}} = \gamma(x_1, x_2), \quad (2)$$

где  $\gamma(x_1, x_2)$  — комплексная степень когерентности поля, причем

$$0 \leq |\gamma(x_1, x_2)| \leq 1. \quad (3)$$

### 2.3.1. Сложение двух частично-когерентных квазимонохроматических полей

Теперь мы можем сложить два поля вместе, чтобы найти результирующее поле. Будем рассматривать сложение двух полей, которые имеют фиксированную степень когерентности между ними; иными словами, в любой данной точке поля степень когерентности между двумя полями является постоянной величиной независимо от выбора этой точки. Для удобства обозначим постоянную величину взаимной интенсивности  $\Gamma_{12}$ , где индекс 1 относится к одному полю, а 2 — к другому. Если мы, для того чтобы определить оптическое поле, вернемся к функции  $V(x, t)$ , то результат сложения двух полей с одинаково узкими ширинами спектральных линий (т. е. рассматривается случай квазимонохроматических полей) запишется в виде

$$V_R(x, t) = V_1(x, t) + V_2(x, t) \quad (4)$$

и

$$I_R(x) = \langle V_R(x, t) V_R^*(x, t) \rangle = I_1(x) + I_2(x) + \Gamma_{12} + \Gamma_{12}^* \quad (5)$$

Таким образом,

$$I_R(x) = I_1(x) + I_2(x) + 2[I_1(x) I_2(x)]^{1/2} \operatorname{Re} \{ \gamma_{12} \}; \quad (6)$$

здесь  $\operatorname{Re}$  обозначает действительную часть. Комплексную степень когерентности можно выразить через амплитуду и фазу:

$$\gamma_{12} = |\gamma_{12}| e^{i\beta_{12}}. \quad (7)$$

Тогда выражение (6) принимает вид

$$I_R(x) = I_1(x) + I_2(x) + 2[I_1(x) I_2(x)]^{1/2} |\gamma_{12}| \cos \beta_{12}. \quad (8)$$

Это выражение сводится к некогерентному сложению двух полей, когда  $|\gamma_{12}|=0$ , и к когерентному сложению двух полей в фазе, если  $|\gamma_{12}|=1$  и  $\beta_{12}=0$ .

### 2.3.2. Интерференция двух частично-когерентных квазимонохроматических пучков

Интерференция двух частично-когерентных пучков одинаковой интенсивности описывается обобщенной формой выражения (31), приведенного в § 2.2. Рассмотрим геометрию, приведенную на рис. 6 в § 2.2. Свет от точек  $x_1$  и  $x_2$  является теперь частично-когерентным, и, следовательно, выражение (31) (§ 2.2) принимает вид

$$I_R(x) = I_1 + I_2 + 2[I_1 I_2]^{1/2} |\gamma_{12}| \cos \left( \frac{2k dx}{z} + \beta_{12} \right). \quad (9)$$

В случае  $I_1 = I_2 = I$  мы получаем

$$I_R(x) = 2I \left[ 1 + |\gamma_{12}| \cos \left( \frac{2k dx}{z} + \beta_{12} \right) \right]. \quad (10)$$

Заметим, что в этом выражении для рассматриваемой частной ситуации величины  $I$ ,  $|\gamma_{12}|$  и  $\beta_{12}$  являются постоянными. На рис. 2 (§ 2.2) интерференция в случае частичной когерентности показана в сравнении с результатами интерференции когерентных и некогерентных полей.

В этих примерах для описания качества интерференционных полос используется параметр, называемый видностью:

$$V = (I_{\max} - I_{\min}) / (I_{\max} + I_{\min}) = |\gamma_{12}|, \quad (11)$$

где

$$I_{\max} = 2I [1 + |\gamma_{12}|] \quad (12)$$

и

$$I_{\min} = 2I [1 - |\gamma_{12}|]. \quad (13)$$

Таким образом, видность — это мера модуля комплексной степени когерентности между двумя интерферирующими пучками при условии, что интенсивности обоих пучков одинаковы. Следовательно, степень когерентности можно определить, выбирая пары точек поля и измеряя видность интерференционных полос как функцию положения этих двух точек.

### 2.3.3. Интерференция двух частично-когерентных полихроматических пучков

Теперь мы снимем ограничение, связанное с квазимонохроматичностью, и исследуем влияние конечной спектральной ширины. Конечную спектральную ширину можно учесть в функции когерентности с помощью  $\tau$  — координаты временной задержки, где  $\tau$  — разность времен распространения по оптическим путям от точек  $P_1$  и  $P_2$  до точки на оси  $x$  (см. рис. 6 в § 2.2). Таким образом, функция взаимной когерентности  $\Gamma(x_1, x_2, \tau)$  определяется выражением

$$\Gamma(x_1, x_2, \tau) = \langle V(x_1, t) V^*(x_2, t + \tau) \rangle. \quad (14)$$

При этом соответствующая комплексная степень когерентности записывается в виде

$$\gamma(x_1, x_2, \tau) = \frac{\langle V(x_1, t) V^*(x_2, t + \tau) \rangle}{[I_1(x) I_2(x)]^{1/2}}, \quad (15)$$

а выражение (9), описывающее интерференцию двух пучков, принимает вид

$$I_R(x) = I_1 + I_2 + 2[I_1 I_2]^{1/2} |\gamma_{12}(\tau)| \cos \left[ \frac{2k dx}{z} + \beta_{12}(\tau) \right]; \quad (16)$$

в случае  $I_1 = I_2 = I$  оно записывается как

$$I_R(x) = 2I \left\{ 1 + |\gamma_{12}(\tau)| \cos \left[ \frac{2k dx}{z} + \beta_{12}(\tau) \right] \right\}. \quad (17)$$

Теперь результирующая видность интерференционных полос зависит от величины  $\tau$ , т. е. от действительного положения интерференционных полос в интерференционной картине. Фаза (относительное положение) этих полос может также изменяться в зависимости от величины  $\beta_{12}(\tau)$ . На рис. 1 показаны для сравнения профили интен-

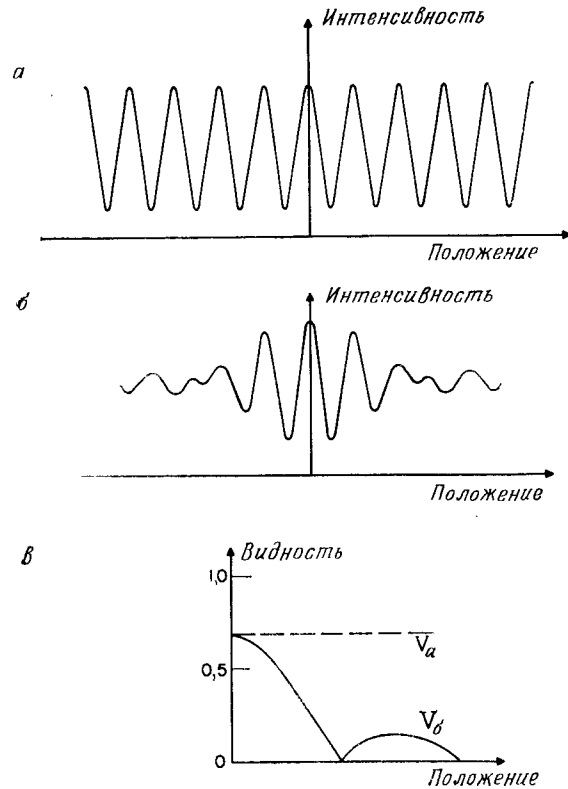


Рис. 1. Расположение полос двухлучевой интерференции. *a* — постоянная видность; *b* — изменяющаяся видность, *в* — видность как функция положения в интерференционном поле.

сивности интерференционных полос постоянной и переменной видности. В обоих случаях видность имеет одно и то же значение в центре интерференционной картины. На рис. 1, *в* приведена зависимость видности от положения интерференционных полос в интерференционной картине. По определению видность является положительной величиной, однако, поскольку  $\beta_{12}(\tau)$  изменяется от 0 до  $\pi$ , очевидно, что  $V$  уменьшается до нуля, в результате чего максимумы интенсивности интерференционных полос меняются на минимумы.

### 2.3.4. Пространственная и временная когерентность

Функция взаимной когерентности и комплексная степень когерентности зависят как от пространственных, так и от временных координат. Если свет является квазимонохроматическим, т. е.  $\Delta\nu \ll \bar{\nu}$  (ширина полосы частот много меньше, чем средняя частота спектра излучения), то существенно лишь зависимость от пространственных координат. На основании экспериментальных данных условие когерентности состоит в том, чтобы максимальная величина  $\tau$  была меньше, чем  $1/\Delta\nu$ , и, следовательно, максимальная разность оптических путей меньше, чем  $\bar{\lambda}^2/\Delta\lambda$ , где  $\bar{\lambda}$  — средняя длина волны света, а  $\Delta\lambda$  — ширина спектра. Таким образом, эмпирически даже белый свет иногда можно рассматривать как квазимонохроматический! Эти рассуждения приводят к определению временной когерентности света, которая характеризуется длиной когерентности  $\bar{\lambda}^2/\Delta\lambda$ . Кривая видности на рис. 1, *в*, обозначенная  $V_\beta$ , в действительности является графиком временной когерентности света, проходящего через два отверстия для получения интерферирующих пучков. Временную часть комплексной степени когерентности можно получить, если положить  $x_1 = x_2$  и записать степень когерентности как  $\gamma(x_1, x_1, \tau)$ . Эта функция представляет собой нормализованный фурье-образ спектрального распределения света  $G(\nu)$ . Таким образом,

$$\gamma(x_1, x_1, \tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} G(\nu) [\exp(-2\pi i\nu\tau)] d\nu / \int_{-\infty}^{+\infty} G(\nu) d\nu. \quad (18)$$

Рассмотрим простой, хотя и не очень реальный пример: пусть спектральное распределение имеет вид прямоугольной функции. При этом временная когерентность будет иметь вид функции  $\text{sinc}(\Delta\nu\tau/2)$ , где  $\Delta\nu$  — ширина прямоугольного спектрального профиля.

Если свет действительно монохроматический, то пространственную когерентность можно рассматривать отдельно, т. е. мы имеем  $\gamma(x_1, x_2, 0)$ . В качестве примера исследуем степень когерентности поля, образованного светом от некогерентного источника. Если расстояние  $z$  от источника до плоскости, в которой исследуется поле, больше, чем размеры источника и размеры области, занимаемой интересующим нас полем, то комплексная степень когерентности дается преобразованием Фурье распределения интенсивности источника:

$$\gamma(x_1, x_2, 0) = \exp\left[\frac{ik(x_1^2 - x_2^2)}{2z}\right] \frac{\int_{-\infty}^{\infty} I_s(\alpha) \{\exp[-ik(x_1 - x_2)\alpha/z]\} d\alpha}{\int_{-\infty}^{\infty} I_s(\alpha) d\alpha}; \quad (19)$$

здесь  $I_s(\alpha)$  — распределение интенсивности источника. Таким образом, например, длинный и тонкий однородный некогерентный линейный источник шириной  $2a$  создает поле, когерентность которого в направлении, перпендикулярном ширине линейного источника, дается выражением

$$\gamma(x_1, x_2, 0) = \text{sinc} [(ka(x_1 - x_2))/z]. \quad (20)$$

Степень когерентности оказывается вещественной, но не везде она является положительной величиной; отрицательная величина означает, что функция когерентности имеет сдвиг по фазе, равный  $\pi$  [ $\beta(x_1, x_2) = \pi$ ].

### 2.3.5. Дифракция и интерференция частично-когерентного света

В разд. 2.2.4 рассматривалась дифракция Фраунгофера при прохождении когерентного света через два круглых отверстия диаметром  $2a$ , расположенных на расстоянии  $2d$  друг от друга [см. выражение (40) в § 2.2]. Если свет в каждом из отверстий действительно когерентный, но между отверстиями он не является полностью когерентным, то выражение (40) из § 2.2 запишется в виде

$$I_R(x, y) = 2 \left\{ 2J_1 \left[ \frac{ka(x^2 + y^2)^{1/2}}{2f} \right] \right\} \left/ \left[ \frac{ka(x^2 + y^2)^{1/2}}{2f} \right] \right\} \times \left\{ 1 + |\gamma_{12}(\tau)| \cos \left[ \frac{2kd_x}{f} + \beta_{12}(\tau) \right] \right\}. \quad (21)$$

На рис. 2 показана типичная картина таких интерференционных полос, содержащихся внутри центрального максимума огибающей функции, которая представляет собой дифракционную картину на круглых отверстиях. Интерференционные полосы, пересекающие эту картину, действительно появляются и имеют видимость, величина которой зависит от их положения в интерференционном поле.

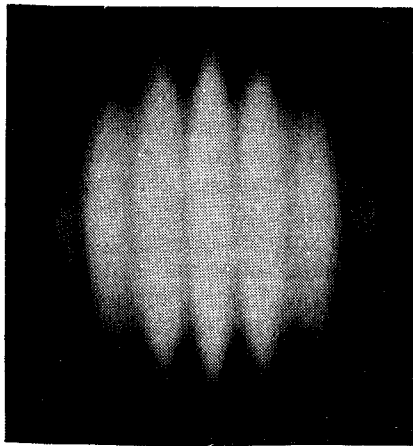


Рис. 2. Дифракционная картина от двух круглых отверстий, образованная частично-когерентным светом.

Эту картину дифракции Фраунгофера можно также представить себе как свертку полностью когерентного отклика с образом функции некогерентного источника и функцией его спектрального распределения.

Распространение функции когерентности можно описать урав-

нениями, аналогичными волновым уравнениям, которые описывают распространение функций  $V(x, t)$  и  $\psi(x)$ . В частности, распространение функции взаимной когерентности дается парой волновых уравнений

$$\nabla_s^2 \Gamma(x_1, x_2, \tau) = \frac{1}{c^2} \frac{\partial_s^2}{\partial \tau^2} \Gamma(x_1, x_2, \tau), \quad s = 1, 2. \quad (22)$$

В квазимонохроматическом пределе это уравнение сводится к двум уравнениям Гельмгольца:

$$\nabla_s^2 \Gamma(x_1, x_2) + k^2 \Gamma(x_1, x_2) = 0, \quad s = 1, 2. \quad (23)$$

Последнее уравнение играет очень важную роль, так как оно представляет собой обобщение на случай распространения комплексной амплитуды. Например, если мы имеем оптическое поле, характеризуемое взаимной интенсивностью  $\Gamma(\xi_1, \xi_2)$ , то в плоскости  $x$ , расположенной на расстоянии  $z$  от плоскости падения, взаимная интенсивность дается выражением

$$\Gamma(x_1, x_2) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \Gamma(\xi_1, \xi_2) \frac{\exp(ikr_1)}{r_1} \frac{\exp(-ikr_2)}{r_2} d\xi_1 d\xi_2, \quad (24)$$

где  $r_1$  — расстояние от точки  $\xi_1$  до точки  $x_1$ , а  $r_2$  — расстояние от точки  $\xi_2$  до точки  $x_2$ . Используя приближение малых углов, выражение (24) можно упростить и провести анализ подобно тому, как это было сделано в разд. 2.2.4. Кроме того, если падающее поле некогерентно, можно вывести выражение (19).

## 2.4. ОЦЕНКА КАЧЕСТВА ИЗОБРАЖЕНИЯ

Ф. Юу, Э. Тэй

Формирование голографических изображений подробно обсуждается в гл. 6 и 7. Прежде чем производить оценку качества голографических изображений, по-видимому, полезно сначала дать краткое описание процесса формирования изображения обычными оптическими системами (использующими сферические линзы), а также некоторых параметров, применяемых для описания изображений.

### 2.4.1. Формирование изображения

Предположим, что мы имеем две плоскости, расположенные на расстоянии  $l$  друг от друга, и что комплексное распределение света в плоскости  $P_1$  описывается функцией  $f(x, y)$  (рис. 1). Это световое поле распространяется от плоскости  $P_1$  к плоскости  $P_2$ . В плоскости

$P_2$  комплексное распределение света можно вычислить с помощью принципа Гюйгенса [17, 7, 2, 3, 16, 8, 5]:

$$g(\alpha, \beta) = C \iint_S f(x, y) \exp \{ ik [l^2 + (\alpha - x)^2 + (\beta - y)^2]^{1/2} \} dx dy, \quad (1)$$

где  $S$  — поверхность интегрирования,  $C$  — произвольная постоянная и  $k$  — волновое число. Если  $l$  велико по сравнению с размерами

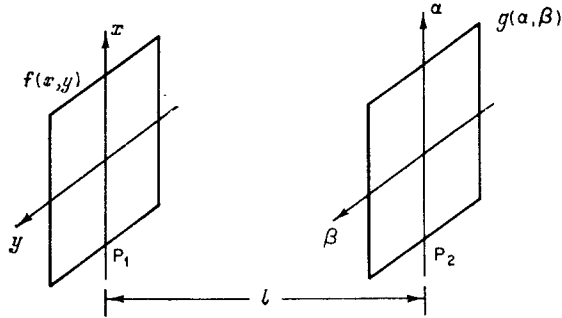


Рис. 1. Распространение комплексного светового поля.

плоскостей  $P_1$  и  $P_2$ , то уравнение (1) принимает вид

$$g(\alpha, \beta) = C \iint_S f(x, y) \exp(ikl) \exp \left\{ \frac{ik}{2l} [(\alpha - x)^2 + (\beta - y)^2] \right\} dx dy. \quad (2)$$

Это уравнение можно записать в виде свертки

$$g(\alpha, \beta) = Cf(x, y) * h_l(x, y), \quad (3)$$

где  $h_l = \exp \{ (ik/2l)(x^2 + y^2) \}$  — пространственный импульсный отклик, а  $P_1$  и  $P_2$  — входная и выходная плоскости линейной системы. Поскольку положительная линза преобразует плоскую волну в сходящийся сферический волновой фронт, можно показать, что такая линза выполняет фазовое преобразование [17]:

$$T(\alpha, \beta) = \exp \left[ \frac{-ik}{2f} (\alpha^2 + \beta^2) \right]; \quad (4)$$

здесь  $f$  — фокусное расстояние линзы. Рассмотрим простую систему формирования изображения (рис. 2). Световое поле в выходной плоскости  $P_2$  можно записать как

$$g(\alpha, \beta) = C \{ [f(x, y) * h_{d_1}(x, y)] T(\xi, \eta) * h_{d_2}(\xi, \eta) \}, \quad (5)$$

где  $h_{d_1}$  и  $h_{d_2}$  — соответствующие импульсные отклики. Во входной и выходной плоскостях световые поля связаны между собой прямым соотношением

$$g(\alpha, \beta) = Cf(x, y) * h_{d_{12}}(x, y), \quad (6)$$

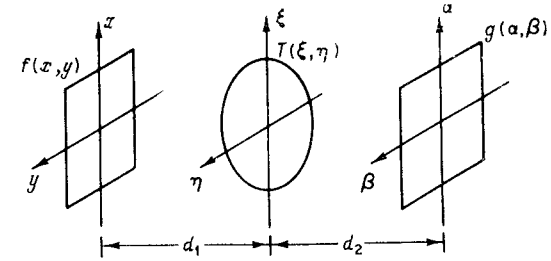


Рис. 2. Схема простой системы формирования изображения.

где

$$h_{d_{12}} = \frac{1}{\lambda^2 d_1 d_2} \exp \left[ i \frac{k}{2d_2} (\alpha^2 + \beta^2) \right] \exp \left[ i \frac{k}{2d_1} (x^2 + y^2) \right] \times \\ \times \iint_{\xi} \exp \left[ i \frac{k}{2} \left( \frac{1}{d_1} + \frac{1}{d_2} - \frac{1}{f} \right) (\xi^2 + \eta^2) \right] \times \\ \times \exp \left\{ -ik \left[ \left( \frac{x}{d_1} + \frac{\alpha}{d_2} \right) \xi + \left( \frac{y}{d_1} + \frac{\beta}{d_2} \right) \eta \right] \right\} d\xi d\eta. \quad (7)$$

Мы замечаем, что члены уравнения, содержащие фазовые множители

$$\exp \left[ i \frac{k}{2d_2} (\alpha^2 + \beta^2) \right] \quad \text{и} \quad \exp \left[ i \frac{k}{2d_1} (x^2 + y^2) \right], \quad (8)$$

не зависят от координат  $\xi$  и  $\eta$ . Можно показать, что в общем случае этими двумя фазовыми членами пренебрегают, так как обычно изображения наблюдают или регистрируют в виде распределения интенсивности. Следовательно, импульсный отклик системы упрощается [7]:

$$h_{d_{12}}(x, y) \approx \frac{1}{\lambda^2 d_1 d_2} \iint_{\xi} \exp \left[ i \frac{k}{2} \left( \frac{1}{d_1} + \frac{1}{d_2} - \frac{1}{f} \right) (\xi^2 + \eta^2) \right] \times \\ \times \exp \left\{ -ik \left[ \left( \frac{x}{d_1} + \frac{\alpha}{d_2} \right) \xi + \left( \frac{y}{d_1} + \frac{\beta}{d_2} \right) \eta \right] \right\} d\xi d\eta. \quad (9)$$

Предположим, что выполнено следующее условие:

$$1/d_1 + 1/d_2 = 1/f, \quad (10)$$

где  $f$  — фокусное расстояние линзы. При этом выражение для импульсного отклика принимает еще более простой вид:

$$h_{d_{12}}(x, y) \approx \frac{1}{\lambda^2 d_1 d_2} \iint_{\xi} \exp \left\{ -ik \left[ \left( \alpha + \frac{d_2}{d_1} x \right) \xi + \left( \beta + \frac{d_2}{d_1} y \right) \eta \right] \right\} d\xi d\eta. \quad (11)$$

Уравнение (10) представляет собой хорошо известное уравнение линзы. Если распределение света от объекта рассматривать как результат сложения света от многих точечных излучателей, находя-

щихся на поверхности объекта, то уравнение линзы описывает условие, при котором световое поле будет сходиться и воспроизводить изображения точечных объектов в выходной плоскости. Следовательно, уравнение (11) описывает распределение света в плоскости изображения, а отношение  $d_2/d_1$  является поперечным увеличением.

#### 2.4.2. Формирование изображения в когерентном и некогерентном свете<sup>1)</sup>

Выше мы рассматривали функцию  $f(x, y)$  как комплексное распределение света во входной плоскости. Исследуем снова ту же систему, но на этот раз будем рассматривать  $f(x, y)$  как амплитудное пропускание сигнального транспаранта и добавим еще источник мо-

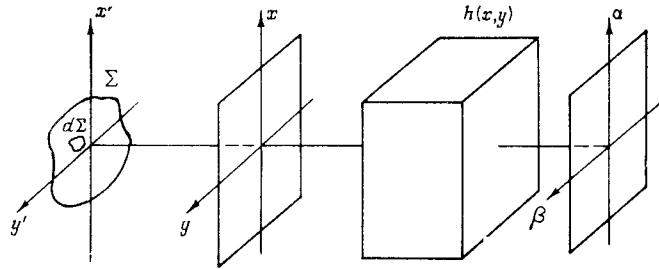


Рис. 3. Оптическая система формирования изображения; Система с импульсным откликом  $h(x, y)$  представляет собой черный ящик.

нохроматического света  $\Sigma$ , расположенный на некотором расстоянии  $r$  перед транспарантом, как это показано на рис. 3. Пусть  $u(x, y)$  — комплексное световое поле во входной плоскости, обусловленное элементарным источником света  $d\Sigma$  в источнике  $\Sigma$ . Тогда световое поле сразу же за транспарантом запишется в виде  $u(x, y)f(x, y)$ . Распределение света в выходной плоскости дается выражением

$$g(\alpha, \beta) = u(x, y)f(x, y) * h(x, y), \quad (12)$$

а интенсивность в плоскости изображения от элементарного источника света  $d\Sigma$  имеет вид

$$dI(\alpha, \beta) = g(\alpha, \beta)g^*(\alpha, \beta)d\Sigma. \quad (13)$$

Следовательно, общая интенсивность изображения от всего источника света

$$I(\alpha, \beta) = \iint_{\Sigma} |g(\alpha, \beta)|^2 d\Sigma. \quad (14)$$

<sup>1)</sup> См. § 2.3 и гл. 3.

Это выражение можно переписать в виде интеграла свертки

$$I(\alpha, \beta) = \iiint_{-\infty}^{+\infty} \Gamma(x, y; \xi, \eta) h(\alpha - x, \beta - y) \times \\ \times h^*(\alpha - \xi, \beta - \eta) f(x, y) f^*(\xi, \eta) dx dy d\xi d\eta, \quad (15)$$

где

$$\Gamma(x, y; \xi, \eta) = \iint_{\Sigma} u(x, y) u^*(\xi, \eta) d\Sigma. \quad (16)$$

В параксиальном случае (т. е. в случае, когда можно ограничиться рассмотрением участков волнового фронта, лежащих близко от оси линзы) для функции  $\Gamma(x, y)$  справедливо следующее приближение:

$$\Gamma(x, y) = \frac{1}{r^2} \iint_{\Sigma} I(x', y') \exp \left[ i \frac{k}{r} (x'x + y'y) \right] dx' dy'. \quad (17)$$

Рассмотрим теперь один из двух крайних случаев гипотетической оптической системы формирования изображения. Предположим сначала, что источник света бесконечно большой. Если излучение источника относительно однородно, т. е.  $I(\xi, \eta) \approx K$ , то уравнение (17) принимает вид

$$\Gamma(x, y) = K_1 \delta(x, y), \quad (18)$$

где  $K_1$  — соответствующая положительная постоянная. Это уравнение описывает полностью некогерентную оптическую систему формирования изображения.

С другой стороны, если источник света пренебрежимо мал, то уравнение (17) сводится к следующему:

$$\Gamma(x, y) = K_2, \quad (19)$$

где  $K_2$  — положительная постоянная. Это уравнение описывает полностью когерентную оптическую систему формирования изображения.

В случае полностью некогерентного света [ $\Gamma(x, y) = K_1 \delta(x, y)$ ] интенсивность на выходе системы записывается в виде

$$I(\alpha, \beta) = \iiint_{-\infty}^{+\infty} \delta(\xi - x, \eta - y) h(\alpha - x, \beta - y) \times \\ \times h^*(\alpha - \xi, \beta - \eta) f(x, y) f^*(\xi, \eta) dx dy d\xi d\eta, \quad (20)$$

или

$$I(\alpha, \beta) = \iint_{-\infty}^{+\infty} |h(\alpha - x, \beta - y)|^2 |f(x, y)|^2 dx dy. \quad (21)$$

Отсюда находим, что в случае некогерентного света интенсивность изображения представляет собой свертку интенсивности входного

сигнала с интенсивностью импульсного отклика системы. Иными словами, если свет полностью некогерентен, то оптическая система является линейной относительно интенсивности, т. е.

$$I(\alpha, \beta) = |h(x, y)|^2 * |f(x, y)|^2. \quad (22)$$

Уравнение (22) можно записать в пространственно-частотной области:

$$I(p, q) = |H(p, q)|^2 |F(p, q)|^2, \quad (23)$$

где  $I(p, q)$ ,  $H(p, q)$  и  $F(p, q)$  — фурье-образы функций  $I(\alpha, \beta)$ ,  $h(x, y)$  и  $f(x, y)$  соответственно, а  $p$  и  $q$  — пространственные частоты. С другой стороны, для полностью когерентного света имеем

$$I(\alpha, \beta) = g(\alpha, \beta)g^*(\alpha, \beta) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} h(\alpha-x, \beta-y)f(x, y) dx dy \times \\ \times \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} h^*(\alpha-\xi, \beta-\eta)f^*(\xi, \eta) d\xi d\eta. \quad (24)$$

Из уравнения (24) следует, что рассматриваемая оптическая система линейна по отношению к комплексной амплитуде, т. е.

$$g(\alpha, \beta) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} h(\alpha-x, \beta-y)f(x, y) dx dy. \quad (25)$$

Преобразование Фурье этого уравнения дает

$$G(p, q) = H(p, q)F(p, q). \quad (26)$$

### 2.4.3. Предел разрешения

В геометрической оптике лучи света, исходящие из одной точки, идеальная, свободная от aberrаций система формирования изображения сводит в изображении снова в точку. Однако это справедливо только лишь, когда длина волны света бесконечно мала и в отсутствие каких-либо дифракционных эффектов. В физически же реализуемых оптических системах из-за наличия дифракции изображение точки не может быть произвольно малым, а разрешение по изображению нельзя сделать бесконечно большим. Предел разрешения оптической системы зависит от многих факторов: длины волны света, размера и геометрии линз, а также от типа системы формирования изображения. При определении предела разрешения большинства систем формирования изображения обычно используют критерий Рэлея. Согласно этому критерию, изображения двух точек разрешаются, если центральный максимум дифракционной картины изображения точки совпадает с первым минимумом дифракционной картины изображения соседней точки. Например, если для форми-

рования изображения применяется линза с круглой апертурой (рис. 4), то изображение точечного объекта фокусируется в виде дифракционной картины, описываемой функцией Бесселя первого

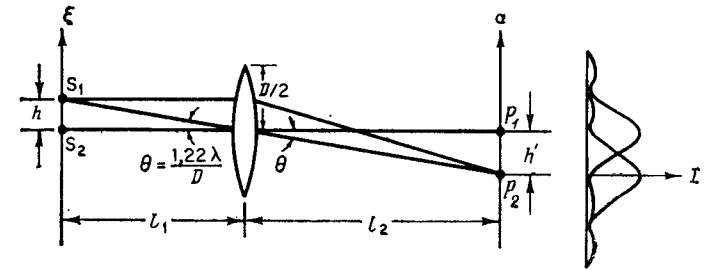


Рис. 4. Разрешение изображений двух точек с помощью критерия Рэлея.

порядка. Расстояние между центральным максимумом и первым нулем дается выражением

$$h' = 1,22\lambda_2/D. \quad (27)$$

И, следовательно, по критерию Рэлея [11, 12, 14, 15] минимальное расстояние между двумя разрешаемыми точками объекта должно быть

$$h = 1,22\lambda_1/D. \quad (28)$$

Обычно применительно к конкретным оптическим приборам используется не это, а другое соотношение, известное как условие синусов Аббе, которое иллюстрируется рис. 5. В общем случае, когда коэффициенты преломления по обе стороны от линзы различны (например, в иммерсионном микроскопе), можно показать, что если  $h$  и  $h'$  малы по сравнению с  $l_1$  и  $l_2$ , то  $(h \sin \theta)/\lambda \approx (h' \sin \theta')/\lambda'$ ; (29)

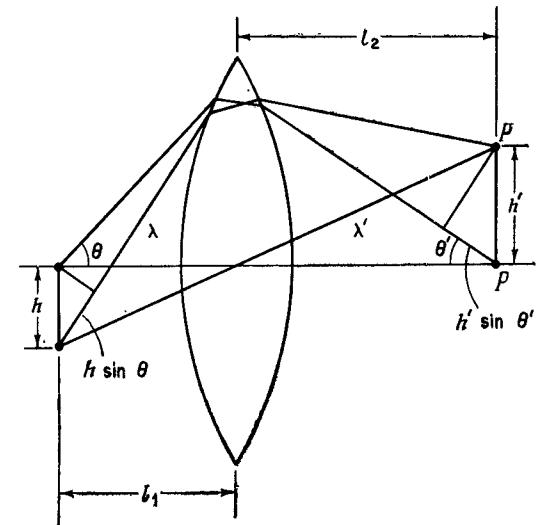


Рис. 5. К иллюстрации условия синусов Аббе.

здесь  $\lambda$  и  $\lambda'$  — длины волн света соответственно в пространстве объекта и в пространстве изображения линзы. Чаще все-таки встречается случай, когда коэффициенты преломления по обе стороны линзы



одинаковы (например, линза в воздухе), и мы имеем

$$h \sin \theta = h' \sin \theta'. \quad (30)$$

В случае небольших  $\theta'$  справедливо следующее приближение:

$$\sin \theta \approx \theta = D/2l_2. \quad (31)$$

Подставляя (31) в (28), получаем

$$h = 1,22\lambda/(2 \sin \theta) = 0,61\lambda/\text{ЧА}, \quad (32)$$

где ЧА =  $\sin \theta$  — числовая апертура системы формирования изображения. Числовая апертура связана со светосилой  $N$  соотношением ЧА =  $(1/2)N$ .

#### 2.4.4. Аберрации

В идеальном случае положительная линза выполняет следующее фазовое преобразование:

$$T(x, y) = \exp[-i(k/2f)(x^2 + y^2)], \quad (33)$$

что справедливо для полностью используемой апертуры. Таким образом, линза должна преобразовывать световое поле, излучаемое точечным источником, расположенным в ее передней фокальной плоскости, в идеальную плоскую волну, ограниченную только апертурой линзы. Такая линза называется дифракционно-ограниченной. Для этого не годится простая сферическая линза, и если ее применить для формирования изображения, то мы не получим изображения без дефектов или аберраций. Любую из этих аберраций можно скорректировать, по крайней мере частично, используя комбинацию линз различной кривизны и выполненных из материалов с разными коэффициентами преломления. Ниже мы рассмотрим некоторые главные ее типы аберраций.

##### 2.4.4.1. Хроматическая аберрация

Эта аберрация вызывается тем, что материал линзы имеет различные коэффициенты преломления для разных оптических частот. В когерентных системах формирования изображения, включая голографию, такая аберрация несущественна, поскольку в этом случае для освещения используется монохроматический свет. Одним из исключений являются голографические оптические элементы (см. § 10.8) и голографические дифракционные решетки.

##### 2.4.4.2. Сферическая аберрация

Сферическая аберрация присутствует всегда, когда лучи света, проходящие около края линзы (периферийные лучи), не фокусиру-

ются в той же плоскости, что и лучи, проходящие вблизи оси линзы (центральные лучи). В этом случае фазовое преобразование линзы не является линейной функцией от  $(x^2 + y^2)$ .

##### 2.4.4.3. Кривизна поля

Такая аберрация имеет место, когда лучи света, проходящие через линзу под разными углами к оптической оси, не фокусируются в одной и той же плоскости, а образуют искривленное поле изображения.

##### 2.4.4.4. Кома

При наличии комы в системе формирования изображения происходит не только искривление поля изображения, но периферийные лучи фокусируются в стороне от центральных лучей, и изображение точки имеет вид несимметричного (грушевидной формы) пятна рассеяния.

##### 2.4.4.5. Астигматизм

Астигматизм имеет место в случае, когда лучи света, лежащие в плоскости, содержащей оптическую ось, не фокусируются в той же плоскости, что и лучи, лежащие в плоскости, не содержащей оптической оси и перпендикулярной этой тангенциальной плоскости.

##### 2.4.4.6. Бочкообразная дисторсия

Такая аберрация приводит к тому, что при формировании изображения квадрата его стороны изгибаются наружу. Обычно это имеет место в тех случаях, когда апертура размещается перед линзой. При этом линейное увеличение уменьшается с расстоянием от оптической оси.

##### 2.4.4.7. Подушкообразная дисторсия

При такой дисторсии в изображении квадрата его стороны оказываются изогнутыми внутрь. Это обычно происходит, если апертура располагается за линзой. При этом линейное увеличение возрастает с расстоянием от оптической оси.

#### 2.4.5. Голографические изображения

Мы обсудили вопросы, связанные с образованием изображения обычными оптическими системами, а также определили разрешение и рассмотрели различные аберрации. Теперь займемся изучением

проблем разрешения и aberrаций, а также рассмотрим такие параметры, как увеличение и отношение сигнал/шум в изображениях, восстановленных с голограмм.

### 2.4.5.1. Увеличение

Когда Габор еще только разрабатывал идею голографии, одним из первых предложенных применений голографии была область микроскопии. Увеличение голографического изображения можно

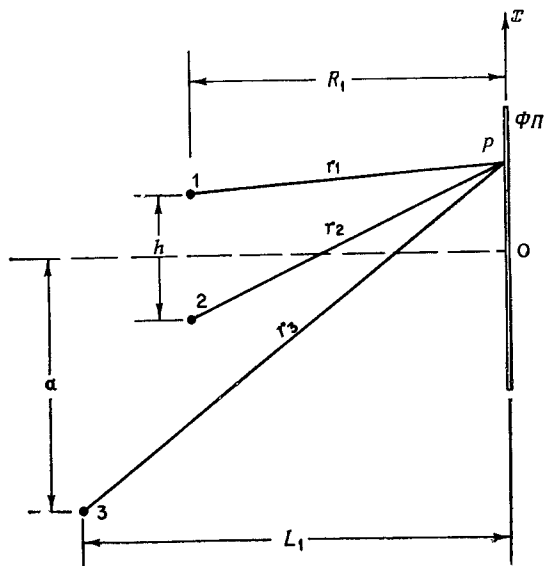


Рис. 6. Схема записи голограммы при определении поперечного увеличения. 1 и 2 — точечные объекты; 3 — точечный опорный источник; ФП — фотопластика.

получить, изменяя длину волны света или геометрию освещения в процессах регистрации голограмм и восстановления с них изображений. Для того чтобы определить условие, необходимое для увеличения, воспользуемся простым устройством получения голограммы, схематически показанным на рис. 6. При получении голограммы двух точечных объектов, расположенных на расстоянии  $h$  друг от друга, в качестве опорного используется внеосевой точечный источник. Если считать, что размер апертуры голограммы много меньше, чем расстояние от плоскости голограммы до источника света, то можно применить параксиальное приближение:

$$r = L^2 + (x^2 + y^2) = L + \frac{(x^2 + y^2)}{2L}.$$

Используя это приближение, можно записать комплексное распределение света в плоскости голограммы, обусловленное этими точечными излучателями, в виде

$$\begin{aligned} u_1(\rho; k_1) &\approx A_1 \exp\left(ik_1 \left\{ R_1 + \frac{1}{2R_1} \left[ \left(x - \frac{h}{2}\right)^2 + y^2 \right] \right\}\right), \\ u_2(\rho; k_1) &\approx A_2 \exp\left(ik_1 \left\{ R_1 + \frac{1}{2R_1} \left[ \left(x + \frac{h}{2}\right)^2 + y^2 \right] \right\}\right), \\ u_3(\rho; k_1) &\approx A_3 \exp\left(ik_1 \left\{ L_1 + \frac{1}{2L_1} \left[ (x+a)^2 + y^2 \right] \right\}\right). \end{aligned} \quad (34)$$

Предполагая, что запись является линейной, амплитудное пропускание голограммы можно записать в виде

$$T(\rho; k_1) = I(\rho; k_1) = (u_1 + u_2 + u_3)(u_1 + u_2 + u_3)^*. \quad (35)$$

Затем осветим голограмму расходящимся пучком света с длиной волны  $\lambda_2$ , как показано на рис. 7; тогда

$$u_4(\rho; k_2) = A_4 \exp\left(ik_2 \left\{ L_2 + \frac{1}{2L_2} \left[ (x-b)^2 + y^2 \right] \right\}\right). \quad (36)$$

После довольно утомительных, но простых вычислений можно показать, что поперечное увеличение действительного изображения

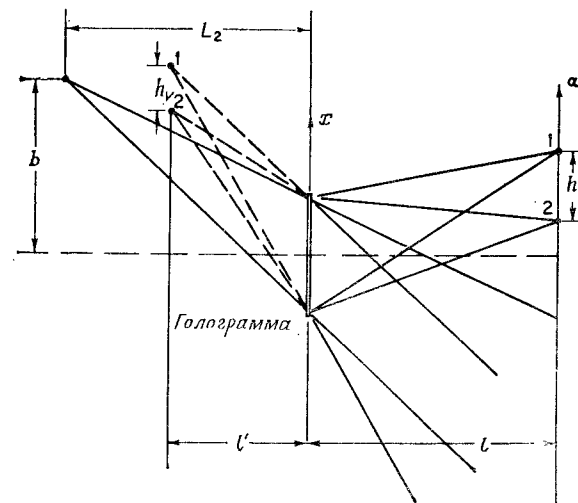


Рис. 7. Схема восстановления изображения при определении поперечного увеличения. 1 и 2 — восстановленные изображения точечных объектов.

записывается в виде [4, 6, 9, 10]

$$M_{\text{попер}}^r = \frac{h_r}{h} = \left(1 - \frac{\lambda_1 R_1}{\lambda_2 L_2} - \frac{R_1}{L_1}\right)^{-1}. \quad (37)$$

Увеличение мнимого изображения запишется следующим образом:

$$M_{\text{попер}}^v = \frac{h_v}{h} = \left(1 + \frac{\lambda_1 R_1}{\lambda_2 L_2} - \frac{R_1}{L_1}\right)^{-1}. \quad (38)$$

Мы видим, что в случае, когда при восстановлении изображения используется более длинноволновое освещение, то поперечное увеличение имеет место для мнимого изображения. Обсуждая вопрос о разрешении изображения, мы указывали, что предел разрешения зависит от длины волны освещающего света. Иными словами, чем меньше длина волны света, тем выше предел разрешения. Однако мы не можем беспредельно увеличивать частоту освещающего света, поскольку это уведет нас за ультрафиолетовый диапазон и изображение станет невидимым. Но можно получать голограмму, используя высокочастотные невидимые световые волны, а восстанавливать изображение видимым светом низкой частоты. Из выражения (38) также следует, что кроме визуализации изображения, зарегистрированного высокочастотным невидимым светом, при этом также происходит увеличение изображения.

При обсуждении обычных систем формирования изображения мы рассматривали только поперечное увеличение; однако голографическому изображению присуща трехмерность, и, следовательно, нам необходимо также рассмотреть увеличение вдоль продольной оси. Используя схему, подобную изображенной на рис. 6, но с двумя точечными объектами, лежащими на оптической оси на расстоянии  $d$  друг от друга, находим, что продольное увеличение действительного изображения дается формулой

$$M_{\text{прод}}^r = \frac{d_r}{r} \approx \frac{\lambda_1}{\lambda_2} (M_{\text{попер}}^r)^2 = \frac{\lambda_1 \lambda_2 (L_1 L_2)^2}{[\lambda_2 L_2 R_1 - \lambda_2 L_1 L_2 - \lambda_1 L_1 R_1]^2}, \quad d \ll R_1. \quad (39)$$

Продольное увеличение мнимого изображения запишется в виде

$$M_{\text{прод}}^v = \frac{d_v}{r} \approx \frac{\lambda_1}{\lambda_2} (M_{\text{попер}}^v)^2 = \frac{\lambda_1 \lambda_2 (L_1 L_2)^2}{[\lambda_2 L_2 R_1 - \lambda_2 L_1 L_2 - \lambda_1 R_1 L_1]^2}, \quad d \ll R_1. \quad (40)$$

Сравнивая поперечное и продольное увеличения, мы находим, что они не равны друг другу. Отсюда следует, что если с целью получения увеличения пользоваться светом с различными длинами волн при регистрации голограммы и восстановлении изображения, то восстановленное трехмерное изображение будет искаженным. Кроме того, как мы покажем в разд. 2.4.6, при этом также будут присутствовать и другие формы aberrаций.

### 2.4.5.2. Разрешение

Для того чтобы определить предел разрешения голографического изображения, воспользуемся снова критерием Рэля. Рассмотрим ту же самую схему, что и в предыдущем разделе, когда мы изучали вопрос об увеличении. Кроме того, будем считать, что голограмма имеет круглую апертуру диаметром  $D$ . Можно показать, что минимальное разрешаемое расстояние между двумя точками восстановленного действительного изображения запишется в виде [4, 6, 9]

$$h_{r, \text{мин}} = 1,22 \lambda_1 R_1 / D. \quad (41)$$

Аналогичное выражение имеем для мнимого изображения:

$$h_{v, \text{мин}} = 1,22 \lambda_1 R_1 / D. \quad (42)$$

Неудивительно, что предел поперечного разрешения голографического изображения практически совпадает с пределом разрешения в системе формирования изображения, образуемой сферическими линзами. Голограмма точечного объекта действует подобно сферической линзе. Поэтому при одинаковых ограничениях предел разрешения становится равным расчетному.

Предел продольного разрешения является очень важным параметром для некоторых применений голографии, таких, как голографическое построение контуров. В отличие от поперечного разрешения предел продольного разрешения зависит от конечной ширины полосы частот освещающего пучка. Используя снова голограмму двух точечных объектов, освещенную расходящимся квазимонохроматическим светом восстанавливающего источника, можно показать, что минимальное разрешаемое продольное расстояние между точками для действительного изображения

$$d_{r, \text{мин}} \approx \Delta l_r, \quad d \ll R_1; \quad (43)$$

здесь

$$\begin{aligned} \Delta l_r &= l_r' - l_r'', \\ l_r' &= \frac{\lambda_1 R_1 L_1 L_2}{\lambda' L_1 L_2 - \lambda' R_1 L_2 - \lambda_1 R_1 L_1}, \\ l_r'' &= \frac{\lambda_1 R_1 L_1 L_2}{\lambda'' L_1 L_2 - \lambda'' R_1 L_2 - \lambda_1 R_1 L_1}, \end{aligned} \quad (44)$$

а  $\lambda'$  и  $\lambda''$  — соответственно нижняя и верхняя границы длин волн источника. Можно сделать заключение, что

$$d \geq \Delta l_r (M_{\text{прод}}^r)^{-1}, \quad (45)$$

где

$$M_{\text{прод}}^r = \frac{\lambda_1 \lambda_2 (L_1 L_2)^2}{[\lambda_2 L_1 L_2 - \lambda_2 R_1 L_2 - \lambda_1 R_1 L_1]^2}.$$

Такой же результат мы получили в предыдущем разделе. Здесь  $\lambda_2 = (\lambda' \lambda'')^{1/2}$  — средняя длина волны источника. Следовательно, можно показать, что минимальное разрешаемое продольное расстояние дается выражением

$$d_{r, \text{мин}} = \Delta l_r (M_{\text{прод}}^r)^{-1}. \quad (46)$$

Аналогично можно показать, что для восстановления мнимого изображения минимальное разрешаемое продольное расстояние

$$d_{v, \text{мин}} = \Delta l_v (M_{\text{прод}}^v)^{-1}; \quad (47)$$

здесь

$$\begin{aligned} \Delta l_v &= l'_v - l''_v, \\ l'_v &= \frac{\lambda_1 L_1 R_1 L_2}{\lambda' R_1 L_2 - \lambda' L_1 L_2 - \lambda_1 L_1 R_1}, \\ l''_v &= \frac{\lambda_1 L_1 R_1 L_2}{\lambda'' R_1 L_2 - \lambda'' L_1 L_2 - \lambda_1 L_1 R_1}. \end{aligned} \quad (48)$$

#### 2.4.6. Голографические aberrации

В гл. 7 будет показано, что если в качестве опорной используется одна и та же плоская волна как для записи голограммы, так и для восстановления голографического изображения, то воспроизводится точный исходный волновой фронт и изображение оказывается свободным от каких-либо aberrаций. Однако если при восстановлении изображения намеренно изменяют либо длину волны, либо геометрию опорного пучка, то возникнут aberrации. Формулы для вычисления увеличения были получены в параксиальном приближении. При этом, за исключением искажения трехмерного изображения, обусловленного различием в значениях продольного и поперечного увеличений, в восстановленном изображении не должно возникать каких-либо иных aberrаций. Однако, используя более точные формулы, можно показать, что aberrации возникают всякий раз, когда восстанавливающий пучок отличается от опорного, применявшегося при регистрации голограммы. Эти aberrации можно классифицировать по тем же признакам, что и в обычных системах формирования изображения, а именно: сферическая aberrация, кома, кривизна поля, астигматизм и дисторсия [10, 9, 4, 6, 11].

Рассмотрим случай, в котором при регистрации голограммы используется в качестве опорной плоская волна, а при восстановлении — сферическая волна, как показано на рис. 8. При этом световое поле в плоскости изображения двумерного объекта можно записать в виде

$$E(\sigma, k_2) = C \iint_{S_2} \left\{ \iint_{S_1} O(\xi, \eta) \exp [ik_1(x \sin \theta_1 - r_1)] d\xi d\eta \right\} \times \exp \{ ik_2 [(\rho^2/2R) - x \sin \theta_2] \} \exp (ik_2 r_2) dx dy, \quad (49)$$

где  $C$  — комплексная постоянная,  $O(\xi, \eta)$  — функция амплитудного пропускания двумерного объекта,  $k_1 = 2\pi/\lambda_1$  ( $\lambda_1$  — длина волны при записи голограммы),  $k_2 = 2\pi/\lambda_2$  ( $\lambda_2$  — длина волны при восстановлении изображения),  $\rho^2 = (x^2 + y^2)$ , а  $S_1$  и  $S_2$  обозначают интегрирование по поверхности объекта и поверхности голограммы соответственно. Очевидно, что здесь интеграл по первой поверхности

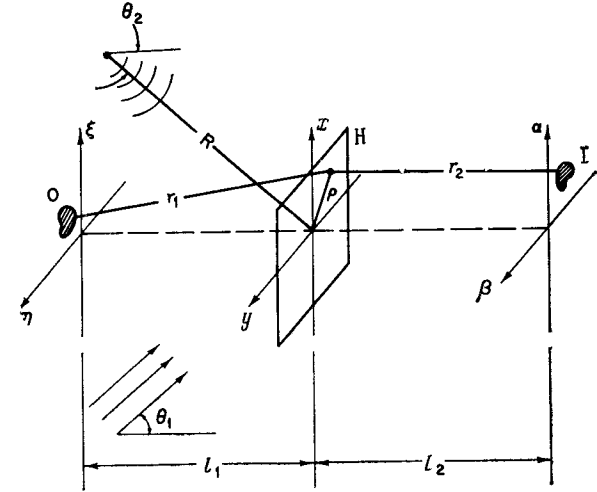


Рис. 8. Схема записи и восстановления волнового фронта.  $O$  — объект,  $H$  — голограмма,  $I$  — изображение; Плоская опорная волна, падающая под углом  $\theta_1$ , используется при записи голограммы, а расходящийся волновой фронт, падающий под углом  $\theta_2$ , применяется при восстановлении изображения.

описывает регистрируемый волновой фронт, второй экспоненциальный член — освещение голограммы, а последний — дифракцию от голограммы.

Обращаясь к рис. 8, расстояния  $r_1$  и  $r_2$  можно записать в виде

$$r_1 = l_1 \left[ l + \frac{(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2}{l_1^2} \right]^{1/2} \quad (50)$$

и

$$r_2 = l_2 \left[ l + \frac{(\alpha - x)^2 + (\beta - y)^2}{l_2^2} \right]^{1/2}. \quad (51)$$

Применяя биномиальное разложение, эти выражения можно преобразовать к виду

$$r_1 = l_1 + \frac{1}{2l_1} [(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2] - \frac{1}{8l_1^3} [(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2]^2 + \dots, \quad (52)$$

$$r_2 = l_2 + \frac{1}{2l_2} [(\alpha - x)^2 + (\beta - y)^2] - \frac{1}{8l_2^3} [(\alpha - x)^2 + (\beta - y)^2]^2 + \dots \quad (53)$$

Сохраняя здесь только два первых члена, мы получаем параксиальное приближение, и уравнение (49) в явном виде запишется следующим образом:

$$E(\sigma; k_2) = C' \iint_{S_2} \left\{ \iint_{S_1} O(\xi, \eta) \times \right. \\ \left. \times \exp \left[ ik_1 \left( x \sin \theta_1 - \frac{(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2}{2l_1} \right) \right] d\xi d\eta \right\} \times \\ \times \exp \left[ ik_2 \left( \frac{\rho^2}{2R} - x \sin \theta_2 \right) \right] \exp \left[ ik_2 \frac{(\alpha-x)^2 + (\beta-y)^2}{2l_2} \right] dx dy; \quad (54)$$

здесь  $C'$  — произвольная комплексная постоянная. Сохраняя в выражениях (52) и (53) первые три члена, можно вычислить aberrации третьего порядка. Вклад четвертого члена и членов более высоких порядков столь незначителен, что им можно пренебречь. Следует подчеркнуть, что в процессах регистрации голограммы и восстановления изображения aberrации волнового фронта зависят от аргумента экспоненты, содержащего  $r_1$  и  $r_2$ . В параксиальном приближении квадратичный экспоненциальный множитель с  $\rho^2$  исчезает, если воспользоваться уравнением линзы

$$\frac{1}{R} + \frac{1}{l_2} = \frac{\lambda_2}{\lambda_1} \frac{1}{l_1} \quad (55)$$

по аналогии со случаем, рассмотренным нами для обычных систем формирования изображения. Однако в непараксиальном случае для устранения экспоненциальных членов высокого порядка достаточно наложить условие в виде уравнения (55). Эти неисчезающие члены в экспоненте приводят к aberrациям в голографических изображениях. Для того чтобы исследовать эти aberrации, начнем с вычисления фазового множителя  $\Delta\varphi = k_2 r_2 - k_1 r_1$  в процессе записи — восстановления. После длинных, но несложных вычислений можно получить следующее выражение для  $\Delta\varphi$ :

$$\Delta\varphi = -\frac{1}{8} \left( \frac{k_2}{l_2^3} - \frac{k_1}{l_1^3} \right) \rho^4 + \frac{1}{2} \left( \frac{M_{\text{попер}}^r k_2}{l_2^3} - \frac{k_1}{l_1^3} \right) \rho^2 K^2 - \\ - \frac{1}{2} \left( \frac{(M_{\text{попер}}^r)^2 k_2}{l_2^3} - \frac{k_1}{l_1^3} \right) K^4 - \frac{1}{4} \left( \frac{(M_{\text{попер}}^r)^3 k_2}{l_2^3} - \frac{k_1}{l_1^3} \right) \rho^2 \tau^2 + \\ + \frac{1}{2} \left( \frac{(M_{\text{попер}}^r)^3 k_2}{l_2^3} - \frac{k_1}{l_1^3} \right) \tau^2 K^2, \quad (56)$$

где  $\rho^2 = x^2 + y^2$ ,  $\tau^2 = \xi^2 + \eta^2$ ,  $K^2 = \xi x + \eta y$ , а  $M_{\text{попер}}^r = \lambda_2 l_2 / \lambda_1 l_1$ . Сравнивая это выражение с общим выражением, описывающим aberrации линзы [2], мы видим, что первый член соответствует сферической aberrации, второй — коме, третий — астигматизму, четвертый — кривизне поля, а последний — дисторсии.

Теперь определим условия, при которых восстановленное изображение будет свободно от aberrаций: для этого в (56) приравняем каждое слагаемое нулю. Полученные результаты приведены в табл. 1.

Таблица 1

Аберрации и условия их исправления	
Аберрация	Условие
Сферическая aberrация	$\lambda_2 / \lambda_1 (l_2 / l_1)^3 = 1$
Кома	$\lambda_2 / \lambda_1 (l_2 / l_1)^3 = M$ ; $l_1 = l_2$
Астигматизм и кривизна поля	$\lambda_2 / \lambda_1 (l_2 / l_1)^3 = M^2$ ; $\lambda_2 / \lambda_1 = l_2 / l_1$
Дисторсия	$\lambda_2 / \lambda_1 (l_2 / l_1)^3 = M^3$ ; $\lambda_1 = \lambda_2$

Из табл. 1 видно, что в общем случае сразу все aberrации, за исключением астигматизма и кривизны поля, нельзя скорректировать вместе. Кроме того, в случае, когда продольное увеличение равно единице ( $M=1$ ), все aberrации становятся несущественными.

#### 2.4.7. Отношение сигнал / шум

В обычных системах формирования изображения, использующих стеклянные линзы, главное значение имеют aberrации. При этом во многих случаях отношение сигнал/шум (ОСШ) оказывается очень большим, поэтому с ним обычно не связано никакой проблемы. Однако для голографических систем картина совсем противоположная. Выше мы упоминали, что голографическое изображение, свободное от aberrаций, получить довольно просто. Однако для голографических изображений характерны большие шумы, что связано с наличием различных дефектов в регистрирующих материалах. Поэтому во многих голографических применениях ОСШ играет значительную роль.

ОСШ определяется как средняя по пространству мощность света, образующего сигнал изображения, деленная на среднюю мощность светового шума. Любой голографический регистрирующий материал не является абсолютно линейным, и эти нелинейности приводят к появлению изображений более высокого порядка, которые при точном определении ОСШ должны измеряться как часть шума. Однако во внеосевой голографии эти изображения более высокого порядка формируются в стороне от основного изображения первого порядка и в общем случае не учитываются при определении ОСШ.

Не существует единого стандартного способа, с помощью которого можно было бы определять ОСШ восстановленного изображе-

ния при различных параметрах (например, экспозициях, регистрирующих материалах). Поскольку истинное значение ОСШ зависит от метода измерения или используемой аппаратуры, каждый метод является весьма специфическим. Один из простых методов измерения состоит в том, чтобы получить голограмму точечного источника, а затем измерить отношение мощностей света в восстановленном

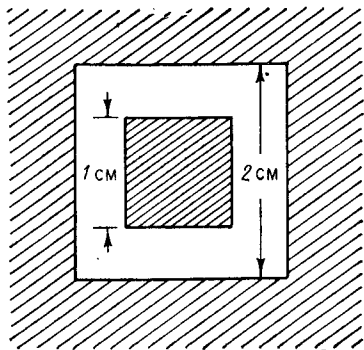


Рис. 9. Геометрия рассеивателя, используемого при измерении ОСШ.

изображении точки и в рассеянном вокруг него шуме. Графики ОСШ можно строить в зависимости либо от угла  $\theta$  между опорным и объектным пучками, либо от пространственной частоты  $\sin \theta/\lambda$ . На рис. 9 показана геометрия объекта, обычно используемого для измерения ОСШ в восстановленном изображении рассеивателя. Рассеиватель представляет собой пластинку матового стекла, освещаемую сзади; при этом ОСШ определяется как отношение средней интенсивности света в восстановленном изображении объекта в виде квадратной рамки к средней интенсивности рассеянного света в центре. Кроме того, должно быть точно измерено расстояние между объектом и голограммой, поскольку оно учитывается при определении значения ОСШ.

#### 2.4.8. Заключение

Таким образом, мы кратко обсудили вопросы формирования изображения, а также различные параметры и свойства, от которых зависит изображение как в обычных, так и в голографических системах формирования изображения. Строго говоря, голографический процесс не является процессом формирования в обычном смысле, особенно когда речь идет о восстановлении мнимого изображения. Формирование изображения означает, что световое поле проецируется или переносится с одной плоскости на другую. Если этот перенос является абсолютно линейным, то система формирования изображения свободна от лобых aberrаций. В голографии воспроизводится исходный волновой фронт, и, следовательно, перенос осуществляется как бы сам на себя. Несмотря на эти фундаментальные различия, изображения, получаемые в обычных оптических системах, и изображения, восстанавливаемые с голограммы, могут описываться одними и теми же параметрами, вычисляемыми одинаковыми методами.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. *Armstrong J. A.*, IBM J. Develop., **9**, 171 (1965).
2. *Born M., Wolf E.*, Principles of Optics, 2nd ed. Pergamon Press, New York, 1964. [Имеется перевод: *Борн М., Вольф Э.* Основы оптики.— М.: Наука, 1970.]
3. *Caulfield H. J., Lu S.*, The Application of Holography, Wiley, New York, 1970.
4. *Champagne E. B.*, J. Opt. Soc. Amer., **57**, 51 (1967).
5. *Collier R. J., Burckhardt C. B., Lin L. H.*, Optical Holography, Academic Press, New York, 1971. [Имеется перевод: *Кольер Р., Беркхарт К., Лин Л.* Оптическая голография.— М.: Мир, 1973.]
6. *Diamond F. I.*, J. Opt. Soc. Amer., **57**, 503 (1967).
7. *Goodman J. W.*, Introduction to Fourier Optics, McGraw-Hill, New York, 1968. [Имеется перевод: *Гудмен Дж.* Введение в фурье-оптику.— М.: Мир, 1970.]
8. *Kock W. E.*, Laser and Holography: An Introduction to Coherent Optics, Doubleday, New York, 1971.
9. *Leith E. N., Upatnieks J., Haines K. A.*, J. Opt. Soc. Amer., **55**, 981 (1965).
10. *Meier R. W.*, J. Opt. Soc. Amer., **55**, 987 (1965).
11. *Rossetti B.*, Optics, Addison-Wesley, Reading, Massachusetts, 1957.
12. *Sears F. W.*, Optics, Addison-Wesley, Reading, Massachusetts, 1949.
13. *Shulman A. R.*, Optical Data Processing, Wiley, New York, 1970.
14. *Sommerfield A.*, Optics, Academic Press, New York, 1954.
15. *Stone J. M.*, Radiation and Optics, McGraw-Hill, New York, 1963.
16. *Strook G. W.*, An Introduction to Coherent Optics and Holography, 2nd ed. Academic Press, New York, 1969. [Имеется перевод 1-го изд.: *Струк Дж.* Введение в когерентную оптику и голографию.— М.: Мир, 1967.]
17. *Yu F. T. S.*, Introduction to Diffraction, Information Processing and Holography, MIT Press, Cambridge, Massachusetts, 1973. [Имеется перевод: *Ю Ф. Т. С.* Введение в теорию дифракции, обработку информации и голографию.— М.: Советское радио, 1979.]

### 2.5. ТЕОРИЯ СВЯЗИ

*Дж. Де Велис, Дж. Рейнольдс*

#### 2.5.1. Введение

В данном параграфе мы обсудим некоторые дополнительные сведения, полезные при анализе линейных оптических систем. Будем считать, что оптическая система представляет собой линейный черный ящик, для которого связь между входным и выходным сигналами описывается операцией свертки в пространственной области. Линейная оптическая система обладает тем свойством, что она может быть полностью описана либо своим импульсным откликом в пространственной области, либо фурье-образом импульсного отклика (оптической передаточной функцией) в частотной области.

Прежде всего обсудим процесс выборки, когда данная функция с ограниченной шириной спектра представляется набором ее выборочных значений, взятых в дискретной последовательности точек. Этот метод мы опишем как для пространственной области, так и для области пространственных частот. Рассмотрим также произведение

пространства на ширину полосы частот (ППШП), учитывающее параметры выборочной функции, и приведем ряд примеров.

Здесь мы введем способы описания статистических процессов. К ним относятся усреднение по ансамблю и пространственной области, корреляционные функции, а также понятие спектральной плотности. Использование статистических методов при анализе линейных систем иллюстрируется конкретными примерами.

## 2.5.2. Теорема выборки (или теорема отсчетов)

### 2.5.2.1. Пространственная область

Теорема выборки ([14], приложение А) представляет собой способ подгонки кривых при определении функций с конечным спектром, симметричным относительно нулевой частоты. Если функция, записываемая в виде выборки отдельных значений, действительно имеет ограниченную полосу частот, то, согласно теореме выборки, эта функция будет точно описываться выборкой.

**Теорема.** Если спектр одномерной функции  $a(x)$  не содержит частот выше, чем  $\xi_0$  мм<sup>-1</sup>, то функция полностью определена заданием ее ординат в дискретных точках пространственной области, отстоящих друг от друга на расстоянии  $1/2 \xi_0$  мм. Например, в оптике

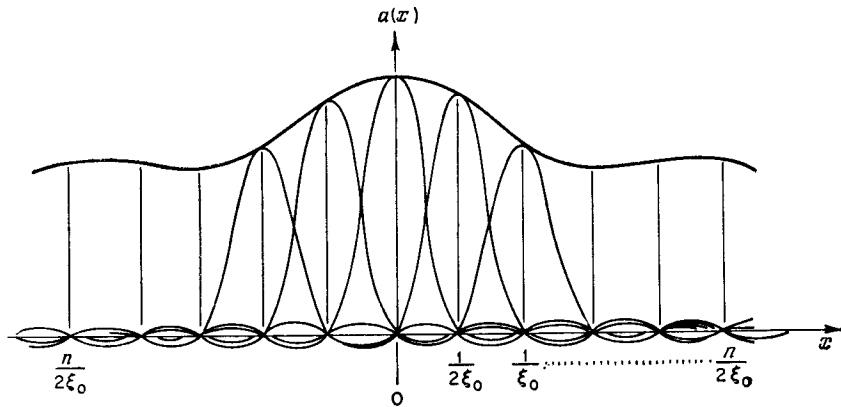


Рис. 1. Графическое представление теоремы выборки в пространственной области,

функция  $a(x)$  может быть изображением объекта, ограниченным передаточной характеристикой линзы, или же фотографическим изображением, ограниченным передаточной характеристикой фотоматериала, имеющего конечное разрешение.

В одномерном случае теорема выборки дается выражением

$$a(x) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} a\left(\frac{n}{2\xi_0}\right) \operatorname{sinc} 2\pi\xi_0\left(x - \frac{n}{2\xi_0}\right), \quad (1)$$

где  $\operatorname{sinc}$  — интерполяционная функция. Выражение (1) показывает, что для восстановления функции  $a(x)$  надо найти значения функции в точках выборки  $n/2\xi_0$  и в каждой из этих точек значение функции  $a(x)$  умножить на интерполяционную функцию  $\operatorname{sinc} 2\pi\xi_0[x - (n/2\xi_0)]$ . Графически это соответствует построению функций  $\operatorname{sinc}$  в каждой точке выборки, причем ордината функции  $\operatorname{sinc}$  в точке выборки равна значению функции в этой точке, как показано на рис. 1. Поскольку  $\operatorname{sinc}$  — осциллирующая функция, она не вносит вклада в другие значения ординат выборки.

### 2.5.2.2. Частотная область

В выражении (1) функция представляет собой сумму (по всем точкам выборки) выборочных значений функции, умноженных на интерполяционную функцию ([17], гл. 2). Выборочная функция

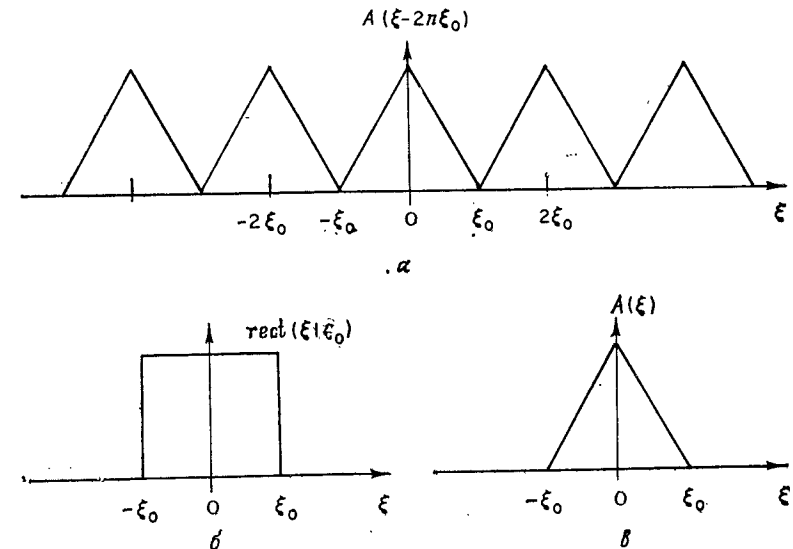


Рис. 2. Графическое представление теоремы выборки в частотной области. Произведение спектра  $A(\xi - 2n\xi_0)$  выборочной функции (а) и спектра интерполяционной функции (б) дает спектр  $A(\xi)$  (в).

$a(n/2\xi_0)$  представляет собой исходную функцию  $a(x)$ , умноженную на последовательность  $\delta$ -функций, центрированных относительно точек выборки [comb-функция;  $\operatorname{comb}(x) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(x - n/2\xi_0)$ ], а интерполяционной функцией является функция  $\operatorname{sinc}$ . Во многих случаях удобнее записывать теорему выборки в частотной области, а не в пространственной. Частотный спектр функции  $a(x)$  дается фурье-

образом выражения (1); при этом выборочная функция состоит из набора  $\delta$ -функций. Спектр Фурье  $A(\xi)$  функции  $a(x)$  представляет собой произведение периодического спектра выборочной функции и прямоугольной функции гест, размер которой равен полосе частот  $2\xi_0$  функции  $a(x)$ . Функция гест ведет себя как линейный фильтр; из спектра выборочной функции она выделяет спектр объекта и обеспечивает неискаженное восстановление объекта. Это иллюстрируется графически на рис. 2.

### 2.5.2.3. Критерий выборки и произведение пространства на ширину полосы частот

Для того чтобы в выражении (1) правильно восстановить функцию  $a(x)$ , координаты выборки должны удовлетворять условию  $1/x_0 \geq 2\xi_0$ , (2)

где  $x_0$  — расстояние между точками выборки в пространственной области. Выполнение этого условия гарантирует, что периодические спектры на рис. 2,  $a$  не будут перекрываться. Если интервал выборки  $x_0$  меньше чем  $1/2\xi_0$ , то спектры на рис. 2,  $a$  дальше отстоят друг от друга, и функция может быть восстановлена, хотя для этого приходится использовать большее число точек выборки. Если интервал выборки  $x_0$  больше  $1/2\xi_0$ , то спектры на рис. 2,  $a$  перекрываются, и функция не может быть восстановлена полностью.

На практике суммирование в выражении (1) осуществляется не в бесконечных пределах от  $-\infty$  до  $+\infty$ , а от  $-N$  до  $N$ , т. е. в  $2N$  точках выборки. Более того, условие (2) справедливо для каждой точки выборки.

Произведение  $(2N)(2\xi_0)$ , т. е. полного числа точек выборки на полосу частот функции (которая определяет интервал выборки), называют одномерным произведением пространства на ширину полосы частот рассматриваемой части функции.

### 2.5.2.4. Двумерная теорема выборки

Теорему выборки нетрудно обобщить и на двумерный случай. Для двумерного случая в прямоугольной системе координат выражение (1) принимает вид

$$a(x, y) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} a\left(\frac{n}{2\xi_0}, \frac{m}{2\eta_0}\right) \operatorname{sinc} 2\pi\xi_0\left(x - \frac{n}{2\xi_0}\right) \times \operatorname{sinc} 2\pi\eta_0\left(y - \frac{m}{2\eta_0}\right), \quad (3)$$

где  $\xi_0$  и  $\eta_0$  — граничные частоты соответственно по осям  $\xi$  и  $\eta$  фурье-образа функции  $a(x, y)$ . В случае двумерных функций с осевой симметрией при выборке используют функции Бесселя первого рода;

при этом мы имеем [7]

$$a(x, y) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} a\left(\frac{n}{2\nu_0}, \frac{m}{2\nu_0}\right) \times \frac{2\pi\nu_0^2 J_1(2\pi\nu_0\{[x - (n/2\nu_0)]^2 + [y - (m/2\nu_0)]^2\}^{1/2})}{2\pi\nu_0\{[x - (n/2\nu_0)]^2 + [y - (m/2\nu_0)]^2\}^{1/2}}, \quad (4)$$

где  $\xi_0 = \eta_0 = \nu_0$ .

### 2.5.2.5. Примеры

Хорошо известными процессами, в которых используются принципы выборки, являются полутоновая обработка фотографий, передача и воспроизведение факсимиле и телевизионных изображений. В этих применениях совместно используют электронные и оптические принципы, которые позволяют при ограниченной полосе частот получить оптимальное воспроизведение информации.

К другим примерам, в которых выборка используется как основной процесс, можно отнести электрооптические сканирующие системы [2, 4]. В этом случае входная информация на фотопленке имеет дополнительное ограничение по частоте благодаря апертуре дифракционно-ограниченной оптической сканирующей системы. Интервал выборки в пространственной области обратно пропорционален ширине полосы частот системы (как и в случае линзы с квадратной апертурой):

$$x_0 = \lambda F / 2d, \quad (5)$$

где  $d$  — апертура, а  $F$  — фокусное расстояние линзы. Размеры апертуры можно менять, в то время как скорость сканирования сохраняется постоянной; таким образом, количество поступающей информации обуславливается размерами апертуры. Интервал электронной выборки определяется выражением (5) и скоростью сканирования.

Теорема выборки используется также при модуляционной записи изображений [13]. В этом процессе полоса частот изображения ограничивается линзой и выборка осуществляется с помощью дифракционной решетки, причем интервал выборки задается периодом решетки.

Для записи нескольких изображений на одном участке фотоматериала можно использовать принцип угловой модуляции. В промежутке между экспонированием решетка поворачивается на угол  $\Delta\theta_0 = 2 \arcsin[\Delta\xi/(2\xi_0)]$ , (6)

где  $\Delta\xi$  — полоса частот отдельного изображения, а  $\xi_0$  — частота выборки. Угол, определяемый выражением (6), обеспечивает пространственное разделение спектров изображения, как показано на рис. 3,  $a$ . Записанные таким образом изображения можно раздельно



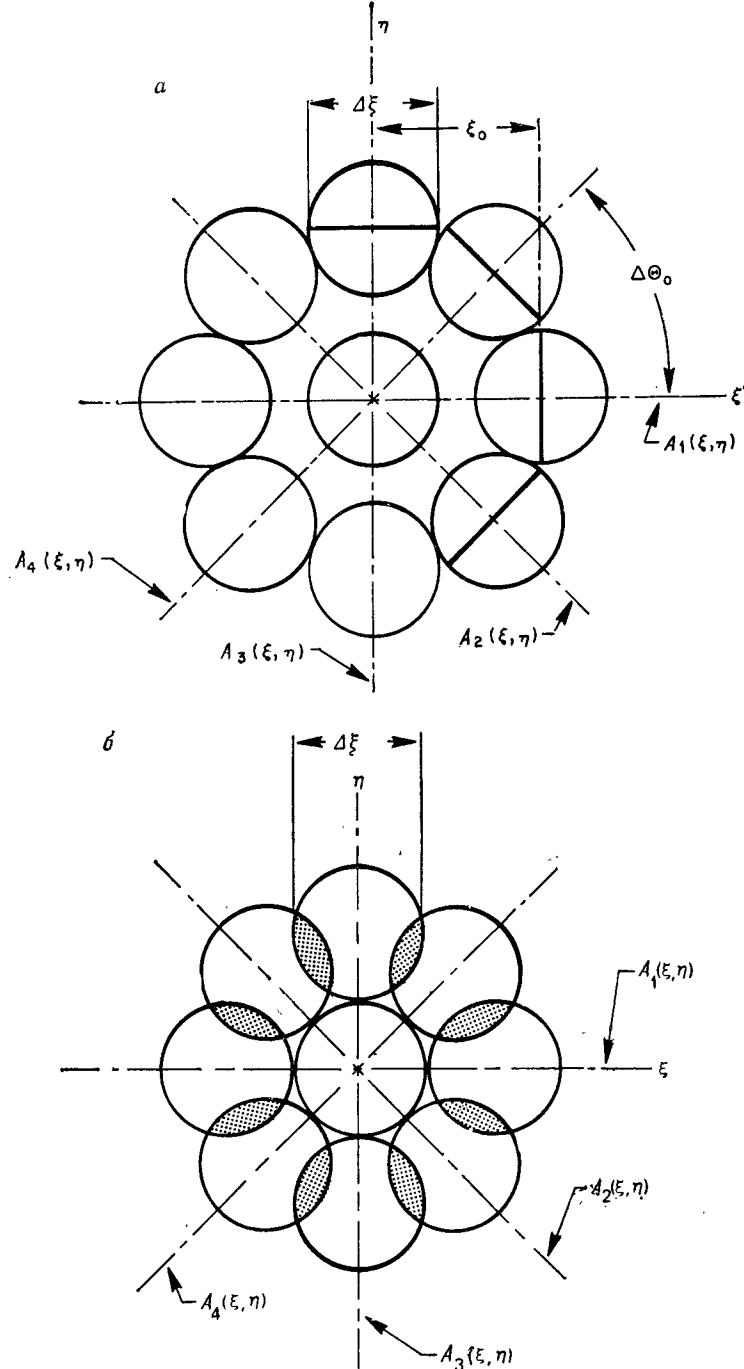


Рис. 3. а;— угловое разделение спектров четырех изображений при правильно осуществленной выборке в пространстве частот (согласно [13]); б — пример неправильной выборки в пространстве частот: спектры перекрываются, что приводит к искажениям;  $\xi_0 = f_1 \lambda / p$ ,  $\Delta\xi$  — полоса частот согласно [13].

восстановить в когерентной оптической системе, устанавливая в частотной плоскости оптической системы фильтр-маску, который выделяет спектр, соответствующий изображению.

Если интервал выборки взят слишком большим, то при восстановлении изображения возникает определенное искажение, связанное с перекрытием спектров, как показано на рис. 3, б.

В плоскости восстановления искажение выделенного фильтром изображения обусловлено присутствием высокочастотных компонент спектров от соседних изображений.

### 2.5.3. Статистическое описание случайных сигналов

#### 2.5.3.1. Описание случайных процессов с помощью усреднения по ансамблю и координатам

Основным назначением любого канала (системы) связи является получение и воспроизведение информации, и фундаментальным параметром, который наиболее полно характеризует такую систему, служит информационная емкость. Независимо от природы системы, будь то электрическая, оптическая или электрооптическая система, она предназначена для обработки информационного сигнала, который может быть либо полностью детерминированным, либо статистическим. В детерминированном случае сигнал обычно задается в виде ряда или интеграла Фурье, т. е. он является периодической или затухающей волной, величина которой точно определена для всех значений переменной (время или пространство). С другой стороны, статистические сигналы для любых значений независимой переменной (время или пространство) не принимают определенных значений, а нам известны лишь их вероятности. Анализ и синтез информационного содержания этих статистических сигналов, обычно называемых «случайными», проводят статистическими или вероятностными методами. В сущности случайные сигналы в бесконечных пределах не имеют фурье-образов, и приходится обращаться к статистическому анализу. Статистические методы можно применять и к детерминированным сигналам, однако наиболее широкое применение они нашли в анализе случайных процессов. В оптике такие методы используются как основной аппарат в построении классической теории частичной когерентности, при анализе шумов зернистости фотографических материалов и исследовании когерентных оптических шумов, называемых «спеклами».

Случайным называют сигнал (или процесс)  $F(\bar{x}, t)$ , который не связан детерминированно с независимой переменной (с пространственной, временной или с обеими вместе). Обычно мы имеем дело со случайными сигналами, которые подчиняются упрощающему ограничению, а именно обладают свойством стационарности. Физический процесс со случайным сигналом рассматривается как стацио-

нарный в координатах времени (или пространства), если процесс зависит только от разности координат, т. е. мы можем его записать в виде  $F(t_2 - t_1)$ , а не  $F(t_1, t_2)$  или  $F(x_2 - x_1)$ , а не  $F(x_1, x_2)$ . Исследуемый физический процесс, порождающий стационарные случайные сигналы, описывается статистическими параметрами, которые не зависят от времени.

В принципе имеются два пути решения проблемы. В первом случае можно предположить, что функция известна на большом отрезке времени (пространства). Исходя из этого, определяют функции распределения вероятностей, используемые для нахождения значений, усредненных по времени и пространству. Во втором случае мы имеем ансамбль подобных функций. При этом также определяются функции распределения вероятностей, но теперь уже путем исследования всех данных ансамбля. Затем эти функции распределения используются для нахождения средних значений по ансамблю. Предположение о том, что процесс является эргодическим, в принципе позволяет нам утверждать, что усреднения по координатам и по ансамблю должны давать один и тот же результат. Таким образом, перейдем теперь к определению корреляционных функций; при этом будем полагать, что сигналы являются эргодическими стационарными, и средние значения будем определять только по пространственным координатам.

### 2.5.3.2. Корреляционные функции

Кросс-корреляция комплексных функций  $a(x_1)$  и  $s(x_1)$  дается выражением

$$c(x) = \langle a^*(x_1) s(x_1 + x) \rangle \equiv \lim_{L \rightarrow \infty} \frac{1}{2L} \int_{-L}^L a^*(x_1) s(x_1 + x) dx_1. \quad (7)$$

Автокорреляционная функция комплексной функции  $a(x_1)$  определяется как

$$c(x) = \langle a^*(x_1) a(x_1 + x) \rangle. \quad (8)$$

Полезно отметить следующие свойства автокорреляционной функции

а) она является четной функцией:

$$c(x) = c(-x); \quad (9)$$

б) ее максимальное значение находится в начале координат:

$$c(0) > |c(x)|, \quad x \neq 0; \quad (10)$$

в) при  $x=0$  она равна среднему значению квадрата функции (для многих практических случаев — это энергия системы):

$$c(0) = \langle |a(x_1)|^2 \rangle. \quad (11)$$

**Пример. Свертка или корреляция.** Интегралы в выражениях (7) и (8) не следует путать с интегралом свертки. Свертка предполагает поворот одной из функций на  $180^\circ$ , сдвиг и суммирование, в то время как корреляция — только сдвиг и суммирование. Это различие имеет не только семантическое значение. Для нечетных функций результаты оказываются существенно различными.

**Симметричные функции.** Если рассматривать прямоугольную функцию  $a(x_1)$  шириной  $2a$ , то поворот функции вокруг оси ординат дает

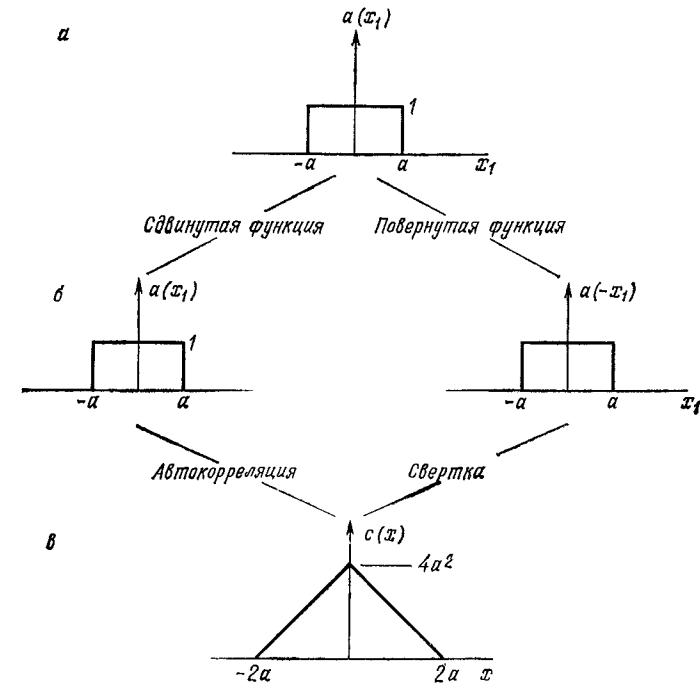


Рис. 4. Сравнение свертки и автокорреляции симметричных функций.  $a$  — симметричная прямоугольная функция;  $b$  — симметричные сдвинутая и повернутая функции;  $c$  — результирующая треугольная функция.

ту же самую функцию, поскольку  $a(x_1) = a(-x_1)$ . Таким образом, корреляция прямоугольной функции сама с собой (автокорреляция) и свертка прямоугольной функции сама с собой дают одну и ту же треугольную функцию, как показано на рис. 4.

**Несимметричные функции.** Как пример различия между сверткой и корреляцией рассмотрим две функции, показанные на рис. 5,  $a$  и

определяемые выражениями

$$a(x_1) = \begin{cases} 1, & 0 \leq x_1 \leq 1, \\ 0, & 0 > x_1 > 1, \end{cases} \quad s(x_1) = \begin{cases} \delta(x_1) - e^{-x_1}, & x_1 \geq 0, \\ 0, & x_1 < 0. \end{cases}$$

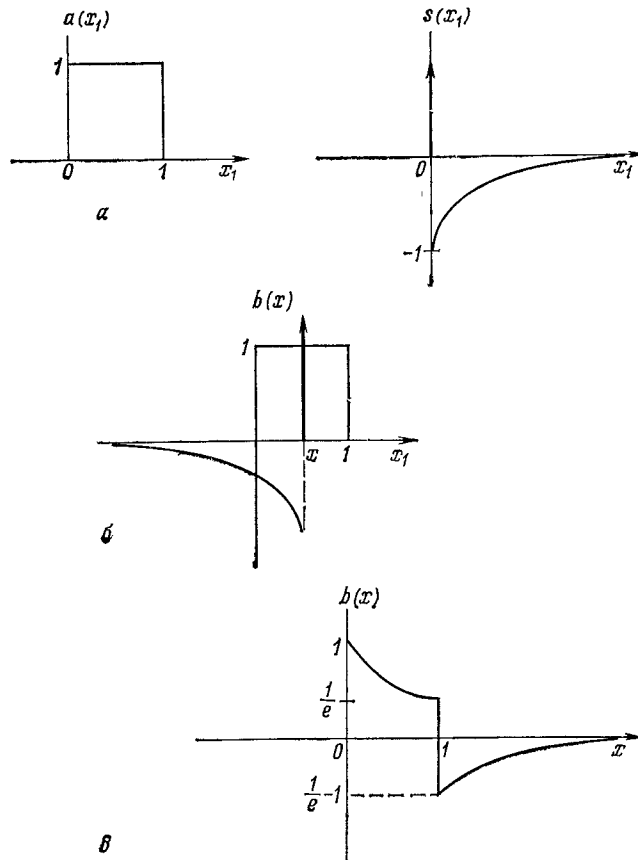


Рис. 5. Схематическое представление свертки функций  $a(x_1)$  и  $s(x_1)$ .  $a$  — исходные функции;  $b$  — свертка в точке  $x$ , показывающая поворот функции  $s(x - x_1)$ ;  $v$  — результат операции свертки.

Вычисляя интеграл свертки, как схематически показано на рис. 5, б, получаем

$$b(x) = \begin{cases} \int_0^x [\delta(x - x_1) - e^{-(x_1 - x)}] dx_1 = e^{-x}, & x < 1, \\ -\int_0^1 e^{(x_1 - x)} dx_1 = e^{-x}(1 - e), & x \geq 1. \end{cases}$$

Результирующая функция  $b(x)$  приведена на рис. 5, в.

Интеграл автокорреляции [см. (8)] можно использовать для вычисления корреляции тех же самых функций  $a(x_1)$  и  $s(x_1)$ , показанных на рис. 6, а. Корреляция этих функций, схематически изоб-

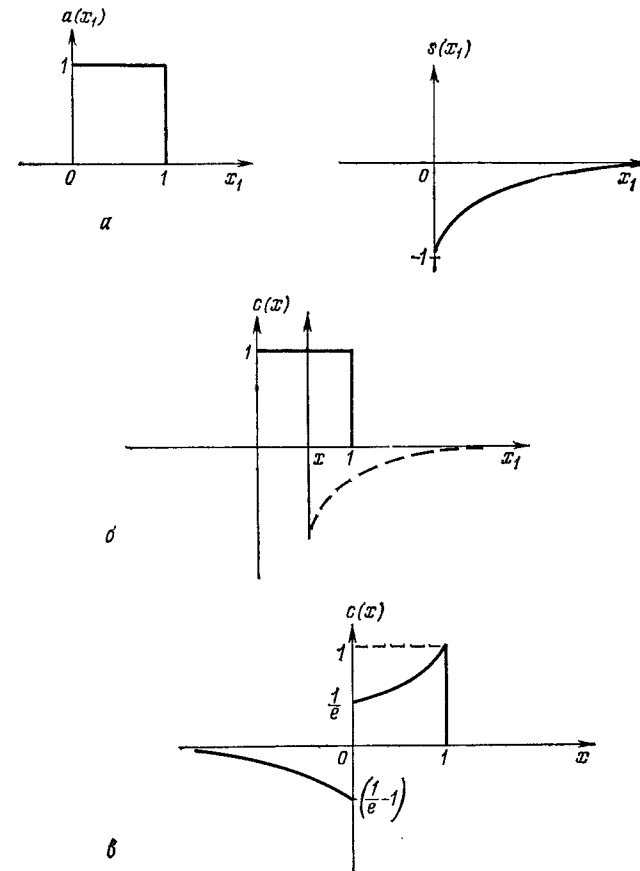


Рис. 6. Схематическое представление корреляции функций  $a(x_1)$  и  $s(x_1)$ .  $a$  — исходные функции;  $b$  — корреляция в точке  $x$ , показывающая сдвиг функции  $s(x_1 + x)$ ;  $v$  — результат операции корреляции.

раженная на рис. 6, б, записывается в виде

$$c(x) = \begin{cases} \int_x^1 [\delta(x_1 + x) - e^{-(x_1 + x)}] dx_1 = 1 - e^{-2x} + e^{-(1+x)}, & 0 < x < 1, \\ -\int_0^1 e^{-(x_1 + x)} dx_1 = e^{-x}(1/e - 1), & x \leq 0. \end{cases}$$

На рис. 6, в приведена результирующая функция после интегрирования. Сравнивая рисунки 5, в и 6, в, мы видим, что в случае несимметричных функций операции свертки и корреляции приводят к совершенно разным результатам.

### 2.5.3.3. Спектральная плотность

Спектральная плотность стационарного случайного сигнала  $a(x_1)$  оказывается весьма полезной при анализе случайных сигналов, поскольку она может быть измерена и имеет определенную связь с автокорреляционной функцией. Спектральную плотность иногда называют плотностью спектра мощности или спектром мощности. Она определяется выражением

$$C(\xi) = \lim_{L \rightarrow \infty} \frac{1}{L} |A^T(\xi)|^2, \quad (12)$$

где  $A^T(\xi)$  — фурье-образ усеченной формы функции  $a(x_1)$ .

Спектральная плотность [см. (12)] и автокорреляционная функция [см. (8)] связаны между собой соотношением, играющим очень важную роль. Это соотношение носит название теоремы Винера — Хинчина, которая утверждает, что спектральная плотность и автокорреляционная функция представляют собой пару преобразования Фурье, т. е.

$$C(\xi) = \int_{-\infty}^{\infty} c(x) \exp(-2\pi i \xi x) dx. \quad (13)$$

Если на вход линейной системы поступает случайный сигнал, то статистическое описание сигнала на выходе системы имеет вид

$$C_{00}(\xi) = |S(\xi)|^2 C_{11}(\xi), \quad (14)$$

где  $C_{00}(\xi)$  и  $C_{11}(\xi)$  — спектральные плотности соответственно на выходе и входе линейной системы, а  $|S(\xi)|$  — модуль передаточной функции системы.

### 2.5.3.4. Примеры применения статистических методов

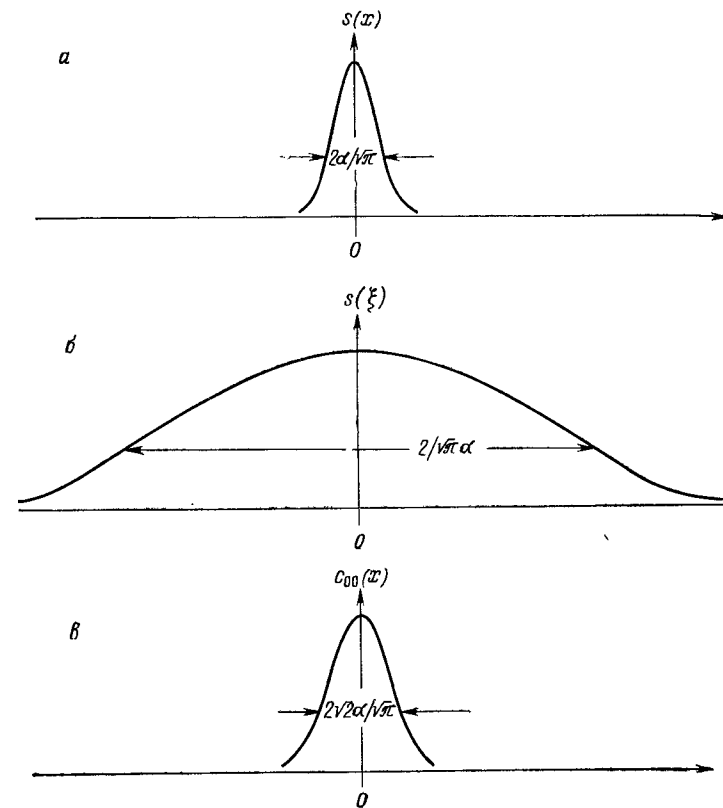
**Пример 1. Линейный фотографический материал.** В качестве иллюстрации рассмотрим идеализированную модель фотографического материала в виде линейной системы с импульсным откликом, математически описываемым функцией Гаусса:

$$s(x) = \exp(-\pi x^2/\alpha^2), \quad (15)$$

где  $\alpha$  — действительное число, определяющее ширину функции Гаусса. На рис. 7, а приведена функция (15) в нормированном виде. Передаточную функцию, или частотно-контрастную характеристику материала, находим как фурье-образ выражения (15):

$$S(\xi) = \alpha \exp(-\pi \alpha^2 \xi^2). \quad (16)$$

Эта функция в нормированном виде показана на рис. 7, б. Пусть на входе линейной системы имеется белый шум, автокорреляцион-



**Рис. 7.** Отклик линейной модели фотопленки на входной сигнал в виде белого шума. а — нормированный импульсный отклик в виде функции Гаусса [выражение (15)]; б — нормированная гауссова передаточная характеристика линейного фотоматериала [выражение (16)]; в — нормированная автокорреляционная функция выходного сигнала [выражение (20)], полученная в случае, когда на вход линейной системы подается сигнал в виде белого шума.

ная функция которого записывается следующим образом:

$$c_{11}(x) = \bar{T}^2 \delta(x), \quad (17)$$

где  $\bar{T}^2$  — средний квадрат яркости объекта (входного сигнала). Спектральная плотность (спектр мощности) сигнала дается выражением

$$c_{11}(\xi) = \bar{T}^2. \quad (18)$$

Спектр мощности на выходе системы можно определить с помощью выражения (14):

$$C_{00}(\xi) = \bar{I}^2 \alpha^2 \exp(-2\pi\alpha^2 \xi^2). \quad (19)$$

Осуществляя фурье-преобразование этого выражения, получаем автокорреляционную функцию выходного сигнала:

$$c_{00}(x) = (\bar{I}^2 \alpha / \sqrt{2}) \exp(-\pi x^2 / 2\alpha^2). \quad (20)$$

Эта функция приведена в нормированном виде на рис. 7, в.

Данный пример показывает, что при подаче на вход линейной системы (фотоплетки) случайного сигнала (в нашем случае белого шума) корреляционная функция выходного сигнала [выражение (20)] является более широкой, чем у входного сигнала [выражение (17)]. Степень расширения зависит от ширины  $\alpha$  импульсного отклика системы; величина  $\alpha$  в свою очередь определяется шириной полосы частот системы. Из сравнения кривых на рис. 7, а и в видно, что корреляционная функция выходного сигнала шире импульсного отклика фотоматериала. Это объясняется тем, что в равенство (14) входит квадрат передаточной характеристики.

Для того чтобы определить корреляционную функцию на выходе, в случае когда корреляционные функции входного сигнала и белого шума отличаются друг от друга, следует осуществить свертку корреляционной функции входного сигнала с выражением (20).

**Пример 2. Фильтрация сигнала в присутствии аддитивного шума.**

1) *Винеровский фильтр.* Одной из фундаментальных проблем, связанных с применением методов оптической пространственной фильтрации [4, 7, 14, 16] к реальным фотографическим изображениям, является шум, обусловленный зернистостью фотоматериала; этот шум проявляется в виде нерегулярной пространственной структуры, разрушающей изображение. Поскольку такая нерегулярность носит случайный характер, то, чтобы свести ее проявление к минимуму, необходимо обратиться к статистическим методам. Такой подход к фильтрации сигналов в присутствии аддитивного шума разработан и широко применяется как в электрических, так и в оптических системах [1, 3, 5, 6, 8, 9, 12, 15].

В этом подходе фильтр минимизирует среднеквадратичную ошибку между ожидаемым сигналом и сигналом на входе фильтрующей системы. Общий вид передаточной функции такого оптимального фильтра [1, 12] дается выражением

$$H(\xi) = C_{id}(\xi) / C_{ii}(\xi), \quad (21)$$

где  $C_{id}(\xi)$  — спектр взаимной мощности входного (объекта) и ожидаемого сигналов, а  $C_{ii}(\xi)$  — спектр мощности входного сигнала. Для того чтобы применить рассматриваемый метод к обработке фотографий с зернистой структурой, обратимся к блок-схеме системы,

приведенной на рис. 8. Фильтрующая система должна по возможности с наибольшей точностью извлечь исходное изображение  $I_1$  из изображения  $I_2 + N$ , в котором содержится шум. Передаточная функция системы оптической пространственной фильтрации, вы-

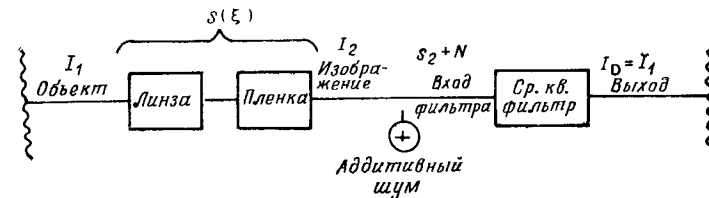


Рис. 8. Блок-схема системы формирования изображения в винеровской фильтрации.

