

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ  
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

**Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского  
Национальный исследовательский университет**

**В.В. Дуденкова**

## **ОПТИЧЕСКАЯ ГОЛОГРАФИЯ**

Учебное пособие

Рекомендовано методической комиссией радиофизического факультета для студентов ННГУ, обучающихся по направлению подготовки 011800 и 03.03.03 «Радиофизика», 010400 «Информационные технологии» и специальностям 010802 «Фундаментальная радиофизика и физическая электроника», 09.03.02 «Информационные системы и технологии», 10.05.02 «Информационная безопасность телекоммуникационных систем», 02.03.02 «Фундаментальная информатика и информационные технологии», 11.05.02 «Специальные радиотехнические системы», 10.05.02 «Информационная безопасность телекоммуникационных систем»

Нижний Новгород  
2015

УДК 535.4(076.5)

ББК В343.4р30

Д 81

Д 81 Дуденкова В.В. ОПТИЧЕСКАЯ ГОЛОГРАФИЯ:-Учебное пособие. - Нижний Новгород: Нижегородский госуниверситет, 2015. –55 с.

Под редакцией: доцент каф. общей физики радиофизического факультета ННГУ, к. ф.-м. н. **Ю.Н. Захаров**

Рецензенты: профессор каф. ИТФИ физ. факультета ННГУ, к.ф.-м.н. **О.А. Морозов**, с.н.с ИПФ РАН, к. ф.-м. н. **М.Ю. Кириллин**

В настоящем пособии изложены краткие теоретические сведения об оптической голографии. Рассмотрены основные типы голограмм. Приведено практическое руководство по получению голограмм.

Учебное пособие предназначено для студентов, магистрантов и аспирантов радиофизического факультета ННГУ, специализирующихся в области нелинейной оптики и лазерной физики, и также для слушателей школы «Лазерная физика».

Ответственные за выпуск:

председатель методической комиссии радиофизического факультета ННГУ,

к.ф.-м.н., доцент **Н.Д. Миловский**,

зам. председателя методической комиссии радиофизического факультета ННГУ,

д.ф.-м.н., профессор **Е.З. Грибова**

УДК 535.4 (076.5)

ББК В343.4р30

© Дуденкова Варвара Вадимовна

© Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, 2015

## Оглавление

Введение	4
Глава I. Основные представления и уравнения голографии	5
1.1. Образование голограммы и голографического изображения	5
1.2. Основные уравнения голографии	7
1.3. Осевая голограмма	11
1.4. Внеосевая голограмма	14
1.5. Голограмма во встречных пучках	18
Глава II. Основные типы голограмм	19
2.1. Голограммы Френеля	19
2.2. Голограммы сфокусированного изображения	21
2.3. Голограммы Фраунгофера	22
2.4. Фурье-голограммы	25
Глава III. Анализ плоских голограмм	30
3.1. Роль разрешающей способности регистрирующей среды	30
3.2. Влияние размера голограммы на качество восстановленного изображения	34
3.3. Дифракционная эффективность плоских голограмм	36
Глава IV. Рельефные и объемные голограммы	39
4.1. Радужные голограммы	39
4.2. Объемные голограммы	41
Глава V. Условия записи голограмм и техника голографического эксперимента	44
5.1. Голографические материалы и их свойства	44
5.2. Методика голографического процесса	46
5.3. Указания по выполнению лабораторной работы по голографии	50
Заключение	54
Список литературы	55

## Введение

Голография – это получение изображений с помощью восстановления волнового фронта. Для этого применяется интерференционный метод регистрации световых волн, дифрагировавших на объекте, который освещен когерентным светом. При этом дифрагированные волны должны проинтерферировать с опорной волной, согласованной с ними по фазе. Если волны обладают достаточной степенью когерентности, разность фаз между предметной и опорной волной остается постоянной во времени; в результате возникает стационарная интерференционная картина с распределением интенсивности, зависящим от отношения амплитуд и разности фаз интерферирующих волн. Фотографическая запись этой картины, голограмма, содержит информацию и о фазе и об амплитуде дифрагированных волн, благодаря чему возможно их дальнейшее восстановление. Восстановление волнового фронта предметной волны происходит на втором этапе, когда голограмма освещается волной, идентичной опорной.

Сохранение воспроизводимой информации о фазе является уникальной особенностью голографического процесса. В противоположность этому фотография может сохранить только пространственное распределение интенсивности света в предметной сцене (объекте): с помощью линз фотоаппарата оно воспроизводится в сфокусированном изображении и записывается на плоскость фотоснимка. Однако интенсивность представляет собой величину, усредненную по всем фазам световой волны, и поэтому не содержит информации о фазе волны, идущей от объекта. В голографическом методе информация об амплитуде и фазе несфокусированной волны, идущей от объекта, кодируется с помощью опорной волны еще до регистрации.

Голографический метод применим ко всем волнам: электромагнитным (рентгеновским, световым, микроволновым), акустическим и сейсмическим при условии, что они достаточно когерентны для создания требуемых интерференционных картин. И действительно, голограммы были получены с каждым из этих видов волн. Однако голографический метод, по-видимому, наиболее пригоден в оптическом диапазоне электромагнитного спектра. После создания лазеров оптическая голография получила быстрое развитие, в то время как работа в более коротковолновом диапазоне тормозится отсутствием источников когерентного излучения. Что касается другого конца шкалы длин волн, то в настоящее время начинаются активные исследования в области терагерцовой голографии, но сколько-нибудь значительных результатов пока не получено. Поэтому наиболее значимо рассмотрение видимого света и оптической голографии.

## Глава I. Основные представления и уравнения голографии

### 1.1. Образование голограммы и голографического изображения

Получение голограммы является регистрацией интенсивности интерференционной картины. Если разность фаз между интерферирующими волновыми полями постоянна в течение какого-либо времени, то пространственное распределение интенсивности в интерференционной картине будет также постоянно во времени. Рассмотрим распределение интенсивности в такой интерференционной картине. При этом ограничим рассмотрение интерференцией монохроматических волн одинаковой частоты, полученных от одиночного непрерывно излучающего источника. Таким образом, имеется в виду идеальный случай абсолютно когерентного света. Разность фаз и интенсивность интерференционной картины постоянны во времени. При этом существенно упрощается описание основных явлений.

Голография обычно имеет дело с интерференцией двух волн: предметной волны и опорной волны (Рис.1).

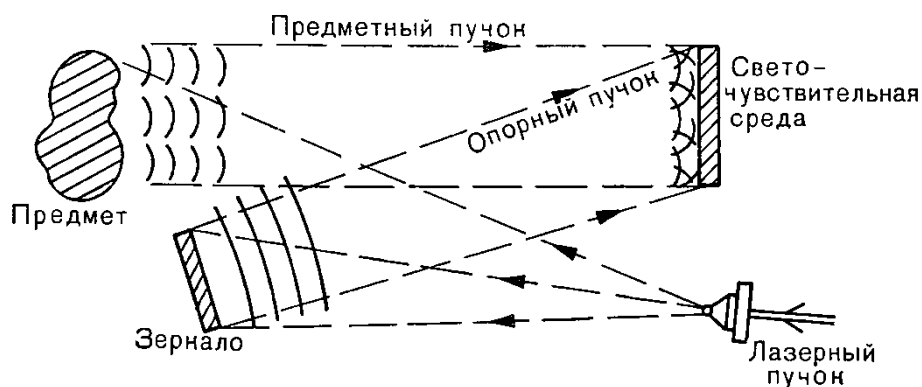


Рис. 1. Схема получения голограммы

В качестве опорной волны, как правило, используются немодулированные волны со сферическими или плоскими фронтами. Опорный пучок направляется таким образом, чтобы он пересекся со светом, прошедшим через объект или отраженным от объекта. Если оба пучка абсолютно когерентны, то интерференционная картина образуется во всем объеме, в котором перекрываются пучки. Светочувствительная среда, помещенная в область перекрытия, будет претерпевать определенные химические или физические изменения, обусловленные воздействием световой энергии. После окончания экспозиции и после того, как фоточувствительная среда подверглась соответствующей обработке, требующейся для преобразования этих изменений в вариации оптического пропускания, получается голограмма.

В случае, когда регистрирующей средой служит галоидосеребряный фотослой, изменение пропускания может быть вызвано увеличением поглощения, обусловленным превращением галоидного серебра в металлическое серебро в результате экспонирования и проявления. При таких обстоятельствах получаются поглощающие (амплитудные) голограммы. Если ту же самую голограмму отбелить, т. е. превратить серебро в прозрачное

соединение, показатель преломления которого отличается от показателя преломления желатина, то интерференционная картина регистрируется как вариации показателя преломления эмульсии. В таком случае голограмма называется фазовой. При получении амплитудных голограмм экспозиция и процесс проявления выбираются так, чтобы пространственное распределение коэффициента поглощения голографической пластинки соответствовало распределению интенсивности падающего света. При получении фазовой голограммы добиваются того, чтобы пространственная фазовая модуляция, налагающаяся на волну при ее прохождении через голограмму, соответствовала распределению интенсивности падающего при записи голограммы света.

Интенсивность интерференционной картины, образованной простыми немодулированными плоскими или сферическими волнами, обычно можно представить в виде трехмерной контурной карты. Контурные поверхности на такой карте соответствуют зонам максимальной интенсивности света, для которых выполняется условие кратности разности фаз  $2\pi$ . Если очень тонкая светочувствительная среда помещена в область интерференции и соответствующим образом проэкспонирована, то на ней будут зарегистрированы линии пересечения этих контурных поверхностей с плоскостью эмульсии (серебряные линии в случае тонкого фотослоя). Если относительно толстая светочувствительная среда помещается в область интерференции, то в толще среды регистрируются сами контурные поверхности. Голограммы, регистрируемые в тонкой среде, обладают свойствами, подобными свойствам плоских дифракционных решеток, и называются плоскими голограммами. При использовании более толстой среды голограмма начинает приобретать свойства объемной дифракционной решетки. Голограмма, у которой преобладают трехмерные свойства, называется объемной.

Серебряные линии на плоской голограмме и серебряные поверхности в объемных голограммах расположены ближе друг к другу, чем на  $\lambda/2$  и, следовательно, могут сильно дифрагировать свет. Когда голограмма освещается исходным опорным пучком, часть дифрагировавшего на ней света вновь воссоздает волновой фронт, который при регистрации голограммы шел от объекта. Восстановленная волна исходит из голограммы точно так же, как первоначальная предметная волна. Наблюдатель, видящий волну, идентичную исходной предметной волне, совершенно естественно воспринимает ее как бы исходящей от мнимого изображения предмета, расположенного точно там, где ранее находился предмет (Рис. 2).

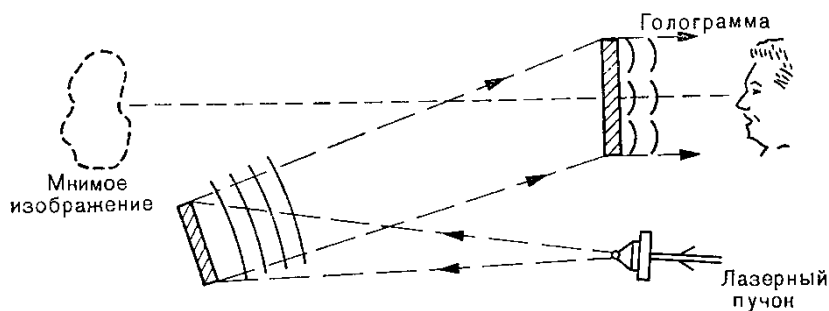


Рис. 2. Образование мнимого изображения предмета при освещении голограммы исходным опорным пучком

С другой стороны, если обратить опорный пучок так, что все лучи обращенного пучка будут направлены противоположно лучам первоначального опорного пучка, то такой сопряженный пучок, освещающий обратную сторону голограммы, создаст действительное изображение предмета в месте первоначального расположения предмета (Рис. 3). Поскольку свет сходится к изображению, действительное изображение может быть непосредственно зарегистрировано фотопластинкой или фотоприемником без применения линз. Следовательно, голограмма – это зарегистрированная картина интерференции произвольной предметной и определенной опорной волн. При восстановлении на голограмме происходит дифракция света; на первом этапе она действует как регистрирующая, а на втором – как проекционная система, которая при освещении опорной волной дает изображение исходного предмета без помощи добавочных линз.

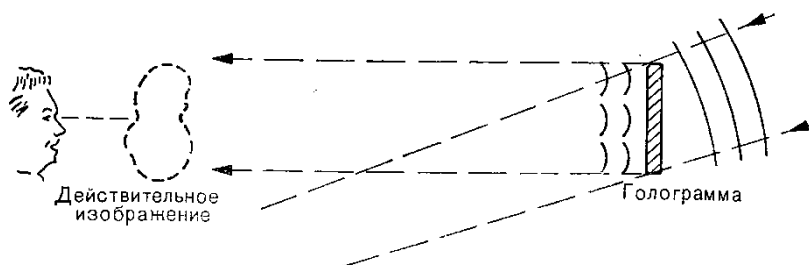


Рис. 3. Образование действительного изображения предмета при освещении голограммы пучком, сопряженным исходному опорному пучку

## 1.2. Основные уравнения голографии

Рассмотрим два предмета, которые в общем случае могут отражать свет диффузно (Рис. 4). Оба предмета освещаются когерентным светом от одного и того же источника. Отраженные лучи интерферируют, в области, где помещена светочувствительная пластинка.