полняющей эту задачу в смысле получения наименьшего среднеквадратичного отклонения [1, 14], записывается в виде

$$H(\xi) = [C_{I_2 I_1}(\xi) + C_{I_1 N}(\xi)] / [C_{I_2 I_2}(\xi) + C_{NN}(\xi) + 2C_{I_2 N}(\xi)], \quad (22)$$

где  $C_{I_2 I_1}(\xi) = C_{I_1 I_1}(\xi) S^*(\xi)$  — спектр взаимной мощности объекта и изображения,  $C_{I_1 N}(\xi)$  — спектр взаимной мощности объекта и шума,  $C_{I_2 I_2}(\xi) = C_{I_1 I_1}(\xi) |S(\xi)|^2$  — спектр мощности изображения,  $C_{I_1 I_1}(\xi)$  — спектр мощности объекта,  $C_{NN}(\xi)$  — спектр мощности шума,  $C_{I_2 N}(\xi)$  — спектр взаимной мощности изображения и шума и  $S(\xi)$  — передаточная функция системы линза — пленка. В общем случае, для того чтобы можно было вычислить спектр взаимной мощности объекта и шума, необходимо иметь фурье-спектр шума, а не его спектр мощности. Поэтому при решении задач, связанных с оптическими системами при наличии шума, предполагают, что в выражении (22) члены, соответствующие спектрам взаимной мощности, пренебрежимо малы, т. е. объект и шум не коррелированы. В общем случае фотографической регистрации шум непосредственно зависит от величины сигнала; однако пренебрежение корреляцией вполне допустимо для случая низкого контраста изображения, что имеет место в аэрофотографии или для мелкозернистых изображений. Таким образом, принимая допущение, что объект и шум не коррелированы, выражение (22) можно записать в виде

$$H(\xi) = C_{I_1 I_1}(\xi) S^*(\xi) / [C_{I_1 I_1}(\xi) |S(\xi)|^2 + C_{NN}(\xi)]. \quad (23)$$

Исследуя это выражение, мы приходим к двум интересным случаям, которые позволяют глубже понять физику процесса фильтрации.

Первый случай имеет место, когда шум исчезающе мал, так что  $C_{NN}(\xi) \approx 0$ . При этом выражение (23) принимает вид

$$H(\xi) \approx 1/S(\xi). \quad (24)$$

Это обратный фильтр для системы. Мы видим, что он минимизирует среднеквадратичное отклонение при отсутствии шумов.

Второй случай имеет место, когда шум мал, но пренебречь им нельзя, т. е.

$$\frac{C_{NN}(\xi)}{C_{I,I_1}(\xi) |S(\xi)|^2} \ll 1, \text{ или } \frac{C_{I,I_1}(\xi)}{C_{NN}(\xi)} \gg \frac{1}{|S(\xi)|^2}.$$

В этом приближении выражение (23) принимает вид

$$H(\xi) \approx \frac{1}{S(\xi)} \left[ 1 - \frac{C_{NN}(\xi)}{C_{I,I_1}(\xi) |S(\xi)|^2} \right]. \quad (25)$$

В таком приближении, когда шумом пренебречь нельзя, пропускание оптимального фильтра при какой-либо частоте уменьшается по сравнению с пропусканием инверсного фильтра на величину, зависящую от отношения сигнал/шум при данной частоте.

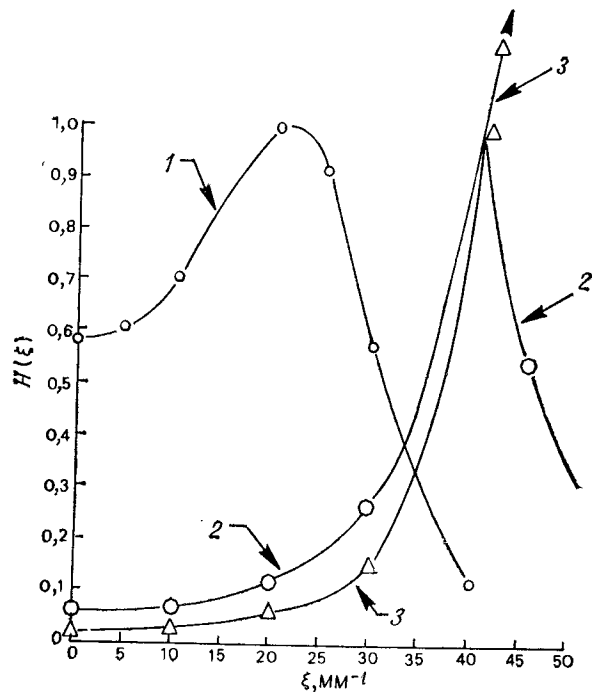


Рис. 9. Расчетные передаточные характеристики винеровских фильтров при различных значениях отношения сигнал/шум  $[C_{I,I_1}(\xi)/C_{NN}(\xi)]$ : кривая 1 — 10; кривая 2 — 100; кривая 3 — бесконечность. (Согласно Хорнеру [9].)

Для случая гауссовой передаточной функции, достигающей значения  $1/e$  при 22,5 линий/мм, на рис. 9 представлены кривые, вычисленные в соответствии с (23) при различных постоянных значениях отношения сигнал/шум. Из рисунка видно, что с уменьшением

отношения сигнал/шум граничная частота оптимального фильтра, соответствующая максимальному пропусканию фильтра, смещается в сторону более низких частот. Это означает, что более высокие частоты по сравнению с граничной частотой фильтра вносят вклад только в шум и, следовательно, срезаются фильтром. В работе [9] сообщается об экспериментальном подтверждении того, что оптимальный фильтр имеет определенные преимущества перед инверсным в случае, когда изображение передается через турбулентную среду.

2) *Согласованный фильтр.* Другим линейным фильтром, полезным при обнаружении известных сигналов на фоне аддитивных помех, является согласованный фильтр [3]. Передаточная характеристика этого фильтра, который максимизирует отношение пиковой величины сигнала к среднеквадратичному значению шума, записывается в виде

$$H(\xi) = (\text{const}) O^*(\xi) / C_{NN}(\xi), \quad (26)$$

где  $O^*$  — функция, комплексно-сопряженная с фурье-спектром сигнала (объекта), а  $C_{NN}(\xi)$  — спектр мощности шума. Такие фильтры изготавливаются голографическими методами и подробно рассматриваются в § 10.5.

**Пример 3. Спекл-фотография (пример усреднения по ансамблю).** Передача изображений через турбулентную атмосферу сопровождается разрушением волновых фронтов, идущих от каждой точки объекта, так что волновой фронт, достигающий оптической системы, имеет случайные распределения амплитуды и фазы. Восходящие потоки, присутствующие в атмосфере, приводят к неоднородности ее плотности, что в свою очередь вносит фазовые искажения в волновой фронт. При достаточно длинном пути фазовые изменения волнового фронта приводят к случайным изменениям амплитуды в плоскости входного зрачка объектива. Как вблизи, так и вдали от входного зрачка системы, формирующей изображение, могут образоваться фазовые сдвиги, которые вызывают следующие искажения в изображении:

- 1) мерцания, флуктуации интенсивности;
- 2) дисторсия, сдвиг части или всего изображения и
- 3) размытие, расширение мгновенного импульсного отклика.

Метод улучшения разрешения для искаженных турбулентностью фотографических изображений описан в литературе [11]. Основным принцип метода заключается в том, что при фотографировании через атмосферу со сколь угодно короткой экспозицией многие точки изображения оказываются искаженными, однако некоторые точки изображения в одном или нескольких направлениях имеют разрешение, определяемое полной апертурой объектива. Использование

серии изображений, полученных при коротких экспозициях, позволяет реализовать высокое разрешение изображения объекта во всех направлениях. Таким образом, ансамбль изображений объекта, имеющего центр симметрии (двойная звезда) регистрируется на пленке с очень короткими экспозициями. Экспозиции должны быть достаточно короткими, чтобы «исключить влияние» движения атмосферы. Фурье-образы каждого изображения ансамбля суммируются последовательно в когерентной системе типа показанной на рис. 10.

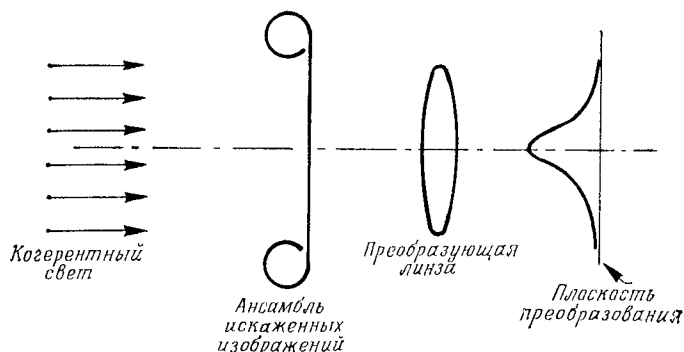


Рис. 10. Оптическая система, предназначенная для суммирования фурье-образов ансамбля искаженных изображений,

Согласно теореме сдвига, установленной в анализе Фурье, центры фурье-образов объекта в каждом изображении ансамбля лежат на оптической оси системы, в то время как фурье-образ шума распределяется случайным образом. Последовательная запись интенсивностей в плоскости Фурье системы приводит к сложению спектров мощности сигнала от каждого изображения ансамбля и одновременному усреднению шумов. Такое сложение (усреднение по ансамблю) увеличивает отношение сигнал/шум, сохраняя в зарегистрированном виде всю информацию от каждого изображения ансамбля. Поскольку в данном методе регистрируется интенсивность фурье-образа, фаза объекта теряется, и этим методом можно успешно исследовать лишь объекты с центральной симметрией.

После фотографической обработки пленки, полученной в плоскости преобразования Фурье системы, приведенной на рис. 10, до коэффициента контрастности 0,5, она помещается в фурье-анализатор, на выходе которого наблюдается улучшенное изображение. Данный метод был обобщен таким образом, чтобы можно было исследовать объекты, не имеющие центра симметрии; для этого был разработан машинный алгоритм, который позволяет вычислить относительную фазу автокорреляционной функции [10].

#### 2.5.4. Выводы

Нами рассмотрена теорема выборки в координатном и частотном пространствах и использовано понятие произведения пространства на ширину полосы для определения связи общего числа точек выборки с шириной спектра функции. Приведены примеры из оптики, иллюстрирующие использование теоремы выборки в ряде применений. Представлено статистическое описание случайных сигналов, предполагающее выполнение условий стационарности и эргодичности, подчеркнуто значение усреднений по ансамблю и координатам. Мы определили корреляционные функции, их фурье-образы, а также функции спектральной плотности. Нами проведено общее сравнение операций корреляции и свертки как для симметричных, так и для несимметричных функций. Мы проиллюстрировали на примерах применение различных статистических методов к линейным оптическим системам при случайных входных сигналах и дали интерпретацию соответствующих результатов. В этих примерах рассмотрены модель идеальной линейной фотопленки, винеровская фильтрация, обратная и согласованная фильтрация. В заключение мы показали, что использование метода, основанного на усреднении по ансамблю, улучшает отношение сигнал/шум в спекл-фотографии.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Becherer R. J., Geller J. D., Soc. Photo-Optical Instrumentation Engineers — Seminar Proc., 16, 89 (1969).
2. Beiser L., Laser Appl., 2, 53 (1974).
3. Brown W. M., Analysis of Time Invariant Systems, McGraw-Hill, New York, 1963.
4. Dainty J. C., Shaw R., Image Science, Academic Press, London, New York, 1974.
5. Davenport W. B., Root W. L., Introduction to Theory of Random Signals and Noise, McGraw-Hill, New York, 1958, Ch. 11. [Имеется перевод: Давенпорт В., Рун В. Введение в теорию случайных сигналов и шумов.— М.: ИЛ, 1960.]
6. Goldman S., Information Theory, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, New York, 1953. [Имеется перевод: Голдман С. Теория информации.— М.: ИЛ, 1957.]
7. Goodman J. W., Introduction to Fourier Optics, McGraw-Hill, New York, 1968. [Имеется перевод: Гудмен Дж. Введение в фурье-оптику.— М.: Мир, 1970.]
8. Helstrom C. W., J. Opt. Soc. Amer., 57, 297 (1967).
9. Horner J. L., Appl. Opt., 9, 167 (1970).
10. Knox K. T., Thompson B. J., Astrophys. J., 193, L45—L48 (1974).
11. Labeyrie A., Astronom. and Astrophys., 6, 85—87 (1970).
12. Lee Y. W., Statistical Theory of Communication, Wiley, New York, 1960.
13. Mueller P. F., Appl. Opt., 8, 267 (1969).
14. O'Neill E. L., Introduction to Statistical Optics, Addison-Wesley, Reading, Mass., 1963. [Имеется перевод: О'Нейл Э. Введение в статистическую оптику.— М.: Мир, 1966.]
15. Slepian D. W., J. Opt. Soc. Amer., 57, 918 (1967).
16. Yu F. T. S., Introduction to Diffraction, Information Processing and Holography, MIT Press, Cambridge, Mass., 1973. [Имеется перевод: Ю Ф. Т. Введение в теорию дифракции, обработку информации и голографию.— М.: Советское радио, 1979.]

## 2.6. ГАЛОГЕНИДОСЕРЕБРЯНАЯ ФОТОГРАФИЯ

*П. Бахман*

### 2.6.1. Введение

В начале 20-х годов прошлого столетия И. Нипсе добился успеха в получении первых стабильных фотографических изображений, используя нерастворимый битум. Это достижение вместе с открытием чувствительности к свету солей серебра привело к развитию области знаний, которая в настоящее время общеизвестна как фотография или как галогенидосеребряная фотография.

Существует много других материалов и химических веществ, которые позволяют разрабатывать для практических целей, хотя, по-видимому, и в ограниченных пределах, системы записи и воспроизведения изображений. Почти каждый слышал о методе светокопирования на «синьке», в основе которого лежат чувствительность к свету и химические свойства солей железа. Применение диазосоединений благодаря их способности к образованию насыщенных красителей привело к созданию целой индустрии, производящей материалы для репрографии изображений, которые используются в самых различных областях, начиная от изготовления цветных типографических оттисков до производства отпечатанных крышек переплета. С теми или другими электростатическими методами получения изображений, известными как ксерография, в наш индустриальный век знаком почти каждый. Несомненно, любому специалисту по голографии известны многие материалы для записи изображений, такие, как бихромированная желатина, фоторезисты, электродеформируемые термопластики, ферроэлектрические кристаллы, различные органические и неорганические фотохромные материалы, фотопроводники, магнитооптические пленки и даже очень тонкие металлические пленки [10]. Тем не менее среди всех химических и физических явлений, исследованных до сих пор, ни одно не может соперничать с галогенидосеребряными фотоматериалами, обладающими совокупностью уникальных свойств, характеризующих не только высокой чувствительностью и стабильностью, но и большим разнообразием типов, а также универсальностью применения. Поэтому галогенидосеребряные фотоматериалы остаются наиболее широко используемыми средами для записи и воспроизведения изображений в бесчисленных применениях, включая голографию.

Изобретение дагерротипа в конце 1830-х годов знаменовало собой реальное начало галогенидосеребряной фотографии, которая мгновенно завоевала популярность и способствовала развитию современной чрезвычайно сложной науки и техники. Здесь мы рассмотрим те аспекты этой науки и техники, которые имеют значение

для специалистов по голографии. Поскольку объем данной книги ограничен и она посвящена определенной теме, нам пришлось несколько сократить изложение рассматриваемого материала и опустить подробности. Поэтому эта глава составлена и написана специально для голографистов, несведущих в фотографической науке, с тем, чтобы обеспечить понимание основ и дать обзор фотографических процессов, познакомить с общепринятой в фотографии терминологией, перевести ее в термины и величины, полезные в голографии, и, наконец, заложить основы для чтения и понимания более подробных и перегруженных терминологией статей о фотоматериалах. Основной упор сделан на вопросах сенситометрии и связанных с ней областей, но попутно мы будем кратко обсуждать также вопросы, связанные с физикой и химией галогенидосеребряных фотографических процессов, с характеристиками изображений, их стабильностью и управлением ими. В разд. 2.6.9 мы приведем дополнительную терминологию, которая, по всей вероятности, будет употребляться в дальнейшем изложении, но которая не встречалась в предшествующих параграфах.

Для тех, кто пожелает разобраться в этом предмете более глубоко, хорошо начать с изучения книги Джеймса и Хиггинса [4]. Ответы на практические вопросы, а также описание методов и соответствующих операций можно найти в работах Неблетта [9] и Томаса [11]. Для более подробного ознакомления с теорией мы рекомендуем обратиться к монографии Джеймса [5]. Кольер и др. [2], а также Кэти [1] рассмотрели серебряные эмульсии с точки зрения применения их в голографии; совсем недавно Смит выпустил книгу [10], посвященную материалам для записи голограмм, в которой глава по галогенидосеребряным фотоматериалам написана К. Бидерманном.

### 2.6.2. Галогенидосеребряный фотографический процесс

Краткий обзор существенных элементов галогенидосеребряного фотографического процесса позволит заложить основу для понимания различных рассматриваемых в книге аспектов в их перспективном развитии.

Фотографический процесс включает следующие этапы:

- 1) получение фоточувствительной среды (эмульсии);
- 2) облучение фотонами для получения невидимого (скрытого) изображения;
- 3) проявление с целью получения видимого изображения (усиление);
- 4) фиксирование с целью закрепления изображения.

#### 2.6.2.1. Эмульсия

Фоточувствительная эмульсия фактически не является эмульсией как таковой, а представляет собой тонкую пленку микрокристаллов галогенида серебра, находящихся во взвешенном состоянии



в защитном коллоиде, обычно в желатине. Термин «эмульсия» используется для описания дисперсионных свойств как светочувствительного слоя, так и покрытий, нанесенных на подложку (основу) в виде бумаги, стекла, металла или полимерной пленки, которые обеспечивают необходимую для практического использования механическую прочность.

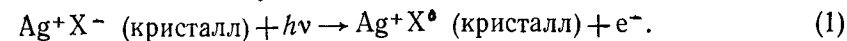
В зависимости от того, какая требуется чувствительность или какие другие характеристики должна обеспечивать эмульсия, используются хлорид, бромид или иодид серебра либо их комбинации. Хлорид серебра находит применение для изготовления эмульсий самой низкой чувствительности; хлорид/бромид и бромид — для эмульсий несколько большей чувствительности; бромид/иодид — для достижений наивысшей чувствительности. Содержание иодида редко превышает 5%, а один он не представляет практической ценности для фотографической эмульсии.

Микрокристаллы галогенидов серебра отличаются по размеру и форме как для различных эмульсий, так и для каждой отдельной эмульсии, хотя для каждой конкретной эмульсии распределение микрокристаллов по размерам является сравнительно узким. В очень мелкозернистой липпмановской эмульсии кристаллы могут иметь размеры в среднем 0,05 мкм с пределами изменения этой величины от 0,03 до 0,08 мкм, в то время как в очень чувствительных эмульсиях негативного типа размеры зерен могут быть порядка нескольких микрон.

Галогениды серебра имеют кубическую кристаллическую структуру, в которой каждый ион серебра  $Ag^+$  окружен шестью ионами галогена  $X^-$  и наоборот. Кристалл имеет избыток ионов галогена (образующихся в процессе приготовления эмульсии), которые в значительной степени адсорбируются на поверхности кристалла вместе с желатиной, сенсibiliзирующие красители и другие добавки. Все это играет определяющую роль для стабилизации эмульсии и скрытого изображения, а также для управления процессом проявления.

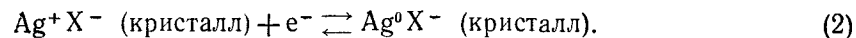
### 2.6.2.2. Образование скрытого изображения

Кристалл галогенида серебра характеризуется фотопроводимостью  $n$ -типа с валентной зоной локализованных электронов и с зоной проводимости, в которой инжектированные электроны могут свободно мигрировать через кристалл, пока они не захватываются дефектами решетки. Когда кристалл поглощает фотон достаточной энергии, электрон переходит в зону проводимости и оставляет за собой положительную дырку в виде свободного атома галогена:

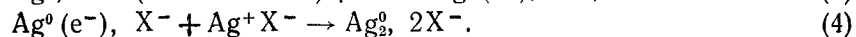
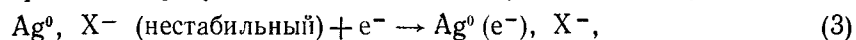


Свободный электрон мигрирует, пока не захватывается различного рода дефектами решетки, среди которых может быть и атом серебра

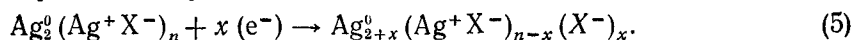
$Ag^0$ . Этот захваченный электрон может затем восстановить соседний ион серебра  $Ag^+$  до атома серебра:



Отдельный атом серебра нестабилен и имеет время жизни порядка одной секунды. Если в течение времени жизни он захватит еще электрон, то образуется стабильная совокупность из двух атомов:



Эта совокупность двух атомов, хотя и является стабильной, не создает скрытого изображения, т. е. не делает кристалл способным к проявлению. Современная теория утверждает, что необходимо по крайней мере четырехатомное соединение, чтобы кристалл оказался способным к проявлению ( $Ag_x^0, x \geq 4$ ). Двухатомное соединение, будучи стабильным, может захватить дополнительные мигрирующие электроны, чтобы образовать скрытое изображение, и, следовательно, оно представляет собой стабильное ядро для образования скрытого изображения:



Потенциально скрытое изображение при  $x \geq 2$

Поскольку время жизни отдельного атома серебра мало, происходящие с очень низкой вероятностью события, связанные с тепловым и световым излучением, не влияют на фотоматериал или же оставляют на нем слабый след как при его хранении в темноте, так и при экспонировании с весьма небольшим уровнем излучения (см. разд. 2.6.5). Благодаря этой «релаксации», или реверсивности, галогенидосеребряные эмульсии по сравнению с другими фоторегистрирующими материалами, такими, как органические красители и фотополимеры, прекрасно хранятся и имеют очень хорошую стабильность скрытого изображения.

Рассмотрим теперь, как ведет себя свободный атом галогена (положительная дырка), образованный вместе со свободным электроном. Этот свободный галоген не является абсолютно неподвижным, а может также мигрировать. Будучи стационарным или мигрирующим, он может снова захватить электрон:



или окислить атом серебра, приводя снова к галогениду серебра:

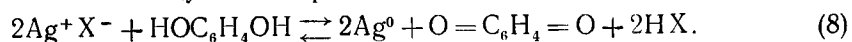


Чтобы улучшить эффективность образования скрытого изображения, этот атом галогена должен быть захвачен, что можно осуществить с помощью химического восстановителя, добавляемого при при-

готовлении эмульсии. Особенно эффективными оказались соединения, содержащие серу, что объясняет уникальную роль желатины, которая является природной аминокислотой, содержащей белок и серу. Таким образом, скрытое изображение представляет собой по крайней мере четырехатомный агрегат металлического серебра, внедренный внутри кристалла галогенида серебра или расположенный на его поверхности.

### 2.6.2.3. Проявление

Используя большое количество восстановителя, галогенид серебра восстанавливают до металлического серебра. В случае обычного гидрохинонового проявителя реакцию такого процесса можно записать следующим образом:



Продуктами реакции восстановления являются металлическое серебро, окисленная форма проявителя (в данном случае хинона) и галогеноводородная кислота. Присутствие при проявлении щелочи ускоряет процесс восстановления и нейтрализует образующуюся кислоту. Зерна галогенида серебра в *неэкспонированной* фотоэмульсии также могут быть восстановлены проявителем; при этом образуется плотность почернения, не несущая изображения и называемая вуалью, однако этот процесс является относительно медленным по сравнению с восстановлением зерен скрытого изображения. Металлическое серебро ( $\text{Ag}_x^0$ ,  $x \geq 4$ ) играет роль катализатора химического восстановления, увеличивая скорость реакции до такой степени, что кристалл скрытого изображения может превратиться в металлическое серебро, прежде чем неэкспонированный кристалл вступит в реакцию.

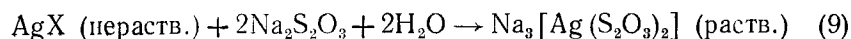
Поскольку наличия четырехатомного соединения серебра уже достаточно, чтобы весь кристалл галогенида серебра превратился в металлическое серебро, в таком процессе можно получить огромное усиление. В одном кристалле низкокочувствительной мелкозернистой эмульсии, содержащей кубики бромида серебра размером 0,05 мкм, имеется  $2,6 \cdot 10^6$  ионов серебра, а в одном кристалле высококочувствительной крупнозернистой эмульсии с размером кубика 1 мкм —  $2 \cdot 10^{10}$  ионов серебра. Следовательно, относительно небольшое число фотонов, достаточное для того, чтобы образовать соединение  $\text{Ag}_4^0$ , может привести к образованию  $10^6$ — $10^{10}$  атомов металлического серебра — усиление от одного миллиона до 10 миллиардов!

Поскольку фотографическая чувствительность (скорость) является функцией проявленного серебра (плотности изображения), образующегося при данной экспозиции, нетрудно понять, почему между чувствительностью эмульсии и разрешением имеется хорошо

известная обратная зависимость. Крупнозернистая эмульсия по сравнению с мелкозернистой дает больше серебра на одно проявленное зерно, и, следовательно, если требуется высокое разрешение, мы должны жертвовать получением высокой фотографической чувствительности, выбирая малочувствительную мелкозернистую эмульсию и используя при этом более продолжительные экспозиции или более высокую освещенность.

### 2.6.2.4. Фиксирование

Неэкспонированные, непроявленные кристаллы галогенида серебра, которые остаются после проявления, все еще обладают фоточувствительностью, и, до тех пор пока они не удалены, время жизни проявленной эмульсии оказывается ограниченным. Галогениды серебра практически нерастворимы в воде при любых рН и становятся растворимыми в результате химического преобразования в процессе фиксирования. Тиосульфат натрия — обычное фиксирующее вещество, хорошо известное как гипосульфит, образует растворимые в воде комплексные соединения серебра. Образование одного из них иллюстрируется следующей реакцией:



В действительности химические превращения являются более сложными, поскольку известно образование по крайней мере четырех комплексов и лишь два из них, один из которых участвует в реакции (9), легко растворимы.

### 2.6.2.5. Выводы

Как следствие уникальной комбинации физических и химических свойств галогенидов серебра галогенидосеребряная фотография не имеет себе равных среди материалов, способных регистрировать оптическое изображение, особенно с практической точки зрения в связи с многочисленными применениями. Таким образом, фотоэмульсии характеризуются 1) большой продолжительностью хранения; 2) высокой стабильностью скрытого изображения; 3) возможностью сенсibilизации к излучению определенного спектрального состава; 4) широкими возможностями в различных конкретных применениях; 5) необходимой гибкостью с учетом качества и вида информации, которая может быть извлечена при соответствующей обработке.

### 2.6.3. Сенситометрия

Сенситометрия — это раздел фотографической науки, в котором изучается зависимость фотографического изображения (выхода) от экспозиции (входа). Эта основная зависимость описывается

характеристической кривой фотоматериала, кривой спектральной чувствительности и кривой невязимозаместимости; мы рассмотрим все три зависимости. Другой важной характеристикой является модуляционная передаточная функция эмульсии (МПФ), которая описывает разрешающую способность и которую мы обсудим в п.2.6.6.8.

### 2.6.3.1. Определения и терминология

*Экспозиция* ( $E$  или  $H$ )<sup>1)</sup> представляет собой произведение потока излучения  $I$  (интенсивности или освещенности), падающего на единицу площади пленки, на время экспозиции  $t$ :

$$E = I \times t. \quad (10)$$

*Чувствительность* ( $S$ ) — величина, обратная экспозиции  $E$ , требуемой для получения некоторого заранее определенного уровня выходного сигнала:

$$S = 1/E. \quad (11)$$

*Пропускание* ( $T$ ) — это величина, равная отношению  $I/I_0$ , где  $I_0$  — падающий поток на входе, а  $I$  — прошедший поток (поток на выходе):

$$T = I/I_0. \quad (12)$$

*Процентное пропускание* (%  $T$ ):

$$100 I/I_0. \quad (13)$$

*Амплитудное пропускание* ( $T_A$ ) — корень квадратный из пропускания:

$$T_A = T^{1/2}, \quad (14a)$$

$$T = T_A^2. \quad (14b)$$

*Непрозрачность* ( $O$ ) — величина, обратная пропусканию:

$$O = 1/I. \quad (15)$$

*Поглощательная способность* ( $A$ ) — десятичный логарифм величины, обратной пропусканию. Этот термин обычно используется

<sup>1)</sup> Международная организация по стандартизации (МОС) рекомендует использовать обозначения  $E$  для интенсивности света (освещенности) и  $H$  для экспозиции в противоположность традиционно используемым  $I$  и  $E$  соответственно. В большинстве существующих литературных источников применяется традиционная символика и даже имеется сознательное противодействие принятию новой, поэтому в данной главе мы используем лишь традиционно применяемые обозначения, хотя и приветствуем все усилия в направлении создания единых стандартных обозначений. Итак, остерегайтесь возможных ошибок, которые могут возникнуть в результате двойственного использования буквы  $E$ ,

в спектроскопии

$$A = \lg(1/T), \quad (16a)$$

$$A = \lg(I_0/I), \quad (16b)$$

$$A = \lg(O). \quad (16b)$$

*Оптическая плотность* ( $D$ ) — фотосенситометрический эквивалент поглощательной способности:

$$D = \lg(1/T), \quad (17a)$$

$$D = \lg(I_0/I). \quad (17b)$$

*Облученность* ( $I$  или  $E$ )<sup>1)</sup> — поток излучения, падающий на эмульсию; измеряется в радиометрических (энергетических) единицах, обычно в эргах на квадратный сантиметр за секунду (эрг/см<sup>2</sup>·с) или в микроваттах на квадратный сантиметр (мкВт·см<sup>2</sup>). При этом экспозиция выражается в эргах на квадратный сантиметр или в джоулях на квадратный метр.

*Освещенность* ( $I$  или  $E$ ) — падающий на эмульсию поток излучения, выражаемый в величинах, соответствующих отклику человеческого глаза на белый свет. Освещенность измеряется в люксах (лк). Люкс — это светотехническая единица. Экспозиция при этом выражается в единицах люкс·секунда (лк·с).

*Интенсивность* — термин, который обычно используется для описания падающего потока ( $I$  или  $E$ ) независимо от того, в каких единицах он измеряется. Интенсивность не относится к числу предпочтительных терминов, поскольку он менее определенный, чем облученность или освещенность. Тем не менее этот термин иногда используют, и он принят для описания отклонений от закона взаимозаместимости.

### 2.6.3.2. Связь светотехнических и энергетических единиц

При описании фотосенситометрических данных и составлении технических условий обычно используют светотехнические величины. Это не вызывает удивления, поскольку главное применение фотоэмульсий — получение изображений для восприятия глазом человека. Светотехническая единица освещенности люкс относится только к видимому свету, спектр которого обычно лежит в диапазоне 400—700 нм. Человеческий глаз не одинаково чувствителен ко всем длинам волн в пределах указанного диапазона, его цветовая чувствительность описывается кривой видности глаза, иллюстрируемой на рис. 1. Каждая точка этой кривой соответствует относительной видности при некоторой длине волны, т. е. доле максимальной видности, принятой за 1,000 при  $\lambda = 555$  нм.

<sup>1)</sup> См. примечание на стр. 102.

Поскольку в голографии обычно применяют энергетические единицы и работают при определенной длине волны, нередко встает проблема, как использовать данные по фоточувствительности, выраженные в светотехнических единицах, например в случае рассмотрения характеристической кривой или кривой отклонения от закона взаимозаменяемости.

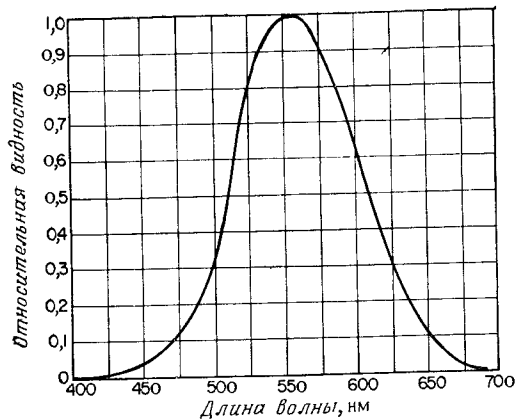


Рис. 1. Кривая относительной спектральной чувствительности человеческого глаза. Построена исходя из коэффициента равного восприятия энергии средним наблюдателем (кривая видности) [12].

Поскольку  $1 \text{ лк} = 1 \text{ лм} \cdot \text{м}^{-2}$ , находим, что освещенность  $1 \text{ лк}$  ( $555 \text{ нм}$ ) равна  $1,47 \cdot 10^{-3} \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2}$ , что соответствует энергетической освещенности  $1,47 \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ .

Пусть теперь нам нужно определить эквивалентную энергетическую освещенность на длине волны  $488 \text{ нм}$ . Из кривой видности находим, что относительная видимость на длине волны  $488 \text{ нм}$  равна приблизительно  $0,2$ , или, точнее,  $0,192$  по колориметрическим таблицам<sup>1)</sup>. Следовательно,  $1 \text{ Вт}$  ( $\lambda = 488 \text{ нм}$ )  $= 0,192 \times 680 \text{ лм}$  ( $555 \text{ нм}$ ) или  $131 \text{ лм}$ . Таким образом,  $1 \text{ лк}$  ( $488 \text{ нм}$ ) равен

$$\frac{680 \text{ лм} (555 \text{ нм})}{131 \text{ лм} (488 \text{ нм})} \cdot 1,47 \cdot 10^{-3} \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2} (555 \text{ нм}) = 7,66 \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}.$$

Это утомительное вычисление равносильно делению эквивалентной энергетической освещенности на длине волны  $555 \text{ нм}$  ( $1,47 \text{ эрг} \times \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ ) на относительную видимость, соответствующую интересующей нас длине волны, т. е.  $1,47 \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} / 0,192 =$

$= 7,66 \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  ( $488 \text{ нм}$ ). В табл. 1 приведены соответствующие величины, вычисленные для некоторых типичных лазерных длин волн.

Таблица 1

Светотехнические и энергетические эквиваленты для ряда лазерных линий

$\lambda$ , нм	Относительная видимость [12]	лм · Вт <sup>-1</sup>	Вт · лм <sup>-1</sup> ( $\times 10^3$ )	Энергетическая освещенность, эрг · см <sup>-2</sup> · с <sup>-1</sup> · лк <sup>-1</sup>	Освещенность, лк · эрг <sup>-1</sup> · см <sup>2</sup> · с
555	1,000	680	1,47	1,47	0,68
488	0,192	131	7,66	7,66	0,13
514	0,587	399	2,50	2,50	0,4
532	0,883	600	1,66	1,66	0,6
633	0,236	161	6,23	6,23	0,16
694	0,0052	3,54	283	283	$3,53 \cdot 10^{-3}$

В случае когда источник не является монохроматическим, энергетическую освещенность можно пересчитать в освещенность, интегрируя по заданному диапазону длин волн. Это легче всего сделать, просуммировав численно произведения каждого интервала длин волн и соответствующего коэффициента относительной видности. Точность расчета освещенности в таком приближении зависит от выбранного интервала длин волн.

### 2.6.3.3. Характеристическая кривая

Изображение на фотоматериале (выход) является функцией экспозиции (входа), которая описывается характеристической кривой, называемой также кривой  $D_{1gE}$  или кривой X и Д по имени Хартера и Дриффельда, заложивших основы сенситометрии. На рис. 2 показана типичная характеристическая кривая для негативного фотоматериала. Поскольку отклик человеческого глаза на свет является приблизительно логарифмическим, то кривую целесообразно и логично построить, отложив по осям оптическую плотность и логарифм экспозиции, а не пропускание и экспозицию. На кривой удобно выделить три участка: начальный, прямолинейный и конечный. Однако некоторые эмульсии имеют четвертую область, называемую участком соляризации (см. разд. 2.6.9). Начальный и конечный участки охватывают диапазоны экспозиций, при которых отклик нелинеен, и они обычно менее полезны, чем прямолинейный участок, хотя тоже могут использоваться при обработке определенных видов информации или же при получении желаемых фотографических эффектов. Прямолинейному участку кривой со-

<sup>1)</sup> Полные таблицы коэффициентов видности можно найти, например, в справочнике по физике [12] в разд. «Колориметрия».

ответствует диапазон экспозиций, который предпочтительно использовать в большинстве научных применений, поскольку на этом участке выходной сигнал является линейной функцией входного.

**а. Оптическая плотность подложки и вуали.** Любая проявленная фотоэмульсия имеет плотность фона, которую называют «подложка

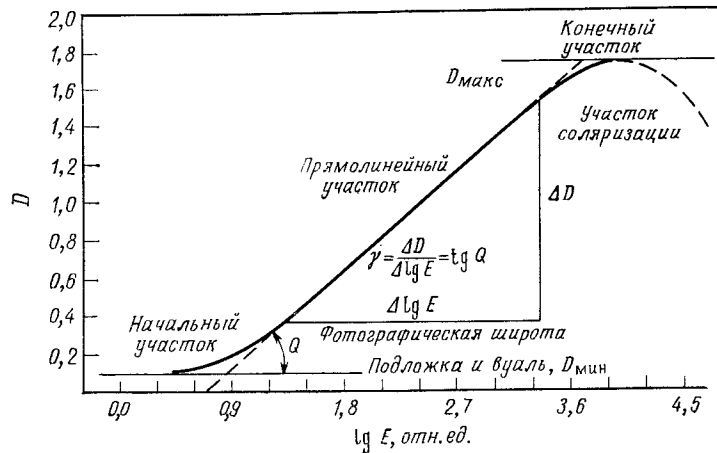


Рис. 2. Характеристическая кривая.

плюс вуаль». Подложка эмульсии (основа) слегка ослабляет проходящий свет в зависимости от ее толщины, прозрачности и спектральных характеристик. Для материалов, обычно используемых в качестве подложек, таких, как стекло, полиэфир (лавсан) и триацетат целлюлозы, свет ослабляется обычно равномерно во всем видимом участке спектра, но его поглощение может значительно меняться в ультрафиолетовой и инфракрасной областях.

Неэкспонированная эмульсия после проявления всегда имеет некоторую плотность, величина которой зависит от многих факторов, таких, как состав проявителя, температура, время проявления, тип эмульсии, метод проявления, время и условия хранения эмульсии. Плотность подложки и вуали — это два эффекта, дающие одну измеряемую величину, которая обозначается  $D_{\min}$  (минимальная плотность).

**б. Коэффициент контрастности.** Коэффициент контрастности  $\gamma$  определяется как наклон прямолинейного участка характеристической кривой:

$$\gamma = \frac{\Delta D}{\Delta E} = \operatorname{tg} \theta. \quad (18)$$

В случае  $\gamma=1$  достигается идеальное воспроизведение полутонов.

**в. Контраст.** Визуальное различие между двумя уровнями света приводит к понятию контраста. Относительный контраст определяется как  $I_1/I_2$  ( $I_1 > I_2$ ). Например, если бы эта страница при некотором освещении имела отражательную освещенность 200 лк, а типографские знаки на ней 10 лк, то контраст, или относительный контраст, был бы равен 20. В сенситометрии интенсивность света уменьшается с ростом оптической плотности фотослоя, являющейся логарифмической величиной, и, следовательно, контраст определяется выражением

$$C = D_1 - D_2. \quad (19)$$

Если плотность подложки и вуали фотографического негатива равна 0,6, а плотность изображения 2,0, то контраст равен 1,4 ( $2,0 - 0,6$ ).

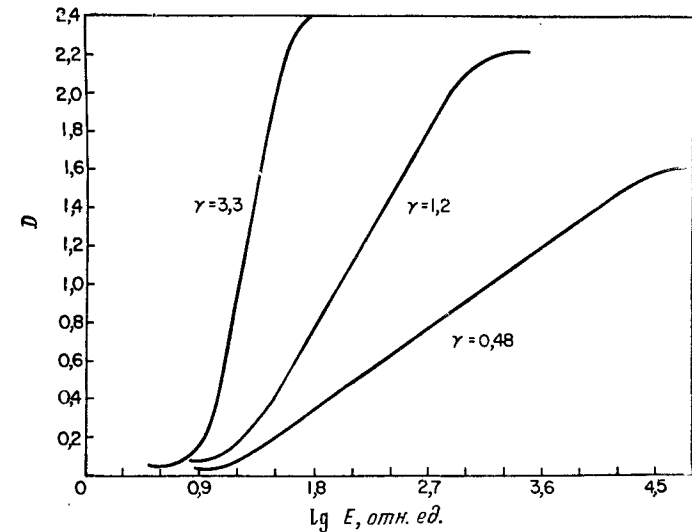


Рис. 3. Типичные характеристические кривые для высококонтрастной, среднеконтрастной и низкоконтрастной эмульсий.

Очевидно, что при увеличении коэффициента контрастности эмульсии увеличивается и контраст изображения, т. е. при том же изменении освещенности будет иметь место большее изменение плотности изображения (выхода). Наоборот, при уменьшении коэффициента контрастности контраст уменьшается. На рис. 3 приведены типичные характеристические кривые высококонтрастного (жесткого), среднеконтрастного (нормального) и низкоконтрастного (мягкого) фотоматериалов.

**г. Градиент.** Наклон касательной в любой точке характеристической кривой называют градиентом в данной точке или точечным

градиентом. На рис. 4 градиент в точке 1 равен 0,34. Средний градиент между двумя точками характеристической кривой определяется как наклон прямой, соединяющий эти точки, и представляет собой среднее значение градиентов всех точек в данном ин-

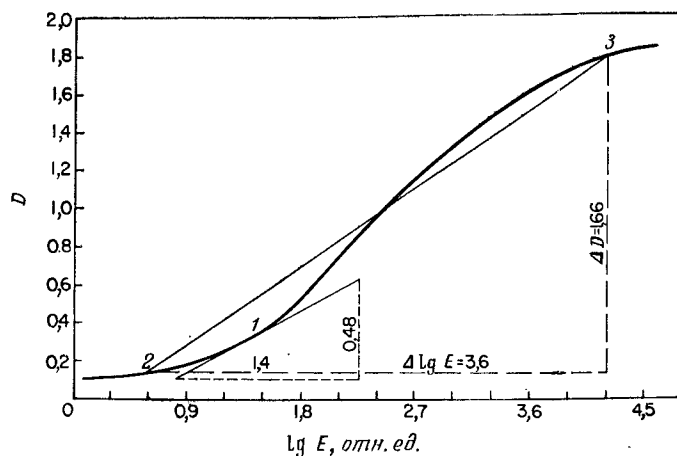


Рис. 4. Точечный и средний градиенты.

тервале. На рис. 4 средний градиент между точками 2 и 3 равен 0,46, и легко видеть, что наибольший средний градиент равен коэффициенту контрастности  $\gamma$ .

**д. Максимальная плотность ( $D_{\text{макс}}$ ).** Максимальная плотность почернения, которая может быть получена для данной эмульсии со специальным проявителем и условиями проявления, обозначается  $D_{\text{макс}}$  и соответствует максимуму на конечном участке характеристической кривой. Величина  $D_{\text{макс}}$  не обязательно совпадает с плотностью, достигаемой при проявлении абсолютно всех зерен эмульсии, что возможно при других условиях обработки. Эта оптическая плотность носит название плотности насыщения  $D_s$ , но это понятие используется редко.

**е. Ширина экспозиции.** Это область экспозиции  $\Delta \lg E$ , соответствующая прямолинейному участку характеристической кривой. Поскольку при обычном способе записи время экспозиции фиксировано, ширина экспозиции характеризует диапазон количества освещения, в котором отклик эмульсии является линейным. Например, если фотографируемая сцена дает освещенность в пределах 1—1000 лк, определяемая этой сценой область экспозиций, или ширина, равна 3,0. В этом случае для правильного воспроизведе-

дения полутонов не следует пользоваться высококонтрастной эмульсией с шириной, равной только 2,0, поскольку яркие, либо темные, либо те и другие участки сцены не будут воспроизводиться.

#### 2.6.3.4. Голографическая линейная запись

Понятие «линейная запись» для голографиста имеет другое значение, чем для специалиста по фотографии. В фотографии линейная запись соответствует прямолинейному участку характеристической кривой, в которой, согласно рис. 2, приращение оптической плотности пропорционально приращению логарифма экспозиции, причем коэффициент пропорциональности является коэффициентом контрастности  $\gamma$ :

$$D_2 - D_1 = \gamma (\lg E_2 - \lg E_1). \quad (20)$$

В голографии под линейной записью понимаются условия, при которых приращение амплитудного пропускания на выходе пропорционально соответствующей экспозиции на входе

$$T_{A2} - T_{A1} \sim E_2 - E_1. \quad (21)$$

Фотоэмульсия может удовлетворять условию голографической линейности, только если  $\gamma = 2$ . Покажем теперь, почему это так.

Заменив в выражении (20) оптическую плотность пропусканием [см. (17a)], получим

$$\lg (1/T_2) - \lg (1/T_1) = \gamma (\lg E_2 - \lg E_1). \quad (22)$$

Это выражение можно преобразовать к виду

$$\lg T_1 - \lg T_2 = \gamma (\lg E_2 - \lg E_1). \quad (23)$$

Заменим пропускание амплитудным пропусканием [см. (14б)], тогда

$$\lg (T_{A1})^2 - \lg (T_{A2})^2 = \gamma (\lg E_2 - \lg E_1), \quad (24)$$

или

$$\lg (T_{A1}/T_{A2}) = \lg (E_2/E_1)^{\gamma/2}. \quad (25)$$

Отсюда мы видим, что линейность можно получить лишь при коэффициенте контрастности  $\gamma = \pm 2$ . В случае  $\gamma = +2$  (негативная эмульсия) имеем

$$T_{A1}/T_{A2} = E_2/E_1. \quad (26)$$

Таким образом, мы можем написать равенство

$$T_{A1} - T_{A2} = c(E_2 - E_1), \quad (27)$$

где  $c$  — постоянная. В случае  $\gamma = -2$  (позитивная эмульсия) имеем

$$T_{A1}/T_{A2} = E_1/E_2, \quad (28)$$

или

$$T_{A1} - T_{A2} = c(E_1 - E_2). \quad (29)$$

Оба выражения (27) и (29) удовлетворяют условию пропорциональности, определяемому выражению (21).

Практически для осуществления линейной голографической записи необязательно иметь эмульсию с коэффициентом контрастности  $\gamma=2$ . Этому требованию удовлетворяет ограниченная область экспозиций в любой точке характеристической кривой, в которой точечный градиент равен 2. Обращаясь снова к рис. 2, можно записать общее выражение для прямолинейного участка в виде

$$D = \gamma \lg E + c, \quad (30)$$

где  $c$  — некоторая псевдоконстанта (она зависит от  $\gamma$ ), определяющая точку пересечения прямолинейного участка с осью  $\lg E$ . Последнее выражение можно переписать в виде

$$D = \gamma \lg CE, \quad (31)$$

где  $c = \gamma \lg C$ . Подставляя сюда, как и прежде,  $T_A$  вместо  $T$ , получаем окончательно

$$T_A = C - \gamma/2 E - \gamma/2. \quad (32)$$

Из этого выражения следует, что условием линейной записи является  $\gamma=-2$ , но  $\gamma=+2$  также удовлетворяет требованию голографической линейности, поскольку в этом случае вводится лишь фазовый сдвиг. Заметим, что, хотя в наших вычислениях мы использовали коэффициент контрастности, нет необходимости определять его как наклон только прямолинейного участка характеристической кривой. Любой наклон кривой, равный 2, будет удовлетворять необходимому условию, но, конечно, требуемая экспозиция ограничивается узким диапазоном или, возможно, двумя диапазонами (начало и конец характеристической кривой), а не более широкими пределами, определяемыми прямолинейным участком (фотографическая ширина) при  $\gamma=2$ .

### 2.6.3.5. Фотографическая чувствительность

Чувствительность фотоэмульсии характеризуется некоторым числом, которое связывает чувствительность эмульсии и конкретные условия ее применения; например, фотографирование при дневном свете, запись с экрана катодно-лучевой трубки или копирование графической информации. Число, характеризующее чувствительность, не имеет какого-либо особого смысла, а является лишь индексом, который представляет фотографу удобный способ определения минимального времени экспонирования или наименьшего размера апертуры, чтобы при данном количестве освещения

получить желаемый фотографический эффект. Типичными примерами индексов чувствительности являются: индекс Американской ассоциации стандартов (ASA), немецкие промышленные нормы (DIN), индексы чувствительности фотопленок (AFS), индекс копирования, индекс печати, индекс фотографирования с экрана катодно-лучевых трубок. Любой индекс чувствительности обычно является некоторой функцией, которая в соответствии с выражением (11) определяет чувствительность  $S$ . Функция выбирается произвольно, чтобы получить удобные в обращении целые числа, такие, как ASA 40 или ASA 120. В эти выражения входит величина  $E_S$ , называемая точкой чувствительности. Точное значение этой величины указывается на характеристической кривой для всех индексов, причем иногда приводятся конкретные условия, при которых определялась характеристическая кривая.

В тех случаях, когда чувствительность определяется для экспонирования белым светом, очень важно учитывать спектральный состав «белого света», используемого для получения характеристической кривой, поскольку большинство эмульсий имеет равномерную чувствительность в диапазоне видимого света. Спектральный состав «белого света» определяется величиной его цветовой температуры, которая для дневного света равна приблизительно 5500 К, а для ламп накаливания с вольфрамовой нитью, применяемых в сенситометрии, обычно лежит в пределах от 3200 до 3400 К. Более того, цветная температура дневного света, получаемого с помощью вольфрамового источника, корректируется фильтром, который ослабляет длинноволновые составляющие спектра, обеспечивая требуемый баланс спектральных составляющих от красного до синего.

Рассмотрим конкретный пример индексации для негативной черно-белой эмульсии в системе ASA. В этом случае чувствительность определяется как  $0,8/E_S$ , где  $E_S$  — экспозиция, определяемая в лк·с, требуемая для создания оптической плотности 0,1 над плотностью подложки и вуали при проявлении материала до коэффициента контрастности 0,62. Рис. 5 иллюстрирует это определение графически и будет использован, чтобы показать, как определяются индексы ASA для двух черно-белых эмульсий. Но прежде заметим, что на рисунке ось логарифма экспозиций выражена в относительных единицах, которые удобны для построения различных характеристических кривых. Относительный логарифм экспозиции легко преобразовать к абсолютному логарифму экспозиции для каждой характеристической кривой, который зависит от истинной экспозиции, требуемой для получения данной оптической плотности. Кривая на рис. 5 характеризует две эмульсии А и Б, обработанные с учетом требований индексации ASA. Пусть точка чувствительности  $E_S$  для эмульсии А соответствует логарифму экспозиции 2,30, которая равна 0,02 лк·с, тогда ее число свето-

чувствительности в системе ASA определяется как  $0,8/0,02$  и равно 40. Пусть для сравнения точка чувствительности в эмульсии Б равна 3,70, что соответствует экспозиции  $0,005$  лк·с. Эмульсия Б имеет явно большую чувствительность, чем А, поскольку, чтобы получить плотность над вуалью и подложкой  $D_{НВ}=0,10$ , необходима в четыре раза меньшая экспозиция. Это находит отражение

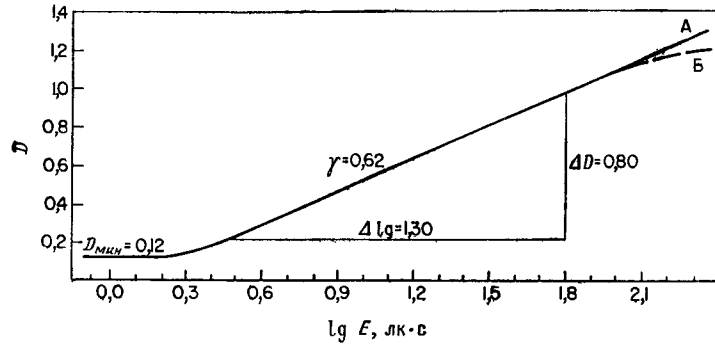


Рис. 5. Определение светочувствительности в системе ASA для негативной черно-белой эмульсии.  $ASA=0,8/E_S$ ;  $\gamma=0,8/1,30$ ;  $E_S$  при  $D_{НВ}=0,1$ ; для эмульсии А  $lg E_S=2,30$ ,  $ASA=40$ ; для эмульсии Б  $lg E_S=37,0$ ,  $ASA=160$ .  $D_{мин}$  — плотность вуали и подложки.

в классификации ASA, ее число светочувствительности равно 160 ( $0,8/0,005$ ). Таким образом, эмульсия Б в четыре раза чувствительнее эмульсии А.

Для сравнения с ASA рассмотрим другую систему CI (Coring Index), которая применяется в микрофильмовании. При создании микрофильмов документов прежде всего должно обеспечиваться не высококачественное воспроизведение полутонов, а хороший контраст штриховых деталей. В связи с этим индекс CI определяется особым образом, а именно как  $45/E_S$  (1,20), где  $E_S$  (1,20) — точка чувствительности (экспозиция), измеряемая в лк·с и необходимая для получения оптической плотности 1,20 при конкретных условиях обработки, причем измерение экспозиции осуществляется с помощью серой карты-образца, имеющей коэффициент отражения 18% и расположенной в плоскости копии.

Зная число светочувствительности эмульсии, метод его определения и критерии, которые предсказываются этим методом, можно с известным приближением рассчитать экспозицию, требуемую для достижения желаемого результата, но нельзя предвидеть возможные осложнения из-за эффектов невыполнения закона взаимозаменяемости, различий в спектральном распределении и условий обработки.

а. Эффективная чувствительность. Приведенные выше два примера не оставляют сомнений в том, что число светочувствительности играет небольшую или ограниченную роль, если эмульсия используется и/или обрабатывается в условиях, отличных от тех, в которых этот индекс определялся. Кроме того, роль числа светочувствительности пренебрежимо мала в случае, когда сравниваются эмульсии различных типов. Из-за этих недостатков индексации приходится вводить понятие эффективной чувствительности

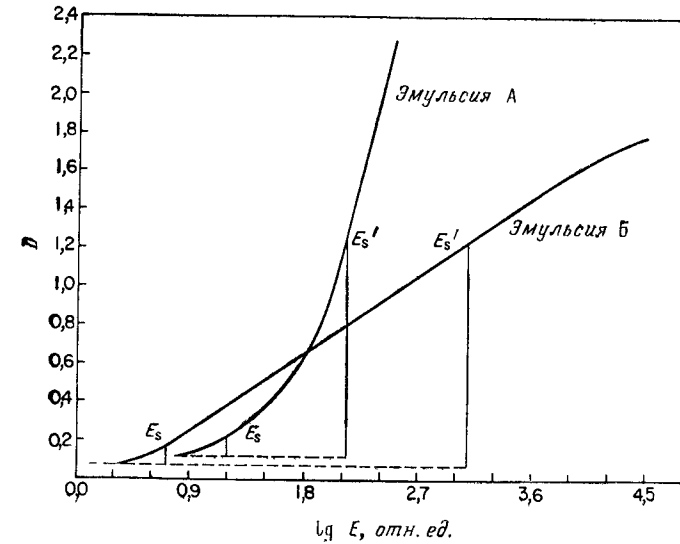


Рис. 6. Сравнение эффективных чувствительностей.  $E_S$  и  $E'_S$  — точки чувствительности соответственно при  $D_{НВ}=0,10$  и  $1,20$ .

эмульсии. На рис. 6 видно, что если критерием чувствительности является экспозиция, требуемая для получения оптической плотности  $D_{НВ}=0,10$ , то эффективная чувствительность эмульсии Б выше, чем эмульсии А. С другой стороны, если критерием чувствительности является экспозиция, требуемая для получения плотности  $D_{НВ}=1,2$ , то эффективная чувствительность меняется и эмульсия А оказывается более чувствительной, чем эмульсия Б.

б. Энергетическая чувствительность. Для многих применений фотографии, включая голографию, произвольная индексация чисел светочувствительности оставляет желать лучшего. Очевидно, логичнее было бы определять чувствительность в величинах энергии или логарифма энергии, требуемой для получения данной оптической плотности над подложкой и вуалью ( $D_{НВ}$ ). Кривая спектральной чувствительности эмульсий, которую мы рассмотрим ниже, именно это и дает нам.



## 2.6.3.6. Спектральная чувствительность

Галогенидосеребряные эмульсии по своей природе чувствительны к высокоэнергетическому излучению, включая рентгеновские лучи, гамма-лучи, ультрафиолетовый и синий свет, а при использовании соответствующих красителей присущая им чувствительность может быть распространена на зеленый, красный и ближний инфракрасный участки спектра. Поэтому по характеру спектральной чувствительности различают пять типов эмульсий.

**Чувствительные к синей области.** Обладают чувствительностью только в ультрафиолетовой и синей областях, что вообще присуще галогенидам серебра.

**Высокочувствительные к синей области.** Имеют повышенную чувствительность в присущей им ультрафиолетовой и синей областях, но спектральный диапазон чувствительности не расширен.

**Ортохроматические (зеленочувствительные).** Имеют область чувствительности, расширенную в зеленую область спектра.

**Панхроматические (красночувствительные).** Чувствительны в зеленой и красной областях спектра, обычно до 650 нм, хотя около 610 нм их чувствительность начинает уже спадать. Для некоторых применений имеются эмульсии с расширенной областью чувствительности в красной области спектра приблизительно до 700 нм.

**Инфракрасные.** Эти эмульсии чувствительны к ультрафиолетовой, всей видимой области и части невидимой ближней ИК-области спектра, обычно до длины волны 900 нм, а в некоторых случаях до 1300 нм.

Относительная спектральная чувствительность эмульсии характеризуется клиновой спектрограммой, показанной на рис. 7, в то

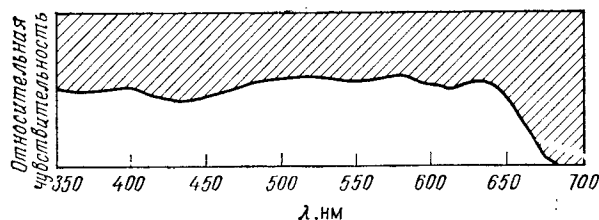


Рис. 7. Типичная клиновидная спектрограмма.

время как кривая спектральной чувствительности обеспечивает необходимые количественные данные. На рис. 8 приведена типичная кривая спектральной чувствительности, представляющая собой зависимость логарифма чувствительности, выраженной в квадратных сантиметрах на эрг. Поскольку чувствительность обратно пропорциональна экспозиции [см. (11)], т. е.

$$\lg S = \lg 1 - \lg E, \quad (33)$$

кривая позволяет определить экспозицию для конкретной длины волны, необходимой для достижения данной оптической плотности.

Прибор, с помощью которого определяют спектральную чувствительность, называется спектросенситометром; он позволяет получить семейство характеристических кривых, каждая из которых

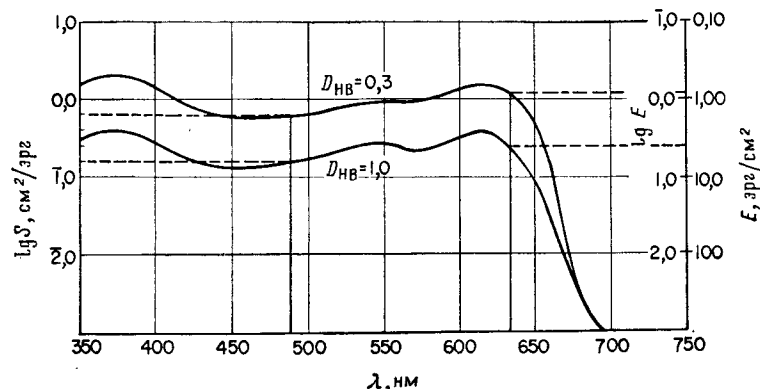


Рис. 8. Типичные кривые спектральной чувствительности.

снимается при определенном монохроматическом излучении. Затем эти кривые используются при построении кривых спектральной чувствительности для желаемых значений оптической плотности в пределах возможностей испытываемой эмульсии. На рис. 9 показано, как по двум характеристическим кривым были получены четыре точки (на длинах волн 488 и 633 нм при оптических плотностях 0,3 и 1,0), отмеченные на рис. 8.

Посмотрим теперь, как кривую спектральной чувствительности на рис. 8 можно использовать для определения экспозиции, необходимой для создания оптической плотности 1,0 на длине волны 488 нм. Мы видим, что точке  $D_{нв} = 1,0$  на данной длине волны соответствует логарифм чувствительности, равный 1,2. Используя соотношение

$$\lg E = \lg 1 - \lg S, \quad (34)$$

находим

$$\lg E = 0 - (9,20 - 10,00) = 0,80$$

и

$$E = 10^{0,8}, \text{ или } 6,31 \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2}.$$

Предположим, что имеется монохроматический источник света с длиной волны 488 нм и с плотностью мощности на выходе 3 мкВт  $\cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ . Из выражения (10) находим, что время экспозиции

должно быть  $0,21 \text{ с}$  [ $6,31 \text{ эрг}\cdot\text{см}^{-2}/(30 \text{ эрг}\cdot\text{см}^{-2}\cdot\text{с}^{-1})$ ]. На точность расчетов, выполненных с учетом опубликованных в литературе кривых, полагаться нельзя. Поэтому на практике нужно проводить серию экспозиций, в которых расчетное время экспозиции принимается за среднее время выдержки для всей серии. Для

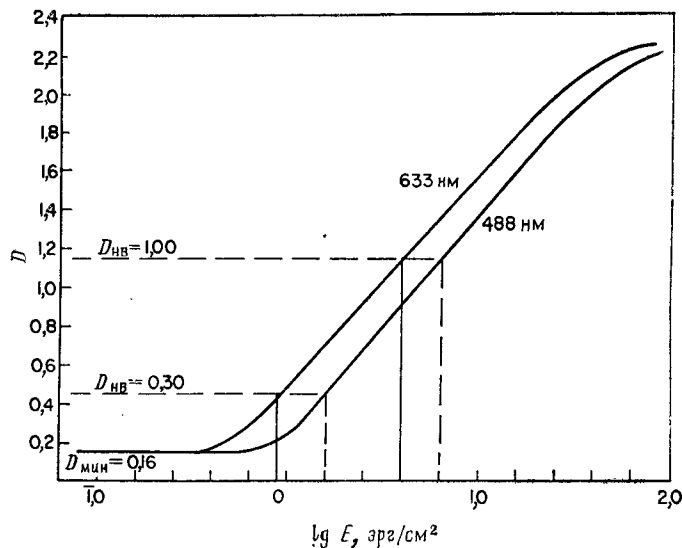


Рис. 9. Характеристические кривые типичной эмульсии при экспонировании в монохроматическом свете.

цветных пленок кривые спектральной чувствительности описываются таким же образом, но тремя кривыми для каждого основного цвета.

### 2.6.3.7. Суперсенсibilизация

Существуют различные методы, позволяющие повысить чувствительность фотографической эмульсии, однако платой за это является сокращение времени ее хранения. Следовательно, эти методы полезны только в тех случаях, когда эмульсия экспонируется вскоре после ее суперсенсibilизации, в противном случае фотографический слой сильно вуалирует. Простейший метод заключается в том, что фотоматериал купают в воде, сушат, а затем экспонируют. Описаны также суперсенсibilизирующие ванны с аммонием или аминами, например триэтаноламином. Увеличение чувствительности достигается и дегазацией эмульсии в вакууме или же насыщением ее водородом. Эффективным средством является

также предварительная равномерная засветка эмульсии; этот прием будет обсуждаться при рассмотрении отступления от закона взаимозаменяемости при низких интенсивностях (п. 2.6.5.2).

### 2.6.3.8. Обработка

Характеристическая кривая определяется свойствами эмульсии, но она зависит и от условий обработки, особенно от типа проявителя, температуры и времени проявления.

**а. Проявитель.** Рецепты проявителей различаются их способностью по-разному влиять на степень контраста, эффективную чувствительность, гранулярность, вуаль; кроме того, они имеют различное время проявления. Все эти характеристики взаимосвязаны, и каждый рецепт проявителя разрабатывается, чтобы обеспечить определенную комбинацию характеристик, записанных в требованиях для данного фотоматериала. Например, мелкозернистый проявитель обычно уменьшает эффективную чувствительность, в то время как высококонтрастный проявитель вызывает увеличение зернистости.

**б. Время проявления.** Время проявления оказывает влияние на коэффициент контрастности  $\gamma$  и  $D_{\text{макс}}$ , поэтому обычно публикуемые сведения содержат ряд характеристических кривых, полученных при разных временах проявления. При малых временах проявления с увеличением продолжительности обработки  $\gamma$  и  $D_{\text{макс}}$  растут, однако начиная с некоторого момента времени с более высокой скоростью начинает увеличиваться вуаль. На рис. 10 приведено типичное семейство таких кривых.

**в. Температура проявления.** Интуитивно ясно, что время обработки уменьшается с ростом температуры проявляющей ванны. Слишком высокая температура приводит к увеличению вуали за счет укрупнения зерен и к сокращению времени сохранности проявителя, в то время как слишком низкая температура значительно уменьшает контраст. Соотношение температуры и времени критично для получения требуемого качества изображения, поэтому следует твердо придерживаться процедур, указанных в инструкции. В тех случаях, когда невозможно выдержать рекомендуемую температуру, для определения правильной коррекции времени проявления можно использовать график температура — время проявления, если он имеется. На рис. 11 показан типичный график температура — время проявления, по которому можно определить поправки, необходимые для получения паспортных параметров, таких, как коэффициент контрастности или чувствительность.

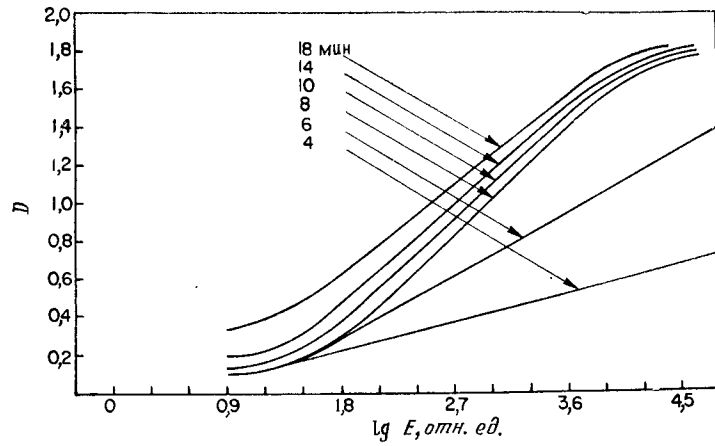


Рис. 10. Семейство характеристических кривых при различных временах проявления.

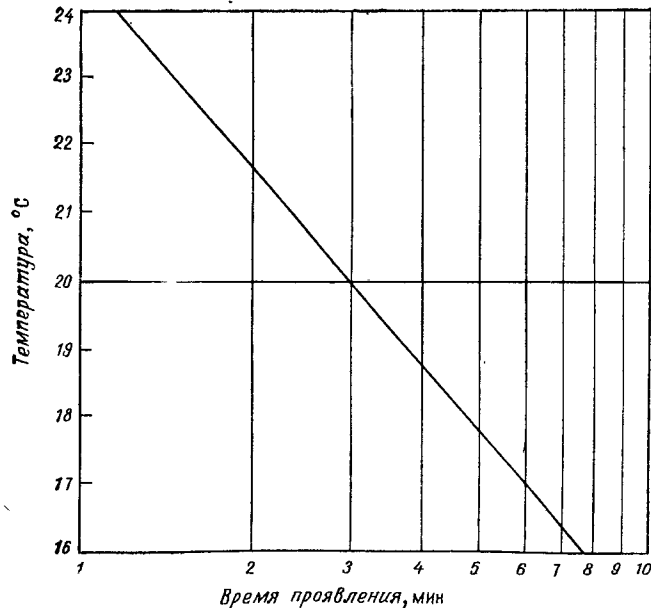


Рис. 11. График температура — время проявления.

### 2.6.3.9. Отбеливание

Отбеливанием называется химический процесс растворения металлического серебра, устраняющий визуально наблюдаемую черноту, т. е. уменьшающий оптическую плотность изображения. В результате отбеливания образуются растворимые и (или) нерастворимые соли серебра, которые удаляются на последующем этапе фиксирования. Ранее отбеливание применялось для изменения контраста или преобразования черно-белого серебряного изображения в другой цвет (такой процесс называется тонированием). В настоящее время этот процесс сохраняет свое значение в цветной фотографии для удаления серебра и в обратимом фотографическом процессе (процесс получения позитивных изображений вместо обычных негативных).

Серебряное изображение на хорошо обработанных и промытых водой эмульсиях в течение многих лет остается устойчивым к воздействию воды и непрореагировавших солей при любых значениях рН. Но оно может окисляться:



в присутствии целого ряда окислителей, таких, как перекись водорода, феррицианид, окислы железа, бихроматы, персульфаты, перманганаты, броматы, окислы меди и ртути. Механизм отбеливания сложен, а скорость и степень отбеливания участков с высокой и низкой оптической плотностью различна для разных процессов. Например, персульфат аммония используется предпочтительно для отбеливания высоких плотностей и не оказывает влияния на низкие. Некоторые составы обладают самокаталитическими свойствами, так что скорость отбеливания возрастает в течение процесса, другие составы объединяют отбеливание и фиксирование в одноступенчатом процессе. Сухое отбеливание предполагает использование паров брома и хлора [3]; в таком процессе удается избежать геометрических искажений изображения и изменений толщины эмульсии, присущих влажным процессам отбеливания (см. п. 2.6.6.2).

### 2.6.4. Денситометрия

Изображение в галогенидосеребряной фотографии состоит из мелких частичек металлического серебра, называемых зернами, эффективная концентрация которых в единице объема (или на единицу площади, поскольку толщина эмульсии по существу постоянна) связана с экспозицией характеристической кривой. Падающий поток  $I_0$ , проходя через проявленный фотографический слой, рассеивается зернами серебра, так что прошедший поток  $I$  оказывается ослабленным. Мы уже видели, что степень ослабления

описывается оптической плотностью [выражение (17)]. Поэтому определение оптической плотности и, следовательно, характеристической кривой зависит от способа, которым измеряется выходной поток  $I$ . Этот раздел фотографической сенситометрии и связанные с ним вопросы носят название денситометрии.

Рассмотрим, что происходит, когда падающий поток  $I_0$  входит в слой почти перпендикулярно его поверхности. Часть этого потока будет идти более или менее вдоль направления падения, как если бы он не рассеивался или рассеивался лишь очень слабо. Другая часть потока будет рассеиваться, не выходя из слоя. Остальная часть рассеивается в слое и выходит из него под различными углами в пределах  $180^\circ$ . Та часть потока, которая проходит перпендикулярно поверхности слоя или близко к нему, называется регулярной ( $I_S$ ), а общий выходной поток, рассеиваемый в пределах  $180^\circ$ , называется диффузным ( $I_D$ ). Поскольку  $I_S < I_D$ , регулярная оптическая плотность оказывается больше, чем диффузная. Рассмотрим поток  $I_0$ , который входит в фотографический слой под любым из углов в пределах  $180^\circ$  (диффузный входной поток). Та часть потока, которая входит под большим углом, с большой вероятностью рассеится и не выйдет из него. Следовательно, в этом случае выходной поток  $I$  будет меньше, независимо от того, каким он сам является потоком (регулярным или диффузным), чем при регулярном входном потоке. Все возможности сводятся к четырем случаям измерения оптической плотности: регулярный/регулярный, регулярный/диффузный, диффузный/регулярный или двойной диффузный световые потоки. Типовые денситометры, наиболее часто встречающиеся на практике, измеряют двойную диффузную плотность в соответствии со стандартом. Все четыре случая и промежуточные условия могут встречаться в различных применениях фотографии. Например, в контактной печати в зависимости от освещающего источника имеют дело с регулярной/диффузной или двойной диффузной плотностью. С другой стороны, проекционная печать соответствует промежуточному случаю между регулярной и диффузной оптической плотностью в зависимости от расстояния и формата.

#### 2.6.4.1. Коэффициент Кольера $Q$

Для любых входных потоков диффузная оптическая плотность меньше регулярной, и соотношение между ними определяется коэффициентом Кольера  $Q$ , который представляет собой отношение регулярной оптической плотности к диффузной:

$$Q = D_S / D_D > 1. \quad (36)$$

Коэффициент  $Q$  всегда больше единицы, и для мелкозернистых эмульсий он меньше, чем для крупнозернистых.

#### 2.6.4.2. Цвет

Цветные эмульсии создают плотность в основном за счет поглощения света красителями, а не в результате рассеяния, и в связи с этим возникают различного рода проблемы. Так, измеряемая плотность зависит от спектрального состава падающего потока. Например, красный краситель представляет собой более высокую плотность при измерении ее в синем свете, поскольку большая часть синего света будет поглощена, и меньшую плотность при измерении ее в белом свете, большая часть которого пройдет через краситель. Обычный денситометр, например, типа McBeth TD 504 оснащен турелью для селективирующих основные цвета фильтров, таких, как Wratten 94 (синий), Wratten 93 (зеленый) и Wratten 92 (красный), что позволяет определять плотности в основных цветах, а также черно-белую плотность.

#### 2.6.5. Взаимозаменяемость

Согласно закону взаимозаменяемости, для фотографических эмульсий оптическая плотность ( $D$ ) изображения является функцией только полной экспозиции ( $I \times t$ ) и не зависит от величин  $I$  и  $t$ , взятых по отдельности. Но механизм и кинетика образования скрытого изображения таковы, что закон взаимозаменяемости не выполняется для экспозиции с высокой освещенностью (малые выдержки) и с низкой освещенностью (большие выдержки). Невыполнение закона взаимозаменяемости в этих двух крайних случаях называют высоко- и низкоинтенсивным отступлением от закона взаимозаменяемости или просто невзаимозаменяемостью. Вообще говоря, для любой эмульсии существует единственная оптимальная комбинация  $I \times t$ , при которой достигается данная плотность, — все остальные комбинации дают более низкое ее значение. Но это условие не вызывает большого беспокойства, как может показаться, поскольку для современных эмульсий, с которыми приходится иметь дело, закон взаимозаменяемости эффективно выполняется в широком интервале комбинаций  $I \times t$ . Данные, характеризующие выполнение закона взаимозаменяемости для эмульсии, представляются графически в виде зависимости логарифма экспозиции  $\lg E$ , требуемой для получения заданной плотности  $D_{\text{нв}}$ , от  $\lg I$ . На рис. 12 показан пример типичной эмульсии; постоянное время экспозиции имеет вид прямых линий, пересекающихся под углом  $45^\circ$  прямоугольную сетку таким образом, чтобы выполнялось условие  $E = I \times t$ . Кривые (отступление от закона) невзаимозаменяемости для различных длин волн имеют по существу такой же вид, но несколько сдвинуты по оси времени, так что полное количество освещения остается постоянным. Кривые принято выражать

либо в светотехнических, либо в энергетических единицах и иногда представлять как семейство кривых, полученных для различных длин волн.

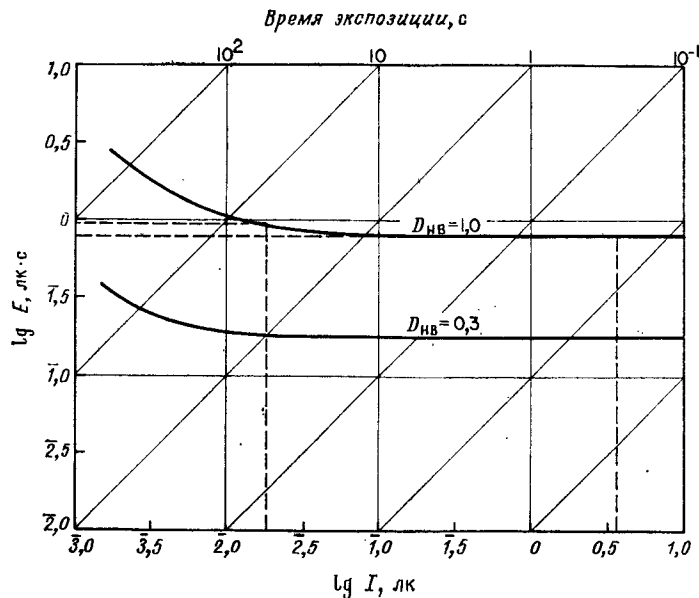


Рис. 12. Кривые невязимозаместимости для типичной эмульсии.

### 2.6.5.1. Эффект прерывистой экспозиции

Невязимозаместимость проявляет себя также другим образом. Оптическая плотность изображения, создаваемая при экспозиции  $E_t$ , оказывается меньше, когда  $E_t$  представляет собой последовательность прерывистых экспозиций  $E_i$ , а не постоянную экспозицию. Иными словами,  $D_i < D_t$  при  $E_t = \sum E_i$ . Эффект прерывистости зависит от частоты и наблюдается при высоких и низких интенсивностях как прямое следствие механизма и кинетики образования скрытого изображения.

### 2.6.5.2. Суперсенсбилизация и латенсификация

Фоточувствительный слой, который проявляет низко- и высокоинтенсивное отступление от закона невязимозаместимости, можно также эффективно использовать, если применить методы двойной экспозиции, называемые соответственно методом суперсенсбилизации или латенсификации. Низкоинтенсивное отступление от закона взаимозаместимости можно в значительной степени пре-

одолеть, прежде всего подвергая эмульсию равномерной засветке сильным излучением в течение столь короткого времени, чтобы оно не вызвало почернения. Такая суперсенсбилизированная эмульсия подвергается затем низкоинтенсивной, несущей изображение экспозиции и не имеет какого-либо отступления от закона взаимозаместимости. С другой стороны, если очень короткая несущая изображение экспозиция высокой интенсивности немедленно следует за однородной экспозицией низкой интенсивности (недостаточной для создания самостоятельной заметной плотности), то практически устраняется невязимозаместимость и в данном случае.

### 2.6.5.3. Использование кривой отступления от закона взаимозаместимости

Рассмотрим с помощью рис. 12, как пользоваться кривой отступления от взаимозаместимости (или кривой невязимозаместимости), выраженной в светотехнических величинах, при компенсации экспозиций в монохроматическом свете. Предположим, что мы получили оптическую плотность  $D_{нв} = 1,0$  при экспозиции  $6,31 \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2}$  непрерывным источником света при длине волны  $488 \text{ нм}$  с выходной плотностью мощности  $3,0 \text{ мкВт} \cdot \text{см}^{-2}$ . Следовательно, время экспозиции в нашем случае должно составить  $0,21 \text{ с}$  ( $t = E/I$ ). Кривая невязимозаместимости выражена в светотехнических единицах (лк), поэтому прежде всего эти единицы следует преобразовать. Используя табл. 1, находим, что для излучения с длиной волны  $488 \text{ нм}$   $1 \text{ лк}$  равен  $7,66 \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ . Выполняя необходимые преобразования, имеем

$$I (30 \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}) = 3,92 \text{ лк},$$

$$\lg I = 0,59,$$

$$E (6,31 \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2}) = 0,82 \text{ лк} \cdot \text{с},$$

$$\lg E = 1,91 = -0,09.$$

Возвращаясь к кривой взаимозаместимости, находим, что зависимость  $\lg I$  от  $\lg E$  хорошо вписывается в область, в которой справедлив закон взаимозаместимости.

Теперь предположим, что мы заменили источник на более слабый, имеющий плотность непрерывного излучения только  $1,5 \times 10^{-8} \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$  на длине волны  $488 \text{ нм}$ , и нам нужно определить время экспозиции, при котором получается та же плотность  $D_{нв} = 1,0$ . Если бы не было невязимозаместимости, можно было бы просто использовать данные первоначальной экспозиции  $6,31 \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2}$  и вычислить время новой экспозиции, равное  $6,31 \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2} / (0,15 \text{ эрг} \times \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}) = 42 \text{ с}$ . Однако новое излучение на несколько порядков

величины слабее, и анализ кривой (рис. 12) показывает, что мы находимся в области, в которой следует учитывать явление невязимозаместимости. Таким образом, записывая  $1,5 \cdot 10^{-8}$  Вт·см<sup>-2</sup> в виде  $1,96 \cdot 10^{-2}$  лк получаем  $\lg I = -1,71$ , или  $2,29$ . Соответствующая данному  $\lg I$  (для  $D_{\text{нв}}=1,0$ ) величина  $\lg E$  равна  $1,99$ , откуда  $E=0,98$  лк·с. Следовательно, новое время экспозиции составляет 50 с ( $0,98$  лк·с/ $1,96 \cdot 10^{-2}$  лк), а не 42 с, как если бы не было невязимозаместимости.

## 2.6.6. Характеристики изображения

### 2.6.6.1. Ореол

Часть света, падающего на фоточувствительный слой и проходящего в подложку, рассеивается в последней и отражается обратно в эмульсию, производя нежелательное экспонирование. Отражение имеет место на передней поверхности подложки и на ее задней стороне (на границе подложка — воздух), результатом чего является ухудшение качества изображения, особенно нежелательное, когда требуется высокое разрешение. При использовании когерентного света эти отражения приводят к появлению паразитных интерференционных полос. Изображение точки при достаточно большой экспозиции оказывается окруженным как бы ореолом, что и дает название рассматриваемому явлению.

Обычно используемые фоточувствительные слои имеют противореальные покрытия, которые содержат красители или пигменты, поглощающие свет и препятствующие его отражению. Часто применяется чернение наружной поверхности подложки, которое удаляется во время проявления или специальной обработкой. Противореальные покрытия помещаются между эмульсией и подложкой и содержат красители, которые отбеливаются или удаляются во время обработки. Материал подложки иногда окрашивают, но в этом случае цвет подложки влияет на изображение.

### 2.6.6.2. Поверхностный рельеф изображения

В химических процессах проявления и отбеливания образуются продукты, которые делают желатину более твердой в непосредственной близости от проявляющегося или растворяющегося серебряного изображения. Затверждение является результатом образования химических связей в желатине, которые делают ее малорастворимой или почти нерастворимой. Это явление обычно называют задубливанием, оно имеет различную степень в зависимости от химической природы проявителя или отбеливателя. Задубленная желатина меньше набухает и становится менее проницаемой для воды и химических реактивов, следствием чего является возник-

новение внутренних напряжений. Напряжения усиливаются при сушке, поскольку задубленная желатина содержит меньше воды и сохнет много быстрее, чем набухшая незадубленная желатина. Следствием внутренних напряжений является образование поверхностного рельефа и различие в коэффициентах преломления в желатине [8].

### 2.6.6.3. Зерно

Непроявленная эмульсия может быть мелкозернистой, средне- и крупнозернистой в соответствии с размерами кристаллов галогенида серебра, в то время как проявленный и фиксированный фотографический слой содержит только металлическое серебро,

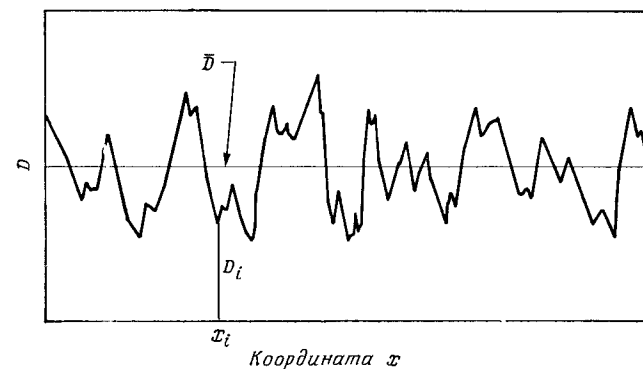


Рис. 13. Типичная запись, получаемая на микроденситометре.

называемое проявленными зернами. Говоря о зернистости, или гранулярности, мы описываем качество изображения. В разд. 2.6.4 обсуждалась денситометрия однородно экспонированных участков, содержащих более или менее однородно распределенные частицы серебра или зерна. Это случай стандартной денситометрии, когда измерительная апертура выбирается много больше размера зерен и однородность распределения их гарантируется большой площадью усреднения. Если ту же самую площадь сканировать очень маленькой апертурой, создаваемой в микроденситометре, то оптическая плотность вдоль линии сканирования выглядит, как показано на рис. 13, поскольку зерна серебра имеют разные размеры и форму и распределены случайным образом (при соединении в одно целое они образуют конгломераты, а при взаимном перекрытии — агломераты).

## 2.6.6.4. Зернистость

Любое серебряное изображение при достаточно большом увеличении выглядит зернистым. Этот факт вызывается субъективным ощущением, производимым нерегулярностью или случайным характером микроскопической плотности, что подтверждается микроденситограммой. Такое количественно не оцениваемое субъективное ощущение называют зернистостью.

## 2.6.6.5. Гранулярность

Характер распределения микроскопических зерен зависит от конкретной эмульсии и условий обработки, а флуктуации измеряемой оптической плотности представляют собой функцию размера сканирующей апертуры. Флуктуации, будучи статистическим явлением по своей природе, поддаются аналитическому описанию. Результат их количественного измерения определяют как «гранулярность» в отличие от зернистости, являющейся чисто субъективной характеристикой. Среднеквадратичное значение гранулярности  $\sigma_D$  определяется выражением

$$\sigma_D^2 = \sum_{i=1}^N [(D_i - \bar{D})^2 / (N - 1)], \quad (37)$$

где  $D_i$  — оптическая плотность в точке  $i$ , а  $\bar{D}$  — среднее значение плотности по сканируемому участку. Величина гранулярности изменяется в зависимости от размера сканирующей апертуры, однако Селвин дал определение гранулярности, позволяющее обойти эту проблему. Он определил гранулярность следующим образом:

$$G = (2A)^{1/2} \sigma_D; \quad (38)$$

здесь  $A$  — площадь сканирующей апертуры. Если число частиц серебра в сканирующей апертуре велико, то произведение  $\sigma_D A^{1/2}$  постоянно, т. е. селвиновская гранулярность не зависит от размера сканирующей апертуры. Фирма «Кодак» [7] совсем недавно определила условия для оценки диффузной среднеквадратичной гранулярности, выбрав размер сканирующей апертуры 48 мкм и применив корректирующие коэффициенты для приведения микроденситометрических данных к стандартным диффузным денситометрическим величинам. Эти коэффициенты используются для расчета небольших целых чисел, которые определяют класс гранулярности; например, диффузная среднеквадратичная гранулярность 50 соответствует очень крупным зернам, а число 6 — крайне мелким зернам.

## 2.6.6.6. Шум

Шум фотографического материала имеет три источника:

- 1) дефекты и неоднородности подложки;
- 2) случайное рассеяние входного сигнала галогенидосеребряными зернами во время экспозиции и
- 3) случайное рассеяние выходного сигнала вследствие гранулярности серебряного изображения.

Современная теория информации не способна точно описать фотографический процесс из-за трудностей, связанных как с нелинейной зависимостью выходного сигнала (оптической плотности) от входного сигнала, так и с зависимостью гранулярности (шума) от входа. В общем случае отношение сигнал/шум и, следовательно, информационное содержание галогенидосеребряной регистрирующей среды можно улучшить, используя менее чувствительные мелкозернистые материалы и большие времена экспозиции, а также увеличивая выходной сигнал с помощью послеэкспозиционной равномерной засветки (см. п. 2.6.5.2).

## 2.6.6.7. Разрешение

Разрешающей способностью фотографической эмульсии называют ее способность различать мелкие детали объекта или входного сигнала, которая характеризуется числом пар штрихов (линий) на миллиметр или циклов на миллиметр, причем один цикл равен паре линий. Интуитивно ясно, что эмульсия неспособна разрешить детали, более мелкие, чем размер серебряных зерен, образующих изображение, и это действительно так, но разрешение представляет собой значительно более сложную проблему, зависящую от многих факторов, таких, как гранулярность, контраст, резкость (или четкость) изображения и прозрачность эмульсии. Разрешающая способность эмульсии определяется экспериментально с помощью испытательных таблиц, обычно штриховых, подобных таблице, показанной на рис. 14. Разрешение растет с увеличением контраста соседних элементов изображения, поэтому контраст таблицы должен быть оговорен, если важным является достижение разрешения, точно установленного для данной эмульсии. Таблица изображается на эмульсии, и штрихи минимального размера, которые едва различимы, определяют разрешение (или разрешающую способность) эмульсии при данной экспозиции и условиях проявления.

## 2.6.6.8. Передача модуляции

Понятие передачи модуляции было введено для определения разрешающей способности как пространственной частоты вне зависимости от контраста объекта. В разд. 2.6.3 было показано,

что если эмульсия экспонируется на прямолинейном участке характеристической кривой, то записываемое различие в  $\lg I$  пропорционально разности плотностей, причем пропорциональность определяется коэффициентом контрастности  $\gamma$ . Однако это соот-

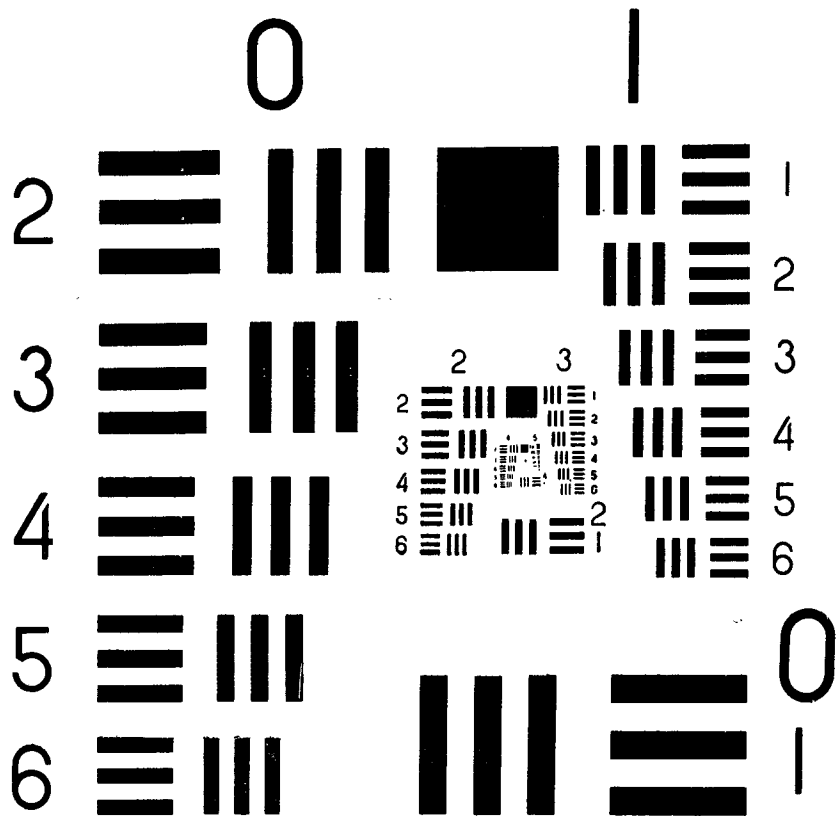


Рис. 14. Типичная резольвометрическая таблица (USAF TR1-BAR).

ношение выполняется только для низких пространственных частот; с ростом частоты эмульсия регистрирует контраст, меньший, чем тот, который следует из характеристической кривой. Когда пространственные частоты становятся достаточно высокими, контраст снижается до нуля, поскольку эмульсия не может больше различать соседние элементы в виде разности плотностей. Передача модуляции характеризует способность эмульсии записывать пространственные частоты испытательной таблицы и, следовательно, определяет разрешающую способность данной эмульсии.

Передача модуляции определяется экспериментально путем экспонирования фотоматериала пространственно-распределенным

синусоидальным световым потоком возрастающей частоты. Модуляция такого потока  $M$  определяется выражением

$$M = (I_{\text{мин}} - I_{\text{макс}}) / (I_{\text{макс}} + I_{\text{мин}}). \quad (39)$$

Как видно из рис. 15, модуляция равна отношению амплитуды потока к его среднему значению. Поскольку контраст  $C$  опреде-

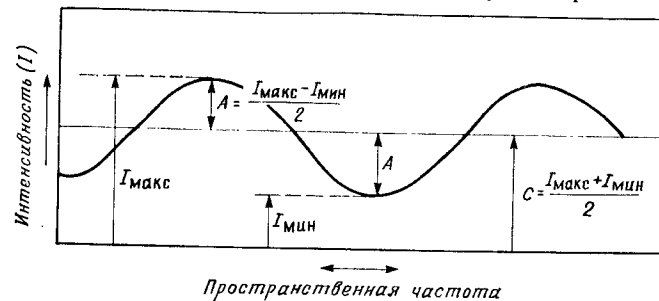


Рис. 15. Пространственно-модулированный световой поток.  $M = A/C = (I_{\text{макс}} - I_{\text{мин}}) / (I_{\text{макс}} + I_{\text{мин}})$ .

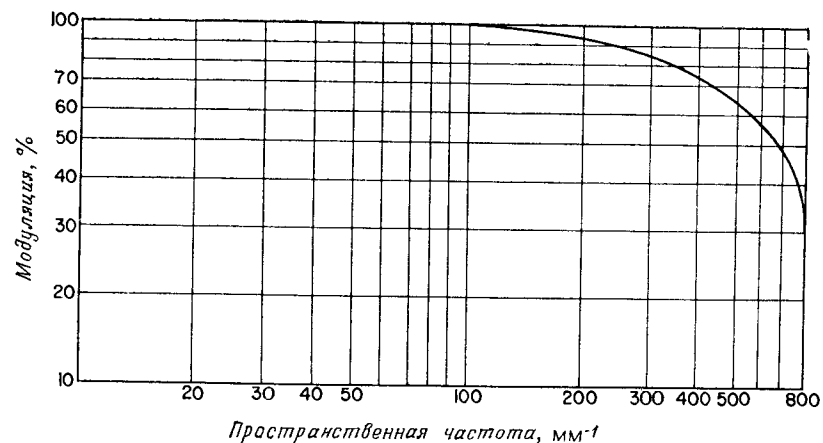


Рис. 16. Модуляционная передаточная функция.

ляется как  $I_{\text{макс}}/I_{\text{мин}}$  или  $D_{\text{макс}} - D_{\text{мин}}$ , отсюда следует, что модуляция есть функция контраста и ее величина лежит в пределах от нуля до единицы:

$$M = (C - 1) / (C + 1) = (10^D - 1) / (10^D + 1). \quad (40)$$

Модуляция тест-объекта  $M_0$  — величина постоянная и с помощью характеристической кривой может быть преобразована в ожидаемую модуляцию фотографического изображения. Из-за рассеяния света записанная в действительности модуляция  $M_R$  будет меньше,



чем  $M_0$ , и их разница будет увеличиваться с ростом пространственной частоты. Отношение  $M_R/M_0$  характеризует передачу модуляции как функцию пространственной частоты и называется модуляционной передаточной функцией (МПФ). На рис. 16 приведена МПФ для типичной высокоразрешающей фотографической эмульсии.

### 2.6.7. Влияние изменения окружающей среды на стабильность пространственных параметров слоя

Стабильность пространственных параметров слоя является важным параметром для любых применений фотографии, в которых необходимо сохранить точность пространственных соотношений для записанного сигнала, например положение интерференционных полос голограммы. Пространственные изменения зависят как от типа эмульсии, так и от природы материала подложки (основы), а также от их толщины, температуры, относительной влажности, давления, механических напряжений и условий фотографической обработки. Разумеется, абсолютной пространственной стабильности не существует, и даже стеклянные пластинки подвергаются небольшим изменениям, что приводит уже к более сильным изменениям зависящих от них параметров. Однако изменения, происходящие под влиянием условий внешней среды, с которыми приходится сталкиваться в таких применениях, как голография, являются, как правило, обратимыми; иными словами, искажениями записанного сигнала, обусловленными пространственными изменениями регистрирующей среды, можно пренебречь, если считывание информации и ее запись проводятся при одних и тех же условиях, в частности при тех же температуре и относительной влажности.

В качестве материалов для подложек используются (а также являются перспективными) стекло, металлы, бумага и различные пластики, включая полиэферы, полистирол, поликарбонат и триацетат целлюлозы (часто называемый триацетатом или просто ацетатом).

#### 2.6.7.1. Стекло

По сравнению с пленочными подложками стекло имеет то преимущество, что оно обладает жесткостью и прекрасной пространственной стабильностью, на которую не оказывает влияния ни влажность, ни фотографическая обработка. Стекло практически нерастяжимо, но, конечно, легко ломается и бьется.

Нанесение эмульсии на стеклянную подложку может приводить к образованию анизотропных напряжений, которые, если их не снять до экспонирования, после обработки вызывают простран-

ственные искажения изображения. Напряжения можно устранить перед экспонированием эмульсии купанием ее в воде или выравниванием содержания влаги в условиях высокой влажности; эта процедура обеспечивает дополнительное преимущество, увеличивая чувствительность фоточувствительного слоя (см. п. 2.6.3.7).

#### 2.6.7.2. Пленки

В настоящее время в качестве материала подложек фотопленки используются почти исключительно полиэферы и триацетат, и им обоим присуща значительно большая, чем стеклу, нестабильность пространственных характеристик, причем полиэфир с точки зрения стабильности превосходит триацетат фактически по всем параметрам.

**а. Механические свойства.** Полиэферы обладают лучшими механическими свойствами по сравнению с триацетатом: они плотнее, крепче, эластичнее и меньше подвержены влиянию температуры и влажности. С практической точки зрения окружающие условия и их изменения, встречающиеся в таких приложениях, как голография, оказывают минимальное влияние на механические свойства пленок и, следовательно, на пространственные искажения. Низкие температура или влажность приводят к хрупкости и необратимым повреждениям, а высокая температура вызывает необратимые пространственные изменения под влиянием напряжений, которые в обычных условиях не оказывали бы никакого эффекта.

**б. Обработка.** Обработка фотографических пленок всегда вызывает пространственные изменения, связанные с усадкой. В эмульсионном слое в любом случае присутствуют небольшие пространственные искажения, связанные с усадкой, и обычно ее величина имеет порядок 0,02%, причем при любых условиях обработки усадка полиэфирных пленок меньше, чем триацетатных, поскольку триацетат подвергается сжатию, а полиэфир — нет. Усадка триацетатных пленок может достигать до 0,1%.

**в. Температура.** Температура и ее изменения в первую очередь влияют на подложку, а не на эмульсию независимо от того, обрабатывалась она или нет. Коэффициенты термического расширения триацетата в продольном и поперечном направлениях различны, и они в два-три раза больше коэффициента расширения полиэфира. Наоборот, крайне высокие или низкие температуры оказывают большее влияние на эмульсию, но такие эффекты не являются пространственными в прямом смысле. Так, при низких температурах материал становится хрупким и возникают необратимые нарушения в процессе его обработки. Повышенные температуры могут вызывать слипание и механические нарушения, которые

были бы невозможны при более низких температурах. Например, выдерживание пленки с желатиновой прослойкой (для антискручивания) при температуре выше  $80^{\circ}\text{C}$  приводит к блокировке (склеиванию соседних слоев), причем размеры образующихся дефектов зависят от силы сжатия контактирующих поверхностей.

**г. Влажность.** Относительная влажность влияет на пространственные изменения подложки и эмульсии. И та и другая увеличиваются в размерах с ростом относительной влажности, причем величина изменений зависит от типа и толщины эмульсии, а также от химических свойств подложки. Триацетат расширяется больше, чем полиэфир, причем расширение вдоль и поперек пленки различно. При увеличении влажности желатина набухает и увеличивается в размерах. Если эмульсия не подвергается слишком суровым циклическим испытаниям (см. п/п. «д»), то при любой относительной влажности пространственные изменения могут сохраняться или восстанавливаться соответствующим поддержанием или выравниванием относительной влажности. Низкая относительная влажность может приводить, в частности, к своего рода вуали в виде прожилок, возникающей в результате статических электрических разрядов; такое неприятное явление возникает при намотке роликовых пленок.

**д. Давление.** Эмульсии могут находиться в глубоком вакууме ( $10^{-5}$  мм рт. ст.) в течение многих часов без химического разложения и выделения пузырьков газа, однако в результате удаления влаги в эмульсии имеют место пространственные деформации. Восстановление нормального давления и влажности обычно возвращает эмульсию к первоначальным размерам, но циклические изменения давления могут приводить к изменениям в желатине, поскольку она становится неспособной восстановить потери влаги, а это вызывает необратимую усадку.

## 2.6.8. Характеристики сохраняемости фотоматериалов

Сохранение качества фотослоя определяется двумя моментами: во-первых, стабильностью неэкспонированного светочувствительного слоя, которую обычно характеризуют временем хранения, и, во-вторых, стабильностью обработанного фотографического изображения, которую обычно характеризуют архивным временем хранения. Вообще говоря, на практике вряд ли придется столкнуться с проблемами времени хранения или архивного хранения, если строго придерживаться инструкции изготовителя и рекомендаций по хранению нескрытых и вскрытых упаковок, а также при безусловном выполнении инструкций по фиксации и промывке. Тем не менее проблемы могут возникнуть, поэтому понимание

основных факторов, влияющих на сохранность качества, может помочь минимизировать трудности, а также оценить требования спецификаций, рекомендаций и инструкций по использованию фотоматериалов.

### 2.6.8.1. Время хранения эмульсии

При изготовлении параметры любой фотоэмульсии несколько меняются, причем по-разному при различных способах изготовления. После изготовления эмульсий в ней имеет место диффузия молекул, происходят химические реакции и идет процесс непрерывного созревания, но обычно эти изменения незначительны и оговариваются в инструкции.

Условия, в которых находится фотоматериал, начиная со времени упаковки до окончательной обработки, являются важным фактором, влияющим на конечные результаты. К этим условиям относятся температура, относительная влажность, проникающая радиация и химическое загрязнение. Несмотря на введение в эмульсию стабилизаторов для уменьшения возможных изменений, воздействие указанных факторов, особенно если они не являются контролируемыми, обычно приводит к изменению светочувствительности, росту вуали и зернистости, снижению контраста, появлению паразитных неоднородностей, а для цветных пленок и к изменению цветового баланса. Такие изменения возрастают со временем и со степенью воздействия указанных факторов, хотя и не обязательно между ними имеется прямая пропорциональная зависимость. Обычно высокочувствительные крупнозернистые эмульсии более подвержены влиянию неблагоприятных факторов, чем малочувствительные мелкозернистые.

Фотоэмульсии могут храниться в обычных условиях: при температуре  $20^{\circ}\text{C}$  и относительной влажности 45—55% — по крайней мере несколько недель, если в инструкции не оговорены другие сроки. Хранение эмульсии при температуре выше  $27^{\circ}\text{C}$  не рекомендуется и не должно превышать одной недели. Более высокая температура и большие времена воздействия приводят к сильному росту вуали, зернистости и чувствительности, а также снижают контраст и уменьшают фотографическую широту; при некоторой достаточно высокой температуре возникает полное вуалирование. Для сохранения хорошего и даже отличного качества эмульсии рекомендуется поддерживать температуру в пределах от  $10$  до  $-18^{\circ}\text{C}$ . В роликовых пленках из-за плохой теплопроводности материала кратковременное повышение температуры может вызывать значительные различия в характеристиках внешних и внутренних слоев ролика, а также участков в центре и на краю пленки. Очень низкие температуры (ниже  $-45^{\circ}\text{C}$ ) вызывают временную потерю

чувствительности из-за резкого уменьшения скорости образования скрытого изображения.

Упакованные эмульсии защищены от попадания прямого света и бывают герметизированы для сохранения необходимой влажности и предотвращения газового заражения. Если упаковка была открыта, то должны быть приняты меры предосторожности, чтобы избежать прямого попадания света на эмульсию, против химического загрязнения и экстремальных условий влажности. Эмульсии довольно быстро устанавливают баланс с окружающей влажностью, и тем быстрее, чем выше влажность и температура. Низкая относительная влажность благодаря замедлению реакций, вызываемых диффузией, препятствует изменениям светочувствительности, но хранение при низкой относительной влажности не рекомендуется, поскольку это может привести к хрупкости и, следовательно, к механическим повреждениям (см. п/п. 2.6.7.2, а). Не следует подвергать эмульсию быстрым изменениям относительной влажности и температуры во избежание конденсации влаги и связанных со следами воды изменений в химическом составе эмульсии, а также нежелательных сенситометрических и денситометрических изменений. Прежде чем открыть упаковку с эмульсией, находившуюся в холодильнике, ее необходимо выдержать до температуры окружающей среды.

Проникающая радиация и высокоэнергетические частицы образуют вуаль, увеличивают зернистость, снижают коэффициент контрастности и изменяют светочувствительность. Обычно эмульсии более чувствительны к  $\alpha$ - и  $\beta$ -лучам, чем к  $\gamma$ - и рентгеновскому излучению.

### 2.6.8.2. Архивные характеристики

Окончательно обработанные фотографические слои теряют оптическую плотность и деградируют под действием оставшихся в них после обработки химических веществ и под воздействием факторов окружающей среды. Ухудшение качества происходит быстрее в условиях высокой влажности, особенно при повышенных температурах.

Остатки гипосульфита (фиксажа) ослабляют плотность изображения, действуя на коллоидное и мелкозернистое серебро, и образуют желто-коричневые соли сульфида серебра. Последующее окисление на воздухе преобразует сульфид серебра в бесцветный сульфат серебра, что еще больше ослабляет изображение. Остаточные комплексы тиосульфата серебра медленно разлагают сульфид серебра, вызывая желтизну фона. Можно избежать серьезных дефектов, обусловленных рассмотренными факторами, если точно следовать представленным изготовителем рекомендациям по фиксации и промывке, однако для надежной архивной сохран-

ности изображения следует провести проверку на остаточный тиосульфат, используя одну из рекомендованных процедур [11]. Содержание тиосульфата (гипосульфата) до  $1 \text{ мкг} \cdot \text{см}^{-2}$  считается нормальным при архивном хранении мелкозернистых фотографических изображений, например микрофильмов. Для обеспечения полного удаления остаточного гипосульфита рекомендованы специальные ванны [11].

В присутствии воздуха и влаги серебряное изображение подвержено действию окисляющих газов и химических соединений, таких, как оксиды азота, озон, хлор, пероксиды, а также диоксид серы, сероводород или сульфид аммония. Должны быть приняты меры безопасности, чтобы избежать воздействия выхлопных газов двигателей и сильно хлорированной воды, а также свежих красок и продуктов обработки древесины, которые являются источником пероксидов. Изображение может испортиться при контакте с материалами, в которых содержатся химически активные вещества, например с картоном, плавленными пластиками и резиной, включая полоски резины, используемые для перевязки слайдов. Окончательно промытые эмульсии становятся более устойчивыми к воздействию внешних факторов при обработке их формалином, но при этом следует надежно удалить тиосульфат. Серебряное изображение можно защитить, покрывая его золотом, которое химически является более устойчивым; для этого существуют рецепты золотых защитных растворов [11].

Хранение в условиях высокой влажности может привести к росту плесени, поражающей желатину. Плесень удаляется безводными очистителями фотографических слоев, которые имеются в продаже. В тех случаях, когда при хранении нельзя избежать высокой влажности, образование плесени можно предотвратить с помощью антиплесневой обработки.

### 2.6.9. Словарь терминов

*Актиничное излучение.* Любое излучение, которое образует изображение на данном светочувствительном слое.

*Антиувалирующие вещества.* См. *Замедлитель*.

*Денситометр.* Прибор для измерения оптической плотности фотографических изображений.

*Замедлитель* (замедлитель вуали). Обычно бромид калия, добавляемый в проявитель, чтобы предотвратить образование вуали; образование вуали при этом замедляется в большей степени, чем образование изображения. При изготовлении эмульсии в нее могут вводиться и другие типы замедлителя.

*Коллаген.* Продукт для получения желатины содержит большое количество протеина высших животных, получаемого из кожи, костей, хрящей, сухожилий и связок.

*Краевые эффекты.* См. *Пограничные явления*.

*Кроющая способность.* Величина, обратная фотометрическому эквиваленту.

*Монованна.* Одноступенчатый процесс, объединяющий проявление и фиксирование или отбеливание и фиксирование.

*Ореол.* См. *Эффект полос*.

*Отпечаток.* Фотографическое изображение, наблюдаемое в отраженном свете.

*Остаточное изображение.* Изображение, образованное окрашенными продуктами окисления проявителей, которое остается после отбеливания серебряного изображения.

*Отражательная плотность.* Плотность, измеряемая в отраженном свете, а не в проходящем. Для фоновых транспарантов отраженная плотность обычно в два раза больше плотности, измеренной на пропускание.

*Очистительная ванна.* Используется перед отбеливанием для удаления остатков проявителя, который в противном случае окисляется, что приводит к образованию пятен.

*Перемешивание.* Перемешивание проявителя в процессе обработки материала. Недостаточное или неправильное перемешивание приводит к протяженным пограничным эффектам, образованию полос и пятен, в результате чего изображение оказывается нестабильным при архивном хранении.

*Пограничные явления.* Плотность равномерно экспонированного участка фотоматериала на краю его выше, чем на внутренних областях (эффект границы), а плотность вуали на участке, непосредственно прилегающем к краю изображения, меньше, чем на участке, отстоящем от края на большее расстояние (эффект ореола). Это явление связано с градиентом концентрации проявителя, создаваемым внешней (от изображения) поперечной диффузией отработанного проявителя, встречающегося с внутренней (в сторону изображения) диффузией свежего проявителя. Чем больше экспонированная и неэкспонированная площади, тем сильнее эффект. Уменьшить эффект можно энергичным перемешиванием проявителя.

*Постэкспозиция.* См. *Латенсификация* (п. 2.6.5.2).

*Предельный коэффициент контрастности эмульсии.* Это высший коэффициент контрастности  $\gamma$ , получаемый для данной эмульсии при конкретных условиях экспонирования и обработки. Эмульсия может иметь ряд значений предельного коэффициента контрастности для различных критериев экспонирования и обработки.

*Предохранительные вещества.* Обычно сульфит натрия, добавляемый в проявитель, препятствует окислению проявителя на воздухе и образованию нежелательных окрашенных продуктов окисления, которые приводят к пятнам на изображении.

*Проявитель (проявляющий агент).* Химический восстановитель экспонированных зерен галогенида серебра до металлического серебра. Примеры: гидрохинонпарафинилендиамид, метол, фенидон, амидол.

*Резкостный проявитель.* Химический проявитель, который образует изображение с резким краем и слабо проявляет неэкспонированные области. См. *Эффект границы* и *Пограничные явления*.

*Сенситометр.* Прибор, предназначенный для получения на фотографической эмульсии серии известных экспозиций, по которым можно измерить оптические плотности. Этот прибор позволяет построить характеристическую кривую.

*Соляризация.* Эффект уменьшения плотности при больших экспозициях на некоторых типах эмульсии (см. рис. 2).

*Стабилизатор.* Вещество, вводимое в эмульсию для предотвращения изменений сенситометрических характеристик (см. п. 2.6.8.1).

*Стабилизирующая ванна.* Регулирует конечное значение рН цветной эмульсии для оптимизации стабильности красителей.

*Суперограничитель.* Раствор, применяемый для удаления следов тиосульфата после экспонирования обычно путем окисления.

*Точечный коэффициент контрастности.* Наклон касательной (тангенс угла наклона) в любой точке характеристической кривой (см. п. 2.6.3.3г).

*Транспарант.* Фотографическое изображение, наблюдаемое на пропускание, когда подложка выполнена из прозрачной пленки или стекла.

*Управление фотографической широтой.* Время проявления, требуемое для необходимого увеличения коэффициента контрастности.

*Ускоритель.* Щелочные соединения, добавляемые в проявитель для увеличения скорости проявления. Примеры: карбонаты и гидроксиды натрия и кальция, бура.

*Физическое проявление.* Образование серебряного изображения нормально предполагает химическое восстановление активированных кристаллов галогенида серебра. Если в проявителе имеется достаточное количество ионов серебра, то они могут осажаться на проявляющихся зернах серебра, образуя дополнительное серебро.

*Фотометрический эквивалент.* Определяется как отношение  $M/D$ , где  $M$  — масса серебра на единицу площади, а  $D$  — оптическая плотность, обычно диффузная. См. *Кроющая способность*.

*Фотоотбеленный позитив.* Непосредственно полученное позитивное изображение при предварительной засветке светочувствительного слоя и последующем обычном процессе обработки. Явление имеет прямое отношение к соляризации.

*Четкость.* Мера резкости изображения, образованного краем непрозрачного экрана. Четкость изображения зависит от типа проявителя. См. *Резкостный проявитель* и *Пограничные явления*.

*Эффект границы.* Увеличение плотности на краю изображения из-за возникновения пограничных явлений.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *Cathey W. T.*, Optical Information Processing and Holography, Wiley, New York, 1974.
2. *Collier R. J., Burckhardt C., Lin L. H.*, Optical Holography, Academic Press, New York, 1971. [Имеется перевод: *Кольер Р., Беркхарт К., Лин Л.* Оптическая голография.— М.: Мир, 1973.]
3. *Graube A.*, Appl. Opt., **13**, 2942 (1974).
4. *James T. H., Higgins G. C.*, Fundamentals of Photographic Theory, Morgan & Morgan, New York, 1960. [Имеется перевод: *Джеймс Т., Хиггинс Дж.* Основы теории фотографического процесса.— М.: ИЛ, 1954.]
5. *James T. H.*, Theory of the Photographic Process, Macmillan, New York, 1977.
6. Kodak, Tech. Bits. No. 1, 3 (1965).
7. Kodak, Tech. Bits, No. 1, 6 (1975).
8. *Lamberto R. L.*, Appl. Opt., **11**, 33 (1972).
9. *Neblette C. B.*, Photography, Its Materials and Processes, Van Nostrand-Reinhold, New York, 1962.
10. *Smith H. M.*, Topics in Applied Physics, Vol. 20, Holographic Recording Materials, Springer-Verlag, New York, 1977.
11. *Thomas W.*, SPSE Handbook of Photographic Science and Engineering, Wiley (Interscience), New York, 1973, p. 531—535.
12. *Weast R. C.*, CRC Handbook of Chemistry and Physics, 57th ed., CRC Press, Cleveland, Ohio, 1976—1977, p. E-247.

## Глава 3

## КЛАССИФИКАЦИЯ ГОЛОГРАММ

У. Кэти

## 3.1. ВВЕДЕНИЕ

Цель этой главы состоит в том, чтобы дать основные представления о соотношениях между различными типами голограмм. Это необходимо сделать, поскольку голограммы, отличающиеся всего лишь одним параметром, могут иметь совершенно различные свойства. Например, две голограммы одного и того же объекта, записанные на один и тот же материал при использовании света от одного и того же источника, идентично обработанные и одинаково освещаемые при восстановлении, дают изображения, имеющие разное поле зрения и разрешение, если опорная волна в одном случае исходила из удаленной от объекта точки, а в другом — из точки, расположенной вблизи объекта.

В последующих главах некоторые типы голограмм будут рассмотрены довольно подробно. В этой же главе мы лишь перечислим основные типы голограмм, сгруппированных по виду опорной волны и геометрии схемы регистрации голограмм и т. п., а также обсудим главные свойства каждого типа голограмм.

Рассмотрим сначала типы регистрирующих сред и методы записи голограмм. Мы перечислим не только возможные преимущества этих методов, но и выявим их смысл и связь с другими параметрами голограмм. Затем мы покажем, насколько важную роль играет каждый отдельный параметр регистрируемой волны; иными словами, мы можем записать только либо амплитуду волны от объекта, либо ее фазу, либо и то и другое вместе. Мы представим смысл выбора того или иного метода записи и связанный с методом записи тип голограммы. Затем мы обсудим важный параметр, тесно связанный с типом выбранной регистрирующей среды, а именно модулируемый параметр волны. Этот параметр (амплитуда, фаза или то и другое вместе) волны, освещающей голограмму при восстановлении изображения, изменяется этой голограммой и в зависимости от выбранного способа модуляции воздействует на формируемые изображения.

Одним из наиболее важных параметров является геометрия схемы, применяемой при регистрации голограммы. Геометрия схемы определяется положением объекта, видом используемой опорной волны и пространственной формой поверхности регист-

рирующего материала. Эти параметры влияют на положение изображения, на детали изображения и на поле зрения.

Степень когерентности волны, освещающей объект, или волны, освещающей (восстанавливающей) голограмму, оказывает сильное влияние на качество изображения. Если когерентность объектной и опорной волн низка, то регистрируется меньше информации. Если низка когерентность восстанавливающей волны, то изображение может быть размытым.

В заключение мы предлагаем в виде таблицы систему классификации различных типов голограмм, которая позволит лучше разбираться в проводимых по данному вопросу обсуждениях и в соответствующей литературе. В таблице показаны соотношения между параметрами некоторых из обычных типов голограмм.

### 3.2. РЕГИСТРИРУЮЩИЕ СРЕДЫ И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ

В этом разделе мы рассмотрим общие характеристики материалов, применимые почти к любой среде, а не конкретные голографические среды (этому вопросу посвящен § 8.3). Во-первых, мы отметим важную роль, которую играет в голографической среде, глубина записи. Во-вторых, рассмотрим два класса голограмм, на которые они делятся по способу освещения обработанной голограммы, — отражательные и пропускающие. И наконец, отметим тот факт, что некоторые голограммы не регистрируются, а синтезируются с помощью ЭВМ.

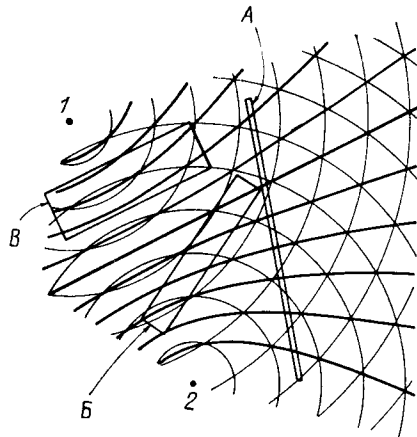


Рис. 1. Максимумы стоячей волны, образованной интерференцией между волнами от двух точечных источников 1 и 2. Примеры влияния расположения фотопластинки и толщины ее эмульсии: при получении плоской, тонкой, или поверхностной, голограммы (А); толстой, или объемной, голограммы (Б); объемной, восстанавливаемой в белом свете отражательной голограммы (В).

глубина записи. Во-вторых, рассмотрим два класса голограмм, на которые они делятся по способу освещения обработанной голограммы, — отражательные и пропускающие. И наконец, отметим тот факт, что некоторые голограммы не регистрируются, а синтезируются с помощью ЭВМ.

#### 3.2.1. Толщина среды

Если при регистрации интерференционных полос используется только поверхность регистрирующей среды, то получаются тонкие плоские или поверхностные голограммы. Важным моментом является не сама величина толщины регистрирующей среды, а влияние, которое она оказывает; даже если среда толстая, но запись по глубине не используется, результат оказывается таким же, как от

тонкой среды. Мы имеем *толстую*, или *объемную*, голограмму в том случае, когда трехмерная интерференционная картина регистрируется и используется по всей глубине слоя среды. Именно использование объема регистрирующей среды позволяет нам восстанавливать только одно изображение вместо основного и сопряженного ему изображений. На рис. 1 показаны три способа, которыми можно записать голограммы, чтобы получить поверхностную и объемную голограммы.

#### 3.2.2. Отражение и пропускание

Между отражением и пропусканием имеется относительно простое различие. В одном случае свет, используемый для освещения голограммы при восстановлении волнового фронта, отражается от среды в виде волнового фронта изображения, а в другом этот свет проходит через голограмму. В случае работы на отражение теряется обычно меньше света. Другие стороны этой проблемы мы рассмотрим в § 3.3, в котором исследуется влияние среды на волну, освещающую голограмму.

#### 3.2.3. Синтез голограмм на ЭВМ

В этом случае в ЭВМ вводятся параметры, описывающие объект, и она вычисляет объектную волну. Опорная волна может складываться с объектной математически, и результат, получаемый на графопостроителе, должен быть аналогом оптической записи. В общем случае этого не делается, но голограмма, синтезированная на ЭВМ, будучи воспроизведенной на графопостроителе, представляет собой систему прозрачных апертур, закодированную таким образом, чтобы дать искомую волну изображения. Более подробно этот вопрос рассматривается в работе [5].

### 3.3. РЕГИСТРИРУЕМЫЕ ПАРАМЕТРЫ ОБЪЕКТНОЙ ВОЛНЫ

Амплитуда и относительная фаза световой волны, идущей от объекта, изменяются определенным образом. Эту волну можно записать в виде

$$a(x, y) = a(x, y) \cos [2\pi\nu t - \gamma z + \varphi(x, y)], \quad (1)$$

где функция  $a(x, y)$  описывает изменения амплитуды в плоскости голограммы, а  $\varphi(x, y)$  — изменения относительной фазы. Параметры  $\nu$  и  $\gamma$  представляют собой соответственно оптическую частоту и постоянную распространения. Естественно, что и амплитуда, и фаза объектной волны сохраняются в голограмме, как показано в гл. 1. Однако, если фазовая или амплитудная информа-

ция устраняются, мы имеем то, что называют соответственно голограммой *амплитудной информации* или голограммой *фазовой информации*. Можно также употреблять термин *чистофазовая голограмма*, когда в голограмме сохраняется только фазовая информация  $\varphi(x, y)$ , но иногда такое название приводит к путанице с голограммой, модулированной по фазе, которую мы рассмотрим в § 3.4. Голограмма амплитудной информации используется довольно редко, поскольку она дает плохое качество изображения [11].

В случае когда объект является диффузно отражающим, большая часть информации заключается в фазе [7]. В некоторых случаях, таких, как акустическая голография или голограммы, синтезированные на ЭВМ, при записи или вычислении волнового фронта объектной волны амплитудная информация вообще не учитывается.

Одним из устройств, имеющих дело с фазовой информацией, в котором амплитудная информация не учитывается, является киноформ [10]. При изготовлении киноформа вычисляют распределение фаз объектной волны, а экспонированием фоточувствительного материала управляют таким образом, что результирующая прозрачность оказывается фазовой маской. При освещении этой маски однородной плоской волной восстанавливается распределение фаз объектной волны.

### 3.4. МОДУЛИРУЕМЫЕ ПАРАМЕТРЫ

Голограмма может изменять либо амплитуду, либо фазу освещающей (восстанавливающей) волны, либо одновременно и тот и другой параметр. Тем, кто знаком с теорией связи, поможет аналогия с амплитудной модуляцией (АМ) и фазовой модуляцией (ФМ) временного сигнала. Распределение энергии в плоскости регистрации голограммы, обусловленное интерференцией объектной и опорной волн, дается выражением

$$I(x, y) = a^2(x, y) + r^2(x, y) + 2a(x, y)r(x, y) \cos[2\pi(\xi_0 - \xi_r)x + \varphi_0(x, y) - \varphi_r(x, y)], \quad (2)$$

где  $a(x, y)$  и  $r(x, y)$  — изменения амплитуд объектной и опорной волн, а  $\varphi_0(x, y)$  и  $\varphi_r(x, y)$  — изменения фаз объектной и опорной волн соответственно. Параметры  $\xi_0$  и  $\xi_r$  определяются как

$$\xi_0 = (\sin\theta_0)/\lambda, \quad (3)$$

$$\xi_r = (\sin\theta_r)/\lambda, \quad (4)$$

где  $\lambda$  — длина волны света, а  $\theta_0$  и  $\theta_r$  — углы падения объектной и опорной волн на плоскость голограммы. Выражение (2) описывает поверхностную, или тонкую, голограмму.

#### 3.4.1. Амплитудная модуляция

Голограмму называют *амплитудной* тогда, когда восстанавливающая волна модулируется таким образом, что после прохождения через голограмму ее амплитуда становится пропорциональна величине, описываемой выражением (2). Эта волна после прохождения некоторого расстояния вызывает появление волн, идущих в трех направлениях. Одна из этих волн пропорциональна исходной волне от объекта. Амплитудную модуляцию можно получить либо за счет поглощения части волны, либо в случае отражательной голограммы за счет коэффициента отражения, который изменяется по  $x$  и  $y$ .

#### 3.4.2. Фазовая модуляция

*Фазовой* называют голограмму, которая модулирует фазу восстанавливающей волны таким образом, что результирующая волна имеет относительный сдвиг фазы, пропорциональный величине, описываемой выражением (2); иными словами, волну можно представить в виде функции  $\varphi(x, y)$ , записываемой как

$$\varphi(x, y) = \cos[2\pi vt - \gamma z + \varphi_n(x, y)], \quad (5)$$

где

$$\varphi_n(x, y) = p I(x, y). \quad (6)$$

Параметр  $p$  — коэффициент фазовой модуляции. Прошедшая через голограмму волна приводит к образованию многих волн, одна из которых пропорциональна волне, идущей от объекта. Если величина  $p$  мала, то объектная волна восстанавливается с минимумом шума. Если же  $p$  не мал, то некоторые из остальных волн, образованных волной, описываемой выражением (5), могут стать источником шума в восстановленной объектной волне [2]. Фазовую модуляцию можно получить, заставляя коэффициент преломления или толщину голограммы меняться в зависимости от  $x$  и  $y$  или меняя профиль голограммы и используя ее как отражатель.

#### 3.4.3. Фазовая и амплитудная модуляция

Многие голографические регистрирующие материалы, такие, как фотоэмульсия, вызывают амплитудную и фазовую модуляцию освещающей волны; при этом амплитуда модулированной волны пропорциональна  $I(x, y)$ , а фаза — величине  $\varphi_n(x, y)$ . Как амплитуда, так и фаза волн содержат всю записанную информацию в соответствии с выражением (2). Этот эффект имеет место в случае, когда применяют тонкую фотоэмульсию. Однако он еще не изучен достаточно хорошо, и мы его здесь рассматривать не будем.

Очень полезным является случай амплитудной и фазовой модуляции, когда желаемое изменение амплитуды волны создается амплитудной модуляцией, а изменение фазы — фазовой модуляцией. Этого можно достичь с помощью толстых (объемных) голограмм. Рассмотрим голограмму В на рис. 1. Максимумы в распределении энергии вызывают осаждение серебра вдоль поверхностей, указанных линиями. Волна, освещающая голограмму, отражается от поверхностей осажденного серебра. Плотность осажденного серебра связана с амплитудой объектной волны. Коэффициент отражения поверхности определяется плотностью осажденного серебра. Следовательно, амплитуда волны, отраженной от голограммы, изменяется пропорционально изменению амплитуды исходной объектной волны. Форма поверхности осажденного серебра зависит от относительной разности фаз интерферирующих волн. Таким образом, при отражении освещающей волны от голограммы ее фаза модулируется пропорционально фазе исходной волны от объекта. Если голограмма освещается по направлению исходной опорной волны, то ее и амплитудное, и фазовое распределение по отдельности модулируют освещающую волну, и восстанавливается только одна волна, а именно исходная волна от объекта.

### 3.5. КОНФИГУРАЦИЯ

Под конфигурацией мы понимаем все то, что связано с положением объекта, применением линз для формирования изображения или выполнения преобразования Фурье над объектной волной, структурой опорной волны, с формой поверхности и способами экспонирования голографического материала. В § 3.6 мы рассмотрим, к чему приводит разность оптических путей объектной и опорной волн. С вопросами геометрической оптики применительно к голографии читатель может познакомиться в гл. 7.

#### 3.5.1. Свойства объектной волны

В общем случае, если объект расположен близко к голографическому записывающему устройству, регистрируется то, что называется *голограммой Френеля*. Для опорных волн определенной формы существуют исключения, которые мы обсудим в разд. 3.5.2. Понятие, выражаемое словами: «Насколько близко расположены?», является относительным. Если объект мал и находится всего лишь в нескольких сантиметрах от голограммы, мы все же получим то, что называется *голограммой Фраунгофера*. Это случай, когда объект достаточно мал или находится достаточно далеко от голограммы, так что голограмма оказывается в области Фраунгофера или в области дальнего поля объекта.

Если объект располагается очень близко к голограмме или изображение объекта формируется в непосредственной близости к голографическому записывающему устройству, мы получаем *голограмму сфокусированного изображения*. Поскольку в этом случае восстановленное изображение располагается вблизи от голограммы, лучи света разных длин волн не смогут разойтись на большой угол, прежде чем будет сформировано изображение. Это означает, что для освещения голограммы можно применять источник, имеющий широкий спектр излучения. Это свойство делает голограмму сфокусированного изображения особенно полезной при использовании в дисплеях [2, гл. 9].

Если, для того чтобы в плоскости регистрации голограммы получить двумерный пространственный фурье-образ распределения амплитуд и фаз объектной волны, используется линза, то получаем *голограмму Фурье*. В случае когда рассеивающий объект и точечный опорный источник находятся на одинаковом расстоянии от регистрирующей среды, мы имеем *голограмму квази-Фурье*. В § 4.3 эти оба типа голограмм рассматриваются более подробно.

#### 3.5.2. Свойства опорной волны

Влияние формы опорной волны гораздо сильнее, чем это кажется на первый взгляд. От опорной волны зависят положение и размер изображения, его поле зрения и разрешение; она определяет разрешение, которым должен обладать регистрирующий материал.

Если точечный источник опорной волны расположен на том же расстоянии от голограммы, что и объект, то голограмма имеет почти те же свойства, что и голограмма Фурье. Поэтому такую голограмму можно назвать *голограммой квази-Фурье*. Ее называют также *безлинзовой голограммой Фурье*, но последнее название ошибочно подразумевает, что пространственное преобразование Фурье можно получить без применения линз (см. § 4.3).

От положения точечного источника опорной волны зависят и другие параметры. Конечное разрешение записывающего устройства накладывает ограничения на поле зрения изображения, его разрешение или на то и другое вместе. Выбирая положение точечного источника опорной волны, можно найти компромиссное решение между пределами, ограничивающими поле зрения и разрешение изображения. Если источник находится в области объекта, то мы получаем максимальное разрешение ценой ограниченного поля зрения. Если же источник расположен на бесконечности (плоская опорная волна), то мы имеем максимальное поле зрения и невысокое разрешение. Если точечный источник опорной волны поместить между объектом и бесконечностью вдали от го-



логограммы, то мы получим промежуточные значения поля зрения и разрешения изображения ([3], [2, гл. 9]).

Если опорная волна исходит из точки, то такая волна является однородной сферической волной. Опорная волна влияет на амплитуду и фазу волны, восстановленной с голограммы. Это видно из выражения (2), которое показывает распределение энергии, записываемое голограммой. Если применяется опорная волна с произвольным распределением фаз  $\varphi_r(x, y)$ , то, для того чтобы получить восстановленное изображение без каких-либо искажений, восстанавливающая волна должна быть идентична опорной. Следовательно, голограмма может быть *кодированной голограммой*, которая требует, чтобы ее освещали волной, в точности совпадающей с опорной, если необходимо увидеть изображение объекта. Объектом может служить страница текста или какой-либо другой предмет.

Если опорная волна исходит не из точечного источника, а из пространственно-некогерентного источника, то в общем случае это влияет на изображение таким образом, что разрешение изображения уменьшается с увеличением размеров источника. Для голограммы Фурье распределение комплексных амплитуд в изображении дается сверткой распределений комплексных амплитуд объекта и источника.

Другая форма протяженного источника соответствует тому, что мы называем *голограммой с локальным опорным пучком*. В этом случае часть объектной волны используется в качестве опорной. Это делается в том случае, когда необходимо получить голограмму при низкой когерентности волн. Такая голограмма подробно обсуждается в § 5.6.

### 3.5.3. Регистрирующий материал и конфигурация

В качестве регистрирующего материала, как правило, употребляется плоская фотографическая эмульсия, которая экспонируется одновременно и целиком. В этом разделе мы увидим, что это не является случайным.

Регистрирующий материал может быть термопластиком, тогда говорят о *термопластической голограмме*. Записываются *фотохромные* и *бихромат-желатинные голограммы*. Почти любая среда, способная записать изображения, может применяться для регистрации голограммы. Если регистрирующий материал отличается от фотоэмульсии, то его название используется для того, чтобы определять тип голограммы. Регистрирующие среды подробно рассматриваются в § 8.3.

Если мы формируем голограмму внутри прямого кругового цилиндра, то получаем так называемую *цилиндрическую голограмму* [6]. На рис. 2 показан один из способов экспонирования такой

голограммы. Для просмотра проявленной голограммы применяется точно такое же устройство, за исключением того, что объект отсутствует. Если голограмма освещается волной, которая первоначально была опорной, то изображение объекта можно рассматривать со всех сторон. Это делает цилиндрическую голограмму очень полезной для применения в дисплеях (см. § 10.3).

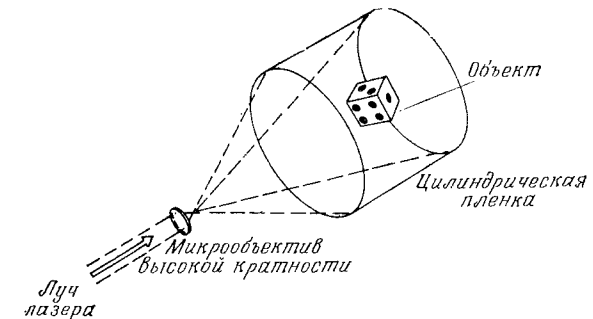


Рис. 2. Схема получения цилиндрической голограммы [6].

В случае когда голограмма формируется внутри конуса, мы имеем *коническую голограмму*, которая по существу обладает теми же самыми свойствами, что и цилиндрическая голограмма.

### 3.5.4. Уплотненная и раздельная регистрация

Существуют многочисленные способы, которыми можно произвести голографическую запись. Мы уже говорили об одновременном экспонировании всей голограммы. Если необходимо записать много изображений на одной и той же голограмме, то сделать это можно способом, описанным в § 5.2; при этом мы получаем *мультиплексную голограмму*.

Во многих применениях нужно экспонировать лишь узкую полоску фотопластинки, создавая интерференцию между объектной и опорной волнами. Экспонирование такой (горизонтальной) полоски повторяется по всей фотопластинке. В результате получается голограмма, в которой трехмерная информация присутствует только в одном направлении, а именно вдоль полоски. Такая голограмма имеет преимущество, заключающееся в том, что, когда голограмма освещается полихроматическим светом, разложение по длинам волн происходит вверх и вниз (в результате дифракции на пространственной структуре такой голограммы, образованной горизонтальными полосками), что не мешает наблюдению изображения. Такая голограмма называется *радужной голограммой* (см. § 10.3).

Голограмма, синтезированная из фотографических изображений объекта, — это другой случай, когда полезна регистрация голограмм в виде узких полосок. На первом этапе этого двухступенчатого процесса создается серия транспарантов различных ракурсов объекта. На втором этапе используют когерентный источник как для формирования опорной волны, так и для освещения транспарантов. Экспонирование голограмм в виде смежных вертикальных полосок на фотопластинке производится таким образом, что каждая голограмма использует разные транспаранты, показывающие объект с соседних ракурсов. При рассмотрении восстановленного изображения каждый глаз видит различные участки сцены, а эффект оказывается аналогичным наблюдению трехмерного объекта через голограмму. Трехмерный дисплей можно сделать и без изготовления голограммы исходного объекта. В этом случае мы имеем дело с так называемой *интегральной фотографией*.

### 3.6. СВОЙСТВА ИСТОЧНИКОВ

#### 3.6.1. Когерентность

Мы должны различать свойства опорной волны и волны, освещающей объект, с одной стороны, и свойства восстанавливающей волны — с другой. Термин *некогерентная голограмма* обычно сохраняется за голограммами, записанными при использовании некогерентного света. При записи некогерентной голограммы интерференционные полосы образуются благодаря интерференции света от какой-либо точки изображения с самим собой. Для этого формируют два изображения объекта с помощью делительного устройства. Свет от соответствующих точек изображения является когерентным и может интерферировать. Свет, который не интерферирует, образует фоновое освещение голограммы [8]. Другой способ получения интерференционных полос, когда источник света имеет низкую когерентность, заключается в формировании на голограмме изображения решетки и помещении объекта в один из порядков этой решетки [9].

Протяженный опорный источник приводит к некогерентной опорной волне; этот случай мы уже обсуждали.

Существует много различных ситуаций, когда голограмма регистрируется в когерентном свете, а изображение с нее восстанавливается некогерентным светом. Название голограммы определяется характеристиками голограммы, не связанными с когерентностью. Например, голограмма, записанная в когерентном свете, но при восстановлении освещаемая белым светом, называется *отражательной голограммой, восстанавливаемой в белом свете*<sup>1)</sup>.

<sup>1)</sup> Такая голограмма называется также голограммой Денисюка или голограммой Липпмана — Брэгга — Денисюка. — *Прим. перев.*

Возможно, что голограмма восстанавливает ту часть света, которая имеет длину волны используемого при регистрации голограммы излучения, поскольку толстая голограмма действует как комбинационный интерференционный фильтр. Может применяться и тонкая голограмма, если для компенсации дисперсии света применяется решетка. Такие голограммы были названы *поверхностными отражательными голограммами* [4, 1]. При освещении белым светом вполне удовлетворительное изображение дают голограммы сфокусированного изображения и радужные голограммы.

#### 3.6.2. Поляризация

Во многих случаях свет источника является поляризованным, в особенности если источником служит лазер. Это означает, что мы имеем дело с поляризованной опорной волной. Объектная волна во многих случаях, таких, как отражение света от объекта при формировании объектной волны, оказывается поляризованной случайным образом. Поскольку интерференция может произойти только между волнами, имеющими одинаковую поляризацию, часть объектной волны не регистрируется. Обычно о поляризационных свойствах записи голограмм не упоминают. Применение этого свойства для проверки некоторых характеристик объекта путем выбора направления поляризации опорной волны называется *поляризационной голографией* (см. § 5.4).

#### 3.6.3. Длина волны света

Применяя свет нескольких длин волн, можно записать *цветную голограмму*. Разумеется, сама голограмма не является цветной, но при освещении ее светом со многими длинами волн, мы получаем цветное изображение (§ 5.3). Другие названия голограмм, связанные с длиной волны, относятся к области спектра или типу применяемой волны; например, *микроволновая голограмма, акустическая голограмма* и *рентгеновская голограмма*.

### 3.7. ОПИСАНИЕ ГОЛОГРАММЫ

Названия голограмм, рассмотренные нами, употребляются только в том случае, если голограмма чем-то отличается от стандартной. Если говорят, что кто-то собирается записать голограмму, то это, по всей вероятности, означает, что планируется использовать лазер, поместить фотопластинку в френелевскую область объекта, расположить внеосевой точечный опорный источник по крайней мере на таком же расстоянии от плоскости регистрации, на котором от нее находится объект, применять плоскую фотоэмульсию и регистрировать поверхностную голограмму. Под всем этим подра-

## Соотношения между параметрами некоторых обычных голограмм

Голограмма	Регистрация		Модуляция	Регистрируемые параметры объекта	Конфи
	среда	метод			
Габоровская			Амплитудная	Амплитуда и фаза	
Лейта и Упатни-екса			Амплитудная	Амплитуда и фаза	Близко
Френеля					БЛИЗКО
Фраунгофера					ДАЛЕКО
Сфокусированного изображения					НА ГОЛОГРАММЕ
Фурье				Амплитуда и фаза	ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ФУРЬЕ
Квази-Фурье				Амплитуда и фаза	Близко
С локальным опорным пучком				Амплитуда и фаза	
С кодированным опорным пучком				Амплитуда и фаза	
Поляризационная Отражательная	Отражение		Амплитудно-фазовая	Амплитуда и фаза	
Цветная	Толстая			Амплитуда и фаза	
Отражательная, восстанавливаемая в белом свете	ТОЛСТАЯ		Фазовая или амплитудно-фазовая	Амплитуда и фаза	
Восстанавливаемая в белом свете, поверхностная	Тонкая		Амплитудная или фазовая	Амплитуда и фаза	
Фазовая			ФАЗОВАЯ	Фаза или амплитуда и фаза	
Фазовой информации (чистофазовая)			Фазовая	ФАЗА	
Киноформ	Тонкая	СИНТЕЗ НА ЭВМ	ФАЗОВАЯ	ФАЗА	Преобразование Фурье
Синтезированная на ЭВМ	Тонкая	СИНТЕЗ НА ЭВМ			Преобразование Фурье
Мультиплексная					
Радужная	Тонкая		Фазовая		На голограмме
Некогерентная					
Синтезированная из фотографических изображений объекта	Тонкая				

Таблица 1

гурация	Регистрирующая волна			Восстанавливающая волна	
	опорная волна	запись	когерентность	длина волны	когерентность
Точка в бесконечности, ОСЕВАЯ			Частично-когерентная		Когерентная
ВНЕОСЕВАЯ			Когерентная		
ПЛОСКАЯ ВОЛНА					
ПЛОСКАЯ ВОЛНА					
Внеосевая, плоская волна			*		Частично-когерентная
Внеосевая, плоская волна			*		Когерентная
Внеосевая, ИСТОЧНИК В ПЛОСКОСТИ ОБЪЕКТА			*		*
ВЫВОДИТСЯ ИЗ ОБЪЕКТНОЙ ВОЛНЫ, протяженный источник					
С КОДИРОВАННОЙ ФАЗОЙ			*		
С выбранной плоскостью поляризации			*		
				ДВЕ ИЛИ БОЛЕЕ	ДВЕ ИЛИ БОЛЕЕ
					НЕКОГЕРЕНТНАЯ
				МНОГО	НЕКОГЕРЕНТНАЯ
		МУЛЬТИПЛЕКСНАЯ			
		МУЛЬТИПЛЕКСНАЯ	*		Частично-когерентная
			Некогерентная		Когерентная
		МУЛЬТИПЛЕКСНАЯ	НЕКОГЕРЕНТНАЯ		Когерентная
					МНОГО

Голограмма	Регистрация		Модуляция	Регистрируемые параметры объекта	Конфи
	среда	метод			
Цилиндрическая				Амплитуда и фаза	Близко
Термопластическая		ТЕРМО-ПЛАСТИЧЕСКАЯ Отражательная	ФАЗОВАЯ	Фаза или амплитуда и фаза	

зумеается, то, что мы называем «стандартной» голограммой. Если из всего этого имеются исключения, то они должны быть уточнены, как, например, в случае *голограммы сфокусированного изображения*. Относительно других факторов мы будем делать прежние предположения. Так, если мы утверждаем, что должна быть изготовлена термопластическая голограмма, то это означает, что запись производится не на фотопленку, но что все остальные условия остаются стандартными.

В табл. 1 перечислены некоторые из названий голограмм и соответствующие им параметры. Если в графах таблицы параметр выделен прописными буквами, то это необходимый или важный параметр для этого типа голограммы. Если же используются строчные буквы, то это обозначает обычный или традиционный параметр. Если графа остается пустой, то на названии голограммы данный параметр не влияет. Таблица показывает, как можно применять два названия, чтобы можно было более полно описать голограмму. Например, восстанавливаемая в белом свете отражательная голограмма сфокусированного изображения обладает свойствами каждого типа голограмм. Если какие-либо параметры, отмеченные прописными буквами, в одной и той же графе противоречат друг другу, то соответствующие им названия голограмм несовместимы. Если только один параметр из двух рассматриваемых строк обозначен прописными буквами, то к данному названию голограммы можно присовокупить остальные. Это только один пример, когда не нужны другие названия. С любой голограммы сфокусированного изображения можно восстановить изображение в белом свете,

Продолжение табл. 1

гурация	Регистрирующая волна		Восстанавливающая волна	
	опорная волна	запись	когерентность	длина волны
		НАЦИЛИНДРИЧЕСКУЮ ПОВЕРХНОСТЬ	Когерентная	

## ЛИТЕРАТУРА

1. Burckhardt C. B., Bell Sys. Tech. J., 45, 1841—1844 (1966).
2. Cathey W. T., Optical Information Processing and Holography, Wiley (Interscience), New York, 1974, Ch. 3.
3. Collier R. J., Burckhardt C. B., Lin L. H., Optical Holography, Academic Press, New York, 1971, ch. 8. [Имеется перевод: Колбер Р., Беркхард К., Лин Л. Оптическая голография.— М.: Мир, 1973.]
4. DeBetetto D. J., Appl. Phys. Lett. 9, 417—418 (1966).
5. Huang T. S. et al., Proc. IEEE, 59, 1335—1346, 1971. [Имеется перевод: Хуанг, Шрейбер, Третин.— ТИИЭР, № 11, с. 59—89, 159 (1971).]
6. Jeong T. H., J. Opt. Soc. Amer., 57, 1396—1398 (1967).
7. Kermisch D., J. Opt. Soc. Amer., 60, 15—17 (1970).
8. Kozma A., Massey N., Appl. Optics, 8, 393—397 (1969).
9. Leith E. N., Upatnieks J., J. Opt. Soc. Amer., 57, 975—980 (1967).
10. Lesem L. B., Hirsch P. M., Jordan J. A., Jr., IBM J. Res. Dev., 13, 150—155 (1969).
11. Powers J., Landry J., Wade G., в кн.: «Acoustical Holography» (ed. A. F. Metherell), Vol. 2, Plenum Press, New York, 1971.

#### 4.1. ГОЛОГРАФИЯ ФРЕНЕЛЯ

*Дж. Де Велис, Дж. Рейнольдс*

##### 4.1.1. Введение

Предложенная впервые Габором [3—5] и развитая позднее Лейтом и Упатниексом [8—10] голография Френеля является двухступенчатым процессом формирования изображения.

Первая ступень получения голограммы — это фотографическая запись интерференционной картины, образованной объектной волной в зоне дифракции Френеля и опорной волной. Вторая ступень — восстановление записанного на голограмме изображения объекта путем освещения голограммы репликой опорной волны. Восстановленное таким образом изображение обладает трехмерными свойствами исходного объекта, а его качество зависит от угла между опорной волной и волной, продифрагировавшей на объекте. Габор работал с осевыми голограммами<sup>1)</sup>, для которых этот угол равен нулю (т. е. опорная и дифрагирующая волны являются соосными). При восстановлении голограмма Габора формирует два сопряженных изображения объекта и когерентный фоновый шум, которые локализируются вблизи оптической оси. Это обстоятельство приводит к существенному ухудшению качества восстановленного изображения из-за интерференции между интересующим нас сфокусированным изображением объекта и фоновым шумом, а также между этим шумом и расфокусированным сопряженным изображением объекта. Лейт и Упатниекс в своих экспериментах ввели внеосевую опорную волну, представляющую собой несущую волну, модулированную информацией об объекте. Эти голограммы также создают при восстановлении два сопряженных изображения и фоновый шум; однако два восстановленных изображения, каждое из которых может быть сфокусировано отдельно в своей плоскости, оказываются пространственно разделенными по углу друг от друга и от осевого фонового шума. Благодаря этому получают восстановленные изображения хорошего качества, причем никакой интерференции с другими распределениями света, порождаемыми голографическим процессом, не происходит.

Мы рассмотрим голографию Френеля последовательно на примере ряда специальных случаев, которые позволяют упростить

<sup>1)</sup> Такие голограммы называются также голограммами Габора.— *Прим., перев.*

математический анализ, одновременно подчеркивая важные физические характеристики голографического процесса. Рассмотрение начнем с общих уравнений, описывающих внеосевую голографию Френеля. При таком подходе осевая голография Френеля получается из общих уравнений как частный случай при угле падения опорной волны, равном нулю. Как для осевой, так и для внеосевой голографии Френеля мы исследуем четыре случая возрастающей сложности, чтобы получить необходимые физические характеристики голограмм для вывода соотношений, определяющих произведение пространства на ширину полосы пропускания и информационную емкость таких голограмм. Рассмотрим также эффекты увеличения, являющиеся результатом освещения сферической волной, через их воздействие на произведение пространства на ширину полосы пропускания. Эти физические характеристики затем сводятся в таблицы для использования при сравнении параметров в процессе проектирования голографических систем. Для того чтобы более наглядно продемонстрировать свойства обоих голографических процессов Френеля при формировании изображения, в п. 4.1.2.1 мы рассмотрим точечный объект, при этом размеры регистрирующей среды или ее разрешение могут быть любыми. Из результатов, полученных в п. 4.1.2.2 для объекта конечных размеров, следует, что изображающие свойства остаются теми же самыми, даже если изменяются шумовые характеристики восстановленных изображений. В п. 4.1.2.3 рассматриваются точечный объект и регистрирующая среда ограниченных размеров и разрешения, чтобы показать, какие в этом случае имеются ограничения по разрешению, и ввести понятие произведения пространства на ширину полосы пропускания. С целью обобщения результатов в п. 4.1.2.4 исследуются объекты конечных размеров и регистрирующие среды с ограниченными размерами и разрешением. При этом в рассмотрение вводятся реальные передаточные функции регистрирующей среды. Для того чтобы определить информационную емкость френелевских голографических систем, вводятся отношение сигнал/шум и произведение пространства на ширину полосы пропускания. В заключение в разд. 4.1.3 обсуждаются вопросы проектирования двух голографических систем, основанных на осевой и внеосевой голографии Френеля, используемых для различных экспериментов.

##### 4.1.2. Математическое описание

Для того чтобы определить основные свойства голографического процесса, приведем здесь математические соотношения, описывающие голографию Френеля в предположении, что запись осуществляется в тонком слое регистрирующей среды. Начнем рассмотрение с внеосевой голографии, а габоровскую голографию будем считать предельным случаем внеосевой голографии, когда

угол между объектной и опорной волнами равен нулю. Голограмма образуется благодаря интерференции объектной волны в зоне дифракции Френеля с внеосевой опорной плоской волной, как показано на рис. 1, а. Распределение интенсивности в плоскости

где  $C$  — комплексная постоянная, а  $s(x_1, y_1)$  описывает амплитудную прозрачность объекта. Выражения (1) и (2) описывают распределение интенсивности в плоскости голограммы. Если это распределение интенсивности зарегистрировать на фотопленке и проявить пленку таким образом, чтобы ее амплитудное пропускание было прямо пропорционально распределению экспозиции [6], то при освещении проявленной пленки копией опорной волны в плоскости сфокусированного изображения можно наблюдать восстановленное изображение объекта. Детальный анализ процесса восстановления приведен в книге [1]. Чтобы сделать процесс восстановления изображения с голограммы Френеля наглядным, выберем ряд простых в математическом отношении случаев и на их примере продемонстрируем существенные характеристики голографического процесса.

4.1.2.1. Точечный объект, осевая опорная волна и регистрирующая среда неограниченных размеров

Данное приближение соответствует голографированию точечного объекта по схеме Габора. В этом случае в выражение (2) вместо  $s(x_1, y_1)$  следует подставить  $\delta(x_1, y_1)$ , а в выражении (1) положить  $\theta=0$  и  $\varphi=\pi/2$ . Тогда в соответствии с (1) результирующее распределение интенсивности в плоскости голограммы запишется в виде

$$I_H(x_2, y_2) = |K + C \exp [ik_1(x_2^2 + y_2^2)/2z_1]|^2. \tag{3}$$

Это выражение представляет собой параксиальное приближение интерференционной картины, образованной плоской и коаксиальной с ней сферической волнами. Восстановление такой голограммы с помощью плоской волны с длиной волны  $\lambda_2$  приведет к появлению двух сопряженных изображений точечного объекта, расположенных в главных фокусах зонной пластинки Френеля. Это можно показать математически, восстанавливая голограмму, описываемую выражением (3). Действительно, освещение голограммы плоской волной, как показано на рис. 1, б, создает непосредственно за ней амплитудное распределение, пропорциональное выражению (3). Сформированное голограммой волновое поле состоит из четырех членов: двух констант и двух сферических волновых фронтов, распространяющихся вдоль направления распространения плоской освещающей волны. Одна из сферических волн выходит из мнимой точки, расположенной на оптической оси за голограммой, и является расходящейся, в то время как другая сферическая волна является сходящейся и фокусируется в точку на оптической оси в направлении распространения восстанавливающей плоской волны. Волновое поле в плоскости наблюдения, расположенной

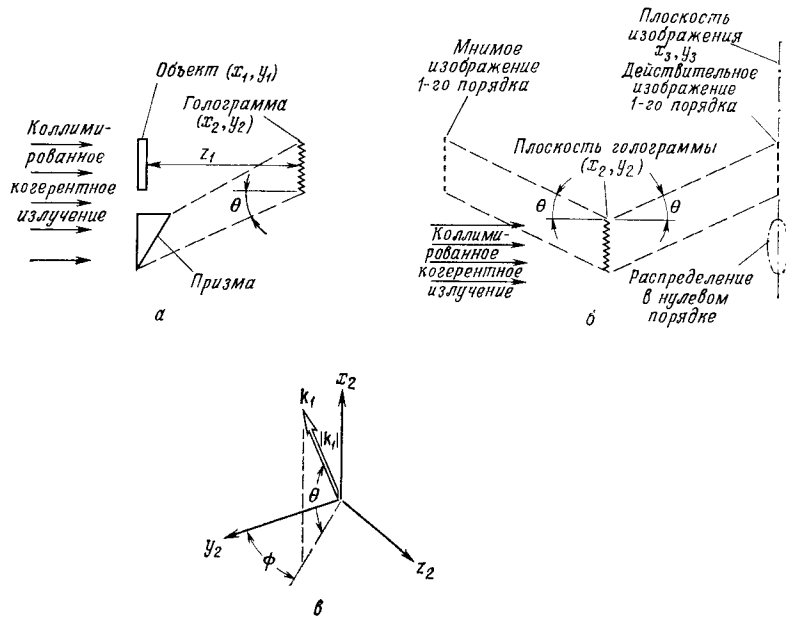


Рис. 1. Схематическое представление процессов записи и восстановления внеосевых голограмм Френеля. а — запись голограммы; б — восстановление изображения; в — оси координат.

голограммы дается выражением [1]

$$I_H(x_2, y_2) = |K \exp (ik_1 \cdot r_2) + D(x_2, y_2)|^2, \tag{1}$$

где

$$k_1 \cdot r_2 = |k_1| (x_2 \sin \theta + y_2 \cos \theta \cos \varphi + z_1 \cos \theta \sin \varphi),$$

$$r_2 = \hat{i}x_2 + \hat{j}y_2 + \hat{k}z_1,$$

$$k_1 = \hat{i}|k_1| \sin \theta + \hat{j}|k_1| \cos \theta \cos \varphi + \hat{k}|k_1| \cos \theta \sin \varphi,$$

$$|k_1| = 2\pi/\lambda_1 = k_1,$$

$K$  — амплитуда опорной волны, а величины со знаком  $\hat{\phantom{a}}$  — единичные векторы. Продифрагировавшая на объекте волна  $D(x_2, y_2)$  в зоне дифракции Френеля имеет вид

$$D(x_2, y_2) = C \exp \left[ \frac{ik_1(x_2^2 + y_2^2)}{2z_1} \right] \int_{z_1=0} s(x_1, y_1) \times \exp \left[ ik_1 \left( \frac{x_1^2 + y_1^2}{2z_1} - \frac{x_1x_2 + y_1y_2}{z_1} \right) \right] dx_1 dy_1, \tag{2}$$

от голограммы на расстоянии  $z_2$ , записывается в виде

$$A(x_3, y_3) = C' \int_{-\infty}^{\infty} \left| K + C \exp \left[ ik_1 \left( \frac{x_2^2 + y_2^2}{2z_1} \right) \right]^2 \times \right. \\ \left. \times \exp \left\{ \frac{ik_2}{2z_2} [(x_3 - x_2)^2 + (y_3 - y_2)^2] \right\} dx_2 dy_2, \quad (4)$$

где  $C'$  — комплексная постоянная. Член, описывающий сходящуюся сферическую волну (квадратичный по отношению  $x_2$  и  $y_2$ ), переходит в изображение дельта-функции при выполнении условия  $k_1/z_1 = k_2/z_2$ . (5)

Равенство (5), известное как условие фокусировки, представляет собой необходимое условие получения изображения. Поскольку увеличение в голографическом процессе определяется выражением  $m = k_1 z_2 / k_2 z_1$ , (6)

мы видим, что в случае голограммы, записанной с помощью плоских волн, увеличение сфокусированного изображения всегда равно 1. В выражении (4) три остальных члена соответствуют когерентным фоновым полям.

Если в выражении (4) рассмотреть член, описывающий расходящуюся сферическую волну, то окажется, что сфокусированное изображение точки на расстоянии  $z_2$  за голограммой будет наблюдаться при выполнении условия

$$k_1/z_1 = -k_2/z_2. \quad (7)$$

Как и в предыдущем случае, остальные три члена будут создавать когерентные фоновые поля. Таким образом, мы видим, что при восстановлении голограмма формирует два сопряженных изображения, каждое из которых подчиняется своему условию фокусировки, как это следует из (5) и (7). Знак минус в условии (7) приводит к сопряженному изображению, которое оказывается инвертированным по отношению к действительному изображению. Требование фокусировки является основным для всех голографических систем и представляет собой ограничивающий фактор для информационной пропускной способности всего голографического процесса, поскольку он влияет на увеличение системы. Это станет очевидным при обсуждении произведения пространства на ширину полосы пропускания для голографических систем.

#### 4.1.2.2. Объект конечных размеров, осевая опорная волна и регистрирующая среда неограниченных размеров

В случае когда размеры голографируемого объекта конечны, его восстановленное изображение можно еще получить при тех же условиях фокусировки, что и для точечного объекта, но только

интерференция между сфокусированным изображением и когерентными с ним фоновыми полями вызывает искажение изображения. Член, описывающий сфокусированное изображение в выражениях (1) и (2), для предельного случая осевой записи принимает вид

$$KC' \int_{-\infty}^{\infty} R^*(x_2, y_2) \exp \{ ik_2 [(x_2 - x_3)^2 + (y_2 - y_3)^2] / 2z_2 \} dx_2 dy_2, \quad (8)$$

где  $R(x_2, y_2)$  определяется с помощью выражения (2),  $C'$  — комплексная постоянная, а символ \* означает комплексное сопряжение. Использование условия фокусировки (5), устраняющего квадратичный фазовый множитель относительно координат  $x_2, y_2$ , приводит к следующему выражению:

$$\exp [ ik_2 (x_3^2 + y_3^2) / 2z_2 ] KC^* C' \int_{-\infty}^{\infty} s^*(x_1, y_1) \exp [ -ik_1 (x_1^2 + y_1^2) / 2z_1 ] \times \\ \times \left[ \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left[ ix_2 \left( \frac{k_1 x_1}{z_1} - \frac{k_2 x_3}{z_2} \right) \right] \exp \left[ iy_2 \left( \frac{k_1 y_1}{z_1} - \frac{k_2 y_3}{z_2} \right) \right] dx_2 dy_2 \right] dx_1 dy_1. \quad (9)$$

Принимая во внимание, что интегралы по  $x_2$  и  $y_2$  равны дельта-функциям и учитывая, что при выполнении условия фокусировки увеличение системы равно 1, получаем, что восстановленное волновое поле, формирующее сфокусированное изображение, имеет вид

$$A'(x_3, y_3) = KC^* C^* s^*(x_3, y_3). \quad (10)$$

Это выражение описывает сфокусированное прямое действительное изображение объекта при условии, что размеры регистрирующей среды достаточно велики; это позволяет проводить интегрирование в бесконечных пределах. В случае использования осевого приближения для выражения (1) такое изображение оказывается искаженным из-за присутствия трех остальных членов. Один из них описывает расфокусированное сопряженное изображение объекта, в то время как два других представляют собой постоянный фон (смещение), обусловленный квадратичным законом процесса регистрации амплитудного распределения на фотопленке. Габор обнаружил, что эти фоновые поля интерferируют со сфокусированным изображением. Вследствие этого эффекта эксперименты Габора [3—5] получили ограниченное практическое применение. Преодолеть эту проблему можно, если использовать внеосевую опорную волну (пп. 4.1.2.5—4.1.2.8) и дифракцию Фраунгофера (которая рассматривается в § 4.2).

#### 4.1.2.3. Точечный объект, осевая опорная волна и регистрирующая среда ограниченных размеров

В соответствии с выражением (4) восстановление изображения точечного объекта с использованием условия фокусировки (5) предполагает неограниченно большие размеры голограммы, на что указывают бесконечные пределы интегрирования в (4). На самом деле конечная разрешающая способность фотопленки ограничивает максимальную пространственную частоту в картине дифракции Френеля, которая может быть зарегистрирована на ней, и, следовательно, пределы интегрирования в выражении (4) определяются разрешающей способностью фотопленки. Если предположить, что предел разрешения (RL) фотопленки равен  $l_1$  пар линий на миллиметр, а ее частотно-контрастная характеристика (ЧКХ) равномерна вплоть до частоты отсечки, то распределение амплитуд в изображении точки, восстановленном в соответствии с выражением (3), запишется в виде

$$A'(x_3, y_3) = KC * C' \exp [ik_2(x_3^2 + y_3^2)/2z_2] L^2 \operatorname{sinc}(\pi L x_2/\lambda_2 z_2) \times \operatorname{sinc}(\pi L y_2/\lambda_2 z_2), \quad (11)$$

где  $\operatorname{sinc} x = (\sin x)/x$ , а  $L$  — ширина пленки (размер стороны квадрата).

Таким образом, предельный размер пленки в одном измерении определяется ее способностью записывать на голограмме полосы дифракции Френеля. Значение пространственной частоты в каждой точке дифракционной картины Френеля находится дифференцированием фазы полос интерференции, описываемых формулой (3), и вычислением производной на частоте отсечки фотопленки  $l_1$ . В результате получаем

$$l_1 = L/2\lambda_1 z_1. \quad (12)$$

Если в качестве критерия разрешения (критерия Рэлея) использовать величину, обратную радиусу пятна точечного объекта в плоскости сфокусированного изображения, то, воспользовавшись формулой (11), получим

$$(\text{RL})_{\text{im}} = 1/X_0 = L/\lambda_2 z_2, \quad (13)$$

где  $X_0$  — радиус дифракционного пятна. Подставляя в (13) значение  $L$  из (12) и учитывая (6), находим

$$(\text{RL})_{\text{im}} = 2\lambda_1 z_1 l_1 / \lambda_2 z_2 = 2l_1/m, \quad (14)$$

где  $m$  — увеличение системы. Умножение выражения (14) на увеличение системы дает разрешение системы в плоскости объекта:

$$(\text{RL})_{\text{об}} = 2l_1. \quad (15)$$

Отсюда следует, что способность голограммы Френеля разрешать информацию об объекте определяется главным образом разрешающей способностью регистрирующей среды, использованной для записи голограммы.

#### 4.1.2.4. Объект конечных размеров, осевая опорная волна и регистрирующая среда ограниченных размеров

В работе [6] показано, что распределения амплитуд на объекте и в восстановленном с голограммы его сфокусированном изображении связаны между собой линейным соотношением. Из линейного процесса формирования изображения непосредственно вытекает, что голографическая система характеризуется когерентной передаточной функцией вида

$$Y(\xi/\lambda_1 z_1, \eta/\lambda_1 z_1) = P(\xi, \eta) H(\xi/\lambda_1 z_1, \eta/\lambda_1 z_1), \quad (16)$$

где  $Y$  — когерентная передаточная функция линейного голографического процесса,  $P$  — функция зрачка голограммы,  $H$  — ЧКХ пленки,  $v_x = \xi/\lambda_1 z_1$  и  $v_y = \eta/\lambda_1 z_1$  — пространственные частоты. Из этого выражения видно, что когерентная передаточная функция голографического процесса равна произведению ЧКХ пленки на функцию зрачка голограммы. Из этого далее следует, что распределение амплитуд в восстановленном сфокусированном изображении можно записать в виде

$$A'(x_3, y_3) = s(x_3, y_3) * p(x_3, y_3) * h(x_3, y_3), \quad (17)$$

где  $p(x_3, y_3)$  — функция размытия точки голограммы по амплитуде,  $h(x_3, y_3)$  — функция размытия точки фотопленки, а символом  $*$  обозначена операция свертки. Из этого выражения следует, что распределение амплитуд в восстановленном изображении объекта равно распределению амплитуд на объекте, свернутому с функцией рассеяния точки голограммы и с функцией рассеяния точки фотопленки. Рассмотренные выше случаи можно получить как предельные значения выражения (17).

**а. Произведение пространства на ширину полосы пропускания (ППШПП) для осевой голограммы Френеля.** Одномерное произведение пространства на ширину полосы пропускания для рассматриваемого голографического процесса, которое определяет число элементов, разрешаемых голографической системой, можно найти лишь для объекта конечных размеров. Если размеры объекта совпадают с размерами голограммы  $L$ , то одномерное ППШПП для голографического процесса, использующего плоские волны при записи и восстановлении голограммы, равно

$$\text{ППШПП} = 2l_1 L. \quad (18)$$



Если голограмма Френеля записывается с использованием сферической опорной волны радиусом  $R_1$ , а восстанавливается освещением сферической волной радиусом  $R_2$ , то это приведет к увеличению (уменьшению) восстановленного изображения. При этом увеличение дается выражением

$$m = \left( \frac{R_1}{R_1 + z_1} - \frac{k_2 z_1}{k_1 R_2} \right)^{-1}. \quad (19)$$

Можно получить то же самое одномерное произведение пространства на ширину полосы пропускания, описываемое выражением (18), если объединить коэффициент увеличения, определяемый выражением (19), и соответствующее ему условие фокусировки с пределом разрешения по увеличенному объекту. Таким образом, в соответствии со сделанными предположениями одномерное ППШПП голограммы ограничивается параметрами фотопленки и не зависит от увеличения. Обобщение полученного результата на двумерный случай приводит к следующему выражению для ППШПП:

$$(\text{ППШПП})_{2D} = (\text{const}) l^2 A, \quad (20)$$

где постоянная определяется принятым критерием разрешения, а  $A$  — площадь голограммы.

**б. Информационная емкость.** Предыдущее рассмотрение было сделано в предположении, что передаточная функция регистрирующей среды является плоской вплоть до частоты отсечки (практически нереализуемое предположение для фотопленки), объект и голограмма имеют прямоугольную форму, а в качестве критерия разрешения выбран критерий Рэля. Вследствие этих допущений в выражении (18) появился множитель 2.

Для реальных фотопленок пространственная частота отсечки голографического процесса оказывается ограниченной в соответствии с выражением (15); это приводит к тому, что фурье-спектр восстановленного сфокусированного изображения становится равным произведению фурье-спектра объекта на ЧКХ пленки [1]. Отсюда следует, что с ростом пространственной частоты объекта уменьшается глубина модуляции. В сущности это шумовой эффект, который ограничивает измеряемое число градаций яркости на элемент разрешения, пропускаемое системой. Для того чтобы учесть влияние такого шумового эффекта на голографический процесс, воспользуемся результатами и терминологией теории информации [11, 12]. В первом приближении число разрешаемых уровней серого в пределах данного элемента разрешения можно использовать для определения отношения сигнал/шум голографического процесса [7, 12].

Таким образом, ППШПП определяет число элементов разрешения в системе, а отношение сигнал/шум [2, 7, 11, 12] — число

градаций яркости для каждого элемента разрешения, т. е. уровней квантования. Если предположить, что амплитудное пропускание голограммы имеет гауссов закон распределения относительно среднего уровня, то максимальную информационную емкость системы можно записать в виде [7]

$$C_m = 2 (\text{ППШПП}) \log_2 [1 + (S/N)]^{1/2}, \quad (21)$$

где  $S$  — среднее квадратичное значение амплитуды сигнала, а  $N$  — среднее квадратичное значение амплитуды шума.

Был также реализован другой метод квантования, в котором фотографический шум зернистости рассматривался как непрерывный параметр цепи Маркова [11].

В обоих этих подходах к квантованию предполагается постоянство отношения сигнал/шум в голографическом процессе, т. е. пренебрегается его зависимостью от пространственной частоты. Феллет и Линфут [2] определили отношение сигнал/шум в частотной области и с его помощью получили следующее выражение для информационной емкости на единицу площади фотопленки:

$$C_0 = \frac{1}{2} \iint_{-\infty}^{\infty} \log_2 \left( 1 + \frac{S(v_x, v_y)}{N(v_x, v_y)} \right) dv_x dv_y, \quad (22)$$

где  $S(v_x, v_y)$  — спектр мощности сигнала, а  $N(v_x, v_y)$  — спектр мощности шума. Выражение (22) учитывает зависимость отношения сигнал/шум от пространственной частоты и устраняет, таким образом, ограничения, присущие формуле (21). Поскольку измерять отношение спектральной мощности сигнала к спектральной мощности шума трудно, на практике для оценки информационной емкости обычно используют приближенную формулу (21). Оказывается, она вполне пригодна для определения информационных характеристик системы.

#### 4.1.2.5. Точечный объект, внеосевая опорная волна и регистрирующая среда неограниченных размеров

Введение Лейтом и Упатниексом [8—10] внеосевой опорной волны устранило проблему интерференции сфокусированного восстановленного изображения и когерентного шумового фона, которая является характерной особенностью габоровского голографического процесса [3—5]. Внеосевая опорная волна вводит в голографический процесс оптическую несущую частоту. Пространственная частота несущей пропорциональна углу между объектным и опорным волновыми фронтами. При восстановлении изображения эта пространственная несущая обеспечивает угловое разделение сопряженных изображений в соответствующих плоскостях и шумового распределения, локализуемого вокруг оптической оси. Фоку-

сировка на любое из внеосевых сопряженных изображений обеспечивает восстановленное изображение хорошего качества без интерференции с другими распределениями, присутствующими в плоскости восстановленного изображения.

Рассмотренные эффекты лучше всего иллюстрируются для случая точечного объекта [см. выражение (2)]. Если при дальнейшем рассмотрении ограничиться одномерным случаем [т. е. в выражениях (1) и (2) положить  $\varphi = \pi/2$ ], то регистрируемая на голограмме интенсивность дается выражением

$$I_H(x_2, 0) = |K \exp[i |k_1| (x_2 \sin \theta + z_1 \cos \theta)] + C [\exp(i |k_1| x_2^2 / 2z_1)]|^2 \quad (23)$$

Восстановление голограммы вида (23) при использовании условия фокусировки (5) приводит к следующему распределению интенсивности в восстановленном изображении точки

$$I(x_3) \approx \delta(x_3 - z_1 \sin \theta), \quad (24)$$

где увеличение системы равно 1 благодаря использованию плоских волн. Из выражений (5) и (24) следует, что изображение точечного

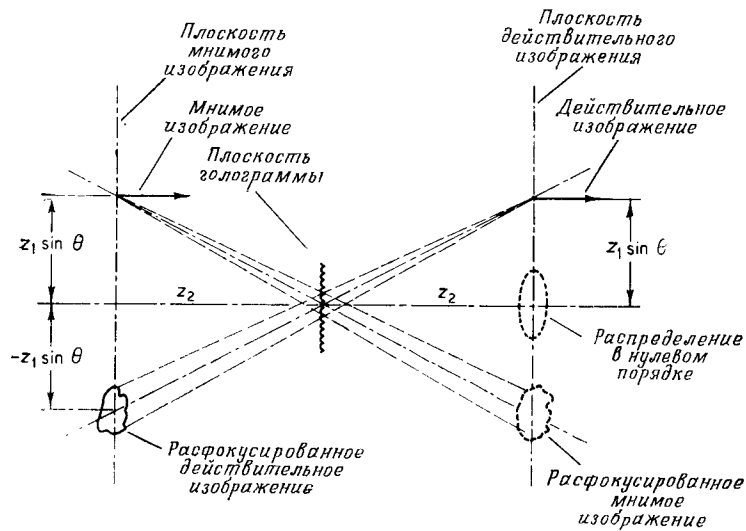


Рис. 2. Схематическое представление пространственного разделения сфокусированного действительного изображения от расфокусированного мнимого изображения и осевого распределения в случае точечных объектов.

объекта фокусируется в плоскости, отстоящей от плоскости голограммы на расстояние  $z_2 = k_2 z_1 / k_1$ . Кроме того, изображение точки располагается на расстоянии  $z_1 \sin \theta$  от оптической оси, как это показано на рис. 2.

Как следует из выражения (7) и рис. 2, сопряженное изображение находится в фокусе на расстоянии  $z_2$  от голограммы. Поскольку лучи, формирующие это изображение, распространяются под углом  $-\theta$  к оптической оси, то не будет никакой интерференции со сфокусированным действительным изображением.

#### 4.1.2.6. Объект конечных размеров, внеосевая опорная волна и регистрирующая среда неограниченных размеров

Для объекта конечных размеров условие фокусировки (5) все еще применимо. В данном случае восстановленное изображение объекта получается в плоскости сфокусированного изображения [1, стр. 50—52]. Из-за смещения сфокусированного изображения относительно оптической оси качество его не ухудшается, а сопряженные изображения, которые физически разделены в пространстве, располагаются так, как показано на рис. 3.

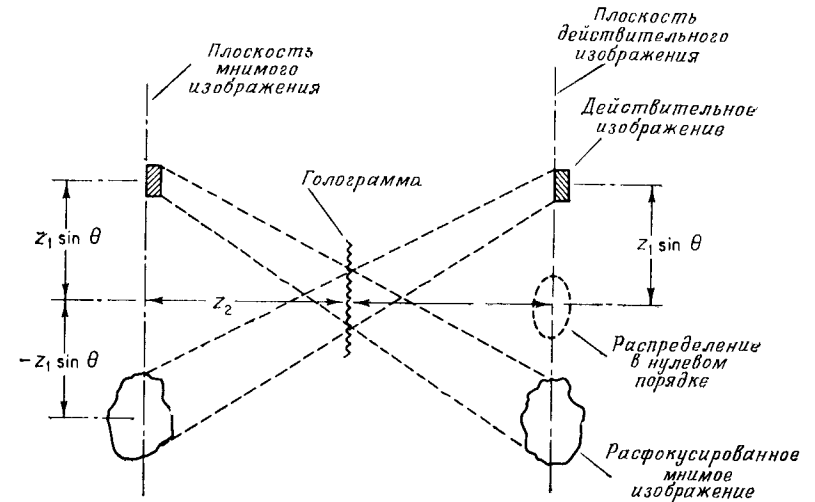


Рис. 3. Схематическое представление пространственного разделения сфокусированного действительного изображения от расфокусированного мнимого изображения и осевого распределения в случае объектов конечных размеров.

Локализующиеся на оптической оси члены смещения нулевого порядка не интерферируют со сфокусированным действительным изображением, если расстояние  $x_3 - z_1 \sin \theta$  больше размеров объекта не менее, чем в 1,5 раза [6, гл. 8]. Эквивалентная интерпретация этого эффекта в частотной области приведена на рис. 4. Как видно из рис. 4, *а* одномерный объект имеет фурье-спектр  $S(\xi/\lambda_1 z_1)$  с шириной полосы частот  $2B$ . На рис. 4, *б* приведен фурье-спектр

голограммы  $S_H(\xi/\lambda_1 z_1)$ . Фурье-спектр  $S_B(\xi/\lambda_1 z_1)$  члена, описывающего смещение и учитывающего функцию автокорреляции объекта, занимает полосу частот  $4B$ . Следовательно, пространственная

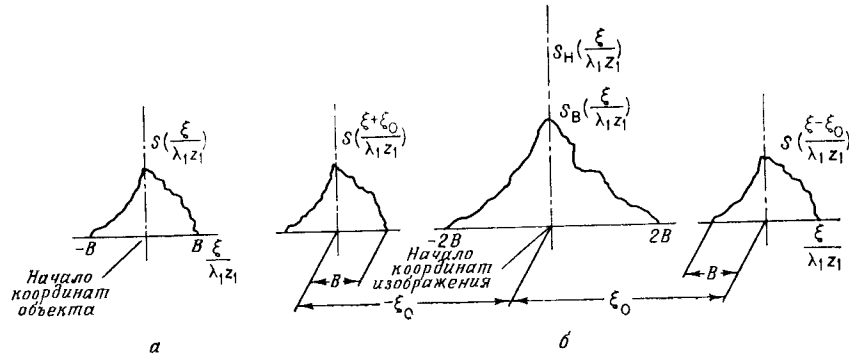


Рис. 4. Одномерный спектр Фурье объекта (а) и голограммы (б).

частота голографической несущей должна удовлетворять условию  $\xi_0/\lambda_1 z_1 \geq 3B$ ,

что эквивалентно выражению

$$\theta_{\min} = \arcsin 3\lambda_1 B. \quad (26)$$

Выражения (25) и (26) определяют необходимое условие, при выполнении которого восстановленные изображения будут разделены в пространстве и, следовательно, не будут интерферировать друг с другом.

#### 4.1.2.7. Точечный объект, внесосевая опорная волна и регистрирующая среда ограниченных размеров

Восстановленное изображение точечного объекта в случае ограниченных размеров регистрирующей среды можно получить из выражений (1) и (2), интегралы в которых нужно брать от  $-L/2$  до  $L/2$  и использовать условие фокусировки (5). В данном случае распределение интенсивности в голограмме представляет собой когерентную суперпозицию сферической волны от точечного рассеивателя и внесосевой плоской волны, распространяющейся под углом  $\theta$  к оптической оси [1, стр. 95—97]. Восстановление такой голограммы дает в качестве восстановленного изображения дифракционное пятно, определяемое диаметром голограммы. Предел разрешения системы в пространстве объекта, определяемый критерием Рэлея, при использовании подхода, описанного в п. 4.1.2.3 при выводе формулы (15), дается выражением

$$(RL)_{об} = 2 \left( l_1 - \frac{\sin \theta}{\lambda_1} \right). \quad (27)$$

Если голограмма регистрируется с использованием сферической волны радиусом  $R_0$ , а восстанавливается при освещении сферической волной радиусом  $R_2$ , то увеличение восстановленных изображений запишется в виде [1]

$$m = \left( 1 - \frac{z_1}{R_0} - \frac{\lambda_1 z_1}{\lambda_2 R_2} \right)^{-1}. \quad (28)$$

Результирующий предел разрешения в пространстве объекта при этом определяется следующим образом:

$$(RL)_{об} = 2 \left( l_1 - \frac{\sin \theta}{\lambda_1} \right) / \left( 1 - \frac{z_1}{R_0} \right). \quad (29)$$

Из выражений (28) и (29) следует; что с помощью голографического процесса можно получить значительное увеличение, вплоть до предела, устанавливаемого условием фокусировки.

#### 4.1.2.8. Объект конечных размеров, внесосевая опорная волна и регистрирующая среда ограниченных размеров

Из существования линейного соотношения между амплитудами света на объекте и в его восстановленном сфокусированном изображении [6, стр. 225—230] следует, что когерентная передаточная функция голографического процесса имеет вид

$$Y \left( \frac{\xi}{\lambda_1 z_1}, \frac{\eta}{\lambda_1 z_1} \right) = P(\xi, \eta) H \left( \frac{\xi}{\lambda_1 z_1} - \frac{\sin \theta}{\lambda_1}, \frac{\eta}{\lambda_1 z_1} \right), \quad (30)$$

где  $Y$  — когерентная передаточная функция линейного процесса,  $P$  — функция зрачка голограммы, а  $H$  — частотно-контрастная характеристика регистрирующей среды (фотопленки).

Из формулы (30) вытекает, что распределение амплитуд в восстановленном сфокусированном изображении объекта, полученном в результате голографической записи объекта конечных размеров с использованием внесосевой опорной волны на пленке, имеющей конечное разрешение и ограниченные размеры, дается выражением

$$A'(x_3, y_3) = s \left( x_3 - \frac{\sin \theta}{\lambda_1}, y_3 \right) * p(x_3, y_3) * h(x_3, y_3), \quad (31)$$

где  $p$  — функция рассеяния точки голограммы,  $h$  — точечная функция рассеяния пленки, а  $*$  означает операцию свертки.

Как видно из (31), расположенное вне оптической оси восстановленное сфокусированное изображение объекта представляет собой двойную свертку распределения амплитуд на объекте с точечной функцией рассеяния голограммы и точечной функцией рассеяния регистрирующей среды. Рассмотренные ранее ситуации с внесосевой опорной волной оказываются предельными случаями выражения (31).

**а. ППШПП внеосевой голограммы.** Эта величина определяется числом элементов разрешения, содержащихся в восстановленном изображении. Чтобы найти число разрешаемых голограммой элементов в одномерном случае, необходимо знать размер фотопленки  $L$  и предел ее разрешения  $l_1$ . Тогда величина ППШПП получается умножением выражения (27) на соответствующий размер фотопленки. Это дает

$$\text{ППШПП} = 2 \left( l_1 - \frac{\sin \theta}{\lambda_1} \right) L. \quad (32)$$

Если в голографическом процессе используются сферические волны, то для ППШПП можно получить это же выражение (32), комбинируя (28) и (29). Отсюда следует, что поле зрения и разрешение по объекту могут изменяться в зависимости от условий восстановления.

Обобщая данный анализ на случай двух измерений с использованием опорной волны, падающей под углами  $\theta$  и  $\varphi = \pi/2$ , имеем

$$\text{ППШПП}_{2D} = \text{const} \cdot \left( l_1 - \frac{\sin \theta}{\lambda_1} \right) l_1 A; \quad (33)$$

здесь  $\text{const}$  определяется выбранным критерием разрешения, а  $A$  — площадь голограммы.

**б. Информационная емкость.** Учет в голографическом процессе реальной ЧКХ пленки приводит к тому, что амплитудный спектр восстановленного сфокусированного изображения оказывается искаженным, а в соответствии с передаточной функцией пленки его фаза сдвигается линейно, как показано на рис. 5 [6].

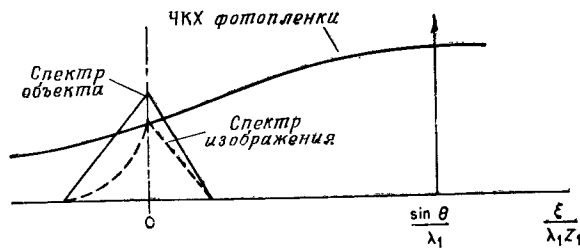


Рис. 5. Во внеосевой голографии плоских волн ЧКХ пленки приводит к асимметричному ослаблению пространственных частот спектра восстановленного изображения.

ЧКХ пленки определяет также и число разрешаемых уровней серого в пределах данного элемента разрешения. Квантование шкалы полутонов отношением сигнал/шум для амплитудного пропускания с гауссовым распределением относительно среднего значения дает в соответствии с формулой (21) максимальную инфор-

мационную пропускную способность канала, при этом для определения ППШПП должно быть использовано выражение (32) или (33).

В работе [13] измерялись отношения сигнал/шум ( $S/N$ ) для различных используемых во внеосевой голографии фотопленок в зависимости от величины угла падения опорной волны, отношения интенсивностей пучков, дифракционной эффективности голограммы и разрешающей способности фотопленки. Были получены отношения сигнал/шум в диапазоне 10—25 дБ для случаев хорошего разрешения несущих пространственных частот фотопленкой в зависимости от различных комбинаций параметров системы, используемых в эксперименте.

### 4.1.3. Результаты и примеры

В табл. 1 приведены основные свойства и ограничения осевой и внеосевой голографии Френеля. Эта таблица также показывает,

Таблица 1

Параметры френелевских голографических систем

Параметр	Осевая голограмма Френеля	Внеосевая голограмма Френеля
Увеличение (плоская волна)	$m = 1$	$m = 1$
Увеличение (сферическая волна)	$m = \left( \frac{R_1}{R_1 + z_1} - \frac{k_2 z_1}{k_1 R_2} \right)^{-1}$	$m = \left( 1 - \frac{z_1}{R_0} - \frac{\lambda_1 z_1}{\lambda_2 z_2} \right)^{-1}$
Предел разрешения (плоская волна)	$(RL)_{об} = 2l_1$	$(RL)_{об} = 2 \left( l_1 - \frac{\sin \theta}{\lambda_1} \right)$
Предел разрешения (сферическая волна)	$(RL)_{об} = \frac{2l_1}{1 - [z_1/(R_1 + z_1)]}$	$(RL)_{об} = \frac{2 \left( l_1 - \frac{\sin \theta}{\lambda_1} \right)}{1 - z_1/R_0}$
Произведение пространства на ширину полосы пропускания		
Одномерный случай	$\text{ППШПП} = 2l_1 L$	$\text{ППШПП} = 2 \left( l_1 - \frac{\sin \theta}{\lambda_1} \right) L$
Двумерный случай	$(\text{ППШПП})_{2D} = \text{const} \cdot l_1^2 A$	$(\text{ППШПП})_{2D} = (\text{const}) \left( l_1 - \frac{\sin \theta}{\lambda_1} \right) l_1 A$
Информационная емкость (гауссово приближение)	$C_m = 2(\text{ППШПП}) \times \log_2 \left( 1 + \frac{S}{N} \right)^{1/2}$	$C_m = 2(\text{ППШПП}) \times \log_2 \left( 1 + \frac{S}{N} \right)^{1/2}$

каким образом максимальная информационная пропускная способность зависит от следующих параметров

- 1) ППШПП рассматриваемого голографического процесса, умноженного на число уровней квантования шкалы яркости  $\log_2[1+S/N]$  в битах;
- 2) предела разрешения фотопленки  $l_1$ ;
- 3) размеров фотопленки  $L$ ;
- 4) угла падения  $\theta$  опорной волны и
- 5) увеличения  $m$  голографического процесса.

Приведенные соотношения полезны при конструировании любой френелевской голографической системы, представляющей интерес.

Рассмотрим в качестве примера, иллюстрирующего использование голографии Френеля, проектирование эксперимента по определению размеров частиц. Хотя метод осевой голографии Френеля не является оптимальным при определении размеров частиц, поскольку она характеризуется наличием сопряженного изображения, которое вносит дополнительный шум, здесь мы имеем типичный пример экспериментального проектирования. В случае частиц со средним диаметром 1 мм, освещаемых плоской волной света He — Ne-лазера с длиной волны 6328 Å, сначала определяем расстояние  $z_1$  от объекта до плоскости регистрации голограммы. Пусть  $z_1=300$  мм, что соответствует зоне дифракции Френеля для объекта диаметром 1 мм. Размер локальной голограммы частицы определяется из условия обеспечения требуемого отношения сигнал/шум не менее 10 путем соответствующего выбора положения пространственной частоты картины френелевской дифракции на ЧКХ фотопленки. Результаты экспериментов показывают, что отношение  $S/N \geq 10$  обеспечивается при тех пространственных частотах, при которых ЧКХ спадает приблизительно до уровня 0,5 [13]. Следовательно, критерий, который необходимо использовать в данном эксперименте при выборе фотопленки, запишется в виде [1]

$$\text{Пространственная частота дифракционных} \\ \text{полос Френеля} = x_2/\lambda_1 z_1 = l_1/2. \quad (34)$$

Если в этом выражении выбрать величину  $x_2$  в 3 раза больше, чем диаметр диска Эйри ( $x_2 \approx 1,39$  мм), то мы будем иметь следующий критерий для разрешающей способности фотопленки:

$$l_1 = 14,60/d = 14,60 \text{ пар линий/мм}, \quad (35)$$

где  $d$  — диаметр частицы. Поскольку диаметр голограммы отдельной частицы равен  $\sim 2,78$  мм, то на фотопленке шириной 70 мм можно записать голограммы множества таких частиц ( $\sim 4900$ ), находящихся в исследуемом объеме. Данная голографическая система имеет одномерное ППШПП = 2044. При восстановлении голограммы плоской волной, сформированной от He — Ne-лазера,

восстановленные изображения частиц будут находиться от голограммы на расстоянии  $z_2 = z_1$ .

Для сравнения рассмотрим тот же самый эксперимент по голографированию частиц, но с использованием внеосевой голографии при параметрическом проектировании. Предполагается, что на обеих стадиях голографического процесса используются плоские световые волны с длиной волны 6328 Å. Чтобы разрешить частицы диаметром 1 мм в соответствии с критерием Рэлея, разрешающая способность голограммы должна быть не менее 1 пары линий/мм. Из формулы (26) следует, что для полного разделения спектра восстановленного сфокусированного изображения от спектра фона смещения угол между волной, продифрагировавшей на частице, и опорной волной должен быть равен  $\theta_{\min} = 0,11^\circ$ . С другой стороны, в соответствии с формулой (24) центр восстановленного изображения должен удовлетворять условию

$$z_1 \sin \theta = 105 \text{ мм}, \quad (36)$$

откуда следует  $\theta \geq 20,49^\circ$ . Таким образом пространственная несущая, необходимая для разделения как изображений, так и их спектров, и получаемая в результате выбора большего из этих двух углов, в данном эксперименте равна

$$v_c = (\sin \theta)/\lambda_1 = 550 \text{ пар линий/мм}. \quad (37)$$

Считая, что требуемое отношение  $S/N = 10$ , из условия равенства суммы пространственных частот дифракционных полос Френеля и несущей частоты половине частоты отсечки фотопленки получаем следующее выражение для требуемого разрешения регистрирующей среды:

$$(x_2/\lambda_1 z_1) + v_c = l_2/2. \quad (38)$$

Подставляя сюда значения величин для данного эксперимента, находим, что требуемое разрешение фотопленки  $l_2 = 1114,64$  пар/линий/мм. Эта система позволяет также записать на голограмме большое число частиц в исследуемом объеме ( $\sim 4900$ ), причем ее одномерное ППШПП = 79 050.

Сравнение результатов осевой и внеосевой голографической записи показывает, что при использовании внеосевой голограммы для записи информации о частицах в исследуемом объеме требуется фотопленка со значительно более высоким разрешением. Если ту же самую фотопленку с разрешением  $l_2 = 1114,64$  пар линий/мм использовать для записи осевой голограммы Френеля, то мы будем иметь ППШПП = 156 050. Это означает, что на данной фотопленке можно записать большее число дифракционных полос Френеля; следовательно, и восстановленное изображение будет характеризоваться высоким разрешением. Однако в этом случае голограммный шум, вызывающий ухудшение восстановленного изоб-

ражения, существенно снижает выигрыш в разрешении, так что на практике весьма целесообразно использовать полосу пропуска фотопленки для записи пространственной несущей.

#### 4.1.4. Заключение

Мы исследовали осевую и внеосевую голографию Френеля на примере целого ряда различных конкретных случаев, что позволило упростить математическое описание без ущерба для физических результатов. Проведен сравнительный анализ параметров осевой и неосевой голограмм, результаты сведены в таблицу и проиллюстрированы на конкретном примере. Преимущество внеосевой голографии Френеля при получении восстановленных сфокусированных изображений состоит в том, что изображения оказываются физически разделенными в пространстве от других распределений, сопровождающих голографический процесс.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. De Velis J. B., Reynolds G. O., Theory and Applications of Holography, Addison-Wesley, Reading, Mass., 1967. [Имеется перевод: Де Велис Дж., Рейнольдс Дж. Голография (теория и приложения).— М.: Воениздат, 1970.]
2. Fellgett P. B., Linfoot E. H., Phil. Trans. Roy. Soc. (London), A247, 369—407 (1955).
3. Gabor D., Nature, 161, 777 (1948).
4. Gabor D., Proc. Roy. Soc. (London), A197, 454 (1949).
5. Gabor D., Proc. Phys. Soc., B64, 449 (1951).
6. Goodman J. W., Introduction to Fourier Optics, McGraw-Hill, N. Y., 1968. [Имеется перевод: Гудмен Дж. Введение в фурье-оптику.— М.: Мир, 1970.]
7. Jones R. C., J. Opt. Soc. Amer., 51, 1159 (1961).
8. Leith E. N., Upatnieks J., J. Opt. Soc. Amer., 5, 1129 (1962).
9. Leith E. N., Upatnieks J., J. Opt. Soc. Amer., 53, 1377 (1963).
10. Leith E. N., Upatnieks J., J. Opt. Soc. Amer., 54, 1295 (1964).
11. Smith H. M., Principles of Holography; Wiley (Interscience), N. Y., 1969.
12. Yu F. T. S., Introduction to Diffraction, Information Processing and Holography, MIT Press, Cambridge, Mass., 1973. [Имеется перевод: Юу Ф. Т. С. Введение в теорию дифракции, обработку информации и голографию.— М.: Советское радио, 1979.]
13. Zech R. G., Ralston L. M., Shareck M. W., Realtime Holographic Recording Materials, Contract No. F30602-74-C-0030, 1974, Rome Air Development Center, Griffis AFB, N. Y. 13441, November 1974, AD/A-002 849.