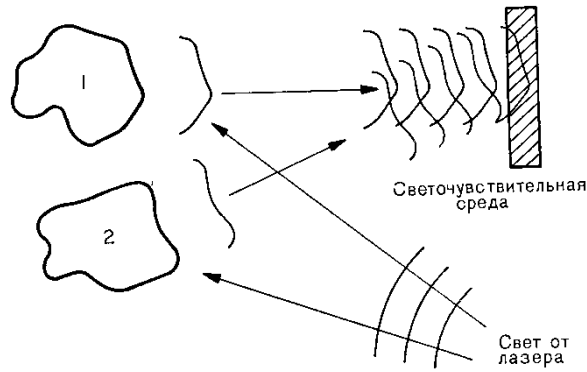


Рис.4. Общая схема получения голограммы

Как при получении голограммы, так и при восстановлении волнового фронта будем рассматривать только комплексные амплитуды света непосредственно вблизи светочувствительной пластинки. Комплексную амплитуду света, попадающего на пластинку от предмета 1, можно записать в виде

$$\mathbf{a}_1 = a_1 \exp(i\varphi_1), \quad (1)$$

где  $a_1$  и  $\varphi_1$  являются функциями пространственных координат пластинки.

Аналогично этому комплексная амплитуда света, достигающего пластинки от предмета 2, записывается как  $\mathbf{a}_2 = a_2 \exp(i\varphi_2)$ . Обозначим через  $\mathbf{a}_1^*$  и  $\mathbf{a}_2^*$  величины, комплексно-сопряженные амплитудам  $\mathbf{a}_1$  и  $\mathbf{a}_2$ .

Будем считать, что экспозиция светочувствительной пластинки при регистрации интерференционной картины, образованной волнами  $\mathbf{a}_1$  и  $\mathbf{a}_2$ , выбрана правильно, пластинка должным образом проявлена, а голограмма относится к абсорбционному (амплитудному) типу. Умножая сумму амплитуд  $\mathbf{a}_1$  и  $\mathbf{a}_2$  на комплексно-сопряженную величину, получаем выражение для интенсивности

$$I = (\mathbf{a}_1 + \mathbf{a}_2)(\mathbf{a}_1 + \mathbf{a}_2)^*. \quad (2)$$

Важной с точки зрения голографии является зависимость пропускания полученной голограммы  $H$  (отношение амплитуды света, пропущенного голограммой при восстановлении, к амплитуде света, падающего на нее) от экспозиции  $E$ . Экспозиция в свою очередь равна

$$E = I_p \tau_e, \quad (3)$$

где  $I_p$  - интенсивность света в точке, а  $\tau_e$  - время экспозиции.

Предположим, что между  $H$  и  $E$  и, следовательно, между  $H$  и  $I$  существует линейная зависимость следующего вида:

$$H = \frac{A_{\text{прошедшая}}}{A_{\text{падающая}}} = H_0 - H_E = H_0 - kI \quad (4)$$

где  $H_0$  – пропускание неэкспонированной пластинки, а  $k$  – некоторая константа. Характерная экспериментальная кривая зависимости  $H$  от  $E$  (Рис. 5)



показывает, что это предположение достаточно хорошо выполняется в некотором интервале экспозиций.

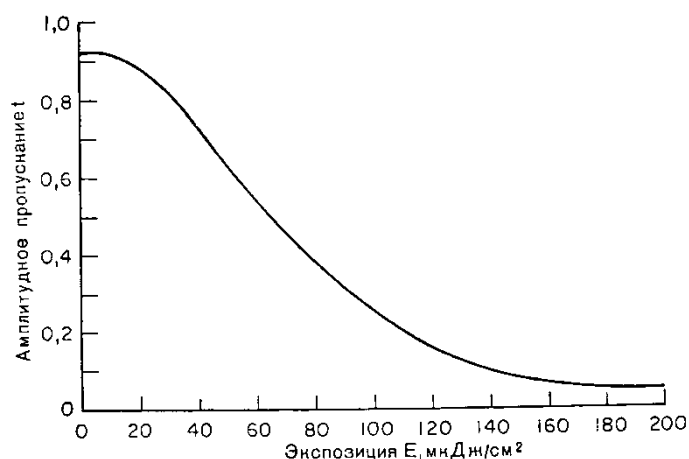


Рис. 5. Характерная экспериментальная кривая зависимости  $H$  от  $E$  для фотопластины. Раскрывая выражение (2), получаем

$$I = \mathbf{a}_1 \mathbf{a}_1^* + \mathbf{a}_2 \mathbf{a}_2^* + \mathbf{a}_1 \mathbf{a}_2^* + \mathbf{a}_1^* \mathbf{a}_2 = I_1 + I_2 + \mathbf{a}_1 \mathbf{a}_2^* + \mathbf{a}_1^* \mathbf{a}_2, \quad (5)$$

где  $I_1$  и  $I_2$  интенсивности отдельных волн.

Рассмотрим, что получается при освещении голограммы волной от предмета 1 (Рис.6).

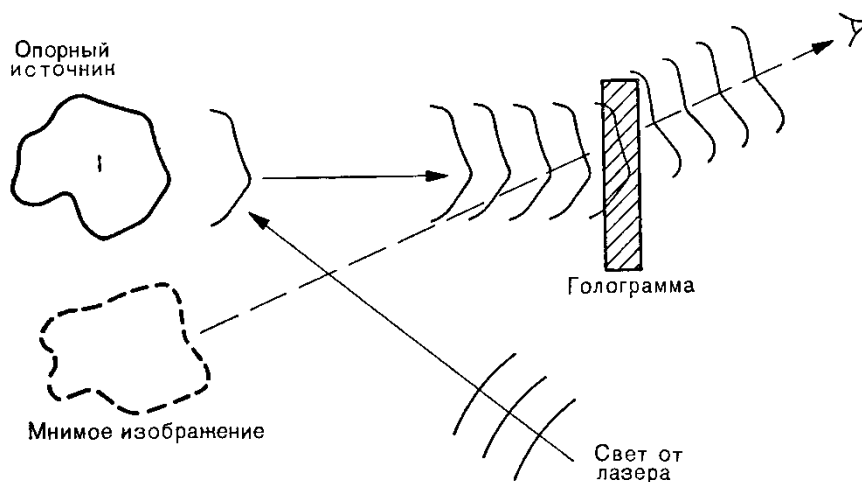


Рис. 6. Восстановление волнового фронта от объекта 2 на рисунке. 4 при освещении голограммы волновым фронтом объекта 1. При такой схеме наблюдатель видит мнимое изображение объекта 2

Комплексная амплитуда света, прошедшего через голограмму, равна произведению амплитуды падающего света  $\mathbf{a}_1$  на пропускание голограммы  $H$ . В этом произведении основную роль играют комплексные амплитуды волн, дифрагированных на вариациях пропускания  $H_E$ , зависящих от экспозиции

$$\mathbf{w} = \mathbf{a}_1 t \sim \mathbf{a}_1 I = \mathbf{a}_1 (I_1 + I_2) + \mathbf{a}_1 \mathbf{a}_1 \mathbf{a}_2^* + I_1 \mathbf{a}_2. \quad (6)$$

В последнем выражении знак равенства заменен символом пропорциональности, из-за опущенной константы  $k$  в выражении (4). Каждый из членов в формуле (6) – комплексная амплитуда одной из волн, выходящих из

голограммы. Наибольший интерес представляет последний член. При постоянном значении  $I_1$  он описывает дифрагированную волну, амплитуда которой пропорциональна амплитуде волны, падавшей на голограмму от предмета 2 во время регистрации голограммы. Наблюдатель, воспринимающий восстановленную расходящуюся волну, увидит мнимое изображение предмета 2, конечно, при том условии, что другие дифрагированные волны, описываемые другими членами формулы (6), не налагаются на нее.

В первых работах по голографии основная проблема как раз и состояла в том, чтобы избежать наложения других дифрагированных волн, описываемых остальными членами формулы (6). Возможности первых исследователей были ограничены плохой когерентностью источников света, поэтому тогда было трудно или даже невозможно использовать решения, которые позднее стали осуществимыми благодаря появлению лазера. Например, боковое смещение двух источников интерферирующих волн (предметы 1 и 2 на Рис. 4) и использование рассеивателей света были введены в практику только с начала 60-х годов двадцатого века, в период возрождения голографии после создания лазеров.

Если предметы 1 и 2 отражают свет диффузно, мы можем считать освещенности, создаваемые на голограмме несфокусированным отраженным от них светом, макроскопически постоянными. Иначе говоря, пространственные изменения  $I_1$  и  $I_2$  в плоскости голограммы происходят настолько быстро, что их невозможно разрешить глазом. Тогда  $I_1$  и  $I_2$  можно считать константами, и первый и последний члены в правой части формулы (6) представляют восстановленные волны, идущие от предметов 1 и 2. Поскольку предметы 1 и 2 не перекрываются, их мнимые изображения также не перекроются. Второй член в правой части выражения (6) представляет диффузную волну, которая не формирует изображения. Этот член, однако, может давать однородный фон в изображениях, образованных другими волнами, уменьшая их контраст.

Предмет 1 на рисунке. 4 можно рассматривать как опорный источник и  $\mathbf{a}_1$  – как комплексную амплитуду опорной волны. Вместо того чтобы использовать диффузную опорную волну, проще применять плоскую или сферическую волны. Это можно осуществить, заменив объект 1 на рисунке. 4 и рисунке. 6 плоским зеркалом. Интенсивность света, отраженного зеркалом к голограмме, практически постоянна по всей плоскости голограммы, так что в результате вновь восстанавливается волна от предмета 2. Для практики это важно потому, что, отражая лазерный свет от любого плоского зеркала, можно получить освещающий пучок, который дублирует опорный. Таким образом, для восстановления может быть всегда использован исходный предмет 1. Первые исследователи, которые помещали и источник немодулированной опорной волны и объект на одну и ту же нормаль к (осевой) голограмме и использовали нерассеивающие объекты, установили, что второй член в правой части уравнения (6) создает действительное изображение предмета. Наблюдение как

мнимого, так и действительного изображения было затруднено из-за наложения несфокусированного света, идущего от другого изображения.

Действительное изображение предмета 2 в общем случае легче всего получить, освещая голограмму волной, сопряженной опорной волне. Одна волна называется сопряженной другой, когда в любой плоскости их амплитуды являются комплексно-сопряженными и когда они распространяются антипараллельно друг другу. Волну, сопряженную опорной, просто получить в случае плоской опорной волны. Тогда сопряженной волной будет плоская же волна, направленная антипараллельно первоначальной. Из выражения (5) в этом случае получаем, что в плоскости голограммы справедливо следующее соотношение:

$$\mathbf{w}' \sim \mathbf{a}_1^* I = \mathbf{a}_1^* (I_1 + I_2) + I_1 \mathbf{a}_2^* + \mathbf{a}_1^* \mathbf{a}_1^* \mathbf{a}_2 . \quad (7)$$

Второй член правой части пропорционален комплексной амплитуде волны, сопряженной первоначальной волне, которая расходится от предмета 2. В рассматриваемом случае она представляет собой сходящуюся волну (все лучи направлены противоположно соответствующим лучам в первоначальной волне). Волна сходится к действительному изображению предмета 2, но вследствие ее сопряженности изображение является псевдоскопическим, т. е. имеет перевернутую глубину и необычный параллакс. Наличие или отсутствие перекрытия дифрагированных волн зависит от выбора угла между средними направлениями предметного и опорного пучков.

### 1.3. Осевая голограмма

Первоначальное назначение голографии заключалось в совершенствовании электронно-микроскопического метода получения изображений объектов атомных размеров. К 1948 году, когда была изобретена голография, разрешающая способность электронно-оптических систем микроскопов имела величину порядка  $10\text{Å}$ , и было ясно, что сферическая аберрация ограничивает предельное разрешение величиной около  $5\text{Å}$ . Денеш Габор пришел к мысли, что абберационное изображение, созданное объективом микроскопа, сохраняет всю информацию об объекте, хотя и в закодированной некоторым образом форме. Если бы удалось как-то декодировать абберационное изображение, то предел разрешения электронного микроскопа можно было бы свести к  $1\text{Å}$ , что позволило бы наблюдать атомную структуру. Габор решил вообще избавиться от объектива электронного микроскопа и производить операцию декодирования фотографической записи несфокусированных электронных волн, дифрагировавших на объекте. Запись электронного волнового поля, или голограмма, декодируется при освещении ее когерентным видимым светом, когда часть освещающей волны дифрагирует на голограмме. Волны, возникающие в процессе вторичной дифракции, являются оптическим эквивалентом несфокусированных электронных волн. Они создают увеличенное оптическое изображение исходного объекта.

Чтобы проверить правильность теории, Габор получил первую голограмму в видимом свете, а не в электронных волнах. Хотя этот сдвиг в оптический диапазон спектра оказался шагом в нужном направлении, все его значение могло быть оценено только после того, как в распоряжении исследователей появились лазерные источники света.

Первоначально предложенная Габором схема получения голограммы предусматривала расположение источника света, объекта и голограммы на одной прямой. Часть светового пучка рассеивалась объектом, создавая предметную волну, нерассеянная часть играла роль опорной волны (Рис. 7).