## 4.2. ГОЛОГРАММЫ ФРАУНГОФЕРА

### Б. Томпсон

#### 4.2.1. Получение голограмм

Было установлено, что характер голограммы и до некоторой степени свойства получаемого с ее помощью изображения зависят от фактически регистрируемого на ней дифрагированного поля, свя-

занного с объектом или сигналом, представляющим интерес. Важный класс голограмм представляют собой голограммы, получаемые по осевой схеме, в которой объект должен быть достаточно прозрачным, чтобы пропустить необходимое количество недифрагированного света для создания когерентного фона. Кроме того, плоскость регистрации голограммы в рассматриваемом случае находится в дальней зоне дифракции голографируемого объекта. Таким образом, эта голограмма есть не что иное, как запись интерференционной картины, образованной дифракцией Фраунгофера на объекте, формируемой в дальней зоне, и коллинеарным когерентным фоном.

Этот тип голограмм предложили Томпсон [4] и Паррент и Томпсон [3] для решения конкретной задачи анализа размеров частиц. В дальнейшем теоретический аспект рассматриваемого голографического процесса рассматривался в работе [1], а недавно Тайлер и Томпсон [7] вновь занялись его подробной теорией. В то же время применение голографии Фраунгофера для решения важных проблем привело к значительно более глубокому пониманию самой голографии Фраунгофера (см., например, [5, 6]).

Таким образом, при записи голограммы объект помещается в плоскости  $x_1y_1$  и освещается коллимированным пучком когерентного света (мы используем здесь для простоты рассмотрения коллимированный пучок, однако можно применять и неколлимированный пучок, но при выполнении условий для дальней зоны). Записывается голограмма в плоскости  $x_2y_2$ , отстоящей от объекта на расстояние  $z$  (рис. 1). Будем полагать, что объект описывается распределением амплитудного пропускания  $S(x_1, y_1)$  и освещается волной с единичной амплитудой и длиной волны  $\lambda$ . (Мы здесь будем следовать рассмотрению, приведенному Тайлером и Томпсоном [7].) При этом распределение комплексных амплитуд поля в плоскости регистрации  $R(x_2, y_2)$  определяется, согласно принципу Гюйгенса — Френеля, выражением

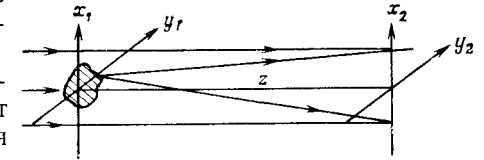


Рис. 1. Схематическое представление формирования голограммы Фраунгофера.

$$R(x_2, y_2) = \frac{-i}{\lambda z} \exp[ikz] \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} [1 - S(x_1, y_1)] \times \\ \times \exp\left\{\frac{ik}{2z} [(x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2]\right\} dx_1 dy_1. \quad (1)$$

При выполнении условия дальней зоны распределение интенсивности на голограмме запишется в виде

$$I_H(x_2, y_2) = 1 - \frac{2}{\lambda z} \left[ \sin\left(\frac{\pi r^2}{\lambda z}\right) \operatorname{Re} \tilde{S}\left(\frac{x_2}{\lambda z}, \frac{y_2}{\lambda z}\right) + \cos\left(\frac{\pi r^2}{\lambda z}\right) \operatorname{Im} \tilde{S}\left(\frac{x_2}{\lambda z}, \frac{y_2}{\lambda z}\right) \right] + \frac{1}{\lambda^2 z^2} \tilde{S}\left(\frac{x_2}{\lambda z}, \frac{y_2}{\lambda z}\right) \tilde{S}^*\left(\frac{x_2}{\lambda z}, \frac{y_2}{\lambda z}\right), \quad (2)$$

где  $r^2 = x_2^2 + y_2^2$ ,  $\operatorname{Re}$  и  $\operatorname{Im}$  — соответственно действительные и мнимые части, а  $\tilde{S}(x_2/\lambda z, y_2/\lambda z)$  — фурье-образ распределения амплитуд на объекте, определяемый следующим образом:

$$\tilde{S}\left(\frac{x_2}{\lambda z}, \frac{y_2}{\lambda z}\right) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} S(x_1, y_1) \times \exp\left\{-2\pi i \left[ x_1 \left(\frac{x_2}{\lambda z}\right) + y_1 \left(\frac{y_2}{\lambda z}\right) \right]\right\} dx_1 dy_1. \quad (3)$$

Для примера будем полагать, что объект представляет собой проволоку диаметром  $2a$ . В этом случае задача облегчается и сводится к одномерному случаю (условие дальней зоны выполняется только для одного направления). Теперь распределение амплитуд на объекте будет  $S(x_1)$ , и выражение (2) принимает вид

$$I_H(x_2, y_2) = 1 - \frac{2}{\sqrt{\lambda z}} \left[ \cos\left(\frac{\pi x_2^2}{\lambda z} - \frac{\pi}{4}\right) \operatorname{Re} \tilde{S}\left(\frac{x_2}{\lambda z}\right) - \sin\left(\frac{\pi x_2^2}{\lambda z} - \frac{\pi}{4}\right) \operatorname{Im} \tilde{S}\left(\frac{x_2}{\lambda z}\right) \right] + \frac{1}{\lambda z} \tilde{S}\left(\frac{x_2}{\lambda z}\right) \tilde{S}^*\left(\frac{x_2}{\lambda z}\right), \quad (4)$$

где

$$\tilde{S}(x_2/\lambda z) = 2a \operatorname{sinc}(kax_2/z). \quad (5)$$

В заключение следует заметить, что амплитудное пропускание полученной голограммы описывается выражением

$$I(x_2) = 1 - \frac{4a}{\sqrt{\lambda z}} \cos \frac{\pi x_2^2}{\lambda z} \operatorname{sinc} \frac{kax_2}{z} + \frac{4a^2}{\lambda z} \left[ \operatorname{sinc} \frac{kax_2}{z} \right]^2. \quad (6)$$

На рис. 2 приведена голограмма Фраунгофера проволоки диаметром  $2a=100$  мкм, которая была получена при освещении светом аргонового лазера с  $\lambda=514,6$  нм при  $z=60$  см. Голограмма записывалась на фотопластинке Кодак 649 F; на рис. 2, а приведен ее позитивный отпечаток. На рис. 2, б показана микроденситограмма сечения голограммы, а на рис. 2, в приведено распределение интенсивности

ности, вычисленное по формуле (6) с помощью ЭВМ. Интересно отметить, что кривую, приведенную на рис. 2, в, можно было бы получить, рассмотрев полную апертурную функцию как отдельную функцию и затем выполнив расчет соответствующей картины дифракции Френеля для всего поля. Например, аналогичный график можно найти во многих учебниках, в которых рассматривается дифракция Френеля (см., например, [2]). Разумеется, при этом остается незамеченным тот факт, что эта дифракционная картина есть голограмма, и это приводит к потере физического понимания явления.

#### 4.2.2. Формирование изображения

При восстановлении голограмма освещается плоской монохроматической волной единичной амплитуды, и в плоскости  $x_3y_3$  на расстоянии  $z$  от голограммы формируется действительное изображение объекта. (Можно учесть влияние записи и восстановления с использованием сферических волн, если допустить, что значения  $z$  могут быть различными.) Распределение амплитуд поля  $A(x_3, y_3)$  в восстановленном изображении имеет вид

$$A(x_3, y_3) = \exp[ikz] \left\{ 1 - S^*(x_3, y_3) - \frac{1}{2\lambda z} \exp\left[\frac{i\pi r^2}{2\lambda z} - \frac{\pi}{4}\right] \tilde{S}\left(\frac{x_3}{2\lambda z}, \frac{y_3}{2\lambda z}\right) + \frac{1}{\lambda^2 z^2} \tilde{S}\left(\frac{x_3}{\lambda z}, \frac{y_3}{\lambda z}\right) \tilde{S}^*\left(\frac{x_3}{\lambda z}, \frac{y_3}{\lambda z}\right) \right\}, \quad (7)$$

где  $r^2 = x_3^2 + y_3^2$ . С помощью этого выражения можно затем вычислить распределение интенсивности в изображении.

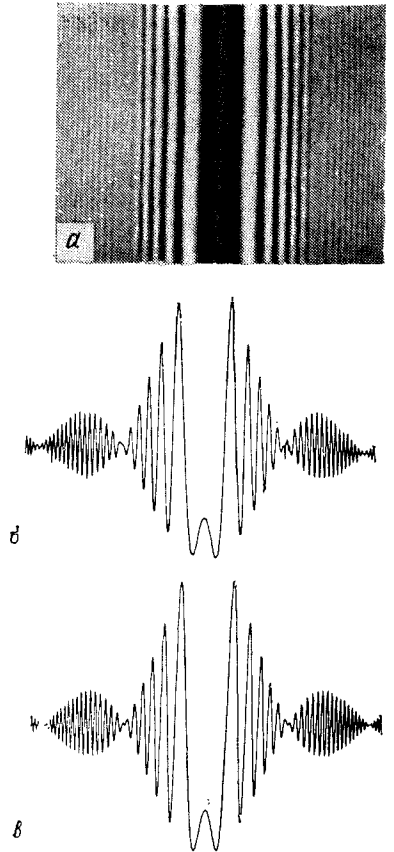


Рис. 2. Голограмма Фраунгофера проволоки диаметром  $2a=100$  мкм, полученная на расстоянии  $z=60$  см от объекта при использовании света с длиной волны 514,6 нм. а — позитивный отпечаток части голограммы; б — микроденситограмма сечения голограммы; в — кривая, вычисленная на ЭВМ по формуле (6). Согласно [7].

Ради простоты изложения рассмотрим частный случай формирования изображения голограммой проволоки. При этом распределение интенсивности в изображении запишется в виде

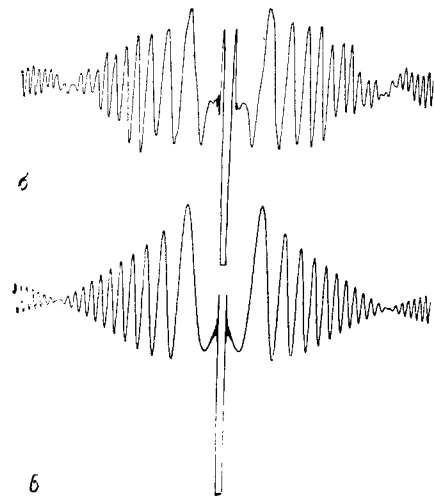
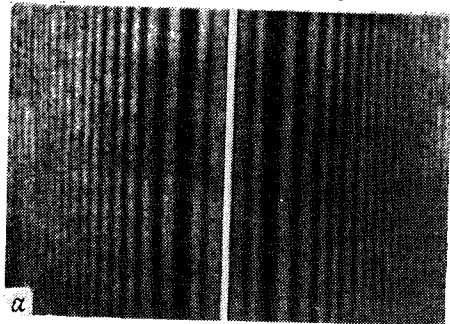


Рис. 3. Действительное изображение, формируемое показанной на рис. 2 голограммой Фраунгофера проволоки. *а* — позитивный отпечаток записи в плоскости сфокусированного изображения; *б* — микроденситограмма сечения негатива зарегистрированного изображения; *в* — теоретическая кривая. Согласно [7].

полученную при вдвое большем по сравнению с исходным расстоянии от объекта. В таком случае изображение оказывается в области, которое характеризуется по существу постоянным фоном, и, следовательно, интерференция получается незначительной.

Этот процесс иллюстрируется на рис. 3 для случая проволоки. На рис. 3, *а* представлена фотография изображения, восстановлен-

$$I(x_3) = 1 - \left(\frac{2}{\lambda z}\right)^{1/2} \times \left[ \cos\left(\frac{\pi x_3^2}{2\lambda z} - \frac{\pi}{4}\right) \operatorname{Re} \tilde{S}\left(\frac{x_3}{\lambda z}\right) - \sin\left(\frac{\pi x_3^2}{2\lambda z} - \frac{\pi}{4}\right) \operatorname{Im} \tilde{S}\left(\frac{x_3}{\lambda z}\right) \right] + \frac{1}{2\lambda z} \tilde{S}\left(\frac{x_3}{2\lambda z}\right) \tilde{S}^*\left(\frac{x_3}{2\lambda z}\right) + S(x_3) S^*(x_3) + \text{Остальные члены.} \quad (8)$$

Анализ этого выражения позволит нам значительно более глубоко понять процесс формирования изображения. В самом деле, второй член описывает восстановленное действительное изображение объекта, а третий представляет собой поле, создаваемое его мнимым изображением. Таким образом, чтобы получить выражение, аналогичное формуле (2), следует при формировании регистрируемой интенсивности первый и третий члены возвести в квадрат, заменив  $z$  на  $2z$ . Иными словами, мы получим голограмму, регистрируемую на расстоянии  $2z$ . В результате этого восстановленное действительное изображение оказывается наложенным на свою собственную голограмму, полу-

ного с голограммы, приведенной на рис. 2, *а*. Это изображение имеет весьма хорошее качество и наблюдается вместе с голограммой, образованной мнимым изображением, которая довольно отчетливо видна на окружающем фоне. Для сравнения на рис. 3, *б* и *в* показаны соответственно микроденситограммы горизонтального сечения изображения, приведенного на рис. 3, *а*, и теоретическая кривая, полученная с помощью ЭВМ.

#### 4.2.3. Свойства голограмм Фраунгофера

Голограммы, приведенные в § 1.2 в качестве примеров голограмм Френеля с осевым опорным пучком, на самом деле являются голограммами Фраунгофера, что объясняется характером выбранного объекта. В частности, случай 1 относится к точечному объекту. Разумеется, в этом случае изображение не может не находиться в дальней зоне. Изображение такого точечного объекта, формируемое голограммой, является мерой импульсного отклика всей системы. Поскольку в примере используется фотопленка большого размера, вид функции импульсного отклика будет определяться пределом разрешения среды и/или недостаточно хорошей когерентностью освещающего пучка. В случае 3, рассмотренным в § 1.2, исследуется влияние конечных размеров регистрирующей среды, и, поскольку рассматриваемый объект снова точечный, полученные результаты непосредственно применимы к голограммам Фраунгофера.

Приведенные в табл. 1 § 4.1 результаты для осевой голографической системы Френеля применимы и для осевых голограмм Фраунгофера, рассматриваемых в настоящем параграфе. Важное отличие, однако, состоит в том, что в голограммах Фраунгофера поля обоих сопряженных восстановленных изображений не интерферируют в значительной степени друг с другом, как в случае осевой голограммы Френеля. Благодаря этому голография Фраунгофера нашла большое практическое применение, тогда как осевая голография Френеля по существу не используется.

Вопрос, который еще не обсуждался при рассмотрении голографического процесса, связан с влиянием конечной пространственной и временной когерентности освещающего пучка. Во многих случаях это не является серьезным ограничивающим фактором, но иногда эффект неполной когерентности излучения необходимо учитывать. В нашем кратком рассмотрении будем считать, что когерентность

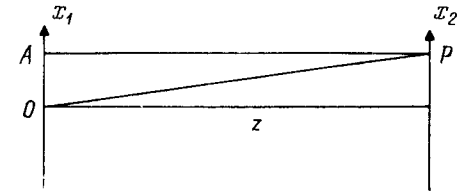


Рис. 4. Схема, используемая при пояснении требований к пространственной и временной когерентности освещения.



накладывает некоторые ограничения на голографический процесс. Предположим, что для обеспечения требуемого разрешения голограмма должна записываться в окрестности точки  $P$  (рис. 4). Оптический путь составляющих света, продифрагировавших на объекте, расположенном вокруг точки  $O$ , приблизительно равен  $OP$ . В точке  $P$  дифрагированный свет интерферирует с недифрагированным, приходящим из точки  $A$ , расположенной в плоскости объекта. Следовательно, для получения хорошей интерференционной картины в точке  $P$  свет в точках  $O$  и  $A$  должен иметь высокую пространственную когерентность. Временная когерентность интерферирующих пучков определяется разностью хода, приобретаемой пучками при достижении точки  $P$  (т. е.  $OP - AP$ ). Эта разность хода должна быть в пределах длины когерентности используемого излучения. Для практических целей голографическую систему следует проектировать таким образом, чтобы пространственная и временная когерентности интерферирующих пучков не представляли собой ограничивающих факторов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. DeVelis J. B., Reynolds G. O., Theory and Application of Holography, Addison-Wesley, Reading Mass., 1967. [Имеется перевод: Де Велис Дж., Рейнольдс Дж. Голография; теория и приложения. — М.: Воениздат, 1970.]
2. Jenkins F. A., White H. E., Fundamentals of Optics, 3rd ed., p 376, McGraw-Hill, N. Y., 1957.
3. Parrent G. B., Thompson B. J., Optica Acta, **11**, 183 (1964).
4. Thompson B. J., Journ. Soc. Photo-Optical Instr. Engrs., **2**, 437 (1963).
5. Thompson B. J., Journ. Phys., E., **7**, 781 (1974).
6. Trolinger J., Opt. Eng., **14**, 383 (1975).
7. Tyler G. A., Thompson B. J., Optica Acta, **23**, 685 (1976).

### 4.3. ГОЛОГРАФИЯ ФУРЬЕ

А. Арсено, Ж. Апрель

#### 4.3.1. Введение

Голограммы Фурье можно определить как голограммы плоского объекта, записываемые с помощью опорного источника, расположенного в плоскости объекта, параллельной плоскости голограммы. Строго говоря, такое рассмотрение применимо лишь к двумерным объектам и практически неприменимо к объектам, выходящим за пределы входной плоскости. Существуют различные типы голограмм Фурье в зависимости от того, как записываются голограммы, с использованием линз или без них, и каким образом освещается объект,

однако все они имеют некоторое сходство и обладают очень полезными свойствами.

Голограммы Фурье так названы не потому, что они регистрируют фурье-образ объекта, а благодаря той особенности, что изображение объекта можно получить фурье-преобразованием голограммы.

Один из способов, который позволил бы нам понять существование голограмм Фурье, — это использование свойства линз производить преобразование Фурье; это свойство линз является весьма важным для понимания операций пространственной фильтрации в оптических процессорах, использующих неголографические пространственные фильтры, однако оно играет незначительную роль при объяснении свойств голограмм Фурье. Поэтому мы используем иной подход к голографии Фурье, в котором линзы (если они используются) выполняют лишь свою обычную функцию отображения пространства объекта в пространство изображения. Можно показать, что любая голограмма Фурье представляет собой частный случай безлинзовой голограммы Фурье, на которой записан объект, освещенный неколлимированным светом.

#### 4.3.2. Предварительные математические сведения

Преобразование Фурье двумерной пространственной функции  $f(x, y)$  записывается в виде

$$F(u, v) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(x, y) \exp\{-2\pi i(ux + vy)\} dx dy, \quad (1)$$

где  $u, v$  — пространственные частоты. Введем векторы  $\mathbf{x} = (x, y)$  и  $\mathbf{u} = (u, v)$ . Тогда приведенное выше преобразование Фурье примет вид

$$F(\mathbf{u}) = \int_{-\infty}^{\infty} f(\mathbf{x}) \exp\{-2\pi i \mathbf{u} \cdot \mathbf{x}\} d^2\mathbf{x}. \quad (1a)$$

Мы также будем использовать операторную запись распространения оптической дифракции, в которой дифракция света от плоскости  $P_1$  до плоскости  $P_2$ , отстоящей от первой на расстояние  $d$ , записывается в виде свертки комплексной амплитуды  $a_1(x)$  в плоскости  $P_1$  с оператором распространения  $\psi(x, d)$ , который определяется следующим образом (в приближении дифракции Френеля):

$$\psi(x; d) = \exp\{i\pi/\lambda d x^2\}. \quad (2)$$

При этом для комплексной амплитуды в плоскости  $P_2$  имеем

$$a_2(x) = a_1(x) * (1/i\lambda d) \psi(x, d), \quad (3)$$

где  $*$  обозначает свертку, а  $\lambda$  — длина волны света.

Некоторые свойства оператора оптического распространения можно найти в книге Кольера и др. [3], а также в статье Вандер Люгта [10]. Кроме того, эти свойства кратко рассмотрены в разд. 4.3.6.

#### 4.3.3. Схемы записи и восстановления

Вандер Люгт [9] впервые применил голограммы Фурье, причем для записи голограмм он использовал интерферометр Маха — Цандера с линзами — систему, эквивалентную схеме Фурье — Фраунгофера в работе [6]. Это до сих пор самая популярная схема, и мы ее рассмотрим в п. 4.3.3.4. Любую голограмму Фурье можно рассматривать как частный случай исследуемого ниже типа голограммы, называемой безлинзовой голограммой Фурье.

##### 4.3.3.1. Безлинзовая голограмма Фурье

Строук и др. [8] показали, что можно получить и без применения линз голограммы, свойства которых аналогичны свойствам голограмм Фурье, записываемым с помощью линз. Чтобы записать безлинзовую голограмму Фурье, опорный источник помещают в той же плоскости, в которой находится объект. Предположим, что объект точечный. Тогда записанная на голограмме интерференционная картина будет представлять собой серию полос, отстоящих друг от друга на одинаковом расстоянии, в противоположность

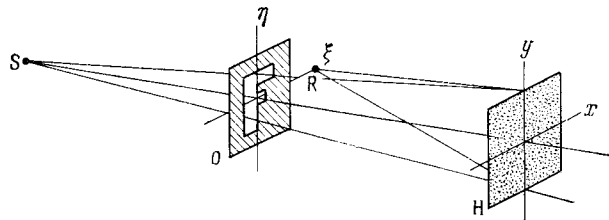


Рис. 1. Схема записи безлинзовой голограммы Фурье.

случаю, когда опорный источник находится не на том же расстоянии от голограммы, что и объект. В последнем случае интерференционные полосы сгущаются по мере того, как они все больше удаляются от оси симметрии.

Рассмотрим теперь общий случай, представленный на рис. 1. Объект с комплексным пропусканием  $t(\xi)$  освещается волной от точечного источника, расположенного на расстоянии  $d_1$  от объекта. На рисунке объект освещается расходящимся пучком, однако с таким же успехом без потери общности его можно освещать и сходящимся пучком (действительно, голограммы Фурье иногда записываются именно таким образом). Предположим, что объект находится

на расстоянии  $d_2$  от голограммы. Опорный источник R расположен в той же самой плоскости, что и объект  $t(\xi)$ . Комплексную амплитуду опорного точечного источника можно записать в виде

$$r_0(\xi) = \delta(\xi - \xi_0). \quad (4)$$

Из выражений (3) и (4) следует, что комплексная амплитуда опорной волны в плоскости голограммы с точностью до постоянного комплексного фазового множителя  $\psi(\xi_0; d_2)$ , модуль которого равен единице, равна

$$r(x) = (1/i\lambda d_2) \psi(x - \xi_0; d_2), \quad (5)$$

или

$$r(x) = (1/i\lambda d_2) \psi(x; d_2) \exp\{-2\pi i/\lambda d_2 x \cdot \xi_0\}. \quad (6)$$

Излучаемый точечным источником и падающий на голограмму свет дифрагирует на промежутке от источника до объекта, в плоскости объекта он умножается на его комплексное пропускание  $t(\xi)$  и затем дифрагирует на промежутке от объекта до голограммы. Следовательно, комплексную амплитуду  $a(x)$  света от объекта в плоскости голограммы можно записать в виде

$$a(x) = [\psi(x; d_1) t(x)] * (1/i\lambda d_2) \psi(x; d_2). \quad (7)$$

Используя свойства функции  $\psi$ , выражение (7) можно переписать следующим образом:

$$a(x) = [d_1/(d_1 + d_2)] \psi(x; d_2) [T(u) * \psi^*(\lambda d' u; d')], \quad (8)$$

где  $d' = d_1 d_2 / (d_1 + d_2)$ ,  $T(u)$  — фурье-образ функции пропускания  $t(\xi)$ , а  $u$  — пространственная частота, определяемая выражением  $u = x/\lambda d_2$ .

Регистрируемая в плоскости голограммы интенсивность интерференционной картины, образуемой объектной и опорной волнами, равна

$$I(x) = |a(x) + r(x)|^2, \quad (9)$$

$$I(x) = a(x) r^*(x) + a^*(x) r(x) + |a(x)|^2 + |r(x)|^2. \quad (10)$$

Интерес представляют первые два члена в выражении (10). Мы исследуем только первый член. Аналогичным образом можно исследовать и второй член, который мы обсудим ниже.

Предположим, как обычно, что фотопластинка проявлена таким образом, чтобы ее амплитудное пропускание было пропорционально экспозиции. При этом составляющая функции пропускания голограммы, ответственная за непосредственное формирование изображения, запишется в виде

$$g_d(x) = a(x) r^*(x), \quad (11)$$

$$g_d(x) = [i\lambda d' / (\lambda d_2)^2] [T(u) * \psi^*(\lambda d' u; d')] \exp\{2\pi i u \cdot \xi_0\}. \quad (12)$$

Эти выражения описывают распределение комплексных амплитуд в продифрагировавшей на голограмме волне непосредственно за голограммой, когда она освещается плоской волной единичной амплитуды при условии, что параметры голографической записи выбраны надлежащим образом.

Рассмотрим теперь, к чему приводит фурье-преобразование выражения (12). Члены в квадратных скобках дадут комплексное пропускание объекта, умноженное на комплексный фазовый множитель. Экспоненциальный член справа приведет к сдвигу восстановленного изображения на величину, пропорциональную  $\xi_0$  — смещению опорного пучка. При наблюдении изображения глазом комплексный фазовый множитель исчезнет и останется только интенсивность исходного объекта. Таким образом, выражение (12) описывает фурье-преобразование объекта, за исключением лишь того, что при восстановлении появляется фазовый множитель. Вот почему голограмма, записанная по схеме на рис. 1, называется безлинзовой голограммой Фурье. Свойства таких голограмм мы обсудим в разд. 4.3.4.

#### 4.3.3.2. Эквивалентная безлинзовая голограмма Фурье

Мы покажем здесь, что любая голограмма Фурье эквивалентна безлинзовой голограмме Фурье. Рассмотрим общий случай получения голограммы Фурье, когда считается, что линза преобразует

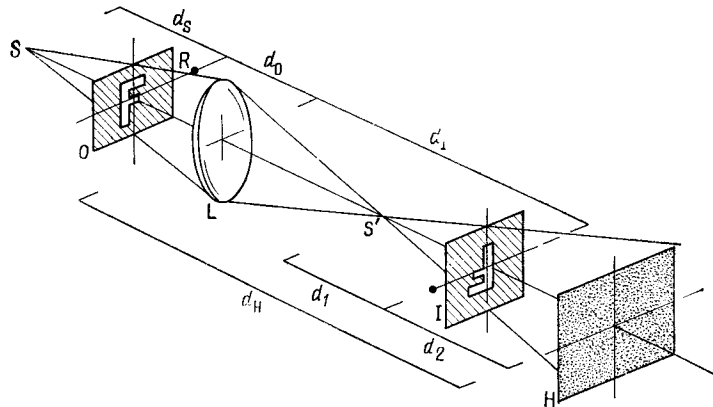


Рис. 2. Эквивалентная безлинзовая голограмма Фурье.

свет как от объекта, так и от опорного источника. На рис. 2 приведена исследуемая схема записи голограммы. Из рисунка мы видим, что объект освещается расходящимся светом от точечного источника S, расположенного перед объектом на расстоянии  $d_s$ . Опорный источник R является точечным и расположен в плоскости объекта, но смещен от оптической оси на величину  $\xi_0$ . Пусть плоскость I —

плоскость геометрического изображения объекта O, формируемого линзой, а плоскость H — плоскость голограммы. Мы предполагаем, что апертура линзы достаточно велика и, следовательно, можно пренебречь эффектами виньетирования.

Если обозначить через  $d_0$  и  $d_H$  соответственно положения объекта и голограммы относительно линзы, то комплексную амплитуду света объекта в плоскости голограммы можно записать в виде

$$a(\mathbf{x}) = - (1/\lambda^2 d_0 d_H) \{ [\psi(\mathbf{x}; d_s) t(\mathbf{x})] * \psi(\mathbf{x}; d_0) \} \psi^*(\mathbf{x}; f) * \psi(\mathbf{x}; d_H). \quad (13)$$

Аналогично комплексная амплитуда опорной волны, исходящей из точечного источника  $\delta(\xi - \xi_0)$ , расположенного в плоскости объекта, в плоскости голограммы дается выражением (без учета постоянного фазового множителя)

$$r(\mathbf{x}) = - (1/\lambda^2 d_0 d_H) [\psi(\mathbf{x} - \xi_0; d_0) \psi^*(\mathbf{x}; f)] * \psi(\mathbf{x}; d_H). \quad (14)$$

Можно показать, что выражения (13) и (14), записанные как функции расстояний  $d_1$  и  $d_2$ , связывающих относительные положения плоскости голограммы, изображения S' источника света и геометрического изображения I объекта, примут вид

$$a(\mathbf{x}) = \frac{-d_1}{M(d_1 + d_2)} \psi(\mathbf{x}; d_2) [T(\mathbf{u}) * \psi^*(\lambda d' \mathbf{u}; d')] \quad (15)$$

(где  $\mathbf{u} = -M\mathbf{x}/\lambda d_2$ );

$$r(\mathbf{x}) = - \frac{M}{i\lambda d_2} \psi(\mathbf{x}; d_2) \exp\{-2\pi i \mathbf{u} \cdot \xi_0\}, \quad (16)$$

где  $d' = M^{-2} |d_1 d_2 / (d_1 + d_2)|$ , а  $M = d_1 / d_0$  — увеличение системы формирования изображения. Таким образом, член пропускания голограммы, отвечающий за непосредственное формирование изображения, как и в выражении (11), определяется формулой

$$g_d(\mathbf{x}) = (M/\lambda d_2)^2 i \lambda d' [T(\mathbf{u}) * \psi^*(\lambda d' \mathbf{u}; d')] \exp\{2\pi i \mathbf{u} \cdot \xi_0\}. \quad (17)$$

Сравнивая это выражение с формулой (12), мы видим, что они формально идентичны, за исключением постоянного множителя. Эквивалентность выражений (12) и (17) позволяет сделать следующий вывод: *любая голограмма Фурье эквивалентна безлинзовой голограмме Фурье. Эквивалентная безлинзовая голограмма Фурье записывается по следующей схеме:*

1. Находят изображение I объекта, формируемое всеми линзами, расположенными между плоскостями объекта и голограммы.
2. Определяют изображение S' освещающего источника, которое образуется всеми линзами, расположенными между источником и голограммой.

Голограмма эквивалентна безлинзовой голограмме Фурье, на которой записано геометрическое изображение I объекта с помощью освещающего источника, идентичного S'.

В ряде случаев, соответствующих рис. 2, эквивалентная безлинзовая голограмма Фурье — это голограмма, на которой записано изображение I, освещаемое источником S'. Эта концепция эквивалентности в некоторых частных случаях, представляющих интерес, позволяет сделать существенные упрощения (рис. 3).

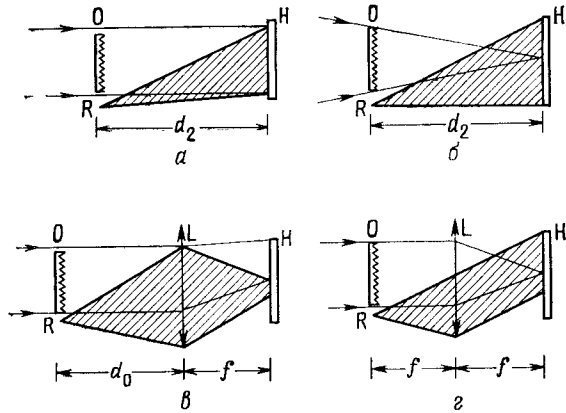


Рис. 3. Параметры эквивалентной безлинзовой голограммы Фурье для различных схем записи. а — безлинзовая голограмма Фурье (случай параллельного освещения),  $M = -1$ ,  $d_1 = \infty$ ; б — освещение сходящейся волной,  $M = -1$ ,  $d_1 = -d_2$ ; в — объект перед линзой,  $d_1 = -d_2 = f[(d_0/f) - 1]^{-1}$ ; г — голограмма Фурье — Фраунгофера,  $d_1 = -d_2 = \infty$ ,  $M/d_2 = -1/f$ .

Для изображенных на рис. 3 случаев член пропускания голограммы, соответствующий непосредственному формированию изображения, определяется следующими выражениями:

1. Безлинзовая голограмма Фурье (освещение коллимированным пучком):

$$d_1 = \infty, \quad M = -1, \quad d' = d_2;$$

$$g_d(x) = (1/\lambda d_2) [T(u) * \psi^*(\lambda d_2 u; d_2)] \exp\{2\pi i u \cdot \xi_0\}, \quad u = x/\lambda d_2.$$

2. Освещение сходящимся пучком:

$$d_1 = -d_2, \quad M = -1, \quad d' = \infty;$$

$$g_d(x) = (1/\lambda^2 d_2^2) T(x/\lambda d_2) \exp\{2\pi i/\lambda d_2 x \cdot \xi_0\}.$$

3. Объект перед линзой:

$$M/d_2 = -1/f, \quad d_1 = -d_2 = f[(d_0/f) - 1]^{-1};$$

$$g_d(x) = (1/\lambda^2 f^2) T(x/\lambda f) \exp\{2\pi i/\lambda f x \cdot \xi_0\}.$$

4. Голограмма Фурье — Фраунгофера:

$$M/d_2 = -1/f, \quad d_1 = -d_2 = \infty;$$

$$g_d(x) = (1/\lambda^2 f^2) T(x/\lambda f) \exp\{2\pi i/\lambda f x \cdot \xi_0\}.$$

4.3.3.3. Восстановление голограмм Фурье

Рассмотрим теперь восстановление безлинзовых голограмм Фурье. В предыдущем пункте мы показали, что любая голограмма Фурье имеет эквивалентную безлинзовую голограмму Фурье, поэтому материал, обсуждаемый в этом пункте, применим к любой голограмме Фурье.

Если амплитудное пропускание проявленной голограммы пропорционально экспозиции при записи, то в соответствии с формулой (10) распределение комплексных амплитуд в дифрагированной на голограмме волне непосредственно за голограммой, когда при восстановлении используется нормально падающая плоская волна, запишется в виде

$$g(x) = a(x) r^*(x) + a^*(x) r(x) + |a(x)|^2 + |r(x)|^2. \quad (18)$$

Два первых члена этого выражения формируют восстановленные изображения объекта, причем первый равен  $g_d(x) = a(x) r^*(x)$ , а второй комплексно-сопряжен первому.

Чтобы восстановить изображение с безлинзовой голограммы Фурье, необходимо осуществить над ней операцию преобразования

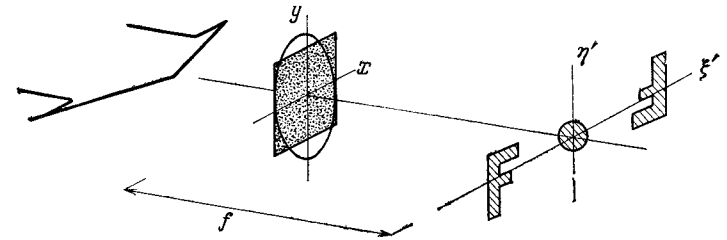


Рис. 4. Восстановление действительных изображений с голограммы Фурье.

Фурье. Это можно реализовать, например, наблюдая картину дифракции Фраунгофера, создаваемую голограммой. Преобразование Фурье можно также наблюдать в фокальной плоскости линзы, освещаемой коллимированным пучком, если голограмму поместить в пучок света перед линзой или после нее. Например, если голограмма помещена непосредственно за линзой с фокусным расстоянием  $f$  (рис. 4), то члены нулевого порядка будут сфокусированы в начале координат фокальной плоскости. При этом благодаря фурье-преобразующим свойствам линзы члены, формирующие прямое и сопряженное изображения, создадут распределения комплексных ампли-

туд  $\omega_d(\xi')$  и  $\omega_c(\xi')$ , определяемые выражениями

$$\omega_d(\xi') = Kt \left[ -\left(\frac{d_2}{f}\xi' - \xi_0\right) \right] \psi \left[ -\left(\frac{d_2}{f}\xi' - \xi_0\right); \frac{d_1 d_2}{d_1 + d_2} \right] \psi(\xi'; t) \quad (19)$$

и

$$\omega_c(\xi') = Kt^* \left( \frac{d_2}{f}\xi' + \xi_0 \right) \psi^* \left( \frac{d_2}{f}\xi' + \xi_0; \frac{d_1 d_2}{d_1 + d_2} \right) \psi^*(\xi'; f), \quad (20)$$

где  $K$  — комплексная постоянная.

При наблюдении распределения интенсивности в фокальной плоскости линзы все фазовые множители исчезают и наблюдаемая интенсивность изображений оказывается пропорциональной выражению

$$I(\xi') = \left| t \left[ -\left(\frac{d_2}{f}\xi' - \xi_0\right) \right] \right|^2 + \left| t \left( \frac{d_2}{f}\xi' + \xi_0 \right) \right|^2. \quad (21)$$

Отсюда видно, что имеются два восстановленных изображения по разные стороны от оптической оси. Эти два изображения расположены симметрично относительно оптической оси: прямое изображение, описываемое первым членом в выражении (21), является перевернутым и центрированным в точке  $\xi'_d = (f/d_2)\xi_0$ , а сопряженное ему изображение — прямым и центрированным в точке  $\xi'_c = -(f/d_2)\xi_0$ . В данной схеме восстановления оба изображения действительны.

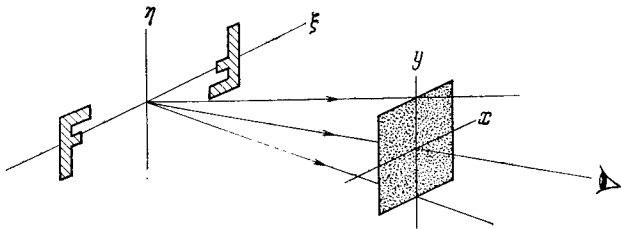


Рис. 5. Восстановление мнимых изображений с голограммы Фурье.

Однако могут быть восстановлены и мнимые изображения при простом освещении голограммы от точечного источника, как показано на рис. 5, и наблюдении этого источника через голограмму. Восстановленные мнимые изображения при этом появляются в плоскости точечного источника по разные стороны от него. Расположение этих изображений можно также понять из геометрии, рассмотренной в п. 4.3.4.1.

#### 4.3.3.4. Голограмма Фурье — Фраунгофера

Имеется один частный случай голограммы Фурье, который играет важную роль и заслуживает того, чтобы его рассмотреть подробно. Речь идет о голограмме, записывающей интерференцию двух

волн, распределения комплексных амплитуд которых в плоскости регистрации представляют собой фурье-образы как объекта, так и точечного опорного источника. Такая голограмма называется *голограммой Фурье — Фраунгофера*. Для ее записи часто используют схему, приведенную на рис. 6, которая известна как схема записи в

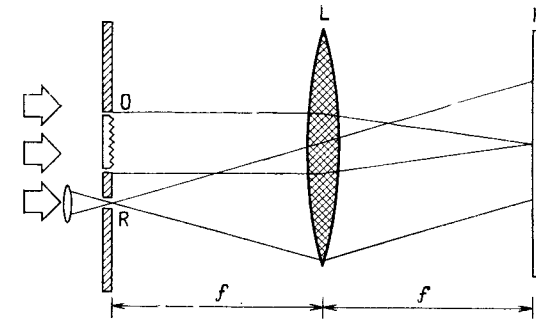


Рис. 6. Схема записи голограммы Фурье — Фраунгофера.

фокальных плоскостях (схема фокус — фокус). В этой схеме объект и точечный опорный источник расположены в передней фокальной плоскости линзы, а фотопластинка помещается в задней фокальной плоскости линзы. Каждая точка объекта создает параллельный пучок света, который падает на фотопластинку. Внеосевой точечный опорный источник также преобразуется линзой, в результате чего формируется коллимированный опорный пучок, распространяющийся под некоторым углом к оптической оси. Наблюдая со стороны голограммы, можно видеть, что и объект, и опорный источник фактически располагаются в бесконечности. При рассмотрении aberrаций голограмм будет показано, что это последнее свойство является весьма важным.

Поскольку в данном случае объект освещается плоской волной, то для эквивалентной безлинзовой голограммы Фурье мы имеем  $d_s = \infty$  и  $d_2 = -d_1$ . Если фокусное расстояние линзы равно  $f$ , то в соответствии с выражением (17) член, формирующий прямое изображение, запишется в виде

$$g_d(x) = (1/\lambda^2 f^2) T(x/\lambda f) \exp \{ (2\pi i/\lambda f) x \cdot \xi_0 \}, \quad (22)$$

где использован тот факт, что при этих условиях

$$M/\lambda d_2 = -1/\lambda f \quad (23)$$

и

$$\delta(u) = \lim_{d \rightarrow \infty} i \lambda d \psi^*(\lambda d u; d). \quad (24)$$

Следует заметить также, что распределение комплексных амплитуд в плоскости голограммы определяется точными преобразованиями Фурье функции амплитудного пропускания объекта и опорного источника, т. е.

$$a(\mathbf{x}) = (1/\lambda f) T(\mathbf{x}/\lambda f) \quad (25)$$

и

$$r(\mathbf{x}) = (1/\lambda f) \exp\{-2\pi i/\lambda f \mathbf{x} \cdot \xi_0\}. \quad (26)$$

При восстановлении этой голограммы в той же самой схеме распределение комплексных амплитуд по объекту будет восстановлено без какого-либо фазового множителя. Если же при восстановлении используется линза с фокусным расстоянием  $f_2$ , отличающимся от того, которое было использовано при записи (например,  $f_1$ ), то и прямое, и сопряженное изображения формируются в фокальной плоскости линзы, причем с увеличением, равным  $f_2/f_1$ .

Предложенная Лейтом и Упатниексом [6] голограмма Фурье — Фраунгофера имеет ряд преимуществ, которые мы рассмотрим в разд. 4.3.4.

#### 4.3.3.5. Голограмма квази-Фурье — Фраунгофера

Поскольку голограммы записываются на материалах, имеющих ограниченный динамический диапазон, то обычно весьма желательно уменьшить диапазон изменений экспозиций на голограмме. Известно, что Фурье-образ полутонового объекта может иметь исключительно интенсивный нулевой порядок, в то время как интенсивность

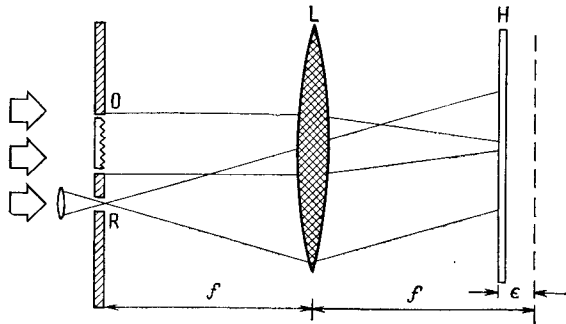


Рис. 7. Схема записи голограммы квази-Фурье — Фраунгофера.

высокочастотных составляющих спектра оказывается низкой. Таким образом, специалисту по голографии приходится выбирать между передержкой фотопластинки в области низких частот или ее недодержкой в области высоких частот. В обоих случаях дифракционная эффективность проявленной голограммы изменяется.

Динамический диапазон экспозиций можно уменьшить за счет слабой дефокусировки при записи голограммы, как это показано на рис. 7. В этом случае член пропускания голограммы, отвечающий за формирование прямого изображения, записывается в виде  $g_d(\mathbf{x}) = (1/\lambda \varepsilon) [T(\mathbf{u}) * \psi^*(\lambda (f^2/\varepsilon) \mathbf{u}; f^2/\varepsilon)] \exp\{2\pi i \mathbf{u} \cdot \xi_0\}$ , (27)

где  $\varepsilon$  — величина дефокусировки, а  $\mathbf{u} = \mathbf{x}/\lambda f$  — вектор пространственной частоты. Оператор «сглаживания»  $\psi^*[\lambda (f^2/\varepsilon) \mathbf{u}; f^2/\varepsilon]$  будет так же воздействовать и на не нужный нам свет на оптической оси, уменьшая таким образом интенсивность пика освещенности в начале координат плоскости голограммы. Величину дефокусировки  $\varepsilon$  можно сделать достаточно большой, чтобы значительно уменьшить динамический диапазон интенсивности света, падающего на голограмму; однако она должна быть и довольно малой, чтобы сохранить преимущества голограммы Фурье — Фраунгофера. Обычно бывает достаточно установить величину дефокусировки в пределах 5—10% фокусного расстояния преобразующей линзы. Этот метод уменьшения динамического диапазона часто используется в применениях голографии для целей распознавания образов и записи больших массивов информации.

#### 4.3.4. Свойства голограмм Фурье

##### 4.3.4.1. Геометрические свойства

В предыдущем параграфе мы рассмотрели некоторые геометрические свойства голограмм Фурье. Основное свойство этих голограмм состоит в том, что и прямое, и сопряженное изображения находятся в одной плоскости, содержащей восстанавливающий источник или его изображение. Это свойство можно получить из математического анализа или более просто с помощью голографических сопряженных соотношений, приведенных в гл. 7. Используя данные, помещенные в табл. 3 гл. 7 и производя замену  $y_r = y_0$  и  $x_c = 0$ , можно написать следующие выражения для координат прямого изображения:

$$(x_{ds}, y_{ds}) = [(x_0/y_0)y_c, -y_c] \quad (28)$$

и сопряженного изображения:

$$(x_{cs}, y_{cs}) = [-(x_0/y_0)y_c, -y_c], \quad (29)$$

где  $(x_0, y_0)$ ,  $(x_r, y_r)$  и  $(x_c, y_c)$  — прямоугольные координаты соответственно точки объекта, опорного источника и восстанавливающего источника. Прямое и сопряженное изображения располагаются по разные стороны от восстанавливающего источника  $R_c$  симметрично по отношению к нему на расстоянии

$$x = \pm [(x_0 y_c / y_0) - x_c]. \quad (30)$$

Следовательно, увеличение определяется выражением

$$M = dx/dx_0 = y_c/y_0. \quad (31)$$

Наиболее важным свойством голограмм Фурье является свойство, вытекающее из того факта, что при записи объект и опорный источник расположены в плоскости, параллельной плоскости голограммы. При таком условии фазовый множитель  $\psi(x; d_2)$ , на который в соответствии с формулой (7) умножается функция пропускания объекта при записи голограммы, сокращается в формирующем изображении члене пропускания голограммы, описываемом выражением (12). Это приводит к следующему важному геометрическому свойству голограммы Фурье: положение восстановленного изображения инвариантно относительно поперечного смещения голограммы. Такое свойство представляет большой интерес для некоторых применений, таких, например, как голографическое кино. Его можно получить также непосредственно из выражения (30).

Однако в ряде случаев, таких, как корреляционная фильтрация, когда положение подлежащего обнаружению объекта неизвестно, остающийся в формуле (12) фазовый множитель  $\psi^*(\lambda d' u; d')$  должен быть также исключен, поскольку он приводит к появлению в восстановленном изображении фазового коэффициента. В противном случае будет иметь место корреляция между функцией распределения исходного объекта и записанным на голограмме распределением объекта, умноженным на сферический фазовый множитель. Как видно из рис. 3, схемы записи, которые гарантируют исключение этого фазового множителя, должны обеспечивать запись голограмм Фурье таким образом, чтобы голограмма находилась в плоскости, содержащей фурье-образ объекта.

#### 4.3.4.2. Эффекты пространственной неинвариантности

В предыдущих параграфах никак не учитывались эффекты, обусловленные конечными размерами апертур линз. Если между объектом и голограммой нет линз, то другие линзы, присутствующие при записи голограммы, не будут оказывать никакого влияния, за исключением лишь того, что, если эти линзы невысокого качества, они могут приводить к абберациям. Однако в случае, когда между объектом и голограммой имеется линза (или линзы), как, например, при записи голограммы Фурье — Фраунгофера, линза может отсеять некоторые более высокие пространственные частоты на краях поля объекта, особенно если апертура линзы недостаточно велика по сравнению с размерами объекта. Этот эффект был подробно рассмотрен Гудменом [4]. Арсено и Бруссо [1] показали, что, если диаметр линзы по крайней мере вдвое больше диаметра объекта, обеспечивается получение пространственно-инвариантного преобразования Фурье объекта, но при условии, что объект не содер-

жит пространственных частот выше  $R/2\lambda d$  (здесь  $R$  — радиус линзы, а  $d$  — расстояние от объекта до линзы). При выполнении этого условия максимальное значение двумерного произведения пространства на ширину полосы пропускания для рассматриваемой системы запишется в виде

$$\text{ППШПП}_{\text{макс}} = (R^2/4\lambda d)^2. \quad (32)$$

Аналогичные рассуждения применимы и на стадии восстановления, если линза располагается за голограммой.

Если помещаемая за объектом линза является обычной, то рассматриваемый эффект может сильно ограничить информационную емкость голограммы. Однако сложные объективы, сконструированные специально для работы в режиме преобразования Фурье, имеют фокальные плоскости, расположенные достаточно близко к входному зрачку, благодаря чему эффекты пространственной неинвариантности не представляют собой главного ограничивающего фактора для таких объективов.

#### 4.3.4.3. Влияние регистрирующей среды

В приведенном выше анализе предполагалось, что регистрирующая среда способна разрешить весь представляющий интерес спектр пространственных частот, за исключением, пожалуй, лишь частоты отсечки, обусловленной конечными размерами голограммы или линзы, используемой в процессе записи. Разумеется, в любом практическом случае регистрирующая среда (например, фотопластинка) обладает конечной разрешающей способностью и ЧКХ регистрирующей среды оказывается полезной мерой диапазона пространственных частот, в пределах которого можно получить заметный отклик. Для голограммы Фурье влияние ограниченной ЧКХ регистрирующей среды на восстановленное изображение выражается не в ухудшении разрешения в изображении, а в ограничении поля зрения около опорной точки. Изучением таких эффектов в общем виде занимался ван Лигтен [11].

Для объяснения влияния регистрирующей среды на восстановленное изображение рассмотрим для простоты схему получения голограмм Фурье — Фраунгофера и объект в виде единственного точечного источника  $\delta(\xi - \xi_1)$ , расположенного в точке  $\xi_1$ . Во время экспозиции на регистрирующую среду падает волна, интенсивность которой дается выражением [см. (10)]

$$I(\mathbf{x}) = a(\mathbf{x}) r^*(\mathbf{x}) + a^*(\mathbf{x}) r(\mathbf{x}) + |a(\mathbf{x})|^2 + |r(\mathbf{x})|^2, \quad (33)$$

где

$$a(\mathbf{x}) = (1/i\lambda f) \exp\{-2\pi i/\lambda f\} \mathbf{x} \cdot \xi_1\}, \quad (34)$$

$$r(\mathbf{x}) = (1/i\lambda f) \exp\{-2\pi i/\lambda f\} \mathbf{x} \cdot \xi_0\}. \quad (35)$$

Подставляя последние выражения в уравнение (33), его можно переписать следующим образом:

$$I(\mathbf{x}) = \frac{2}{\lambda^2 f^2} + \frac{2}{\lambda^2 f^2} \cos \left[ \frac{2\pi}{\lambda f} (\xi_0 - \xi_1) \cdot \mathbf{x} \right]. \quad (36)$$

Отсюда следует, что в голографии Фурье каждая точка объекта образует на голограмме ряд равностоящих друг от друга интерференционных полос, пространственная частота которых пропорциональна расстоянию от данной точки до опорного источника.

С учетом ЧКХ фотоленки регистрируемая фотопленкой результирующая интенсивность запишется в виде

$$I'(\mathbf{x}) = \frac{2}{\lambda^2 f^2} + \frac{2}{\lambda^2 f^2} M \left( \frac{\xi_0 - \xi_1}{\lambda f} \right) \cos \left[ \frac{2\pi}{\lambda f} (\xi_0 - \xi_1) \cdot \mathbf{x} \right], \quad (37)$$

где  $M(\mathbf{u})$  — значение ЧКХ при пространственной частоте  $\mathbf{u}$ , соответствующей вкладу света в изображение точки  $\xi_0$ . Поскольку наиболее удаленные от опорного точечного источника точки объекта создают на голограмме интерференционные полосы наиболее высокой частоты, восстановленные изображения таких точек испытывают и наибольшее ослабление. Гудмен [4] показал, что, если частотная характеристика фотоленки имеет пренебрежимо малые значения на частотах выше  $\mathbf{u}_{\max}$ , в изображении будут восстанавливаться только те точки  $\xi_1$  объекта, координаты которых удовлетворяют условию

$$|\xi_1 - \xi_0| \leq |\mathbf{u}_{\max}| \lambda f. \quad (38)$$

Более подробное обсуждение вопроса о влиянии ЧКХ регистрирующей среды на восстановленное изображение читатель может найти в книге Смита [7].

#### 4.3.4.4. Аберрации голограмм Фурье

Аберрации голограмм обсуждались в § 2.5. Из приведенного в данном параграфе материала можно видеть, что в общем случае голограммы Фурье имеют меньшие аберрации, чем голограммы Фраунгофера. Так, например, сферическая аберрация всегда может быть устранена. Голограмма Фурье — Фраунгофера, при записи которой объект и опорный источник оказываются в бесконечности, вообще обеспечивает единственный на практике случай, когда из плоской голограммы можно восстановить свободное от аберраций изображение, даже если восстанавливающий источник не находится относительно голограммы точно в том же самом месте, которое занимал опорный источник при записи. Дело в том, что голограмма вносит аберрации лишь тогда, когда она изменяет кривизну волнового фронта падающей на нее волны. Когда объект и опорный источник находятся в бесконечности, все волны, па-

дающие на голограмму при записи, оказываются плоскими. Если теперь такую голограмму восстановить плоской волной, то образуется изображение, свободное от аберраций, поскольку голограмма может преобразовать падающую плоскую волну в другую плоскую волну без внесения аберраций.

Мы не рассмотрели эффектов, связанных с использованием при восстановлении голограммы длины волны, отличной от той, которая использовалась при записи, или эффектов усадки эмульсии во время фотохимической обработки (такая усадка по своему воздействию на восстановленное изображение эквивалентна изменению длины волны). В голограммах Фурье — Фраунгофера не возникает дополнительных аберраций, обусловленных этими эффектами, если при восстановлении используются плоские волны.

Поскольку в голографии аберрации представляют собой обычное явление, ограничивающее качество изображения, голограммы Фурье — Фраунгофера занимают в этом смысле привилегированное положение среди голограмм остальных типов.

#### 4.3.4.5. Информационная емкость голограмм Фурье

Голограммы Фурье обладают значительно большей информационной емкостью, чем голограммы Френеля, и это необходимо учитывать при необходимости использовать максимальную плотность записи регистрирующей среды. Предположим, что поле объекта имеет протяженность  $L_0$ . Если этот объект преобразуется по Фурье с помощью линзы с фокусным расстоянием  $f$ , то по теореме выборки преобразование Фурье этого объекта полностью определяется его выборочными точками, отстоящими друг от друга на одинаковом расстоянии, равном  $\lambda f / L_0$ . Если фурье-образ объекта имеет пространственную протяженность  $L_f$ , то число выборочных точек на длине  $L_f$  равно  $L_0 L_f / \lambda f$ , и это число называется произведением пространства на полосу пропускания голограммы. Очевидно, что в случае двумерного объекта число независимых выборочных точек на голограмме Фурье дается выражением

$$N = (L_0 L_f / \lambda f)^2. \quad (39)$$

Однако в случае голограмм Френеля регистрируемая интенсивность содержит дополнительный множитель вида  $\cos(\pi x^2 / \lambda d)$ , который осуществляет функции линзы, что позволяет восстанавливать голографические изображения без использования линз. Число выборочных точек, необходимое для записи такой функции линзы, быстро растет с увеличением размера голограммы. Обычно отношение информационных емкостей голограмм Фурье и Френеля лежит в пределах 4—100. Однако в действительности для достижения максимальной плотности записи приходится учитывать и другие факторы, такие, как отношение сигнал/шум. Детальное рас-



смотрение этих вопросов с применением численных расчетов можно найти в приложении к отчету, выполненному Козмой и др. [5].

Бестенрейнер и др. [2] показали, что при записи на матрицу голограмм полных страниц текста достижима удельная информационная емкость  $1,5 \cdot 10^4$  бит/мм<sup>2</sup>, если использовать слегка дефокусированные голограммы Фурье — Фраунгофера диаметром 1,6 мм. Матрицы голограмм обсуждаются в § 10.1.

#### 4.3.5. Заключение

Из выражения (17) следует, что любая голограмма Фурье формально эквивалентна безлинзовой голограмме Фурье. Это полезное свойство не должно затенять тот факт, что разные типы голограмм Фурье существенно отличаются друг от друга.

В случае когда голограмма Фурье применяется в качестве пространственного фильтра (в таких применениях, как корреляционный анализ или винеровская фильтрация), обычно необходимо использовать одну из таких схем записи, в которых фурье-образ объекта совмещается с плоскостью записи голограммы. Хотя теоретически голограмма Фурье — Фраунгофера представляет собой наилучший выбор для этой цели, поскольку она позволяет свести к минимуму голографические aberrации, требования к величине aberrаций используемого объектива столь жесткие, что, если требуется высокая разрешающая способность, стоимость объектива может оказаться ограничивающим фактором для некоторых применений.

Если позади объекта помещается рассеиватель с целью создания более равномерного распределения света и, следовательно, более эффективного использования площади голограммы, то голограмму все же необходимо расположить надлежащим образом в соответствии с рекомендациями, рассмотренными выше.

#### Приложение. Свойства оператора оптического распространения

Оператор распространения оптической дифракции определяется следующим образом:

$$\psi(\mathbf{x}; d) = \exp\{i\pi/\lambda d\} \chi^2. \quad (\text{П1})$$

Полезность этого оператора вытекает из того факта, что распространение когерентной волны света в свободном пространстве на расстояние  $d$  можно записать в виде свертки комплексной амплитуды  $a(\mathbf{x})$  и оператора  $(1/i\lambda d)\psi(\mathbf{x}; d)$ . Кроме того, прохождение волны через линзу с фокусным расстоянием  $f$  можно описать также произведением комплексной амплитуды света, падающего на линзу, и функции  $\psi^*(\mathbf{x}; f)$ .

Ниже мы перечислим некоторые важные свойства оператора  $\psi(\mathbf{x}; d)$ ; их можно без труда проверить с помощью определения

(П1). Таким образом,

$$\psi^*(\mathbf{x}; d) = \psi(\mathbf{x}; -d), \quad (\text{П2})$$

$$\psi(-\mathbf{x}; d) = \psi(\mathbf{x}; d), \quad (\text{П3})$$

$$\psi(c\mathbf{x}; d) = \psi(\mathbf{x}; d/c^2), \quad (\text{П4})$$

$$\psi(\mathbf{x}; d_1) \psi(\mathbf{x}; d_2) = \psi[\mathbf{x}; d_1 d_2 / (d_1 + d_2)], \quad (\text{П5})$$

$$\psi(\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_2; d) = \psi(\mathbf{x}_1; d) \psi(\mathbf{x}_2; d) \exp\{-2\pi i/\lambda d\} \mathbf{x}_1 \cdot \mathbf{x}_2, \quad (\text{П6})$$

$$\psi(\mathbf{x}; \infty) = 1, \quad (\text{П7})$$

$$\text{FT}\{\psi(\mathbf{x}; d)\} = i\lambda d \psi^*(\lambda d \mathbf{u}; d), \quad (\text{П8})$$

$$\psi(\mathbf{x}; d_1) * \psi(\mathbf{x}; d_2) = i\lambda [d_1 d_2 / (d_1 + d_2)] \psi(\mathbf{x}; d_1 + d_2), \quad (\text{П9})$$

$$\lim_{d \rightarrow 0} (1/i\lambda d) \psi(\mathbf{x}; d) = \delta(\mathbf{x}). \quad (\text{П10})$$

#### ЛИТЕРАТУРА

1. *Arsenault H. H., Brousseau N.*, J. Opt. Soc. Amer., 63, 555—558 (1973).
2. *Bestenreiner F., Greis U., Weirshausen W.*, Phot. Sci. Eng., 16, 420—431 (1972).
3. *Collier R. J., Burckhardt C. B., Lin L. H.*, Optical Holography, Academic Press, N. Y., 1971. [Имеется перевод: *Кольер Р., Беркхардт К., Лин Л.* Оптическая голография.— М.: Мир, 1973.]
4. *Goodman J. W.*, Introduction to Fourier Optics, McGraw-Hill, N. Y., 1968. [Имеется перевод: *Гудмен Дж.* Введение в фурье-оптику.— М.: Мир, 1970.]
5. *Kozma A. et al.*, Holographic Storage and Readout Techniques, Rome Air Development Center Final Tech. Rep. RADC-75-71-54, 1971.
6. *Leith E. N., Upatnieks J.*, J. Opt. Soc. Amer., 54, 1295—1301 (1964).
7. *Smith H. M.*, Principles of Holography, Wiley (Interscience), New York, 1969.
8. *Stroke G. W., Brumm D., Funkhouser A.*, J. Opt. Soc. Amer., 55, 1327 (1965).
9. *Vander Lugt A.*, IEEE Trans. Inf. Theory, IT-10, 139—145 (1964).
10. *Vander Lugt A.*, Proc. IEEE, 54, 1055—1010 (1966). [Имеется перевод: *Ван-дер Люгт А.*— ТИИЭР, М.: Мир, 1966, т. 54, № 10.
11. *Van Ligten R. F.*, J. Opt. Soc. Amer., 65, 1009—1014 (1966).

5.1. ОТРАЖАТЕЛЬНЫЕ ГОЛОГРАММЫ

Г. Колфилд

5.1.1. Зачем нужны отражательные голограммы?

Почему мы хотим записывать отражательные голограммы? Имеется много тому причин. Не все они взаимно совместимы, но любая из них позволяет объяснить, почему то или иное применение отражательных голограмм является полезным.

Во-первых, во многих применениях легче использовать отражательные голограммы, а не голограммы, работающие на пропускание. Так, если мы имеем отражательную голограмму, восстанавливаемую в белом свете, то ее можно рассматривать подобно тому, как мы рассматриваем обычную фотографию. Такую голограмму можно повесить на стену, поместить на книжной обложке и т. п. Единственное ограничение накладывается на значения углов, под которыми следует освещать и рассматривать голограмму.

Во-вторых, если голограмма записана путем изменения геометрического рельефа поверхности, то она может быть покрыта тонким отражающим свет слоем алюминия, серебра или иного материала, и, таким образом, при восстановлении изображения ее можно освещать светом любой длины волны. Благодаря этому свойству голограммы, записанные в видимой области спектра, можно затем использовать в инфракрасном диапазоне. Данное свойство отражательных голограмм особенно полезно при изготовлении голографических дифракционных решеток.

5.1.2. Основная схема

Вернемся к рассмотрению основ голографии (см. гл. 1). При записи голограммы когерентные между собой опорный пучок  $R$  и объектный пучок  $O$  образуют после соответствующего проявления фотопластинки голограмму с амплитудным пропусканием  $T = |R|^2 + |O|^2 + R^*O + R^*O$ . При освещении голограммы восстанавливающим пучком  $R$  она формирует волновые фронты  $(|R|^2 + |O|^2)R$ ,  $R^*O^*$  и  $|R|^2O$ . Для получения основного изображения в отраженном свете пучок  $O$  при записи должен быть направлен по отношению к голограмме таким образом, чтобы при восстановлении его зеркальным отражением стал пучок  $R$ . На рис. 1 показаны некоторые случаи правильных и неправильных схем записи отражательных голограмм. Очевидно, что необходимо соблюдать опреде-

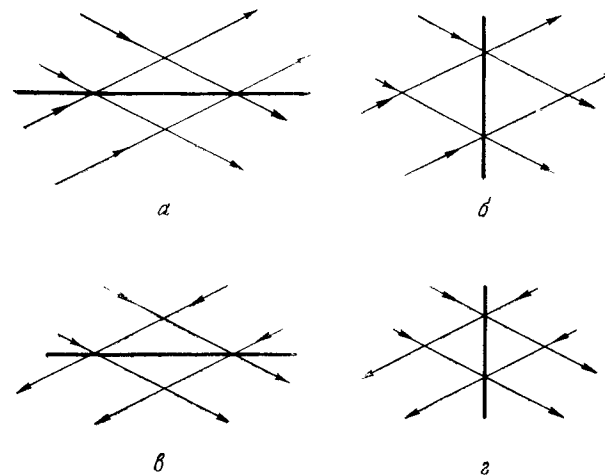


Рис. 1. Одна и та же схема падающих пучков может привести к отражательной голограмме (а и в) и к голограмме, работающей на пропускание (б и г). Это зависит от взаимного расположения интерферирующих пучков и голограммы.

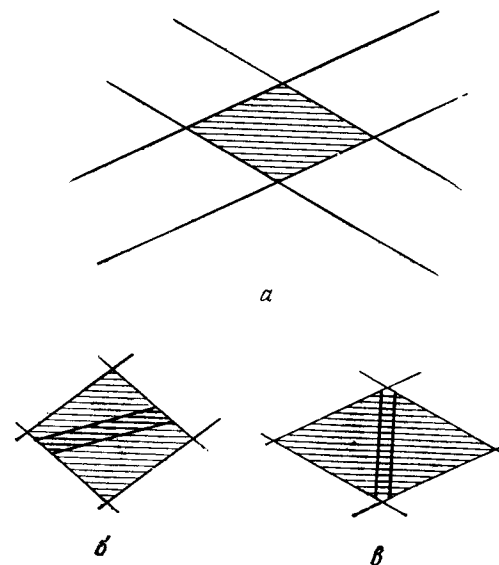


Рис. 2. Картина интерференционных полос определяется геометрией интерферирующих пучков (а); отражательная голограмма получается в случае, когда интерференционные полосы больше параллельны плоскости голограммы (б), чем перпендикулярны ей (в).

ленное геометрическое соотношение между  $R$ ,  $O$  и фотопластинкой  $P$ . Результаты, полученные из геометрического рассмотрения, нетрудно понять и из анализа регистрируемых интерференционных полос. Как видно из рис. 2, *а*, интерференционные полосы, образуемые двумя плоскими волнами, располагаются параллельно биссектрисе угла между двумя интерферирующими пучками. Следовательно, мы можем записать голограмму, используя любую из двух схем, приведенных на рис. 2, *б* и *в*. Нетрудно заметить, что отражательную голограмму можно получить в случае, когда интерференционные полосы располагаются более или менее параллельно фотопластинке (рис. 2, *б*). Записанные на фотопластинке интерференционные полосы действуют на падающий на голограмму свет подобно зеркалам. Очевидно, что другая голограмма, записанная по схеме на рис. 2, *в*, должна работать на принципе дифракции. Вообще говоря, отражательные голограммы обладают тем свойством, что интерференционные полосы располагаются более или менее параллельно плоскости голограммы. Основное соотношение между  $R$ ,  $O$  и  $P$  состоит в том, что для получения отражательных голограмм опорный  $R$  и объектный  $O$  пучки должны падать на фотопластинку  $P$  с разных сторон.

Интерференционные полосы лежат точно в пределах угла зеркального отражения, причем зеркало ориентировано таким образом, чтобы пучок  $R$  обратился в  $O$ . Следующие друг за другом зеркальные плоскости отстоят друг от друга на расстояние

$$d_z = \lambda/2 \cos \psi, \quad (1)$$

где  $\lambda$  — длина волны света при записи, а  $\psi$  — угол падения (разумеется, и угол отражения) пучка на зеркало.

### 5.1.3. Типы отражательных голограмм

Отражательные голограммы можно классифицировать в зависимости от того, имеют они отражающее покрытие или нет, толстые они или тонкие.

Непокрытые отражающим покрытием тонкие отражательные голограммы в самом деле должны быть очень тонкими. Необходимо, чтобы их общая толщина была сравнима по величине или меньше  $d_z$ . Такая голограмма имела бы очень низкую дифракционную эффективность, которая, подобно обычному зеркалу, не зависела бы от длины волны восстанавливающего света.

Не покрытые отражающим покрытием толстые отражательные голограммы состоят из многих слоев по глубине, т. е. их толщина  $T \gg d_z$ . В зависимости от вида модуляции их можно подразделить на голограммы, записываемые с помощью либо амплитудной, либо фазовой модуляции. Анализ работы таких голограмм очень сложен и приведен в книге [1, гл. 9]. Рассмотренные ниже результаты для

случая голограммы, образованной двумя плоскими волнами, точно согласуются с интерференционными полосами. Модуляцию диэлектрической проницаемости регистрирующей среды можно написать в виде

$$\varepsilon = \varepsilon_0 + \varepsilon_1 \cos(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r}), \quad (2)$$

а модуляцию проводимости (которая ответственна за поглощение) — как

$$\sigma = \sigma_0 + \sigma_1 \cos(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r}), \quad (3)$$

где  $\mathbf{K}$  — вектор решетки для интерференционной картины в плоскости голограммы, а  $\mathbf{r}$  — единичный вектор положения. В дальнейшем будет полезно использовать величины

$$\alpha = c\mu_0\sigma_0/2(\varepsilon_0)^{1/2} \quad (4)$$

и

$$\alpha_1 = c\mu_0\sigma_1/2(\varepsilon_0)^{1/2}, \quad (5)$$

где  $\alpha$  — коэффициент поглощения, а  $\alpha_1$  — глубина модуляции коэффициента поглощения.

В случае толстой поглощающей голограммы амплитуда отраженной объектной волны дается выражением

$$S(O) = - \left\{ \frac{\xi_{ra}}{v_{ra}} + \left[ \left( \frac{\xi_{ra}}{v_{ra}} \right)^2 - 1 \right]^{1/2} \operatorname{cth}(\xi_{ra}^2 - v_{ra})^{1/2} \right\}^{-1}. \quad (6)$$

где

$$v_{ra} = \frac{\alpha_1 T}{2 \cos \psi_0}, \quad (7)$$

$$\xi_{ra} = \frac{\alpha T}{\cos \psi_0} + \frac{i\Gamma T}{2 \cos \psi_0}, \quad (8)$$

$\psi_0$  — угол между вектором  $\mathbf{P}$  падающего электрического поля и осью  $z$  (нормальной к плоскости голограммы) в случае падения волны под углом Брэгга, причем угол Брэгга  $\theta_0$  определяется формулой  $\theta = \theta_0 + \delta =$  угол падения; (9)

кроме того,

$$\Gamma = \frac{2\pi(\varepsilon_0)^{1/2}\delta \sin 2\theta_0}{\lambda_a} \quad (10)$$

и  $\lambda_a$  — длина волны света в воздухе. Дифракционная эффективность голограммы равна

$$\eta = |S(O)|^2. \quad (11)$$

При падении под углом Брэгга  $\delta = \Gamma = 0$ , а

$$\xi_{ra}/v_{ra} = 2\alpha/\alpha_1 = 2\sigma_0/\sigma_1. \quad (12)$$

Глубина модуляции проводимости  $\sigma$  определяется выражением

$$D(\sigma) = \frac{(\sigma_0 + \sigma_1) - (\sigma_0 - \sigma_1)}{(\sigma_0 + \sigma_1) + (\sigma_0 - \sigma_1)} = \frac{\sigma_1}{\sigma_0}. \quad (13)$$

На рис. 3 приведена кривая зависимости дифракционной эффективности  $\eta$  от величины  $\alpha_1 T / \cos \psi_0$  при различных значениях  $D(\sigma)$ . Максимум (асимптотический) имеет место при  $\eta = 0,072$ .

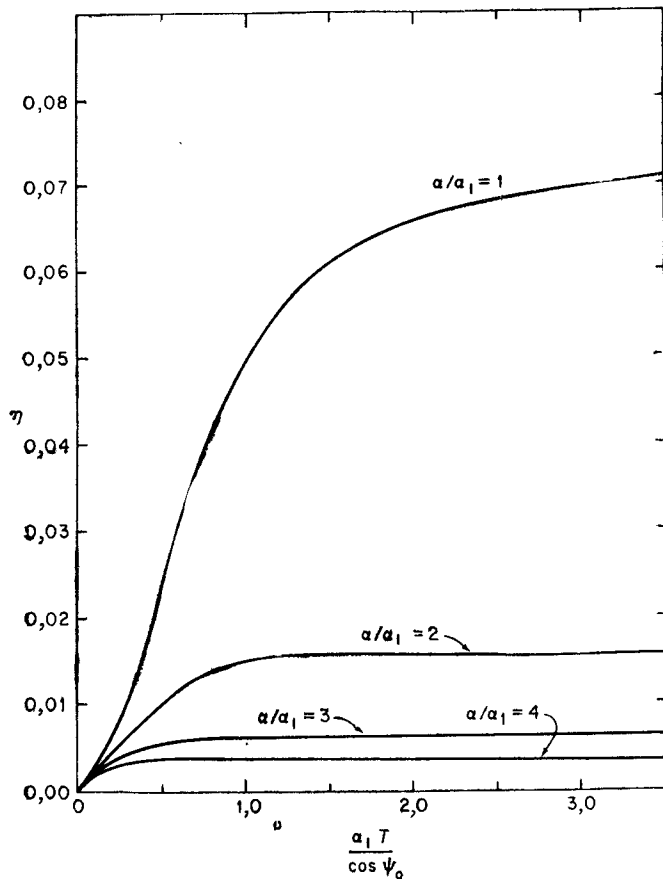


Рис. 3. Дифракционная эффективность толстых амплитудных отражательных голограмм.

Для толстой диэлектрической ( $\alpha = \alpha_1 = 0$ ) голограммы, образованной двумя плоскими волнами, амплитуда в основном восстановленном изображении записывается в виде

$$S(0) = \frac{-i}{(i\xi_r/v_r) + [1 - (\xi_r/v_r)^2]^{1/2} \operatorname{cth}(v_r^2 - \xi_r^2)^{1/2}}, \quad (14)$$

где

$$\xi_r = \Gamma T / (2 \cos \psi_0), \quad (15)$$

а

$$v_r = \pi \epsilon_1 / (2 \lambda_a (\epsilon_0)^{1/2} \cos \psi_0). \quad (16)$$

В случае когда восстанавливающая волна падает под углом Брэгга,  $\Gamma = 0$ , и, следовательно,  $\xi_r = 0$  и

$$S(0) = -i / \operatorname{cth} v_r. \quad (17)$$

Очевидно,  $\operatorname{cth} v_r \rightarrow 1$  при  $v_r \rightarrow \infty$ . Таким образом, величина дифракционной эффективности  $\eta = |S(0)|^2$  может стремиться к единице.

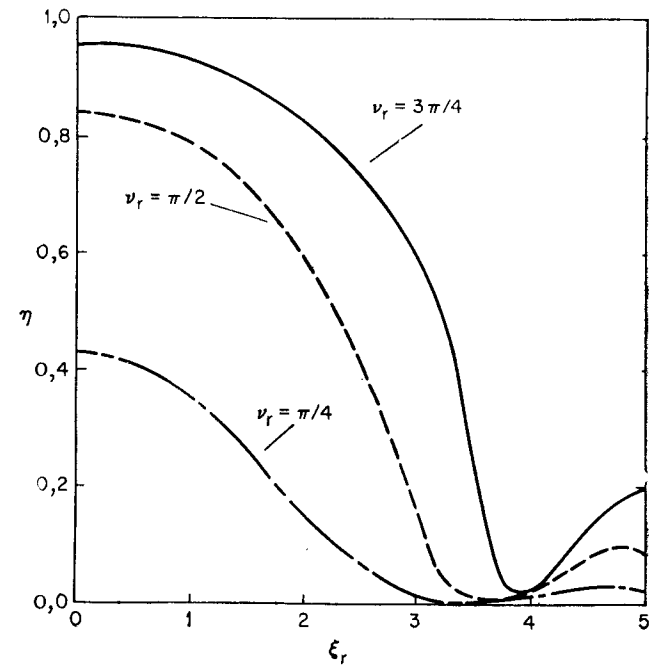


Рис. 4. Дифракционная эффективность толстых фазовых отражательных голограмм.

При ненулевых значениях  $\xi_r$  дифракционная эффективность  $\eta$  меньше своего максимального значения. Действительно,  $\eta$  стремится к нулю при некоторых значениях  $\xi_r$  для каждого  $v_r$ . Введя обозначение  $\eta(\xi_r = 0) = \eta_0$ , можно начертить кривые зависимости  $\eta$  от  $\xi_r$  при различных значениях  $v_r$ . Такие кривые приведены на рис. 4.

Заменяя  $\lambda_a$  на  $\lambda_a + \Delta\lambda$  ( $\Delta\lambda/\lambda_a \ll 1$ ), можно записать уравнение дифракции Брэгга в виде

$$\delta = (\Delta\lambda \operatorname{tg} \theta_0) / \lambda_a, \quad (18)$$

откуда получаем

$$\xi_r = \frac{\Delta\lambda (2\pi) (\epsilon_0)^{1/2} T \sin \theta_0}{\lambda_a^2} \quad (19)$$

С помощью последних двух выражений, а также формулы (14) можно вычислить зависимость  $\eta$  от  $\Delta\lambda$ . В общем случае угловая чувствительность очень высокая. Кольер и др. [1] нашли, что для вполне реального случая  $\lambda_a = 0,488$  мкм,  $T = 15$  мкм (типичная толщина слоя фотоэмульсии),  $\eta_0 = 1,52$  и  $\theta_0 = 80^\circ$  изменение длины волны на  $\Delta\lambda = 0,0059$  мкм приводит к  $\eta = 0$ . Такая высокая чувствительность к изменению длины волны позволяет получать цветные отражательные голограммы, которые мы рассмотрим в § 5.3.

Тонкая покрытая отражающим слоем отражательная голограмма должна была бы иметь форму единственного интерференционного максимума. Она была бы «неровным» зеркалом. Известны хорошие приближения таких голограмм, записанных на термопластических материалах, рутиконах и т. п. (см. § 8.3).

Толстая покрытая отражающим покрытием отражательная голограмма была предложена Шеридоном [4]. Такая голограмма записывается на толстом ( $T \gg dz$ ) фоторезисте, на котором после проявления и нанесения отражающего покрытия образуется глубокая и «блестящая» голограмма. Шеридон получил дифракционную эффективность  $\eta = 0,73$  для покрытой алюминием блестящей голограммы, образованной двумя плоскими волнами. Кермиш [3] показал, что изменения амплитуды в объектном волновом фронте приводят к фазовым ошибкам в таких блестящих голограммах.

#### 5.1.4. Формирование опорного и объектного пучков

Для записи голограмм необходимо иметь опорный и объектный пучки, образованные от одного и того же пучка лазера. Мы должны уметь выравнивать их оптические пути, управлять отношением их мощностей  $K$  и углами падения на регистрирующую среду. Оказывается, это не представляет сложной задачи, когда объект расположен достаточно далеко от регистрирующей среды, но весьма трудно осуществить в противном случае.

##### 5.1.4.1. Удаленный рассеивающий объект

На рис. 5 приведена схема соответствующего освещения. В этой схеме линза обеспечивает получение голограмм сфокусированного изображения и не является важным элементом, на который следует обращать внимание. Более существенно то обстоятельство, что объект находится достаточно далеко и поэтому его можно освещать под одним углом, а наблюдать под другим. При лобовом освещении можно было бы использовать расщепитель пучка, как это показано

на рис. 6. В любом случае главным требованием является разделение пучка между объектом и регистрирующей средой. Эмпирическое правило состоит в том, что расстояние от объекта до регистрирующей среды должно быть по крайней мере равно ширине объекта.

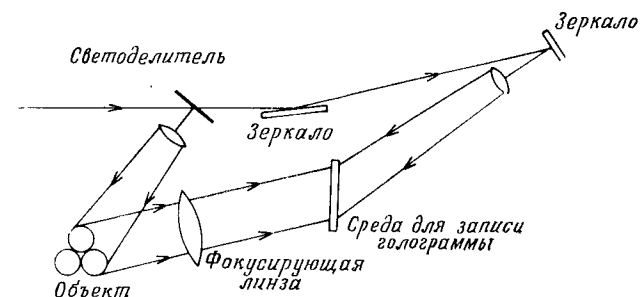


Рис. 5. При значительном удалении объекта от плоскости голограммы нетрудно сформировать независимые друг от друга объектный и опорный пучки.

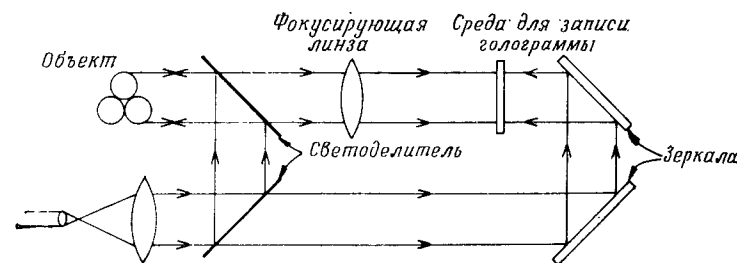


Рис. 6. Применение светоделителя даже на сравнительно небольших расстояниях от объекта до голограммы позволяет достичь раздельного освещения.

##### 5.1.4.2. Близко расположенный рассеивающий объект

Проблема голографирования объектов, расположенных вблизи голограммы, теперь становится очевидной: как же их следует освещать? Мы рассмотрим здесь некоторые приближенные решения этой проблемы.

Самым простым и наиболее популярным является решение, впервые предложенное Денисюком [2]. Оно состоит в освещении объекта через регистрирующую среду (рис. 7). В этом случае освещающий пучок одновременно играет роль опорного. Основным недостатком такого метода состоит в том, что он не обеспечивает независимое управление отношением мощностей пучков  $K$ . Обычно мы имеем  $K \gg 1$ , однако это отношение зависит от отражающей способности объекта и расстояния до него.

Можно осуществить дополнительное освещение объекта следующим способом: 1) используя с очень низкой эффективностью (очень большое  $K$ ) небольшую часть регистрирующей среды или несколь-

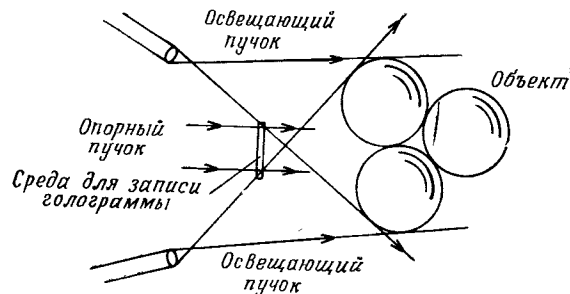


Рис. 7. Для получения очень простых отражательных голограмм объект может освещаться светом, проходящим сквозь регистрирующую среду. В случае больших объектов, как показано на рисунке, можно использовать вспомогательное освещение.

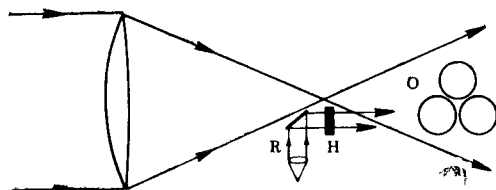


Рис. 8. Освещающий пучок можно пропустить сквозь голограмму (H), но при этом приходится жертвовать вертикальным параллаксом (R — опорный, а O — объектный пучки).

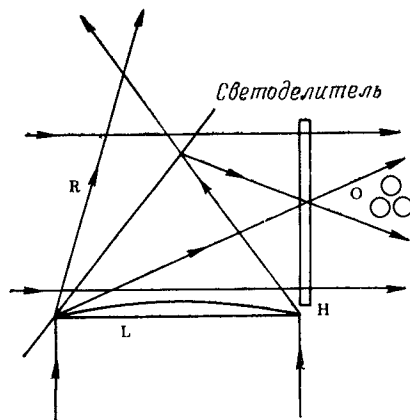


Рис. 9. Опорный пучок расположен, как и на рис. 5, с задней стороны голограммы и обеспечивает некоторое освещение объекта. Дополнительное освещение объекта может проходить через небольшую область среды H, на которой регистрируется голограмма.

ко ее небольших частей и 2) освещая эти участки очень ярким расходящимся пучком. Один из путей реализации этого способа показан на рис. 8. При этом в центре голограммы будет находиться «мертвое» пятно. Разумеется, оно не обязательно должно располагаться в центре. Такое решение проблемы освещения имеет ограничения, связанные с возможностями экспериментатора.

Если мы готовы пожертвовать вертикальным параллаксом, то можно использовать голограмму в виде горизонтальной полоски (см. § 5.5 и 10.9). При этом создаются условия для очень удобного освещения объекта. На рис. 9 изображена соответствующая схема. Разумеется, затем необходимо синтезировать вертикальную решетку таких полосовых голограмм, чтобы получить удобную для наблюдения голограмму без вертикального параллакса. В § 9.3 обсуждаются методы копирования голограмм, позволяющие решить эту задачу.

#### 5.1.4.3. Нерассеивающие объекты

Нерассеивающие прозрачные объекты можно освещать сзади, так что в этом случае не возникает проблемы освещения близко расположенных объектов. Этот случай играет важную роль, поскольку он используется в таких имеющих большое значение применениях, как голографические оптические элементы (см. § 10.8) и голографические дифракционные решетки.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Collier R. J., Burckhardt C. B., Lin L. H., Optical Holography, Academic Press, New York, 1971. [Имеется перевод: Кольер Р., Беркхарт К., Лин Л. Оптическая голография.— М.: Мир, 1973.]
2. Денисюк Ю. Н.— ДАН СССР, 1962, т. 144, № 6, с. 1275.
3. Kermish D., J. Opt. Soc. Amer., 60, 782 (1970).
4. Sheridan N. K., Appl. Phys. Lett., 12, 316 (1968).

## 5.2. МУЛЬТИПЛЕКСНЫЕ ГОЛОГРАММЫ

### У. Кэти

Мультиплексной называют такую голограмму, на которой одновременно записано много изображений, либо отдельно записаны части одного изображения, либо единственное изображение зарегистрировано много раз. Этим голограммам посвящены следующие четыре раздела. В первом из них рассматривается способ разделения голограммы на отдельные части, который можно назвать пространственным мультиплексированием. Во втором разделе

описана составная голограмма, получаемая из множества точек. В разд. 5.2.3 исследуются голограммы, записываемые с помощью сканирующего источника света. Такие голограммы получаются тогда, когда во время записи голограммы объектный пучок, сечение которого меньше объекта, сканирует по поверхности объекта. И в заключение мы обсудим запись мультиплицированных изображений. В этом случае на одной и той же голограмме записывается множество отдельных изображений.

### 5.2.1. Пространственное мультиплексирование

При решении задачи хранения данных для записи многих голограмм можно использовать единственную фотопластинку или какой-либо иной материал, причем каждая голограмма может независимо восстанавливать изображения записанных на ней данных. При этом голограммы могут образовывать решетку типа шахматного поля, а для считывания изображения с каждой голограммы лазерный луч сканирует по решетке. Этот вопрос рассматривается в § 10.1.

Встречается и другой способ пространственного разделения голограммы, когда одна и та же объектная волна или волна от одного и того же объекта, но с разных ракурсов записывается на голограмме в виде полос. В первом случае полосковая голограмма просто повторно записывается много раз, так чтобы можно было восстановить изображение со всей голограммы. Второй случай имеет место при записи синтезированных голограмм для целей отображения информации. Более подробно эти вопросы рассмотрены в параграфах, посвященных дисплеям (§ 10.3) и синтезированным голограммам (§ 5.5).

### 5.2.2. Составные изображения

Под составными голограммами мы имеем в виду голограммы, которые формируют изображения, состоящие из отдельных частей, каждая из которых была записана самостоятельно. В качестве известного примера можно привести раздельную запись волн от ряда точечных объектов, чтобы составить суммарное изображение, содержащее изображения отдельных точек. Этот пример, который нетрудно объяснить, позволяет вместе с тем дать ответы на вопросы, касающиеся величин экспозиции при мультиплексировании. На рис. 1 показаны два изображения объекта, выполненные по 4000 точкам.

Если последовательно записывается  $m$  объектных волн, то регистрируемое на голограмме распределение интенсивности пропор-

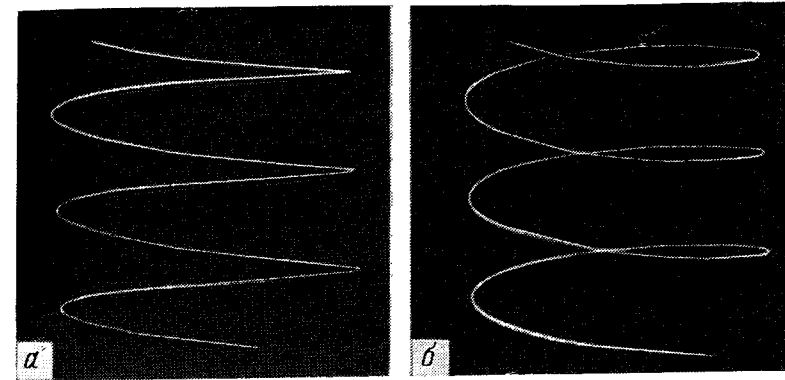


Рис. 1. Два изображения спирали, сформированной из 4000 точечных объектов. (Согласно Колфилду и др. [31].)

ционально величине

$$\sum_{j=1}^m \{|a_j|^2 + |a_r|^2 + a_j a_r^* + a_j^* a_r\}, \quad (1)$$

где  $a_j$  — комплексная амплитуда  $j$ -й объектной волны, а  $a_r$  — комплексная амплитуда опорной волны. Предполагается, что для записи всех волн используется одна и та же опорная волна. Если бы все точки объекта были записаны одновременно, то распределение пропускания голограммы по интенсивности было бы пропорционально величине

$$\left| \sum_{j=1}^m a_j \right|^2 + |a_r|^2 + a_r \sum_{j=1}^m a_j^* + a_r^* \sum_{j=1}^m a_j. \quad (2)$$

Между голограммами, описываемыми формулами (1) и (2), имеются два существенных различия. В первом случае из-за опорной волны полная экспозиция голограммы оказывается связанной с числом записываемых точек объекта и, следовательно, зависит от числа экспозиций. При этом постоянное смещение голограммы увеличивается, а видность записываемых интерференционных полос и дифракционная эффективность голограммы уменьшаются. Для фазовых голограмм дифракционная эффективность оказывается выше. В этом случае средний фон больше не поглощает части восстанавливающей волны, а просто добавляет постоянный фазовый сдвиг. Предел величины смещения теперь определяется допустимым диапазоном изменения полного фазового сдвига, причем полный фазовый сдвиг должен быть равномерно распределен на каждую экспозицию. Очевидно, что с увеличением числа экспозиций допустимая

величина экспозиции для каждого отдельного изображения уменьшается.

Преимущество метода регистрации в соответствии с формулой (1) состоит в том, что регистрируемое на оси распределение интенсивности оказывается очень узким. Аналогичное распределение, обусловленное первым членом выражения (2), оказывается размытым из-за взаимной интерференции объектных волн. По этой причине на голограмме образуются низкочастотные интерференционные полосы, благодаря которым энергия восстанавливающего пучка дифрагирует в область, расположенную около оси освещения.

Наиболее важной характеристикой последовательно экспонируемой голограммы является формирование экспозиции или постоянного смещения голограммы. Для повышения чувствительности фотопленки при записи голограммы можно использовать ее предварительное экспонирование равномерным освещением. Анализ кривой зависимости пропускания фотопленки от экспозиции показывает, что предварительная экспозиция обеспечивает запись голограммы на более высокой части этой кривой, в области которой пропускание испытывает большие изменения с экспозицией. Постоянное смещение, создаваемое множеством экспозиций опорных волн, оказывает аналогичный эффект. Изображения, которые нельзя зарегистрировать, когда записывается только одна точка объекта, могут быть сформированы, если на той же голограмме записать больше точек изображения [3].

Число экспозиций оказывает непосредственное влияние на оптимальное экспонирование голограммы. Если для одновременного экспонирования голограммы используются  $N$  точек объекта, то дифракционная эффективность голограммы в смысле направления энергии в любую точку изображения уменьшается в  $N$  раз по сравнению с эффективностью при записи только одной точки изображения. Если же голограмма экспонируется точками объекта последовательно, то эффективность голограммы уменьшается в  $N^2$  раз [11, 8].

Порядок, в котором следуют экспозиции, также оказывает сильное влияние на дифракционную эффективность. Если все последовательные регистрации производить с одинаковой экспозицией, то первое записанное изображение при восстановлении будет значительно ярче других. Нисида и Сакагучи [9] опубликовали результаты, которые свидетельствуют о том, что для обеспечения одинаковой яркости всех точек восстановленного изображения необходимо увеличивать относительную экспозицию последующих регистраций по сравнению с предыдущими.

### 5.2.3. Голограммы, записанные с помощью сканирующего источника света

Голограммы, записанные с помощью сканирующего источника, — это такие голограммы, при регистрации которых использован либо сканирующий пучок света для освещения объекта, либо сканирующий опорный пучок для освещения голограммы. В данном разделе мы рассмотрим отдельно случаи сканирования объектным и опорным пучками. Мы опишем методы получения голограмм в каждом случае и обсудим их преимущества и ограничения.

#### 5.2.3.1. Сканирующий объектный пучок

Иногда сечение освещающего объект пучка уменьшается в такой степени, что он не может больше освещать весь объект одновременно, а должен сканировать по объекту. В результате формируется многоэкспозиционная голограмма, в которой изображение каждого из освещаемых пучком участков объекта регистрируется отдельно. Выше уже были высказаны соображения, касающиеся числа экспозиций, фона смещения на голограмме и последовательности экспозиций. Следует остановиться на вопросе, почему использование сканирования может быть предпочтительным, когда голографируется физический объект, а не объект, который может быть синтезирован с помощью точечных источников.

Если размеры объекта велики, можно сузить освещающий объект пучок и заставить его сканировать по объекту, так чтобы на голограмму падала объектная волна большей яркости. Это позволит уменьшить время экспозиции, необходимое для записи голограммы рассматриваемой части объекта. Полную экспозицию уменьшить нельзя. Однако уменьшение экспозиции для каждой части объекта позволит получить голограмму с записанным на ней объектом, который слегка движется, или когда еще что-то движется где-либо в голографической системе. Например, предположим, что для записи голограммы требуется экспозиция 1 с или короче из-за наличия движения, происходящего где-либо в системе. Если измеритель мощности излучения показывает, что для получения обычной голограммы необходима экспозиция в течение 20 с, то для записи голограммы со сканированием нужно осветить последовательно 20 или более частей объекта во столько же раз уменьшенным по диаметру пучком. Смещение за время каждой экспозиции при этом было бы допустимым. И только ограничение на смещение между экспозициями оказывается таким же, как и в обычной фотографии.

Второе преимущество рассматриваемого способа записи голограмм состоит в том, что сужается ширина распределения интенсивности на оси, обусловленного объектом. Это происходит по тем же причинам, которые обсуждались при анализе выражений



(1) и (2). В результате уменьшаются блики, приходящие от осевого распределения. Если при этом процесс записи нелинеен (что встречается довольно часто), то свет, связанный с осевым распределением, появляется в области изображения [2]. Таким образом, уменьшение ширины осевого распределения интенсивности в результате сканирования объекта освещающим пучком сопровождается уменьшением световых бликов, появляющихся вблизи изображения [5].

Недостатком использования голографической системы со сканированием помимо необходимости использовать более сложное оборудование является также уменьшение дифракционной эффективности голограммы. Это уменьшение связано с увеличением фоновой экспозиции, которая возникает при записи с многократной экспозицией.

#### 5.2.3.2. Сканирующий опорный пучок

В случае сканирования опорным пучком объект освещается целиком, но при этом опорный пучок сканирует по голограмме. Следовательно, можно увеличить полную интенсивность света, падающего на часть голограммы, и уменьшить время экспозиции для части голограммы. Это позволяет голографировать объекты, имеющие движение в ограниченных пределах [10]. Однако такой метод приводит к уменьшению дифракционной эффективности, что объясняется увеличением энергии опорного пучка по отношению к объектному. Ширина осевого пучка остается такой же, как и в случае обычной голограммы.

#### 5.2.4. Запись и хранение отдельных изображений

Рассмотрим теперь вопрос регистрации большого количества изображений на одну голограмму. Отличие от предыдущего случая состоит в том, что не все эти изображения восстанавливаются в одно и то же время. Например, мы хотим зарегистрировать на одной голограмме большое число страниц с записанными на них данными или один и тот же объект в нескольких ракурсах. В этом случае от экспозиции к экспозиции меняется угол падения опорного пучка, так что для каждого изображения регистрируется своя картина интерференционных полос. Если освещающая голограмму волна приходит с того же самого направления, что и опорная волна при записи, то восстанавливается соответствующая объектная волна, которая и формирует требуемое изображение. Ограничения, накладываемые на число и поле зрения записываемых изображений, зависят от толщины регистрирующей среды и вида модуляции. При использовании фазовых голограмм можно записать больше изображений, чем при других видах модуляции,

##### 5.2.4.1. Тонкая регистрирующая среда

Если используемая регистрирующая среда тонкая, то справедливы ограничения, рассмотренные в предыдущих разделах. Не существует способа, чтобы на тонкой голограмме можно было различить два изображения, которые предполагалось объединить в одно или два изображения и рассматривать отдельно. Все изображения образуются одновременно. Однако в случае толстой регистрирующей среды это не так.

##### 5.2.4.2. Толстая регистрирующая среда

Когда у регистрирующей среды появляется возможность записывать по глубине, интерференционные полосы регистрируются так, как показано на рис. 2. Если освещающая голограмму волна падает под углом Брэгга (когда волны, отраженные от каждого отражающего слоя, складываются в фазе), то яркость восстановленного изображения оказывается максимальной. С увеличением толщины голограммы уменьшается допустимое отклонение освещающего пучка от угла Брэгга. Например, если используются фотопластинки Kodak 649F с толщиной эмульсии 15 мкм, то яркость изображения уменьшается на 10 дБ при отклонении восстанавливающего пучка на  $\pm 5^\circ$  от угла Брэгга. Если же толщина регистрирующей среды 1500 мкм, то яркость восстановленного изображения уменьшается более чем на 10 дБ при отклонении пучка от угла Брэгга всего на  $\pm 2'$ .

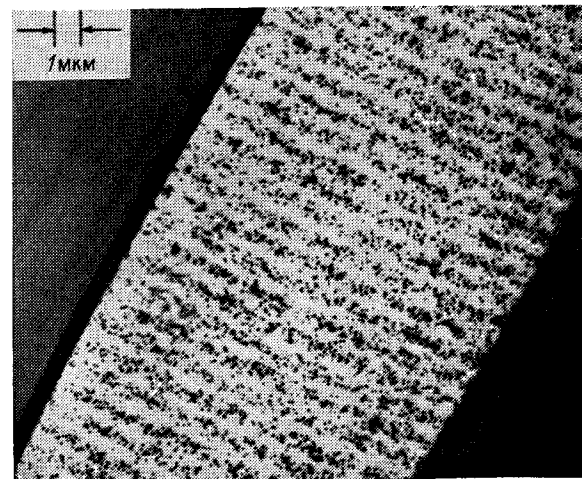


Рис. 2. Поперечное сечение голограммы, записанной на пластинке Kodak 649F; показана запись интерференционных полос по глубине фотоэмульсионного слоя [1].

Ограниченный диапазон углов освещения, при которых может быть получено изображение, означает, что использование разных углов между объектным и опорным пучками позволяет записать на одной голограмме много изображений, причем эти изображения можно считать одновременно. Если условие Брэгга выполняется для одного изображения, то оно не удовлетворяется для других.

Максимальная дифракционная эффективность голограммы, которая модулирует считывающую волну за счет поглощения, оказывается низкой, даже если записывается только одна голограмма. В случае когда на одном и том же носителе регистрируется много голограмм, дифракционная эффективность падает столь низко, что для изготовления мультиплексных голограмм практически не используют поглощающих материалов.

Если объектная волна является плоской, то дифракционная эффективность толстой фазовой голограммы может достигать теоретически 100% [2, 4, 6]. В действительности волна не бывает плоской, а изменяется по амплитуде по площади голограммы. Это означает, что нельзя получить оптимальное значение отношения энергии опорной волны к объектной по всей голограмме. Кроме того, если записывается много изображений, дифракционная эффективность падает еще сильнее. Это уменьшение дифракционной эффективности связано не с накоплением интенсивности фона, как в случае поглощающих голограмм, а совсем с иными явлениями. Если многократные экспозиции осуществлять таким образом, чтобы восстановленные изображения всегда образовывались вдоль одной и той же оси (объект помещается всегда в одно и то же место, изменяется только угол, под которым падает опорная волна), то восстанавливающая волна взаимодействует со всеми записанными решетками, свет от которых идет в направлении прихода опорных волн. Таким образом используется часть энергии волны, формирующей изображение. Этот эффект можно исключить введением совершенно различных углов для каждой пары объектной и опорной волн. В таком случае волна, формирующая данное изображение, не может больше взаимодействовать с записанными решетками и тем самым терять энергию. Недостаток такого решения состоит в том, что при этом либо все восстановленные изображения появляются в разных местах, либо голограмму нужно поворачивать, а считывающую волну направлять под другим углом [4].

#### 5.2.4.3. Кодированные опорные волны

Можно по-разному закодировать опорные волны, соответствующие каждой объектной волне. Иными словами, можно сделать так, что каждая из них будет иметь разные фазы. Это осуществляется, например, пропусканием опорной волны через различные участки

матового стекла. При этом связь между голограммами разных изображений оказывается очень слабой. Такая процедура была использована авторами работы [8] для получения отношения сигнал/шум более чем 20 дБ при 1000 наложенных друг на друга экспозиций. Однако в качестве объекта для каждой экспозиции был использован точечный источник. При других распределениях, описывающих объект, может быть сделано меньшее число наложенных экспозиций. Крайл и др. [7] показали, что частотно-модулированное по линейному закону бинарное фазовое кодирование может улучшить корреляционные свойства.

#### 5.2.4.4. Применение мультиплексных голограмм

Здесь мы только перечислим различные случаи применения мультиплексных голограмм, поскольку в других главах имеется подробное рассмотрение этого вопроса. Одним из очевидных применений является хранение данных. С одной голограммы можно считать большое число страниц с записанными на них данными. Если серия изображений представляет собой последовательные ракурсы движущегося объекта, то быстрый переход от одного восстановленного изображения к другому позволит создать голографическое кино. Наконец, если два изображения формируются в одном и том же пространстве, одно до того, как объект подвергается некоторой деформации, а другое — после, то эту деформацию можно измерить, применяя голографическую интерферометрию.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Akagi M., Kaneko T., Ishiba T., Appl. Phys. Lett., **21**, 93—95 (1972).
2. Cathey W. T., Optical Information Processing and Holography, § 6-3, Wiley (Interscience), New York, 1974.
3. Caulfield H. J., Lu S., Harris J. L., J. Opt. Soc. Amer., **58**, 1003 (1968).
4. Collier R. J., Burckhardt C. B., Lin L. H., Optical Holography, Academic Press, New York, ch. 9, 1971. [Имеется перевод: Кольер Р., Беркхарт К., Лин Л. Оптическая голография.— М.: Мир, 1973.]
5. De Bitetto D. J., Dalisa A. L., Appl. Opt., **10**, 2292—2296 (1971).
6. Kogelnik H., Bell Syst. Tech. J., **48**, 2909—2947 (1969).
7. Krile T. F. et al., Appl. Opt., **18**, 52—56 (1979).
8. LaMacchia J. T., Vincerlette C. J., Appl. Opt., **7**, 1857 (1968).
9. Nishida N., Sakaguchi M., Appl. Opt., **10**, 439 (1971).
10. Palais J. C., Appl. Opt., **9**, 709—711 (1970).
11. Smith J. M., Principles of Holography, 217—220, Wiley (Interscience), New York, 1969.

### 5.3. ЦВЕТНЫЕ ГОЛОГРАММЫ

#### У. Кэти

Цветными называют голограммы, способные воспроизводить цветные изображения. В сущности цветные голограммы — это мультиплексные голограммы, восстанавливающие перекрывающиеся изображения, каждое в своем цвете. Поэтому вопросы, рассматриваемые в настоящем параграфе, в значительной степени связаны с результатами, полученными в § 5.2. Как и в случае мультиплексных голограмм, возникают различные проблемы в зависимости от того, используются ли тонкие, т. е. поверхностные, голограммы или регистрирующая среда имеет заметную толщину. Голограммы, записанные на тонком материале, восстанавливают многократно повторяющиеся изображения, которые соответствуют многим дифракционным порядкам. Имеется несколько способов устранения нежелательных порядков. Голограммы, записанные в толстой среде, из-за усадки или набухания эмульсии могут не восстанавливаться освещением с исходной длиной волны. Если, например, рассматривать красные и белые изображения, то в противоположность черным и белым необходимо учитывать эффекты дисперсии. В случае голограммы сфокусированного изображения, поскольку расстояние между голограммой и голографируемым изображением оказывается более коротким, таких проблем возникает меньше. Прекрасный обзор многих работ, проводившихся на начальном этапе развития цветной голографии, можно найти в книге Кольера и др. [2].

#### 5.3.1. Голограммы, восстанавливаемые в белом свете

Голограмма представляет собой закодированную дифракционную решетку. Следовательно, когда голограмма освещается белым светом, волны с большими длинами волн отклоняются сильнее от оси освещающей голограмму волны, чем волны с более короткими длинами волн. В результате этого восстановленное изображение смазывается. Такой эффект можно отчасти скомпенсировать, используя дифракционную решетку с шагом штриха, равным среднему периоду интерференционных полос на голограмме. Решетка взаимодействует с +1-м порядком дифракции на голограмме и вводит в свой -1-й порядок дифракции дисперсию обратного знака, компенсируя таким образом дисперсию голограммы (рис. 1). Влияние распространяющегося вдоль оси голограммы света нулевого порядка может быть устранено либо достаточным удалением решетки от голограммы [3], либо с помощью экрана типа жалюзи [1].

Изложенные выше соображения применимы к тонким голограммам. Объемные голограммы обладают избирательностью по отношению к длине волны и будут отражать или пропускать только узкую полосу длин волн, обусловленную эффектом Брэгга.

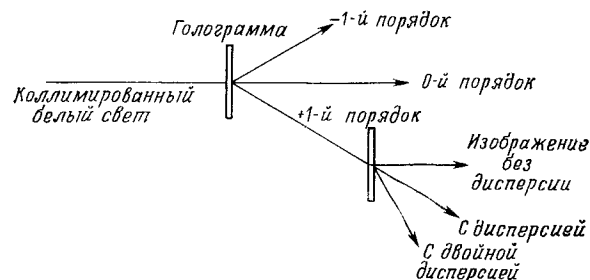


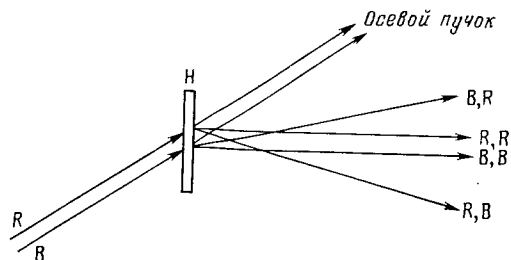
Рис. 1. Компенсация дисперсии, создаваемой голограммой, дифракционной решеткой [3].

#### 5.3.2. Тонкие голограммы

При записи цветной голограммы на тонкой регистрирующей среде для каждого цвета делается своя экспозиция. Таким образом, делается немного экспозиций, и здесь мы, как известно, не сталкиваемся с проблемой уменьшения дифракционной эффективности, однако еще имеют место эффекты, описанные в § 5.2. Наибольшую трудность создают перекрестные помехи.

Перекрестные помехи возникают, например, когда при записи голограммы используются две длины волны. Поскольку длины волн различны, пространственный период интерференционных полос в обеих голограммах будет разным, даже если в обоих случаях угол между опорной и объектной волнами будет одним и тем же, ибо расстояние между интерференционными полосами равно  $(1/\lambda) \sin \theta$ , где  $\theta$  — угол между интерферирующими волнами. Если такая двухдлинноволновая голограмма освещается светом с двумя различными длинами волн, то каждая из волн восстановит две голограммы. Изображения, восстановленные первой волной при ее взаимодействии с двумя голограммами, будут смещены в пространстве относительно друг друга, поскольку каждая голограмма имеет отличные от другой расстояния между интерференционными полосами. Аналогично вторая волна восстановит одно изображение в том месте, в котором оно перекрывается с изображением, восстановленным первой волной, а второе будет смещено. Рис. 2 иллюстрирует сказанное на примере волн красного и синего света. Изображения, обозначенные R, R и B, B — это интересующие нас красное и синее изображения, которые, перекрываясь, образуют двухцветное изображение. Однако аналогичный ряд сопря-

женных изображений существует и по другую сторону осевого распределения. Очевидно, что трехцветная голограмма имела бы девять изображений в той области, в которой на рис. 2 изображены четыре.



**Рис. 2.** Влияние освещения тонкой двухцветной голограммы, полученной на двух длинах волн: Н — голограмма; R и В — освещающие волны соответственно красного и синего света; В, R — синее изображение, восстановленное при освещении голограммы, записанной в красном свете, синим светом; R, R — красное изображение, восстановленное при освещении голограммы, записанной в красном свете, красным светом; В, В — синее изображение, восстановленное при освещении голограммы, записанной в синем свете, синим светом; R, В — красное изображение, восстановленное при освещении голограммы, записанной в синем свете, красным светом.

### 5.3.2.1. Пространственная фильтрация

Чтобы получить двухцветное изображение, восстановленное с голограммы на рис. 2, с помощью линзы можно собрать все создаваемые голограммой волны и, поместив в задней фокальной плоскости линзы непрозрачный экран с отверстием, отфильтровать все нежелательные изображения, оставив только В, В и R, R. Этот метод лучше всего работает в случае двумерных или трехмерных объектов, ограниченных по глубине. Очевидно, что в этом случае разрешение, или спектр пространственных частот, изображения ограничивается размерами отверстия. Это ограничение нежелательно для голограмм, используемых с целью хранения данных, однако при формировании изображений [2, 4] разрешения порядка 400 линий/мм более чем достаточно.

### 5.3.2.2. Пространственное мультиплексирование

Голограммы, соответствующие отдельным цветам, можно записать на разных участках регистрирующей среды. Это можно сделать, например, поместив перед голограммой мозаичный светофильтр. Тогда за синим фильтром будут экспонироваться только те участки голограммы, которые соответствуют синему цвету объекта, а за красным — только красному цвету. При этом мы получим, что голограмма для синего цвета была как бы записана при перекры-

тых определенных участках среды, а голограмма для красного цвета — на ранее неэкспонированных участках. При восстановлении голограмму следует освещать через мозаичные светофильтры, соответствующие определенным участкам полученной составной голограммы. В итоге мы должны иметь высококачественное цветное изображение без каких-либо дополнительных изображений, рассмотренных первоначально. Восстановление изображения с матрицы голограмм не представляет трудностей, если требуется проецировать на экран действительное изображение. Однако, чтобы обеспечить удовлетворительное наблюдение мнимого изображения, отдельные голограммы должны иметь небольшие размеры. В противном случае наблюдатель будет отвлекаться при разглядывании изображения, восстановленного с составной голограммы.

### 5.3.2.3. Кодированные опорные волны

С целью устранения нежелательных изображений можно использовать кодированные опорные волны при записи тонких цветных голограмм. Один из методов кодирования опорных волн состоит в пропускании через рассеиватель света, содержащего длины волн, которые необходимы для записи голограммы. Однако, даже если все опорные волны проходят через один и тот же рассеиватель, создаваемые ими распределения амплитуд и фаз на голограмме будут отличаться друг от друга из-за разницы в длинах волн. Распределение амплитуд и фаз в каждой опорной волне оказывается приблизительно случайным и отличается от других. В случае когда рассеиватель остается на месте, а проявленная голограмма возвращается точно в свое исходное положение, каждая голограмма будет освещаться волной, соответствующей каждому цветному изображению, которое должно восстанавливаться. Вследствие этого все цветные изображения оказываются наложенными друг на друга. Помимо этого, каждая падающая волна освещает голограммы, записанные на других длинах волн. Как и в случае голограммы, записанной с протяженным опорным источником, результирующая восстановленная волна оказывается такой, как если бы изображение наблюдалось сквозь рассеиватель, вносящий фазовые сдвиги, идентичные разности фаз между опорной и освещающей голограмму волнами. При этом лишние, нежелательные изображения оказываются смазанными и образуют фоновый шум. Иногда это является большой помехой. Более серьезная проблема состоит в том, что относительные положения рассеивателя, голограммы и источника света при записи голограммы должны с высокой степенью точности поддерживаться и при восстановлении записанного изображения.

### 5.3.3. Объемные голограммы

Толстая, или объемная, голограмма может выполнять роль как фильтра, так и собственно голограммы. В § 5.2 мы показали, что голограмма, записанная в толстой среде, образует поверхностные внутри такой регистрирующей среды, а не просто интерференционные полосы. Оптимальным углом освещения объемных голограмм является угол, совпадающий с тем, под которым падает опорная волна. Если за время с момента записи объемной голограммы до ее использования регистрирующая среда не меняет своей формы и не испытывает усадки и если она восстанавливается на той же самой длине волны, что и при освещении, то этот угол равен углу Брэгга. Дифракционная эффективность уменьшается не только при отклонении угла падения восстанавливающей волны от своего значения при записи, но также и при изменении длины волны восстанавливающего света. Таким образом, угол Брэгга определяется длиной волны и геометрией схемы записи. Изменение длины волны приводит к изменению угла, при котором все отраженные волны складываются в фазе. Этот эффект исключает появление лишних изображений, наблюдаемых в случае плоских цветных голограмм. Объемная голограмма будет только тогда восстанавливать изображение с высокой дифракционной эффективностью, когда она освещается под соответствующим углом светом с длиной волны, использованной при записи. Вопрос о восстановлении изображений с толстых отражательных голограмм мы подробно рассматривали в § 5.1.

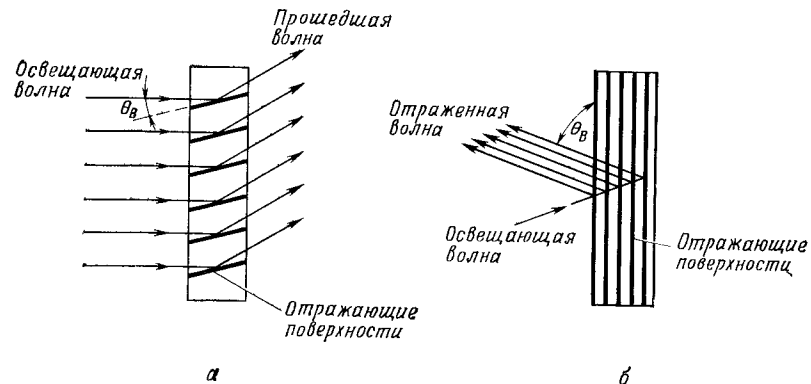


Рис. 3. а — пропускающая голограмма (угол Брэгга  $\theta_B$  мал); б — отражательная голограмма (угол Брэгга  $\theta_B$  большой).

Объемные цветные голограммы бывают двух разных типов — пропускающие и отражательные в зависимости от того, восстанавливается ли голограмма в свете лазера, использованного при записи, или в белом свете. Причиной для такого разделения послужило то,

что при больших углах Брэгга допустимое отклонение длины волны при восстановлении становится очень малым. На рис. 3 показаны схемы освещения при восстановлении пропускающей и отражательной голограмм. Угол Брэгга  $\theta_B$  зависит от расстояния между отражающими поверхностями  $d$ , среднего значения показателя преломления  $n_0$  и длины волны восстанавливающего света  $\lambda$ . Отражающие поверхности располагаются параллельно биссектрисе угла между объектной и опорной волнами при записи. Следовательно, чтобы получить отражательную голограмму, опорную волну необходимо вводить с задней стороны регистрирующей среды. Из рис. 3 мы видим, что для получения всех отраженных волн в фазе требование к допустимым отклонениям расстояния между отражающими поверхностями, измеряемого в длинах волн, должно быть более жестким, когда свет отражается назад почти под прямым углом к поверхности. В зависимости от конкретной задачи это условие может играть как положительную, так и отрицательную роль.

Если предполагается освещать голограмму той же волной, которая использовалась при записи как опорная, то проще работать с пропускающими голограммами, поскольку они не столь критичны к юстировке. Напомним, что если угол освещения выбран неправильно, то дифракционная эффективность уменьшается. Она может также уменьшаться вследствие усадки регистрирующей среды в процессе фотохимической обработки. В случае отражательных голограмм усадка материала приводит к сильным изменениям величины  $d$ , однако она не оказывает существенного влияния на пропускающую голограмму, поскольку не является большой вдоль подложки, изготавливаемой обычно из стекла. Усадка затрудняет изменение угла освещения, так что условие Брэгга удовлетворяется одновременно для всех длин волн.

В случае, когда голограмма должна восстанавливаться в белом свете, желательно обеспечивать высокую селективность по длинам волн. Отражательная голограмма хорошо отражает только те длины волн, которые были использованы при ее записи, а волны других цветов она либо поглощает, либо пропускает (по крайней мере в том случае, когда угол освещения равен углу опорной волны при записи, а регистрирующая среда не имеет усадки). Если же материал подвергается усадке, то в направлении восстановленного изображения будет добавляться в фазе свет с другой длиной волны, вследствие чего цвет сместится в сторону синего. Если при этом угол освещения и угол наблюдения отличаются от угла Брэгга для длины волны записи, условие брэгговского падения будет выполняться при другой длине волны, что приведет к изменению цвета изображения. Чтобы получить восстановленное изображение в правильном цвете, необходимо не допускать усадки регистрирующей среды или поддерживать эмульсию в разбухшем состоянии и контролировать

угол зрения восстановленного изображения [5; см. также § 9.1 настоящей книги].

Разумеется, если бы при записи голограммы использовалась лишь одна длина волны, то цвет изображения не имел бы значения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Burckhardt C. B., Bell Syst. Tech. J., 45, 1841—1844 (1966).
2. Collier R. J., Burckhardt C. B., Lin L. H., Optical Holography, Academic Press, N. Y., 1971, ch. 17. [Имеется перевод: Кольер Р., Беркхардт К., Лин Л. Оптическая голография. — М.: Мир, 1973.]
3. De Bitetto D. J., Appl. Phys. Lett., 9, 417—418 (1966).
4. Ih C. S., Appl. Opt., 14, 438—444 (1975).
5. Nishida N., Appl. Opt., 14, 238—240 (1970).

## 5.4. ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ГОЛОГРАММЫ

### У. Кэти

Термин «поляризационная голограмма» используется в тех случаях, когда особое внимание уделяется состоянию поляризации объектной волны или волны, формирующей изображение. В известном смысле мы всегда имеем дело с *поляризационной* голограммой, поскольку на голограмме записываются только те компоненты объектной волны, поляризация которых совпадает с опорной. Сначала мы рассмотрим, почему объектная волна имеет особые характеристики поляризации, а затем отметим их влияние на запись голограммы. Первый шаг на пути получения более реалистических восстановленных изображений состоит в записи такого изображения объекта, каким его видел бы наблюдатель. Например, можно потерять зеркальные отражения, если поляризация некоторой части отраженной от объекта волны была ортогональна поляризации опорной. Затем мы исследуем способы, позволяющие сохранить в восстановленном изображении состояния поляризации объектной волны. При сохранении состояния поляризации объекта голографическое изображение можно наблюдать сквозь поляризатор, а также, используя голографическое изображение, проводить поляризационные измерения, например, при исследовании фотоупругости. Основы рассмотрения данного вопроса были заложены в § 2.3 настоящей книги.

#### 5.4.1. Поляризация объектной волны

Очень часто используемые в голографии объекты оказываются диффузно отражающими. Это означает, что световой луч несколько раз отражается на микроструктуре поверхности объекта, прежде

чем он отразится в сторону наблюдателя. Вследствие этого объектная волна деполаризуется, даже если при освещении применяется сильно поляризованный свет. И наоборот, некоторые поверхности, коэффициент отражения которых зависит от состояния поляризации освещающей волны, поляризуют отражаемую ими волну. Одним из примеров таких поверхностей может служить вода. Следовательно, объекты могут либо поляризовать, либо деполаризовать освещающую волну, и этот эффект может приводить к важным последствиям при его голографировании. Существуют объекты, которые изменяют состояние поляризации волн, прошедших через них. Если такие объекты нужно исследовать голографическими методами, то при восстановлении необходимо сохранять состояние поляризации объектной волны.

#### 5.4.2. Влияние поляризации опорной волны на голографическую запись

Прежде всего необходимо напомнить, что для того, чтобы имела место интерференция, а следовательно, и голографическая запись, электрические векторы интерферирующих волн должны быть согласованы по поляризации. Если, например, одна из волн поляризована случайно, что имеет место при отражении от диффузного объекта, то на голограмме запишутся только те составляющие электрического вектора, которые параллельны электрическому вектору опорной волны. Все остальные составляющие объектной волны лишь приведут к увеличению фоновой экспозиции на голограмме. Это обстоятельство необходимо учитывать при измерениях отношения энергий опорной и объектной волн, чтобы получить оптимальные характеристики голограмм. Если обе волны поляризованы, но их поляризации различны, то будут интерферировать только те их компоненты, направления поляризации которых одинаковы.

Экспериментатор не должен уделять все внимание направлению электрического вектора в плоскости, перпендикулярной оси распространения. Обратимся к рис. 1, на котором показаны направления распространения объектной и опорной волн. Если бы электрические векторы обеих волн были перпендикулярны плоскости рисунка, то они оказались бы согласованными и максимумы интерференции наблюдались бы независимо от величины угла  $\theta$ . Однако в случае, когда электрические векторы ориентированы так, как показано

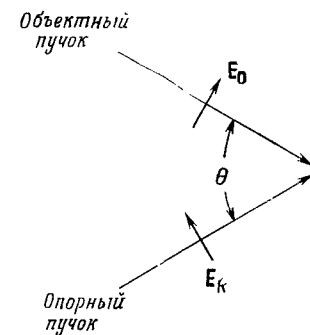


Рис. 1. Векторы поляризации и угол между объектной и опорной волнами.

на рис. 1, допустимая интерференция уменьшается на величину  $\cos \theta$ . Если угол  $\theta=90^\circ$ , то электрические векторы взаимно перпендикулярны и интерференции вообще не происходит. Следовательно, даже если обе волны поляризованы линейно, то и в этом случае интерференционный член в уравнении голограммы может быть уменьшен на величину косинуса угла между направлениями распространения интерферирующих волн.

Другая проблема, с которой приходится сталкиваться на практике и которая связана с поляризацией, состоит в том, что пучки с различными состояниями поляризации могут по-разному делиться расщепителями пучка. Это необходимо иметь в виду при проведении экспериментов.

#### 5.4.3. Полная запись объектной волны

Выше было показано, что, если мы хотим записать голограмму с определенным состоянием, скажем линейной поляризации объектной волны, нам нужно только обеспечить опорную волну с требуемой поляризацией. Рассмотрим теперь проблему записи всей волны. Если требование полной записи состоит только в том, чтобы рассматриваемое невооруженным глазом восстановленное изображение было бы неотличимо от объекта, то единственно, что нам нужно, — это то, чтобы опорная волна имела два взаимно ортогональных состояния поляризации. В этом случае можно сделать две последовательные экспозиции: первую с одним состоянием линейной поляризации опорной волны, в вторую при повороте плоскости поляризации на  $90^\circ$ . Голограмму с полной записанной на ней информацией о состоянии поляризации объектной волны можно также получить, используя лазер, работающий в режиме с двумя ортогонально-поляризованными модами. Однако следует заметить, что в зависимости от конструкции лазера мощность каждой моды может изменяться во времени. Это также необходимо учитывать, как и то, что пучки с различными поляризациями волны могут расщепляться по-разному.

Полученная таким образом суммарная голограмма будет формировать изображение, которое имеет такое же распределение энергии, как если бы объект наблюдался непосредственно. Две голограммы, каждая для взаимноортогональной поляризации, будут восстанавливать все характерные черты объекта, такие, например, как зеркальные отражения или блики разрезанных поверхностей. Однако поляризация восстановленного изображения будет совпадать с освещающей голограмму волной. Распределение энергии в восстановленном изображении такое же, как если бы имела вся информация о поляризации, однако каких-либо выводов о состоянии поляризации объектной волны мы сделать не можем.

#### 5.4.4. Сохранение поляризации в голографическом процессе

Мультиплексные голограммы (см. § 5.2) позволяют сохранить поляризацию объектной волны в голографическом процессе. При этом записываются две голограммы, по одной для каждого состояния поляризации опорной волны. Например, опорные волны могут вводиться под разными углами, так чтобы можно было использовать освещение голограммы с помощью двух волн, по одной для каждого состояния поляризации. Этот процесс аналогичен тому, который используется при записи и восстановлении двухцветных голограмм (см. § 5.3). Каждая освещающая волна взаимодействует с двумя голограммами, так что при этом воспроизводится полная картина из четырех изображений [7]. Два из этих изображений оказываются наложенными друг на друга и формируют восстановленное изображение с такой же поляризацией, как и у объектной волны. Достоинством такого изображения является то, что при этом полностью сохраняются свойства объектной волны. Например, свойства объектов, проявляющих поляризационные эффекты, можно изучать с помощью поляризатора по восстановленным с голограммы их изображениям в отсутствие самого объекта [1, 2, 3, 4, 5].

Осуществить голографию с полным восстановлением поляризации объектной волны значительно труднее, чем цветную голографию. Это связано с одним немаловажным фактором. Дело в том, что относительный сдвиг по фазе между опорными волнами при записи должен быть равен относительноному фазовому сдвигу двух волн, освещающих голограмму при восстановлении. При несоблюдении указанных фазовых соотношений получаются ошибочные результаты. Так, например, фазовый сдвиг всего на четверть длины волны превратил бы волну с круговой поляризацией в линейно-поляризованную. Еще меньшие фазовые сдвиги превращают круговую поляризацию в эллиптическую. Выполнение таких жестких условий оказывается делом довольно трудным.

С целью поддержания требуемого соотношения фаз нашли применение два способа, оказавшиеся наиболее полезными. Первый, предложенный Куртцем [6], состоит в использовании кодированных опорных волн. В опорный пучок можно поместить рассеиватель; он будет по-разному влиять на две волны с ортогональной поляризацией. В результате образуются две опорные волны, каждая из которых характеризуется определенной поляризацией. Последовательно записываются две голограммы, по одной для каждой поляризации. При освещении полученных голограмм светом, прошедшим через тот же самый рассеиватель, они восстанавливаются волнами с обеими поляризациями. При взаимодействии волны только с одной голограммой, записанной для данной поляризации, формируется единственное изображение, при этом «неправильная» голограмма создает лишь фоновое рассеяние. Если голограмму с целью проявления необходи-

мо было переносить в другое место, то при ее рассмотрении она должна быть установлена точно на то же место, в котором она располагалась до проявления, чтобы относительная фаза освещающих волн была той же самой, что и фаза опорных волн.

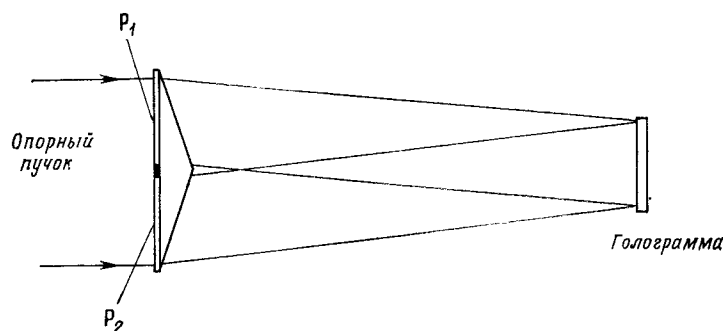


Рис. 2. Формирование двух опорных пучков с ортогональными по отношению друг к другу плоскостями поляризации ( $0$  и  $90^\circ$ ) из одного опорного пучка, линейно-поляризованного под углом  $45^\circ$ .  $P_1$  — поляризатор, обеспечивающий линейную поляризацию под углом  $0^\circ$ , а  $P_2$  — поляризатор, обеспечивающий линейную поляризацию под углом  $90^\circ$ .

При другом способе [3] используется единственная опорная волна, поляризованная под углом  $45^\circ$ , которая затем расщепляется на две с помощью бипризмы (рис. 2). На задней стороне бипризмы устанавливаются поляризаторы с углами поляризации  $0$  и  $90^\circ$ . В результате образуются две опорные волны, которые проходят почти одинаковые пути; это нужно для того, чтобы можно было поддерживать постоянным их относительный фазовый сдвиг, когда голограмма освещается одними и теми же волнами. Недостаток этого способа состоит в том, что вблизи от правильного изображения располагается нежелательный фон.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Bryngdahl O., J. Opt. Soc. Amer., 57, 545 (1967).
2. Fourny M. E., Waggoner A. P., Maie K. V., J. Opt. Soc. Amer., 58, 701 (1968).
3. Gasvik K., Optica Acta, 22, 189 (1975).
4. Kubo H., Nagata R., Jap. Journ. Appl. Phys., 15, 1095—1099 (1976).
5. Kubo H., Iwata K., Nagata R., Optica Acta, 22, 59 (1975).
6. Kurtz C. N., Appl. Phys. Lett., 14, 59 (1969).
7. Lohmann A. W., Appl. Opt., 4, 1667(1965).

## 5.5. СИНТЕЗИРОВАННЫЕ ГОЛОГРАММЫ

Г. Колфилд

### 5.5.1. Введение

Нередко бывает так, что мы хотели бы получить голографическое изображение объекта, придуманного нами или не имевшегося у нас в наличии, или такого, для которого нельзя получить голограмму обычными методами. Например, нам понадобилась трехмерная модель молекулы, а строить ее обычными способами мы не имеем возможности. Или нам нужно получить дисплей «срезов» объекта (таких, например, которые получают с помощью ультразвуковых В-сканеров) в их правильном трехмерном соотношении. Бывает так, что мы хотим записать небольшую голограмму большого объекта, но так, чтобы его восстановленное изображение не находилось далеко от голограммы. Для этих и многих других целей были изобретены различные методы формирования «синтезированных» изображений. Здесь описываются некоторые из этих методов. Однако мы не будем обсуждать голограммы, синтезированные на ЭВМ. Обсуждение этого хорошо разработанного аспекта увело бы нас в сторону от чисто оптической голографии. Голограммы, синтезируемые на ЭВМ, рассмотрены в книге Кольера и др. [3, гл. 19], где в гл. 18 обсуждаются многие из основных идей формирования синтезированных изображений. Мы опустили в нашем рассмотрении ссылки на литературу, поскольку в книге Кольера и др. можно найти как подробное обсуждение этого вопроса, так и иллюстрации и ссылки на литературу.

### 5.5.2. Синтез изображения, образуемого отдельными точками

Если требуется получить изображение сцены, описываемой определенными точками в прямоугольной системе координат  $x, y, z$ , т. е. мы можем записать функцию  $z=f(x, y)$ , то в практических целях удобно хранить такое изображение, записанное в виде точек с помощью многоэкспозиционной голографии.

На рис. 1 приведена типичная схема записи голограмм этим методом. Маска, перемещаемая в трех направлениях по осям  $x, y$  и  $z$ , содержащая линзу, освещается коллимированным пучком света, оптическая разность хода которого согласуется с опорным пучком для обеспечения достаточной когерентности. Линза формирует изображение точки, которое для записываемой голограммы является точечным объектом. Положение этого точечного объекта в пространстве  $x, y, z$  точно отслеживается положением маски, пока линза не выходит за пределы апертуры освещающего пучка. Иногда к маске приходится прикреплять держатель небольшого рассеивателя, расположенного в фокусе линзы. Это приводит просто к увеличению



расходимости света от точечного объекта. Однако для начала во многих случаях лучше использовать линзы с соответствующим фокусным расстоянием, обеспечивающим требуемую расходимость пучка. Точечные источники света с плохой расходимостью довольно трудно визуально локализовать. Разумеется, существуют и многие

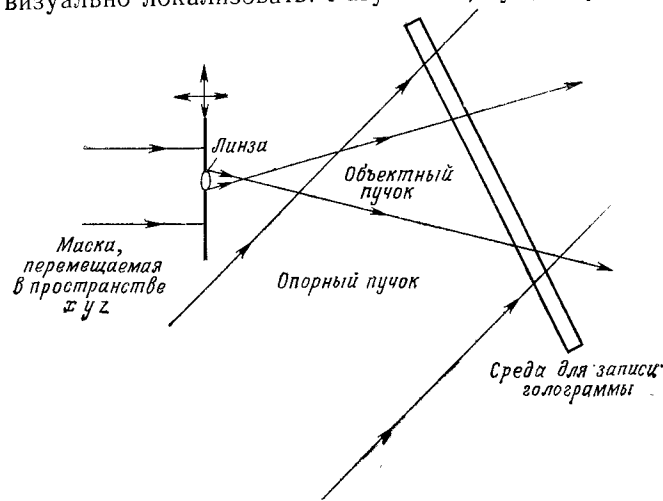


Рис. 1. Схема записи голограммы изображения траектории движения реальной точки.

другие схемы записи голограммы по отдельным точкам. Можно исключить перемещение маски в плоскости  $xu$  и заменить его двухкоординатным дефлектором пучка с расположенной за ним линзой. В этом случае положение точечного объекта в плоскости  $xu$  определяется углами, которые образует ось линзы с падающим на нее пучком света. Перемещение же маски вдоль оси  $z$  должно при этом оставаться действительным. Однако глубину изображения по оси  $z$  нетрудно «изобразить» во времени, если только данные не записываются голографически, как здесь предполагается, и, следовательно, три координаты не оказываются непредсказуемыми.

Основная проблема при синтезе процесса формирования изображения по отдельным точкам состоит в том, что отношение сигнал/шум в любой точке синтезируемого изображения уменьшается приблизительно в  $N^2$  раз ( $N$  — число точек объекта) по сравнению с тем, которое было бы в случае голограммы с  $N=1$  (см. § 5.2). Насколько нам известно, наибольшее число точек, которые были когда-либо использованы в голографии, синтезированной по отдельным точкам изображения, равно 4000 [2].

Чтобы максимизировать отношение сигнал/шум, мы стремимся уравнивать интенсивность опорного и объектного пучков ( $K=1$ ) и стараемся сделать так, чтобы опорный пучок ни в коем случае не попа-

дал на фотопластинку, когда на ней нет объектного пучка. Для этого Колфилд и др. [2] прерывали (модулировали) лазерный пучок до его расщепления и непрерывно перемещали его в пространстве  $xu, yz$  и др. [7] еще раньше показали, что можно записывать голограммы непрерывно движущихся точечных источников; это непрерывное движение в сочетании с импульсной модуляцией с малым заполнением оказалось эффективным для увеличения длины траектории точечного источника, которая могла быть записана при хорошем отношении сигнал/шум.

Помещая синтезируемый объект вблизи от фокальной плоскости, мы можем уменьшить число перекрывающихся голограмм и таким образом записать еще большую длину траектории.

### 5.5.3. Синтезированные изображения алфавита

Простой разновидностью синтеза изображения по отдельным точкам является получение голографического изображения конкретного алфавита. В данном случае окончательное изображение образуется не точками, а определенными заранее знаками, у которых меняются положения, размеры и коэффициенты увеличения. Хорошим примером являются также синтезированные изображения моделей молекул. Следует заметить, что такие модели не выглядят как физические модели, поскольку изображения более удаленных элементов модели не закрываются близлежащими. В этом смысле эти модели дают больше информации, чем обычные модели, составленные из отдельных шариков и палочек.

### 5.5.4. Многократные фотографии

#### 5.5.4.1. Изменяющееся направление наблюдения

Следующим шагом в эволюции синтезированных изображений явилось использование при синтезе изображений не реальных объектов, а их фотографий. Такая замена объясняется следующими двумя причинами. Во-первых, фотографии получать легче, чем голограммы. В большинстве случаев фотографии играют пассивную роль. Аппаратура для фотографирования является превосходной, и стоимость ее не столь высока по сравнению с голографическим оборудованием. Во-вторых, фотографические изображения можно без труда увеличить или уменьшить. Так, голограмма  $10 \times 10$  см могла бы содержать близко расположенное к голограмме изображение (размером около  $10 \times 10$  см) балансира часов (в этом случае требуется увеличение) или человека (в этом случае требуется уменьшение).

Проблема состоит в том, как с помощью обычной двумерной фотографии получить изображение, чтобы оно воспринималось как трехмерное. В принципе решение является простым: нужно заставить

каждый глаз видеть объект соответственно под разными ракурсами. Это общее представление предвещает голографию и уходит корнями в стереофотографию и ее усовершенствованную модификацию — интегральную фотографию. Действительно, мы покажем, что голографию можно использовать для записи и размножения стереофотографий (см. § 10.14) и интегральных фотографий.

Чтобы лучше усвоить излагаемый ниже материал, приведем здесь некоторые основные сведения по стереофотографии и интегральной фотографии. Предположим, что мы с какого-то положения разглядываем трехмерный объект. Мы получаем три основных сигнала о глубине сцены. Во-первых, изображение на сетчатке каждого глаза формируется по-разному. Эти изменения перспективы позволяют нам с очень высокой точностью судить о глубине объекта. Такой способности глаз благоприятствовала эволюция животного мира, представители которого должны были охотиться или спасаться от охотников. Во-вторых, фокусировка линзы, обеспечивающая также и получение хорошей информации о глубине. Поэтому люди с одним глазом все же видят окружающий мир объемным. В-третьих, полезную информацию о глубине сцены дают известные соотношения размеров изображений и объектов, маскирование одних объектов другими, наличие перспективы и т. д. Художники знают и используют эти сигналы о глубине сцены, чтобы изображать в своих картинах реальный мир или, наоборот, мир фантазий (например, Эшер). Если бы наши глаза могли использовать все эти сигналы о глубине, то наш мозг, несомненно, позволил бы нам видеть объект трехмерным независимо от того, существует ли объект или нет. Стереофотография представляет собой наиболее прямое воплощение этой идеи. В этом случае для получения двух изображений объекта используются две фотокамеры. Полученные изображения наблюдатель разглядывает таким образом, чтобы каждый глаз видел одно и только одно изображение, когда он смотрит прямо на «объект». В мозге подавляющего большинства людей, имеющих два глаза, эти отдельные изображения «сливаются» в одно трехмерное изображение объекта. При этом возникают две проблемы. Во-первых, иногда очень трудно или неудобно (приходится использовать красные и зеленые очки и т. д.) заставить левый и правый глаз наблюдателя видеть объект под разными ракурсами. Во-вторых, воспринимаемое изображение имеет сходство с действительным объектом только в той степени, в какой геометрия системы глаза — изображение повторяет геометрию системы фотокамеры — объект. Например, рассмотрим стереоизображение высокого дерева, полученное точно так, как описано выше. Если мы перемещаем голову таким образом, что видим стереоизображение сбоку, то наш взгляд будет следовать за вершиной дерева, т. е. она всегда будет появляться перед нашими глазами (или перед фотокамерой). Поэтому стереофотография может давать

очень искаженные изображения. Избежать этого можно, если использовать не два, а значительно больше изображений, чтобы обеспечить восприятие правильного изображения с любого угла зрения.

Классическим методом реализации этой идеи является интегральная фотография. Название «интегральная» она получила потому, что фотокамера, пленка и проектор объединены в ней в одну структуру. В одном блоке вместе с множеством линз помещается и фотопленка. Фокусные расстояния линз таковы, что их фокусы располагаются

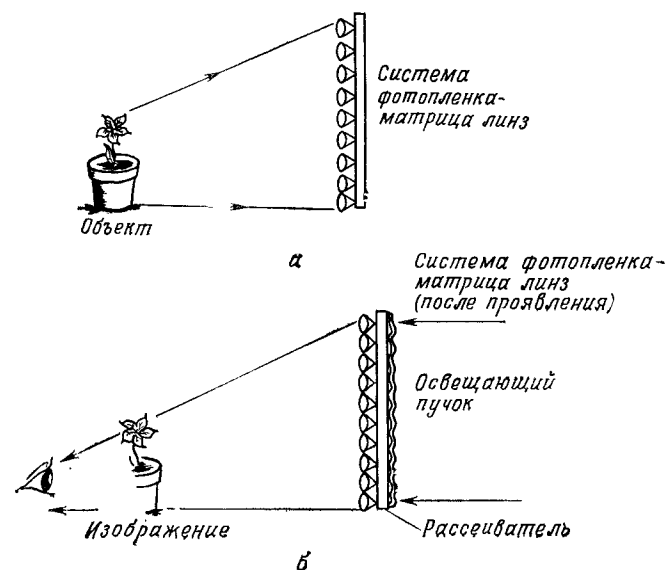


Рис. 2. а — получение интегральной фотографии; б — формирование действительного изображения в интегральной фотографии.

вне пленки. Фотография, полученная в результате экспонирования такой интегральной камеры светом от объекта (рис. 2, а), в действительности представляет собой много фотографий, по одной с каждого направления. Диффузное освещение проявленной позитивной интегральной фотографии (например, как показано на рис. 2, б) обеспечивает получение для каждого глаза соответствующего изображения независимо от положения наблюдателя. При этом наблюдатель видит трехмерное изображение, которое можно разглядывать с многих ракурсов. Полученное таким образом изображение называется псевдоскопическим.

Для записи изображений, полученных с помощью интегральной фотографии, можно использовать голографию (рис. 3). При соответствующем освещении голограммы наблюдатель сможет увидеть ортоскопическое изображение объекта. В данном случае применение

голографии дает преимущество, которое состоит в том, что наблюдения изображения и его копирование оказываются довольно простыми.

Лишь один еще шаг позволяет перейти к очень эффективному методу синтеза голографических изображений. Для этого следует

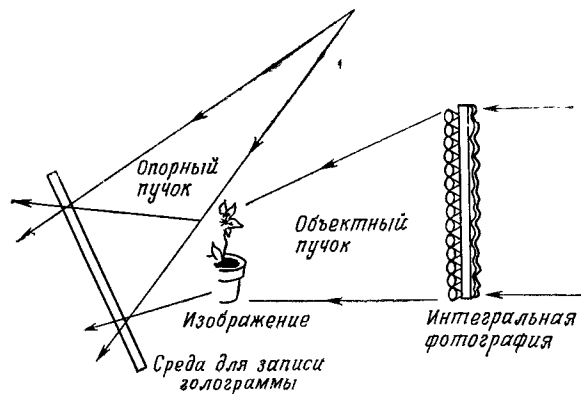


Рис. 3. Схема записи голограммы, в которой объектной волной является пучок, формирующий изображение при освещении интегральной фотографии лазерным пучком.

сделать круговую фотосъемку и получить фотографии с многих различных направлений. Популярным способом получения таких фотографий является многокурсовая съемка объекта, установленного на вращающемся столе, с помощью кинокамеры. Если период вращения равен  $T$ , а время между двумя смежными кадрами  $t$ , то на каждом изображении будет зарегистрирован объект под углом зрения, равным  $360 (t/T)$  градусов. В аттракционах используются вращающиеся столы больших габаритов, которые приводятся в движение мощными двигателями, с помощью таких столов можно производить съемку людей и больших объектов. Процесс синтеза объемного изображения иллюстрируется на рис. 4. Каждая отдельная голограмма в виде вертикальной полосы записывает информацию только об одном кинокадре. Полная голограмма, состоящая из множества полосковых голограмм, после фотохимической обработки сворачивается в цилиндр и освещается светом от точечного источника, расположенного над голограммой на оси цилиндра. Обходя голограмму по кругу, наблюдатель будет видеть трехмерное изображение объекта со всех сторон. Такой же эффект будет наблюдаться и при вращении голограммы. Этот тип голограмм исследовали Кинг [5] и Джонг и др. [4]. Обнадеживающие результаты получены в неопубликованной работе Ллойда Кросса (см. § 10.3).

Предлагались различные варианты этого метода. При записи объект может претерпевать перемещения, не слишком быстрые по

сравнению с  $t$ . Тогда при движении зрителя или голограммы относительно друг друга воспринимаемое изображение повторяет движения объекта. Освещение голограммы белым светом от протяженного (особенно вдоль оси) источника не приводит к большим искаже-

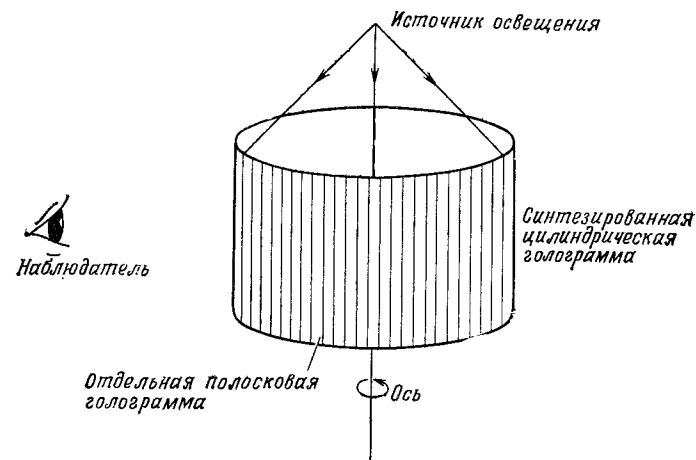


Рис. 4. Цилиндрическая синтезированная голограмма, позволяющая глазу наблюдателя синтезировать трехмерное изображение. При этом нет никакой необходимости в трехмерной регистрации объекта.

ниям восстановленного изображения. До сих пор не было предложено какого-либо иного метода, эквивалентного рассматриваемому, для обеспечения возможности записи невращающихся объектов обычным образом. При отсутствии медленных изменений от кадра

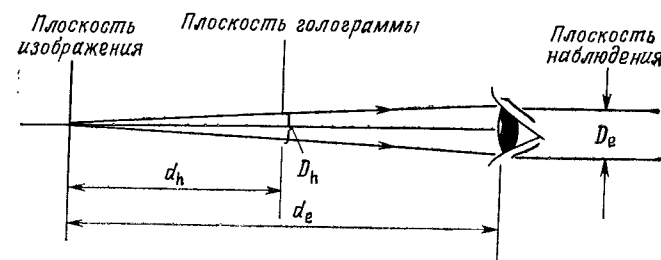


Рис. 5. Схема наблюдения изображения, восстановленного с голограммы.

к кадру будет казаться, что восстановленное изображение вращается толчками.

Кольер и др. [3] сформулировали требования к размеру отдельной голограммы-полоски, исходя из компромисса между желанием иметь большие размеры апертуры (для обеспечения высокого разре-

нения), с одной стороны, и стремлением обеспечить малую апертуру (для получения большого отношения  $T/t$ ) — с другой. На рис. 5 приведена исследованная ими схема наблюдения голограммы. Оптимальное наблюдение обеспечивается при выполнении условия  $D_h = D_h d_h / d_e$ ,

где  $D_h$  — ширина элементарной голограммы,  $d_h$  — диаметр цилиндра,  $D_e$  — диаметр зрачка глаза и  $d_e$  — расстояние оптимального зрения для нормального глаза. В своих экспериментах Кросс обычно использует отношение  $T/t = 180$ ; при этом угловая ширина голограммы равна  $360/180 = 2^\circ$ . Мы можем использовать среднее значение  $D_e = 0,3$  см. Используя наиболее подходящее значение  $d_h = 20$  см, получаем  $D_h = \pi d_h / 180 = 0,058$  см. Таким образом, оптимальное расстояние наблюдения голограммы будет равно  $d_e = 1$  м. Стереозффект исчезает, когда отношение  $D_h d_e / d_h$  становится равным или превышает величину межглазного расстояния  $S_e$ . Для  $D_h = \pi d_h / 180$  и  $S_e = 6$  см расстояние, с которого мы можем наблюдать голограмму, не может быть больше  $d_e = 20,6$  м. При больших расстояниях мы видим обоими глазами одну и ту же картину.

#### 5.5.4.2. Изменение глубины сцены, инверсная томография

Во многих случаях задача состоит в том, чтобы в данный момент времени можно было наблюдать лишь отдельную плоскость сечения объекта на некоторой его глубине. Можно привести несколько примеров. Ультразвуковые сканеры типа В дают наборы «срезов», или «томографические картины», объекта по глубине при зондировании вдоль некоторой линии объекта звуковым эхо. Трансаксиальная томография также дает нам поперечные сечения объекта при просвечивании его рентгеновскими лучами. Формирование изображений в  $\gamma$ -лучах методом кодированной апертуры позволяет наблюдать любую плоскость по глубине объекта. То же самое позволяет и акустическая голография. Во всех этих случаях мы имеем  $N$  изображений, чтобы записать  $N$  планов по глубине. И снова голографическое мультиплексирование обеспечивает простой способ одновременного наблюдения за всеми этими изображениями при соответствующих их положениях по глубине. Этот вопрос был рассмотрен в обзоре Колфилда [1]. Схема записи приведена на рис. 6. Вместо того чтобы между экспозициями перемещать регистрирующую среду и использовать в данный момент времени только узкую полоску, мы перемещаем рассеиватель и при каждой экспозиции экспонируем всю голограмму. При необходимости записывать много планов по глубине можно было бы изобрести более экзотические методы мультиплексирования, чем простой метод многократной экспозиции, чтобы избежать уменьшения отношения сигнал/шум в  $N^2$  раз (см. § 5.2). Хотя эти синтезированные изображения и полезны, однако они никогда

не дают наблюдателю ощущения, что перед ним твердый объект. Вероятно, если бы число  $N$  было достаточно большим, а расстояние по глубине между двумя последовательными фотографиями достаточно малым и юстировка выполнена достаточно хорошо, можно было

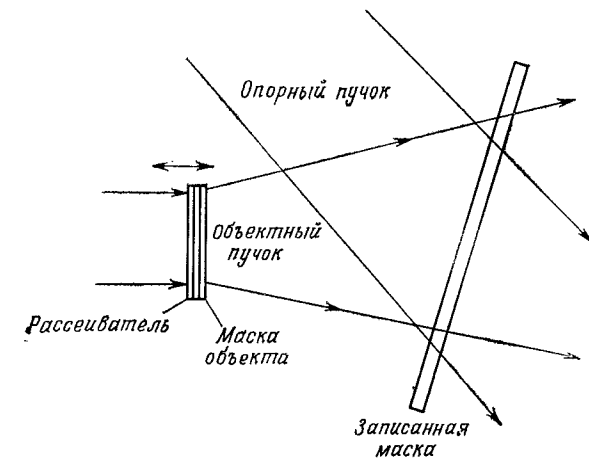


Рис. 6. Схема, показывающая, как можно записать не влияющие друг на друга изображения различных планов по глубине путем многократной записи отдельных голограмм на одной фотопластинке,

бы видеть полное полупрозрачное изображение объекта. Таким образом, подобно тому, как томография представляет собой искусство записывать сечения трехмерных объектов, этот метод, который можно назвать *инверсной томографией*, является искусством синтеза трехмерных изображений по томографическим сечениям.

#### 5.5.5. Требования к качеству фотографий при голографическом синтезе изображений

Наиболее существенной характеристикой качества фотографических изображений, используемых для голографического синтеза объемных изображений, является их контраст. Черные участки должны быть совершенно черными (оптическая плотность, равная 2, оказывается наилучшей). Очень важным для обеспечения хорошего качества синтезированного изображения является также покадровая однородность изображений. Если фотографические изображения не выравниваются автоматически с помощью перфорации на фотопленке, необходимо на каждом изображении помещать специальные метки для правильной их ориентации. Для обеспечения хорошего выравнивания изображений эти метки нужно ставить в противоположных углах и делать по возможности незаметными. С целью

обеспечения быстрой и точной голографической регистрации изображений можно использовать аналогичные маркерные точки на диффузном экране.

### 5.5.6. Изменение масштаба изображения при голографическом синтезе

При желании можно сделать так, что синтезированное изображение будет вращаться быстрее, чем объект, если последний систематически поворачивать в интервале между соседними кадрами на угол, больший, чем это было бы необходимо для точной записи. Кинг [5]

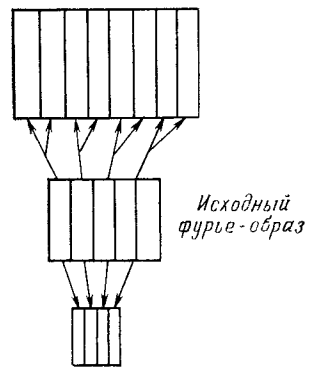


Рис. 7. Исходный фурье-образ можно физически растянуть или сжать в любом направлении, используя методы «разрезания» и «склеивания». Увеличивая или уменьшая масштаб по осям пространственных частот, мы тем самым увеличиваем или уменьшаем параллакс в соответствующем направлении.

применил этот способ для записи на плоскую голограмму изображений, расположенных по кругу в пределах  $360^\circ$ . Фотопластинка стягивала угол около  $90^\circ$  от центра вращающегося стола, на котором помещался объект. Затем на пластинку последовательно записывалось  $N$  голограмм в виде полосок, ориентированных поперек пластинки; при этом между двумя соседними экспозициями объект поворачивался на угол  $360^\circ/N$ .

Голографию можно также использовать для увеличения или уменьшения кажущихся изменений глубины объекта. Это делается посредством соответствующего изменения бинокулярного параллакса [6]. С этой целью сначала записывается голограмма Фурье объекта, а затем изменяются значения содержащихся в голограмме частот в горизонтальном направлении путем фактического сжатия или растяжения голограммы в данном направлении. Рис. 7 иллюстрирует, как

образом это можно осуществить. Поскольку восстановленные с Фурье-голограмм изображения перекрываются независимо от положения отдельных элементарных голограмм, эти манипуляции с голограммой не оказывают влияния на регистрацию в синтезируемом изображении вкладов от различных элементарных голограмм.

### 5.5.7. Искусственно создаваемые эффекты

В наиболее общем смысле формирование изображений методом голографического синтеза следует интерпретировать как создание изображений, которые нельзя записать методами обычной прямой голографии. Разумеется, возможно и наложение взаимопроникаю-

щих сцен, несовместимых в обычных условиях. Так, например, Шинелла<sup>1)</sup> использовал отсутствующий элемент сцены как одну из ее составляющих. В первой сцене в качестве объекта он регистрировал освещаемый сзади рассеиватель с черным кубом перед ним. Во второй сцене он вместо куба поместил объект, освещаемый спереди. Очевидно, что в голографии синтезированных изображений нас ограничивает собственное воображение, а не технические возможности метода.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Caulfield H. J., в кн.: «Topics in Applied Physics», vol. 23, Optical Data Processing (ed. D. Casasent), Springer-Verlag, New York, 1978. [Имеется перевод: Оптическая обработка информации./Под ред. Д. Кейсасента.— М.: Мир, 1980.]
2. Caulfield H. J., Lu S., Harris J. L., J. Opt. Soc. Amer., **58**, 1003 (1968).
3. Collier R. J., Burckhardt C. B., Lin L. H., Optical Holography, Academic Press, New York, 1971. [Имеется перевод: Кольтер Р., Беркхарт К., Лин Л. Оптическая голография.— М.: Мир, 1973.]
4. Jeong T. H., Rudolf P., Luckett D., J. Opt. Soc. Amer., **56**, 1263 (1966).
5. King M. C., Appl. Opt., **7**, 1641 (1968).
6. Lin L. H., J. Opt. Soc. Amer., **58**, 1539 (1968).
7. Lu S., Hemstreet H. W., Caulfield H. J., Phys. Lett., **25A**, 294 (1967).

## 5.6. ГОЛОГРАММЫ С ЛОКАЛЬНЫМ ОПОРНЫМ ПУЧКОМ

### У. Кэти

Голограммой с локальным опорным пучком называют такую голограмму, в которой опорная волна формируется в области голограммы. При этом опорная волна получается из части волны от объекта. В данном параграфе мы опишем получение голограммы с локальным опорным пучком, рассмотрим, чем она может быть полезна, а также обсудим различные ее применения и характеристики.

### 5.6.1. Описание

Опорную волну можно получить из объектной, например, так, как показано на рис. 1. Объектная волна фокусируется в небольшое изображение в плоскости ирисовой диафрагмы, которую можно отрегулировать соответствующим образом, либо пропуская волну целиком, либо уменьшая ее до такого размера, чтобы удалить из волны составляющие с более высокими пространственными частотами. Если использовать малое отверстие, то можно сформировать опорную вол-

<sup>1)</sup> J. Schinella, частное сообщение, 1976 г.

ну высокого качества, но несущую небольшую энергию. Результаты выбора способа формирования опорной волны мы рассмотрим в разд. 5.6.3. После диафрагмы волна проходит через светоделитель и интерферирует с остатком объектной волны на голографической пластинке. Возможны и другие схемы записи таких голограмм.

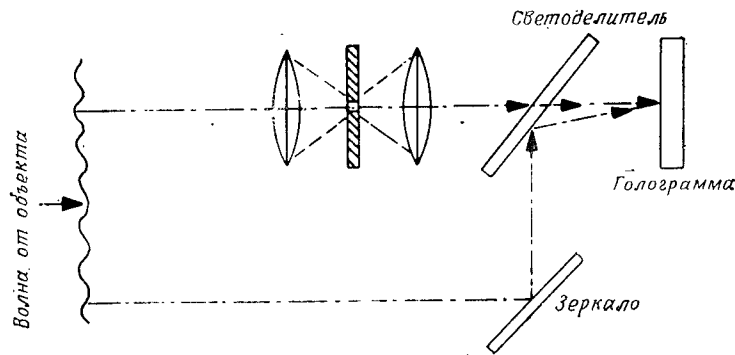


Рис. 1. Обычная схема записи голограммы с локальным опорным пучком.

Например, объектную волну можно разделить с помощью светоделителя или голографическую пластинку можно установить таким образом, чтобы записывалась отражательная голограмма [5, 2].

## 5.6.2. Особенности голограммы с локальным опорным пучком

### 5.6.2.1. Преимущества

Преимущества голограммы с локальным опорным пучком обусловлены тем, что опорная волна формируется из объектной. Это означает, что опорная и объектная волны проходят одинаковые расстояния от источника и, следовательно, можно смягчить требования к временной когерентности источника. В данном случае можно записать голограмму протяженного объекта, и при этом не нужно обеспечивать одинаковые длины оптического пути опорной и объектной волн или использовать источники света с очень большим временем когерентности.

Кроме того, в этой схеме опорная и объектная волны имеют одинаковые частоты и фазы, на которые не оказывает влияния движение объекта. Если объект движется, сообщая объектной волне доплеровский сдвиг частоты, то частота опорной волны также сдвигается на ту же величину. При обычной голографической записи смещение объекта во время экспозиции голограммы на долю длины волны приводит к смещению интерференционной картины, и, следовательно, она не может быть зарегистрирована. При записи голограмм с локальным опорным пучком интерференционные полосы остаются

неподвижными, даже если объект движется. Ограничение на скорость движения объекта становится таким же, как и в обычной фотографии.

Объектная и опорная волны подвергаются одинаковому воздействию среды между объектом и голограммой. Например, любые фазовые искажения в обеих волнах оказываются скомпенсированными при интерференции этих волн на голограмме. Взаимную компенсацию частотных сдвигов можно получить из выражения, описывающего экспозицию голограммы в виде суммы объектной и опорной волн:

$$E(x, y) = \int_T [a_o(x, y) \cos \omega_o t + a_r(x, y) \cos \omega_r t]^2 dt, \quad (1)$$

где  $a_o(x, y)$  и  $a_r(x, y)$  — комплексные амплитуды объектной и опорной волн соответственно, а  $\omega_o$  и  $\omega_r$  — частоты объектной и опорной волн. Интегрирование производится по времени записи голограммы. Уравнение (1) можно записать в виде

$$E(x, y) = \int_T \left\{ \frac{|a_o|^2 + |a_r|^2}{2} + \frac{|a_o|^2}{2} \cos 2\omega_o t + \frac{|a_r|^2}{2} \cos 2\omega_r t + \frac{1}{2} |a_o| |a_r| \cos [(\omega_o + \omega_r)t + \varphi_o + \varphi_r] + \frac{1}{2} |a_o| |a_r| \cos [(\omega_o - \omega_r)t + \varphi_o - \varphi_r] \right\} dt, \quad (2)$$

где  $\varphi_o$  и  $\varphi_r$  — фазы объектной и опорной волн, с учетом линейного фазового сдвига, обусловленного наклоном волнового фронта. Поскольку время интегрирования велико по сравнению с периодом оптических колебаний, всеми членами, которые изменяются во времени, можно пренебречь. Если  $\omega_o$  и  $\omega_r$  совпадают, как это имеет место в голограммах с локальным опорным пучком, то экспозиция определяется выражением

$$E(x, y) = (T/2) [|a_o|^2 + |a_r|^2 + |a_o| |a_r| \cos (\varphi_o - \varphi_r)], \quad (3)$$

которое имеет тот же самый вид, что и в случае, когда голограмма записывает неподвижный объект обычными методами. Ограничения на глубину объекта, накладываемые длиной когерентности источника, также устраняются, поскольку волна от каждой точки объекта когерентна с соответствующей частью сформированной опорной волны. Однако, если длина когерентности источника очень мала, ограничения на глубину объекта будут аналогичны тем, которые имеют место при записи на одну и ту же регистрирующую среду многих голограмм, а именно их число равно глубине объекта, деленной на длину когерентности источника.

## 5.6.2.2. Проблемы

Если для обеспечения опорной волны с равномерной фазой выбрать диафрагму с небольшим отверстием, то энергия в опорной волне будет уменьшена. Это приводит к падению контраста интерференционных полос, если только для формирования опорной волны не используется большая доля объектной волны или специально не усиливают опорную волну. Наличие на голограмме интерференционных полос низкого контраста означает, что голограмма будет формировать тусклые изображения. Кроме того, восстановленное изображение оказывается искаженным, как это имеет место, когда объектная волна ярче опорной [3, 6].

Если ирисовая диафрагма на рис. 1 имеет большое отверстие, то это означает, что в общем случае фаза освещающей голограмму волны не будет согласована с фазой опорной. В результате ухудшается качество восстановленного изображения. Дальнейшее обсуждение этой проблемы и некоторые ее решения представлены в разд. 5.6.3.

## 5.6.2.3. Требования к разрешающей способности регистрирующей среды

Для записи голограммы с локальным опорным пучком можно использовать почти любую схему (Фурье, квази-Фурье, Френеля и т. д.), и поэтому требуемое разрешение регистрирующей среды определяется выбранной схемой записи. При заданной разрешающей способности регистрирующей среды путем выбора положения опорного источника можно получить минимальное разрешение в восстановленном изображении или максимальное поле зрения. Поскольку при записи голограмм с локальным опорным пучком качество опорного источника может быть невысоким, что приводит к более низкому качеству восстановленных изображений, то может оказаться полезным выбор большого поля зрения. При этом разрешение в восстановленном изображении оказывается достаточным для целей отображения. Здесь под «более низким качеством» мы понимаем разрешение относительно микронного разрешения, свойственного высококачественным изображениям. Для целей отображения информации нецелесообразно требовать разрешение, лучшее, чем разрешающая способность глаза.

## 5.6.2.4. Возможные применения голограммы с локальным опорным пучком

Обобщим свойства голограмм с локальным опорным пучком и приведем некоторые примеры их использования. Первый пример, — когда невозможно или неудобно осуществлять формирование опорной волны обычным образом. Например, объект может находиться

очень далеко, мы не имеем лазера с очень большим временем когерентности, не можем поместить зеркало рядом с объектом или использовать линию задержки для опорной волны. Другим примером является случай, когда объект либо движется, либо располагается на неустойчивой платформе.

В этом случае при использовании голограммы с локальным опорным пучком опорная волна испытывает точно такой же сдвиг по фазе или частоте, что и объектная волна.

Кроме того, голограмма с локальным пучком может найти применение в случае, который мы еще не обсуждали достаточно полно, а, именно, когда объектная волна проходит через турбулентную среду. Гудмен [7] показал, что влияние турбулентной среды можно было бы частично скомпенсировать, обеспечив такую опорную волну, которая проходила бы через ту же самую область турбулентности. Если пути, проходимые объектной и опорной волнами, значительно различаются по масштабам шкалы турбулентности, то качество восстановленного изображения быстро падает. Чтобы избежать этого, следует на объект или вблизи него поместить зеркало. Тогда отраженная от зеркала волна будет опорной волной, которая по существу будет проходить тот же самый путь, что и объектная волна. При этом любые искажения фазы одинаковы как для объектной, так и для опорной волны. Сложение таких двух волн приводит к результату, описываемому выражением (3). Фазу объектной волны можно переписать следующим образом:

$$\varphi_{од}(x, y) = \varphi_0(x, y) + \varphi_d(x, y), \quad (4)$$

где  $\varphi_{од}$  — фаза при наличии искажения волнового фронта,  $\varphi_0$  — фаза без искажений,  $\varphi_d$  — изменение фазы, обусловленное искажающей фазой средой. Аналогично переписывается и фаза опорной волны при том же самом значении  $\varphi_d$ . Когда берется разность  $\varphi_{од}$  и  $\varphi_{рд}$ , из выражения (3) следует, что  $\varphi_d$  обращается в нуль.

Если часть освещающей объект волны фокусируется на нем, то потребность в зеркале на объекте или вблизи него отпадает [8]. В этом случае можно записать квази-фурье-голограмму с протяженным опорным источником, расположенным в плоскости объекта. Тогда распределение комплексных амплитуд в восстановленном изображении определяется сверткой распределений комплексных амплитуд на объекте и в опорном источнике. Обычно разрешение в восстановленном изображении ограничивается размерами сфокусированного пятна, которое играет роль опорного источника. Полученную голограмму можно использовать для компенсации фазовых искажений, вносимых турбулентной средой, а также движением объекта [4]. При желании в процессе записи можно объединить данную голограмму и голограмму с локальным пучком. В этом случае изображение сфокусированного пятна должно находиться в центре апертуры ирисовой диафрагмы (см. рис. 1). Сфокусированное пятно

должно привести к увеличению энергии опорной волны, а ирисовая диафрагма должна обеспечить более однородную опорную волну, чем в случае голограммы с опорным источником в виде пятна.

### 5.6.3. Возможные способы формирования опорной волны

При записи голограммы с локальным опорным пучком существует много способов формирования опорной волны. Для этой цели можно использовать (но не обязательно) точечную диафрагму в плоскости фокусировки изображения опорной волны либо в некоторых схемах, таких, как голограммы сфокусированных изображений, опорную волну можно оставить несфокусированной. Эти случаи мы рассмотрим ниже по отдельности, причем для каждого выбора приведем соответствующие результаты.

#### 5.6.3.1. Получение опорной волны путем фокусировки на точечную диафрагму

Этот способ, иллюстрируемый на рис. 1, позволяет получить и обеспечивает наиболее высокое качество опорной волны, но при низком уровне энергии. Поскольку опорную волну можно сделать весьма близкой к сферической, рассматриваемый способ можно применять для записи голограмм любого типа.

#### 5.6.3.2. Несфокусированная опорная волна или фокусировка не в плоскости ирисовой диафрагмы

Этот способ более эффективен в том смысле, что обеспечивает меньшие потери света, однако он допускает появление фазовых изменений в опорной волне. Это приводит к искажению восстановленного изображения. Если в объектной волне таких же изменений фазы не имеется, то мы будем видеть то же, что происходит при наблюдении за объектом сквозь волнистое стекло, например, сквозь оконное стекло, заливаемое ливневым дождем, когда вносимые струями воды фазовые искажения равны разности фаз опорной и объектной волн.

При наблюдении за объектом сквозь волнистое стекло искажающее влияние стекла меньше для тех объектов, которые расположены ближе к нему. Аналогичный эффект существует и в голографии с локальным опорным пучком (ЛОП) при протяженном опорном источнике. Если голографическое изображение располагается вблизи от голограммы, то влияние разности фаз между опорной и объектной волнами становится минимальным. Если же изображение находится на голограмме (случай голограммы сфокусированного изображения), то эффект таков, как будто изображение находится непосредственно на омываемом водой стекле, т. е. не будет никаких искажений.

Брандт [1] обобщил свойства голограмм сфокусированного изображения с ЛОП. В одной из таких голограмм он использовал несфокусированную опорную волну; на рис. 2 приведена схема записи

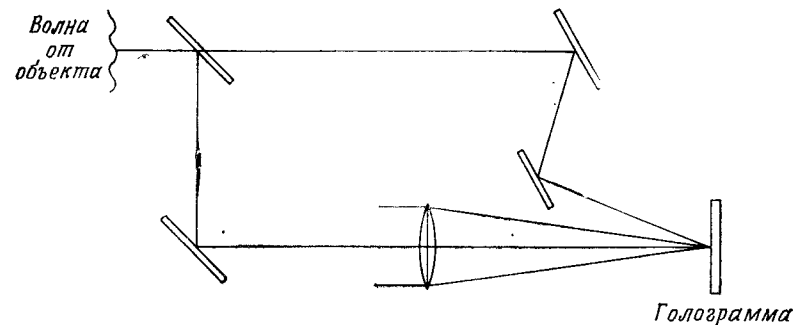


Рис. 2. Одна из схем записи голограммы с локальным опорным пучком. В верхней части схемы показано формирование опорного пучка; в нижней части изображение объекта проецируется на голограмму с помощью линзы.

этой голограммы. Следует заметить, что несфокусированный локальный опорный пучок применим только в случае голографии сфокусированных изображений.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Brandt G. B., Appl. Opt., 8, 1421—1429 (1969).
2. Cathey W. T., U. S. Patent 3415 587, December 10, 1968 (работа закончена в декабре 1965), 1968.
3. Cathey W. T., Optical Information Processing and Holography, Wiley (Interscience), New York, 1974, § 6.3.
4. Cathey W. T., Hadwin J. F., Appl. Opt., 12, 2683—2685 (1973).
5. Caulfield H. J., Harris J. L., Cobb J. G., Proc. IEEE, 55, 1758 (1967). [Имеется перевод: ТИИЭР, 1967, т. 55, № 10, с. 118.]
6. Goodman J. W., Introduction to Fourier Optics, Section 8.6, McGraw-Hill, N. Y., 1968. [Имеется перевод: Гудмен Дж. Введение в фурье-оптику.— М.: Мир, 1970.]
7. Goodman J. W., et al., Appl. Phys. Lett., 8, 311—313 (1966).
8. Waters J. P., Appl. Opt., 11, 630—636 (1972).



# Глава 6

## ФОРМИРОВАНИЕ ИЗОБРАЖЕНИЯ

Ю. Упатниекс

### 6.1. ФОРМИРОВАНИЕ ИЗОБРАЖЕНИЯ В КОГЕРЕНТНОМ СВЕТЕ

#### 6.1.1. Неискаженное формирование изображения

##### 6.1.1.1. Тонкие голограммы

Точное формирование изображения без aberrаций, изменения размеров или искажения требует выполнения двух условий. Первое условие состоит в том, чтобы при записи и восстановлении голограммы используемый свет имел одну и ту же длину волны. Второе условие — направление распространения и форма волнового фронта, падающего на голограмму при восстановлении, — должно либо точно соответствовать опорному пучку, использованному при записи, либо его комплексному сопряжению. Комплексно-сопряженным называют такой волновой фронт, который имеет одинаковую форму с исходным, но распространяется в противоположном направлении. На рис. 1 иллюстрируются эти случаи простой схемы записи, формирования мнимого изображения и формирования сопряженного (действительного) изображения. Следует заметить, что относительно голографической пластинки положения точек фокусировки опорного пучка на рис. 1, а и восстанавливающих пучков на рис. 1, б и в остаются одними и теми же. Если голограмма записана в тонком слое эмульсии, то кроме рассмотренных возможны и другие схемы восстановления, которые обеспечат формирование неискаженного изображения. Чтобы найти соответствующие геометрические конфигурации, рассмотрим запись голограммы по схеме рис. 2, а в случае, когда волновые фронты, создаваемые падающими на нее сигналом и опорной волной, записываются в виде

$$a(x, y) \exp[i\varphi(x, y)] + r \exp[i(bx + cx^2 + cy^2)], \quad (1)$$

где  $b$  — коэффициент, определяющий пространственную несущую частоту;  $c(x^2 + y^2)$  — сферический фазовый член, причем  $b = (2\pi/\lambda)\sin\theta$ , а  $c = \pi/(\lambda R_0)$ . Как величина  $b$ , так и  $c$  определяются положением опорного пучка относительно голограммы.

Результатирующее амплитудное пропускание  $t$  полученной голограммы дается выражением

$$t = 1 - k \{ a^2 + r^2 + ar \exp[i(\varphi - bx - cx^2 - cy^2)] + ar \exp[i(-\varphi + bx + cx^2 + cy^2)] \}. \quad (2)$$

Неискаженное изображение формируется при восстановлении всякий раз, когда голограмма освещается так, что в выражении (2) либо третье, либо четвертое слагаемое имеют вид фазового множителя  $\exp[\pm i\varphi(x, y)]$ , где знак плюс соответствует мнимому изображению, а минус — сопряженному (действительному). Множителю такого

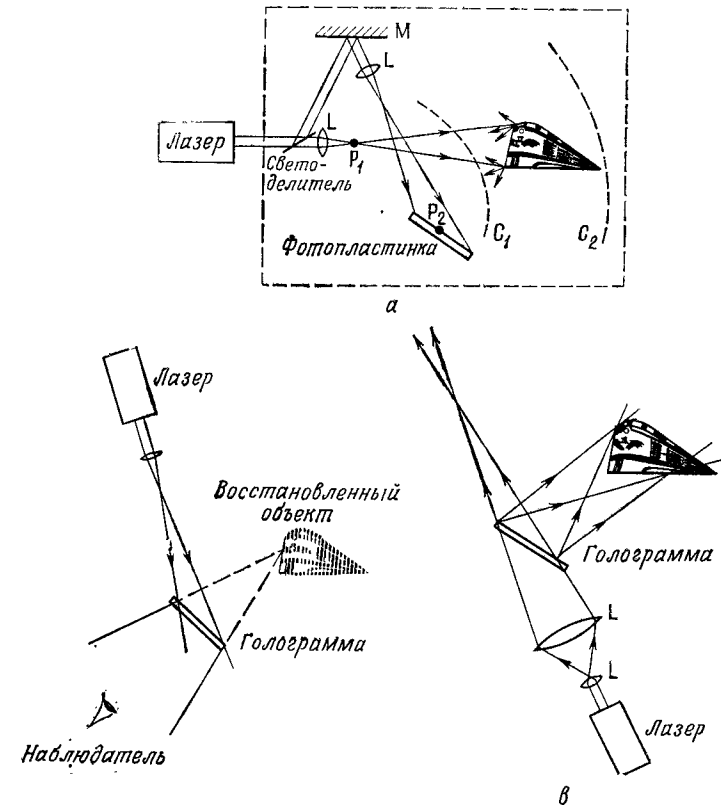


Рис. 1. Запись голограммы и восстановление изображения. а — простая схема записи; б — схема восстановления мнимого изображения; в — схема восстановления сопряженного (действительного) изображения.

вида можно получить, если освещать голограмму пучком, фаза которого имеет вид  $\exp[i(bx + cx^2 + cy^2)]$ , либо  $\exp[-i(bx + cx^2 + cy^2)]$ . На рис. 2, б и в показаны соответствующие конфигурации для обоих этих случаев восстановления голограммы. Кроме того, поскольку передняя и задняя стороны двумерной голограммы неотличимы друг от друга, точно таких же результатов можно добиться и при освещении фотопластинки светом с волновыми фронтами, имеющими оди-

наковый вид, но падающими на нее с противоположной стороны. Конфигурация в этом последнем случае приведена на рис. 2, г и д.

Некоторые геометрические конфигурации обладают уникальными свойствами. Если при записи используется коллимированный опорный пучок и он падает под прямым углом на фотопластинку, то  $b=c=$

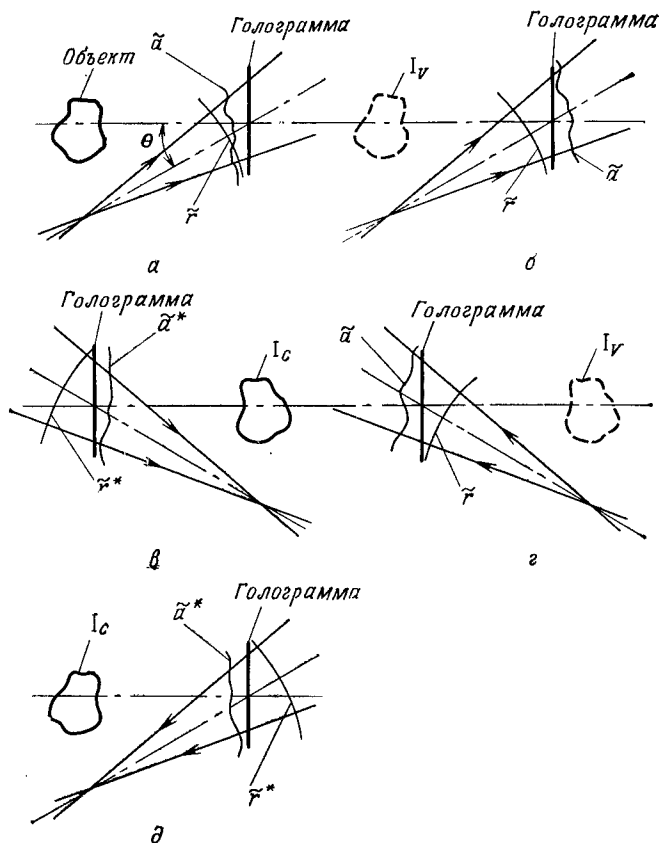


Рис. 2. Запись тонкой голограммы и восстановление с нее неискаженного изображения.  $I_c$  — сопряженное изображение;  $I_v$  — мнимое изображение;  $\tilde{a} = a(x, y) \times \exp[i\varphi(x, y)]$ ,  $\tilde{a}^* = a(x, y) \exp[-i\varphi(x, y)]$ ,  $\tilde{r} = r \exp[i(bx + cx^2 + cy^2)]$  и  $\tilde{r}^* = r \exp[-i(bx + cx^2 + cy^2)]$ .

$= 0$ . В этом случае при восстановлении голограммы коллимированным пучком одновременно формируются по обе стороны от голограммы неискаженное мнимое и сопряженное с ним изображения, поскольку при освещении голограммы одним и тем же пучком мы имеем два фазовых члена  $\exp[i\varphi(x, y)]$  и  $\exp[-i\varphi(x, y)]$ . Следовательно, оба точных изображения могут формироваться одновременно.

В другой уникальной схеме плоский объект и опорный пучок располагаются в одной и той же плоскости. В этом случае каждая точка объектной плоскости содержит фазовый член вида  $\exp[i(b_x x + b_y y + cx^2 + cy^2)]$ . Если этот фазовый член записывается с помощью опорного пучка при  $b=0$ , то записанная на голограмме результирующая фаза полезного сигнала будет иметь вид  $\exp[i(b_x x + b_y y)]$ . Итак, каждая точка объекта формирует в плоскости голограммы решетку с постоянной частотой. При восстановлении записанной голограммы сферической опорной волной и мнимое, и сопряженное изображения формируются в той же плоскости, в которой располагается точечный источник, формирующий опорную волну. При этом положение любой точки изображения не зависит от положения или движения фотопленки (голограммы). Таким образом, этот тип голограмм формирует изображение, которое остается стационарным, даже когда сама голограмма перемещается. Данное свойство использовалось в некоторых предложенных голографических кинопроекторах, которые не нуждаются в обтюраторе, поскольку изображение остается неподвижным при движении пленки с постоянной скоростью [1]. При непрерывном движении пленки одно изображение выходит из кадрового окна, а другое — входит.

#### 6.1.1.2. Объемные (трехмерные) голограммы

Когда толщина эмульсии превышает  $1/5$  расстояния между соседними интерференционными полосами, голограмма начинает проявлять свойства объемной записи [3, стр. 261]. Голограмма, у которой пространственный период интерференционной картины в 10 или более раз превышает толщину слоя эмульсии, проявляет себя все еще как тонкая голограмма, в то время как голограмма с пространственным периодом, равным толщине эмульсионного слоя, становится уже объемной. Объемные голограммы обладают несколькими свойствами, которые отличаются от свойств тонких голограмм:

- 1) яркость изображения, формируемого объемной голограммой, зависит от ее ориентации;
- 2) при заданной ориентации голограммы формируется только одно либо мнимое, либо сопряженное ему (действительное) изображение;
- 3) отсутствуют или сильно ослабляются изображения более высоких порядков, которые могли бы быть обусловлены нелинейностями процесса записи.

Имеются только две схемы восстановления, которые обеспечивают формирование неискаженных и ярких изображений, а именно такие, в которых восстанавливающий пучок является копией опорного пучка или сопряжен ему. Схема восстановления, приведенная на рис. 2, в, будет формировать мнимое изображение, а схема

на рис. 2, *д* — сопряженное (действительное). Схемы восстановления, показанные на рис. 2 *в* и *г*, обычно не обеспечивают получение изображений удовлетворительного качества, поскольку их яркость оказывается сильно ослабленной.

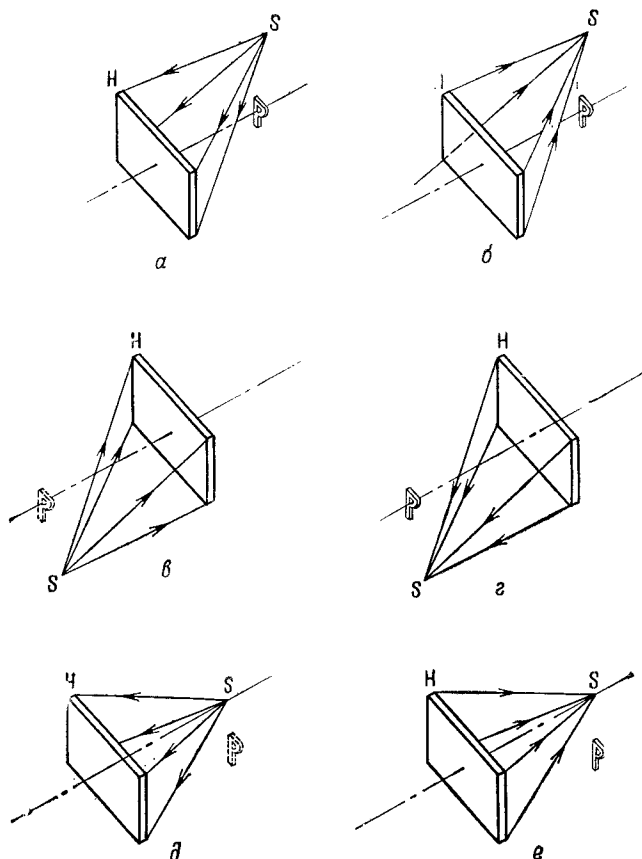


Рис. 3. Запись объемной голограммы и восстановление с нее изображения. *а* — схема записи и восстановления неискаженного мнимого изображения; *б* — схема восстановления неискаженного сопряженного изображения; *в* — *е* — схема восстановления ярких, но искаженных изображений.

Четыре других положения голограммы могут обеспечить яркие, но искаженные восстановленные изображения. При этом для получения ярких изображений в ограниченном по углу поле зрения эти ориентации голограммы должны удовлетворять условиям Брэгга. Две из рассматриваемых возможностей восстановления изображения с объемной голограммы, приведенные на рис. 3, *б* и *д*, аналогичны друг другу, за исключением того, что восстанавливающие

пучки имеют противоположные кривизны волновых фронтов; на рис. 3, *б* пучок сходится в точку справа от фотопластинки на оси показанного пучка, а на рис. 3, *д* пучок расходится из точки, расположенной справа от пластинки на той же самой оси. Другие ориентации голограммы могут дать яркие изображения, но с аберрациями и/или искаженными. Вообще говоря, в любом случае, когда восстанавливающий пучок совпадает с осью объекта или опорного пучка, будет выполняться условие Брэгга в ограниченном угле поля зрения изображения. Имеется восемь положений голограммы, которые формируют яркие изображения, однако только два из них обеспечивают получение неискаженных изображений без каких-либо аберраций. Остальные неправильные ориентации голограммы имеют низкое разрешение изображения при его пресцировании на экран или наблюдении с увеличением, а также характеризуются кажущимся движением изображения, когда наблюдатель меняет свое положение, и неравномерной яркостью восстановленного изображения. В последнем случае при повороте голограммы меняется яркая часть изображения. Некоторые пытаются выбирать ориентацию голограммы таким образом, чтобы получить лишь большую яркость изображения, однако это ошибочно, поскольку следствием такого выбора могут быть изображения с аберрациями. Наилучшим способом оказываются маркирование фотопластинки при записи объемной голограммы и выбор схемы восстановления на основе приведенных выше соображений.

На рис. 3, *а* приведена схема записи объемной голограммы объекта в виде буквы Р. Сплошными линиями показано действительное (сопряженное) изображение буквы Р, а штриховыми — мнимое. Конфигурация на рис. 3, *а* соответствует также и схеме формирования точного мнимого изображения, а на рис. 3, *б* — то же самое для сопряженного мнимого изображения. Рис. 3, *в* и *г* иллюстрируют восстановление пучками, правильно ориентированными по оси, но имеющими сопряженные (противоположные) кривизны волновых фронтов по сравнению со схемами на рис. 3, *а* и *б*. Восстановление с помощью пучков, направляемых вдоль оси объектного пучка при записи, приведено на рис. 3, *д* и *е*.

### 6.1.2. Увеличение изображения

Всякий раз, когда освещающий голограмму пучок отличается от использованного при ее записи опорного пучка, увеличение восстановленного изображения меняется. Получаемые при этом изображения локализируются на расстояниях, отличных от того, которое занимал объект по отношению к голограмме, в изображение вносятся аберрации, и само изображение искажается. Как при прямом наблюдении, так и при проекции восстановленного изображения на

экран aberrации можно сделать пренебрежимо малыми и с большой вероятностью сформировать резкие изображения.

Положение восстановленного изображения дается выражением

$$\frac{1}{R_r} - \frac{1}{R_o} = \frac{\pm \lambda_c}{\lambda_r} \left( \frac{1}{R_c} - \frac{1}{R_i} \right), \quad (3)$$

где знак плюс относится к мнимому изображению, а знак минус — к сопряженному изображению,  $R_r$ ,  $R_o$ ,  $R_c$  и  $R_i$  — соответственно

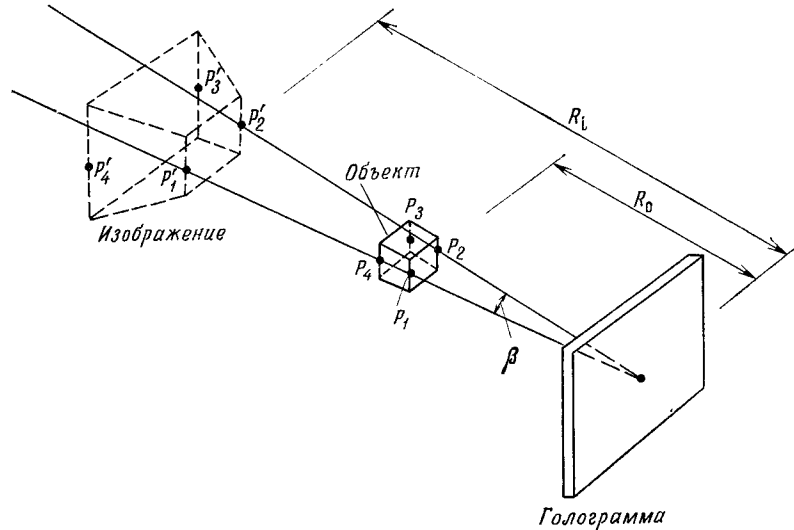


Рис. 4. Увеличение изображения, восстановленного с голограммы; объект стягивает угол  $\beta$ , который остается постоянным при увеличении изображения. Увеличенное изображение объекта оказывается искаженным.

расстояния от голограммы до точек опорного пучка, объекта, освещающего пучка и восстановленного изображения. В случае трехмерного объекта  $R_o$  и  $R_i$  различны для каждой точки на объекте.

Эффект увеличения восстановленного изображения можно рассмотреть с помощью рис. 4. На нем показаны два луча, проведенные от голограммы к сторонам изображения объекта в виде куба. Стягиваемый этими двумя лучами угол  $\beta$  сохраняется постоянным независимо от расстояния от источника освещения до голограммы, до тех пор пока остается неизменной длина волны восстанавливающего света. Следовательно, поперечное увеличение  $M_1$  записывается в виде

$$M_1 = R_i / R_o. \quad (4)$$

Нужно заметить, что поперечное увеличение будет различным для каждого расстояния  $R_o$  сечений объекта до голограммы, вследствие

чего восстановленное изображение искажается. Кроме того, продольное увеличение  $M_z$  восстановленного изображения оказывается пропорциональным квадрату поперечного увеличения  $M_1$  [6]:

$$M_z = M_1^2, \quad (5)$$

что приводит к искажению изображения; в случае  $M_1 > 1$  оно оказывается вытянутым.

Изменение длины волны восстанавливающего света изменяет угол, стягиваемый восстановленным изображением в плоскости голограммы, как показано на рис. 4. Если  $\alpha_{o1}$  и  $\alpha_{o2}$  — углы между точками объекта  $P_1$  и  $P_2$  и опорным пучком, а  $\alpha_{i1}$  и  $\alpha_{i2}$  — соответствующие углы для точек изображения, то справедливо соотношение

$$\sin \alpha_{i1} - \sin \alpha_{i2} = (\lambda_c / \lambda_r) (\sin \alpha_{o1} - \sin \alpha_{o2}) \quad (6)$$

или приближенно

$$\alpha_{i1} - \alpha_{i2} \approx (\lambda_c / \lambda_r) (\alpha_{o1} - \alpha_{o2}). \quad (7)$$

Отсюда видно, что при изменении длины волны восстанавливающего пучка изменяется и угол, стягиваемый восстановленным изображением. Аналогичным образом меняется и положение изображения, как это следует из формулы (3). При изменении длины волны восстанавливающего пучка восстановленное изображение всегда искажается независимо от значения увеличения.

### 6.1.3. Проекция изображения на экран

Двумерные изображения можно спроецировать на экран без использования линз, формирующих изображение. На рис. 5 показано проецирование изображения на экран, которое давало бы хороший результат, если бы голограмма записывалась по схеме, показанной на рис. 3, а. В этом случае, чтобы получить изображение без aberrаций, голограмму следует освещать пучком, сопряженным опорному при записи, а диаметр пучка выбирать исходя из компромисса между глубиной резко изображаемого пространства (глубиной фокуса) и размерами зерен наблюдаемой спекл-структуры. Глубина фокуса  $\Delta z$  определяется выражением, аналогичным для лин-

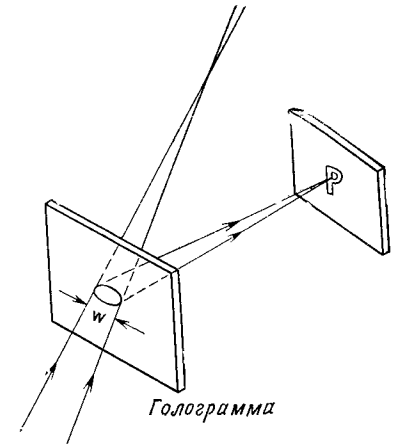


Рис. 5. Проекция восстановленного с голограммы изображения на экран с помощью лазерного пучка малого диаметра  $w$ .

зовых систем, в котором фокусное расстояние линзы заменяется эквивалентным ему отношением  $R_1/\omega$  (где  $\omega$  — диаметр пучка, а  $R_1$  — расстояние от голограммы до экрана):

$$\Delta z = 4R_1^2\lambda/\omega^2. \quad (8)$$

Если отношение  $R_1/\omega$  велико, то восстанавливающий пучок обязательно должен быть точной копией опорного пучка или сопряженным с ним, поскольку аберрации могут оставаться малыми и при невыполнении этих условий. Аналогично длину волны восстанавливающего пучка можно изменить, что не приведет к заметным искажениям восстановленного изображения. При перемещении восстанавливающего пучка по голограмме будет наблюдаться изменение ракурса, под которым виден объект, причем эти изменения перспективы будут происходить в реальном времени и непрерывно.

Спекл-структуру, наблюдаемую в спроецированном на экран изображении, вызывают два источника: спекл-структура, присущая самому изображению, и спекл-структура, возникающая при рассеянии света экраном. Размеры зерен спеклов изображения можно уменьшить, если использовать восстанавливающий пучок большего диаметра, в то время как влияние второго источника можно уменьшить, если сделать отраженный от экрана свет пространственно-некогерентным. Существует много способов разрушения пространственной когерентности отраженного света; к ним относятся, например, перемещение проекционного экрана, использование экранов из жидкого кристалла, возбуждаемых переменным напряжением, которое заставляет колебаться молекулы, рассеивающие свет, а также использование люминесцентных панелей. Последние стремятся поглотить падающее на них излучение и затем некогерентно его переизлучить, но на больших длинах волн.