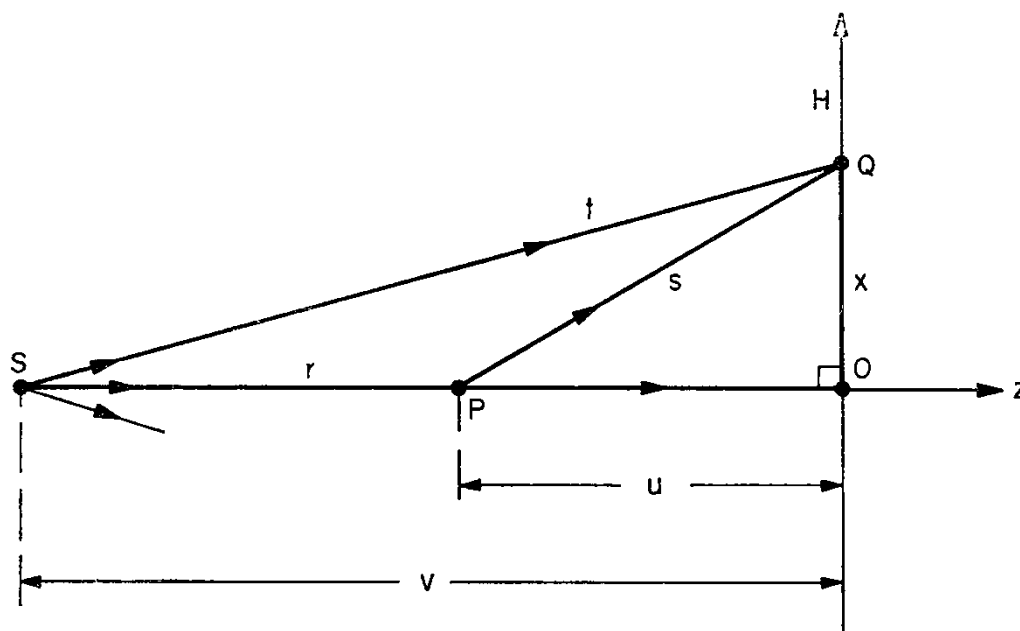


Рис. 7. Идеализированная схема получения голограмм по Габору

Существенным недостатком такой схемы является то, что при восстановлении, лучи, образующие действительное и мнимое изображение, а так же пучок нулевого порядка распространяются в одном направлении и создают взаимные помехи.

Габор получил первые голограммы с использованием сильно диафрагмированного пучка света от ртутной лампы. Диаметр отверстия диафрагмы равен 1-2 мкм, а время экспозиции – несколько часов. Им был использован точечный источник света S и рассеивающий центр P, который служил источником возмущения этого пучка света, то есть вторичной волной. Таким образом, на фотопластинке складываются две волны, образуя интерференционную картину.

Эти волны стали впоследствии называть опорной и объектной (или предметной), а фотопластинку, на которой была запечатлена интерференционная картина – голограммой, поскольку она несла в себе информацию не только о форме объекта в проекции на плоскость фотопластинки, но и о его положении на оптической оси, а в случае объемных

предметов об их объемности. Эта информация заключена в фазе, которая кодировалась в виде плотности почернения фотоматериала.

Для восстановления изображения на голограмму направлялся пучок света от ртутной лампы. В результате дифракции на элементах оптической неоднородности голограммы возникает изображение объекта, которое было закодировано голограммой. Справа от голограммы возникает действительное изображение, а слева – мнимое. Оба они находятся на одной оптической оси.

Вопреки предположению Габора о том, что в оптической области, «где существуют способы расщепления пучков, будут найдены методы создания когерентного фона, позволяющие улучшить разрешение предмета по глубине, а также подавить влияние сопряженной волны», в оптической голографии в пятидесятых годах по-прежнему использовалась первоначальная осевая схема. Отсутствие хорошего источника когерентного света, по-видимому, было препятствием на пути экспериментальных работ. Источник и объект размещались на оптической оси, перпендикулярной к поверхности фотографической пластинки. Чтобы вскрыть некоторые трудности и ограничения, присущие этому методу, проведем анализ, основы которого заложил Габор.

Рассмотрим лежащий на оси объект, пригодный для получения голограмм Габора. При освещении его когерентным светом общую комплексную амплитуду  $\mathbf{u}$  света, падающего на фотослой в плоскости голограммы, можно представить как комплексную функцию пространственных координат  $\mathbf{u} = u_0 \exp(i\varphi_u)$ . Часть амплитуды  $\mathbf{u}$  представляет собой амплитуду недифрагированной фоновой, или опорной, волны  $\mathbf{r} = r_0 \exp(i\varphi_r)$ , а часть – амплитуду волны, дифрагировавшей на объекте  $\mathbf{a} = a_0 \exp(i\varphi_a)$ . Тогда

$$\mathbf{u} = \mathbf{r} + \mathbf{a} \quad (8)$$

и для интенсивности в плоскости голограммы получаем

$$\begin{aligned} I = \mathbf{u}\mathbf{u}^* &= (\mathbf{r} + \mathbf{a})(\mathbf{r} + \mathbf{a})^* = \\ &= r_0^2 + a_0^2 + \mathbf{r}\mathbf{a}^* + \mathbf{r}^*\mathbf{a} = r_0^2 + a_0^2 + 2r_0a_0\cos(\varphi_r - \varphi_a). \end{aligned} \quad (9)$$

Рассмотрим процесс восстановления. Габор в своих опытах использовал позитивную голограмму, освещаемую исходной опорной волной  $\mathbf{r}$ . Если условия проявления голограммы подобраны правильно, то комплексная амплитуда светового поля после прохождения сквозь голограмму равна

$$\begin{aligned} \mathbf{w} \sim \mathbf{r}I &= \mathbf{r}(r_0^2 + a_0^2 + \mathbf{r}\mathbf{a}^* + \mathbf{r}^*\mathbf{a}) = r_0^2\mathbf{r} + \mathbf{r}a_0^2 + \mathbf{r}\mathbf{r}\mathbf{a}^* + r_0^2\mathbf{a}, \\ \mathbf{w} &\sim r_0^2(\mathbf{r} + \mathbf{a}) + r_0^2 \frac{a_0^2}{r_0} \exp(i\varphi_r) + r_0^2 \exp(i2\varphi_r)\mathbf{a}^*, \end{aligned} \quad (10)$$

где  $\mathbf{r}\mathbf{r}^* = r_0^2$  и  $\mathbf{r} = r_0 \exp(i\varphi_r)$ . Если амплитуда опорной волны одинакова во всей плоскости голограммы ( $r_0^2 = \text{const}$ ), то первый член правой части выражения (10) описывает волновой фронт, комплексная амплитуда которого пропорциональна амплитуде исходной волны  $\mathbf{u}$  в выражении (8). Далее, если

амплитуда опорной волны настолько велика, что  $\frac{a_0^2}{r_0} \ll 1$ , то вторым членом можно пренебречь. Наконец, для опорной волны, фаза которой почти постоянна во всей плоскости голограммы, третий член пропорционален величине, сопряженной комплексной амплитуде объектной волны. Он создает второе, сопряженное изображение объекта. Если наблюдатель фокусирует глаз на мнимом изображении, то двойник последнего, действительное изображение, оказывается несфокусированным. Наоборот, если поместить белый экран в той плоскости, где дифрагированные лучи сходятся и создают действительное изображение, на нем обнаруживается несфокусированный световой поток от мнимого изображения. Эти взаимные световые помехи от изображения-двойника в направлении наблюдения являются тем недостатком осевого метода голографии, который Габор и его последователи старались устранить.

Первые голограммы были низкого качества. Лишь в 1962 году, с появлением лазеров в голографии наступила новая эра. Как сказал сам Габор: «Свое второе рождение голография пережила в 1962 году, когда Эмметт Лейт и Юриус Упатниекс применили лазеры. Они получили восстановленные изображения несравненно лучшие, чем я в 1948 году».

#### 1.4. Внеосевая голограмма

Отказавшись от осевой геометрии голографического эксперимента и введя опорный пучок под углом к пучку, идущему от объекта, Лейт и Упатниекс изобрели наиболее общий и самый успешный метод устранения двойникового изображения (а также недифрагированного света) из восстановленного изображения. В 1962 году Лейт и Упатниекс предложили свою двухлучевую схему голографирования (иначе ее называют схемой с наклонным опорным пучком).

Сопоставляя процессы демодуляции сигнала в радиолокации и демодуляцию в голографии, основанную на явлении дифракции, исследователи пришли к выводу о возможности применения методов радиотехники в голографии. Лейт и Упатниекс предложили использовать в голографии несущую частоту (опорную волну) так же, как и в радиотехнике. Но в радиотехнике она зависит от времени, а в голографии она пространственна, так как голограмма фиксирует, как меняется амплитуда и фаза в пространстве от точки к точке.

Чтобы создать пространственную несущую частоту в плоскости фотопластинки, авторы предложили использовать часть освещающей предмет волны, направляемую на фотопластинку под некоторым углом. Это легко выполнить с помощью призм и зеркал, например по схеме, представленной на рисунке 8.

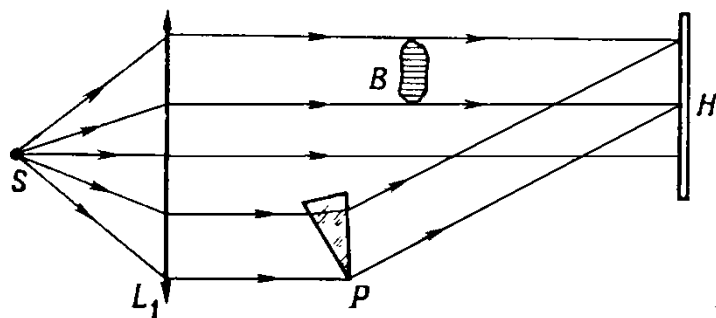


Рис. 8. Регистрация голограммы по схеме Лейта-Упатниека

Голограмма в этом случае тоже является записью интерференционной картины предметного и опорного пучков, но в данном случае ее структура представляет собой систему почти параллельных полос (их период есть величина, обратно пропорциональная пространственной несущей частоте), искривление и видность которых и содержат информацию о фазе и амплитуде предметной волны. Под видностью полос здесь понимается степень их различимости на фоне средней.

При восстановлении пучок света, идентичный опорному, дифрагирует на голограмме, восстанавливая волновой фронт предметной волны (Рис. 9).

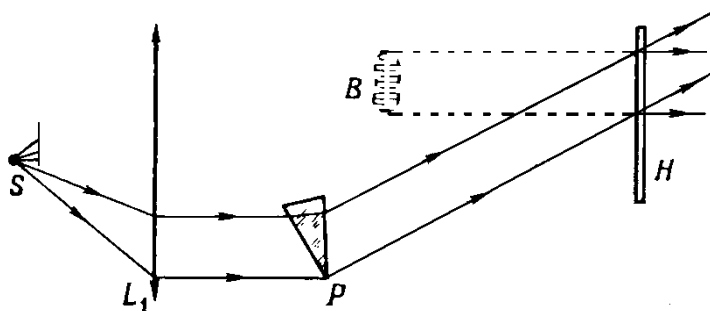


Рис. 9. Восстановление голограммы по схеме Лейта-Упатниека

То есть, если поместить голограмму на то же место, где она экспонировалась, возникает мнимое изображение предмета, в том месте, где он находился при голографировании, если, конечно, остались неизменными расположение опорного источника и длина волны.

Таким образом, с позиции теории связи, голографический процесс может быть представлен так: на внеосевую несущую волну накладывается объектная волна, которая модулирует несущую. В пространственно-частотном спектре голограммы обе восстановленные волны могут быть изображены боковыми полосами, при выполнении определенных условий они окажутся пространственно разделенными. В схеме Габора опорной служила волна, непосредственно прошедшая через объект. Лейт и Упатниека в процессе записи голограммы использовали добавочную волну, находящуюся вне оси предмет – голограмма (Рис. 10).

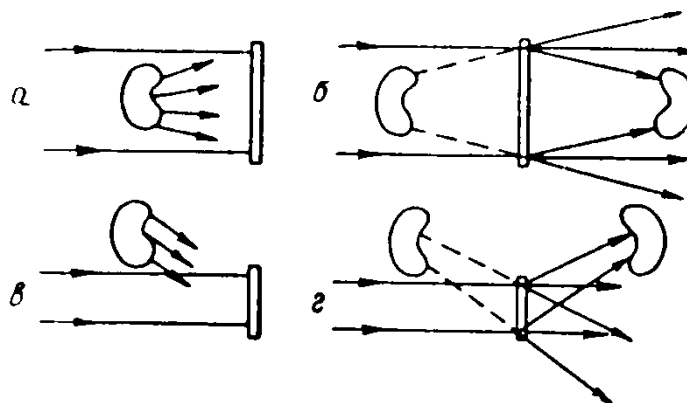


Рис. 10. Получение голограммы и восстановление волнового фронта по Габору (а, б);  
Лейту и Упатниексу (в, г)

Как видно из рисунка 10(г), изображения, восстановленные с голограммы, записанной по схеме Лейта и Упатниекса, свободны от взаимных помех мнимого и действительного изображения.

Обратимся к рисунку 11, на котором представлено изображение зонной пластинки, образованное при интерференции плоской опорной волны со сферической волной, рассеянной точечным рассеивателем, находящимся в  $P$ . В осевом методе мы помещаем небольшую фотографическую пластинку (прямоугольник, очерченный пунктиром) в центре интерференционной картины так, что нормаль к его поверхности проходит через  $P$  параллельно направлению распространения плоской опорной волны. Если используется не лазерный источник света, то из-за ограниченной длины когерентности на голограмме может быть записана лишь часть интерференционной картины, в пределах, ограниченных окружностью малого радиуса с центром на оси.

Из рисунка 11 видно, что по мере удаления от центра интерференционной картины разность хода растет. По мере того как длина оптического пути от источника до голограммы через объект увеличивается по сравнению с длиной прямого пути, проходящего опорной волной, видимость полос уменьшается и в конце концов, когда разность хода достигает длины когерентности, становится равной нулю, интерферограмма не образуется и свет не будет дифрагировать на голограмме с достаточной эффективностью.

При восстановлении небольшая осевая голограмма, которую можно зарегистрировать, освещается плоской опорной волной. При дифракции на этой голограмме образуется волна, которая кажется расходящейся от мнимого изображения в точке  $P$ , и вторая волна, которая сходится в действительное изображение в точке  $P'$ . Наблюдению любого из изображений вдоль оси мешает несфокусированный свет от сопряженного изображения и недифрагированный свет.