## 6.2. ФОРМИРОВАНИЕ ИЗОБРАЖЕНИЯ В ЧАСТИЧНО-КОГЕРЕНТНОМ СВЕТЕ

### 6.2.1. Разрешение в частично-когерентном свете

Для оценки разрешения в восстановленном с голограммы изображении мы рассмотрим только одну точку этого изображения. Эта точка при условии, что она располагается в плоскости голограммы, удовлетворяет следующему уравнению:

$$\frac{1}{\lambda_r} (\sin \alpha_o + \sin \alpha_t) = f = \frac{1}{\lambda_c} (\sin \alpha_i + \sin \alpha_c), \quad (9)$$

где левая часть относится к схеме записи голограммы, правая — к схеме восстановления изображения, а  $f$  — пространственная частота. После того как голограмма записана, величины  $\lambda_r$ ,  $\alpha_o$ ,  $\alpha_t$  и  $f$  становятся постоянными. Обычно предполагают, что  $\lambda_c \approx \lambda_r$ ,  $\alpha_i \approx \alpha_o$

и  $\alpha_i \approx \alpha_c$ . Продифференцируем (9) и разрешим полученное уравнение относительно углового разрешения  $d\alpha_i$  в изображении. Отсюда найдем, что угловое разрешение в направлении, перпендикулярном пространственной несущей частоте, дается выражением

$$d\alpha_i = \left| \frac{f}{\cos \alpha_i} d\lambda_c \right| + \left| \frac{\cos \alpha_c}{\cos \alpha_i} d\alpha_c \right|; \quad (10)$$

здесь  $d\alpha_c$  — угловая ширина, а  $d\lambda_c$  — ширина спектра излучения источника света. В направлении, параллельном несущей пространственной частоте, мы имеем

$$d\alpha_i = d\alpha_c, \quad (11)$$

поскольку в этом направлении не имеется ни дисперсии, ни дифракции. Чтобы перейти от углового разрешения  $d\alpha_i$  к пространственному разрешению  $\rho$ , в выражениях (10) и (11)  $d\alpha_i$  нужно умножить на расстояние  $R_1$  от голограммы до восстановленного изображения. Тогда в направлении, перпендикулярном несущей пространственной частоте,

$$\rho = R_1 d\alpha_i = \left| \frac{R_1 f}{\cos \alpha_i} d\lambda_c \right| + \left| \frac{R_1 \cos \alpha_c}{\cos \alpha_i} d\alpha_c \right|, \quad (12)$$

а в направлении, параллельном несущей пространственной частоте,  $\rho = R_1 d\alpha_c$ . (13)

### 6.2.2. Компенсация хроматической дисперсии

Хроматическую дисперсию можно компенсировать различными способами [4]. В одном из них для этой цели используют решетку, имеющую ту же пространственную частоту, что и голограмма. Решетка помещается за голограммой, как это показано на рис. 6, а [3, стр. 501—504]. Пройдя сквозь эту решетку, восстановленный волновой фронт дифрагирует в направлении освещающего голограмму пучка. Поскольку дисперсии, вносимые пространственной несущей голограммы и решеткой, равны по величине, но противоположны по направлению, то после решетки все длины волны распространяются приблизительно параллельно друг другу и оказываются таким образом ахроматическими. Если несущая пространственная частота достаточно велика, то в данной схеме формируются изображения, которые заметно искажены. Другой метод состоит в предварительном введении дисперсии в точечный источник восстанавливаемого освещения таким образом, чтобы после дифракции на голограмме все длины волн продифрагировали в одном и том же направлении (рис. 6, б). Этот метод компенсации хроматической дисперсии не приводит к искажению изображения. Оба рассмотренных метода обеспечивают точную компенсацию хроматической дисперсии только для одной точки изображения, причем угловое удаление от этой точки приводит к увеличению дисперсии.

Общая проблема обоих этих способов состоит в том, что, если решетка не имеет 100%-ной дифракционной эффективности, то на изображении будет виден восстанавливающий источник. Эту трудность можно преодолеть перемещением решетки, показанной на рис. 6, б, дальше от голограммы на такое расстояние, чтобы прошедший сквозь

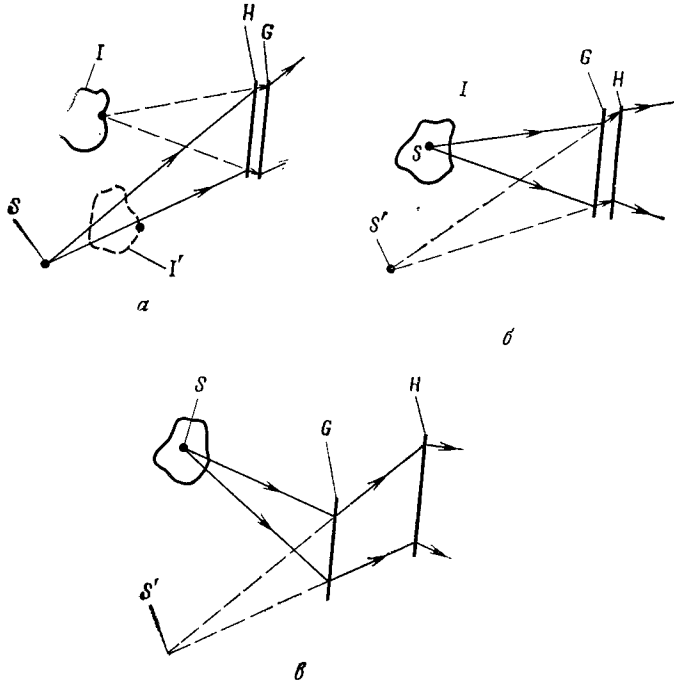


Рис. 6. Компенсация хроматической дисперсии. а — дифракционная решетка, расположенная после голограммы; б — решетка, расположенная непосредственно перед голограммой; в — решетка перед голограммой, но на некотором расстоянии от нее.

решетку свет не падал на голограмму. На рис. 6, в приведена соответствующая конфигурация. Требуемая пространственная частота решетки  $f_g$  дается выражением

$$f_g = f \left( \frac{R_c}{R_c - R_g} \right) = \frac{R_c}{R_c - R_g} \frac{1}{\lambda_r} (\sin \alpha_o - \sin \alpha_r), \quad (14)$$

где  $f$  — пространственная частота голограммы. Практически решетку  $G$  следует конструировать таким образом, чтобы один точечный источник находился в точке  $S'$  (рис. 6, в), а другой — примерно в той точке на изображении, для которой необходимо осуществить коррекцию хроматической дисперсии.

### 6.2.3. Разрешение радужных голограмм

Радужные голограммы представляют собой особый вид голограмм, в которых для уменьшения требований к когерентности восстанавливающего источника исключается параллакс в одном направлении [2]. Эти голограммы можно восстанавливать освещением от ламп с непрерывным спектром. Основными преимуществами радужных голограмм являются высокая дифракционная эффективность и возможность применения при восстановлении недорогих ламп.

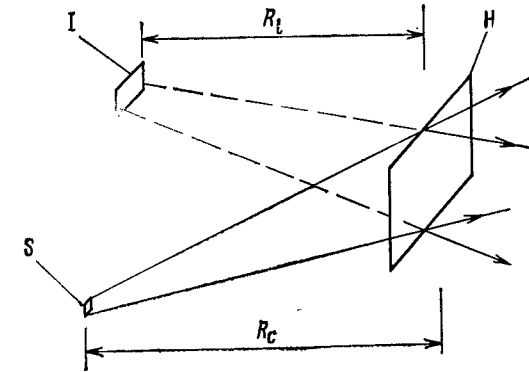


Рис. 7. К расчету яркости восстановленного изображения. Площадь проекции источника  $S$  равна  $A_S$ , а общая площадь изображения  $I$  равна  $A_I$ .

Радужную голограмму получают в результате двухступенчатого процесса:

- 1) сначала записывается обычная голограмма по схеме, приведенной на рис. 1, а;
- 2) затем с узкой щели этой голограммы восстанавливается сопряженное (действительное) изображение, которое и регистрируется на второй голограмме (рис. 7).

Если ширина узкой щели равна  $b$ , а восстановленное изображение находится на расстоянии  $R_1$  от голограммы  $H_2$ , то угловое разрешение будет равно  $bR_1/[R_{12}(R_{12} + R_1)]$  из-за немонахроматичности источника света и размера щели, а с другой стороны, вследствие дифракции оно будет равно  $\lambda/b$ . Чтобы минимизировать уменьшение разрешения, необходимо приравнять оба этих разрешения друг другу. Из полученного уравнения в предположении, что  $R_1 \ll R_{12}$ , находим

$$b = R_{12} (\lambda/R_1)^{1/2}. \quad (15)$$

При типичных постоянных и глубине изображения 100 мм это выражение дает значение ширины щели около 2 мм. Эффекты зернистости также уменьшают разрешение в изображении, и для более

лучшего его наблюдения обычно желательно иметь несколько более широкую щель, возможно, в два или три раза больше того, которое дается формулой (15).

### 6.3. ОЦЕНКА ЯРКОСТИ ВОССТАНОВЛЕННОГО ИЗОБРАЖЕНИЯ

Яркость восстановленного голограммой изображения можно вычислить, используя геометрию, показанную на рис. 7, и следующие условные обозначения [5]:  $L$  — яркость [лм/(ср·м<sup>2</sup>)];  $I$  — сила света (лм/ср);  $\Phi$  — световой поток (лм);  $E$  — освещенность (лк, или лм/м<sup>2</sup>);  $R$  — расстояние;  $A$  — площадь поверхности, проецируемой в интересующем нас направлении;  $\eta$  — дифракционная эффективность, определяемая как отношение интенсивности света, продифрагировавшего в изображении, к интенсивности света, падающего на голограмму;  $\omega$  — телесный угол. Нижние индексы  $s$ ,  $h$  и  $i$  обозначают соответственно источник, голограмму и изображение.

В случае нелазерного источника сила света в интересующем нас направлении определяется выражением

$$I = LA_s, \quad (16)$$

а освещенность на голограмме  $E_h$  равна

$$E_h = I/R_c^2 = LA_s/R_c^2. \quad (17)$$

Средняя яркость изображения, имеющего площадь  $A_i$ , которая стягивает на голограмме малый телесный угол, дается выражениями

$$L_i = \eta E_h R_i^2 / A_i \quad (18)$$

и

$$L = \eta (LA_s/R_c^2) (R_i^2/A_i). \quad (19)$$

Величина отношения  $LA_s/R_c^2$  зависит от характеристик источника света, однако при заданном источнике света и требуемом разрешении в изображении она сохраняется постоянной. Величина  $R_i^2/A_i$  обратна телесному углу, стягиваемому изображением в плоскости голограммы.

Для лазерного источника света освещенность голограммы  $E_h$  записывается в виде

$$E_h = \Phi/A_h = k(\lambda) \Phi_v/A_h, \quad (20)$$

где  $\Phi_v$  — выходная мощность лазера в ваттах,  $k(\lambda)$  — соответствующая постоянная (но функция длины волны) для перевода излучаемой мощности в люмены. В этом случае для яркости восстанов-

ленного изображения мы имеем

$$L_i = \eta [k(\lambda) \Phi_v/A_h] (R_i^2/A_i). \quad (21)$$

В случае радужной голограммы яркость восстановленного изображения сильно возрастает, поскольку весь свет от голограммы проходит через узкую щель. Если эта щель имеет ширину  $b$  и расположена на расстоянии  $R_{12}$  от голограммы (рис. 8), то яркость восстановленного изображения, вычисленную по приведенной выше

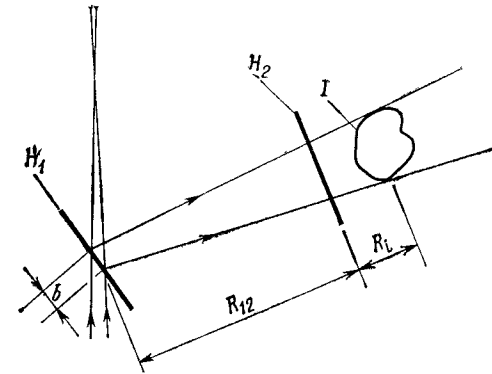


Рис. 8. Схема записи радужных голограмм.  $H_1$  — исходная голограмма, с которой делается копия  $H_2$ . Голограмма  $H_1$  освещается через щель шириной  $b$  и длиной, равной длине голограммы.

формуле, нужно умножить на коэффициент  $(A_h/A_v)(R_i + R_{12})/R_i^2$ . При этом легко достигается увеличение яркости изображения в 100 или более раз, что позволяет наблюдать восстановленное изображение при использовании источников света с небольшой яркостью.

Из выражений (19) и (21) следуют несколько важных соотношений, которые влияют на яркость восстановленного изображения:

- если изображение сформировано дальше от голограммы, то его яркость будет выше, чем в случае его более близкого расположения;
- размеры голограммы не оказывают влияния на яркость восстановленного изображения, если голограмма восстанавливается нелазерным источником света, однако яркость изображения становится обратно пропорциональной размерам голограммы, если при восстановлении используется лазерный источник света;
- яркость изображения обратно пропорциональна размерам объекта.

Кроме того, как это видно из формулы (12), разрешение восстановленного изображения уменьшается вследствие того, что размеры источника и ширина его спектра оказываются пропорциональными расстоянию  $R_1$  от голограммы до изображения.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Bartolini R. et al., Appl. Opt., 9, 2283 (1970).
2. Benton S. A., J. Opt. Soc. Amer., 59, 1545A (1969).
3. Collier R. J., Burckhardt C. B., Lin L. H., Optical Holography, Academic Press, New York, 1971. [Имеется перевод: Кольер Р., Беркхарт К., Лин Л. Оптическая голография.— М.: Мир, 1973.]
4. Leith E. N., Scient. Amer., 235, No. 4, 80 (1976).
5. RCA Electro-Optics Handbook, Tech. Ser. EOH-11, RCA, Harrison, N. J., 1974, p. 16.
6. Smith H. M., Principles of Holography, 2nd ed., 172, Wiley, New York, 1975.

## Глава 7

КАРДИНАЛЬНЫЕ ТОЧКИ  
И ГЛАВНЫЕ ЛУЧИ В ГОЛОГРАФИИ

А. Арсено

## 7.1. ВВЕДЕНИЕ

Голограммы можно рассматривать как оптические элементы, формирующие изображение. Этот факт не был упущен из виду ранними исследователями в области голографии, которые быстро обнаружили аналогии между линзами, зонными пластинками и голограммами [6, 20].

Геометрическую оптику можно широко определить как науку о распространении электромагнитного излучения в условиях, когда можно предположить, что это излучение распространяется по прямым линиям. Получение изображений с голограмм обычно удовлетворяет этим условиям. Это позволяет при изучении голограмм применять технику оптических лучей [1, 3, 8, 10, 17, 19, 25].

В голографии существует несколько пар сопряженных пространств. В табл. 1 приведены различные такие пары. Это сопряженные пространства восстанавливающего источника и прямого изображения (тип I), восстанавливающего источника и сопряженного изображения (тип II), прямого и сопряженного изображений (тип III), объекта и прямого изображения (тип IV), объекта и сопряженного изображения (тип V) [17]. Типы I и II, а также IV и V всегда существуют попарно.

Таблица 1

Пары сопряженных пространств в голографии

Тип	Сопряженные пространства	Главная ось	Тип	Сопряженные пространства	Главная ось
I	C, $I_d$	RO	IV	O, $I_d$	RC
II	C, $I^*$	RO	V	O, $I^*$	RC
III	$I_d, I^*$	$CI_d$			

Типы сопряжения I и II используются в случае, когда голограмма, как это чаще всего бывает, рассматривается во временной последовательности, в которой она записывается и восстанавливается. Типы IV и V полезны, когда голограмма рассматривается как система, формирующая изображение объекта. Для этого типа сопряжения нас интересуют лучи света, исходящие от объекта и формирую-



щие изображение. Особенную пользу эти сопряжения приносят в случае, когда объект не является точечным источником, поскольку в сопряжениях типа I и II главные точки голограммы различны для каждой точки объекта. По сравнению с остальными типами сопряжения III не играет большой роли, и мы его рассматривать не будем.

Теория голографии на базе параксиальной геометрической оптики разработывалась Лейтом и др. [11] и Мейером [14—16]; свое дальнейшее развитие она получила в работе Милера [17]. В параксиальной теории предполагается, что объект, опорный и восстанавливающий источники расположены в плоскости, перпендикулярной голограмме. При этом теория предсказывает те же результаты, что и непараксиальная теория, рассматриваемая ниже.

Некоторые авторы изучали геометрические соотношения между объектом и голографическими изображениями и пытались толковать голографический процесс как комбинированное действие обычных оптических элементов, таких, как линзы и призмы или решетки [5, 9, 11—13, 18].

Важные вопросы, связанные с голографическими аберрациями и эффектами, обусловленными толщиной слоя эмульсии, изложены в § 2.4, и здесь мы их не будем обсуждать, разве что попутно.

Мы опишем два дополняющих друг друга подхода к рассмотрению голограмм в приближении геометрической оптики. Первый из них является более логичным, и читатель обнаружит, что им пользоваться легче, чем вторым; однако второй подход больше связан с геометрической оптикой линз и зеркал и оказывается более интуитивным при решении задач голографии. Чтобы различать эти два подхода, мы будем использовать для первого подхода главные точки голограмм, а для второго — кардинальные точки.

## 7.2. ГОЛОГРАФИЧЕСКИЕ УРАВНЕНИЯ ОПТИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

Геометрические свойства голограмм описываются голографическими уравнениями оптических лучей. Эти уравнения позволяют определять траекторию прохождения лучей через голограмму. Для плоской голограммы уравнения записываются в виде [11, 14]

$$\cos \theta_i = \cos \theta_c + (m/\mu) (\cos \theta_o - \cos \theta_r), \quad (1)$$

где  $m$  — масштабный коэффициент между записью и восстановлением, а  $\mu$  — отношение длин волн восстанавливающего и записываемого света;  $\theta_c$ ,  $\theta_r$ ,  $\theta_o$  и  $\theta_i$  — углы между меридиональной линией (линией пересечения голограммы с плоскостью, содержащей восстанавливающий источник С, опорный источник R и объект O) и направлением на восстанавливающий и опорный источники, объект и изображения. (Знак минус соответствует прямому изображению, а плюс — сопряженному.) Уэлфорд [25] получил уравнения опти-

ческого луча в следующем эквивалентном виде:

$$\mathbf{n} \times (\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_c) = \left( \frac{m}{\mu} \right) \mathbf{n} \times (\mathbf{r}_o - \mathbf{r}_r), \quad (2)$$

где  $\mathbf{n}$  — локальная нормаль к голограмме, а  $\mathbf{r}_i$ ,  $\mathbf{r}_c$  и  $\mathbf{r}_r$  — единичные векторы на голограмме. В такой записи уравнения удобно использовать при вычислении траектории лучей, проходящих через голограммы, записанные на кривых поверхностях [24]. В этой главе мы рассмотрим лишь случаи, для которых  $m = \mu = 1$ .

## 7.3. ГЛАВНЫЕ ТОЧКИ ГОЛОГРАММ

Прежде чем исследовать главные точки голограмм, отметим один существенный момент: изображение всегда находится в той же плоскости, что и объект, а также восстанавливающий и опорный источники. Такое свойство обусловлено тем, что на линии пересечения этой плоскости с голограммой интерференционные полосы голограммы оказываются перпендикулярными данной плоскости, которую называют меридиональной. Вообще говоря, интерференционные полосы голограммы перпендикулярны любой плоскости, содержащей объект и опорный источник, поскольку на этапе записи полосы являются линиями равных фаз. Отсюда следует, что луч света от восстанавливающего источника не может на голограмме отклониться от меридиональной плоскости, поскольку проекция вектора распространения света на вектор, параллельный полосам, должна оставаться постоянной, и голограмма не может фокусировать свет в направлении, параллельном полосам.

Пересечение меридиональной плоскости (плоскости, содержащей объект O, опорный источник R и восстанавливающий источник C) с голограммой называется меридиональной линией. Линия, проходящая через опорный источник R и объект O, представляет собой первичную ось. Точка, в которой первичная ось пересекается с голограммой, образует первичную вершину V'. Плоскость, перпендикулярная меридиональной плоскости и содержащая меридиональную линию, называется сагитальной плоскостью. Следует отметить, что эта плоскость, как правило, непараллельна плоскости голограммы, которая также включает в себя меридиональную линию. Мнимый объект O' располагается на первичной оси по другую сторону голограммы по отношению к самому объекту, причем на расстоянии от первичной вершины, равном расстоянию между объектом и вершиной. Мнимый опорный источник R' располагается в точке на первичной оси с противоположной стороны голограммы относительно опорного источника и на расстоянии от первичной оси, равном расстоянию между первичной вершиной и опорным источником. Остальные представляющие интерес главные точки симметричны объекту и опорному источнику относительно меридиональ-

ной линии и не имеют специальных названий. Все это первичные главные точки голограммы, являющиеся главными точками для сопряжений типа I и II (для прямого и сопряженного изображений соответственно) [3].

Для сопряженных пространств типа IV и V имеют место другие главные точки. Осью голограммы теперь служит линия, проходящая через опорный источник R и восстанавливающий источник C. Эту линию называют вторичной осью. Точка пересечения вторичной оси с голограммой представляет собой вторичную вершину V''. Вторичный опорный источник R'' расположен на вторичной оси по другую сторону голограммы по отношению к опорному источнику R, причем расстояние от R'' до V'' равно расстоянию от R до V''. Вторичный восстанавливающий источник C'' находится на вторичной оси RC в точке, расстояние от которой до вторичной вершины V'' равно расстоянию от V'' до восстанавливающего источника C. На рис. 1 показаны некоторые из рассмотренных выше главных точек.

Рис. 1. Некоторые главные точки голограммы.

### 7.3.1. Главные лучи для сопряжения типа I

В сопряжении типа I нас интересуют сопряженные пространства восстанавливающего источника и прямого изображения. Главные лучи здесь позволяют определить положение прямого изображения, связанное с положением точечного восстанавливающего источника. Это представляет интерес, когда необходимо определить влияние сдвига восстанавливающего источника как в голографической микроскопии, так и при исследовании голографических деформаций, связанных со смещением восстанавливающего источника или голограммы, при рассмотрении голографических aberrаций формирования изображения матричными голографическими элементами и при записи или восстановлении с помощью протяженных источников.

В сопряженном пространстве типа I мы имеем следующие главные лучи для прямого изображения:

1. Луч, идущий от восстанавливающего источника C через опорный источник R и отклоняемый голограммой вдоль линии, проходящей через объект O.

2. Луч, идущий от восстанавливающего источника через первичную вершину голограммы V', который не отклоняется.

3. Луч от восстанавливающего источника, направленный к точке, расположенной в меридиональной плоскости и симметричной объекту относительно меридиональной линии. Этот луч отклоняется голограммой вдоль линии, проходящей через точку, симметричную опорному источнику относительно меридиональной линии.

4. Луч от восстанавливающего источника, направленный на мнимый объект O' и отклоняемый голограммой вдоль линии, проходящей через мнимый опорный источник R'.

Первые три луча описывают поведение реальных пучков, тогда как четвертому не соответствует ни один реальный пучок в системе. Пересечение всех этих линий дает одну точку, которая может рассматриваться как идеальная безабберационная точка изображения. За исключением некоторых специальных случаев, через эту точку

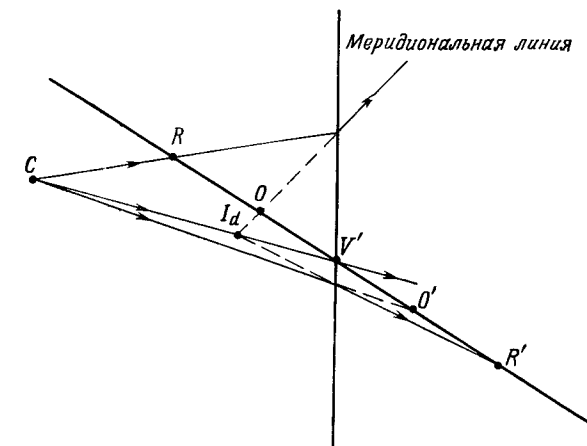


Рис. 2. Три главных луча для прямого изображения (при получении изображения по типу I).

не проходят остальные лучи, и реальное голографическое изображение не свободно от некоторых aberrаций [14]. На рис. 2 показаны три главных луча для получения изображения в сопряженном пространстве типа I.

### 7.3.2. Главные лучи для сопряжения типа II

В случае сопряжения типа II мы имеем дело с сопряженным изображением; сопряженными пространствами являются пространства восстанавливающего источника C и сопряженного изображения I<sub>ср</sub>. Главные точки для сопряженного изображения совпадают с главными точками прямого сопряжения, а главными лучами будут следующие:

1. Неотклоняемый луч от восстанавливающего источника через первичную вершину  $V'$ .

2. Луч от восстанавливающего источника, проходящий через объект и отклоненный голограммой вдоль линии, проходящей через опорный источник.

3. Луч от восстанавливающего источника, направленный на точку в меридиональной плоскости, симметричную опорному ис-

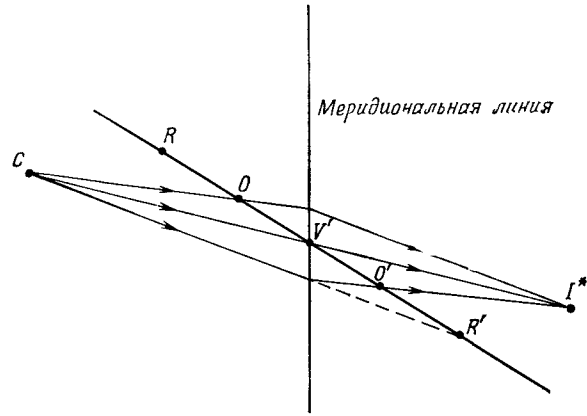


Рис. 3. Три главных луча для сопряженного изображения (при получении изображения по типу II).

точнику относительно меридиональной линии, и отклоненный голограммой вдоль линии, проходящей через точку, симметричную объекту относительно меридиональной линии.

4. Луч от восстанавливающего источника, направленный вдоль линии, проходящей через мнимый опорный источник  $S'$  и отклоненный голограммой вдоль линии, проходящей через мнимый объект  $O'$ . Первые три луча являются физическими лучами, а четвертый — фиктивным. На рис. 3 показаны три главных луча для сопряженного изображения  $I_{cp}$ .

Когда опорный источник расположен в бесконечности или когда главная ось перпендикулярна голограмме, главные лучи для прямого и сопряженного изображений такие же, как и в случаях тонких выпуклых и вогнутых линз, когда объект располагается в фокусе.

### 7.3.3. Главные лучи для сопряжения типа IV

Здесь нас интересуют сопряженные пространства объекта и прямого изображения. Эти пространства играют важную роль, когда рассматривается воспроизведение изображений протяженных объектов или изучаются искажения, связанные с голографическим

процессом, а также для лучшего понимания голографии как процесса воспроизведения изображения. Предполагается, что лучи излучаются объектом и сходятся на изображении, хотя они, безусловно, испускаются восстанавливающим источником. Определяемое при этом положение изображения, разумеется, то же, что и полученное методами, описанными в предыдущих разделах. При графическом определении положения изображения все точки объекта в одной и той же меридиональной плоскости имеют одинаковые главные точки (за исключением точек, связанных с положением объекта), в то время как для сопряжений типа I и II главные точки различны для каждой точки объекта, если объект является протяженным.

Прямое изображение для сопряжения типа IV имеет следующие главные лучи:

1. Неотклоняемый луч от объекта, проходящий через вторичную вершину  $V''$  голограммы.

2. Луч от объекта, проходящий через опорный источник и отклоненный голограммой вдоль линии, проходящей через восстанавливающий источник.

3. Луч от объекта, направленный в точку на меридиональной плоскости, симметричную восстанавливающему источнику по отношению к меридиональной линии, и отклоненный на голограмме вдоль линии, направленной к точке, симметричной опорному источнику по отношению к меридиональной линии.

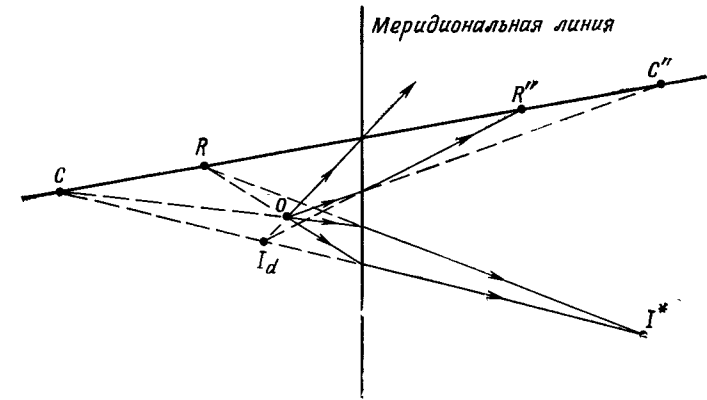


Рис. 4. Главные лучи для прямого и сопряженного изображений (при получении изображений по типу IV и V).

4. Луч от объекта, направленный вдоль линии, проходящей через вторичный мнимый восстанавливающий источник, и отклоненный на голограмме вдоль линии, проходящей через вторичный мнимый опорный источник.

Некоторые из этих главных лучей показаны на рис. 4.

## 7.3.4. Главные лучи для сопряжения типа V

В случае сопряжения типа V нас интересуют пространства объекта и сопряженного изображения. Главные лучи здесь следующие:

1. Луч от объекта, направленный вдоль линии, который проходит через опорный источник и отклоняется голограммой вдоль линии, проходящей через восстанавливающий источник.

2. Луч от объекта, направленный вдоль линии, проходящей через восстанавливающий источник, и отклоненный голограммой вдоль линии, проходящей через опорный источник.

3. Рассмотрим линию, соединяющую точку, симметричную опорному источнику относительно меридиональной линии, с точкой, симметричной восстанавливающему источнику относительно меридиональной линии; луч объекта, проходящий через точку, где эта линия пересекает меридиональную, отклоняется голограммой вдоль линии, проходящей через точку, симметричную объекту по отношению к меридиональной линии.

4. Луч от объекта, проходящий через пересечение меридиональной линии с линией, соединяющей восстанавливающий источник с первичным мнимым опорным источником  $R'$ , и отклоняемый голограммой вдоль линии, проходящей через первичный мнимый объект.

К счастью, для определения положения изображения требуются только два главных луча. Поэтому, как правило, берут два первых луча, поскольку два остальных требуют сначала построения вспомогательной линии. Два первых луча показаны на рис. 4.

## 7.4. КАРДИНАЛЬНЫЕ ТОЧКИ ГОЛОГРАММЫ

В предыдущем параграфе мы показали, как по некоторым главным точкам голограмм можно быстро определять положения изображений в голографическом процессе. Эти главные точки легко найти в любой данной конфигурации, и они удобны для употребления. Однако, кроме некоторых конкретных случаев, аналогия между описанными выше главными лучами и главными лучами линз не достаточна, чтобы специалист, хорошо знакомый с линзовой оптикой, мог бы без труда разобраться в данной голографической схеме.

В голографии кардинальные точки можно определить совершенно аналогично кардинальным точкам линз, а именно фокусу и узловой точке. Однако при этом выясняется, что фокусы голограмм располагаются вне оси и что они не одни и те же для различных точек объекта и восстановленного изображения. Только в частном случае, когда первичная ось RO (для типов I и II) или вторичная ось RV (для типов IV и V) перпендикулярна голограмме, фокусы одинаковы для всех точек восстановленного изображения (изображение типа I или II) или для каждой точки объекта (изображение типа IV

или V) и находятся на оси, перпендикулярной плоскости голограммы.

Существует много способов определения фокусов, но мы будем их определять таким образом, чтобы они были одинаковыми для любой меридиональной плоскости.

Это возможно только, когда фокусы располагаются на первичной оси (изображение типа I и II) и на вторичной оси (изображение типа IV и V), поскольку любая меридиональная плоскость содержит эти оси. Фокусное расстояние, измеренное вдоль первичной или вторичной оси, можно найти из соотношений сопряжения, которые мы рассмотрим в § 7.5; при этом считается, что источник расположен в бесконечности. В табл. 2 представлены фокусные расстояния,

Таблица 2

Соотношения сопряжения в голографии (полярные координаты)

Тип	Главные оси	Соотношение сопряжения	Фокусное расстояние	Аналог
I	RO	$\frac{1}{\rho_{dp}} + \frac{1}{\rho_c} = \frac{1}{F_{pd}} \frac{\sin \theta_c}{\sin \theta_o};$ $\theta_i = \theta_o$	$\frac{1}{F_{pd}} = \frac{1}{\rho_r} - \frac{1}{\rho_o}$	Линза
II	RO	$\frac{1}{\rho_{cp}} + \frac{1}{\rho_c} = \frac{1}{F_{pc}} \frac{\sin \theta_c}{\sin \theta_o};$ $\theta_i = \theta_c$	$\frac{1}{F_{pc}} = - \left( \frac{1}{\rho_r} - \frac{1}{\rho_o} \right)$	Линза
IV	RC	$\frac{1}{\rho_{ds}} + \frac{1}{\rho_o} = \frac{1}{F_{sd}} \frac{\sin \theta_o}{\sin \theta_c};$ $\theta_i = \theta_o$	$\frac{1}{F_{sd}} = \frac{1}{\rho_r} - \frac{1}{\rho_c}$	Линза
V	RC	$\frac{1}{\rho_{cs} \sin \theta_i} - \frac{1}{\rho_o \sin \theta_o} =$ $= \frac{1}{F_{sc} \sin \theta_c};$ $\frac{1}{\text{tg } \theta_i} = \frac{1}{\text{tg } \theta_o} - \frac{2}{\text{tg } \theta_c}$	$\frac{1}{F_{sc}} = - \left( \frac{1}{\rho_r} + \frac{1}{\rho_c} \right)$	Зеркало (мнимый объект)

полученные из таких вычислений для различных типов сопряжений. Условия здесь те же, что и в обычной линзовой оптике: положительное фокусное расстояние соответствует выпуклой линзе, а отрицательное — вогнутой. Условия для расстояний от источника и изображения также аналогичны условиям линзовой оптики: расстояние до объекта считается положительным, если он находится слева от голограммы, а до изображения — если оно находится справа от голограммы,

В случае изображений типов I, II и IV узловые точки совпадают с первичной  $V'$  и вторичной  $V''$  вершинами голограммы, что соответствует представлению голограммы как линзы, но узловая точка для изображения типа V расположена на вторичной оси RC, причем расстояние от изображения до вторичной вершины  $V''$  равно удвоенному фокусному расстоянию. Это свойственно больше зеркалу, чем линзе, и является причиной некоторых особенностей сопряженного изображения, которые мы подробно обсудим в разд. 7.5.2. Рассматриваемые таким образом голограммы должны иметь свойства, аналогичные во всем линзам, за исключением одного: главная ось не является перпендикулярной плоскости голограммы — это то, за что приходится расплачиваться, если кардинальные точки не должны быть различными для разных меридиональных плоскостей.

Фокальные плоскости представляют собой геометрические места точек, изображения которых находятся в бесконечности. Если использовать соотношения сопряжения (3), приведенные в параграфе 7.5, то фокальные плоскости оказываются плоскостями, проходящими через фокусы и перпендикулярными первичной или вторичной оси; но если используются выражения (4) и (5), в которых расстояния проецируются на линию, перпендикулярную меридиональной линии, то фокальные плоскости параллельны плоскости голограммы, поскольку каждая фокальная линия параллельна меридиональной линии, а последняя располагается в плоскости голограммы.

В итоге рассмотрим кардинальные точки для различных типов голограмм.

Для получения изображений по типу I главной осью является первичная ось RO, узловые точки совпадают с первичной вершиной, а фокусы  $F_p$  и  $F'_p$  располагаются по обе стороны от голограммы на главной оси на расстоянии от вершины  $V'$ , определяемом из табл. 2. Эти кардинальные точки показаны на рис. 5.

Для получения изображений по типу II главная ось и узловые точки те же, что и для получения изображения по типу I; к этому же типу относятся и главные фокусы, кроме двух, которые поменялись местами из-за изменения знака фокусного расстояния.

Для получения изображения по типу IV главной осью является вторичная ось CR — линия, пересекающая как опорный источник R, так и восстанавливающий источник C; узловые точки совпадают с вершиной  $V''$ , а фокусы  $F_{sd}$  и  $F'_{sd}$  расположены по обе стороны от голограммы на расстоянии от вторичной вершины  $V''$ , приведенном в табл. 2; здесь индекс sd указывает на вторичную ось и прямое изображение (первые буквы английских слов secondary axis и direct image). Все эти точки приведены на рис. 6.

Наконец, в случае изображения по типу V главной осью также является вторичная ось CR; узловая точка N расположена на глав-

ной оси на двойном фокусном расстоянии от вторичной вершины  $V''$ , и оба фокуса  $F_{sc}$  и  $F'_{sc}$  сливаются на главной оси на расстоянии от вторичной вершины, приведенном в табл. 2. Заметим, что вторичная вершина не является узловой точкой, за исключением случая, когда вторичная ось CR перпендикулярна голограмме.

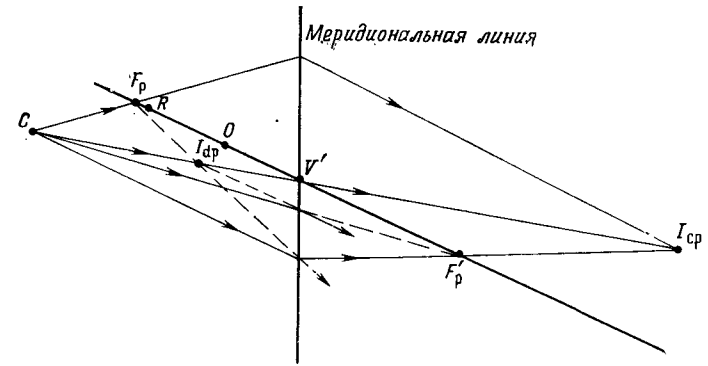


Рис. 5. Кардинальные точки голограммы и связанные с ними лучи (при получении изображений по типу I и II).

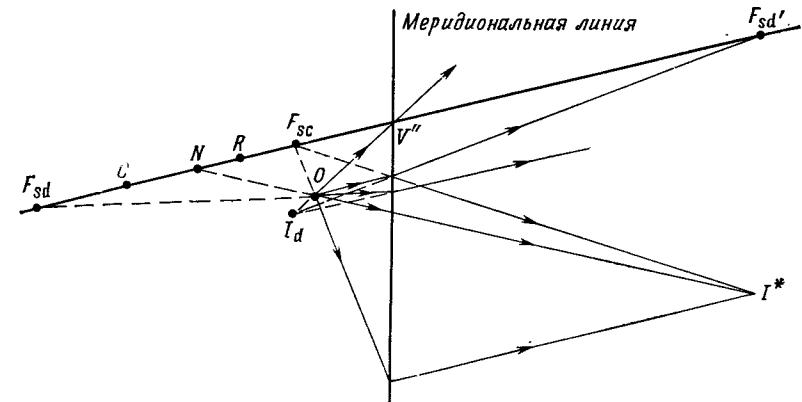


Рис. 6. Кардинальные точки голограммы и связанные с ними лучи (при получении изображений по типу IV и V).

Опираясь на приведенные выше свойства кардинальных точек, можно ввести в рассмотрение главные лучи, свойства которых идентичны тем, которые обычно приписывают линзам и зеркалам. В дополнение к приведенным в § 7.3 мы имеем следующие лучи:

- 1) луч, проходящий через фокус и отклоняемый голограммой вдоль линии, параллельной главной оси;
- 2) луч, проходящий через узловую точку, который не отклоняется;

3) луч, идущий вдоль линии, параллельной главной оси, и отклоняемый голограммой в направлении линии, проходящей через фокус.

Главные лучи для различных сопряженных пространств показаны на рис. 5 и 6.

## 7.5. УРАВНЕНИЯ СОПРЯЖЕНИЯ

### 7.5.1. Основные уравнения

Главные лучи, описанные в предыдущих параграфах, позволяют определять положения изображений графическим способом. Поскольку эти лучи не являются параксиальными, связанные с ними соотношения сопряжения не ограничены параксиальным приближением, но при правильном использовании пригодны в общем случае для определения положений изображения, даже когда параксиальные условия не соблюдаются.

Уравнение сопряжения для прямого изображения можно получить из рассмотрения подобных треугольников на рис. 5. Если считать положительными расстояния до голограммы от объекта, опорного источника и восстанавливающего источника, когда они находятся слева от меридиональной линии, а изображение — справа, и если считать, что выпуклые линзы имеют положительные фокусные расстояния, то можно записать следующее уравнение в полярных координатах:

$$\frac{1}{\rho_{др}} = -\frac{1}{\rho_c} + \left( \frac{1}{\rho_r} - \frac{1}{\rho_o} \right) \frac{\sin \theta_c}{\sin \theta_o} \quad \text{и} \quad \theta_i = \theta_c, \quad (3)$$

где расстояния  $\rho_o$ ,  $\rho_r$ ,  $\rho_c$  и  $\rho_{др}$  от объекта  $O$ , опорного источника  $R$ , восстанавливающего источника  $S$  и изображения  $I$  измеряются от первичной вершины, а углы отсчитываются от меридиональной линии на вершине  $V'$  в меридиональной плоскости.

Уравнения сопряжения можно записать также в декартовых координатах. Если предположить, что координата  $x$  параллельна меридиональной линии, ось  $y$  перпендикулярна ей, а начало координат расположено где-либо на меридиональной линии, то декартовы координаты прямого изображения связаны с декартовыми координатами объекта  $O$ , опорного источника  $R$  и восстанавливающего источника  $S$  соотношениями

$$\frac{1}{y_{др}} = -\frac{1}{y_c} + \frac{1}{y_r} - \frac{1}{y_o}, \quad (4)$$

$$x_{др} = \frac{x_c y}{y_c} - \left[ x_r - \frac{(x_r - x_o)}{y_r - y_o} y_r \right] \left[ \frac{y}{y_c} - 1 \right]. \quad (5)$$

Если начало координат выбрано на первичной вершине голограммы, то эти соотношения принимают вид

$$\frac{1}{y_{др}} = -\frac{1}{y_c} + \frac{1}{y_r} - \frac{1}{y_o}; \quad x_{др} = \frac{x_r y}{y_r}. \quad (6)$$

Эти соотношения представляют собой уравнения сопряжения в параксиальном приближении для декартовых координат; следует заметить, что эти уравнения позволяют с высокой точностью определять точки изображения даже в непараксиальном случае. Кроме того, соотношение для  $y$  справедливо для любого расположения начала координат на меридиональной линии. Отсюда следует, что если объект, восстанавливающий и опорный источники перемещаются в меридиональной плоскости параллельно меридиональной линии (не обязательно вместе), то расстояние от меридиональной линии до изображения не изменяется.

В табл. 3 представлены декартовы координаты изображений для различных пар сопряженных пространств по отношению к декартовым координатам объекта  $O$ , опорного источника  $R$  и восстанавливающего источника  $S$ .

Если расстояния измеряются от первичной вершины  $V'$  (изображение по типу I и типу II) или от вторичной вершины  $V''$  (изображение по типу IV и типу V), то в этом случае в третьей колонке табл. 3 мы имеем более простые выражения. В случае же, когда начало координат располагается в какой-либо точке на меридиональной линии, мы имеем более сложные выражения (см. последнюю колонку в табл. 3). Если нам нужно получить соотношения, когда начало координатных осей может находиться в любой точке меридиональной плоскости, то это нетрудно сделать; для этого нужно в соответствующее соотношение из последней колонки табл. 3 добавить ко всем расстояниям по оси  $y$  расстояния от начала координат до меридиональной линии.

В табл. 2 представлены соотношения сопряжения в полярных координатах для различных пар сопряженных пространств. Фокусные расстояния измеряются вдоль первичной оси для получения изображений по типу I и II, тогда как для типа IV и V они измеряются вдоль вторичной оси. Как мы упоминали выше, расстояния считаются положительными слева от линзы для объекта  $O$ , опорного источника  $R$  и восстанавливающего источника  $S$  и справа от линзы для изображения. Углы измеряются от меридиональной линии с вершины; положительным считается фокусное расстояние для выпуклой линзы, тогда как отрицательное соответствует вогнутой линзе. В последней колонке табл. 2 для сравнения указаны оптические элементы, свойства которых по формированию изображений совпадают со свойствами голограмм. Особые свойства сопряженного

Таблица 3

## Соотношения сопряжения в голографии (декартовы координаты)

Тип	Главная ось	Начало координат на вершине	Начало координат на меридиональной линии
I	RO	$\frac{1}{y_{dp}} = -\frac{1}{y_c} + \frac{1}{y_r} - \frac{1}{y_o}$ $x_{dp} = \frac{x_c y}{y_c}$	$\frac{1}{y_{dp}} = -\frac{1}{y_c} + \frac{1}{y_r} - \frac{1}{y_o}$ $x_{dp} = -\frac{x_c y}{y_c} + \left[ x_r - \frac{x_r - x_o}{y_r - y_o} y_r \right] \times$ $\times \left[ \frac{y}{y_c} + 1 \right]$
II	RO	$\frac{1}{y_{cp}} = -\frac{1}{y_c} - \frac{1}{y_r} + \frac{1}{y_o}$ $x_{cp} = -\frac{x_c y}{y_c}$	$\frac{1}{y_{cp}} = -\frac{1}{y_c} - \frac{1}{y_r} + \frac{1}{y_o}$ $x_{cp} = \frac{x_c y}{y_c} - \left[ x_r - \frac{x_r - x_o}{y_r - y_o} y_r \right] \times$ $\times \left[ \frac{y}{y_o} + 1 \right]$
IV	RC	$\frac{1}{y_{ds}} = -\frac{1}{y_c} + \frac{1}{y_r} - \frac{1}{y_o}$ $x_{ds} = -\frac{x_o y}{y_o}$	$\frac{1}{y_{ds}} = -\frac{1}{y_c} + \frac{1}{y_r} - \frac{1}{y_o}$ $x_{ds} = -\frac{x_o y}{y_o} + \left[ x_r - \frac{x_r - x_c}{y_r - y_c} y_r \right] \times$ $\times \left[ \frac{y}{y_o} + 1 \right]$
V	RC	$\frac{1}{y_{cs}} = -\frac{1}{y_c} - \frac{1}{y_r} + \frac{1}{y_o}$ $x_{cs} = \left( \frac{x_o}{y_o} - \frac{2x_c}{y_c} \right) y$	$\frac{1}{y_{cs}} = -\frac{1}{y_c} - \frac{1}{y_r} + \frac{1}{y_o}$ $x_{cs} = \left\{ \frac{x_o}{y_o} - \frac{2x_c}{y_c} + \left[ x_c - \frac{x_r - x_c}{y_r - y_c} y_c \right] \times \right.$ $\left. \times \left[ \frac{1}{y} - \frac{1}{y_o} - \frac{2}{y_c} \right] \right\} y$

изображения трехмерного объекта относятся к получению изображения по типу IV, и мы их подробно рассмотрим в следующем разделе.

## 7.5.2. Свойства сопряженного изображения

Сопряженное изображение, восстановленное с голограммы, имеет некоторые особые свойства, к которым относится явление обращения глубины. Для изучения этого явления удобно использовать сопряженные пространства объекта и сопряженного изображения (тип V). В этом случае получение изображений по типу II (восста-

навливающий источник и сопряженное изображение) непригодно, поскольку для протяженного объекта первичная вершина меняет свое положение для каждой точки объекта и из соотношений сопряжения типа II не вытекает наличие каких-либо особых свойств.

Соотношения сопряжения типа V показывают, что формирование сопряженного изображения напоминает формирование изображения зеркалом. Однако здесь имеются существенные различия: во-первых, из соотношений сопряжения следует, что изображение аналогично изображению, получаемому от мнимого объекта (из-за отрицательного знака расстояния до объекта), и, во-вторых, как можно видеть на рис. 6, осевая симметрия относительно вторичной оси V" нарушается, как только вторичная ось перестает быть перпендикулярной меридиональной линии. Это вытекает из наличия второго члена в соотношении сопряжения для x при получении изображения по типу V или в сложном выражении для угла изображения, измеренного от вторичной вершины в полярных координатах (табл. 2).

При записи на голограмму трехмерного объекта точки, ближайшие к голограмме, будут также ближайшими к голограмме и в восстановленном сопряженном изображении, видимом сквозь голограмму. Если это изображение находится по ту же сторону от голограммы, что и наблюдатель (рис. 6), то будет наблюдаться кажущееся обращение глубины, почему это изображение иногда и называют псевдоскопическим.

Определим теперь условия, при которых имеет место эффект обращения глубины. Запишем соотношение для расстояния от меридиальной линии до сопряженного изображения

$$\frac{1}{y_{cs}} = -\frac{1}{y_c} - \frac{1}{y_r} + \frac{1}{y_o} \quad (7)$$

и продифференцируем его по расстоянию до объекта  $y_o$ , считая  $y_c$  и  $y_r$  постоянными. Изображение будет псевдоскопическим, если

$$dy_{cs}/dy_o > 0. \quad (8)$$

Это условие удовлетворяется, если

$$y_{cs} > 0. \quad (9)$$

Для большинства схем записи и восстановления это означает, что изображение будет псевдоскопическим, только если сопряженное изображение будет находиться по другую сторону голограммы от восстанавливающего источника, т. е. будет действительным.

## 7.6. ПРИЛОЖЕНИЯ К РАЗЛИЧНЫМ ТИПАМ ГОЛОГРАММ

### 7.6.1. Габоровские голограммы ( $\theta_1 \approx \theta_0 \approx \theta_2$ )

В случае когда голограмма содержит точки, находящиеся лишь по соседству с первичной вершиной  $V'$ , голограмма является осевой, т. е. мы имеем голограмму Габора [7]. У этого типа голограмм на одной линии расположены как прямое, так и сопряженное изображения, что приводит к перекрытию изображений. В данном случае соотношения сопряжения принимают вид

$$\frac{1}{\rho} + \frac{1}{\rho_c} = \pm \left( \frac{1}{\rho_r} - \frac{1}{\rho_o} \right). \quad (10)$$

### 7.6.2. Голограммы изображения ( $\rho_o \approx 0$ )

В этом типе голограммы объект (в некоторых случаях действительное изображение, сформированное линзой) расположен очень близко к поверхности голограммы или даже захватывает ее (в случае трехмерного объекта), тогда как восстанавливающий и опорный источники обычно не слишком близко расположены к голограмме; соотношения сопряжения дают

$$y_d \approx y_o. \quad (11)$$

Отсюда следует, что положение изображения не очень чувствительно к положению объекта, поскольку

$$\frac{\partial x}{\partial x_c} = \frac{y}{y_c} \approx 0. \quad (12)$$

Это означает, что изображение можно восстановить, используя протяженный источник, причем удастся избежать смаза изображения. Положение изображения не чувствительно также к длине волны восстанавливающего источника, так что такие голограммы можно восстанавливать протяженным источником белого света [22].

### 7.6.3. Коллимированный опорный пучок ( $\rho_r = \infty$ )

При коллимированном опорном пучке опорный источник  $R$  располагается в бесконечности. Для любой точки объекта голограмму можно рассматривать как голографическую линзу с фокусным расстоянием  $y_o$ . В случае когда коллимированными являются и опорный, и восстанавливающий пучки, прямое и сопряженное изображения располагаются по обеим сторонам голограммы на расстоянии от меридиональной линии, равном  $y_o$  (расстояние от объекта до меридиональной линии).

### 7.6.4. Безлинзовые голограммы Фурье ( $y_r = y_o$ )

Когда объект и опорный источник расположены на равном расстоянии от меридиональной линии, голограмму называют безлинзовой голограммой Фурье [21], поскольку записанные интерференционные полосы соответствуют фурье-образу объекта (см. § 4.3). В этом случае первичная ось параллельна голограмме и для расстояний до изображения мы имеем

$$y_{dp} = -y_c, \quad (13)$$

$$y_{cp} = -y_c. \quad (14)$$

Отсюда следует, что как прямое, так и сопряженное изображения расположены на той же стороне от голограммы, что и восстанавливающий источник, и на одном и том же расстоянии от меридиональной линии. Используя соотношения сопряжения для типа IV и V, получаем следующие расстояния от изображений до вторичной вершины:

$$x_{ds} = x_o y_c / y_o, \quad (15)$$

$$x_{cs} = -(x_o y_c / y_o) + 2x_c. \quad (16)$$

Это означает, что два изображения находятся по обе стороны от восстанавливающего источника  $R_c$  на одинаковых расстояниях от него, равных

$$x'_{ds} = (x_o y_c / y_o) - x_c, \quad (17)$$

$$x'_{cs} = -(x_o y_c / y_o) + x_c. \quad (18)$$

В этом случае как прямое, так и сопряженное изображения являются обычно мнимыми.

### 7.6.5. Голограммы Фурье ( $y_o = \infty, y_r = \infty$ )

Это, по-видимому, наиболее важная схема голографического процесса (см. гл. 4). С точки зрения геометрии такая схема представляет собой частный случай безлинзовой голограммы Фурье ( $y_o = y_r$ ), хотя обычно здесь запись осуществляется, когда объектный и опорный пучки расположены в передней фокальной плоскости линзы [23]. Соотношение сопряжения для голограмм Фурье можно получить, если заменить  $1/\text{tg } \theta_o$  на  $x_o/y_o$ . Если восстанавливающий пучок коллимирован, то в изображении полностью отсутствуют aberrации при любом угле падения восстанавливающего пучка; это объясняется тем, что для любой точки объекта такая голограмма должна менять падающую плоскую волну на другую плоскую волну; такое изменение может происходить без внесения aberrаций. Практически это означает, что для точного определения угловых и линейных координат голограммы не требуется избавляться от aberrаций.



## 7.6.6. Голограммы со случайным смещением

В этом типе голограмм опорный источник является не точечным, а протяженным. Роль такого источника может играть рассеиватель [2], а в голографии с локальным опорным пучком [4], к которой данный анализ также применим, это может быть часть объекта.

Используя главные лучи 1 и 3 для получения изображений по типу IV, описанному в разд. 7.3.3, из геометрических соображений можно показать, что точка объекта рассеивается в направлении, параллельном меридиональной линии, преобразуясь в пятно изображения размером

$$s_i = s_r y_i / y_r, \quad (19)$$

где  $s_i$  — размер пятна изображения,  $s_r$  — размер опорного источника, а  $y_i$  и  $y_r$  — расстояния от меридиональной линии до изображения и опорного источника соответственно. Но увеличение изображения равно  $y_i / y_o$ ; таким образом, изображение эффективно размывается функцией рассеяния, имеющей ширину  $s_r y_o / y_r$ . В типичной схеме для записи голограмм трехмерных объектов эффективная функция рассеяния равна примерно 1/3 размера источника, что приводит к размеру разрешаемого элемента изображения около 0,3 мм.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Abramovitz I. A., Ballantyne J. M., J. Opt. Soc. Amer., 57, 1522 (1967).
2. Arsenault H. H., Opt. Comm., 4, 267 (1971).
3. Arsenault H. H., J. Opt. Soc. Amer., 65, 903 (1975).
4. Caulfield H. J., Harris J. L., Hemstreet H. W., Cobb J. G., Proc. IEEE, 55, 1758 (1967). [Имеется перевод: Колфилд, Гаррис, Хиллстрит, Кобб.—ТИИЭР, 1967, № 12, с. 118, 119.]
5. Champagne E. B., J. Opt. Soc. Amer., 57, 51 (1967).
6. Gabor D., Proc. Phys. Soc., B64, 244 (1951).
7. Gabor D., Proc. Phys. Soc., B64, 449 (1951).
8. Helstrom C. W., J. Opt. Soc. Amer., 56, 433 (1966).
9. Joeng T. H., Amer. J. Phys., 43, 714 (1975).
10. Latta J. N., Appl. Opt., 10, 2698 (1971).
11. Leith E. N., Upatnieks J., Haines K. A., J. Opt. Soc. Amer., 55, 981 (1965).
12. Lukosz W., J. Opt. Soc. Amer., 58, 1084 (1968).
13. Mandelkorn F., J. Opt. Soc. Amer., 63, 1119 (1973).
14. Meier R. W., J. Opt. Soc. Amer., 55, 987 (1965).
15. Meier R. W., J. Opt. Soc. Amer., 56, 219 (1966).
16. Meier R. W., J. Opt. Soc. Amer., 57, 895 (1967).
17. Miler M., Optica Acta, 19, 555 (1972).
18. Neumann D. B., J. Opt. Soc. Amer., 56, 858 (1966).
19. Offner A., J. Opt. Soc. Amer., 56, 1509 (1966).
20. Rogers G. L., Proc. Roy. Soc. Edinburgh, A63, 14 (1951).
21. Stroke G. W., Appl. Phys. Lett., 6, 201 (1965).
22. Stroke G. W., Phys. Lett., 23, 325 (1966).
23. Vander Lugt A., IEEE Trans. Inform. Theor., IT-10, 139 (1964).
24. Welford W. T., Opt. Comm., 9, 268 (1973).
25. Welford W. T., Opt. Comm., 14, 322 (1975).

## Глава 8

## АППАРАТУРА И МЕТОДЫ

## 8.1. ТВЕРДОТЕЛЬНЫЕ ЛАЗЕРЫ

В. Кехнер

## 8.1.1. Введение

Основными элементами твердотельного лазера с оптической накачкой являются цилиндрический лазерный стержень, спиральная или линейная лампа-вспышка, отражатель, обеспечивающий хорошую оптическую связь между лампой-вспышкой и лазерным стержнем, и оптический резонатор, содержащий зеркала с полным и частичным отражением.

Внутри резонатора помещаются дополнительные элементы, такие, как модулятор добротности, эталон или диафрагма, для того чтобы управлять временными, спектральными или пространственными выходными характеристиками генератора. Вспомогательное оборудование лазера включает источник питания высокого напряжения, конденсатор для накопления энергии, блок управления лампой-вспышкой и систему водяного охлаждения.

В твердотельных лазерах активные атомы лазерной среды внедряются в твердое тело, такое, как кристалл или стекло. Процесс оптической накачки заключается в том, что под действием света, генерируемого лампой-вспышкой и поглощаемого активной средой, атомы активной среды переходят со своего основного уровня на возбужденные уровни. При достаточно высокой интенсивности света накачки в лазерной среде достигается инверсия населенностей электронов, которая приводит к накоплению энергии на верхнем лазерном уровне.

Оптический резонатор, включающий в себя два противостоящих зеркала, выполняет функцию элемента обратной связи. Если усиление в активной среде превышает общие оптические потери в резонаторе, то происходит излучение лазерного света из генератора.

Длительность светового импульса от импульсной лампы обычно составляет 0,5—1 мс. При уровнях накачки, которые в достаточной степени превышают пороговое значение, импульс излучения на выходе лазера приблизительно повторит по длительности излучение от импульсной лампы. Длительность импульса излучения, получаемая при таком типичном режиме работы лазера, оказывается слишком велика для формирования голограмм многих объектов; кроме того, из-за тепловых эффектов в лазерном веществе чрезвычайно трудно

поддерживать узкой ширину линии спектра излучения лазера в течение такого большого периода времени.

С помощью модулятора добротности длительность импульса излучения можно уменьшить до десятков наносекунд. Это устройство представляет собой быстродействующий оптический затвор, помещаемый внутри резонатора лазера. Во время оптической накачки модулятор остается закрытым и не позволяет лазеру генерировать излучение до тех пор, пока инверсия населенностей не достигнет уровня выше порогового. Когда модулятор открывается, накопленная энергия мгновенно реализуется в виде очень короткого импульса света. Пиковая мощность импульса излучения в таком режиме на много порядков величины превышает мощность импульсов излучения от генераторов, работающих в обычном режиме.

Для более подробного знакомства с твердотельными лазерами мы рекомендуем читателю обратиться к книгам [5, 7].

## 8.1.2. Рубиновый и Nd:YAG-лазеры

### 8.1.2.1. Рубиновый лазер

Рубин остается, несомненно, наиболее широкоиспользуемым материалом для твердотельных лазеров, применяемых в голографии, главным образом из-за большой энергии выходного излучения и его длины волны.

Стержень рубинового лазера изготавливается из искусственного сапфира  $Al_2O_3$ , в который вводится примесь  $Cr_2O_3$  в количестве 0,05 вес. %. Замена небольшого количества ионов  $Al^{3+}$  на ионы  $Cr^{3+}$  приводит к окрашиванию вещества в ярко-розовый цвет. Действие лазера является результатом возбуждения ионов светом накачки. Рубиновый лазер излучает свет с длиной волны 0,6943 мкм.

Рубиновый стержень лазера, применяемого в голографии, обычно имеет диаметр 5—10 мм и длину 75—100 мм. Оба торца стержня тщательно полируют, чтобы они были параллельны друг другу, и покрывают противоотражающим слоем. Модуляция добротности в лазере осуществляется либо ячейкой Керра, либо ячейкой Поккельса, либо насыщающимся поглотителем.

Главный элемент ячеек Поккельса и Керра — это вещество, которое под действием внешнего электрического поля становится двулучепреломляющим. Мы предполагаем, что двулучепреломляющий кристалл размещается между поляризатором и задним зеркалом, как показано на рис. 1. Модуляция добротности осуществляется следующим образом. Во время излучения импульса лампы-вспышки к электрооптической ячейке прикладывается импульс напряжения, который вызывает запаздывание на  $\lambda/4$  между  $x$ - и  $y$ -составляющими падающего пучка. После прохождения через кристалл модулятора добротности этот падающий линейно-поляризованный свет стано-

вится поляризованным по кругу. Излучение, будучи отраженным от зеркала, проходит через электрооптическую ячейку и испытывает еще одну задержку на  $\lambda/4$ , становясь линейно-поляризованным, но уже под углом  $90^\circ$  к своему исходному направлению поляризации. Это излучение не пропускается поляризатором в резонатор лазера,

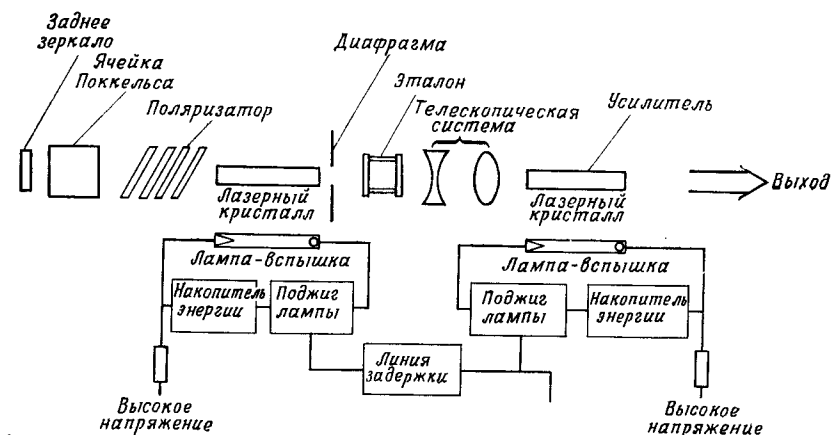


Рис. 1. Блок-схема применяемого в голографии твердотельного лазера с усилителем.

и таким образом прерывается обратная связь. К концу импульса излучения лампы-вспышки с электрооптической ячейки снимается напряжение, что позволяет системе поляризатор — электрооптическая ячейка пропустить пучок линейно-поляризованного света без потерь. В резонаторе лазера возникают колебания, которые после окончания импульса задержки модулятора добротности приводят к излучению из резонатора.

Модулятор добротности на красителе представляет собой жидкостную ячейку с насыщающим красителем, например криптоцианином, растворенным в метаноле; эта ячейка помещается внутри оптического резонатора. Первоначально краситель поглощает флуоресценцию лазерного стержня, изолируя таким образом зеркала от остальной части резонатора. По мере того как интенсивность света возрастает, краситель неожиданно обесцвечивается и лазерное излучение может отражаться от обоих зеркал резонатора, что приводит к генерации лазерного излучения.

Пассивный модулятор добротности на красителе имеет следующие преимущества: стоимость его невелика, он прост в обращении, а выходной импульс излучается в узкой полосе частот. Однако существует и ряд недостатков, связанных с насыщаемостью модулятора добротности. Время между поджигом лампы-вспышки и излучением светового импульса с модулированной добротностью связы-

вают с разбросом, который обычно составляет 10—100 мкс. Кроме того, модулятор добротности на красителе не позволяет получить двух импульсов света с модулированной добротностью.

Очень часто в голографических применениях требуется точная синхронизация между входным и выходным импульсами. Кроме того, для голографической интерферометрии необходима генерация двух импульсов света с модулированной добротностью. По этой причине в большинстве промышленных лазеров для голографии используется модулятор добротности на ячейке Поккельса.

Для применений, требующих большей энергии импульса с модулированной добротностью, чем получаемая от лазерного генератора, можно построить систему генератор — усилитель. В усилителях рубиновые стержни имеют диаметры 1—2 см и длину до 20 см. В процессе усиления пространственная и временная когерентности излучения лазера по существу сохраняются. Рубиновые лазеры, применяемые в голографии, рассмотрены в работах [2—5, 8, 10, 11].

### 8.1.2.2. Nd:YAG-лазер

Алюмоиттриевый гранат с примесью неодима (Nd : YAG) обладает сочетанием свойств, исключительно благоприятных для работы лазера. В частности, кубическая структура кристалла YAG особенно способствует сужению ширины линии флуоресценции, что приводит к высокому коэффициенту усиления и низкому порогу срабатывания лазера. Излучение лазера происходит на переходе с длиной волны 1,064 мкм.

С точки зрения применений в голографии преимущества Nd : YAG сравнимы с рубином, а именно более эффективное действие и способность к высокой скорости повторения импульсов излучения сводятся на нет двумя главными недостатками: в режиме модулированной добротности Nd : YAG-лазер не способен генерировать такую большую энергию, как рубиновый лазер, и выходное излучение лазера является инфракрасным. Для того чтобы можно было применять Nd : YAG-лазер в голографии, длину волны его излучения следует уменьшить до 0,5300 мкм с помощью генератора гармоник, помещаемого на выходе. В Nd : YAG-лазере удвоения частоты излучения можно достичь, используя температуроуправляемый кристалл арсенатодейтериевого цезия (CD\*А) или некоторые другие нелинейные кристаллы. Обычно КПД такого преобразования составляет 20—40%.

Максимальная выходная энергия излучения Nd : YAG-лазера на наибольшей удвоенной частоте почти на два порядка ниже энергии излучения больших рубиновых лазеров, сравнимых по спектральным и пространственным параметрам излучения. С другой стороны, в рубиновом лазере максимальная скорость повторения импульсов ограничена величиной 1 импульс/с, тогда как

Nd : YAG-лазер обеспечивает скорость повторения 50 импульс/с. Более низкие выходные характеристики Nd : YAG-лазера в сочетании с тем, что он требует дополнительного генератора гармоник, делают Nd : YAG-лазер плохим конкурентом рубинового лазера в области голографии. Характеристики Nd : YAG-лазеров применительно к голографии рассмотрены в работах [1, 9].

### 8.1.3. Главные конструктивные характеристики лазеров для голографии

Твердотельные лазеры, используемые в голографии, характеризуются высокой степенью пространственной и временной когерентности. Способность лазера излучать два импульса с коротким промежутком между ними также оказывается полезной для некоторых целей голографии. С целью получения больших голограмм с высоким разрешением желательно иметь опорный пучок с высокой степенью пространственной когерентности. Временная когерентность лазера определяет глубину объекта или сцены, которую может обеспечить голограмма. Способность к формированию двойного импульса существенна для некоторых применений при проведении неразрушающего контроля. Обычно две голограммы регистрируются на одну и ту же пластинку с интервалом между экспозициями 1—1000 мкс. Любое возмущение испытуемого объекта в течение этого интервала будет обнаружено по интерференционным полосам на дважды экспонированной фотопластинке. Метод двух экспозиций позволяет применить голографию для анализа напряжения, распространения удара, изучения вибраций и визуализации полета снаряда в воздухе. Более подробно эти применения рассматриваются в § 10.4.

#### 8.1.3.1. Пространственная когерентность

Накачка лазерного стержня диаметром 6—10 мм, помещенного в типовой лазерный резонатор длиной 50—100 см, вызовет большое число поперечных мод, которые генерируют одновременно по диаметру стержня. Поскольку частоты генерации поперечных мод не связаны друг с другом, пространственная когерентность выходного излучения оказывается очень низкой. За счет введения в резонатор апертуры диаметром около 2 мм лазер можно заставить работать в режиме TEM<sub>00</sub> моды. Работа лазера в одномодовом режиме приводит к гауссову распределению интенсивности по поперечному сечению пучка и однофазному волновому фронту.

## 8.1.3.2. Временная когерентность

Если в лазере не предусмотрены какие-либо элементы для селекции аксиальных мод резонатора, то спектр выходного излучения будет содержать большое число дискретных частот, определяемых продольными модами. Ширина линии лазерного излучения ограничивает число мод, которые имеют коэффициент усиления, достаточный для генерации. Эта ситуация схематически представлена

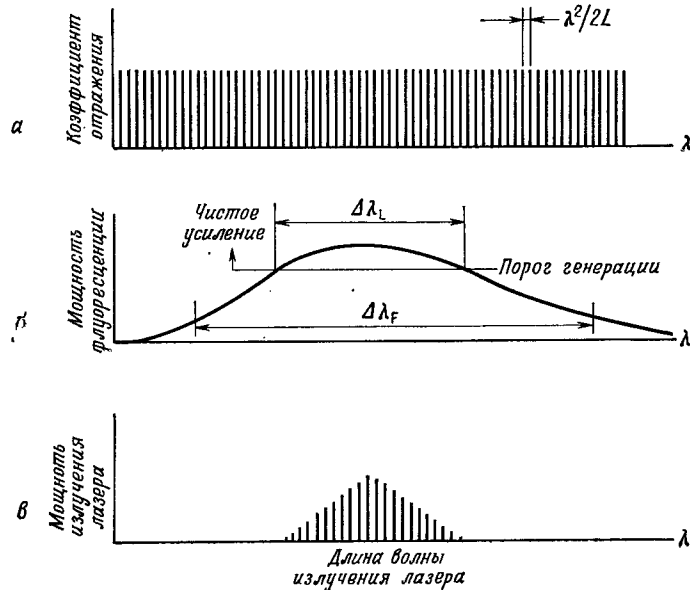


Рис. 2. Схематическое представление спектрального распределения мощности выходного излучения лазера без селекции мод. *a* — в оптическом резонаторе; *б* — в излучении флуоресценции активной среды; *в* — в выходном излучении лазера;  $\Delta\lambda_F$  — ширина спектра флуоресценции;  $\Delta\lambda_L$  — ширина спектра излучения лазера.

на рис. 2, на котором показаны резонансные частоты оптического резонатора и линии флуоресценции активной среды. Излучение лазера происходит на тех длинах волн, для которых произведение усиления лазерного излучения на коэффициент отражения зеркал превышает единицу. В идеализированном примере показано, что лазер должен генерировать 27 аксиальных мод.

Разделение по длинам волн двух смежных продольных мод определяется выражением

$$\Delta\lambda = \lambda_0^2/2L,$$

где  $L$  — оптическая длина резонатора. При  $L=75$  см и  $\lambda=0,6943$  мкм получаем  $\Delta\lambda=3 \cdot 10^{-2}$  мкм. В зависимости от уровня накачки руби-

нового и Nd:YAG-лазеров мы находим, что ширина линии излучения лазера без селекции мод составляет приблизительно  $(3-5) \times 10^{-5}$  мкм. Следовательно, эти лазеры генерируют обычно около 100—150 продольных мод.

Длина временной когерентности лазера сильно зависит от числа продольных мод, которые могут генерировать одновременно. Определим длину когерентности  $l_c$  как разность путей, при которой видимость интерференционных линий в интерферометре Майкельсона уменьшается в  $1/\sqrt{2}$  раз; тогда

$$l_c = 2L/N, \quad N \gg 2,$$

где  $N$  — число продольных мод.

Длина когерентности  $l_c$  одномодового лазера дается выражением

$$l_c \approx 4L \sqrt{R_1/(1-R_1)},$$

где  $L$  — длина резонатора, а  $R_1$  — коэффициент отражения переднего зеркала (в предположении, что  $R_2=1$ ). Выходной импульс излучения с одной аксиальной модой от рубинового лазера с длиной резонатора 75 см и коэффициентом отражения переднего зеркала  $R_1=0,4$  будет иметь длину когерентности  $l_c=5,2$  м.

**Управление шириной линии.** Помещая в основной резонатор дополнительные отражающие поверхности, можно отсеleccionировать большинство аксиальных мод. Если между зеркалами резонатора поместить интерферометр Фабри — Перо, то это вызовет сильную амплитудную модуляцию близко расположенных друг к другу пиков отражения основного лазерного излучения, что в свою очередь будет препятствовать достижению порога генерации для большинства мод.

Роль резонансных приборов, применяемых для интерферометрической селекции мод, заключается в обеспечении сильной обратной связи на отдельной длине волны вблизи центра линии флуоресценции и одновременно подавлении излучения на соседних длинах волн. Например, можно существенно уменьшить число генерируемых мод, заменяя стандартное переднее зеркало с диэлектрическим покрытием на однопластинчатый резонансный отражатель.

Резонансные отражатели, содержащие две, три или четыре пластины, имеют пики отражения, более узкие по сравнению с пиками отражения одиночного однопластинчатого сапфирового эталона. Это делает резонансный рефлектор лучшим селектором мод. Толщина эталонов, изготовленных из кварца или сапфира, составляет 2—3 мм, что гарантирует достаточно большое спектральное разделение максимумов отражения в пределах кривой флуоресценции, а значит, генерация излучения может произойти только в одном пике отражения. Для того чтобы достичь сужения главного пика,

промежуток между эталонами в многопластинчатых резонаторах делают в пределах 20—25 мм.

Зависимость коэффициента отражения идеального резонатора от длины волны представляет собой очень узкие пики, разделенные друг от друга большим расстоянием. Комбинируя различные методы селекции мод, такие, как добавление в резонатор многопластинчатого отражателя, использование режима работы вблизи порога генерации, применение модулятора добротности на насыщающемся поглотителе или модулятора добротности на ячейке Поккельса с очень медленным временем нарастания импульса, можно получить излучение рубинового лазера на одной аксиальной моде.

Селекция мод значительно улучшается при работе вблизи порога генерации и применении модулятора добротности, который позволяет получить в резонаторе большое число полных проходов.

Селекция продольных мод в лазере происходит в то время, когда световой импульс постепенно нарастает из шума. В течение времени формирования светового импульса моды, которые имеют более высокое усиление или меньшие потери, будут возрастать по амплитуде быстрее, чем другие моды. Это различие по амплитудам между двумя модами становится тем больше, чем больше число полных проходов в резонаторе. Следовательно, для хорошей селекции мод при данном различии в потерях между ними важно обеспечить как можно больше полных проходов света в резонаторе.

В лазере с модуляцией добротности на красителе импульс излучения формируется дольше, чем, например, в системе с модуляцией добротности на ячейке Поккельса. Однако в некоторых случаях модулятор добротности на ячейке Поккельса может действовать таким образом, что время формирования светового импульса в нем увеличится за счет увеличения времени нарастания или при работе модулятора в две ступени.

### 8.1.3.3. Многоимпульсный режим

Методы извлечения многих световых импульсов из рубинового лазера зависят от величины временного промежутка между импульсами.

**а. Время между импульсами 1 мкс — 1 мс.** Такой временной интервал оказывается наиболее широко применяемым в двухэкспозиционной голографии. Выходное излучение от стандартной одноимпульсной системы получают за счет модуляции добротности лазера дважды за период накачки. Наибольшее достижимое разделение световых импульсов определяется длительностью импульса свечения лампы-вспышки. Кратчайший временной интервал определяется временем переключения (осуществляемого электронным устройством) ячейки Поккельса и временем формирования импульса

с модулированной добротностью. Применение лазера для двухэкспозиционной голографии требует, чтобы энергии обоих световых импульсов были одинаковы. Этого можно достичь регулированием задержки между моментом поджига лампы-вспышки и импульсом с модулированной добротностью, регулировкой напряжения на ячейке Поккельса и выбором энергии, потребляемой лампой. Изменяя один или все эти параметры, можно получить одинаковые энергии обоих импульсов, если расстояние между ними находится в пределах, указанных выше.

**б. Время между импульсами 20 нс — 1 мс.** Метод, который позволяет уменьшить временной интервал между импульсами по существу до нуля, подразумевает использование лазера с двойной модуляцией добротности. В этих системах с различных участков рубинового стержня извлекают два гигантских импульса. Система использует две отдельные ячейки Поккельса и двойную апертуру в резонаторе, для того чтобы выбрать отдельные выходные моды  $TEM_{00}$ , каждая из них имеет добротность, модулированную собственной ячейкой Поккельса. Такое выходное излучение лазера состоит из двух пучков, разнесенных приблизительно на 6 мм, с разделением по времени по существу от нуля до 1 мс. Оба вышедших пучка можно объединить с помощью светоделителя и нескольких зеркал или призм. О технике многорезонаторных лазеров можно также прочитать в [6].

**в. Время между импульсами 1 мс — 1 с.** Для того чтобы расширить временной интервал между импульсами за пределы миллисекундного диапазона, необходимо поджигать лампу-вспышку дважды. Поскольку такой временной промежуток, после того как прошел первый импульс, слишком короток для перезарядки схемы, формирующей второй импульс, обычно прибегают к способу одновременного заряда двух батарей конденсаторов. Две такие батареи конденсаторов, связанные одна с другой посредством диодов или игнитронов, разряжаются с временным интервалом, который определяется требуемым временем разделения импульсов света.

**г. Время между импульсами более 1 с.** В этом случае система работает в режиме одиночного импульса с модулированной добротностью, причем частота повторения импульсов соответствует требуемому промежутку между импульсами. Конструктивные аспекты голографических лазеров подробно рассмотрены автором в книге [5].

в одном корпусе. Чтобы удовлетворить этим требованиям, рядом фирм разработаны так называемые голографические камеры.

Голографическая камера, показанная на рис. 3, содержит рубиновый лазер, детектор для контроля энергии импульса, оптические элементы для управления пучком и газовый He — Ne-лазер для восстановления изображений. Объектный пучок выходит из левого окна кожуха, в то время как опорный пучок отражается на фотопластинку, установленную в камере, с помощью зеркала, помещенного в телескопическое устройство на передней стенке камеры.

Система из двух усилителей (рис. 3, а) на рубиновых стержнях размером  $15 \times 1$  см с энергией накачки до 6 кДж позволяет получать выходное излучение в одиночной поперечной и продольной моде с энергией 4 Дж. В режиме двойного импульса генерируются два импульса с энергией 2 Дж каждый и с временным интервалом между ними 1—1000 мкс.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Bates H. E., Appl. Opt., 12, 1172 (1973).
2. Gregor E., Proc. SPIE, 93 (1971).
3. Gregor E., Davis J. H., Electro-Opt. Syst. Design, 48 (1969).
4. Koechner W., Indust. Res. (1973).
5. Koechner W., Solid-State Laser Engineering, Springer, New York, 1976.
6. Landry M. J., Appl. Phys. Lett., 18, 494 (1971).
7. Lengyel B. A., Lasers, Wiley (Interscience), New York, 1971. [Имеется перевод 1-го изд.: Лендьел Б. Лазеры.— М.: Мир, 1964.]
8. Riley L. W., Opt. Spectra, 27 (1973).
9. Way F. C., Proc. Electro-Opt. Syst. Design Confer., Anaheim, Calif., 1975.
10. Wuerker R. F., Hefflinger L. O., SPIE J., 9, 122 (1971).
11. Young M., Hicks A., Appl. Opt., 13, 2486 (1974).

## 8.2. ГАЗОВЫЕ ЛАЗЕРЫ

### Н. Баласубрамьян

#### 8.2.1. Введение

Газовые лазеры — наиболее простые и широкоиспользуемые источники света для формирования голограмм и восстановления с них изображения. Действительно, появление голографии как практического и полезного метода началось с успехов в промышленном производстве различных газовых лазеров. В данном параграфе мы кратко рассмотрим те свойства газовых лазеров, которые связаны с формированием голограмм и восстановлением изображений, ознакомим специалиста по голографии с имеющимися в наличии лазерными источниками света. Кроме того, мы рекомендуем замечатель-

ные и всеобъемлющие обзоры по теории и технике газовых лазеров [1—3, 5].

Главное внимание здесь уделяется He — Ne-лазеру, ионному аргоновому и ионному криптоновому лазерам. Другие газовые лазеры, такие, как лазер на  $\text{CO}_2$  и He — Cd-лазер, мы не будем рассматривать, поскольку они редко применяются для целей голографии. Свойства газовых лазеров, связанные с голографией, за исключением длины волны излучения, как правило, определяются объемом резонатора, а не лазерной средой. С точки зрения применения в голографии наиболее важным свойством газовых лазеров является когерентность лазерного излучения. По сравнению с остальными типами лазеров газовые лазеры обеспечивают наилучшие характеристики когерентности. Для голографии также представляют интерес такие характеристики газовых лазеров, как диапазон длин волн генерации и выходная мощность излучения лазера.

#### 8.2.2. Когерентные свойства газовых лазеров

Временная и пространственная когерентность лазерного источника, используемого для записи голограммы и восстановления с нее изображения, определяет не только свойства полученной голограммы, но также то, насколько сложной будет конфигурация оптической системы, применяемой для записи голограммы. Временная когерентность связана с конечной шириной полосы частот излучения источника, а пространственная когерентность — с его конечной протяженностью в пространстве. В газовом лазере временная когерентность определяется временными (или продольными) и пространственными (или поперечными) модами лазерного резонатора. Самая высокая степень как пространственной, так и временной когерентности получается в режиме одномодовой генерации. В § 2.3 приведены точные математические определения временной и пространственной когерентности источников света и их влияние на процессы записи голограмм и восстановления с них изображения.

Пространственная мода лазерного резонатора — это такое распределение поля, которое воспроизводится после каждого прохода резонатора. В зависимости от потерь в резонаторе лазер может генерировать излучение на нескольких пространственных модах. Кроме того, распределение поля, распространяющегося внутри резонатора, имеет конфигурацию стоячей волны, определяемую расстоянием между зеркалами резонатора. Этому условию резонанса могут удовлетворять несколько частот, и возможные частоты генерации также относятся к временным модам. Помимо этого существуют несколько временных мод, соответствующих каждой пространственной моде.

Частотное разделение между временными модами, которые существуют в резонаторе, дается выражением  $\Delta F = c/2L$ , где  $c$  — скорость света, а  $L$  — эффективная длина резонатора. Поскольку ширина полосы частот усиления активной среды определяет диапазон частот, в котором может происходить генерация лазера, число временных мод и расстояние между ними в пространстве частот зависят от длины резонатора и ширины полосы частот усиления лазера. Если  $\Delta F$  — ширина полосы отдельной временной моды, то длина когерентности этой моды равна  $L_c = c/\Delta F$ . Обычно  $\Delta F$  имеет порядок  $10^6$  Гц. Следовательно,  $L_c$  оказывается порядка километра. Когда лазер генерирует более чем одну временную моду, длина когерентности уменьшается. Кольер и др. [4] дали достаточное математическое обоснование соотношения между числом временных мод и функцией когерентности.

Выражение для функции когерентности можно записать в виде

$$|\mu(L_c)| = \left| \frac{\sin(N\pi L_c/2L)}{N \sin(\pi L_c/2L)} \right|,$$

где  $L_c$  — разность оптических путей, а  $N$  — число временных мод. Из этого выражения ясно, что степень когерентности является периодической функцией от расстояния между зеркалами резонатора.

Из предыдущего обсуждения очевидно, что для многих голографических применений предпочтительным является режим работы лазера с одной временной модой. Малая длина когерентности лазера приводит не только к ограничению регистрируемого поля объекта, но и к усложнению геометрии оптических систем, обеспечивающему получение равных оптических путей интерферирующих пучков. Для улучшения когерентности лазерных систем большой мощности с длинными резонаторами обычно используют несколько методов внутреннего возмущения резонатора, чтобы усилить действие одной временной моды. Все эти методы неизменно вводят потери в резонатор, вследствие чего снижается мощность выходного излучения. К некоторым из этих методов относятся: 1) внутрирезонаторные эталоны (или эталонный отражатель и торцевые зеркала), 2) амплитудно-модулированная синхронизация фазы, 3) частотно-модулированное взаимодействие мод. Более подробно с этими методами можно познакомиться в статье Блума [1].

Пространственная когерентность выходного излучения лазера определяется пространственной модой. Одиноким пространственной модой обеспечивает максимальную пространственную когерентность и наименьшую расходимость пучка. В большинстве лазерных резонаторов можно управлять параметрами пространственных мод, регулируя потери около границы моды. Для многих практических целей потери, испытываемые любой модой, в хорошем приближении можно получить, вычисляя интеграл интенсивности той части моды,

которая расположена вне прозрачной области резонатора лазерной трубки. Краевые потери в лазерном резонаторе определяются диаметром разрядной трубки. Таким образом, выбирая диаметр разрядной трубки, а также радиус кривизны зеркала, можно получить необходимые параметры пространственной моды лазерного резонатора. Любая мода лазера, действующего в режиме пространственных мод высшего порядка, является пространственно-когерентной. Однако, когда все моды рассматриваются в совокупности, их можно рассматривать как эквивалентный протяженный источник, определяемый размером пятна, связанного с пространственной модой пучка.

### 8.2.3. Когерентные свойства коммерческих лазеров

**а. He — Ne-лазеры.** Большинство He — Ne-лазеров имеет на выходе лазерный пучок, соответствующий низшему порядку пространственной моды  $TEM_{00}$ . Этот пучок характеризуется гауссовым распределением интенсивности в поперечном сечении и постоянной фазой волнового фронта в этом же сечении. Резонаторы различных He — Ne-лазеров имеют длину от 25 см до 2 м. Следовательно, частотные интервалы между временными модами могут быть от 600 до 75 МГц. Ширина полосы усиления, измеряемая между точками, соответствующими половине максимума интенсивности лазера на длине волны 6328 Å, составляют порядка 1500 МГц. Число временных мод и, следовательно, полезная длина когерентности зависят от длины резонатора лазера.

**б. Ионные аргоновые лазеры.** Резонаторы ионных аргоновых лазеров обычно конструируются таким образом, чтобы можно было снять с них максимальную выходную мощность излучения, а не с целью достижения лучшего качества выходного пучка. Поскольку в аргоновых лазерах зеркала резонаторов характеризуются большими радиусами кривизны, эти лазеры, как правило, работают на пространственных модах высшего порядка. Однако любой производимый промышленностью ионный лазер имеет регулируемую внутрирезонаторную диафрагму, которая ограничивает диаметр поперечной моды. Такая диафрагма вызывает дифракционные потери пространственных мод высших порядков, что приводит к работе лазера на основной пространственной моде типа  $TEM_{00}$ . Следует заметить, что выходная мощность излучения аргонового лазера, работающего в режиме моды  $TEM_{00}$ , уменьшается почти на 30% по сравнению со случаем, когда внутрирезонаторная диафрагма полностью открыта.

Ионный аргоновый лазер в противоположность He — Ne-лазеру является многоволновым. При использовании широкодиапазонных торцевых зеркал аргоновый лазер может одновременно генериро-

вать несколько дискретных длин волн. Все коммерческие аргоновые ионные лазеры имеют набор сменных торцевых зеркал резонатора, каждое из которых предназначено для работы на какой-либо одной длине волны, или призмное устройство, которое позволяет осуществлять селекцию генерации и работать в одночастотном режиме. Ширина полосы частот усиления аргонового ионного лазера составляет обычно 3,5 ГГц, а интервалы между временными модами оказываются порядка 150 МГц для лазера с мощностью излучения 1—2 Вт. Для осуществления в лазере одночастотного режима генерации для любой данной длины волны обычно применяют внутрирезонаторные эталоны, что, таким образом, позволяет достичь экстремально большой длины когерентности. Поэтому для голографических применений, в которых требуются и большая длина когерентности, и высокая мощность лазерного излучения, лучше всего выбрать аргоновый ионный лазер.

**в. Криптоновый ионный лазер.** Резонаторы криптоновых ионных лазеров имеют характеристики, аналогичные аргоновым ионным лазерам. Следовательно, их когерентные свойства также аналогичны. За исключением длин волн и выходной мощности излучения, эти два типа ионных лазеров мало чем отличаются друг от друга. Криптоновые лазеры с внутрирезонаторными эталонами обеспечивают высокую мощность излучения и большую длину когерентности в красной части видимого спектра.

#### 8.2.4. Диапазон длин волн выходного излучения газовых лазеров

Три типа газовых лазеров: гелий-неоновый, аргоновый и криптоновый позволяют получать до 40 различных линий лазерного излучения. Однако большинство этих линий являются относительно слабыми и лишь очень немногие используются для целей голографии. В табл. 1 приведены диапазоны длин волн излучения рассматриваемых газовых лазеров. Специалисту по голографии нужно обязательно знать диапазоны излучения газовых лазеров, поскольку спектральный состав излучения играет важную роль при определении пригодности имеющейся регистрирующей среды и ее чувствительности. Это оказывается также существенным при получении цветных голограмм или цветных мультиплексных голограмм. В табл. 2—4 перечислены параметры гелий-неонового, аргонового и криптонового лазеров, а также приведены диапазоны длин волн и соответствующие мощности выходного излучения, которые специалисты по голографии могут получить от большинства существующих газовых лазеров.

Таблица 1  
Длины волн (нм) излучения газовых лазеров

He—Ne-лазер	Ar-лазер	Kr-лазер
	335,0	337,5
		350,7
	351,1	
		356,4
	363,8	
		413,0
	418,2	
	437,1	
	454,5	
	457,9*	
		461,9
	465,8	
		468,0
	472,7	
		476,2*
	476,5*	
		482,5
	488,0*	
	496,5*	
	501,7*	
	514,5*	
		520,8*
	528,7*	
		530,9*
		568,1*
611,8		
632,8*		
640,1		
		647,1*
		676,4*
		752,5*
		793,1
		799,3
		858,8
	1092,0*	
1150,0*		
3390,0*		

\* Основные линии излучения лазера.



Таблица 2

## Мощность выходного излучения газовых лазеров

Лазер	Длина лазерной головки, см	Мощность выходного излучения, Вт
He—Ne	25—200	$(1—50) \cdot 10^{-3}$
Ar	30—200	$(0,01—10)^*$
Kr	75—200	$(0,05—2)^*$

\* Генерация излучения на многих длинах волн.

## 8.2.5. Диапазон мощностей выходного излучения

Из трех типов газовых лазеров, рассматриваемых здесь, He — Ne-лазер оказывается самым маломощным, в то время как аргоновый и криптоновый позволяют получать очень высокую мощность выходного излучения. Замечания, сделанные относительно мощности выходного излучения, должны рассматриваться в связи с реальными приборами, имеющими размеры, соответствующие размерам, встречаемым в лабораториях. В табл. 2 представлены значения мощности выходного излучения рассмотренных газовых лазеров.

Можно приобрести многие сверхмощные (15—20 Вт) аргоновые и криптоновые ионные лазеры, но из-за своих больших размеров, громоздкого источника питания и необходимости обязательного охлаждения эти лазеры мало пригодны для голографии. Мощностью излучения лазера совместно с чувствительностью регистрирующей среды обычно определяется время экспонирования, которое в свою очередь определяет восприимчивость оптической системы к вибрациям, тепловой турбулентности и т. п. От мощности выходного излучения лазера зависит также поле объекта, которое можно зарегистрировать за приемлемое время экспонирования.

## 8.2.6. Срок службы и стоимость

He — Ne-лазеры, несомненно, представляют собой наиболее экономичные лазеры, пригодные для голографических применений. Их срок службы превышает 6000 ч, а стоимость составляет от нескольких сотен до нескольких тысяч долларов в зависимости от требуемой мощности выходного излучения. Обычно они не требуют какой-либо специальной электрической сети для питания и не нуждаются в водяном охлаждении. Этим главным образом и объясняется, почему He — Ne-лазеры широко применяются в голографии.

Срок службы лазерных трубок аргонового и криптонового лазеров составляет около 5000 ч и менее, а стоимость этих лазерных

Таблица 3

## Мощность выходного излучения газовых лазеров на различных длинах волн

Длина волны излучения, нм	Лазер	Мощность выходного излучения *, мВт		
		низкая	средняя	высокая
335,0	Ar			50
337,5	Kr			25
350,7	Kr		50	500
351,1	Ar		30	400
356,4	Kr		35	450
363,8	Ar		30	500
413,0	Kr			$1,2 \cdot 10^3$
418,2	Ar		3	
437,1	Ar		2	
454,5	Ar		50	800
457,9	Ar	15	150	$1,5 \cdot 10^3$
461,9	Kr		5	
465,8	Ar		50	750
468,0	Kr		7	200
472,7	Ar		60	$1,2 \cdot 10^3$
476,2	Kr		50	250
476,5	Ar	25	300	$2,0 \cdot 10^3$
482,5	Kr		30	250
488,0	Ar	80	700	$5,0 \cdot 10^3$
496,5	Ar	25	400	$2,0 \cdot 10^3$
501,7	Ar	15	100	$1,5 \cdot 10^3$
514,5	Ar	150	800	$5,5 \cdot 10^3$
520,8	Kr		70	250
528,7	Ar	20	200	900
530,9	Kr		20	700
568,1	Kr		15	500
611,8	He—Ne			5
632,8	He—Ne	2	15	50
640,1	He—Ne			2
647,1	Kr	50	600	$2,0 \cdot 10^3$
676,4	Kr	15	100	400
752,5	Kr		150	500
793,1	Kr		10	20
799,3	Kr		30	120
858,8	Kr			25
1092,0	Ar		100	
1150,0	He—Ne		2	10

\* Приближенные значения.

Таблица 4

## Сравнение параметров газовых лазеров

Параметры	Лазер		
	He — Ne	Ar	Kr
Длина волны излучения, нм	632,8	514,5	647,1
Мощность выходного излучения, мВт	50	100	50
Длина лазерной головки, см	200	70	70
Потребляемая мощность, Вт	450	2700	2700
Оптические шумы, %	1	1	1
Стабильность амплитуды излучения, %	5	2	2
Стабильность расходимости пучка, мкрад/°С	10	15	15
Срок службы трубки, ч	6 000	5 000	5 000
Охлаждение	Воздух	Вода	Вода
Приблизительная стоимость в долл.	8 000	10 000	10 000

систем довольно высока. Приходится не только обеспечивать специальную силовую электрическую проводку к блокам питания лазера, но также применять систему непрерывного водяного охлаждения разрядной трубки. Тем не менее для цветной голографии излучение этих лазеров оказывается самым подходящим. Благодаря высокой мощности и большой длине когерентности излучения ионные лазеры находят применение в промышленности, когда специальные требования, предъявляемые этими лазерами, не имеют значения.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Bloom A. L., Appl. Opt., 5, No. 10, 1500 (1966).
2. Bloom A. L., Gas Lasers, Wiley, New York (1968).
3. Buzzard R. J., Opt. Eng., 15, No. 2, 77 (1976).
4. Collier R. J., Burckhardt C. B., Lin L. H., Optical Holography, Academic Press, New York, 1971. [Имеется перевод: Кольер Р., Беркхарт К., Лин Л. Оптическая голография.— М.: Мир, 1973.]
5. Sinclair D. C., Bell W. E., Gas Laser Technology, Holt, New York, 1969.

## 8.3. РЕГИСТРИРУЮЩИЕ СРЕДЫ

Дж. Глэдден, Р. Лейти

## 8.3.1. Введение

Будущее голографии зависит от регистрирующих сред. Большинство ограничений, связываемых с сегодняшними применениями голографии, можно приписать применению неоптимальных реги-

стрирующих материалов. Здесь мы рассмотрим главным образом регистрирующие среды, выпускаемые промышленностью, а также материалы, которые готовятся непосредственно перед использованием и применяются в основном в исследовательских целях; кроме того, мы укажем материалы, перспективные для промышленного производства. В табл. 1 приведена классификация основных голографических материалов, которые мы рассмотрим. В последующих разделах мы дадим краткую характеристику каждому классу этих материалов и приведем их свойства в соответствующих таблицах. Читателю, желающему получить более подробные сведения, мы будем рекомендовать определенную литературу.

К сожалению, ни в одной главе книги невозможно охватить все разнообразие и свойства голографических регистрирующих сред, применяемых или исследуемых в настоящее время во многих лабораториях у нас и за границей. В этом обзоре не упоминаются электрооптические приборы, сухое серебро, аморфные полупроводники, везикулярные пленки, диазотипные пленки, пленки со свободными радикалами и щелочно-галлоидные соединения.

## 8.3.2. Обзорные статьи, опубликованные ранее

Голографическим регистрирующим материалам посвящено несколько обзорных статей, которые рассматривают главные классы регистрирующих материалов вообще и позволяют составить некоторое представление о голографических параметрах этих материалов и их фоточувствительных свойствах. Ни одна обзорная статья не может полностью и с большими подробностями рассмотреть все работы, посвященные этой теме, главным образом из-за огромного разнообразия существующих материалов. Отдельные обзоры посвящены вопросам, представляющим интерес для авторов и соответствующим их опыту. В пределах данного контекста они имеют определенную ценность и позволяют читателю получить общее представление более чем об одном типе регистрирующего материала не только в отношении свойств отдельных материалов, но и сопоставить материалы между собой относительно выбранных параметров. Новичку, пытающемуся выбрать подходящий регистрирующий материал, обзор может помочь тем, что в нем можно найти ссылку на работу, в которой подробно рассматриваются конкретные материалы и методы их получения.

Рассмотрим теперь кратко избранные статьи, располагая их в хронологическом порядке. Это позволит читателю получить дополнительную информацию. Мы укажем также, чем различаются эти статьи, так чтобы излагаемый нами здесь материал был более содержательным.

## Голографические регистрирующие материалы

Класс материалов	Способ приготовления	Процесс регистрации	Обработка	Изменяемый оптический параметр	Реверсивность	Процесс стирания	Время хранения	Копирование	Номер таблицы, в которой приведены соответствующие сведения
Фотографические материалы	Покрытие	Восстановление металлического слоя	Мокрая химическая	Оптическая плотность	Нет	—	—	Возможно	2
Задушенная пленочная фотография	Покрытие или химическая обработка промышленных материалов	Поперечное фотосшивание	То же	Коэффициент преломления	»	—	—	То же	3
Фоторезисты	Покрытие или литьем на центрифуге или разбрызгиванием	Образование органических кислот, поперечное фотосшивание или фотополимеризация	Мокрая химическая или подогретый воздух	Поверхностный рельеф	»	—	—	»	4
Фотополимеры	Покрытие или литьем	Фотополимеризация	Без обработки или последующим экспонированием и нагреванием	Коэффициент преломления или поперечный рельеф	»	—	—	?	5
Фотопластики	Покрытие и осаждение	Образование электролитического слоя, при котором вызывает деформацию нагреваемого	Коронный разряд и нагревание	Поверхностный рельеф	Есть	Нагревание	~1 с	»	6
Фотохромные материалы	Кристаллические пластинки или диски в стекле или полимерных пленках	Обычно новые фотондуплирование в стекле или полимерных пленках	Без обработки	Оптическая плотность или коэффициент преломления	»	Активный свет (или) нагревание	От неизвестно до нескольких месяцев носекунд	»	7

## 8.3.2.1. Урбах и Мейер (1969) [52]

В статье, озаглавленной «Свойства и предельные возможности материалов для регистрации голограмм», авторы рассматривают роль регистрирующих материалов в формировании голографического изображения. Характеристики шумов регистрирующих сред обсуждаются с точки зрения их воздействия на регистрацию голограммы.

## 8.3.2.2. Урбах (1971) [53]

Статья «Успехи в области голографических регистрирующих материалов» классифицирует различные регистрирующие материалы в соответствии с их способностями образовывать тонкие или толстые, амплитудные или фазовые голограммы. Рассматриваются также подклассы материалов, связанные с отражающими или пропускающими свойствами голограмм. В статье приводятся основные технологические характеристики и обзор современных исследований. Обсуждаются также материалы для применения в инфракрасной и ультрафиолетовой голографии.

## 8.3.2.3. Кольер, Беркхарт и Лин (1971) [14]

В книге «Оптическая голография» в главе, названной «Материалы для записи голограмм», авторы описывают методы регистрации голограмм, экспозицию и чувствительность, разрешение, шумы, линейность записи и экспозиционные характеристики голограмм. Рассмотрены голографические свойства нескольких регистрирующих материалов.

## 8.3.2.4. Пеннингтон (1971) [42]

В «Справочнике по лазерам» глава, написанная Пеннингтоном, «Голографические параметры и регистрирующие материалы» содержит большое количество кривых чувствительности и зависимостей дифракции от экспозиции, модуляционных передаточных функций, различных рецептов приготовления материалов и т. п.

## 8.3.2.5. Обзор RCA [58]

В тематическом выпуске этого обзора «Среды для оптической записи и отображения информации» представлен ряд статей, посвященных регистрирующим материалам. Рассмотрены вопросы голографической записи информации, избыточные голограммы, реверсивные среды для голографической записи и копирование рельефно-фазовых голограмм по методу RCA Holotape<sup>1)</sup>. Две работы заслу-

<sup>1)</sup> См. также разд. 8,4,8,2 и § 9,3.— Прим. перев.

живают более подробного обсуждения. Рамберг [44] в статье, названной «Запись голографической информации», исследует различные типы голограмм, их характеристики, а также физические процессы, используемые при их получении. Им рассмотрены факторы, приводящие к ограничению емкости записи плоских и объемных голограмм, а также приведены полуколичественные оценки. Бордонья и др. [7] в статье «Реверсивные среды для голографической записи» сравнивают технологические параметры рассматриваемых сред, чтобы выявить преимущества использования их для голографической записи и формирования изображения.

#### 8.3.2.6. Кольбурн, Зех и Ролстон (1973) [13]

В докладе, названном «Голографические оптические элементы», по измерениям параметров голографической сенситометрии и считывания и по результатам исследований их стабильности при различных температурах и условиях влажности оцениваются семь материалов, применяемых для создания голографических оптических элементов.

#### 8.3.2.7. Зех, Шарек и Ролстон (1974) [57]

В этом отчете под названием «Голографические регистрирующие среды» представлены подробные вычисления параметров некоторых высококачественных регистрирующих материалов с сухой обработкой, предназначенных для голографической записи данных и оптической обработки информации. Описано двенадцать видов регистрирующих материалов.

#### 8.3.2.8. Зех (1974) [54]

В докторской диссертации «Запись данных в объемных голограммах» дается оценка нескольким фоточувствительным фазовым материалам. Описываются измерения параметров голограмм, в том числе дифракционной эффективности и отношения сигнал/шум для различных объемных фазовых материалов. Сравняются голографические отклики объемных и плоских фазовых регистрирующих материалов, близких к идеальным.

#### 8.3.2.9. Курц и Оуэн (1975) [31]

В этом обзоре, озаглавленном «Голографические регистрирующие материалы», помимо общего рассмотрения материалов читатель может получить справку относительно того, какой следует выбирать регистрирующий материал для конкретных голографических применений; здесь имеются полезные таблицы и приводится обширная библиография.

#### 8.3.2.10. Бартолини, Уиклием и Уильямс (1976) [4]

Эта статья под названием «Обзор и анализ оптических регистрирующих сред» дает описание наиболее известных классов оптических регистрирующих сред и содержит анализ потенциальных возможностей материалов для специальных применений. Свойства одиннадцати классов регистрирующих сред сведены в таблицы. Наш параграф построен в основном на материале этой статьи.

#### 8.3.2.11. Глэдден (1978) [23]

В отчет, названный «Обзор фоточувствительных материалов для голографической записи», включены наряду с другими упомянутые выше работы и выполнен более глубокий обзор по химии, аппаратуре и процессам, связанным с голографическими регистрирующими материалами с точки зрения предстоящего развития специальных фоточувствительных материалов для применения в голографии. Эта статья также составила существенный вклад в настоящий параграф.

### 8.3.3. Галогенидосеребряные эмульсии

В голографической записи фотографические эмульсии получили наибольшее признание по сравнению с другими эмульсиями. Это объясняется несколькими причинами. В частности, фотографические эмульсии характеризуются очень высокой экспозиционной чувствительностью и разрешающей способностью, а также широким диапазоном спектральной чувствительности. Кроме того, фотографические эмульсии легко обрабатываются, и их можно применять для получения как плоских, так и объемных голограмм с амплитудной или фазовой записью. Фотографические эмульсии наносятся на пленочную или стеклянную подложку. Процесс записи является по своей природе фотохимическим, в результате чего меняется оптическая плотность, которая модулирует считывающий пучок. Для того чтобы проявить и зафиксировать скрытое изображение, образовавшееся после экспонирования, необходима химическая обработка. К сожалению, после фиксирования невозможна перезапись или реверсивная запись. Голограммы копируются, как правило, методом контактной печати. В этом разделе мы будем рассматривать главным образом запись плоских амплитудных голограмм. Получение фазовых, объемных и других разновидностей голограмм на основе галогенидов серебра обсуждается в § 9.1.

В табл. 2 перечислены выпускаемые промышленностью фотографические эмульсии, применяемые для голографической записи с высокой пространственной частотой (обычно выше чем  $300 \text{ мм}^{-1}$ ). Обсудим кратко эти эмульсии. Эмульсия Кодак 649F является спектроскопической эмульсией, пригодной для использования как на

## Фотографические материалы

Материал	Подложка	Полезная толщина эмульсии, мкм	Диапазон регистрируемых длин волн $\lambda$ , А	Чувствительность $\gamma$ , Дж/см <sup>2</sup>	Разрешающая способность, мм <sup>-1</sup>	Литература
Кодак 649 F	Пленка и пластинка Истар	6 17	Панхроматический	$\sim 8 \cdot 10^{-5}$	> 3000	[42] [21]
Агфа 8E70	Пластинка	6	Панхроматический (6328)	$2 \cdot 10^{-5}$	3000	[42]
Агфа 8E75	—	6	Панхроматический (6943)	$2 \cdot 10^{-5}$	> 3000	[42, 1]
Кодак 131	»	9	Панхроматический	$\sim 2,4 \cdot 10^{-6}$	$\sim 2500$	[21]
Кодак SO-253	Пленка Истар	9	»	$\sim 2,4 \cdot 10^{-6}$	$\sim 2500$	[21]
Агфа 10E70	Ацетатная пленка и пластинка	6	Панхроматический (6328)	$5 \cdot 10^{-6}$	1500	[42]
Агфа 10E75	Пластинка	6	Панхроматический (6943)	$5 \cdot 10^{-6}$	$\sim 2500$	[42, 1]
Кодак 649GN	Пленка Истар	7	Ортохроматический	$\sim 9,5 \cdot 10^{-5}$	> 3000	[42]
Кодак SO-343	Пленка Истар (толстая подложка)	7	»	$\sim 9,5 \cdot 10^{-5}$	> 3000	[21]
Кодак 1A	Пластинка	6	»	$\sim 9,5 \cdot 10^{-5}$	> 3000	[21]
Кодак 2A	»	6	»	$\sim 2,1 \cdot 10^{-4}$	> 3000	[21]
Агфа 8E56	—	6	Ортохроматический (5145)	$\sim 4 \cdot 10^{-5}$	> 3000	[42, 1]
Кодак 125	Пластинка	7	Ортохроматический	$\sim 5 \cdot 10^{-6}$	> 2500	[21]
Кодак SO-141	Пленка Истар	< 3	»	$\sim 5,0 \cdot 10^{-6}$	$\sim 2500$	[21]
Кодак SO-424	Пленка Миникард II	< 3	»	$\sim 5,0 \cdot 10^{-6}$	$\sim 2500$	[21]
Агфа 10E56	Ацетатная пленка и пластинка	6	Ортохроматический (5145)	$\sim 6,0 \cdot 10^{-6}$	$\sim 2500$	[42, 1]
Кодак 120	Пластинка	5	6000—7000, 4420	$\sim 4,2 \cdot 10^{-5}$	> 3000	[21]
Кодак SO-173	Пленка Истар	6	6000—7000, 4420	$\sim 4,2 \cdot 10^{-5}$	> 3000	[21]
Кодак SO-285***	Ацетатная пленка	< 4	Панхроматический	$\sim 4,8 \cdot 10^{-6}$	$\sim 2500$	[21]
Рекордак 5468 и 8465***	»	3	Ортохроматический	$\sim 5,9 \cdot 10^{-6}$	$\sim 2000$	[21]
Кодак 3414	Пленка Истар	< 4	Панхроматический	$\sim 2,1 \cdot 10^{-7}$	$\sim 1260$	[21]
Кодак 5069	Ацетатная пленка	—	УФ (6330 А)	$\sim 2,4 \cdot 10^{-7}$	$\sim 1260$	[21]
Кодак SO-410	Пленка Истар	—	Панхроматический	$\sim 0,8 \cdot 10^{-7}$	$\sim 500$	[21]
Агфа 14C70	Ацетатная пленка	6	Панхроматический (6328)	$3,0 \cdot 10^{-7}$	1500	[42]
Агфа 14C75	»	6	Панхроматический (5145)	$3,0 \cdot 10^{-7}$	1500	[42]

\* В скобках приведены длины волн, соответствующие максимальной чувствительности.

\*\* Указанная здесь чувствительность фотоматериала — это экспозиция, выраженная в Дж/см<sup>2</sup> и необходимая для получения плотности почернения 1,0. Амплитудные голограммы имеют максимальную дифракционную эффективность обычно при плотностях 0,6—0,8. Следовательно, требуемая экспозиция должна быть немного меньше указанной здесь.

\*\*\* Эти пленки дают позитивное изображение (отрицательный коэффициент  $\gamma$ ) при обычной негативной обработке (т. е. при проявлении в D-19, фиксировании и промывке).

стеклянной подложке, так и на подложке из пленки Истар. В пленке Кодак 649GH так же как в пленке Кодак SO-343 и пластинках Кодак 1А и Кодак 2А, используется высокоразрешающая эмульсия. Эти эмульсии являются ортохроматическими, максимум их спектральной чувствительности лежит в сине-зеленой области видимой части спектра. Пластинки Кодак 2А в два-три раза менее чувствительны, чем другие эмульсии с высоким разрешением. Это сделано для того, чтобы во время экспонирования подавить рассеяние света на длинах волн  $< 5000 \text{ \AA}$  (рассеяние Рэлея); такие эмульсии дают меньше шумов в восстановленном с голограммы изображении. Эмульсии Агфа 10Е56, 10Е70 и 10Е75 обладают более низким разрешением, чем эмульсии Агфа 8Е56, 8Е70 и 8Е75, но экспозиционная чувствительность у них в четыре — семь раз выше, чем у серии эмульсий 8Е. Разрешающая способность эмульсий Агфа 14С70 и 14С75 еще меньше, но зато их экспозиционная чувствительность почти в 70 раз больше, чем у эмульсий Агфа 8Е70 и 8Е75. Пластинки Кодак 120 и пленка Кодак SO-173 содержат эмульсию, неподдающуюся усадке и сенсibiliзированной к красной области спектра. Они применяются для работы с He — Ne-лазером, криптоновым и рубиновыми лазерами с длинами волн соответственно 6328, 6471 и 6943 Å. Пластинки Кодак 131 и пленки Кодак SO-253 содержат высокочувствительную панхроматическую эмульсию, экспозиционная чувствительность которой в зависимости от выбранной для работы области спектра в 20—200 раз больше, чем экспозиционная чувствительность материалов Кодак 649F. Прямая позитивная пленка Кодак SO-285 и прямые двойные позитивные пленки Рекордак 5468 и 8468 обладают отрицательным коэффициентом  $\gamma$ . Имеются сообщения, что эти обратимые пленки применяются для обеспечения более длинной линейной части кривой амплитудного пропускания в зависимости от экспозиции.

Разработаны методы уменьшения влияния усадки эмульсии на геометрическую точность изображения, восстановленного с плоских (тонких) амплитудных голограмм. Келли и Стивенсон [29] рассмотрели методы, включающие переэкспонирование и недопроявление пластинок Агфа 10Е70. Они наблюдали, что лишь незначительная часть общей толщины эмульсии используется для записи информации, и нашли, что для фотограмметрической работы геометрическая точность восстановленного изображения более чем достаточна. Голограммы регистрировались на пластинках Агфа 10Е70 при экспозициях в 4—16 раз больше, чем это необходимо для величины чувствительности при регистрации, указанной в табл. 2. Пластинки проявлялись в проявителе Кодак HRP при температуре около 20°C в течение 15—40 с (большее время проявления применяется для более коротких экспозиций).

Зех [54] рассмотрел химическую обработку фотографических эмульсий. Применяя ряд простых процедур, среди которых крити-

ческим является проявление, можно получить оптимальное качество голограмм. Стабильных результатов можно добиться, если тщательно контролировать время и температуру проявления. В остальных процедурах время обработки не настолько критично, но в любом случае температура обработки должна находиться вблизи 20°C в пределах нескольких градусов, чтобы избежать ретикуляции желатины. Зех [54] рекомендует проявители Кодак D19, Кодак D165 и Агфа метанол-У. Среди проявителей типа Кодак D19 считается лучшим. Можно также применять проявители Кодак D8 и Кодак HRP, но они вводят в желатину красящие осадки и не рекомендуются для широкого использования.

#### 8.3.4. Задубленная бихромированная желатина

На пластинках задубленной бихромированной желатины получают голограммы с высокими значениями дифракционной эффективности и отношения сигнал/шум (табл. 3). Из-за ничтожного срока хранения пластинки задубленной бихромированной желатины

Таблица 3

Задубленная бихромированная желатина

Материал	Полезная толщина слоя, мкм	Процесс регистрации	Диапазон регистрируемых длин волн*, Å	Чувствительность, Дж/см <sup>2</sup>	Разрешающая способность, мм <sup>-1</sup>	Литература
Бихромированная фиксированная фотопластинка Кодак 649F	12	Поперечная фотосшив-ка	2500—5200	$(5-10) \times 10^{-2}$	>3000	[30, 39, 57]
Слой бихромированной желатины	0,5—3,0	Поперечная фотосшив-ка	2500—5200	$3 \cdot 10^{-3}$	>3000	[45]

\* Максимальная чувствительность соответствует 3600 и 2940 Å.

и эмульсий протеина (например, белкового альбумина, зеина и казеина) или полимерные эмульсии не могут выпускаться промышленностью. Эти материалы необходимо готовить непосредственно перед работой с ними. Анализ патентной литературы показывает, что использование диазов, диазооксидов и азидов позволяет получать стабильные фоточувствительные материалы с достаточно

большим сроком хранения, чтобы их могла выпускать промышленность. Разработка таких материалов позволит заменить в полиграфии бихромированные фоточувствительные материалы. То же самое может произойти с бихромированными материалами и в голографии; возможно, позитивный фоторезист Шипли AZ-1350 — первый материал с увеличенным сроком хранения, который используется в голографии.

Задубленная желатина отличается от незадубленной тем, что ее тонкие слои не растворяются водой, хотя они очень заметно разбухают (в три-четыре раза) по сравнению с толщиной слоя в сухом состоянии. Пурадье и Бурнес [43] исследовали дубление желатины и эмульсий и показали, что фотографические эмульсии дубятся с целью защитить их от воздействия высоких температуры и влажности.

Механизм, приводящий к образованию голограммы в задубленной бихромированной желатине, рассматривался многими авторами. Чанг [8], Зех [54], Мейерофер [39], а также Клоуз и Граубе [10] подробно описали приготовление пластинок, покрытых задубленной бихромированной желатиной, как из промышленных галогенидосеребряных пластинок, так и из приготовленных в лабораторных условиях покрывающих растворов. Чанг [8] установил, что аморфные пленки при обезвоживании (при помещении в обезвоженный спирт) по сравнению с кристаллическими растрескиваются сильнее. Поперечные связи в желатине подробно рассматриваются в разделе, посвященном этому вопросу в книге [15]. Процедура приготовления фоточувствительных слоев из покрывающих растворов рассматривается Зехом [54], а Клоуз и Граубе [10] дают рецепты приготовления чувствительного к красному свету слоя красителя из промышленных галогенидосеребряных пластинок. Промышленные пластинки и приготовленные в лабораторных условиях желатиновые пластинки уже содержат задубленную желатину. Эти пластинки дополнительно задубливаются в дубящем фиксаже. После промывки и сушки желатиновый слой ощущается в 5%-ном растворе бихромата аммония, причем можно, но не обязательно, добавлять нитрат аммония и синтезированный краситель, такой, как метиленовый зеленый. После очередной сушки пластинка задубленной бихромированной желатины экспонируется, затем промывается для удаления бихромата и других растворенных компонентов из слоя и обезвоживается в нескольких ваннах с изопропиловым спиртом. Напряжения, возникающие из-за быстрого обезвоживания желатинового слоя в спирте, приводят к образованию трещин и разрывов в менее задубленных неэкспонированных участках слоя. Кроме того, как показал Мейерофер [39], в слое образуется комплексное соединение изопропилового спирта с трехвалентным ионом хрома в поперечно-связанных участках желатины (сшивках). Курран и Шанкоф [17] исследовали подробно образование трещин при воз-

никновении напряжений. Благодаря границам воздух — желатина, связанным с наличием трещин в желатине, свет с высокой эффективностью направляется в первый порядок дифракции. Кроме того, наличие комплексного соединения изопропилового спирта с трехвалентным хромом увеличивает изменение фазы. Следовательно, как сообщает Зех [57], для образованной плоскими волнами решетки дифракционная эффективность превышает 90%, а отношение сигнал/шум — 27 дБ. Голограммы и голографические оптические элементы, записанные на задубленной бихромированной желатине, создают восстановленные изображения, характеризующиеся исключительно большой яркостью и высоким разрешением. Чувствительность задубленной бихромированной желатины обычно составляет 100 мДж/см<sup>2</sup>; считается, что это наименее чувствительный материал для регистрации голограмм. Недодержка при экспонировании и недостаточное задубливание приводят к появлению в голограмме молочной дымки, которая разрушает восстановленное изображение.

### 8.3.5. Фоторезисты

Другой класс фоточувствительных материалов образуют фоторезисты, которые отображают информацию в виде рельефных картин. При освещении фоторезиста актиничным излучением в нем происходят химические изменения, приводящие к различной его растворимости для разных экспозиций. В зависимости от того, является ли обрабатываемый фоторезист негативным (или позитивным), проявитель с соответствующим растворителем способствует растворению либо неосвещенного, либо освещенного участка. Получающуюся картину поверхностного рельефа можно использовать для получения отражательных голограмм методом испарения металла, а также для копирования голограмм штампованием. В табл. 4 перечислены некоторые фоторезисты, выпускаемые промышленностью. Следует заметить, что в большинстве случаев толщина фоточувствительного слоя оказывается порядка микрометра. Существуют три типа процесса регистрации: образование органической кислоты, поперечных фотосвязей (фотосшивок) или фотополимеризации мономера. Диапазон регистрируемых длин волн простирается от УФ-области спектра до 5000 Å, причем для этого диапазона можно выбрать фоторезист, обладающий либо широкой, либо узкой полосой спектральной чувствительности. Для достижения предельного разрешения 250—1500 мм<sup>-1</sup> необходима экспозиция около 10<sup>-2</sup> Дж/см<sup>2</sup>.

Грим [25] описывает изготовление голографических дифракционных решеток на фоторезисте Шипли AZ-1350. После проявления и сушки на этих решетках методом вакуумного испарения можно получить алюминиевое покрытие с высоким отражением. С другой стороны, проявленный фоторезист можно применять без покрытия как высококачественную тонкую фазовую решетку. Бартолини [3]

Материал	Минимальная толщина, мкм	Процесс регистрации	Диапазон регистрируемых длин волн*, Å	Чувствительность, Дж/см <sup>2</sup>	Разрешающая способность, мм <sup>-1</sup>	Литература
Шипли AZ-1350 (позитив)	<1,0	Образование ор-ганической кислоты	УФ—5000	10 <sup>-1</sup> при 4416 Å	>1500	[3, 42, 46]
Шипли AZ-111 (позитив)	1,0	То же	УФ—5000	10 <sup>-9</sup> при 4416 Å	<1000	[42, 46]
Микро-имедж Изофайн (позитив)	0,4—1,0	»	2850—4850 (4320)	~10 <sup>-2</sup>	1000	[9]
GAF PR-115	~1,0	»	УФ—5000	10 <sup>-2</sup> при 4000 Å	~1000	[22]
Кодак KAR-3 (позитив)	~1,0	»	3150—4650 (4100)	10 <sup>-2</sup> при 4000 Å	>1500	[20]
Микро-имедж Изополи резист (негатив)	0,8	Поперечная фотосшивка	3000—5150 (4100)	~10 <sup>-2</sup>	400	[9]
Кодак KPR (негатив)	1,0	То же	2600—4650 (3200 и 4200)	10 <sup>-2</sup> при 4000 Å	400	[9, 20, 42]
Кодак KOR (негатив)	~1,0	»	2500—5500 (3500 и 4800)	5·10 <sup>-1</sup> при 4880 Å	~1000	[20, 42]
Кодак KMER (негатив)	1,0	»	2900—4850 (4100)	10 <sup>-2</sup> при 4000 Å	250	[9, 20, 42]
Кодак KTFR (негатив)	0,8	»	2900—4850 (4100)	10 <sup>-2</sup> при 4000 Å	400	[9, 20, 42]
Кодак микро резист 747 (негатив)	0,8	»	УФ—5500 (3650)	1,5·10 <sup>-2</sup> при 3650 Å	400	[9, 20]
Хоризонс LHS7 (негатив)	0,9	Фотополимеризация мономера	УФ—5500	5·10 <sup>-3</sup> при 4880 Å	>500	[56]
Незадубленная бихромированная желатина (негатив)	0,7	Поперечная фотосшивка	2500—5200	1,4·10 <sup>-5</sup> при 4416 Å	>500	[38, 30]

\* В скобках указаны длины волн, соответствующие максимальной чувствительности.

исследовал количественные характеристики фоторезиста Шипли AZ-1350H, а Норман и Синг [41] сделали то же самое для Шипли AZ-1350J. Стейн [48] рассматривает киноголографический дисплей фирмы RCA, в котором на этом фоторезисте записываются голограммы трех цветоразделенных сфокусированных изображений, причем каждому изображению соответствует фиксированный угол падения опорной волны. После проявления фоторезист покрывается в гальванической ванне слоем никеля толщиной около 50 мкм; при этом образуется матрица, используемая для высокоскоростного штампования полноцветных голограмм на подогретом прозрачном пластике.

Фоторезисты фирмы Кодак делятся на пять групп негативных резистов: Кодак фоторезист (KPR), Кодак орторезист (KOR), Кодак резист для травления металлов (KMER), Кодак резист тонкопленочный (KTFR) и Кодак микрорезист (KMR). К позитивным фоторезистам относится Кодак автопозитив резист, тип 3 (KAR3). Бартолини [3] указывает на возможную трудность при использовании негативного фоторезиста для получения голограмм с поверхностным рельефом; это связано с тем, что во время экспозиции необходима прочная фиксация фоторезиста с подложкой, чтобы во время проявления фоторезист с изображением не отделился от нее. Эмульсия большинства негативных фоторезистов на границе с подложкой становится окончанием фотолиза, когда актиничный свет проникает в эмульсию на границу раздела эмульсия — воздух. До тех пор пока на границе раздела эмульсия — подложка не происходит фотолиз, материал, который не подвергался фотолизу, будет просто растворяться в проявителе, даже если он находился в экспонированной области пластинки. Таким образом, чтобы лучше укрепить материал на подложке, экспонирование негативного фоторезиста необходимо проводить через стеклянную или пленочную подложку.

Фоторезист Хорайзонс LHS7 является негативным материалом, обрабатываемым сухим способом (его можно также обрабатывать и жидкими проявителями). В работе [57] описывается такой фоторезист, который при освещении его актиничным светом образует полимер, что приводит как к изменению коэффициента преломления, так и к образованию поверхностного рельефа. После экспонирования фоторезист можно обработать в течение 90 с в потоке быстро движущегося воздуха, нагретого до 160°С. Такой фоторезист находит применение во многих случаях, когда необходима голографическая запись информации на низких пространственных частотах, поскольку получаемые при этом голограммы сравнимы по качеству с голограммами, изготовленными на пластинках Кодак 649F.

Незадубленная бихромированная желатина может использоваться как фоторезист для получения голограмм с поверхностным



Материал	Полезная толщина, мкм	Способ приготовления	Диапазон регистрируемых длин волн, Å	Чувствительность, Дж/см <sup>2</sup>	Разрешающая способность, мм <sup>-1</sup>	Литература
Фирма «DuPont»	3—150	Покрывание	3500—5500	$(20-30) \cdot 10^{-3}$ (в воздухе) $(2-3) \cdot 10^{-3}$ (в азоте)	3000	[6, 19]
Полиметилметакрилат (РММА)	>1000	Полив	УФ	100	5000	[49, 40]
Полиметилметакрилат (РММА) с Q-присадкой	>25	»	4880	3	5000	[32]
Фирма «Hughes-Newport Research Corp.»	5—15	Покрывание	Очувствляется для длин волн 6328, 5145, 5300, 4880 и 4416	$(4-5) \cdot 10^{-3}$	3000	[28]
Фирма «RCA»	>1000	Полив	5000	1	3000	[4, 5]
Многокомпонентные фотополимерные системы	20—100 и 8—100 внутри пустотелого волокна	Покрывание	3250	~1	>3000	[51]

рельефом. Незадубленная желатина может проявиться в результате последующих фотолитических процессов, оставляющих задубленную желатину на обратной стороне подложки.

### 8.3.6. Фотополимеры

Полимеризация — химический процесс, в котором небольшие молекулы или мономеры объединяются, чтобы образовать очень большие молекулы или полимеры. В табл. 5 приведены характеристики наиболее распространенных фотополимеров. Как будет показано, фоточувствительность их больше чувствительности фоторезистов и фотохромных материалов, но меньше чувствительности галогенидосеребряных эмульсий. На них записываются фазовые голограммы, образуемые как модуляцией коэффициента преломления вещества слоя, так и модуляцией толщины слоя (образование поверхностного рельефа). Преимущество фотополимеров заключается в совершенно сухой и быстрой их обработке. Голограммы высокого разрешения можно получить при использовании материала с толщиной, соответствующей длине волны излучения, применяемого при регистрации. Существует причина, заставляющая полагать, что полностью проявленные фотополимеры должны обладать длительным сроком хранения и давать изображения, подлежащие долгому хранению и обладающие высокой точностью воспроизведения.

Некоторые фотополимеры, разработанные в исследовательских лабораториях фирмы «Hughes», можно приобрести в «Newport Research Corporation (NRC)». Фотополимеры Hughes-NRC состоят из водных растворов акриламида, одного из синтезированных красителей (например, метиленовой голубой) и инициатора или катализатора». В процессе приготовления фотополимера для регистрации голограмм мономер и синтезированный краситель смешиваются перед употреблением, поскольку их смесь стабильна в течение часа. Для экспонирования голограммы между двумя прозрачными стеклами закапывают несколько капель смешанного раствора полимера. При этом, если не используется каких-либо прокладок, получается слой фотополимера толщиной 5—15 мкм. Экспонирование выполняется в видимой части света и зависит от применяемого синтезированного красителя. Дженни [28] описывает применение предварительной засветки для уменьшения экспозиции, требуемой для регистрации голограммы. Томлинсон и др. [51] указывают на то, что любой образующийся полимер увеличивает вязкость материала, которая способствует стабильности изображения. В фотополимер, продукты фотолиза которого химически восстанавливают оцветляющий краситель до его бесцветной лейкоформы, вводится также чувствительный к УФ фиксирующий компонент. При этом простой дополнительной засветкой УФ-светом можно легко закрепить фотополимер.

Фотополимерные материалы фирмы «DuPont», о которых сообщалось в работе [36], состоят из мономеров акрилата, обладающих полосой поглощения в УФ-области (3300—3600 Å), фотоинициатора, который сдвигает fotocувствительность в видимую область спектра (~5500 Å), и связующего вещества — полимера целлюлозы, которое служит для удержания жидких мономеров. Срок хранения раствора жидкого фотополимера в метиленхлориде для покрытия пленки или стекла составляет три месяца, если его хранить в холодильнике. Механизм образования голограмм на фотополимерах фирмы «Du Pont» объясняется Колберном и Хайнсом [11]. Авторы указывают на то, что эти голограммы не обнаруживают изменений поверхностного рельефа. Сообщается, что дифракционная эффективность достигает 100%.

В лабораториях фирмы «Bell» разработаны многокомпонентные фотополимерные материалы, полезные для записи объемных фазовых голограмм и описанные Томлинсоном и др. [51]. В многокомпонентных фотополимерах два или более мономера выбираются так, чтобы у них были существенно различные скорости фотохимических реакций и разные коэффициенты преломления последующих полимеров. При экспонировании сильноосвещенные участки полимеризуются в большей степени, чем соседние участки с малой освещенностью. При этом будут полимеризоваться преимущественно более реактивные мономеры, что вызовет перепад концентрации и позволит этому мономеру диффундировать в область полимера. Как только полимеризация произойдет, то участок, богатый полимером, увеличит концентрацию и вытеснит вещество с меньшей реактивностью в менее освещенные участки. Это приведет после полной полимеризации к пространственной модуляции химической смеси из двух материалов различной молекулярной поляризуемости, а следовательно, и коэффициента преломления. Томлинсон и др. [51] сообщают, что модуляция показателя преломления при таком изготовлении оказывается больше, чем у других фотополимерных материалов.

### 8.3.7. Фотопластики

К другому классу fotocувствительных материалов, используемых для записи фазовых голограмм, относятся фотопластики (табл. 6). Эти материалы имеют многослойную структуру с подложкой из стекла или пленки Кронар<sup>1</sup>; нижняя их сторона покрывается проводящим слоем осажденных окислов олова или индия, напыленного золота или серебра. На подложку осаждается фотопроводник, например поливинилкарбазол, очувствленный тринитро-

<sup>1</sup> Пленка Кронар представляет собой ленту из полиэтилентерефталата, или лавсана.— Прим. ред.

Таблица 6

Фотопластики [12, 16, 24, 34, 35]

Материал	Полезная толщина, мкм	Число циклов запись — стирание	Диапазон регистрируемых длин волн	Чувствительность, Дж/см <sup>2</sup>	Разрешающая способность, мм <sup>-1</sup>
Термопластические фотопроводящие слои (фотопластик)	0,3—1,2 (термопластический) 0,9—3,0 (фотопроводящий слой)	8000—80 000	Почти панхроматический для фотопроводника PVK — TNK	10 <sup>-4</sup> — 10 <sup>-5</sup>	>4100

9-флюореном. Термопластик Стейбелит Истер 10 наносится в качестве верхнего слоя. Метод записи состоит из ряда операций, начинающегося с создания однородного электростатического заряда на поверхности термопластика с помощью устройства, создающего коронный разряд. Этот заряд распределяется между фотопроводящим и термопластическим слоями пропорционально емкостям, которые они образуют; при последующем экспонировании освещенные участки фотопроводника оказываются проводящими, что приводит к изменению напряжения на поверхности слоя в соответствии с изображением. Однако заряд термопластика при экспонировании не меняется; увеличение поверхностного заряда на светлых участках изображения осуществляется перезарядкой поверхности термопластика в однородном электростатическом поле. После этого фотопластик нагревается до температуры размягчения термопластического слоя, что позволяет электростатическим силам деформировать поверхность термопластика, до тех пор пока эти силы не уравновесятся силами поверхностного натяжения. Образующийся рельеф поверхности закрепляется охлаждением материала, приобретая вид морозного рисунка. Повторный нагрев термопластика до более высокой температуры возвращает фотопластическую пленку в исходное состояние. Таким образом, на фотопластике можно проводить многократные циклы запись — стирание.

Криделл и Спонг [16], а также Гоц и др. [24] изучали голографическую запись на фотопластики. Они описали уникальную связь между толщиной термопластического слоя и регистрируемыми пространственными частотами. Гоц и др. за счет выбора термопластика, имеющего низкую проводимость при температуре растекания, сумели расширить полосу регистрируемых пространственных частот в 3 раза. Криделл и Спонг [16] обнаружили, что экспонирование одновременно с применением коронного разряда позволяет получить голограммы с высоким разрешением, которые сво-

## Фотохромные материалы \*

Материал	Форма изготовления	Процесс регистрации	Полезная толщина, мм	Нижний диапазон, Å	Чувствительность в нижнем диапазоне для волн, Дж/см <sup>2</sup>
Неорганический: CaF <sub>2</sub> :La, Na CaF <sub>2</sub> :Ce, Na	Кристаллическая пластинка	Ионная ловушка электронов	0,1—0,8 0,3—0,9	3800—4600	В 2—10 раз меньше, чем в верхнем диапазоне
SrTiO <sub>3</sub> :Ni, Mo, Al CaTiO <sub>3</sub> :Ni, Mo	То же	То же	0,1—1,0 0,1—0,8	3300—3900	То же
LiNbO <sub>3</sub> :Fe, Mn	То же	То же	5,0	УФ	80
Галогениды серебра в боросиликатном стекле	Кристаллы галогенидов серебра в стеклянной матрице	Восстановление серебра до металлических зерен	0,1—6,0	3200—4200 (AgCl) ** 3500—5500 (AgBr) ** УФ—6000 (AgI) **	(3—15)10 <sup>-3</sup> , чтобы получить D=0,1
Органический: Силициллиндин анилин	Прозрачный слой между двумя покровными стеклами	Фотоиндуцированная таутомерия	<20 × 10 <sup>-3</sup>	3800	Применяется УФ-лампа
Стильбен	Полимерные пленки	Фотопреобразование. Цис-транс изомерия	?	УФ—голубой	0,1 для Δl = 0,3
Метилантрацен	Димеры в стеклянной матрице или в PMMA	Фотодиссоциация до образования мономеров с сопряженными π-электронными системами	1—2	3130	0,1 для Δl = 10 <sup>-3</sup>
Бензакридинзинуим	Димеры в прозрачной полимерной матрице	То же	1—2	3650 <2000—3800	0,1 для Δl = 10 <sup>-3</sup>

\* D — оптическая плотность; Δl — изменение показателя преломления; η — дифрак

\*\* Максимум при 3800—4000 Å.

\*\*\* Рекомендуемая длина волны 5145 Å.

Таблица 7

Верхний диапазон длин волн, Å	Чувствительность (верхний диапазон), Дж/см <sup>2</sup>	Разрешающая способность, мм <sup>-1</sup>	Срок хранения	Модуляция считывающего пучка	Срок службы	Литература
4800—9500 ***	2,2 для D = 0,2	>2000	От минут до суток	Амплитудная	Неограниченный	[2, 18]
4800—9500 ***	0,69 для D = 0,4; 2,4 для D = 1,4	>2000	То же	»	Циклический	[2, 18]
<8540	~3,0 для η = 10%	>1000	Часы	»	»	[47]
5300—6300	(3—5)·10 <sup>-2</sup> для D = 0,1	>2000	От суток до месяцев	»	Неограниченный (в 3·10 <sup>5</sup> циклах не было никаких изменений)	[37]
4800 и 5145	0,2 для D = 0,5 и α <sub>2</sub> -формы	>3300	Минуты для α <sub>1</sub> -формы, часы для α <sub>2</sub> -формы	»	Безусталостный (в 5·10 <sup>4</sup> циклах не было никаких изменений)	[33, 27]
?	Низкая	2000	?	Фазовая, изменяется показатель преломления	?	[26]
3650	Больше, чем при низких λ	2000	Сутки	То же	Подвержен усталости	[50]
4360 <3800—5200	То же	2000	Сутки	Амплитудная и фазовая	То же	[50]

ционная эффективность

бодны от «морозной» деформации и имеют дифракционную эффективность выше 34%, т. е. выше теоретического значения дифракционной эффективности тонкой фазовой дифракционной решетки.

Чувствительность фотопластических пластинок и пленок такая же, как и у фотоэмульсии Кодак 649F. То, что разрешающая способность фотопластиков превышает 4100 мм<sup>-1</sup>, делает фотопластиче-

ские процессы формирования изображения наиболее перспективными для электростатических методов формирования изображений с целью записи голограмм. Эти методы могли бы успешно конкурировать с другими процессами формирования изображения на несеребряных материалах. Копирование голограмм на фотопластиках методом штампования можно осуществлять так же, как на фоторезистах, рассмотренных выше.

## 8.3.8. Фотохромные материалы

Фотохромные материалы под действием света и тепла в общем случае испытывают обратимое изменение цвета. Однако существуют и такие фотохромные материалы, которые характеризуются обратимыми изменениями не цвета, а либо показателя преломления, либо электрооптических эффектов. Как показано в табл. 7, фотохромизм имеет место в различных материалах: в органических и неорганических твердых телах, в растворах и кристаллических структурах. Амодей [2] рассматривает различные процессы, происходящие в фотохромных материалах.

К сожалению, из-за химических реакций, происходящих на молекулярном уровне, фоточувствительность фотохромных материалов очень низкая, по крайней мере в тысячу раз меньше фоточувствительности галогенидосеребряных эмульсий. Однако именно поэтому фотохромные материалы не имеют зернистой структуры и их разрешающая способность ограничивается только длиной волны применяемого света. На фотохромных материалах с помощью лазера достаточной выходной мощности на подходящей длине волны излучения можно записывать объемные голограммы как методом потемнения, так и методом просветления. Эти голограммы не требуют ни мокрого, ни сухого проявления, поскольку для их записи и стирания необходимо лишь затратить энергию (световую или тепловую). Срок службы при циклической работе у неорганических фотохромных материалов очень большой, практически бесконечный, в то время как у органических фотохромных материалов он ограничивается усталостью. Записанные на фотохромных материалах голограммы должны иметь хороший динамический диапазон, но их дифракционная эффективность достигнет только нескольких процентов.

## 8.3.9. Прозрачные электрофотографические пленки

К последним разработкам в электрофотографии относятся прозрачные пленки ТЕР для электрофотографического процесса. Предполагается выпускать четыре вида пленок ТЕР: пленки P4-005 и P5-003 фирмы «Scott Graphics, Inc.»; пленка KC фирмы «Coulter Information Systems» и пленка SO-101 фирмы «Eastman Kodak Company». В скором будущем эти материалы и жидкие проявители к ним можно будет использовать для записи голограмм. Зех [55] сообщает, что чувствительность этих пленок достигает  $10 \text{ эрг/см}^2$ , а для пленки KC разрешающая способность составит  $1000 \text{ мм}^{-1}$ . Возможно, в ближайшем будущем будут изготавливаться проявители для получения на этих пленках как фазовых, так и амплитудных голограмм.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Agfa Gevaert, Scientific Emulsions, Teterboro, N. J.
2. Amodei J. J., в кн.: «CRC Handbook of Lasers with Selected Data On Optical Technology» (ed. R. J. Pressley), Chem. Rubber Co., Cleveland, Oh., 1971, p. 533.
3. Bartolini R. A., Appl. Opt., **13**, 129 (1974).
4. Bartolini R. A., Weakliem H. A., Williams B. F., Opt. Eng., **15**, 99 (1976).
5. Bloom A., Bartolini R. A., Ross D. L., Appl. Phys. Lett., **24**, 612 (1974).
6. Booth B. L., Appl. Opt., **11**, 2994 (1972).
7. Bordogna J., Keneman S. A., Amodei J. J., RCA Rev., **33**, 227 (1972).
8. Chang M., Appl. Opt., **10**, 2551 (1971).
9. Clark K. G., в кн.: «Non-Silver Photographic Processes» (ed. R. J. Cox), Academic Press, New York, 1975.
10. Close D. H., Graube A., Holographic Lens for Pilot's Head-up Display., NTIS Rep. AD/787605, 1974.
11. Colburn W. S., Haines K. A., Appl. Opt., **10**, 1636 (1971).
12. Colburn W. S., Tompkins E. N., Appl. Opt., **13**, 2934 (1974).
13. Colburn W. S., Zech R. G., Ralston L. M., Holographic Optical Elements, Harris Electro-Optics Center of Radiation, Tech. Rep. AFAL-TR-72-409, 1973.
14. Collier R. J., Burckhardt C. B., Lin L. H., Optical Holography, Academic Press, New York, 1971. [Имеется перевод: Кольер Р., Беркхардт К., Лин Л. Оптическая голография.— М.: Мир, 1973.]
15. Photographic Gelatin (ed. R. J. Cox), Academic Press, New York, 1972.
16. Credelle T. L., Spong F. W., RCA Rev., **33**, 206 (1972).
17. Curran R. K., Shankoff T. A., Appl. Opt., **9**, 1651 (1970).
18. Duncan R. C., RCA Rev., **33**, 248 (1972).
19. DuPont Co. Wilmington, Delaware.
20. Eastman Kodak Co., Kodak Tech. Bits, **13**, 7 (1974).
21. Eastman Kodak Co., Kodak Tech. Bits, 4, 5 (1976).
22. GAF Corp. New York, New York.
23. Gladden J. W., Rev. Photosensite Materials for Holographic Recording., US Army Eng. Topograph. Lab. Rep. ETL-0128, 1978.
24. Goetz G., Mueller R. K., Shupe D. M., IEEE Confer. Display Devices, New York, October, 1972.
25. Grime G. W., в кн.: «Non-Silver Photographic Processes» (ed. R. J. Cox), Academic Press, New York, 1975.
26. Guzik R. P., Electro-Optical Systems Design (June), 1974, p. 22.
27. Inoue E., Shimizu I., Graphics Arts Japan, **13**, 22 (1971—1972).
28. Jenny J. A., J. Opt. Soc. Amer., **60**, 1155 (1970).
29. Kellie T. F., Stevenson W. H., Study of the Characteristics of the Holographic Stereomodel for Application in Mensuration and Mapping, US Army Eng. Topograph. Lab. Rep. ETL-CR-73-14, Pt. II, 1973.
30. Kosar J., Light Sensitive Systems: Chemistry and Application of Nonsilver Halide Photographic Processes, Wiley, New York, 1965.
31. Kurtz R. L., Owen R. B., Opt. Eng., **14**, 393 (1975).
32. Laming F. P., Polymer Eng. Sci., **11**, 421 (1971).
33. Lo D. S., Appl. Opt., **13**, 862 (1974).
34. Lo D. S., Johnson L. H., Honebrink R. W., Appl. Opt., **14**, 820 (1975).
35. Lo D. S., Johnson L. H., Honebrink R. W., SPIE Confer., San Diego, Calif., 1976.
36. MacDonald D. I., Hill K. O., Evaluation of a New Photopolymer Hologram Recording Media, NTIS Rep. N-73-32395, 1973.
37. Megla G. K., Appl. Opt., **5**, 945 (1966).
38. Meyerhofer D., Appl. Opt., **10**, 416 (1971).
39. Meyerhofer D., RCA Rev., **33**, 118 (1972).
40. Morgan J. M., Kaminow I. P., Appl. Opt., **12**, 1964 (1973).
41. Norman S. L., Singh M. P., Appl. Opt., **14**, 818 (1975).

42. Pennington K. S., в кн.: «CRC Handbook of Lasers with Selected Data on Optical Technology» (ed. R. J. Pressley), Chem. Rubber Co., Cleveland, Oh., 1971.
43. Pouradier J., Burness D. M., в кн.: «The Theory of the Photographic Process» (ed. T. H. James), Macmillan, New York, 1966.
44. Ramberg E. G., RCA Review, 33, 5 (1972).
45. Shankoff T. A., Appl. Opt., 7, 2101 (1968).
46. Shipley Co. Newton, Massachusetts.
47. Staebler D. L., Phillips W., Faöghnan B. W., Materials for Phase Holographic Storage, NTIS Rep. AD-760343, 1973.
48. Stein K. J., Aviation Week and Space Technol. (April), 1974, p. 50.
49. Tomlinson W. J., Kamitow I. P., Chandross E. A. et al., Appl. Phys. Lett., 16, 486 (1970).
50. Tomlinson W. J., Chandross E. A., Fork R. L. et al., Appl. Opt., 11, 533 (1972).
51. Tomlinson W. J., Chandross E. A., Weber H. P. et al., Appl. Opt., 15, 534 (1976).
52. Urbach J. C., Meier R. W., Appl. Opt., 8, 2269 (1969).
53. Urbach J. C., Proc. SPIE, 25, 17 (1971).
54. Zech R. G., Gata Storage in Volume Holograms, Ph. D. Dissertation, Univ. of Michigan, Ann Arbor, Mich., 1974.
55. Zech R. G., Intern. Confer. Electrophotography, 3rd, Washington, D. C., 1977.
56. Zech R. G., Dwyer J. C., Fichter H., Lewis M., Appl. Opt., 12, 2822 (1973).
57. Zech R. G., Shareck M. W., Ralston L. M., Holographic Recording Materials, NTIS Rep. AD/A002849, 1974.
58. RCA Review, Optical Storage and Display Media, 33, No. 1, 1972.

## 8.4. ГОЛОГРАФИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ

*Р. Куриц, Хуанг-Куанг Лиу, Р. Оуэн*

### 8.4.1. Введение

В этом параграфе преследуются две основные цели: 1) дать руководящие критерии для выбора элементов голографических схем и 2) предложить практическое руководство по конструированию голографических систем для специальных применений.

Выбор элементов голографической системы в первую очередь определяется тем, какие задачи ставит перед собой экспериментатор, его возможностями и бюджетом, которым он располагает. Укомплектованные голографические установки стоят от 250 до 50 000 долл. и даже выше [61]. Ниже мы перечислим главные оптические элементы, необходимые для голографических работ, и дадим рекомендации по их использованию, а также рассмотрим возможности каждого из них.

#### 8.4.1.1. Лазер

Любой лазер, применяемый в голографии, должен работать в режиме моды  $TEM_{00}$  или в режиме *однофазной* моды, которые обеспечивают классическое гауссово распределение интенсивности по поперечному сечению пучка излучения. Особое внимание необхо-

димо уделять когерентным свойствам лазерного излучения. Для большинства лазеров непрерывного действия можно приблизительно считать, что длина когерентности равна длине резонатора. Для измерения длин путей объектного и опорного пучков удобно пользоваться такой простой вещью, как электрический провод с узелками в качестве маркеров, принимаемых за точку отсчета. Желательно, чтобы выходное излучение лазера было линейно-поляризованным, однако и неполяризованное излучение лазера пригодно для получения голограмм. Необходимая величина мощности выходного излучения определяется как размерами голографируемого объекта, так и конечными требованиями к плотности энергии в плоскости голограммы.

#### 8.4.1.2. Затворы

Для управления длительностью экспонирования пригодны как ручные, так и электронные затворы. Конечно, ручные затворы дешевле. Кроме того, если должным образом следить за плотностью получаемой голограммы, то затворы необходимо применять совместно с измерителем интенсивности света. После того как голографическая установка создана, для повторного получения голограмм вполне достаточно простого отсчета времени экспонирования ручным затвором. Электронные затворы дороже, но они дают существенно большие возможности для управления экспозициями. Они могут измерять интенсивности пучков и позволяют управлять экспозицией автоматически, путем интегрирования значений энергии во время экспонирования.

#### 8.4.1.3. Изолированный стол

В голографии предъявляются высокие требования к механической стабильности элементов голографической системы и всей системы в целом во время экспонирования. Это очевидно из того факта, что голограмма представляет собой записанную на материал интерференционную картину. Если во время экспонирования относительная фаза  $\Delta\varphi$  между объектным и опорным пучками изменится на величину  $\pi$ , то интерференционные линии перекроются и интерференционная картина разрушится. Величина  $\pi$  в относительной фазе эквивалентна разности длин оптических путей опорного и объектного пучков, равной  $\lambda/2$ , поскольку  $\Delta\varphi = k \Delta l$ , а  $\Delta l = \Delta\varphi/k = \pi/k$ ; следовательно,  $\Delta l = \lambda/2$ . Таким образом, механическая нестability, вызывающая за время экспонирования изменение длины оптического пути на  $\lambda/2$ , недопустима.

Существует большое разнообразие конструкций изолированных столов — от стола в виде ящика с песком до гранитных столов на пневматической изоляции. Различают два класса вибраций: вы-

сокочастотные, которые поглощаются «мертвыми» материалами, такими, как дерево, песок и т. п., и низкочастотные вибрации, поглощаемые изоляцией стола от окружающей обстановки. Для изоляции применяют пористый упаковочный материал, пневматические цилиндры и внутренние трубы. Для получения обычных голограмм типа дисплеев вполне достаточно более дешевых столов в виде ящика с песком. Высококачественная голография требует применения специальных поверхностей на пневматических подставках. Чтобы проверить устойчивость любой поверхности, на нее устанавливают простой интерферометр и наблюдают интерференционные линии при различных амплитудах и периодах движения.

#### 8.4.1.4. Зеркала

Требования к зеркалам очень просты. Отражающая поверхность зеркала всегда должна быть фронтальной (передней) и незагрязненной поверхностью хорошего качества, так чтобы в волновой фронт не вводил дополнительных дифракционных картин. Необходимость регулировки положения каждой зеркальной поверхности определяется требованиями конкретного эксперимента.

#### 8.4.1.5. Светоделитель

Светоделителем может быть либо поверхность стекла, либо устройство, обладающее изменяющейся в широком диапазоне плотностью. Изменением угла наклона стеклянной пластинки можно в небольших пределах управлять проходящей и отраженной составляющими пучка. Если плоское стекло обеспечивает вполне удовлетворительное управление интенсивностями пучков, то нет необходимости применять более дорогие типы светоделителей. Но если требуется более точная регулировка интенсивности, то для этого случая подойдут выпускаемые промышленностью светоделители с полупрозрачным вращающимся зеркалом, у которого коэффициенты пропускания и отражения изменяются по окружности. Их можно автоматизировать, используя привод типа «кабестан» или шаговый двигатель. Хорошее качество пучка дают двулучепреломляющие кристаллы, перед которыми помещают вращаемые полуволновые пластинки, однако при этом нужно тщательно следить за ориентацией поляризации. Другой полезной разновидностью светоделителя являются фотополимерные дифракционные решетки, которые изготавливают голографическим способом.

#### 8.4.1.6. Пространственный фильтр

Хотя голограммы можно изготовить без применения пространственной фильтрации, их качество нельзя сделать хорошим. Пространственный фильтр необходим и для формирования восстановлен-

ного изображения хорошего качества и обязателен при получении количественных характеристик в голографии. Пространственный фильтр состоит из положительной линзы (обычно это объектив микроскопа) и точечной диафрагмы, расположенной в фокальной точке линзы. Через это точечное отверстие пройдет только та часть световой волны, которая распространяется параллельно оптической оси. Всякий свет, идущий непараллельно оптической оси (обусловленный рассеянием на пыли, поперечными модами лазерного излучения и т. п.), будет блокироваться и не пройдет через точечную диафрагму.

#### 8.4.1.7. Линзы

Первоначально линзы использовались для расширения лазерного пучка. Следовательно, главное требование в этом случае заключается в том, чтобы как положительные, так и отрицательные линзы имели по возможности малое фокусное расстояние для достижения заданного расширения пучка на кратчайшем расстоянии. Иногда расширение объектного пучка можно получить за счет рассеивателя.

#### 8.4.1.8. Пленка

В голографии находят применение многие типы пленок и других материалов для регистрации голограмм. Первое требование, которое к ним предъявляется, — это высокое разрешение. Оно определяется длиной волны лазерного излучения и половиной угла  $\theta$  между объектным и опорным пучками. Требуемое разрешение в линиях на миллиметр определяется выражением

$$R = [2 \sin(\theta/2)]/\lambda.$$

Обычно для излучения He — Ne-лазера с длиной волны  $\lambda = 6328 \text{ \AA}$  эта величина лежит в пределах  $60 \leq R \leq 1500 \text{ мм}^{-1}$ , в случае когда угол между объектным и опорным пучками находится в пределах  $2^\circ \leq \theta/2 \leq 50^\circ$ .

Эмульсии, обладающие достаточным разрешением, крепятся на жесткой стеклянной или на гибкой ацетатной подложке. Стеклянные пластинки обеспечивают большую стабильность, но их стоимость обычно больше. Пленка стоит дешевле и ее можно жестко закрепить, если зажать между стеклянными пластинками или прижать к металлической пластинке, как в фотоаппарате.

#### 8.4.1.9. Держатель пленки

Для удовлетворительного выполнения большинства экспериментов в голографии можно изготовить держатели пленки или держатели пластинки, различные по конструкции и принципу действия. В тех случаях, когда требуется точная воспроизводимость голограмм, необходимо использовать держатели с прецизионной регулировкой. Иногда держатель можно даже приспособить для проявления фотопластинки на месте. В некоторых голографических устройствах требуется быстрое, повторяющееся считывание информации, для чего необходимо иметь устройство транспортировки пленки шириной 70 мм.

Таким образом, мы видим, что для голографических систем имеется большой выбор различных элементов. Однако какой из них использовать и в какое время, зависит от рода работы, которая выполняется голографическим способом, и от того, какие расходы допускает бюджет. Иногда изобретательность экспериментатора возмещает ограниченность бюджета. В конечном счете за выбор деталей отвечает экспериментатор, и все решается его благоразумием.

#### 8.4.1.10. Краткое содержание остального материала параграфа

До сих пор одно из главных применений голографии лежит в области голографического неразрушающего контроля (ГНК) и оказывается, что разработанные методы оптического ГНК или голографической интерферометрии являются действительно самым полезным результатом этих применений. Недавно эта тема была превосходно изложена в книге [19]; полезной также является книга Кольера и др. [15]. Некоторые сведения по этому вопросу можно найти в § 10.4 настоящей книги. Последующее содержание настоящего параграфа требует от читателя понимания таких терминов, как реальное время, двойная экспозиция и методы усреднения по времени, рассмотренные в указанной выше литературе. Поэтому мы здесь сконцентрируем внимание на некоторых конкретных системах ГНК, чтобы дать некоторое практическое руководство для конструирования обычных голографических систем.

При написании этого параграфа предполагалось, что читатель знаком с основами голографии. Главное внимание мы уделим голографическому неразрушающему контролю, который сыграл значительную роль в прошлом и, по-видимому, найдет широкое применение в будущем. Сначала мы рассмотрим общие аспекты ГНК, а затем уже и конкретные системы (см. разд. 8.4.2—8.4.6). При этом конкретные голографические системы, имеющие отношение к ГНК, обсуждаются с точки зрения потребителя. Следовательно, в нашем рассмотрении мы будем подчеркивать, за исключением раздела,

посвященного голографии спеклов, практическую, а не теоретическую сторону вопроса. Поскольку голография спеклов как метод разработана недавно, мы рассмотрим ее теоретические основы. Последовательность изложения методов ГНК в разд. 8.4.2—8.4.5 выбиралась таким образом, чтобы подготовить читателя к разд. 8.4.6, в котором описываются методы ГНК с использованием автоматической обработки данных. Этот гибридный метод объединяет все системы, рассмотренные в предыдущих разделах параграфа. Гибридный метод представлен здесь не только благодаря его собственным достоинствам, но, что более важно, как идея комбинирования известных методов с целью использования их индивидуальных преимуществ для выполнения данного исследования.

В разд. 8.4.7 мы рассмотрим голографию движущихся объектов главным образом в связи с возможностью разработки голографической кинокамеры.

Раздел 8.4.8 знакомит читателя с рядом других голографических систем, потенциальное применение которых в будущем очевидно.

#### 8.4.2. Описание комбинированной мобильной установки ГНК; система с переменной чувствительностью

Поскольку голография использует явление интерференции, полное изменение  $\Delta d$  длины оптического пути объектного пучка за время экспонирования должно быть не более чем  $\lambda/2$ , где  $\lambda$  — длина волны источника света. Из-за этого жесткого ограничения для успешной регистрации движущегося объекта или частицы наиболее важную роль играет геометрия применяемого оптического устройства. В связи с этим изучим два предельных случая геометрии схемы голографирования с боковым опорным пучком.

Рассмотрим голографическое устройство, схематически представленное на рис. 1. Это устройство оказывается очень подходящим для голографирования стационарного объекта, поскольку при этом большая часть энергии излучения возвращается от объекта к фотопластинке. В этом случае вектор распространения излучения  $\mathbf{k}$  ( $|\mathbf{k}|=2\pi/\lambda$ ) либо параллелен, либо антипараллелен направлению вынужденного движения объекта. Считаем, что если за время экспонирования объект перемещается из положения  $x_0$  в новое положение  $x_1$  на расстояние  $\Delta x$ , то общее изменение длины оптического пути  $\Delta d=2\Delta x$ . Используя предельное требование к допустимому изменению длины оптического пути в голографическом устройстве, получаем, что  $2\Delta x < \lambda/2$ , откуда  $\Delta x < \lambda/4$ . Следовательно, для того чтобы записать хорошую голограмму, объект за время экспонирования нельзя перемещать на расстояние, большее чем  $\lambda/4$ . Эта геометрия допускает перемещение объекта на минимальное расстояние. На рис. 2 показан противоположный случай. Основное

различие в схемах этого и предыдущего устройств заключается в том, что в последней схеме одно из зеркал вращается. Кроме того, в этом случае направление перемещения объекта перпендикулярно направлению вектора распространения света  $k$ . В результате

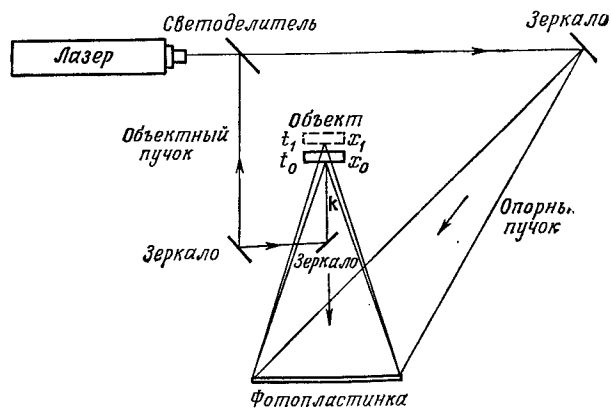


Рис. 1. Голографическая установка, допускающая минимальное перемещение объекта при экспонировании.

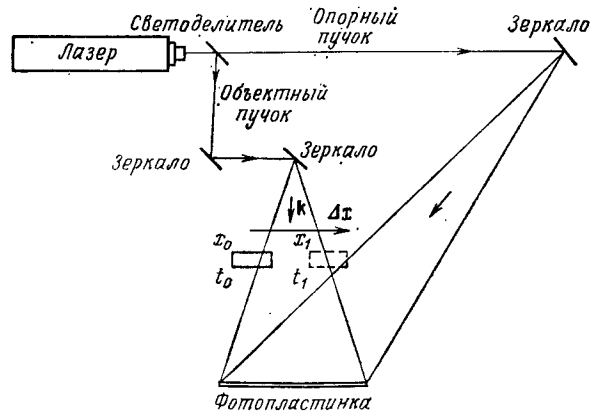


Рис. 2. Голографическая установка, допускающая максимальное перемещение объекта при экспонировании.

оказывается, что расстояние  $\Delta x$  может быть каким угодно большим без какого-либо изменения длины оптического пути объектного пучка. Для такой геометрии разность путей  $\Delta d \equiv 0$ .

Из предыдущего рассмотрения можно видеть, что чувствительность системы ГНК к перемещению объекта зависит от схемы расположения оптических элементов. Одним из авторов разработана система ГНК с переменной чувствительностью. Она позволяет ис-

следовать объект в широком диапазоне прикладываемых нагрузок. Это достигается выбором такой геометрии, которая допускает незначительные изменения в оптических элементах с целью управления чувствительностью системы. Ниже мы подробно опишем эту систему, чтобы проиллюстрировать, какие операции обычно выполняются в большинстве систем ГНК.

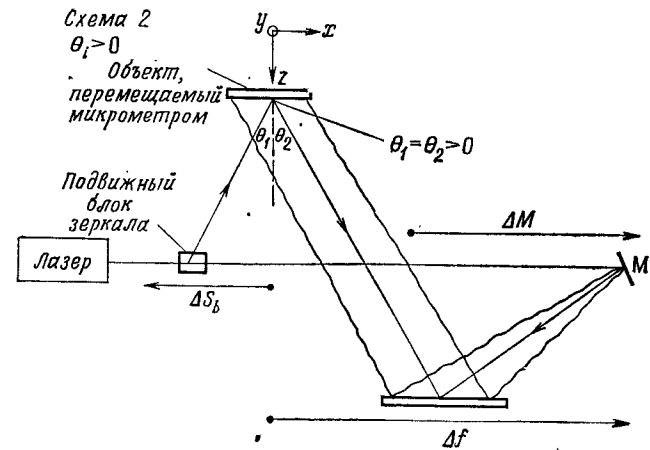
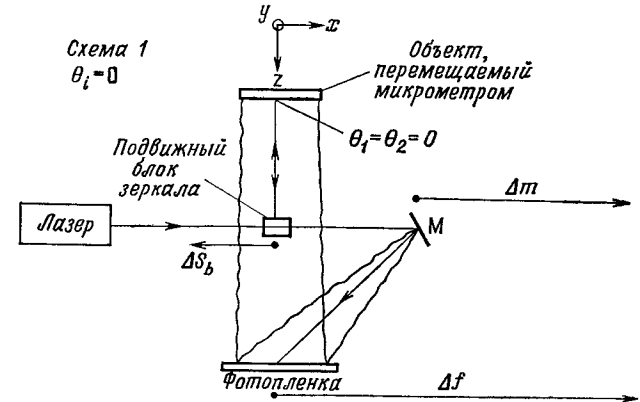


Рис. 3. Комбинированная мобильная система ГНК.

Обратимся теперь к схеме 1 на рис. 3. Излучение лазера попадает на блок полевого зеркала, который по существу состоит из пространственного фильтра и светоделителя. Этот блок перемещается влево вдоль пути  $\Delta S_b$ . Отраженная часть излучения направляется под прямым углом ( $\theta = 0$ ) на объект, перемещаемый микрометром. От объекта это излучение возвращается навстречу самому



себе и проходит к пленочному регистратору. При этом сам пленочный регистратор перемещается вправо вдоль пути  $\Delta f$ .

Излучение, прошедшее через блок полевого зеркала, попадает на зеркало М, которое может перемещаться вправо вдоль пути  $\Delta m$ . Зеркалом излучение направляется на пленочный регистратор, где интерферирует с объектным пучком.

Аналогичным образом можно рассмотреть схему 2 на рис. 3, которая отличается от предыдущей лишь тем, что объектный пучок образует некоторый угол  $\theta > 0$  с перпендикуляром к объекту.

Эта система является универсальной, поскольку для перехода от одного метода ГНК к другому достаточно лишь незначительных манипуляций тремя элементами (блоком полевого зеркала, зеркалом М и пленочным регистратором). При этом не обязательно собирать новую схему, чтобы осуществить различные варианты метода ГНК. Более того, такая регулировка облегчает применение установки ГНК в качестве полевого прибора, поскольку она позволяет управлять чувствительностью системы и, следовательно, обеспечивает с легкостью испытания различных объектов. Система оканчивается мобильной, так как все оптические элементы можно смонтировать на предварительно прокалиброванном жестком столе и разместить в любом месте вдоль пути их перемещения. Благодаря калиброванному изменению угла  $\theta$ , который объектный пучок образует с нормалью к объекту, система имеет переменную чувствительность (что еще больше усложняет систему).

Полуколичественная теория интерпретации интерференционных полос в методе двойной экспозиции, разработанная Лиу и др. в [39], а также Лиу и Курцем [38], дала хорошее совпадение с экспериментальными результатами. Для небольших в общем случае трехмерных смещений ( $D_x$ ,  $D_y$ ,  $D_z$ ) теория предсказывает, что интерференционные полосы, наблюдаемые в начале эксперимента в центре голограммы, являются смещенными относительно центра окружностями, описываемыми выражением

$$A(x^2 + y^2) + Bx + Cy = (n - 1/2)\lambda, \quad (1)$$

где

$$A = \frac{1}{2} D_z \left( \frac{\cos \theta_1}{S^2} + \frac{\cos \theta_2}{H^2} \right),$$

$$B = D_z \left( \frac{\cos \theta_1 \sin \theta_1}{S} - \frac{\sin \theta_2 \cos \theta_2}{H} \right) + D_x \left( \frac{1}{S} + \frac{1}{H} \right), \quad (2)$$

$$C = D_y \left( \frac{1}{S} + \frac{1}{H} \right),$$

$S = |S|$ ,  $H = |H|$ ,  $n$  — целое число, а  $\lambda$  — длина волны излучения лазера.

Радиус  $n$ -й окружности интерференционных полос можно записать в виде

$$R_n = (1/2A) [B^2 + C^2 + 4A(n - 1/2)\lambda]^{1/2}. \quad (3)$$

В частном случае, когда  $\theta_1 = \theta_2 = \theta$  и  $S = H$ , можно видеть, что для сохранения неизменной величины радиуса  $R_n$  при постоянных  $D_x$  и  $D_y$ , произведение  $D_z \cos \theta$  должно быть постоянной величиной. Иными словами, если  $\theta$  увеличивается, то  $D_z$  должно увеличиваться настолько, чтобы произведение  $D_z \cos \theta$  сохранялось постоянным. Это означает, что при больших углах  $\theta$  система менее чувствительна к внеплоскостному смещению объекта.

Например, если  $\theta = 0$ , то смещения объекта, например, вдоль положительного направления оси  $z$  на величину  $D_z$  будет достаточно, чтобы вызвать появление еще одной полосы в интерференционной картине. Даже если  $\theta = 80^\circ$ , то для образования еще одной полосы в интерференционной картине новое смещение должно составить  $D'_z = D_z / \cos 80^\circ = 5,88 D_z$ . Эти два смещения объекта вдоль положительного направления оси  $z$  отличаются примерно на половину порядка величины. Этот результат показывает изменение чувствительности системы при внеплоскостном смещении объекта.

На такой комбинированной мобильной установке проводились испытания нескольких образцов слоистой структуры (входящих в устройства ракетной системы «Першинг»), в которых заранее были сделаны щели. Эти испытания проводятся по следующей программе:

*Этап 1.* Испытуемый образец помещается в держатель, проверяется отсутствие утечек давления; затем держатель устанавливается в соответствующее место голографической системы.

*Этап 2.* Получают голограмму сравнения испытуемого объекта и аккуратно помещают ее обратно на свое место в голографическую систему таким образом, чтобы мнимое изображение, восстановленное с этой голограммы, совпало с реальным исследуемым объектом.

*Этап 3.* Наблюдают интерференционную картину от исследуемого объекта, на который действует непрерывно меняющаяся положительная нагрузка давлением.

*Этап 4.* Регистрируют изменения в картине интерференционных полос, фотографируя мнимое изображение через голограмму.

Эти этапы представляют собой наблюдение и регистрацию интерферограмм в реальном времени (интерферометрия в реальном времени) и метод исследования, необходимый для определения того, адекватны ли изменения в приложенной нагрузке местоположениям трещин и разрывов. Наконец, двухэкспозиционная голограмма получается при постоянной голографической записи наблюдаемых трещин и разрывов.

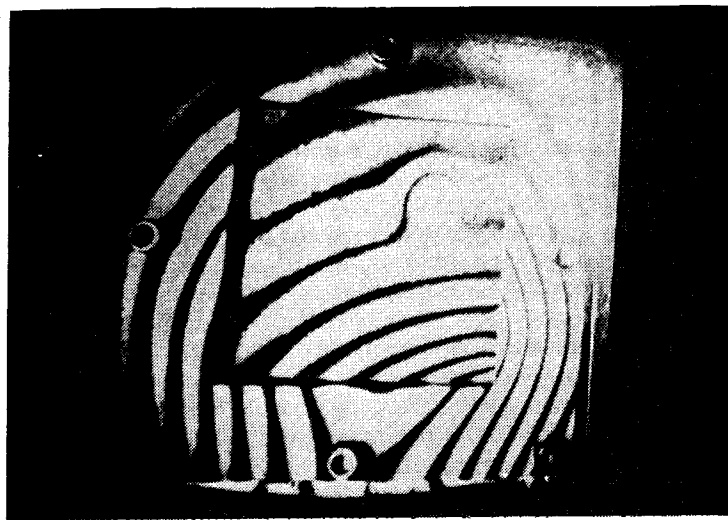


Рис. 4. Фотография восстановленного изображения диска из тефлона с голограммы, полученной по методу двух экспозиций.

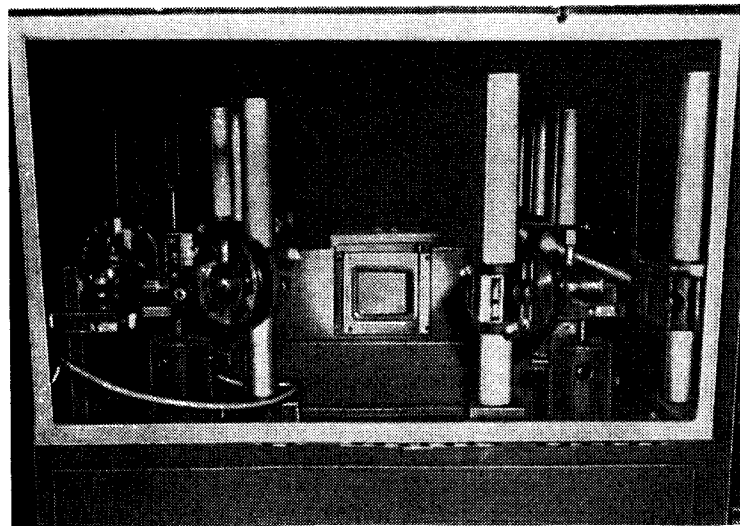


Рис. 5. Фотография комбинированной мобильной ГНК.

На рис. 4 представлена фотография изображения, восстановленного с голограммы, полученной по методу двух экспозиций. Объектом служил тефлоновый диск размерами  $19,05 \times 0,025$  мм, обращен-

ный к нам нижней стороной и внедренный в слоистую эпоксидную структуру; этот диск входит в одно из устройств ракетной системы «Першинг». Давление нагрузки, используемое при этих испытаниях, составляло  $1,1 \cdot 10^9$  Н/м<sup>2</sup> [34]. При голографических испытаниях вне лаборатории система ГНК с переменной чувствительностью ведет себя также хорошо. Прототип комбинированной мобильной системы ГНК показан на рис. 5.

#### 8.4.3. Акустооптический голографический неразрушающий контроль

Полное рассмотрение акустической голографии выходит за пределы этого раздела. Во многих законченных работах [25, 45, 46, 52] данная тема рассматривается очень подробно. Наша цель — ознакомить читателя с преимуществами и основными недостатками этого голографического метода, используемого в гибридной голографической системе, подробно описываемой в разд. 8.4.6.

##### 8.4.3.1. Акустическая голография

Акустическая голография во многом похожа на оптическую голографию благодаря многим аналогичным свойствам акустики и оптики. Но длина звуковой волны значительно превышает длину оптической волны. Поэтому в общем случае большая длина волны приводит к тому, что разрешение в акустической голографии оказывается много меньше, чем в оптической.

С другой стороны, большая длина волны расширяет возможности ГНК, поскольку объекты, непрозрачные для оптических волн, становятся прозрачными для акустических. Это свойство позволяет разглядывать исследуемый объект по всему объему. Результатом применения такого акустического метода является изображение внутренней структуры трехмерного испытуемого объекта. Это изображение особенно полезно при определении местонахождения различных дефектов внутри исследуемого объекта. Акустическая голография обладает целым рядом других преимуществ при формировании видимых изображений облученного звуком объекта. В частности, к этим преимуществам относятся способность к визуализации трехмерного изображения в реальном времени, быстрая запись и обработка акустической информации, огромная глубина поля зрения, относительная нечувствительность к турбулентности окружающей среды, способность к переработке информации об объекте, полученной от отдельных выбранных точек объекта, определение местоположения дефектов в объектах и, наконец, способность регистрировать сигналы с существенно более низкими мощностями, чем в любом другом случае.

## 8.4.3.2. Акустооптическая голография

Функция «оптической» части акустооптической системы состоит в том, чтобы с помощью оптического регистратора записать акустическую модуляцию объектного пучка. Система облучает объект акустической энергией и позволяет в дальнейшем этой модулированной акустической волне в свою очередь модулировать объектный пучок оптической голографической системы. Следовательно, если представляющая интерес акустическая модуляция может быть записана оптически, то должна быть разработана оптическая система записи и восстановления. Такая система имеет свои преимущества, которые рассматриваются в разд. 8.4.6.

Существует несколько методов, пригодных для создания акустооптических схем модуляции. В табл. 1, взятой из работы [18], сравниваются некоторые из этих методов.

## 8.4.4. Неразрушающий контроль с применением голографии спеклов

Зернистость (или спекл-эффект) лазерного излучения обусловлена двумя внутренними свойствами лазеров: пространственной когерентностью и монохроматичностью излучения. Результаты недавних исследований показывают, что эти явления могут различными способами применяться для измерения малых смещений, напряжений или вибраций. Наиболее широкое распространение получили следующие два метода: голографическая спекл-интерферометрия и фотографическая спекл-интерферометрия. Главным преимуществом первого метода является то, что он смягчает строгое требование обязательной виброизоляции систем ГНК. Преимуществом второго метода является то, что он чувствителен лишь к составляющим поверхностного изменения, лежащим в плоскости. В этом разделе мы рассмотрим основные принципы и практические ограничения этих методов, а также и их потенциальные применения в существующих системах ГНК. Кроме того, мы опишем три новые интерферометрические системы ГНК, в которых используются эти методы. Все системы построены на основе комбинированной мобильной системы ГНК (системы КМГНК), рассмотренной в разд. 8.4.2, так что достоинства исходной системы будут в них сохраняться. Опишем также в общих чертах экспериментальные процедуры калибровки и оценки новых систем.

## 8.4.4.1. Двухэкспозиционная фотографическая спекл-интерферометрия

Если диффузную поверхность осветить непрерывной лазерной волной, то поверхность будет выглядеть зернистой или пятнистой. Причиной этого является то, что в любую точку перед освещенной

Таблица 1

Акустооптические методы обнаружения и формирования изображений [18]

Система формирования изображения	Детекторы или метод обнаружения и воспроизведения изображения	Способность к работе в реальном времени	Чувствительность, Вт/см <sup>2</sup>	Диапазон частот, МГц	Общие замечания
Поверхность жидкости (стоячие волны)	Оптический фазовый контр-раст или оптическое сканирование когерентным или некогерентным светом	Да	$1,5 \cdot 10^{-3}$ (обычная) $10^{-5}$ (по сообщениям) $10^{-9}$ (теоретическая)	0,5—10	
Дифракция Брэгга (непосредственное взаимодействие световых и звуковых волн)	Когерентный лазерный свет (непрерывный или импульсный)	Да	$10^{-9}$ (теоретическая)	10—100	
Деформированное твердое тело (динамическая рябь)	Сканирование лазерным или электронным пучком	Да	$10^{-3}$ (по сообщениям) $10^{-9}$ — $10^{-11}$ (теоретическая)	100	
Преобразователь лова	Сканирование обратной стороны PZT (кварца или бария) электронным пучком и детектирование вторичной эмиссии	Да	$10^{-9}$ (теоретическая)	0—20	Герметизированная лампа с очень узкой угловой апертурой (10—20°) с разрешением $3\lambda_s$ — $5\lambda_s$ (по сообщениям); новые разработки позволяют увеличить апертуру и частоту

Система формирования изображения	Детекторы или метод обнаружения и воспроизведения изображения	Способность к работе в реальном времени	Чувствительность, Вт/см <sup>2</sup>	Диапазон частот, МГц	Общие замечания
Преобразователь изображения на лампе с экраном из металлических нитей (с подходящим PZT)	Сканирование обратной стороны PZT (аналогично преобразователю Соколова)	Да	10 <sup>-9</sup> (теоретическая)	До 20	Улучшает угловое поле зрения лампы Соколова
Преобразователь изображения на трубке с пирозлектрическим экраном	Сканирование обратной стороны пирозлектрика	Да	10 <sup>-3</sup> при 3 МГц (по сообщениям)	До 20	Чувствительность возрастает пропорционально f <sup>2</sup> ; широкий диапазон частот (>20 МГц); герметизированная трубка
Электростатические преобразователи	Электрическое выключение	Да	10 <sup>-8</sup> в воздухе 10 <sup>-11</sup> в воде (теоретическая)	0,07—0,25 в воздухе 0,3—3,5 в воде	
Пьезоэлектрическая линейка с электронными фокусировкой и сканированием	Электронный преобразователь изображения	Да	10 <sup>-3</sup> (по сообщениям)	1—20 (применяемый)	Применение сканирования PZT лазерным пучком обеспечивает чувствительность 10 <sup>-4</sup> Вт/см <sup>2</sup>
Пьезорезистивный преобразователь изображения	Сканирование электронным пучком	Да	10 <sup>-7</sup> (по сообщениям)	1—20	Обладает большим динамическим диапазоном, чем пьезоэлектрики
Электролюминесцентный преобразователь изображения	Прямое преобразование	Да	10 <sup>-9</sup> (по сообщениям)		Обладает способностью к хранению информации

Система формирования изображения	Детекторы или метод обнаружения и воспроизведения изображения	Способность к работе в реальном времени	Чувствительность, Вт/см <sup>2</sup>	Диапазон частот, МГц	Общие замечания
Фотографические и химические методы	Прямое взаимодействие	Нет	~1—5 (по сообщениям)	> 0,02	
Фотополимерные материалы	После преобразования в видимое или электронное изображение	Нет	0,013 с ионным лазером на аргоне (по сообщениям)		
Регистраторы на масле, термopластике и фотопластике	Сканирование электронным пучком плюс оптическое освещение	Нет	0,1—1 (по сообщениям)		Плохое разрешение, низкий контраст и ограниченный до 20 дБ динамический диапазон
Ячейка Фольмана	Прямое взаимодействие	Да	10 <sup>-1</sup> —10 <sup>-3</sup> (время реакции 1 с)		Все еще на экспериментальной стадии разработки
Дисплей из твердых и жидких кристаллах		Да	0,1—10 <sup>-6</sup> (по сообщениям)		См. работу [8], в которой имеются конкретные ссылки; например, СаСгS, стимулированный УФ-излучением, увеличивает стойкость своей люминесценции при акустическом экстренировании; пространственное разрешение 0,2 мм (по сообщениям)
Химические способы: изменения стойкого фосфора	Прямое взаимодействие плюс соответствующая система наблюдения	Да	0,05—0,1		

Способность к работе в реальном времени	Чувствительность, Вт/см <sup>2</sup>	Диапазон частот, МГц	Общие замечания
Система формирования изображения			
Детекторы или метод обнаружения и воспроизведения изображения			
Угасание люминесценции	1		Хромоизомерическая смесь (например нитиды Hg—Ag) изменяет при акустическом поглощении цвет от желтого до красного (экспозиция 1с); необратимый процесс
Изменение термочувствительного цвета	1		Полупроводниковые материалы, такие, как цинк и кадмий
Изменение фотоэмиссионности	0,1 (при 5 МГц)		Термостолбик обнаруживает 0,1 Вт/см <sup>2</sup> , разность температур 10 <sup>-4</sup> °С
Изменение электропроводности	0,1		О результатах не сообщается
Термоэлемент и термистор	10 <sup>-11</sup>		Применяется главным образом в медицине
Акустическая фокусировка зонной пластинкой (на PZT)	Да		О результатах не сообщается
Звукоадиодивиденция Габор	Нет		Применяется главным образом в медицине
Акустическая томография	Нет	10 <sup>-11</sup> (теоретическая)	О результатах не сообщается
Запись частотного скока	Возможно	10 <sup>-11</sup> (теоретическая)	Медленный процесс
Дискретная выборка и восстановление изображения на ЭВМ	Нет	10 <sup>-11</sup> (теоретическая)	
Регистрирующие приборы типа «Рутикон»	Да	30 эрг/см <sup>2</sup>	

поверхностью от всех точек этой поверхности приходит диффузно рассеянный свет одинаковой амплитуды, но со случайными фазами. Интерференция этих рассеянных полей когерентного излучения и приводит к спеклам.

Основной принцип образования спеклов можно описать с помощью рис. 6, как это сделал Линдертц [36].

На рис. 6  $S_1$  и  $S_2$  — две диффузные поверхности, освещаемые когерентным светом лазера. Пусть  $F_1(x, y, z)$  и  $F_2(x, y, z)$  — суммы векторов, изображающих свет, рассеянный всеми точками поверхностей  $S_1$  и  $S_2$  соответственно, который достигает точки  $Q(x, y, z)$ . Обозначим результирующую амплитуду и фазу света в точке  $Q(x, y, z)$  через  $F_3(x, y, z)$ ; тогда

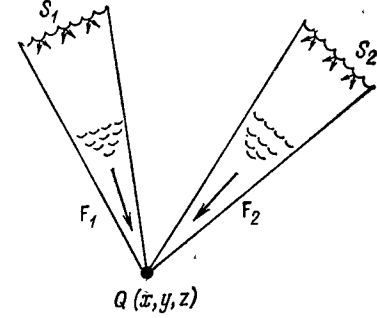
$$F_3(x, y, z) = F_1(x, y, z) + F_2(x, y, z). \quad (4)$$


Рис. 6. Образование спекл-картины в точке  $Q(x, y, z)$  благодаря рассеянию света от  $S_1$  и  $S_2$ .

При изменении координат  $x, y$  и  $z$  соответственно изменяются фазовые распределения  $F_1, F_2$  и  $F_3$ . Если в каждой точке распределения  $F_1$  фаза меняется на одну и ту же величину  $\delta$  относительно фазы в  $F_2$ , то  $F_3$  будет изменяться от точки к точке случайным образом. Рассмотрим на рис. 6 область  $A$  в плоскости  $xy$  (при  $z = \text{const}$ ), в которой  $\delta$  меняется одинаковым образом во всех точках. Обозначим интенсивности света от поверхностей  $S_1$  и  $S_2$  в произвольной точке  $Q(x, y)$  через  $I_1$  и  $I_2$ , причем

$$I_1 = |F_1(x, y)|^2 \quad (5)$$

и

$$I_2 = |F_2(x, y)|^2. \quad (6)$$

Если при  $\delta = 0$  фазовый угол между векторами  $F_1$  и  $F_2$  равен  $\theta$ , то результирующая интенсивность в точке  $Q(x, y)$  запишется в виде

$$I_3(0) = I_1 + I_2 + 2(I_1 I_2)^{1/2} \cos \theta. \quad (7)$$

Когда вектор  $F_1$  приобретает сдвиг по фазе  $\delta$  относительно вектора  $F_2$ , результирующая интенсивность в точке  $Q(x, y)$  принимает вид

$$I_3(\delta) = I_1 + I_2 + 2(I_1 I_2)^{1/2} \cos(\theta + \delta). \quad (8)$$

Рассмотрим фотографическую пластинку, помещенную в плоскость  $xy$ , и предположим, что произведено первое экспонирование в течение половины единичного времени при  $\delta = 0$ , а второе экспонирование — при некотором  $\delta$  в течение оставшейся половины еди-

ничного времени; тогда общая средняя энергия, полученная в точке  $Q(x, y)$  за полное время экспонирования, дается выражением

$$I_3(\delta) = 2(I_1 + I_2) + 2(I_1 I_2)^{1/2} [\cos \theta + \cos(\theta + \delta)]. \quad (9)$$

Если  $\delta = 2n\pi$ , где  $n = 0, 1, 2, 3, \dots$ , то

$$I_3(2n\pi) = [I_1 + I_2 + 2(I_1 I_2)^{1/2} \cos \theta]. \quad (10)$$

Распределение энергии при записи методом двойной экспозиции должно быть таким же, как и распределение интенсивности в случае картины спеклов, полученной с одной экспозицией. Можно показать [22, 51], что это распределение записывается в виде

$$W_1(I) = (1/I_0) \exp(I/I_0), \quad (11)$$

где  $W_1(I) dI$  — вероятность того, что интенсивность отдельного пятна равна  $I$ , а  $I_0$  — средняя интенсивность картины, являющаяся нормированным множителем.

И обратно, когда  $\delta = (2n+1)\pi$ , а  $I_1$  и  $I_2$  остаются постоянными, выражение (9) принимает вид

$$I_3(2n\pi + \pi) = 2(I_1 + I_2). \quad (12)$$

Этот результат эквивалентен действию некогерентного сложения двух независимых картин спеклов. Результирующая функция плотности вероятности дается выражением

$$W_2(I) = 4(I/I_0^2) \exp(-2I/I_0), \quad (13)$$

где  $W_2(I) dI$  — новая вероятность того, что интенсивность спекла равна  $I$ .

Обозначим через  $T(I)$  локальное пропускание по интенсивности данной фотографической эмульсии, которая экспонировалась при интенсивности  $I$  в течение единичного времени экспонирования, тогда для двойной экспозиции, соответствующей  $\delta = 2n\pi$ , получаем

$$T_1 = \int_0^{\infty} W_1(I) T(I) dI, \quad (14)$$

где  $I = I_3(2n\pi)$  в соответствии с выражением (10). При  $\delta = (2n+1)\pi$  среднее пропускание по интенсивности записывается в виде

$$T_2 = \int_0^{\infty} W_2(I) T(I) dI, \quad (15)$$

где  $I$  дается выражением (12).

Видность интерференционных линий спеклов, обусловленная различием в пропусканиях  $T_1$  и  $T_2$ , в результате двух экспозиций можно определить следующим образом:

$$V = (T_1 - T_2) / (T_1 + T_2). \quad (16)$$

Средняя плотность такой интерференционной картины дается выражением

$$D = \lg [2 / (T_1 + T_2)]. \quad (17)$$

#### 8.4.4.2. Голографическая интерферометрия с пятнистым опорным пучком

Метод голографической интерферометрии с пятнистым опорным пучком отличается от голографической спекл-интерферометрии, рассмотренной в п. 8.4.4.1. Голограмму с пятнистым опорным пучком

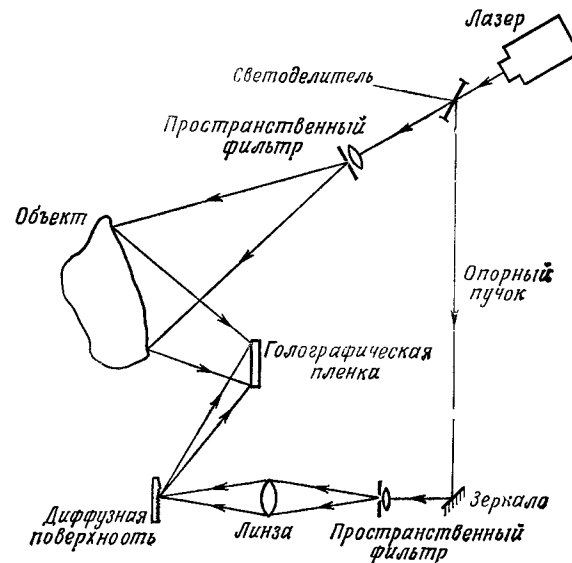


Рис. 7. Типичная схема голографической системы с пятнистым опорным пучком,

регистрируют в системе, подобной системе КМГНК, описанной в разд. 8.4.2, а также Курцем [31] и Курцем и Лиу [34]. Система состоит из источника когерентного света, светоделителя, делящего лазерный пучок на два: опорный и объектный. Геометрия системы позволяет получить переменную чувствительность. Единственной особенностью метода пятнистого опорного пучка является то, что опорный пучок фокусируется в точку на диффузной поверхности. Отраженный рассеянный свет собирается в плоскости пленки [60]. Эта система иллюстрируется на рис. 7.

Если диффузная поверхность, показанная на рис. 7, является частью объекта или прикреплена к нему, то влияние движения объекта на регистрацию голограммы будет компенсироваться изменением длины пути опорного пучка. Благодаря этому компенсационному

эффекту строгие требования к изоляции голографических систем от вибраций, предъявляемые в обычной голографии, можно значительно смягчить, а для отдельных объектов даже полностью снять.

Из рис. 8 можно вывести условия получения высококачественных восстановленных изображений, в случае когда система способна

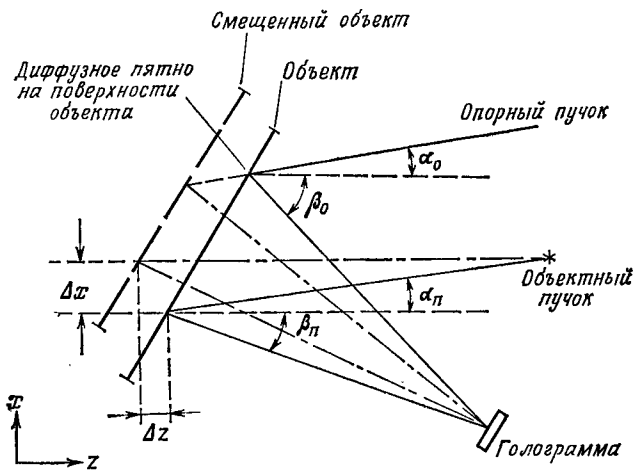


Рис. 8. Схематическая диаграмма, поясняющая работу голографической системы с пятнистым опорным пучком.

регистрировать объекты большой площади. Предположим, что объект движется случайным образом. Смещение объекта изображается составляющими смещения  $\Delta x$  и  $\Delta z$ . Изменение фазы сфокусированного опорного пятна имеет вид

$$\Delta\delta_0 = (2\pi\Delta z/\lambda) (\cos \beta_0 - \operatorname{tg} \alpha_0 \sin \beta_0 + \sec \alpha_0), \quad (18)$$

где  $\lambda$  — длина волны излучения лазера, а обозначения углов приведены на рис. 8. Считается, что расстояние между объектом и голограммой должно во много раз превышать величину случайного смещения поверхности. Изменение фазы  $\Delta\delta_n$  в точке на освещенной части объекта составляет

$$\Delta\delta_n = (2\pi/\lambda) [\Delta z (\cos \alpha_n + \cos \beta_n) - \Delta x (\sin \alpha_n - \sin \beta_n)]. \quad (19)$$

Выражение (19) справедливо в предположении, что расстояние от освещающего точечного источника значительно больше величины случайного смещения поверхности; это означает, что выполняются условия дифракции Фраунгофера.

Поскольку выражение (18) не имеет явной зависимости от  $\Delta x$ , случайное смещение в направлении  $z$  нельзя скомпенсировать. Это является ограничением настоящего метода. Лучшее, что можно достигнуть для компенсации случайного движения в этой схеме,—

это уравнивать в выражениях (18) и (19) обе составляющие смещения по  $z$ . Следовательно, максимальная компенсация движения объекта получается при  $\alpha_0 = \alpha_n = 0$  и  $\beta_n = \beta_0$ .

#### 8.4.4.3. Применение в системах ГНК методов голографической интерферометрии с пятнистым опорным пучком и фотографической спекл-интерферометрии

Наиболее важным преимуществом интерферометрии пятнистого пучка является смягчение жестких требований обычной голографии к изоляции от вибраций, а для некоторых объектов даже их полное исключение. Особенно это полезно при работе систем ГНК в реальных условиях испытаний. Важным достоинством метода фотографической спекл-интерферометрии является способность измерять составляющие напряжений или смещений в плоскости. Кроме того, этим методом можно определить не только амплитуду поверхностной составляющей, но и ее направление. Конструкция системы КМГНК является автономной и очень гибкой при работе в различных условиях испытаний. Тем не менее желательно еще больше расширить возможности существующей системы КМГНК за счет использования преимуществ картин лазерных спеклов.

Существует много способов, которыми можно применить методы голографии пятнистого пучка и фотографической спекл-интерферометрии в системах неразрушающего контроля; однако при использовании новых методов в системах КМГНК желательно придерживаться следующих рекомендаций:

- 1) по возможности дольше сохранять настоящую схему системы КМГНК;
- 2) делать новую схему как можно проще;
- 3) по возможности уметь применить или расширить существующие теории для интерпретации экспериментальных данных, полученных в новых системах.

На основе этих соображений были сконструированы три системы, которые мы рассмотрим ниже подробно.