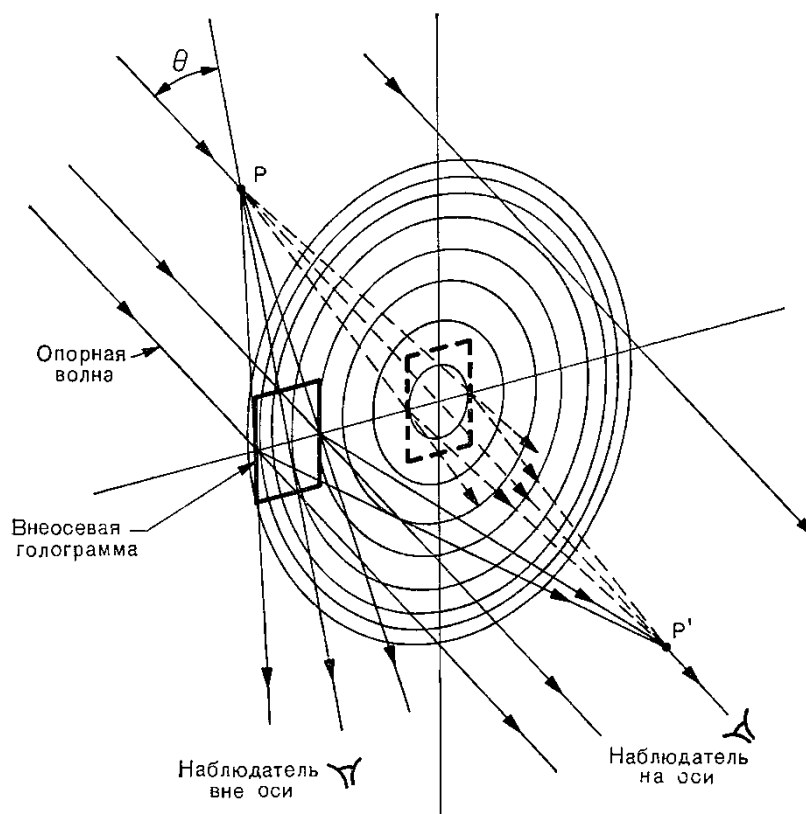


Рис. 11. Простая внеосевая голограмма

Предположим, что длина когерентности света достаточна для создания нужной видности полос на значительно большей площади зонной пластинки. Тогда небольшую фотопластинку можно настолько удалить от оси, что ее будут пересекать неосевые лучи, идущие от  $P$ . В этом случае, как показано на рисунке 11, при восстановлении все лучи, исходящие от мнимого изображения в точке  $P$ , не перекрываются с лучами, сходящимися в  $P'$ , и проблема двойного изображения устраняется. Часть освещающей опорной волны, которая не испытывает дифракции на голограмме, также не перекрывается с волнами, идущими от изображений. Из выражения (9) видно, что наряду с интерференционными членами и постоянной опорной интенсивностью на голограмме записывается интенсивность предметной волны  $a_0^2$ . Освещающая голограмму волна претерпевает дифракцию на любой пространственной модуляции оптической плотности голограммы, обусловленной членом  $a_0^2$ . Таким образом, угол  $\theta$  на рисунке 11 должен быть достаточно большим, чтобы избежать наложения волны, образующей изображение, на освещающую волну, дифрагированную на  $a_0^2$ . Для произвольных объектов взаимодействие с  $a_0^2$  приводит к появлению света, дифрагировавшего в некотором интервале углов, симметричном относительно направления распространения опорной волны.

С появлением в 1964 году газовых лазеров Лейт и Упатниекс стали работать с трехмерными объектами. Эти голограммы были достаточно совершенны, изображения, восстанавливаемые в них, так точно передавали наблюдаемый

предмет, что у зрителя возникал эффект присутствия. Началось триумфальное шествие голографии по всему миру.

### 1.5 Контрнаправленная голограмма (голограмма во встречных пучках)

Опорный и предметный пучки могут падать (приходить) на голограмму с разных сторон, как показано на рисунке 12.

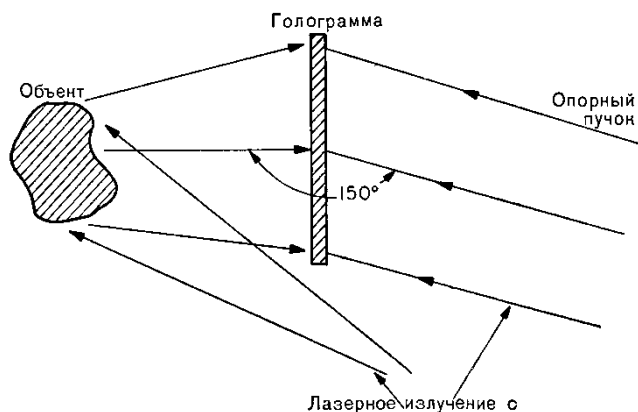


Рис. 12. Схема получения голограммы во встречных пучках (отражательная голограмма)

Распространяющийся навстречу отраженным от объекта наблюдения световым волнам исходный световой пучок от лазера выполняет теперь функции опорной волны. Поэтому описываемый ниже вариант получения голограмм называется методом голографии с использованием встречных световых пучков. В результате в толще фотоэмульсии создается интерференционное поле стоячих волн, вызывающих слоистое почернение фотоэмульсии. При этом слоистое почернение эмульсии проявленной фотопластинки учитывает распределение и амплитуд, и фаз интересующего нас волнового поля, рассеянного объектом наблюдения. В каждом малом участке фотоэмульсии слои почернения располагаются параллельно биссектрисе угла между волновыми фронтами опорной волны и фронтами волн, отраженных от объекта наблюдения и достигших данного участка фотоэмульсии. Конфигурация этих слоев во всей фотоэмульсии является, весьма сложной, так как плоской является лишь опорная волна, а волновые фронты, распространяющиеся от освещенного объекта наблюдения, ориентированы весьма разнообразно.

Поскольку эти слои подобны слоям, образующимся в методе цветной фотографии Липпмана и поскольку дифракция света на них происходит в соответствии с законом Брэгга, такие объемные голограммы называют также голограммами Липпмана – Брэгга, а чаще - голограммами Денисюка, который в 1959 г., еще до изобретения лазеров, впервые предложил такую конфигурацию голографической схемы.

Зарегистрированное интерференционное волновое поле имеет отличия от зарегистрированного по методу Липпмана. В случае Липпмана имела место интерференция волн, распространяющихся от объекта наблюдения, и тех же

волн, распространяющихся обратно, после отражения от зеркала, расположенного за фотопластинкой. Таким образом, в случае Липпмана обе интерферирующие волны испытали амплитудную и фазовую модуляцию, созданную объектом наблюдения. В голографическом методе Денисюка имеет место интерференция волн, отраженных от объекта наблюдения, и встречной опорной волны с наперед заданным в ней определенным распределением фаз, не возмущенных объектом наблюдения.

Если осветить расходящимся пучком белого света голограмму, зарегистрированную в толстослойной эмульсии, то в отраженном от нее свете можно наблюдать под определенным углом зрения изображение объекта исследования. Поэтому их также называют отражательными. Ю.Н. Денисюк показал, что такая голограмма действует как интерференционный фильтр, селективность которого достаточна для восстановления предметной волны белым светом. По указанным причинам такие голограммы получили также название голограмм, восстанавливаемых в белом свете.

Максимальную интенсивность при этом будут иметь те световые лучи, для которых условия отражения удовлетворяют требованиям формулы Вульфа-Брэгга. В этом обстоятельстве проявляется то, что в данном случае, на стадии восстановления изображения с помощью голограммы, мы имеем дело с трехмерной дифракционной структурой.

## **Глава II. Основные типы голограмм**

Предметную волну можно формировать, освещая предмет пучком когерентного света. Рассеянная предметом световая волна, несущая информацию о предмете, падает на голограмму. При этом в зависимости от взаимного положения предмета и голограммы, а также наличия оптических элементов между ними связь между амплитудно-фазовым распределением в плоскости голограммы и соответствующим распределением непосредственно за объектом может описываться преобразованиями Френеля или Фурье.

### **2.1. Голограммы Френеля**

Если светочувствительный материал, предназначенный для регистрации голограммы, например фотопластинка, помещается в области дифракции ближнего поля объекта (области дифракции Френеля) на произвольном расстоянии от источника опорной волны, то получается голограмма, которую называют голограммой Френеля. Это наиболее простой способ регистрации голограммы, так как он позволяет получать голограмму и затем восстанавливать волновой фронт без использования линз или каких-либо других оптических устройств. Голограммы Френеля относятся к наиболее распространенному типу голограмм и могут быть получены по схемам, представленным на рисунках 13 и 14.

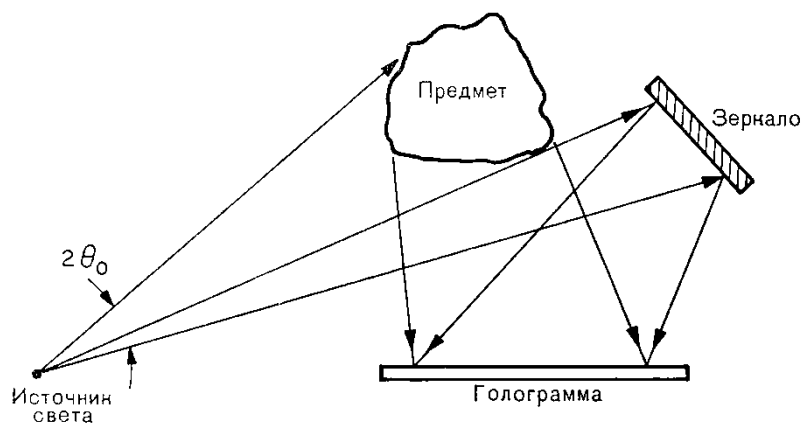


Рис. 13. Метод получения голограммы, основанный на делении волнового фронта

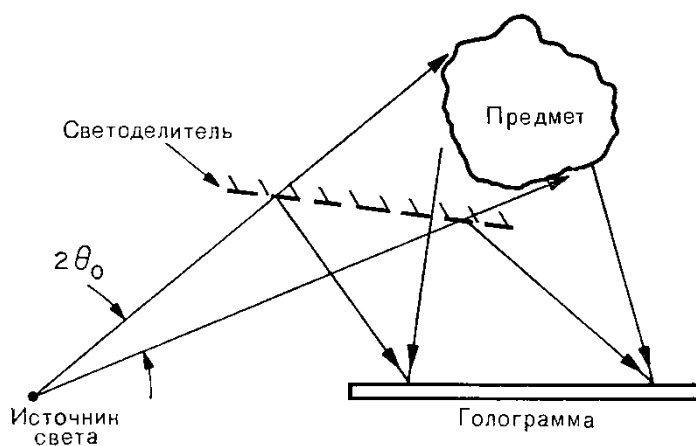


Рис. 14. Метод получения голограммы, основанный на амплитудном делении

Для освещения голограммы на стадии восстановления можно использовать установку, схема которой показана на рисунке 15, при этом образуется трехмерное изображение предмета.

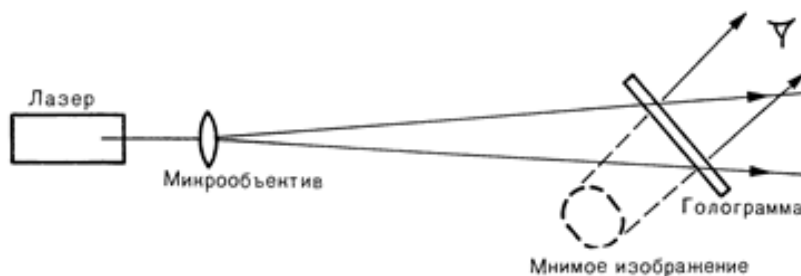


Рис. 15. Схема установки для восстановления голограмм

## 2.2. Голограммы сфокусированного изображения

При использовании в схеме получения голограмм линз или других оптических элементов, формирующих изображение, и соответствующем их расположении можно получить голограмму, обладающую рядом полезных свойств. Предположим, что фотопластинку смещают так, что она оказывается в плоскости центрального сечения изображения, сформированного линзой (Рис 16). Если теперь ввести опорный пучок, то мы получаем голограмму сфокусированного изображения. На стадии восстановления с исходной опорной волной часть изображения, восстановленного с помощью голограммы, будет мнимой, а часть – действительной. Наблюдатель не заметит существенного различия между этим изображением и изображением, восстанавливаемым с помощью безлинзовой голограммы Френеля.

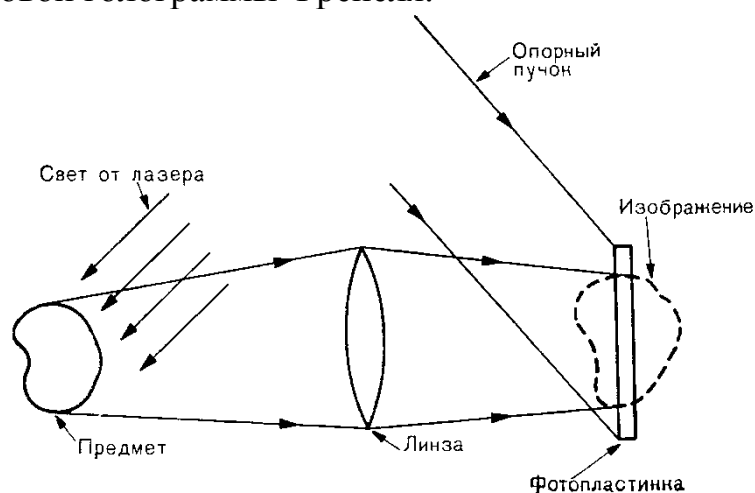


Рис. 16. Получение голограммы сфокусированного изображения

Однако теперь угол, под которым может рассматриваться изображение, ограничен апертурой линзы, а центр трехмерного изображения будет казаться расположенным в плоскости голограммы. Достоинство этого способа заключается в уменьшении требований к когерентности излучения источника, используемого на стадии восстановления. Существует связь между расстоянием  $z_1$  от голограммы до изображения заданного качества и пространственной и временной когерентностью излучения источника. Связь между размером минимального разрешаемого элемента изображения  $\Delta S$  и степенью пространственной когерентности излучения (определяемой протяженностью источника  $\Delta r$  и расстоянием от источника до голограммы  $z_r$ ) описывается формулой

$$\Delta S = \frac{\Delta r}{z_r} z_1. \quad (11)$$

При  $z_1 \rightarrow 0$  (голограмма сфокусированного изображения) на стадии восстановления можно использовать источник больших размеров с низкой пространственной когерентностью излучения и получить при этом

изображение с достаточно хорошим разрешением. Следовательно, голограмму сфокусированного изображения можно ярко осветить с помощью протяженного источника. Конечно,  $z_1 = 0$  только для какой-то одной плоскости предмета, и при восстановлении с протяженным источником разрешение элементов изображения, расположенных по разные стороны от этой плоскости, будет ухудшаться.

Существует связь разрешения  $\Delta\sigma$  восстановленного изображения со спектральной шириной  $\Delta\lambda$  излучения, используемого для освещения голограммы

$$\Delta\sigma = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \theta_r z_1, \quad (12)$$

где  $z_1$  – снова расстояние между голограммой и изображением;  $\lambda$  – длина волны, соответствующая середине интервала  $\Delta\lambda$ , а  $\theta_r$  – угол между опорным пучком и нормалью к плоскости голограммы (считается, что предмет и изображение расположены на оси). Видно, что при малых  $\theta_r$  и  $z_1$  спектральная ширина источника, используемого при восстановлении изображения, может быть большой – это не оказывает значительного влияния на размер предельно разрешаемого элемента изображения. Можно воспользоваться даже источником белого света; в этом случае центральное сечение изображения, локализованное в плоскости голограммы, будет ахроматическим и резким, но цвет всего изображения будет изменяться при изменении направления наблюдения, так как точки изображения, находящиеся вне этой плоскости, будут обладать цветовой дисперсией и оказываться размытыми, что свидетельствует об уменьшении разрешения при удалении элементов объемного изображения от плоскости голограммы.

### 2.3. Голограммы Фраунгофера

Сначала рассмотрим безлинзовые голограммы Фраунгофера. Осевые голограммы, зарегистрированные в области дальнего поля предмета, позволяют наблюдать одно изображение без искажающего влияния со стороны другого. Томпсон и др. использовали эту возможность для исследования размеров и формы движущихся аэрозольных частиц, что, по-видимому, явилось одним из первых практических применений голографии. Картина дифракции Фраунгофера (картина дальнего поля) может быть зарегистрирована на фотопластинке, помещенной на расстоянии  $z_1$  от предмета, при условии

$$\frac{x_1^2 + y_1^2}{\lambda} \ll z_1. \quad (13)$$

Здесь  $x_1$  и  $y_1$  — координаты произвольной точки предмета, а  $\lambda$  — длина волны света.

Предположим, что предмет, пропускание которого описывается функцией  $s(x_1, y_1)$ , имеющей фурье-образом функцию  $\mathbf{S}(\xi, \eta)$ , ( $s(x_1, y_1) \ni \mathbf{S}(\xi, \eta)$ ),

освещается плоской волной в направлении, нормальном к плоскости  $x_1 y_1$  (Рис. 17). Выражение, описывающее комплексную амплитуду  $\mathbf{a}(x_2, y_2)$  света, падающего на плоскость  $x_2 y_2$ , расположенную в области дальнего поля на расстоянии  $z_1$  от  $x_1 y_1$ :

$$\mathbf{a}(x_2, y_2) = \frac{ia}{\lambda z_1} \exp \left[ -\frac{i\pi}{\lambda z_1} (x_2^2 + y_2^2) \right] \mathbf{S}(\xi, \eta). \quad (14)$$

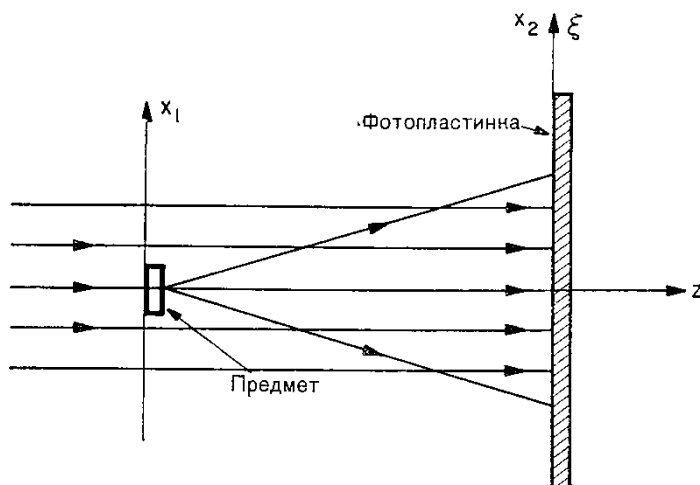


Рис. 17. Образование безлинзовой голограммы Фраунгофера

В работе Томпсона голограмма Фраунгофера регистрировалась при освещении предмета плоской когерентной волной. Фотопластинка экспонировалась в области дальнего поля. Свет, прошедший через предмет без дифракции, служил опорной волной. Тогда, так же как и для других осевых голограмм, при условии надлежащего экспонирования и обработки позитивной голограммы контраст восстановленного изображения совпадает с контрастом объекта. На стадии восстановления голограмма освещается плоской волной, тождественной той, что использовалась для освещения предмета.

Поскольку на стадии регистрации голограммы используется плоская опорная волна, фазовый множитель сферической волны (14) не устраняется и изображение, формируемое голограммой Фраунгофера, смещается при перемещении голограммы. Можно считать, что в голограмму как бы встроена линза, соответствующая сферическому фазовому множителю. При перемещении голограммы линза перемещается вместе с ней и в свою очередь перемещает изображение.

Если предмет настолько мал, что его можно рассматривать как расположенный на оси точечный рассеиватель (как в случае аэрозольной частицы), то рисунок 17 эквивалентен рисунку 7 и при записи формируется интерференционная картина, напоминающая зонную пластинку. Если пропускание небольшого предмета можно аппроксимировать  $\delta$ -функцией  $\delta(x) \exists \mathbf{S}(\xi, \eta) = 1$ , то амплитуда  $\mathbf{a}(x_2, y_2)$  описываемая выражением (14), будет представлять собой немодулированную сферическую волну. На стадии восстановления амплитуды  $\mathbf{a}(x_2, y_2)$ , записанной на голограмме Фраунгофера,

будет формироваться идентичная волна, исходящая из мнимого изображения. В плоскости действительного изображения с обратной стороны голограммы эта волна создает только однородный фон, который почти не мешает наблюдению действительного изображения.

Мы можем определить голограмму Фраунгофера как голограмму, на которой регистрируется интерференционная структура, образованная дифракционной картиной от предмета в области дальнего поля и сферической волной от опорного источника, некопланарного предмету. Как правило, опорный источник располагается «на бесконечности» и опорная волна является плоской.

Перейдем к рассмотрению голограммы Фраунгофера, полученной с линзой. Выражение (14) для комплексной амплитуды  $a(x_2, y_2)$  дифракционной картины дальнего поля описывает комплексную амплитуду света, наблюдаемого в задней фокальной плоскости линзы с фокусным расстоянием  $f$ , расположенной непосредственно перед когерентно освещенным предметом. Следовательно, очевидно, что с помощью линзы регистрируется голограмма Фраунгофера, если 1) расположенный вплотную к линзе транспарант освещается плоской волной, 2) используется плоская (например, внеосевая) опорная волна и 3) предметная и опорная волны интерферируют в плоскости голограммы, помещенной в задней фокальной плоскости линзы. Полученная таким образом голограмма будет иметь свойства, подобные свойствам безлинзовой голограммы Фраунгофера. На рисунке 18 приведена схема получения голограммы описанного здесь типа.

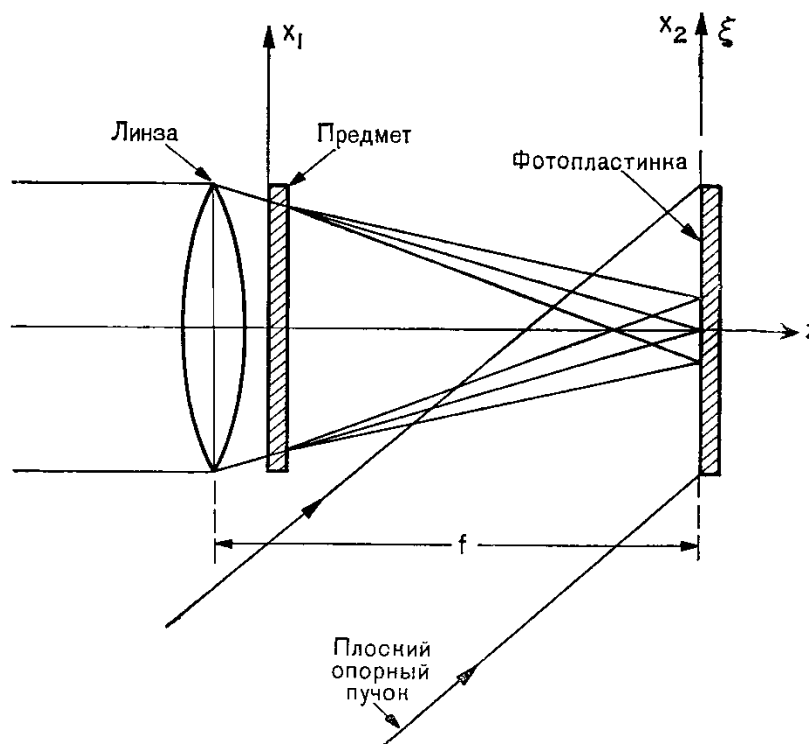


Рис. 18. Получение голограммы Фраунгофера с использованием линзы



## 2.4. Фурье-голограммы

Сравним несколько методов получения голограмм, которые позволяют при восстановлении формировать в плоскости голограммы распределение амплитуд, соответствующее либо фурье-образу предмета, либо произведению фурье-образа на медленно меняющийся фазовый множитель. Общим для указанных методов является следующее обстоятельство: точное соответствие фурье-образу получается только для одной плоскости предмета. Поэтому анализ относится, строго говоря, к плоским предметам (т. е. транспарантам) и теряет силу, если размеры предмета заметно выходят за пределы входной плоскости. Как правило, считается, что предмет освещается плоской волной. В некоторых исследуемых схемах получения голограмм используется линза. Если линза расположена перед предметом, то плоской волной освещается линза. Если линза расположена за входной плоскостью, то предполагается, что она воздействует на свет, идущий как от предмета, так и от опорного источника.

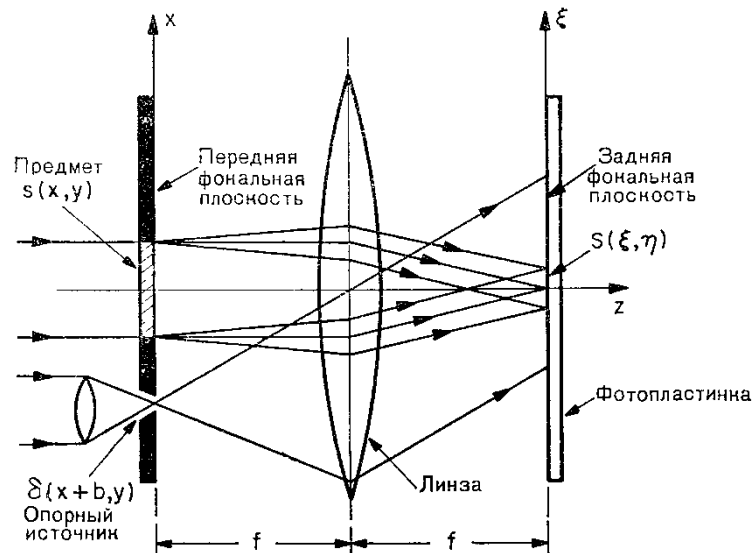


Рис. 19. Схема получения фурье-голограммы (размеры линзы даны не в масштабе)

В частном случае Фурье-голограммой называют голограмму, если на ней регистрируется интерференция двух волн, комплексные амплитуды которых в плоскости голограммы являются фурье-образами предмета и опорного источника. Такие голограммы применяются в качестве пространственных фильтров для распознавания образов, а свойства преобразования Фурье лежат в основе процесса распознавания. В оптических схемах распознавания образов излучение опорного источника пространственно модулировано (протяженный источник). Рассматривая запись Фурье-голограмм, ограничимся случаем точечных опорных источников.

Фурье-образ двумерного предмета может быть сформирован в задней фокальной плоскости линзы. Схема получения Фурье-голограмм по методу Вандер Люгта показана на рисунке 19. Если  $s(x, y)$  – пропускание транспаранта, помещенного в передней фокальной плоскости линзы, то амплитуда предметной волны в плоскости голограммы, совпадающей с задней фокальной

плоскостью линзы, есть  $S(\xi, \eta)$ , обозначим Фурье преобразование:  $s(x, y) \leftrightarrow S(\xi, \eta)$ . В передней фокальной плоскости расположен также точечный источник  $\delta(x + b, y)$ , фурье-образом которого является плоская волна с амплитудой  $\exp(-2\pi i \xi b)$ . Эта плоская волна играет роль опорной волны и так же, как и  $S(\xi, \eta)$ , освещает заднюю фокальную плоскость линзы. Интенсивность интерференционной картины, образованной двумя фурье-образами, описывается выражением

$$I = [\exp(-2\pi i \xi b) + S(\xi, \eta)][\exp(2\pi i \xi b) + S^*(\xi, \eta)] = 1 + |S(\xi, \eta)|^2 + S(\xi, \eta) \exp(2\pi i \xi b) + S^*(\xi, \eta) \exp(-2\pi i \xi b). \quad (15)$$

Предположим, что проявленная голограмма имеет пропускание  $t(x, y) \sim I$ . Если голограмма освещается распространяющейся вдоль оси  $z$  плоской волной с постоянной амплитудой  $r_0$ , то произведение  $r_0 t(x, y)$  представляет собой комплексную амплитуду  $W$  дифрагированного света непосредственно за голограммой:

$$W = r_0 t(x, y) \sim I = 1 + |S|^2 + S \exp(2\pi i \xi b) + S^* \exp(-2\pi i \xi b). \quad (16)$$

Линза, расположенная непосредственно перед голограммой или непосредственно после нее (Рис. 20), будет создавать в задней фокальной плоскости поле, соответствующее произведению обратного фурье-образа функции  $W$  на фазовый множитель сферической волны.