**а. Система ГНК с пятнистым опорным пучком.** На рис. 9 показана первая из предложенных новых систем. Опорный пучок здесь создается светом лазера, сфокусированным на диффузном пятне, закрепленном на краю объекта. Рассеянный этим пятном свет, состоящий из пятнистых картин, направляется к поверхности пленки. Блок, состоящий из пространственного фильтра и зеркала, может перемещаться; это приводит к изменению угла  $\theta$ , и чувствительности системы ГНК. Существует несколько проблем, связанных с эксплуатацией этой системы, которые требуют дальнейшего экспериментального изучения, а именно:

1) необходимо провести исследование количественных характеристик диффузной поверхности, угла падения лазерного пучка, размера и формы фокальной точки пучка;

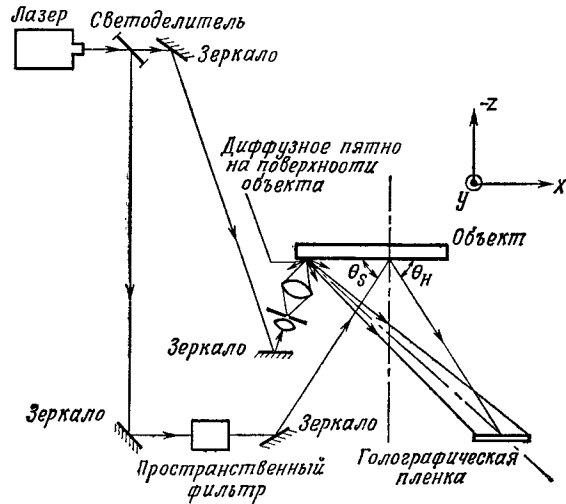


Рис. 9. Использование в системе КМГНК пятнистого опорного пучка.

2) должны быть определены оптимальные значения отношения мощности опорного пучка к мощности объектного пучка, а также оптимальное время экспонирования, поскольку пятнистая картина опорного пучка отличается от однородно уширенного опорного пучка, применяемого в обычных голографических системах.

**6. Фотографическая и голографическая система неразрушающего контроля с симметричными пятнистыми пучками.** Эту новую систему можно лучше всего иллюстрировать с помощью рис. 10. Два пучка с пятнистой структурой расширяются блоками, содержащими пространственный фильтр и зеркало. Этими двумя пучками освещают объект по направлениям, симметричным относительно оси  $z$ . Камера с пленкой может перемещаться вдоль оси  $z$  перед объектом. Опорный пучок, которым управляют с помощью затвора Б, вместе с пространственным фильтром и голографической пленкой можно использовать для выполнения функций системы ГНК. Если один из пятнистых пучков перекрывается затвором В, то система становится идентичной исходной системе КМГНК. Следовательно, рассматриваемая система может быть включена в систему КМГНК.

Основные принципы фотографической спекл-интерферометрии уже обсуждались выше. Мы здесь рассмотрим некоторые аспекты, имеющие практическое значение и заслуживающие внимания [5].

*Влияние чувствительности пленки и апертуры камеры.* Апертура линзы, формирующей изображение в камере, имеет важное значение, поскольку она определяет размер пятен (спеклов) и время экспонирования, необходимое для регистрации изображения. Если величина, обратная отношению отверстия апертуры линзы, равна

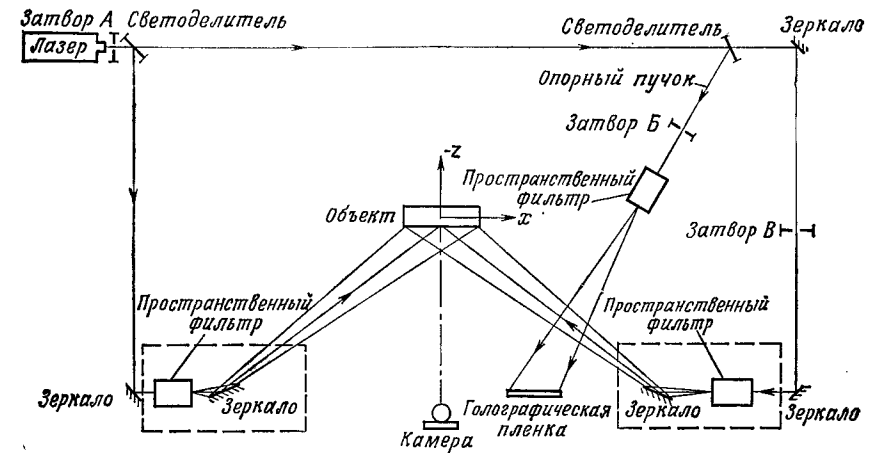


Рис. 10. Использование в системе КМГНК методов фотографической спекл-интерферометрии с двумя симметричными пучками.

$F$ , то размер пятна  $\sigma$  определяется приближенно выражением 
$$\sigma = 1,2 \lambda F. \quad (20)$$

В случае аргонового лазера можно выбрать длину волны  $\lambda = 0,514$  мкм. При такой длине волны разрешающая способность эмульсии должна быть лучше, чем  $1600/F$  мм<sup>-1</sup>. Было найдено, что в качестве регистрирующей среды можно применять пленку Агфа 10Е70 с разрешающей способностью 2700 мм<sup>-1</sup>. При регистрации можно использовать широкий диапазон изменения апертур, а небольшой динамический диапазон пленки 10Е70 позволяет получить высокую плотность почернения и соответственно высокую видность линий при сравнительно небольшом увеличении времени экспонирования.

*Ограничения измеряемого диапазона смещений объекта.* Было найдено, что видность интерференционных линий, определяемая выражением (16), упадет почти на одну треть от исходной величины, когда поперечное смещение объекта  $\Delta X$  вызывает смещение изображения  $\Delta x$ , равное диаметру одного пятна. Величины смещений объекта  $\Delta X$  и изображения  $\Delta x$ , оказывается, связаны между собой соотно-



шением  $\Delta x = \Delta X/m$ , где  $m$  — коэффициент уменьшения линзы, формирующей изображение.

Так как размер спекла  $\sigma$  в изображении соответствует размеру спекла  $m\sigma$  на объекте, то число наблюдаемых линий получается приравниванием величины  $m\sigma$  к величине  $\Delta X$  в уравнении

$$2\Delta X \sin \theta = n\lambda, \quad (21)$$

где  $\theta$  — угол между направлением пятнистого пучка и осью  $z$ .

Полагая  $n=N$  и  $\sigma = 1,2 \lambda F$ , получаем в результате число наблюдаемых линий

$$N = 2,4 mF \sin \theta. \quad (22)$$

Таким образом, число наблюдаемых линий пропорционально коэффициенту уменьшения и обратно пропорционально числовой апертуре линзы.

*Методы извлечения данных из спекл-фотографий.* Осуществимы два метода анализа данных из спекл-фотографий [6]. Первый метод состоит в проверке зарегистрированного изображения по точкам с

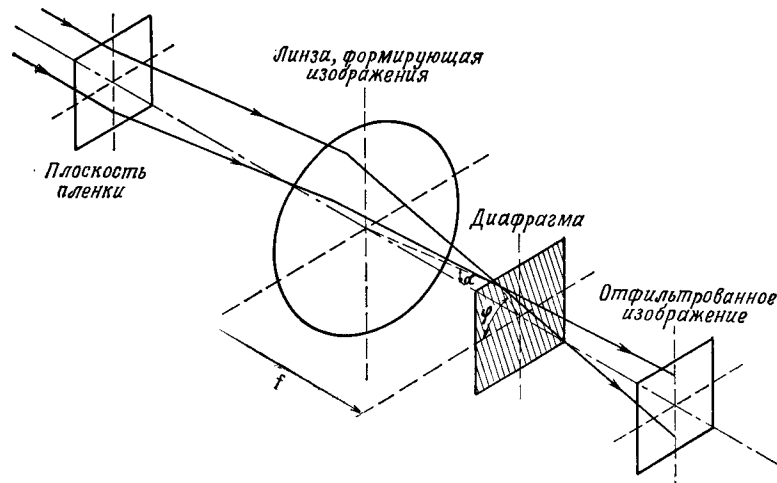


Рис. 11. Схема устройства пространственной фильтрации для анализа фотографий с двойной экспозицией, полученных при освещении от лазера.

применением малой апертуры. Другой способ анализа изображения выполняется по методу пространственной фильтрации (рис. 11). Анализируемое изображение, зарегистрированное на пленке, освещается коллимированным пучком света и затем с помощью линзы формируется снова. В фокальной плоскости линзы устанавливается небольшая диафрагма круглой формы для получения данных из фотогра-

фии. Если диафрагма смещается с оси на точку с азимутальными и полевыми углами  $\varphi$  и  $\alpha$ , то конечное изображение образуется светом, дифрагировавшим в этом направлении. Наблюдаемые через апертуру яркие участки на пленке соответствуют частям объекта, которые сместились, причем для этого случая разрешаемая в азимутальном направлении  $\varphi$  величина  $D^*$  дается выражением

$$D^* = n\lambda m / (2 \sin \alpha), \quad (23)$$

где  $n$  — номер порядка дифракционного спектра. Темные участки соответствуют сдвигу на половину периода, и в этом случае в выражении (23)  $n$  следует заменить на  $(n + 1/2)$ .

**в. Фотографическая и голографическая система неразрушающего контроля с одним пятнистым опорным пучком.** Если применять

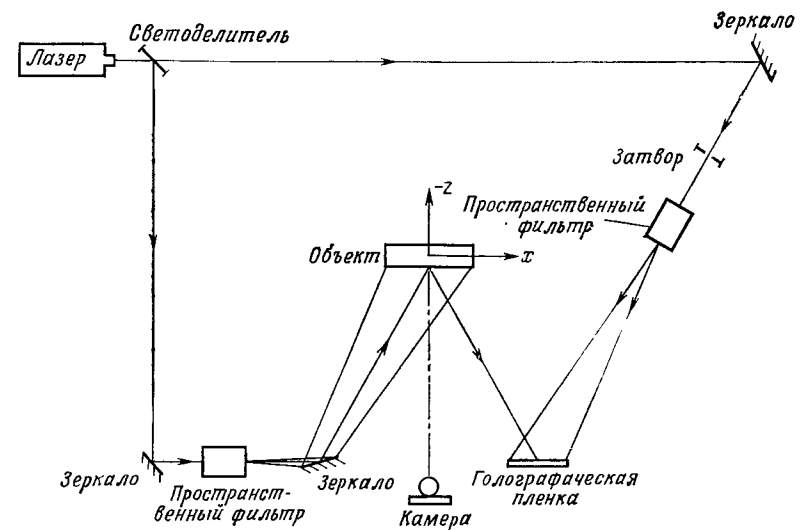


Рис. 12. Использование метода голографической спекл-интерферометрии в системе КМГНК.

только один пятнистый пучок, то симметрия пятнистых пучков нарушается, и схему системы, изображенную на рис. 9, можно упростить до схемы, показанной на рис. 12. Если поперечное смещение поверхности объекта

$$d = [(\Delta X)^2 + (\Delta Y)^2]^{1/2},$$

то соответствующий сдвиг в изображении  $d = D/m$ , где  $m$  — коэффициент уменьшения линзы. В этом случае дифракционная картина состоит из серии линий Юнга с угловыми промежутками  $\alpha$ , определя-

емыми из условия

$$\sin \alpha = \lambda m/d. \quad (24)$$

Направление этих линий перпендикулярно направлению движения изображения.

Размер спекла  $\sigma$ , регистрируемого пленкой, определяется при этом по-прежнему выражением (20). Для калибровки системы снова получают двухэкспозиционную голограмму. Эту операцию мы уже рассматривали выше.

Следует заметить, что хотя методы спекл-интерферометрии имеют много преимуществ, они оказываются чувствительными только к движениям в плоскости, что устанавливает предел их применения для неразрушающего контроля, особенно когда необходимы измерения смещений поверхности во всех направлениях. Таким образом, методы спекл-интерферометрии, по-видимому, смогут выполнить вспомогательные функции в системах ГНК.

#### 8.4.5. Голографическая корреляция

Представляет интерес еще один метод ГНК, а именно голографическая корреляция. Большинство работ по ГНК было выполнено с использованием классической голографической интерферометрии, в которой интерференционные полосы формируются и интерпретируются как результат взаимодействия двух взаимно когерентных волновых фронтов. При таком подходе исследуются отдельные участки путем сравнения от точки к точке. Однако метод голографической корреляции позволяет проводить такое сравнение сразу по всей площади и получать относительную интенсивность, по которой судят о подобии двух обрабатываемых волновых фронтов. Интенсивность вычисляют интегрированием волнового фронта по большой площади, и она записывается в виде корреляционного интеграла. Волновые фронты исходят от испытуемого объекта, к которому прикладывается нагрузка способом, аналогичным другим методам ГНК.

На рис. 13 показана схема системы, используемой одним из авторов в установке голографической корреляции. При проведении конкретных исследований эту геометрию можно изменить в некоторых рамках. В процессе испытаний волновой фронт  $h(x, y)$ , рассеянный участком поверхности находящегося под нагрузкой испытуемого объекта, проходит через линзу, выполняющую преобразование Фурье, и на выходе этой линзы мы имеем фурье-образ  $F\{h(x, y)\}$ . Затем объектный волновой фронт проходит через согласованный фильтр Вандер Люгта [59], на выходе которого образуется произведение  $F\{h(x, y)\}F^*\{s(x, y)\}$ , где  $s(x, y)$  — волновой фронт, рассеянный ненагруженным исследуемым объектом. Ниже мы обсудим устройство фильтра Вандер Люгта. На это произведение затем

воздействует корреляционная линза (рис. 13), в результате чего мы имеем взаимную корреляцию функций  $h(x, y)$  и  $s(x, y)$ , как следует из теоремы свертки [50, 55]. Выходной сигнал можно записать в виде

$$\iint_{-\infty}^{+\infty} h(\xi, \eta) s^*(\xi - x, \eta - y) d\xi d\eta. \quad (25)$$

При помещении точечной диафрагмы на оптической оси значения  $x, y$  обращаются в нуль, и окончательный результат принимает вид

$$\iint_{-\infty}^{+\infty} h(\xi, \eta) s^*(\xi, \eta) d\xi d\eta. \quad (26)$$

Эта функция достигает максимума в случае, когда  $h(x, y) = s(x, y)$ , т. е. в случае ненагруженного объекта, и быстро уменьшается по

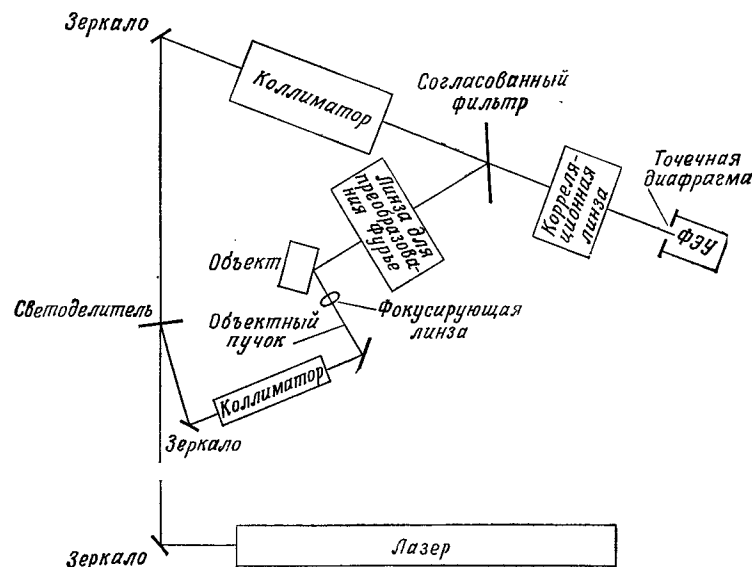


Рис. 13. Голографическая корреляционная установка: полная система. (Согласно Лиу и Оуэну [41].)

мере того как  $h(x, y)$  и  $s(x, y)$  расходятся. Физически эта функция представляет собой сфокусированное пятно света в плоскости корреляции и детектируется фотомножителем, связанным с цифровым вольтметром (рис. 13).

Рассмотренный выше согласованный фильтр Вандер Люгта является голограммой Фурье, записанной по схеме, приведенной на рис. 12. Интенсивность  $I(x, y)$  в плоскости голограммы можно

записать в виде

$$I(x, y) = |R(x, y) + F\{s(x, y)\}|^2 = |R(x, y)|^2 + |F\{s(x, y)\}|^2 + R^*(x, y)F\{s(x, y)\} + R(x, y)F^*\{s(x, y)\}, \quad (27)$$

где  $R(x, y)$  — распределение комплексной амплитуды, обусловленное опорным волновым фронтом, а  $F\{s(x, y)\}$  — распределение, обусловленное фурье-образом волнового фронта, рассеянного нагруженным объектом. Амплитудное пропускание  $T_\alpha(x, y)$  обработанной пластинки записывается следующим образом:

$$T_\alpha(x, y) = T_0 + Bt[R^*(x, y)F\{s(x, y)\} + R(x, y)F^*\{s(x, y)\}], \quad (28)$$

где  $t$  — время экспозиции,  $(E_0, T_0)$  — рабочая точка на линейном участке зависимости амплитудного пропускания от экспозиции,  $B$  — тангенс угла наклона этой кривой в точке  $(E_0, T_0)$  и  $E_0$  — среднее значение экспозиции. При испытании объекта эта голограмма освещается волновым фронтом  $F(x, y)$ , который представляет собой

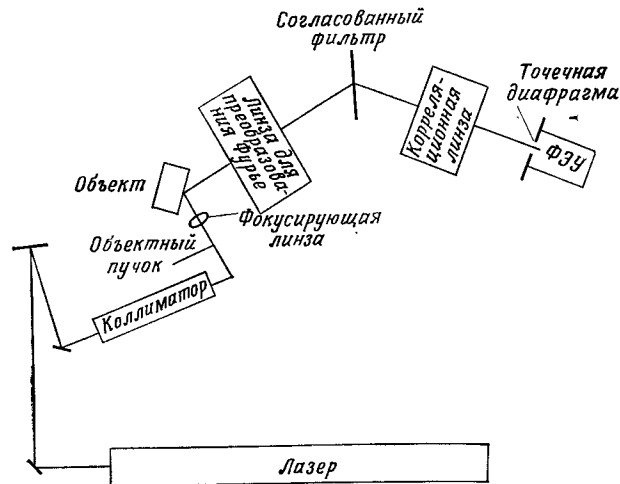


Рис. 14. Голографическая корреляционная установка: система, используемая при испытаниях. (Согласно Лиу и Оуэну [41]).

фурье-образ волнового фронта, рассеянного нагруженным исследуемым объектом (рис. 14). Можно показать, что при таком виде испытания амплитуда света, прошедшего голограмму по направлению, не совпадающему с оптической осью, как и ожидалось, равна

$$F\{h(x, y)T(x, y)\} = F\{h(x, y)\}F^*\{s(x, y)\}. \quad (29)$$

На рис. 15 эта операция представлена в виде блок-схемы, а более подробное ее описание можно найти в отчете Эспи [20] и в книге Гудмена [23]. Различные варианты метода с успехом применялись

при проведении ГНК. Некоторые из этих методов мы опишем в последующих пунктах. Методы голографической корреляции особенно удобны для исследования поверхности, и их применения обычно преследуют ту же цель. Корреляционные методы применялись также для улучшения различных видов оптической обработки данных, используемой при неразрушающем контроле [3, 7, 13]. Следует заметить, что мы по существу должны сделать схему сравнения, в которой различные методы обработки данных являются как раз способами, связывающими поверхностные микроструктуры. Кроме того, необходимо сознавать, что видимая структура поверхности в действительности нередко оказывается спекл-картиной, обусловленной когерентной природой света, освещающего объект; поэтому нужно очень тщательно следить за тем, чтобы обеспечивались одинаковые условия освещения и взаимного расположения элементов для различных ситуаций, сравниваемых между собой.

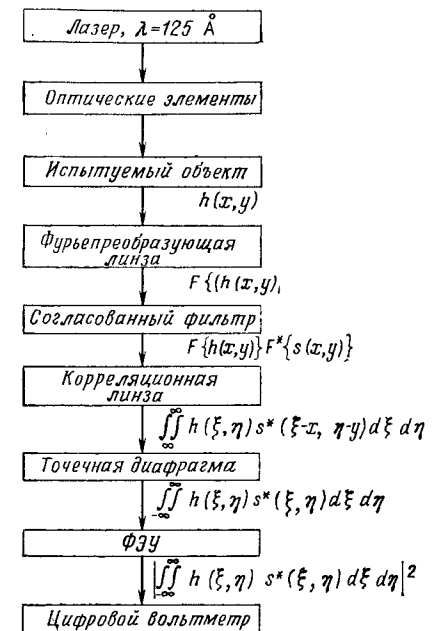


Рис. 15. Блок-схема голографической корреляционной установки. (Согласно Лиу и Оуэну [41].)

#### 8.4.5.1. Корреляция в реальном времени

Рассмотренная выше схема корреляции работает главным образом в реальном времени; иными словами, голограмма регистрируется при освещении исходным распределением света, а затем освещается светом, распределение которого в плоскости голограммы связано с исходным. Поэтому какой-либо задержки между освещением испытуемого участка и определением его величины корреляции не имеется; измерение проводится в реальном времени. Следует заметить, что, хотя, как мы покажем в следующих пунктах, полезность голографической корреляции продемонстрирована многочисленными исследованиями, ее практическое применение в некоторой степени ограничивается необходимостью химической обработки фотопластинки. Однако благодаря применению некоторых новых регистрирующих материалов это ограничение оказывается несущественным [35]. С высокой эффективностью была осуществлена голографическая корреляция с помощью таких работающих

в реальном времени преобразователей некогерентного изображения в когерентное, как PROM, EALM, трубка «Титус», «Рутикон» и модуляторы света на жидких кристаллах [21, 49]. Этот широкий выбор должен значительно повышать интерес к корреляционным методам. Имеются также возможности автоматизации процесса контроля [27]. Ниже мы рассмотрим некоторые практические применения метода корреляции в реальном времени.

**а. Проверка качества паяных соединений.** Методы голографической корреляции использовались для проверки паяных соединений на плате печатного монтажа. В исследованиях, выполненных Эспи [20], получены корреляционные данные о паяных соединениях, подвергавшихся действию изменяющейся температуры и механических сил. Впоследствии эти соединения испытывались на разрушение. Было найдено, что относительную восприимчивость паяных соединений к разрыву можно определить по результатам неразрушающего контроля, проводимого методом голографической корреляции. В ранних исследованиях, выполненных Дженкинсом и Мак-Илвейном [28], паяные соединения подвергались действию термических напряжений, и их испытания проводились также методом голографической корреляции. Оказалось, что полученные этим методом данные позволяют предсказывать относительные скорости разрыва.

**б. Измерения усталости.** Методы голографической корреляции оказались очень полезными для обнаружения микротрещин, связанных с усталостью материала. Маром [43] подробно исследовал усталость материала, а также поверхностное напряжение. Чуанг [14] и Бонд [9] выполнили также с использованием корреляционных методов исследования изменений в структуре поверхности под действием циклически прикладываемого напряжения.

**в. Другие измерения.** Методы голографической корреляции использовались для контроля загрязнения воды [4], определения шероховатости поверхности [37], подвижности частиц [29] и течения жидкости [17].

#### 8.4.5.2. Корреляция с временной задержкой

В некоторых случаях (например, когда объект недоступен для прямых измерений) приходится иметь дело с фотографией или точной копией объекта. В этом случае корреляционные методы оказываются все еще применимыми. Маром [43] разработал метод корреляции фотографий объекта, находящегося в двух напряженных состояниях, и получил численное распределение напряжений. Можно также изготовить согласованный фильтр с одной из фотографий, а второе изображение использовать как входное, чтобы получить в результате пик корреляции. Этот метод удается автоматизировать.

#### 8.4.6. Гибридная система ГНК с автоматической обработкой данных

В действительности не существует такой системы неразрушающего контроля, которая удовлетворяла бы любым требованиям испытаний для любых объектов, хотя в настоящее время имеется много

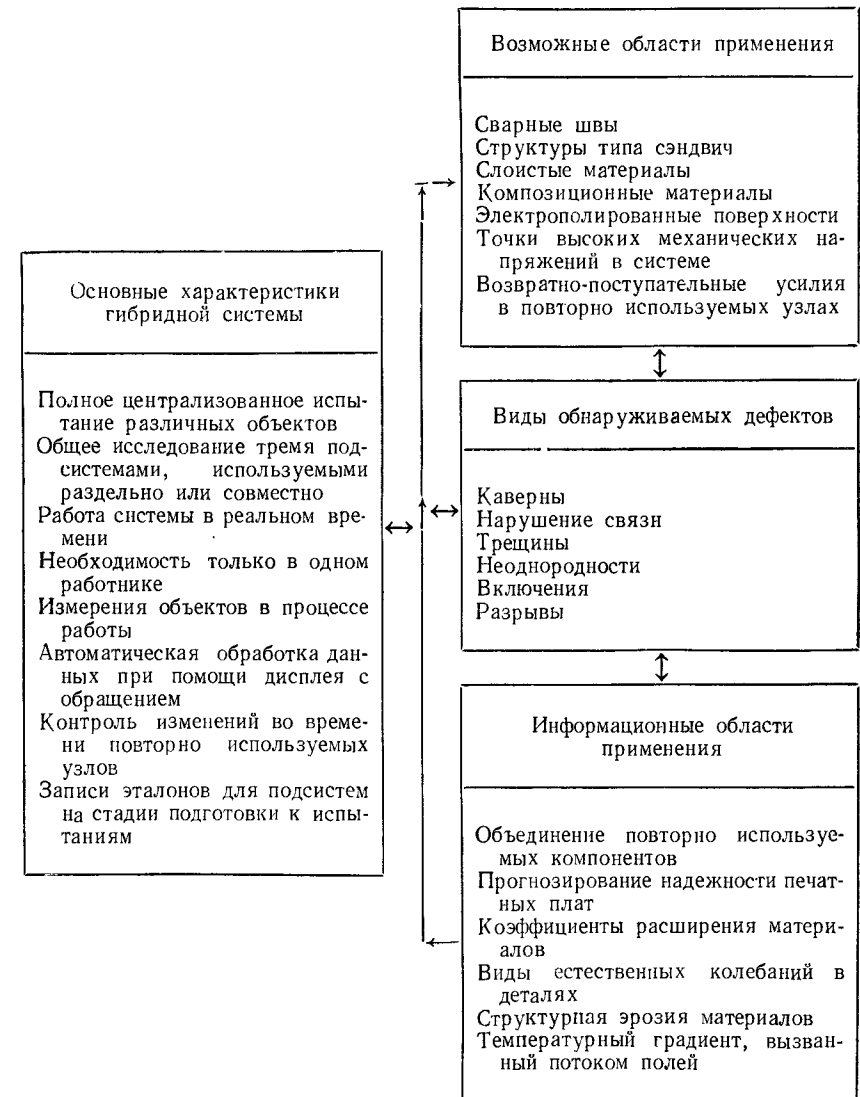


Рис 16. Задачи, решаемые гибридной системой ГНК.

методов, представляющих определенную ценность для конкретных, но ограниченных ситуаций неразрушающего контроля. Оказалось, что объединенное использование некоторых голографических методов в одной интегральной установке позволяет обеспечить более согласуемый набор данных по неразрушающему контролю для более широкого класса испытуемых объектов и таких обнаруживаемых нарушений, как трещины, расслоения и пустоты.

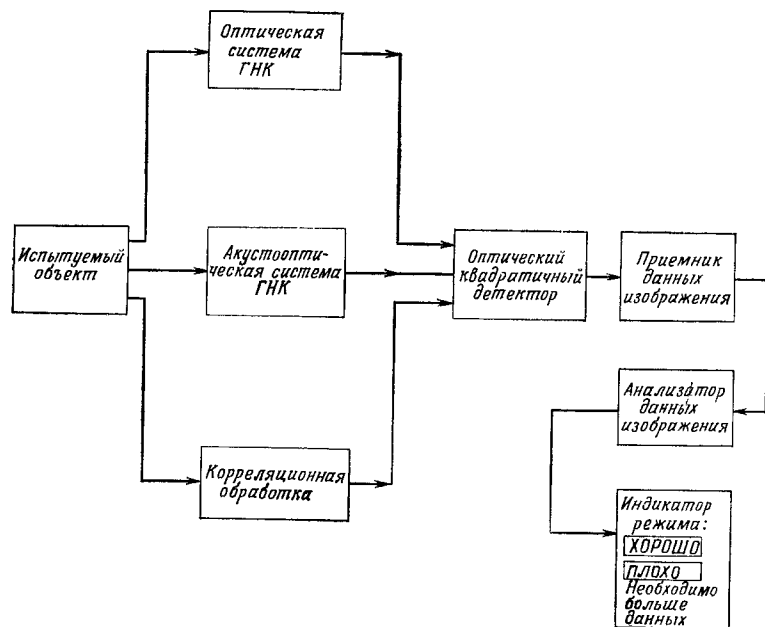


Рис. 17. Блок-схема гибридной системы ГНК.

В этом разделе мы обсудим такую интегральную установку, называемую гибридной системой голографического неразрушающего контроля (ГНК). Система ГНК объединяет три рассмотренных ранее голографических метода: оптический, акустический и корреляционный. На рис. 16 представлены конкретные задачи, которые решаются с помощью этой системы.

На рис. 17 изображена блок-схема гибридной системы. В такой системе испытуемый объект можно исследовать с помощью оптической подсистемы ГНК, акустооптической подсистемы ГНК или корреляционной подсистемы отдельно или последовательно в зависимости от типа испытуемого объекта и вида разыскиваемой деформации. Если по условиям испытаний необходимо применять оптическую подсистему ГНК, то в этом случае можно использовать несколько режимов работы подсистемы: голографию в реальном времени, с

двойной экспозицией или с усреднением по времени; причем нагрузка испытуемого объекта может быть обусловлена как термическим воздействием, так и давлением или вибрацией. Результаты испытаний регистрируются в виде голограммы с помощью оптического квадратичного регистратора. В оптической подсистеме все результаты испытаний будут представлять собой некоторый набор интерференционных полос, наложенных на голографическое изображение испытуемого объекта.

Когда условия испытания таковы, что приходится применять акустооптические методы ГНК, существует несколько возможных вариантов подсистем. Например, подсистема может работать в иммерсионном режиме или в режиме сканирования [25]. Акустическая информация модулирует оптическую несущую частоту, и снова оптический волновой фронт (голографический или фотографический) регистрируется оптическим квадратичным детектором. Во всех случаях данные, полученные с помощью этой подсистемы, которые нужно оценить, будут иметь вид оптического изображения испытуемого объекта с указанными координатами  $x$ ,  $y$ ,  $z$  внутренней деформации.

Если по условию испытания возникла необходимость применить корреляционную подсистему, то будет записываться голограмма Фурье (согласованный фильтр Вандер Люгта) испытуемого объекта в ненагруженном состоянии. Данные, получаемые в этой подсистеме и подлежащие оценке, записываются в виде интенсивности двух коррелирующих волновых фронтов (от ненагруженного и нагруженного объектов). Как было показано в разд. 8.4.5, эта интенсивность является индикатором трещин или деформаций в интересующем нас участке.

Нормальный режим работы рассматриваемой гибридной системы включает последовательное применение всех трех подсистем способом, описываемым ниже.

Оптическая система ГНК должна применяться по усмотрению оператора с целью получения интерференционных полос вблизи от испытуемого объекта в нагруженном в ненагруженном состояниях. Исследуя эти полосы, оператор находит координаты  $x$ ,  $y$  на испытуемом объекте, соответствующие определенным участкам возможных трещин и деформаций. Затем следует использовать вторую подсистему — акустическую систему ГНК, для того чтобы получить изображение внутреннего строения объекта и обеспечить визуализацию внутренних деформаций, обнаруживаемых этой системой. Благодаря этой операции можно было бы получить координату  $z$  как дальнейшее подтверждение координат  $x$ ,  $y$  участков предполагаемых трещин, обнаруженных с помощью оптической подсистемы ГНК. Те участки, которые получили такое подтверждение, становятся участками или площадями, представляющими для нас интерес, и к ним можно применить корреляционные методы для «точной наст-

ройки» с целью получения количественных данных о трещинах и деформациях. Информация, получаемая от этих трех подсистем, должна регистрироваться одним и тем же считывающим прибором, т. е. оптическим квадратичным регистратором. Этот регистратор представляет собой полосу пленки шириной 70 мм; при этом данные от каждой подсистемы регистрируются на отдельный 70-миллиметровый кадр.

Для того чтобы, как планировалось для этой гибридной системы, получить возможность работать в реальном времени, необходимо применять регистрирующие материалы, работающие по квадратичному закону в реальном времени [35]. Возможно, лучшим материалом для требуемого 70-миллиметрового формата является фотополимер, разработанный недавно фирмой «E. I. DuPont de Nemours» [10]. Дифракционная эффективность этого фотополимера при освещении светом с длиной волны 5145 Å превышает 90%, а разрешающая способность достигает  $3000 \text{ мм}^{-1}$ . Кроме того, этот материал удовлетворяет требованию сухой обработки, так как он является самопроявляющимся за счет последекспозиционной засветки светом, применяющимся при регистрации. На таком регистрирующем материале можно записать и воспроизвести информацию от всех трех подсистем в почти реальном времени.

Каждая из этих трех подсистем голографического неразрушающего контроля будет давать на выходе большой объем данных, которые необходимо подвергнуть количественной обработке, чтобы получить осмысленные результаты. Эта задача должна решаться оптической сканирующей системой (приемник — анализатор данных изображения), которая включает в себя цифровую ЭВМ. Основная функция оптического сканнера заключается в том, чтобы с высокой скоростью и в пределах формата, используемого для ввода/вывода в цифровую ЭВМ, представить данные о пространственном распределении интенсивности в двумерной сцене.

Существование трех различных подсистем усложняет систему ГНК. Приемник данных изображения должен принимать следующую информацию: восстановленное изображение с интерференционными полосами, получаемое на выходе оптической подсистемы ГНК; восстановленное изображение внутренней структуры объекта с внутренними трещинами от акустооптической подсистемы ГНК и относительное распределение интенсивности в точке от корреляционной подсистемы. В задачу оптической сканирующей системы входит анализ полученных данных. С целью адекватной интерпретации данных, получаемых от оптической подсистемы в виде интерференционных полос, что оказывается наиболее сложным видом данных, обрабатываемых системой, сформулируем несколько новых методов.

На рис. 18 приведена предлагаемая общая блок-схема оптической сканирующей системы приемник — анализатор. Ниже мы кратко опишем функцию каждого устройства обработки данных.

Оптические данные преобразуются светочувствительным элементом непосредственно в электрический сигнал. Детектор распределения интенсивности, преобразуя этот сигнал, формирует входной сигнал для декодера функции интенсивности, который в свою очередь формирует бинарные реплики сигнала для передачи в ЭВМ.

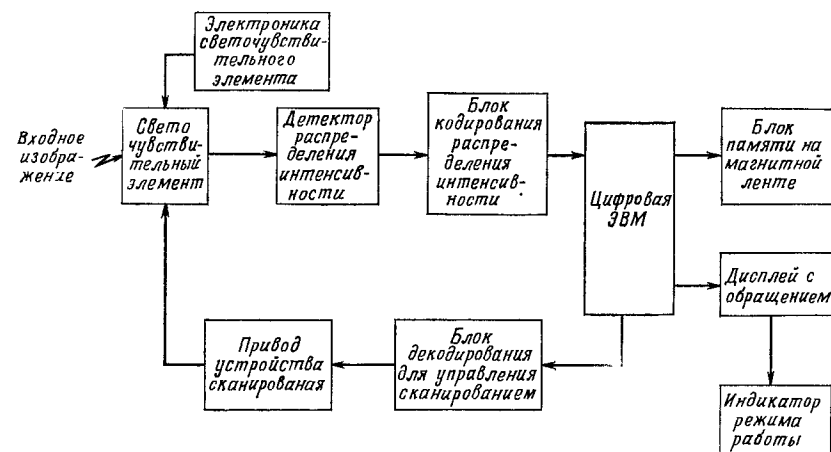


Рис. 18. Блок-схема обобщенной системы обработки данных.

Затем декодер функции сканирования преобразует бинарные команды от ЭВМ в необходимые аналоговые уровни, которые подаются на привод сканнера и обеспечивают изменение положения светочувствительного элемента, которое точно соответствует сигналу с выхода декодера функции сканирования.

Основным блоком управления системой является консольный индикатор режима в совокупности с интерактивным дисплеем (дисплей с обращением). С помощью этого индикатора оператор может управлять одной или всеми подсистемами ГНК. Выбор формата оптического квадратичного детектора производится автоматически.

Оператор имеет прямой доступ как к ЭВМ, так и к ее банку данных, что позволяет запрашивать голограммы, записанные в цифрах различными способами. Если после окончания испытаний оператор не получает полного ответа о испытываемом объекте (причем этот ответ должен быть получен на основе предварительно найденных порогов с целью определения деформируемости трещин), он может повторять испытания столько раз, сколько необходимо, чтобы накопить новые данные, соответствующие различным способам приложения нагрузки и напряжений.

Рассмотренная здесь гибридная система, по-видимому, обладает большими возможностями, чем любая другая отдельная система ГНК, даже если она не способна выполнять всех видов испытаний

над любыми объектами. Введение в гибридную систему для автоматизации обработки данных, получаемых от всех голографических систем, блока сканирование — анализ, управляемого цифровой ЭВМ, к свойству системы выполнять разносторонние функции должно добавить высокую скорость, увеличение точности и объективности при анализе данных.

#### 8.4.7. Голография движущихся объектов

Целью этого раздела являются исследование различных методов получения голограмм движущихся объектов и рассмотрение отдельных установок, предназначенных для этого. К методам получения голограмм движущихся объектов относятся метод формирования голографического изображения по доплеровскому разбросу частоты [2], метод голограмм с модулированными по времени пучками [1] и метод голографии движущихся сцен [32, 47, 48].

##### 8.4.7.1. Формирование голографического изображения по доплеровскому разбросу частоты

Метод формирования голографического изображения по доплеровскому разбросу частоты используется главным образом при получении голограмм вращающихся объектов. Объект освещается лазерным светом, и его изображение с помощью телескопа формируется на голографической пленке. Обусловленный вращением объекта доплеровский сдвиг частоты используется для кодирования сигнала по времени. Свет, рассеянный поверхностью объекта, в любом данном направлении имеет определенную несущую частоту для данного пути освещения и пути наблюдения. Следовательно, опорный пучок имеет сдвиг временной частоты, который соответствует доплеровскому сдвигу частоты в каждом отдельном направлении. Иными словами, свойство временной фильтрации голограммы преобразует функцию размытия временного канала в пространственную функцию размытия. Ширина этой пространственной функции размытия определяется временными переменными. Изображение с такой голограммы восстанавливается обычными способами.

На рис. 19 приведена подробная схема голографической регистрации методом доплеровского сдвига частот. Объектный пучок проходит через зеркало  $M1$ , коллиматор  $COL2$ , объект (укреплен на зеркале  $M2$ ), телескоп с единичным увеличением, состоящий из щели  $S$  и из концентрически с ней установленных линз  $L1$  и  $L2$ . Опорный пучок проходит через коллиматор  $COL1$ , зеркала  $M2$  и  $M3$ , линзу  $L3$ , зеркало  $M4$  и линзу  $L4$ . Линзы  $L3$  и  $L4$  также образуют телескоп с единичным увеличением. Объектный и опорный пучки проходят одинаковые длины путей. Угол между плоскостями голограммы, объектным и опорным пучками составляет  $15^\circ$ . Щеле-

вая диафрагма  $S$  располагается в общей фокальной плоскости линз  $L1$  и  $L2$ . Электронный затвор ( $\mathcal{E}$ ) управляет временем  $T$  экспонирования пленки и синхронизован с вращением зеркала  $M2$  таким образом, чтобы к моменту времени, равному половине временного интервала экспонирования, зеркало  $M2$  устанавливалось перпендикулярно плоскости голограммы.

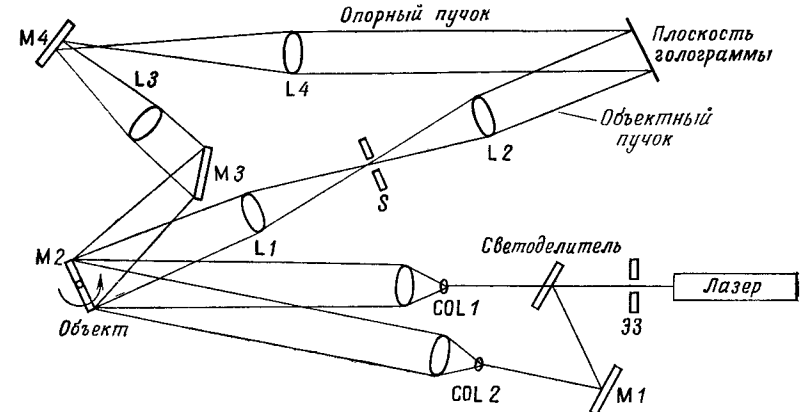


Рис. 19. Схема установки для получения голографического изображения методом доплеровского сдвига частот.

Вращение зеркала  $M2$  приводит к линейному разбросу доплеровских частот по сечению опорного пучка. Объект укрепляется на зеркале  $M2$ , чтобы он мог вращаться вместе с ним. Скорость вращения зеркала  $M2$  можно менять от  $10^{-5}$  до 25 рад/с. В случае небольшой скорости вращения можно применять лазеры малой мощности (около 10 мВт), поскольку при этом допустимо большее время экспонирования.

##### 8.4.7.2. Голография с модулированными во времени пучками

Голография с модулированными во времени пучками обычно осуществляется в зависимости от конкретного применения на одной из трех различных установок: на установке для получения голограмм ультразвуковых пучков, на установке, производящей модулированные голограммы колеблющихся объектов, и на установке, предназначенной для определения резонанса волн сдвига в кристалле АDP. Схемы этих установок приведены на рис. 20—22. Ниже мы даем их подробное описание.

**а. Голограммы ультразвуковых пучков.** Как видно из рис. 20, для получения голограмм ультразвуковых пучков применяется метод однополосовой модуляции с подавлением несущей (ОМПН). Этот

метод преобразует частоту опорной волны. Перед пространственным фильтром, пропускающим все порядки дифракции опорной волны выше первого, устанавливают дифракционную ячейку. Объектная волна проходит через ванну с водой, в которой распространяется ультразвуковой пучок; этот пучок разлагает объектную волну на  $n$  дифракционных порядков. Дифракционная ячейка и ультразвуковой источник соединены с одним и тем же генератором, так что система оказывается синхронизованной по фазе. Плоскость голограммы устанавливается под углом  $45^\circ$  к ванне с водой, которая про-

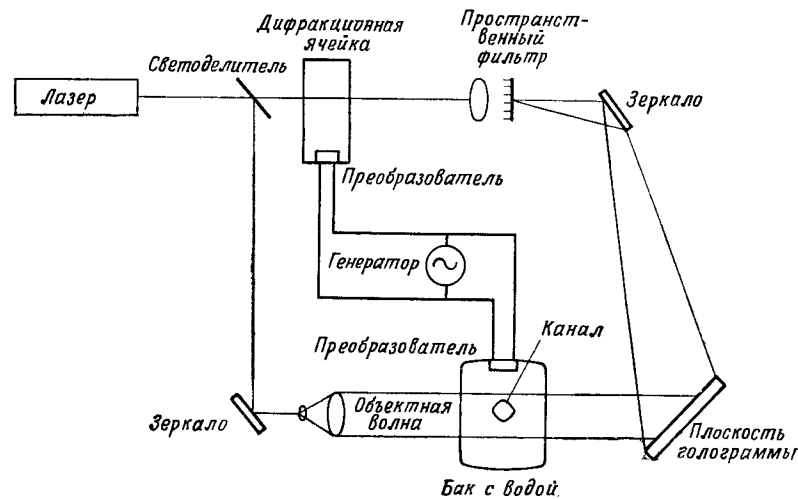


Рис. 20. Установка для получения голограмм ультразвуковых пучков.

зывается ультразвуковым пучком. Для того чтобы получить голограмму ультразвукового пучка, его следует пропустить через специальный канал. Этот канал представляет собой две параллельные алюминиевые пластины, удерживаемые четырьмя болтами на некотором расстоянии одна от другой. Канал наклоняют под углом  $45^\circ$  к пучку, чтобы сконцентрировать пучок на небольшой площади.

При восстановлении изображения с такой голограммы в объектную волну помещают рассеиватель. Мнимое изображение можно наблюдать при нормальных условиях. Хотя при голографировании используется большой угол зрения, но лишь небольшая часть ультразвукового пучка, которая удовлетворяет условиям угла Брэгга, видна яркой. Если наблюдать изображение в телескоп, установленный под углом Брэгга, то с одной и той же яркостью можно видеть весь ультразвуковой пучок.

**6. Голограммы для обнаружения вибраций.** Рассмотрим установку, которую можно применять для обнаружения колебаний объекта.

Например, конкретным объектом, исследуемым в системе, показанной на рис. 21, является громкоговоритель диаметром 7,6 см, приводимый в действие синусоидальным электрическим сигналом. Если объект освещают и рассматривают вдоль направления колебаний, то отраженный объектом свет оказывается модулированным по фазе. Колебания малой амплитуды можно обнаружить путем преобразования частоты опорной волны на величину, равную частоте электрического сигнала, подаваемого на громкоговоритель. Опорная волна преобразуется электрооптическим модулятором (ЭОМ), в котором пилообразная фазовая модуляция создает модуляцию ОМГН.

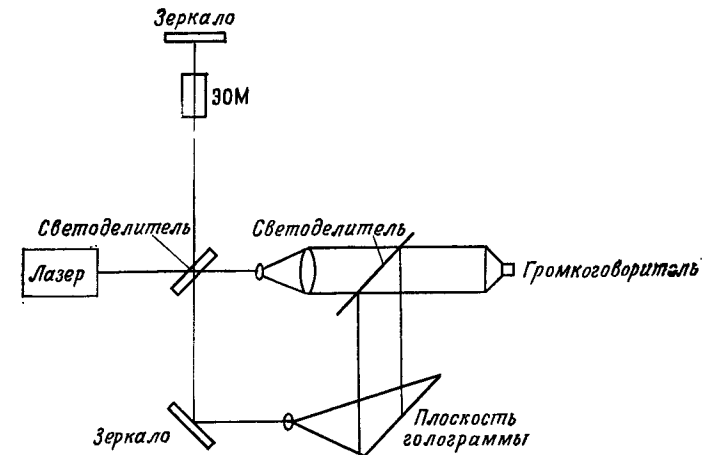


Рис. 21. Установка для получения голограмм работающего громкоговорителя.

Чувствительность обнаружения вибраций зависит от степени подавления несущей частоты опорной волны. Эту проблему можно решить с помощью электронной аппаратуры. Ограничение системы обусловлено смещением формируемой интерференционной картины относительно фотографической эмульсии. В некоторой степени такое ограничение можно снять, если оптимизировать отношение интенсивностей объектной и опорной волн. Оказалось, что яркость восстановленного изображения получается максимальной в случае, когда во время записи голограммы объектная и опорная волны имеют одинаковые интенсивности.

**в. Голограммы для обнаружения резонансов волны сдвига.** Третья установка, схематически показанная на рис. 22, применяется для обнаружения резонансов волны сдвига в кристалле ADP. Эти резонансы наблюдаются при помещении кристалла между двумя скрещенными линейными поляризаторами. Для того чтобы сохранить разность фаз между объектной и опорной волнами, в этой системе



применяется один и тот же источник сигнала (генератор). Опорная волна проходит через электрооптический модулятор (ЭОМ), после которого ее частота становится равной частоте объектной волны.

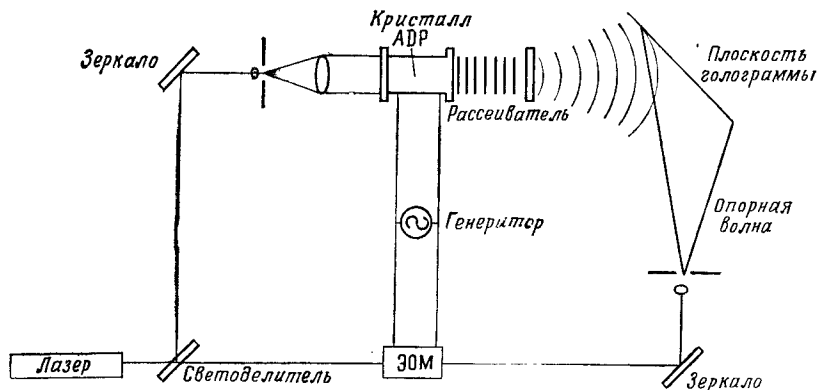


Рис. 22. Голографическая установка для определения резонанса волн сдвига в кристалле ADP.

#### 8.4.7.3. Голография движущихся сцен

На основе этого последнего метода получения голограмм движущихся объектов созданы две установки, которые применяются для исследования случаев, в которых направление движения объекта либо известно, либо не известно.

**а. Направление движения объекта известно.** Эта установка требует, чтобы при голографировании движущихся объектов направление

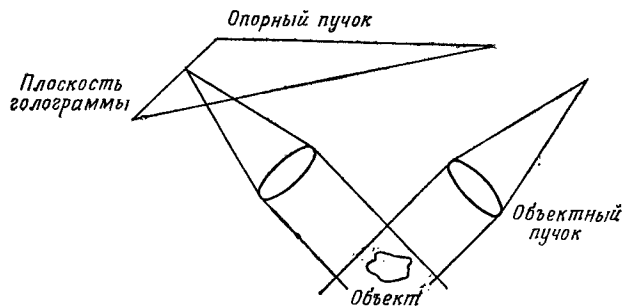


Рис. 23. Установка для получения голограмм движущихся сцен с известным направлением движения.

движения было известно. На рис. 23 показана схема конкретной установки для получения голограмм вращающихся объектов. Объект освещают однородным и коллимированным пучком, направление распространения которого параллельно плоскости голограммы.

Результаты экспериментальных исследований показали, что яркость стационарного фона всегда выше, чем яркость движущегося объекта. Это объясняется тем, что, поскольку фон является неподвижным, весь освещающий его свет отражается в голограмме.

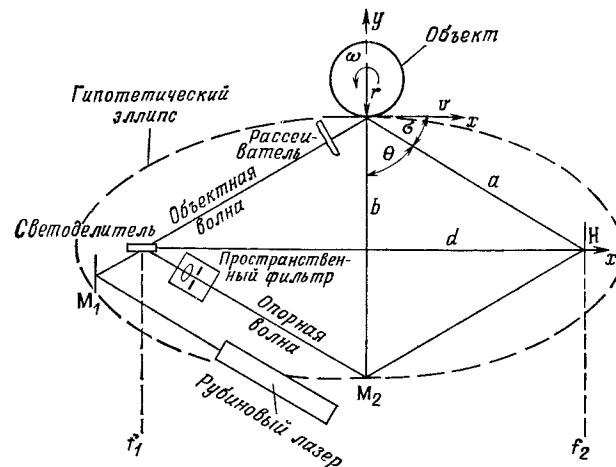


Рис. 24. Голографическая установка для получения голограмм движущихся сцен с известным направлением эллиптического движения.

Вследствие же движения объекта свет, отраженный от него, рассеивается и поэтому не весь попадает в плоскость голограммы. В рассматриваемом эксперименте объект вращался с максимальной скоростью 6 мм/с.

В случае системы с другой геометрией [31] было найдено, что использование эллиптической конфигурации (рис. 24) позволяет голографически записывать детали фронтальной поверхности сцены, движущейся с высокой скоростью. Такая эллиптическая конфигурация применялась для того, чтобы подробно исследовать поверхность снаряда, летающего со скоростью 2000 м/с [53]. Эта же схема применялась при съемке голографического фильма трехмерных движущихся объектов с заданным направлением скорости [33]. В этом эксперименте объект освещался постоянно светом лазера, излучающего в непрерывном режиме, а время экспонирования составляло 1/60 с. Было показано, что разрешение деталей движущегося объекта является функцией общего перемещения объекта за время экспонирования, а не только функцией скорости или времени экспонирования. На рис. 25 представлена эта общая зависимость перемещения для семейства таких эллипсов.

**б. Направление движения объекта не известно.** Соответствующая установка показана на рис. 26. В этой установке используется

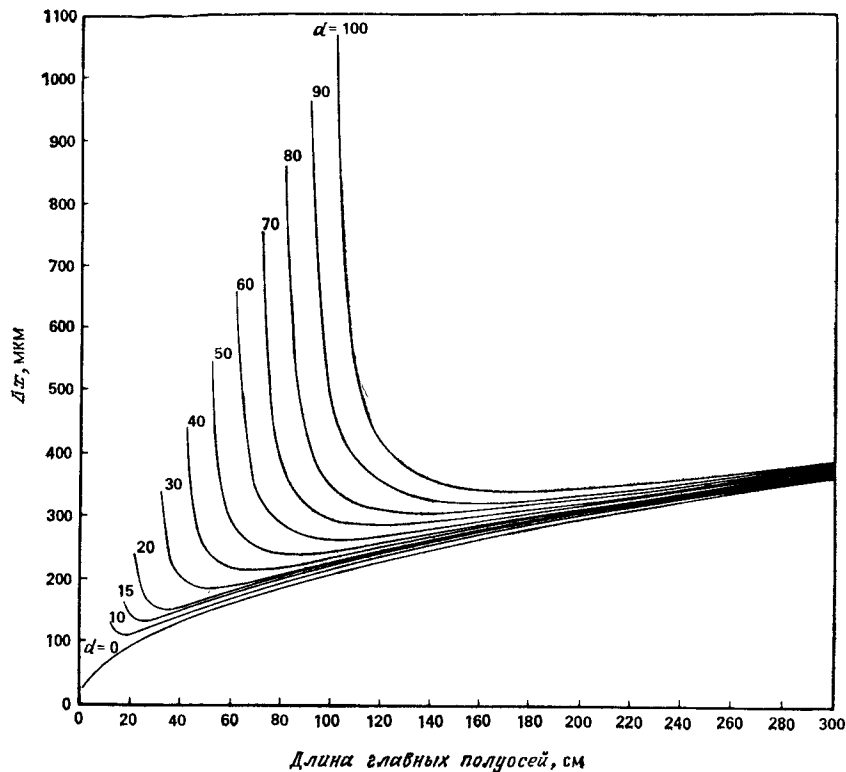


Рис. 25. Допустимое перемещение  $\Delta x$  для различных параметров эллипса;  $\Delta L = \lambda/8$ .

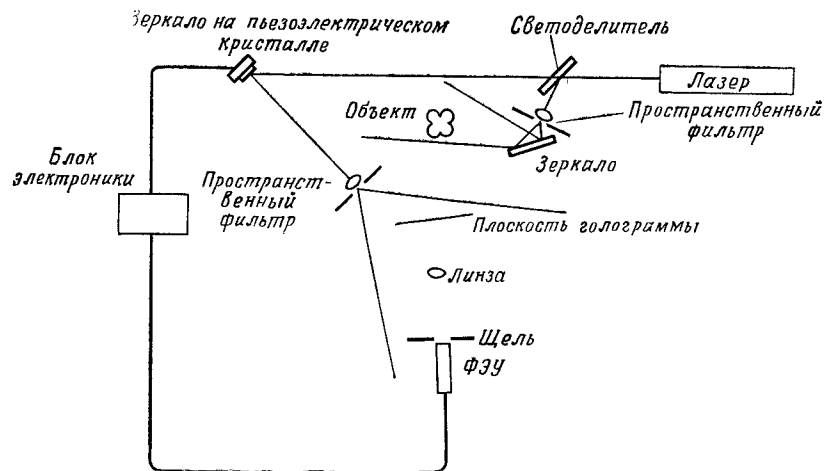


Рис. 26. Схема голографической установки с обратной связью.

метод управления при наличии обратной связи. Расстояние от лазера до какой-либо точки голограммы через объект контролируется электронными устройствами. Если это расстояние изменится, то ему должно соответствовать такое же изменение длины пути опорного пучка, так что в плоскости голограммы сохраняется одна и та же пространственная частота, и, следовательно, в этом случае интерференционные линии остаются неподвижными. Изменение длины пути опорного пучка можно обнаружить с помощью диафрагмы и фотоумножителя, установленных за центром голограммы. Движение интерференционных полос улавливается фотодетектором, который посылает сигнал зеркалу, управляемому пьезоэлектрическим кристаллом и регулирующему длину пути опорного пучка. Это приводит к такому сдвигу огибающей модуляции интерференционных полос, что максимум ее смещается в нужном направлении. Этим способом можно добиться коррекции лишь в центре голограммы; размытие же и потери яркости изображения по-прежнему имеют место.

Рассмотренные системы находят многочисленные применения. Например, голографическая система формирования изображения по доплеровскому разбросу частоты весьма эффективна в случае, когда необходимо получить высокое разрешение в изображении. Ее можно применять и для формирования изображения через рассеивающую среду. Во многих случаях при нахождении количественного распределения интенсивности в изображениях как колеблющегося, так и неколеблющегося объектов применяют методы временной фильтрации. Наконец, методы управления при наличии обратной связи можно применять для получения голограмм движущихся объектов, когда направление движения объекта не известно.

#### 8.4.8. Другие голографические системы

##### 8.4.8.1. Голографический контроль вогнутых и выпуклых поверхностей

Традиционные методы контроля качества оптических вогнутых и выпуклых поверхностей основаны на сравнении эталонной и контролируемой поверхностей с помощью колец Ньютона. Этот метод обычно считается быстрым и удобным, но необходимость физического контакта между двумя поверхностями может привести к царапинам и деформации поверхности. Кроме того, контролируемая стеклянная поверхность должна быть не только тщательно отполирована, но и иметь товарный вид. Поэтому дефекты, вызываемые процессом контактной проверки, делают этот метод слишком дорогостоящим.

Метод голографического контроля был разработан в 1970 г. [54]. В этом методе сначала получают голограмму эталонной стеклянной поверхности, а затем эту голограмму снова помещают на ее перво-

начальное место в системе. Теперь можно производить сравнение неизвестной стеклянной поверхности с восстановленным изображением эталонного стекла. Любые несовершенства или деформации испытуемой стеклянной поверхности проявятся в реальном времени в виде интерференционных полос.

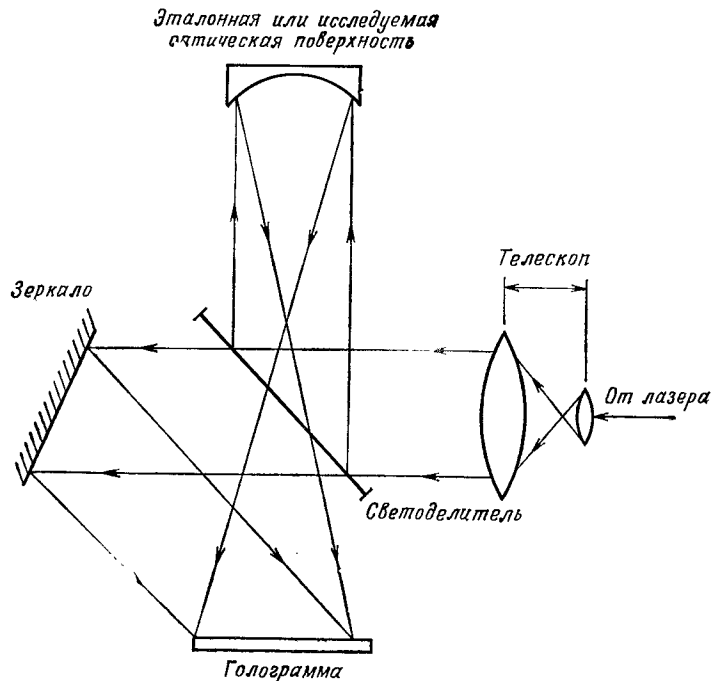


Рис. 27. Схема голографической установки для контроля вогнутых поверхностей.

На рис. 27 показана схема голографической установки для контроля вогнутых поверхностей. В этой системе телескоп соответствующей кратности расширяет и коллимирует лазерный пучок. Коллимированный пучок проходит через светоделитель 50/50; одна половина этого пучка освещает испытуемую деталь, а другая направляется с помощью зеркала на голограмму. Этот последний пучок играет роль опорного пучка. Процесс контроля начинается с того момента, когда голограмма эталонной детали возвращается на свое первоначальное место. Точное положение голограммы устанавливается юстировкой по картине интерференции с эталонной деталью. Юстировка производится до тех пор, пока интерференционная картина не станет нулевым полем. После этого мнимое изображение, восстановленное с голограммы, готово для сравнения с любой аналогичной поверхностью. Сравнение испытуемой детали можно проводить во время полировки или шлифовки стеклянной поверх-

ности. Поскольку этот метод не приводит к каким-либо контактам с испытуемой деталью, в процессе контроля любые повреждения поверхности исключены.

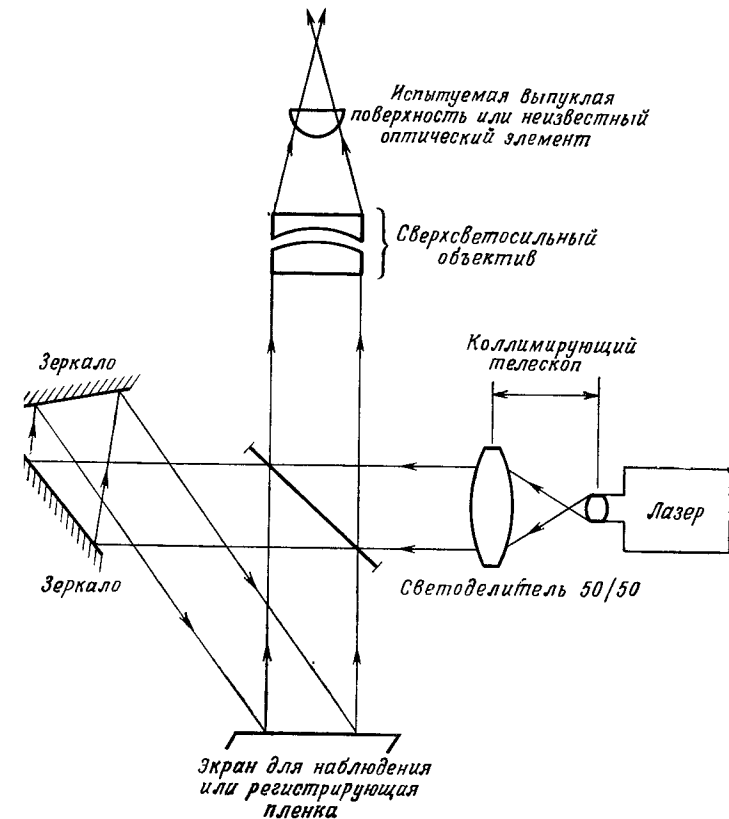


Рис. 28. Схема голографической установки для контроля выпуклых поверхностей.

Схема голографической установки для контроля выпуклых поверхностей приведена на рис. 28. Здесь опять используется телескоп для расширения и коллимирования пучка, освещающего испытуемую поверхность. Принцип и порядок проведения операций при испытании точно такие же, как и в случае контроля вогнутых поверхностей.

Для контроля оптических элементов можно также применять голограммы, синтезированные на ЭВМ. Показанная на рис. 29 схема интерферометра Тваймана — Грина для контроля оптических поверхностей была усовершенствована введением голограммы, синтезированной на ЭВМ [42]. С помощью ЭВМ на фотопластинке можно

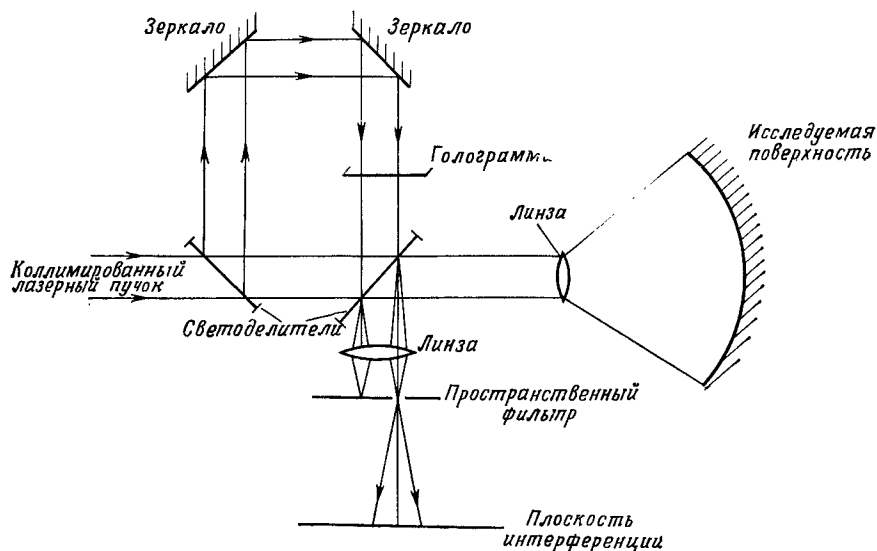


Рис. 29. Модифицированный интерферометр Тваймана — Грина для голографического контроля больших поверхностей. (Согласно Мак-Говерну и Вайанту [42].)

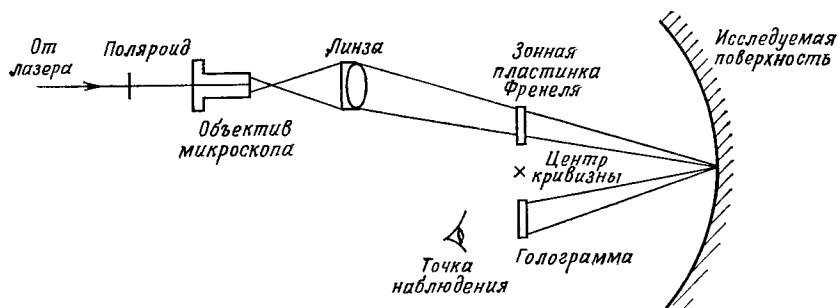


Рис. 30. Интерферометр с зонной пластинкой Френеля. (Согласно Бродер-Берстайну и Малакара-Гернандецу [11].)

синтезировать голограммы точек, соответствующих проектируемой испытываемой поверхности. Это эквивалентно получению исходной голограммы эталонной поверхности. Синтезированная на ЭВМ голограмма помещается в опорный пучок таким образом, чтобы можно было сравнивать изображение, восстановленное с нее, с изображением испытываемой поверхности.

Модифицированный метод Тваймана — Грина для измерения фазы интерференционной картины с точностью до  $\lambda/100$  можно усовершенствовать, применяя самосканирующую фотодиодную матрицу, состоящую из 1024 элементов, и мини-ЭВМ [12]. Для обычных

испытаний эту систему можно автоматизировать, однако конструкция ее оказывается очень сложной. На рис. 30 показана схема другой системы голографической интерферометрии, которая позволяет контролировать большие оптические элементы с помощью маленьких голограмм. В этой системе коллимированным пучком лазера освещается зонная пластинка Френеля [11]. В изображение зонной пластинки Френеля помещается фотопластинка. Если поверхность исследуемого зеркала точно сферическая, то это изображение также должно быть зонной пластинкой Френеля. После проявления фотопластинка становится голограммой и помещается на свое исходное место. Теперь можно производить сравнение контролируемой поверхности с восстановленным волновым фронтом.

Все только что рассмотренные системы голографического контроля имеют два свойственных им преимущества: они являются неконтактными и, следовательно, неразрушающими для исследуемых оптических элементов. Эти системы можно использовать для выявления неправильности оптической поверхности в самом начале полировки, что снижает стоимость изготовления различных деталей.

#### 8.4.8.2. Голографический видеодиск

Видеомагнитофонные ленты применяются в телевизионной промышленности в течение многих лет. По сравнению с голографическими системами видеозаписи эти ленты относительно дороги для массового размножения, занимают значительный объем, их срок службы невелик, а функции не столь многосторонни.

Ханнан [24] продемонстрировал систему голографической записи, которая может записывать и считывать видеoinформацию в виде последовательности голограмм (система Holotape). Каждая голограмма представляет собой запись одного неподвижного кадра движущейся картины. Как видео-, так и звуковая информация запоминаются в виде поверхностного рельефа, которые можно размножить прессованием на термопластической ленте. Пленка, используемая для получения записи в системе Holotape, представляет собой по существу стандартную 16-миллиметровую кинолентку, два смежных кадра которой содержат кодированную информацию о цвете (цветности) и о черно-белом изображении (освещенности) объекта. На рис. 31 представлена схема записывающей аппаратуры системы RCA Holotape.

Фирмы «Zenith» [26] и «Philips» [16] разработали независимо друг от друга новые диски для видеозаписи, аналогичные по размерам грампластинкам. В обеих системах видеoinформация записывается как последовательность коротких бороздок или углублений переменной длины и частоты повторения. В системе Philips VLP частота повторения и средняя длина углубления определяют

сигнал освещенности, в то время как сигналы кодированного цвета (цветности) и звука модулируют длину углубления. В системе Philips применяется непрозрачный диск с углублениями, выдавленными с обеих сторон. Воспроизведение записи осуществляется небольшим He—Ne-лазером мощностью 1 мВт. Отраженный пучок света модулируется отклонениями света при дифракции на углублении.

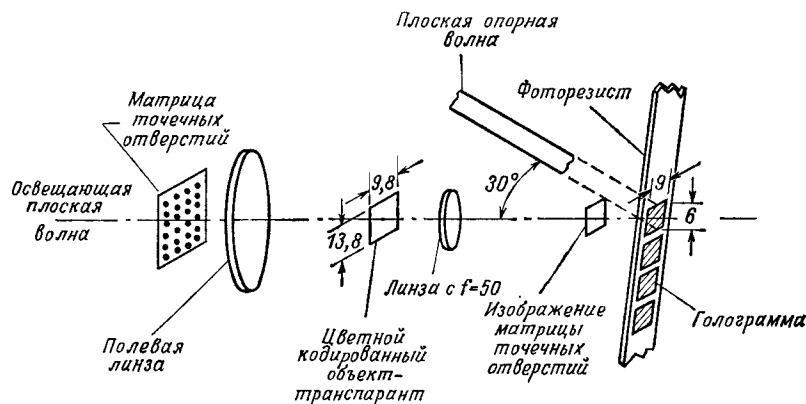


Рис. 31. Схема устройства для записи голограмм в системе Holotape. Освещающая плоская волна и объектный пучок получены за счет расширения лазерного пучка. Полевая линза увеличивает эффективность освещенности матрицы точечных отверстий и управляет ее изображением в зоне Френеля, что необходимо для высокой скорости выборки. Размеры даны в миллиметрах. (Согласно Ханнану и др. [24].)

Свет попадает на детектор и преобразуется в электрический сигнал, который затем декодируется. Система Zenith во многом аналогична системе Philips, за исключением лишь того, что в ней применяется прозрачный диск и воспроизведение осуществляется проходящим светом от He—Ne-лазера мощностью 1 мВт. Поскольку при воспроизведении используется небольшая глубина поля фокусированного лазерного пучка, для записи можно использовать обе стороны диска. Для воспроизведения второй стороны диска достаточно просто изменить плоскость фокусировки светового пятна. Чтобы получить хорошие результаты, видеопроекторы как системы Philips, так и системы Zenith должны удовлетворять следующим четырем требованиям:

- 1) скорость вращения диска должна поддерживаться постоянной (для проигрывателя системы Philips — 1/1000);
- 2) в режиме считывания сфокусированный лазерный пучок должен оставаться на поверхности диска (для системы Zenith глубина поля составляет 3,1 мкм);
- 3) пучок света должен оставаться в центре линии слежения, даже если линия слежения проходит не по окружности или отверстие диска не центровано и имеет неправильные размеры (проигры-

ватель должен работать правильно даже в том случае, когда общее отклонение дорожки от идеального положения достигает 0,1 мм);

4) полная считывающая оптическая система должна двигаться по радиусу поперек записи со скоростью, при которой движение вперед осуществляется без помощи непрерывной бороздки или других механических направляющих на диске проигрывателя.

Оптические видеодиски систем Philips и Zenith являются лучшими среди других механических видеодисков, поскольку в них воспроизведение записи осуществляется неконтактным способом. Благодаря этому удлиняется срок службы углублений и дисков, а также уменьшаются шумы при воспроизведении, связанные с наличием царапин. Однако имеется одна проблема, свойственная обеим системам, — это необходимость точной фокусировки и управление слежением за записью. Хотя в системах Zenith и Philips проблемы оптической фокусировки и слежения как будто решены, тем не менее стоимость сложных сервомеханизмов и, следовательно, самих систем проигрывания до сих пор остается довольно высокой. В системе RCA Holotape, использующей голографическую запись, удалось избежать этих проблем слежения и оптической фокусировки. Однако в этой системе кадр изображения представляет собой множество голограмм, записанных на участке площадью  $7 \times 11$  мм (которая удваивается для цветного изображения). Кроме того, тиражирование с ленты на ленту требует большего времени и является более дорогим, чем метод тиражирования с диска на диск. Ниже мы опишем метод видеозаписи, в котором для достижения высшей плотности записи применяются голограммы Фурье, с тем чтобы объединить преимущества голографической записи системы RCA Holotape (отсутствие проблем слежения и оптической фокусировки) с высокой плотностью записи и дешевым тиражированием оптического видеодиска.

**а. Голография с использованием случайных фазовых выборок.** Голограммы Фурье высокого качества и высокой плотности записи можно получить, если система имеет: 1) высокую избыточность, 2) высокую дифракционную эффективность, 3) малый шум (зернистости), 4) высокое разрешение и 5) точность воспроизведения градаций яркости. Для того чтобы удовлетворить первому условию, голограмма должна регистрироваться точно в плоскости преобразования Фурье. Второе условие требует равномерного распределения энергии по ограниченной площади голограммы. Третье условие выполняется, если почти вся энергия света заключена в ограниченной площади голограммы. Для удовлетворения четвертого условия размеры голограммы должны соответствовать ширине полосы пространственных частот регистрируемой информации. Наконец, пятое условие требует, чтобы передаточная функция всего процесса полу-

чения голограммы была постоянной для всего диапазона изменения интенсивности в широком пучке.

В попытке удовлетворить этим условиям и с целью получения голограмм высокого качества и с высокой плотностью записи было опробовано несколько методов. Одним из наиболее эффективных оказался метод дефокусировки, при котором голограмма регистрируется на некотором расстоянии от плоскости точного преобразования Фурье. Этот метод полезен при выполнении условий 2—5, но он не обеспечивает высокой избыточности. Кроме того, ему свойственны недостатки, а именно площадь регистрации оказывается больше дифракционно-ограниченной, а степень расфокусировки меняется в зависимости от вида регистрируемой информации. Для того чтобы в методе дефокусировки получить хорошую избыточность, был разработан метод записи многими пучками, но он также приводит к увеличению площади регистрации.

С другой стороны, доказано, что метод случайного сдвига фазы полезен при получении высококачественных голограмм с высокой плотностью записи, содержащих цифровую информацию при дифракционно-ограниченных размерах. В этом методе случайные фазы добавляются к каждому пучку и пучок фокусируется в плоскости точного преобразования Фурье [56—58].

Голография случайной выборки фаз является обобщением метода случайного фазового сдвига. Она объединяет в себе как метод сдвига фаз, так и метод выборки. На рис. 32 представлена основная схема

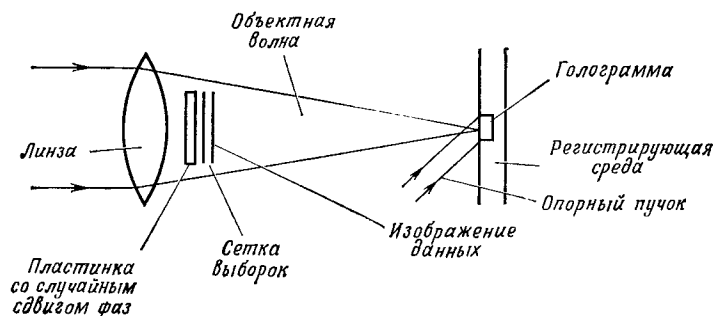


Рис.32. Схема, поясняющая основную идею метода случайной выборки фаз.

метода случайной выборки фаз. В этой схеме видеoinформация, сетка выборки и фазосдвигающая пластинка тесно прижаты друг к другу и установлены на пути светового пучка, который, проходя через эти элементы, фокусируется на регистрирующей среде, помещенной в плоскости точного преобразования Фурье. Видеoinформация с помощью сетки выборки делится на большое число выборочных точек. Затем к каждой выборочной точке фазосдвигаю-

щей пластинкой добавляется случайная фаза. Этот метод включает в себя три основных принципа: 1) теорему отсчетов, 2) критерий Рэля и 3) принцип случайного блуждания. Обсудим эти принципы.

**Принцип 1.** Метод выборки позволяет разделить видеoinформацию на большое число выборочных точек. При этом в плоскости голограммы исключается обычно большая величина низкочастотных составляющих видеoinформации. Существенные составляющие информации размываются по площади, определяемой диаметром точек выборки. Это приводит к избыточности информации.

Расстояние между выборочными точками определяется из необходимости сохранить качество изображения и ширину полосы частот голограммы. Иными словами, это расстояние должно быть равно ширине линии требуемого разрешения, которая по теореме отсчетов равна половине разрешаемой пространственной частоты.

**Принцип 2.** С помощью голографии Фурье можно получить минимальный размер голограммы или максимальную плотность записи, имеющей идеальную избыточность записи. Диаметр голограммы связан с диаметром отверстия выборки критерием Рэля. При этом энергия света, несущего информацию, заключена в ограниченную площадь голограммы. В восстановленном изображении, когда голограмма освещается пучком, диаметр которого почти совпадает с диаметром голограммы, отсутствует какой-либо спекл-шум.

**Принцип 3.** Для получения голограммы с высокой дифракционной эффективностью и высокой точностью воспроизведения градаций яркости необходимо равномерно распределять энергию света по ограниченной площади голограммы. Применяя фазосдвигающую пластинку, можно устранить пик спектра световой энергии, появляющийся на голограмме из-за корреляции между различными пучками, отфильтрованными отверстиями выборки.

Мацумура [44] сообщил, что, используя случайные сдвиги фазы, можно также существенно уменьшить макрозернистость, обусловленную царапинами и пылью на линзах, и, кроме того, ослабить интерференционные полосы, вызванные светом, отраженным от оптических поверхностей. Этот спекл-шум представляет собой одну из важнейших проблем, связанных с шумом в когерентных системах формирования изображения. Можно получить восстановленное изображение с высокой эффективностью и высоким отношением сигнал/шум, задавая в пространстве случайное распределение фазы в проходящем свете. Это связано с тем, что свет, дифрагировавший от объекта, освещенного через фазосдвигающую пластинку, распределяется равномерно по регистрирующей среде. Это позволяет максимально использовать динамический диапазон регистрирующей среды.

**6. Проигрыватель голографического видеодиска.** Рассмотрим систему проигрывателя голографического видеодиска на конкретном

примере. На диске диаметром 300 мм можно разместить 54 000 голограмм, каждая из которых записывает кодированный звук, яркость и цветность на небольшой площади диаметром около 1 мм. Интерференция между соседними и восстановленными изображениями исключается за счет тщательного выбора углов падения трех световых волн, несущих информацию, в осесимметричных направлениях.

Восстановленные изображения фокусируются на датчиках изображения (таких, как твердотельная матрица), выходные сигналы которых обрабатываются и воспроизводятся на телевизионном мониторе. В этом случае отсутствует необходимость в прецизионных фокусировке и слежении. Механические допуски для юстировки лежат в пределах от 10 до 100 мкм, что в 100 раз превышает допуски, необходимые для дисков с последовательной во времени записью<sup>1)</sup>.

#### 8.4.9. Заключение

Мы рассмотрели одно из главных практических применений голографии — голографический неразрушающий контроль. Нами представлены несколько конкретных голографических устройств, каждое из которых имеет свои собственные преимущества. Затем мы обсудили гибридную голографическую установку, объединяющую несколько отдельных голографических систем в одну систему мобильного контроля с автоматической обработкой данных. Читателю предлагается рассмотреть собственную гибридную комбинацию из отдельных систем, которую он мог бы использовать для своих собственных целей. В настоящее время дальнейшее развитие будет идти в направлении создания последовательных поколений гибридных систем с элементами интегральной оптики. Такие миниатюрные и стабильные системы были бы очень полезны для проверки пространственного распределения нагрузок.

В разд. 8.4.7 мы рассказали о возможности создать камеру для воспроизведения истинных трехмерных движущихся картин и о некоторых успехах в этой области. Поскольку потенциальные возможности такого устройства очень велики, мы надеемся, что в этом направлении уже имеются определенные успехи. В последнем разделе мы обсудили различные конкретные голографические системы других типов.

В заключение необходимо упомянуть, что все ссылки на работы выбирались тщательным образом с целью обеспечения достаточной достоверности при подробном рассмотрении каждого вопроса в данном параграфе. Но это никоим образом не означает, что наш обзор является исчерпывающим; много других прекрасных работ нам не удалось рассмотреть из-за недостатка места.

<sup>1)</sup> О соответствующих разработках в СССР см. работы [62, 63]. — Прим. перев.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Aleksoff C. C., Appl. Opt., **10**, 1329—1341 (1971).
2. Aleksoff C. C., Christensen C. R., Appl. Opt., **14**, 134—141 (1975).
3. Aleksoff C. C., Guenther B. D., Appl. Opt., **15**, 206—217 (1976).
4. Almeida S. P., Kim-Tzong Eu., J. Appl. Opt., **15**, 510—515 (1976).
5. Archbold E., Burch J. M., Ennos A. E., Opt. Acta, **17**, 883—898 (1970).
6. Archbold E., Ennos A. E., Opt. Acta, **19**, 253—271 (1972).
7. Bage M. J., Beddoes M. P., Appl. Opt., **15**, 2632—2634 (1976).
8. Berger H., Acoust. Holog., **1**, 34—36 (1969).
9. Bond R. L., в кн.: Holography and Optical Filtering, NASA SP-299, 1973, p. 177—182.
10. Booth B., Appl. Opt., **14**, 593—601 (1975).
11. Broder-Bursztyn F., Malacara-Hernández D., Appl. Opt., **14**, 2280—2282 (1975).
12. Bruning J. H., Herriott D. R., Galalgher J. E. et al., Appl. Opt., **13**, 2693—2703 (1974).
13. Casasent D., Psaltis D., Appl. Opt., **15**, 1795—1799 (1976).
14. Chuang K. C., Material Evaluation, **26**, 116—119 (1968).
15. Collier R. J., Burchhardt C. B., Lin L. H., Optical Holography, Academic Press, New York, 1971. [Имеется перевод: Кольер Р., Беркхарт К., Лин Л. Оптическая голография. — М.: Мир, 1973.]
16. Compaan K., Kramer P., Philips Tech. Rev., **33**(7), 178—180 (1973).
17. Durrani T. S., Greated C. A., Appl. Opt., **14**, 778—786 (1975).
18. El-Sum H. M. A., Analytical Study of Acousto/Optical Holography, Interfacing Methods for Acoustical and Optical Holography Nondestructive Testing Research, El-Sum Consultants, Atherton, Calif., Rep. NASA CR-2775, 1976.
19. Holographic Nondestructive Testing (ed. R. K. Erf), Academic Press, New York, 1974.
20. Espy P. N., Testing of Printed Circuit Board Solder Joints by Optical Correlation, NASA TR R-449, 1975.
21. Gara A. D., Appl. Opt., **16**, 149—153 (1977).
22. Goodman J. W., Proc. IEEE, **53**, 1688—1700 (1965). [Имеется перевод: Гудмен Дж. — ТИИЭР, 1965, т. 53, № 11, с. 1892—1906.]
23. Goodman J. W., Introduction to Fourier Optics, McGraw-Hill, New York, 1968. [Имеется перевод: Гудмен Дж. Введение в фурье-оптику. — М.: Мир, 1971.]
24. Hannan W. J., Flory R. E., Ryan R. J., J. Soc. Motion Pict. TV Eng., **82**, 905—915 (1973).
25. Hilderbrand B. P., Brenden B. B., An Introduction to Acoustical Holography, Plenum, New York, 1972.
26. Hrbek G. W., J. Soc. Motion Pict. TV Eng., **83**, 580—582 (1974).
27. Indebetouw G., Tschudi T., Herziger G., J. Opt. Soc. Amer., **66**, 169—170 (1976).
28. Jenkins R. W., McIlwain M. C., в кн.: Holography and Optical Filtering, NASA SP-299, 1973, pp. 183—192.
29. Josefowics J., Hallet F. R., Appl. Opt., **14**, 740—742 (1975).
30. Kurtz R. L., A Holographic System That Records Front Surface Detail of a Scene Moving at High Velocity, Ph. D. Dissertation, Virginia Polytechnic Inst. and State Univ., Blacksburg, Virg., 1971.
31. Kurtz R. L., US Patent No 3535014, 1972.
32. Kurtz R. L., Loh H. Y., Appl. Opt., **11**, 1998—2003 (1972).
33. Kurtz R. L., Perry L. M., Appl. Opt., **12**, 2815—2821 (1973).
34. Kurtz R. L., Liu H. K., Holographic Nondestructive Tests Performed on Composite Samples of Ceramic-Epoxy-Fiberglass Sandwich Structure, NASA TR R-340, 1974.
35. Kurtz R. L., Owen R. B., Opt. Eng., **14**, 393—401 (1975).
36. Leendertz J. A., J. Phys., E3, 214—218 (1970).
37. Léger D., Mathieu E., Perrin J. C., Appl. Opt., **14**, 872—877 (1975).
38. Liu H. K., Kurtz R. L., Opt. Eng., **16**, 176—186 (1977).
39. Liu H. K., Kurtz R. L., Moore W. W., SPIE, **92**, 72—86 (1976).

40. Liu H. K. et al., Evaluation of a Composite Mobile Holographic Nondestructive Test System, BER Rep. No. 204-74, Univ. of Alabama, 1976.
41. Liu H. K., Owen R. B., Opt. Eng., **18** (1979).
42. MacGovern A. J., Wyant J. C., Appl. Opt., **10**, 619—624 (1971).
43. Marom E., в кн.: Holographic Nondestructive Testing, ed. R. K. Erf, Academic Press, New York, 1974, pp. 149—180.
44. Matsumura M., Japan J. Appl. Phys., **13**, 557—558 (1974).
45. Acoustical Holography, eds. A. F. Metherell, H. M. El-Sum, L. Larmore, Vol. 1, Plenum Press, New York, 1969.
46. Acoustical Holography (eds. A. F. Metherell, L. Larmore), Vol. 2, Plenum Press, New York, 1970.
47. Neumann D. B., J. Opt. Soc. Amer., **58**, 447—454 (1968).
48. Neumann D. B., Rose H. W., Appl. Opt., **6**, 1097—1104 (1967).
49. Nisenson P., Sprague R. A., Appl. Opt., **14**, 2602—2606 (1975).
50. Papoulis A., Systems and Transforms with Applications in Optics, McGraw-Hill, New York, 1968. [Имеется перевод: Папулис А. Теория систем и преобразований в оптике.— М.: Мир, 1971.]
51. Lord Rayleigh, Scientific Papers, (Cambridge Univ. Press), **6**, 565—610 (1920).
52. Research Techniques in Nondestructive Testing (ed. R. S. Sharpe), Academic Press, New York, 1970.
53. Smigielski P., Fagot H., Stimpfling A. et al., Nouv. Rev. Opt. Appl., **2**, 587—592 (1971).
54. Snow K., Vanderwaker R., Appl. Opt., **9**, 822—827 (1970).
55. Stroke G. W., An Introduction to Coherent Optics and Holography, Academic Press, New York, 1969. [Имеется перевод: Строук Дж. Введение в когерентную оптику и голографию.— М.: Мир, 1966.]
56. Tsunoda Y., Takeda Y., J. Appl. Phys., **44**, 2422—2423 (1973).
57. Tsunoda Y., Takeda Y., Appl. Opt., **13**, 2046—2051 (1974).
58. Tsunoda Y., Tatsuno K., Kataoka K. et al., Appl. Opt., **15**, 1398—1403 (1976).
59. Vander Lugt A., IEEE Trans. Inf. Theory, **10**, 139—145 (1964).
60. Waters J. P., Appl. Opt., **11**, 630—636 (1972).
61. Jeong Tung H., A Study Guide on Holography, Lake Forest College, Lake Forest, Illin.
62. Толчин В. Г., Туруханов Б. Г.— В кн.: Материалы VI Всесоюзной школы по голографии.— Л.: ЛИЯФ, 1974, с. 303—324.
63. Толчин В. Г.— В кн.: Физические основы голографии (Материалы X Всесоюзной школы по голографии).— Л.: ЛИЯФ, 1978, с. 104—118.

Оглавление <sup>1)</sup>

## ТОМ 1

Предисловие редактора перевода . . . . .	5
Предисловие . . . . .	10
Предисловие к русскому изданию . . . . .	11
Глава 1. Введение (Э. Лейт) . . . . .	12
Литература . . . . .	24
Глава 2. Основы голографии . . . . .	26
2.1. Интегральные преобразования (К. Датта) . . . . .	26
Литература . . . . .	39
2.2. Интерференция и дифракция (Б. Томпсон) . . . . .	40
Литература . . . . .	53
2.3. Частично-когерентный свет (Б. Томпсон) . . . . .	53
2.4. Оценка качества изображения (Ф. Юу, Э. Тэй) . . . . .	59
Литература . . . . .	77
2.5. Теория связи (Дж. Де Велис, Дж. Рейнольдс) . . . . .	77
Литература . . . . .	95
2.6. Галогенидосеребряная фотография (П. Бахман) . . . . .	96
Литература . . . . .	138
Глава 3. Классификация голограмм (У. Кэти) . . . . .	139
3.1. Введение . . . . .	139
3.2. Регистрирующие среды и их применение . . . . .	140
3.3. Регистрируемые параметры объектной волны . . . . .	141
3.4. Модулируемые параметры . . . . .	142
3.5. Конфигурация . . . . .	144
3.6. Свойства источников . . . . .	148
3.7. Описание голограммы . . . . .	149
Литература . . . . .	153

<sup>1)</sup> Для удобства читателя в первом томе приводится оглавление всей книги.— Прим. ред.



<b>Глава 4. Основные типы голограмм</b> . . . . .	154
4.1. Голография Френеля ( <i>Дж. Де Велис, Дж. Рейнольдс</i> ) . . . . .	154
Литература . . . . .	172
4.2. Голограммы Фраунгофера ( <i>Б. Томпсон</i> ) . . . . .	172
Литература . . . . .	178
4.3. Голография Фурье ( <i>А. Арсено, Ж. Апрель</i> ) . . . . .	178
Литература . . . . .	195
<b>Глава 5. Различные виды голограмм</b> . . . . .	196
5.1. Отражательные голограммы ( <i>Г. Колфилд</i> ) . . . . .	196
Литература . . . . .	205
5.2. Мультиплексные голограммы ( <i>У. Кэти</i> ) . . . . .	205
Литература . . . . .	213
5.3. Цветные голограммы ( <i>У. Кэти</i> ) . . . . .	214
Литература . . . . .	220
5.4. Поляризационные голограммы ( <i>У. Кэти</i> ) . . . . .	220
Литература . . . . .	224
5.5. Синтезированные голограммы ( <i>Г. Колфилд</i> ) . . . . .	225
Литература . . . . .	235
5.6. Голограммы с локальным опорным пучком ( <i>У. Кэти</i> ) . . . . .	235
Литература . . . . .	241
<b>Глава 6. Формирование изображения</b> ( <i>Ю. Упатниекс</i> ) . . . . .	242
6.1. Формирование изображения в когерентном свете . . . . .	242
6.2. Формирование изображения в частично-когерентном свете . . . . .	250
6.3. Оценка яркости восстановленного изображения . . . . .	254
Литература . . . . .	256
<b>Глава 7. Кардинальные точки и главные лучи в голографии</b> ( <i>А. Арсено</i> ) . . . . .	257
7.1. Введение . . . . .	257
7.2. Голографические уравнения оптических лучей . . . . .	258
7.3. Главные точки голограмм . . . . .	259
7.4. Кардинальные точки голограммы . . . . .	264
7.5. Уравнения сопряжения . . . . .	268
7.6. Приложения к различным типам голограмм . . . . .	272
Литература . . . . .	274
<b>Глава 8. Аппаратура и методы</b> . . . . .	275
8.1. Твердотельные лазеры ( <i>В. Кехнер</i> ) . . . . .	275
Литература . . . . .	286
8.2. Газовые лазеры ( <i>Н. Баласубрамьян</i> ) . . . . .	286
Литература . . . . .	294
8.3. Регистрирующие среды ( <i>Дж. Глэдден, Р. Лейти</i> ) . . . . .	294

Литература . . . . .	315
<b>8.4. Голографические системы</b> ( <i>Р. Курц, Хуанг-Куанг Лиу, Р. Оуэн</i> ) . . . . .	316
Литература . . . . .	369

## ТОМ 2

<b>Глава 9. Отдельные проблемы голографии</b> . . . . .	381
9.1. Фотографические материалы и их обработка ( <i>С. Бентон</i> ) . . . . .	381
Литература . . . . .	401
9.2. Спеклы ( <i>Г. Колфилд</i> ) . . . . .	401
Литература . . . . .	406
9.3. Копирование голограмм ( <i>У. Роудз</i> ) . . . . .	406
<b>Глава 10. Области применения</b> . . . . .	414
10.1. Хранение цифровой информации ( <i>Т. Гейлорд</i> ) . . . . .	414
Литература . . . . .	451
10.2. Двумерные дисплеи ( <i>Б. Клей</i> ) . . . . .	452
Литература . . . . .	485
10.3. Трехмерные дисплеи ( <i>М. Леман</i> ) . . . . .	485
Литература . . . . .	503
10.4. Голографическая интерферометрия ( <i>Дж. Брандт</i> ) . . . . .	504
Литература . . . . .	549
10.5. Распознавание образов и знаков ( <i>Д. Кейсасент</i> ) . . . . .	550
Литература . . . . .	594
10.6. Обработка изображений ( <i>С. Ли</i> ) . . . . .	594
Литература . . . . .	618
10.7. Микроскопия ( <i>К. Кокс</i> ) . . . . .	619
Литература . . . . .	633
10.8. Голограммные оптические элементы ( <i>Д. Клауз</i> ) . . . . .	633
Литература . . . . .	647
10.9. Спектроскопия ( <i>Г. Колфилд</i> ) . . . . .	647
Литература . . . . .	655
10.10. Голографические методы получения контуров рельефа ( <i>Дж. Варнер</i> ) . . . . .	655
Литература . . . . .	661
10.11. Мультиплицирование изображений ( <i>Г. Колфилд</i> ) . . . . .	661
Литература . . . . .	668
10.12. Измерение размера частиц ( <i>Б. Томпсон</i> ) . . . . .	668
Литература . . . . .	671
10.13. Голографический портрет ( <i>В. Кехнер</i> ) . . . . .	671
Литература . . . . .	678
10.14. Фотограмметрия ( <i>Н. Баласубрамьян</i> ) . . . . .	678
Литература . . . . .	689

Дополнение. Некоторые проблемы и перспективы голографии в трехмерных средах (Ю. Н. Денисюк) . . . . .	691
1. Введение . . . . .	691
2. Общая схема записи и восстановления трехмерной голограммы . . . . .	692
3. Кинематическая теория трехмерной голограммы; приближение геометрической оптики . . . . .	694
4. Пространственный и частотный варианты кинематической теории трехмерной голограммы . . . . .	697
5. Теория связанных волн и модовая теория трехмерной голограммы . . . . .	702
6. Некоторые закономерности трехмерных голограмм, записанных в анизотропных средах . . . . .	708
7. Применение тонкослойных трехмерных голограмм в изобраительной и проекционной технике . . . . .	710
8. Сверхплотная и ассоциативная память на основе трехмерных голограмм с глубокой записью . . . . .	713
9. Динамическая регистрация стационарных волновых полей . . . . .	716
10. Динамическая регистрация волновых полей, параметры которых изменяются во времени . . . . .	722
11. Заключение . . . . .	727
Литература . . . . .	727
Предметный указатель . . . . .	730

## УВАЖАЕМЫЙ ЧИТАТЕЛИ

Ваши замечания о содержании книги, ее оформлении, качестве перевода и другие просим присылать по адресу: 129820, Москва, И-110, ГСП, 1-й Рижский пер., д. 2, изд-во «Мир».