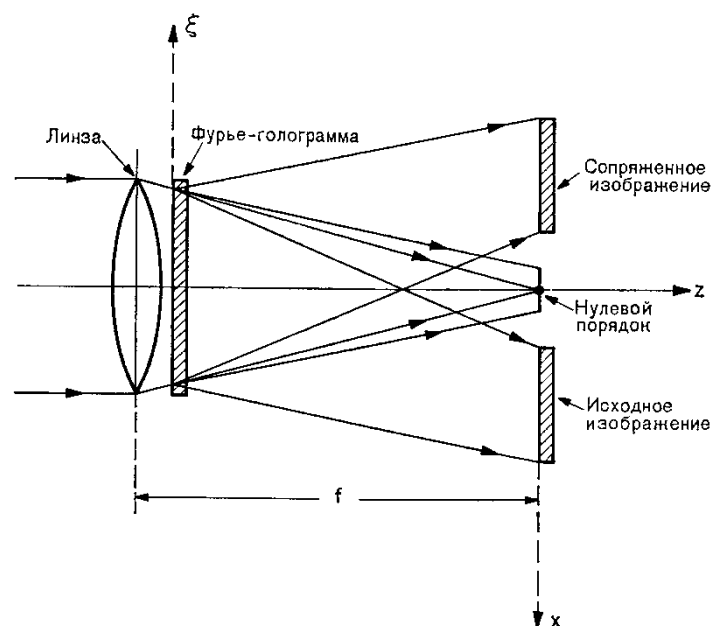


Рис. 20. Восстановление двух действительных изображений с фурье-голограммы

Если мы регистрируем только интенсивность света в задней фокальной плоскости линзы, то можем опустить фазовый множитель сферической волны. Как показано на (Рис. 20), члены нулевого порядка из (16) будут фокусироваться в этой плоскости примерно в начале координат. Обратный фурье-образ третьего члена в правой части выражения (16),  $s(x - b, y)$ ,

представляет собой исходное пропускание транспаранта, смещенное на величину  $b$  от начала координат в положительном направлении оси  $x$ . Фурье-образ четвертого члена есть  $s^*[-(x+b), -y]$ , т. е. представляет собой функцию, сопряженную и зеркально симметричную исходному пропусканию транспаранта, смещенную на расстояние  $b$  от начала координат в отрицательном направлении оси  $x$ . И в том, и в другом случае дифрагировавший на голограмме свет сходится, образуя действительные изображения, расположенные в одной плоскости.

Полезное свойство фурье-голограмм, записанных с плоской опорной волной, состоит в том, что формируемые ими изображения остаются неподвижными при перемещении голограммы. Благодаря этому с голограмм, записанных на пленке, намотанной на барабан, можно было бы восстанавливать неподвижные изображения при вращении барабана. Для доказательства нечувствительности положения изображения к перемещению голограммы представим себе, что комплексная амплитуда, выражаемая третьим членом (16), смещена на величину  $\xi_0$  в направлении  $+\xi$ , так что теперь она описывается выражением

$$\mathbf{S}(\xi - \xi_0, \eta) \exp[2\pi i(\xi - \xi_0)b]. \quad (17)$$

Если условия освещения голограммы остались прежними и формируется соответствующая им дифрагированная волна, то комплексная амплитуда поля в задней фокальной плоскости линзы будет равна

$$\begin{aligned} \mathcal{F}^{-1}[\mathbf{S}(\xi - \xi_0, \eta) \exp(2\pi i\xi b)] \exp(-2\pi i\xi_0 b) = \\ = [s(x, y) \exp(-2\pi i\xi_0 x) * \delta(x - b)] \exp(-2\pi i\xi_0 b) = \\ = s(x - b, y) \exp(-2\pi i\xi_0 x), \end{aligned} \quad (18)$$

где  $\mathcal{F}^{-1}$  означает обратное преобразование Фурье и где мы использовали свертку и учли, что свертка любой функции с  $\delta$ -функцией дает исходную функцию. Фазовый множитель  $\exp(-2\pi i\xi_0 x)$  не входит в выражение для интенсивности, и интенсивность изображения  $s(x - b, y)s^*(x - b, y)$  совпадает с наблюдающейся при неподвижной голограмме.

Голограмма фурье-образа транспаранта должна регистрировать интенсивность, изменяющуюся в широких пределах. Свет, прошедший через транспарант без отклонений (нулевой порядок), фокусируется линзой в яркую точку в начале координат частотной плоскости (плоскость голограммы). Гармоники с более высокими пространственными частотами, дифрагировавшие на транспаранте и фокусирующиеся в других местах частотной плоскости, имеют гораздо меньшую интенсивность. Если интенсивность опорного пучка достаточна для линейной записи низкочастотной компоненты, то она может оказаться слишком большой для линейной записи слабых высокочастотных гармоник. В результате дифракционная эффективность для высоких частот

может оказаться низкой. Если на стадии восстановления комплексные амплитуды высокочастотных компонент не превышают амплитуд шумов, обусловленных рассеянием света на голограмме, то информация о предмете теряется.

Рассмотрим безлинзовую фурье-голограмму. Можно показать, что получение точного фурье-образа возможно и в безлинзовой схеме голографии, даже когда голограмма расположена в ближней зоне дифракции объекта. Предположим, что из схемы на рисунке 19 удалена линза, а опорный точечный источник по-прежнему располагается в той же плоскости, что и предмет-транспарант (Рис. 21). Предметный волновой фронт, который будет записан на голограмме, теперь представляет собой картину ближнего поля, или картину дифракции Френеля от транспаранта. Пропускание голограммы, полученной по такой схеме (Рис. 21) не похоже на пропускание фурье-голограммы, полученной при записи в фокальной плоскости линзы. Тем не менее волновое поле, восстановленное с такой голограммы плоской волной, того же характера, что и полученное в линзовой схеме при линейной записи. Члены, формирующие изображение, опять представляют собой произведение фурье-образов и фазовых множителей, линейно зависящих от координат плоскости голограммы. Поэтому термин безлинзовая фурье-голограмма применяется для голограмм, получаемых без использования линз, но с расположенным в плоскости предмета точечным опорным источником.

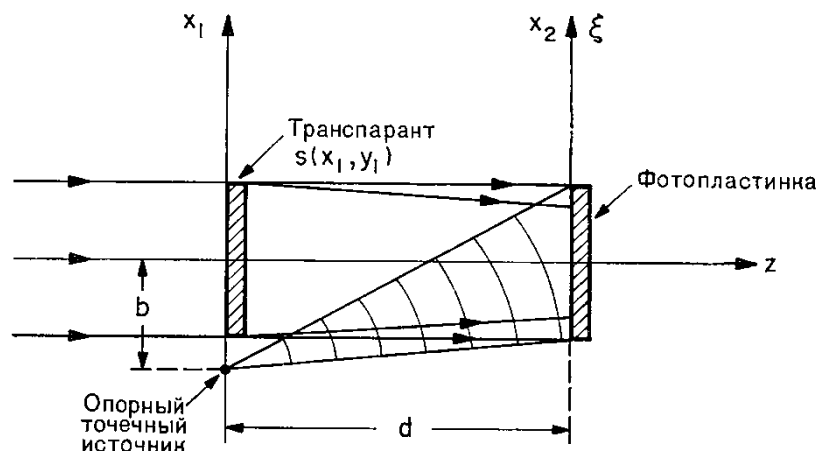


Рис. 21. Схема получения безлинзовой фурье -голограммы

При записи предмет освещается плоской волной. После выполнения преобразований, описывающих распространение волны в свободном пространстве от плоскости  $x_1y_1$  до  $x_2y_2$  на рисунке 21, комплексная амплитуда света предметной волны в плоскости голограммы  $x_2y_2$  может быть записана в виде

$$\mathbf{a}(x_2, y_2) = \frac{ia_1}{\lambda d} \exp \left[ -\frac{i\pi}{\lambda d} (x_2^2 + y_2^2) \right] \times \iint \left[ s(x_1, y_1) \exp \left\{ -\frac{i\pi}{\lambda d} (x_1^2 + y_1^2) \right\} \right] \times$$

$$\begin{aligned} & \times \exp[2\pi i(\xi' x_1 + \eta' y_1)] dx_1 dy_1 = \\ & = c \exp\left[-\frac{i\pi}{\lambda d}(x_2^2 + y_2^2)\right] \mathbf{F}(\xi', \eta'), \end{aligned} \quad (19)$$

где  $\mathbf{F}(\xi', \eta') \in s(x_1, y_1) \exp\left[-\frac{i\pi}{\lambda d}(x_1^2 + y_1^2)\right]$ ,  
 $c = \frac{ia_1}{\lambda d}$ ,  $d$  - расстояние между плоскостями  $x_1 y_1$  и  $x_2 y_2$  и  $\xi' = \frac{x_2}{\lambda d}$ ,  $\eta' = \frac{y_2}{\lambda d}$ .

Если голограмма была зарегистрирована с опорной волной

$$\mathbf{r} = r_0 \exp\left[-\frac{i\pi}{\lambda d}(x_2^2 + y_2^2)\right] \exp(-2\pi i \xi' b),$$

то компоненты пропускания голограммы, ответственные за формирование изображения выражаются формулой

$$\begin{aligned} & \mathbf{a}(x_2, y_2) \mathbf{r}^* + \mathbf{a}^*(x_2, y_2) \mathbf{r} = \\ & = cr_0 \mathbf{F}(\xi', \eta') \exp(-2\pi i \xi' b) + c^* r_0 \mathbf{F}^*(\xi', \eta') \exp(-2\pi i \xi' b). \end{aligned} \quad (20)$$

Как видим, фазовый множитель сферической волны, зависящий от координат плоскости голограммы  $x_2$  и  $y_2$  здесь отсутствует. Таким образом, изображение, формируемое голограммой, будет оставаться неподвижным при ее перемещении. Зависящий от  $x_1$  и  $y_1$  фазовый множитель сферической волны, на который в выражении для фурье-образа умножается пропускание предмета  $s(x_1, y_1)$  не оказывает влияния на восстановленное изображение. Его можно рассматривать просто как часть пропускания предмета, а именно считать, что он соответствует линзе, расположенной вплотную к транспаранту.

Если голограмма освещается аксиальной плоской волной, то комплексные амплитуды дифрагированных голограммой волн, формирующих изображение, пропорциональны правой части выражения (20). Восстановленное изображение голограммы (20) подобно восстановленному изображению голограммы фурье-образа, за исключением того, что  $\mathbf{F}(\xi', \eta')$  и комплексно-сопряженная функция не являются фурье-образами функций  $s(x_1, y_1)$  и  $s^*(-x_1, -y_1)$ , а представляют собой фурье-образы произведений этих функций на фазовые множители сферических волн. Чтобы, освещая голограмму плоской волной, получить фурье-образ ее пропускания, необходима линза, как на рисунке 20. Преобразование Фурье, которому подвергаются члены выражения (20) и которое осуществляет линза с фокусным расстоянием  $f$ , приводит в данном случае к уменьшению изображения в  $\alpha = d/f$  раз по сравнению со случаем  $d = f$ . В результате преобразования получаем, что комплексные амплитуды света в плоскости  $x_3 y_3$  изображения, находящегося в задней фокальной плоскости линзы, пропорциональны выражениям

$$s[(\alpha x_3 - b), \alpha y_3] \exp\left\{-\frac{i\pi}{\lambda d} [(\alpha x_3 - b)^2 + \alpha^2 y_3^2]\right\}, \quad (21)$$

$$s^*[-(\alpha x_3 - b), -\alpha y_3] \exp\left\{\frac{i\pi}{\lambda d} [(\alpha x_3 + b)^2 + \alpha^2 y_3^2]\right\}, \quad (22)$$

умноженные на фазовые множители сферической волны, которые вводит линза, используемая на стадии восстановления. Если регистрируется интенсивность изображения, то фазовые множители роли не играют.

Интенсивности  $|s[(\alpha x_3 - b), \alpha y_3]|^2$  и  $|s[-(\alpha x_3 - b), -\alpha y_3]|^2$  соответствуют расположенным в плоскости  $x_3 y_3$  прямому и перевернутому изображениям с координатами центров  $(b/\alpha, 0)$  и  $(-b/\alpha, 0)$ . Несмотря на то, что при освещении плоской опорной волной безлинзовая фурье-голограмма формирует изображение, подобное тому, которое восстанавливает фурье-голограмма, на практике часто бывает проще осветить голограмму исходным точечным опорным источником. Тогда, как у других голограмм, положение мнимого изображения совпадает с исходным положением предмета.

Основным в безлинзовой фурье-голографии является требование того, чтобы кривизна сферического фронта, описываемого фазовым множителем сферической опорной волны, должна быть такой же, как кривизна сферического фронта, описываемого фазовым множителем предметной волны. Нечувствительность положения изображения к перемещению голограммы успешно используется для получения составных голограмм, информационная емкость которых снижена до необходимого минимума и которые позволяют осуществлять стереоскопическое наблюдение трехмерных изображений.

## Глава III. Анализ плоских голограмм

### 3.1. Роль разрешающей способности регистрирующей среды

Начнем анализ с рассмотрения плоскости  $xz$  на рисунке 22, где показан предмет, точечный опорный источник  $R(x_r, 0, -z_r)$  и фотопластинка. Плоскость, нормальная к оси и содержащая точечный опорный источник, находится от регистрирующей пластинки на расстоянии  $z_r$ .

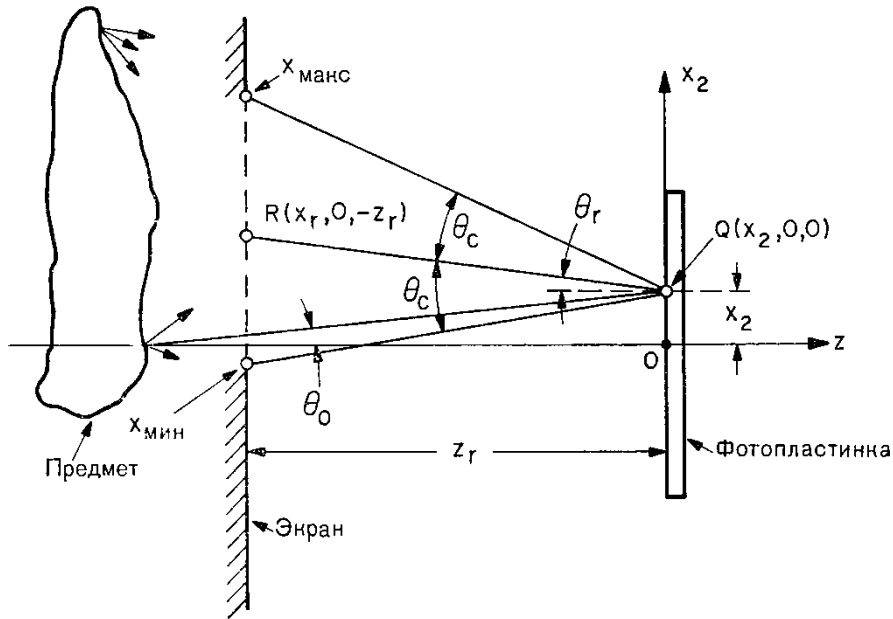


Рис. 22. К рассмотрению влияния ограниченности разрешающей способности регистрирующей среды

Как показано на рисунке 22, луч, идущий от опорного источника до произвольной точки  $Q(x_2, 0, 0)$  на поверхности пластинки, образует угол  $\theta_r$  с нормалью к пластинке (осью  $z$ ) и, следовательно, характеризуется пространственной частотой  $\xi_r$ . Предположим, что тонкий пучок таких лучей от опорного источника интерферирует в окрестности точки  $Q$  с аналогичным пучком лучей от предмета, образующим угол  $\theta_0$  с осью  $z$ . Последнему соответствует пространственная частота  $\xi_0$ . Интенсивность интерференционной картины, которая должна быть зарегистрирована, выражается формулой

$$I = [\exp(2\pi i \xi_0 x_2) + \exp(2\pi i \xi_r x_2)] [\exp(-2\pi i \xi_0 x_2) + \exp(-2\pi i \xi_r x_2)] = 2 + 2 \cos[2\pi i (\xi_0 - \xi_r) x_2]. \quad (23)$$

В этом выражении мы предположили, что волны имеют единичные амплитуды. Частота синусоидального члена  $\xi_0 - \xi_r$  представляет собой частоту полос интерференционной структуры. Для малых углов ее можно представить следующим образом:

$$\xi_0 - \xi_r = \frac{\sin \theta_0 - \sin \theta_r}{\lambda} \sim \frac{\theta_0 - \theta_r}{\lambda}. \quad (24)$$

Пусть среда идеально регистрирует все пространственные частоты, не превышающие некоторой предельной частоты  $\xi_c$  но в то же время абсолютно не в состоянии зарегистрировать компоненты структуры с частотой, превышающей  $\xi_c$ . Если предмет рассеивает свет в широкой полосе пространственных частот  $\xi_0$  это означает, что при данном значении  $\xi_r$  не все пространственные частоты могут быть зарегистрированы голограммой. Другими словами, на голограмме будут зарегистрированы только те лучи, углы которых с осью  $z$  не выходят за пределы некоторого интервала значений. На рисунке 22 один такой предельный луч, идущий от предмета к произвольной

точке  $Q$  плоскости голограммы, пересекает плоскость опорного источника в точке  $x_{\text{макс}}$ . Это крайовой луч, и соответствующая ему пространственная частота  $\xi_{0,\text{макс}}$  удовлетворяет соотношению:

$$\xi_{0,\text{макс}} - \xi_r = \xi_c \quad (25)$$

Если крайовой луч составляет с осью  $z$  угол  $\theta_{0,\text{макс}}$ , то, используя (24), можно написать

$$\frac{\theta_{0,\text{макс}} - \theta_r}{\lambda} \approx \xi_c = \frac{\theta_c}{\lambda}, \quad (26)$$

или 
$$\theta_{0,\text{макс}} - \theta_r \approx \theta_c. \quad (27)$$

С помощью рисунка 22 можно определить координату  $x_{\text{макс}}$ :

$$\frac{x_{\text{макс}} - x_2}{z_r} = \text{tg}(\theta_r + \theta_c) \approx \theta_r + \theta_c \approx \frac{x_r - x_2}{z_r} + \xi_c \lambda, \quad (28)$$

откуда

$$x_{\text{макс}} \approx x_r + z_r \lambda \xi_c. \quad (29)$$

Аналогично для координаты  $x_{\text{мин}}$  точки пересечения другого крайowego луча имеем

$$x_{\text{мин}} \approx x_r - z_r \lambda \xi_c. \quad (30)$$

То есть в данном случае ограниченность разрешающей способности фотоматериала приводит к ограничению поля зрения восстановленного изображения (будет восстановлена только часть объекта в пределах конуса, образующими которого являются крайвые лучи). Можно сказать, что в плоскости восстанавливающего источника образуется виртуальный непрозрачный экран, показанный на рисунке 22, закрывающий изображение за пределами отверстия размерами от  $x_{\text{мин}}$  до  $x_{\text{макс}}$ .

Заметим, что крайвые лучи пересекают плоскость опорного источника в точках, координаты которых в использованном здесь приближении малых углов не зависят от координат точки  $Q$  плоскости регистрации.

Рассмотрим схему для получения осевой голограммы Френеля при освещении голографируемого транспаранта аксиальной плоской волной. Опорный источник  $R$  лежит на оси  $z$  на бесконечности ( $x_r = 0, z_r = \infty$ ). Действие нашего гипотетического экрана, расположенного на бесконечности, выражается в том, что он устанавливает предельные значения углов, образуемых лучами с осью  $z$ . Если обозначить  $\theta_{\text{макс}} = x_{\text{макс}}/z_r$  и  $\theta_{\text{мин}} = x_{\text{мин}}/z_r$ , то (29) и (30) примут вид:

$$\theta_{\text{макс}} \approx \theta_c \text{ и } \theta_{\text{мин}} \approx \theta_c \quad (31)$$

Эти соотношения показывают, что экстремальные углы  $\theta_{\text{макс}}$  и  $\theta_{\text{мин}}$  которые составляют крайвые лучи с осью  $z$ , непосредственно определяются предельным углом  $\theta_c$  (Рис. 23).



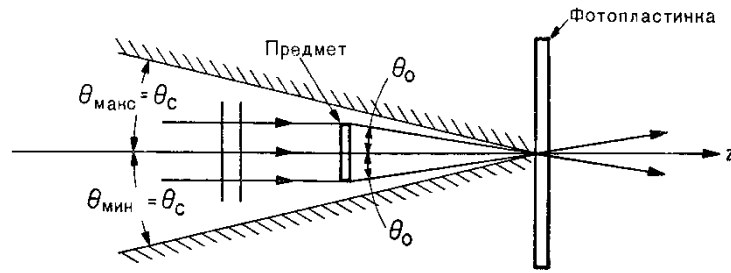


Рис.23. Влияние ограниченности разрешающей способности регистрирующей среды при получении осевых голограмм

Плоская предметная волна, распространяющаяся в направлении  $|\theta_c|$  и имеющая пространственную частоту  $|\xi_c| = |\theta_c|/\lambda$ , соответствует компоненте пропускания предмета с той же пространственной частотой. Следовательно, голограмма не будет регистрировать те компоненты пропускания предмета, пространственная частота которых превышает  $|\xi_c|$ , что в свою очередь ведет к ограничению разрешения изображения. Разрешение изображения, достижимое в этом случае, эквивалентно тому, которое может иметь контактный снимок предмета, полученный на том же регистрирующем материале.

С помощью рисунка 24 можно понять, к чему приводит ограниченность разрешающей способности регистрирующей среды в том случае, когда дифрагировавший на предмете аксиальный плоский волновой фронт интерферирует с наклонной плоской опорной волной. В такой схеме формируется голограмма Френеля с несущей частотой. Соотношения (29) и (30), записанные через предельные углы  $\theta_{\max}$  и  $\theta_{\min}$ , которые определяются экраном, принимают вид

$$\theta_{\max} = \theta_r + \theta_c \text{ и } \theta_{\min} = \theta_r - \theta_c . \quad (32)$$

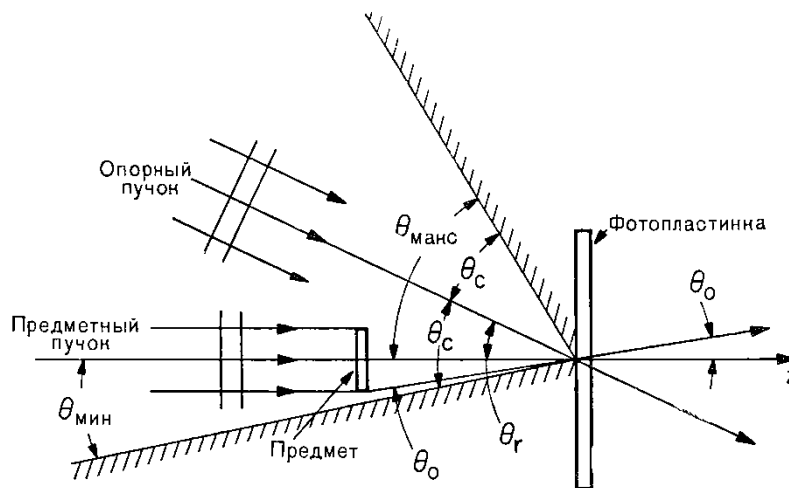


Рис. 24. Влияние ограниченности разрешающей способности среды при получении голограмм с наклонной плоской опорной волной

Из рисунка 24 видно, что если угол  $\theta_c$  не слишком велик, то лишь ограниченный диапазон положительных пространственных частот,

дифрагированных предметом, попадет на фотопластинку, не пересекая экрана, ограничивающего интервал углов. Один из таких лучей, идущий от предмета под углом  $\theta_0$  к оси  $z$ , показан на рисунке 24. Отрицательные пространственные частоты предмета обрезаются значительно в меньшей степени, чем положительные (и наоборот, если опорная волна имеет положительную пространственную частоту). Такая неравномерность записи положительных и отрицательных пространственных частот может ухудшить разрешение изображения. Чтобы избежать этого, предельная частота  $\xi_c$  должна быть высокой. Более того, для полного разделения волн нулевого порядка и дифрагированных волн, формирующих изображение, частота  $\xi_c$  должна примерно в 3 раза превышать наибольшую пространственную частоту предмета.

### **3.2. Влияние размера голограммы на качество восстановленного изображения**

Если матрица голограмм предназначена для хранения информации, причем количество сохраняемой информации велико, то очевидно, что размер каждой отдельной голограммы должен быть мал. Можно показать, что влияние размеров голограммы на качество изображения аналогично влиянию линзы конечных размеров.

Разрешение изображения, формируемого как голограммой, так и линзой, определяется фурье-образом когерентной передаточной функции оптического устройства, т. е. функцией рассеяния точки (ФРТ). Чем больше размеры голограммы, тем выше максимальная пространственная частота предмета, которая может быть ею воспринята, и тем уже ФРТ. Если размер голограммы должен быть ограничен по таким соображениям, как получение максимальной плотности хранения информации, то важно наиболее выгодно использовать имеющуюся в распоряжении поверхность регистрирующей среды. Если мы примем, что разрешающая способность среды достаточно высока, чтобы среда могла воспринять все пространственные частоты, идущие от предмета, то наша задача сводится к равномерной регистрации всех частотных компонент от всех частей предмета.

В дифракционной теории образования изображений Аббе показано, что линзовая оптическая система, в которой предмет освещается аксиальной плоской волной, дает максимальное разрешение изображения только для точек предмета, расположенных вблизи оптической оси. Разрешение изображения линейно падает с увеличением расстояния от оси. Наилучший способ освещения предмета, показанный на рисунке 25, состоит в использовании сходящейся сферической волны, фокусирующейся в плоскости линзы  $L_2$ .

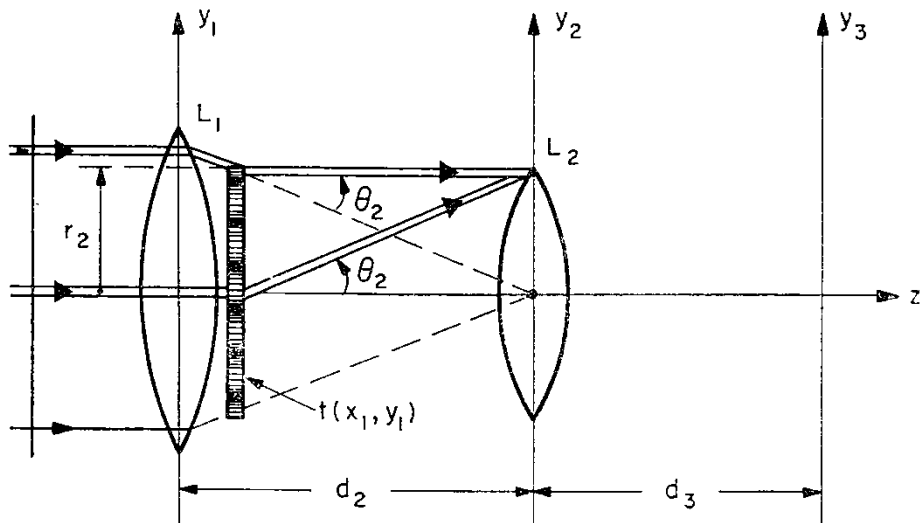


Рис. 25. Влияние ограниченности разрешающей способности среды при получении голограмм с наклонной плоской опорной волной

В этом случае для всех точек предмета достигается наивысшее возможное разрешение изображения, отвечающее данному размеру линзы. Передаточная функция такой системы, которую называют пространственно-инвариантной, изображена рисунке 26.

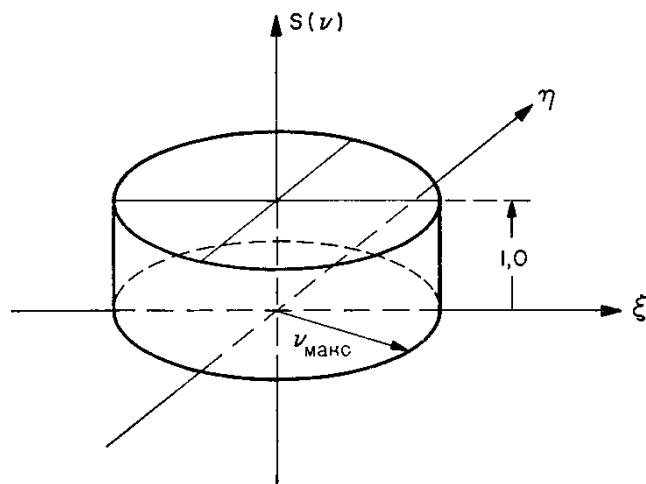


Рис. 26. Когерентная передаточная функция пространственно-инвариантной оптической системы

Такие системы (Рис. 18) позволяют оптимально использовать ограниченную площадь голограммы, так как на небольшую по размерам голограмму падают от всех точек предмета лучи в одном и том же диапазоне пространственных частот, благодаря чему разрешение изображения имеет одинаковую достаточно высокую величину на всех участках.

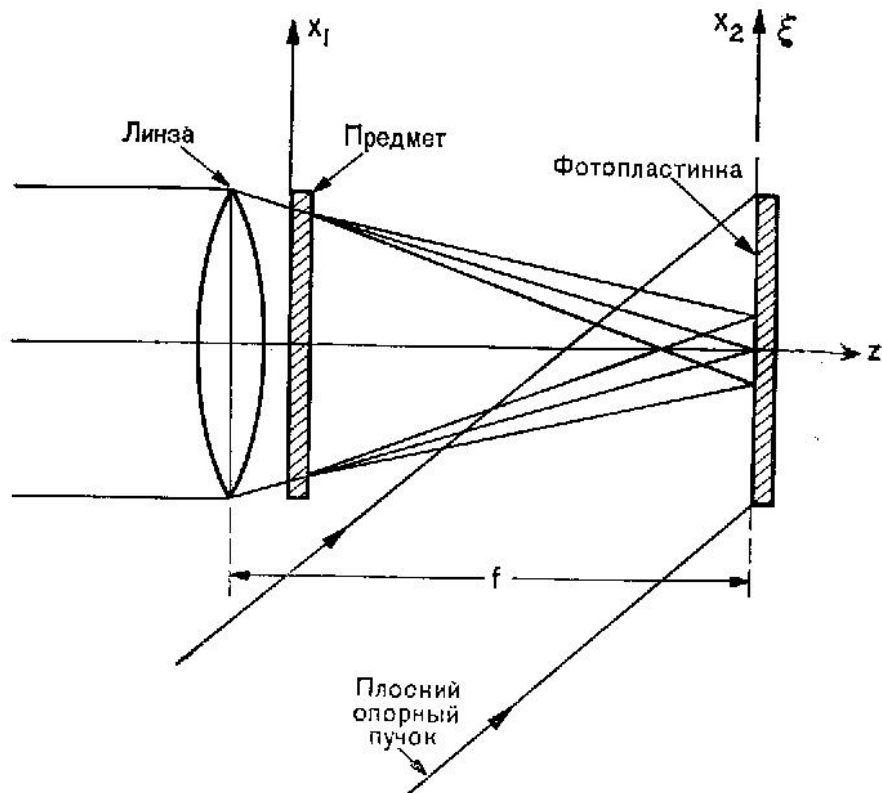


Рис. 27. Пространственно-инвариантная оптическая схема для записи изображения с максимальным разрешением голограммой ограниченных размеров

Поскольку пучок лучей от каждой точки предмета перекрывает всю площадь голограммы (как и при использовании для формирования изображения линзы на рисунке 25), то информация о каждой точке предмета хранится всеми точками голограммы. Таким образом, голограммы, полученные по схеме (Рис. 27) не чувствительны к пыли и царапинам, подобно голограммам, полученным при диффузном освещении предмета, и, кроме того, не обладают пятнистой структурой. Основная проблема, связанная с получением голограмм по схеме (Рис. 27), заключается в регистрации интенсивности света, меняющейся в широком диапазоне. Как уже отмечалось, нулевой пространственной частоте соответствует большой пик интенсивности.

### 3.3. Дифракционная эффективность плоских голограмм

Если нужно восстановить максимально яркое изображение, то полезно знать максимальную дифракционную эффективность, которой обладают голограммы различного типа. Определим эффективности плоских амплитудных и фазовых голограмм, образующихся в результате интерференции плоской наклонной опорной волны  $\mathbf{r} = r \exp(2\pi i \xi x)$  и аксиальной немодулированной плоской предметной волны с амплитудой  $a$ .

Рассмотрим амплитудную голограмму.

Если предположить, что зависящая от экспозиции часть  $t_E$  амплитудного пропускания проявленной голограммы пропорциональна интенсивности регистрируемой интерференционной картины, то

$$t_E \sim I = [a + r \exp(2\pi i \xi x)][a + r \exp(-2\pi i \xi x)] = \\ = a^2 + r^2 + 2a r \cos(2\pi \xi x),$$

или

$$t_E = t_{E_0} + t_1 \cos(2\pi \xi x). \quad (33)$$

Для плоской амплитудной голограммы полное амплитудное пропускание  $t$  в соответствии с формулой (4) определяется как  $t = t_0 - t_E$ , где  $t_0$  — пропускание неэкспонированной пластинки. Как правило,  $t$  может изменяться от 0 до 1 (если  $t_0 = 1$ ). Максимальный диапазон изменения  $t$  достигается при  $t_{E_0} = 1/2$  и  $t_1 = 1/2$ . При этих условиях

$$t = t_0 - t_E = 1 - \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \cos(2\pi \xi x) = \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \cos(2\pi \xi x) = \\ = \frac{1}{2} - \frac{1}{4} \exp(2\pi i \xi x) - \frac{1}{4} \exp(-2\pi i \xi x). \quad (34)$$

Пусть голограмма освещается аксиальной плоской волной единичной амплитуды. Тогда амплитуда волны, распространяющейся за голограммой, равна пропусканию  $t$ , определяемому формулой (34). Свет дифрагирует только в нулевой и +1-й и -1-й порядки. Амплитуда дифрагированной волны первого порядка составляет 1/4 суммы амплитуд всех дифрагированных волн. Дифракционная эффективность определяется как отношение мощности дифрагированной волны первого порядка к мощности излучения, освещающего голограмму. В настоящем случае, когда голограмма освещена равномерно, мы можем в этом определении заменить мощность излучения на его интенсивность. Учитывая, что мощность связана с амплитудой квадратично, а также, что амплитудная голограмма поглощает в рассматриваемом нами случае 50% падающей энергии, максимальная дифракционная эффективность плоской амплитудной голограммы равна 1/12, или немногим более 8%. На практике регистрирующие среды не являются линейными во всем диапазоне экспозиций, соответствующем изменению пропускания  $t$  от 0 до 1. Поэтому, если требуется восстановить волновой фронт без нелинейных искажений, то максимальная эффективность, которая может быть достигнута, чуть менее 8%.

Несколько большей дифракционной эффективностью могут обладать голограммы, пропускание  $t_E$  которых описывается не косинусоидальной, а прямоугольной периодической функцией  $x$ . (Таким пропусканием могут обладать голограммы, синтезированные с помощью вычислительных машин.) В этом случае в одной половине периода пропускание  $t_E$  равно нулю, а во второй — единице. Первые два члена разложения прямоугольной функции в ряд Фурье имеют вид

$$t_E = \frac{1}{2} + \frac{2}{\pi} \cos(2\pi \xi x) - \dots + \dots = \\ = \frac{1}{2} + \frac{1}{\pi} [\exp(2\pi i \xi x) + \exp(-2\pi i \xi x)] - \dots, \quad (35)$$

кроме того, на решетках прямоугольного профиля имеется дифракция более высоких порядков.

При  $t = 1 - t_E$  максимальная теоретическая дифракционная эффективность равна 11,2%.

Перейдем к фазовым голограммам.

Комплексное пропускание светочувствительной среды в этом случае было записано в виде

$$\mathbf{t} = t \exp[i\varphi(x)]. \quad (36)$$

Для фазовой голограммы в отсутствие потерь мы можем считать  $t$  постоянной величиной, равной единице; тогда

$$\mathbf{t} = \exp[i\varphi(x)]. \quad (37)$$

Хотя, фазовые голограммы осуществляют линейную запись только при малых значениях  $\varphi$ , для нахождения максимально возможной эффективности голограммы снимем с  $\varphi$  это ограничение. Светочувствительный материал экспонируется таким образом, что фазовый сдвиг  $\varphi(x)$ , приобретаемый плоской волной при прохождении обработанной голограммы, пропорционален интенсивности света, действовавшей при экспозиции, т. е.

$$\varphi(x) \sim a^2 + r^2 + 2 \arccos(2\pi\xi x) = \varphi_0 + \varphi_1 \cos(2\pi\xi x). \quad (38)$$

Пропускание голограммы  $\mathbf{t}$  принимает вид

$$\mathbf{t} = \exp(i\varphi_0) \exp[i\varphi_1 \cos(2\pi\xi x)] \sim \exp[i\varphi_1 \cos(2\pi\xi x)]. \quad (39)$$

Если опустить постоянный фазовый множитель  $\exp(i\varphi_0)$ , то (39) можно представить в виде ряда Фурье

$$\mathbf{t} = \exp[i\varphi_1 \cos(2\pi\xi x)] = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} i^n J_n(\varphi_1) \exp(2\pi\xi x), \quad (40)$$

где  $J_n$  — функция Бесселя первого рода  $n$ -го порядка. Если голограмма с пропусканием  $\mathbf{t}$  освещается аксиальной плоской волной единичной амплитуды, то амплитуда дифрагированной волны  $+1$ -го порядка описывается функцией  $J_1(\varphi_1)$ , которая показана на рисунке 28. Ее максимальное значение равно 0,582, а максимальная эффективность, считая, что фазовая голограмма не поглощает свет, пренебрегая рассеянием и нормируя на единицу мощность, а не амплитуду, как это, к сожалению, часто делается даже в признанных учебниках, максимальная теоретическая дифракционная эффективность составляет 66%.

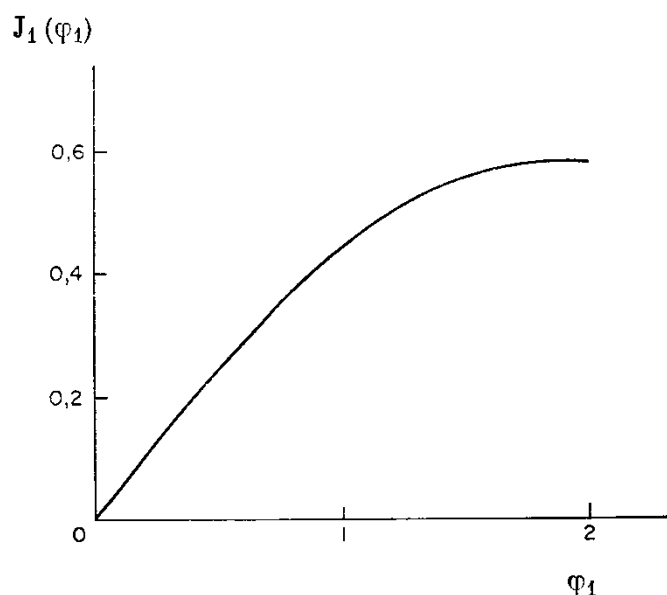


Рис. 28. Амплитуда  $J_1(\varphi_1)$  дифрагированной волны первого порядка для синусоидальной фазовой решетки

Практически, в оптически формируемых фазовых голограммах удается достичь дифракционной эффективности около 60%.

Несколько больше света дифрагирует в первый порядок, если фаза меняется как прямоугольная функция  $x$  и принимает значение  $\varphi = 0$  в течение одной половины периода и значение  $\varphi = \pi$  — в течение другой. Тогда пропускание  $t$  равно  $+1$  при  $\varphi = 0$  и  $-1$  при  $\varphi = \pi$ . Такая голограмма подобна амплитудной голограмме, пропускание которой описывается прямоугольной функцией, причем амплитуда света, дифрагированного в первый порядок, больше, чем при амплитудной модуляции. И в этом случае, такая голограмма обладает несколько большей эффективностью, чем линейная.

## Глава IV. Рельефные и объемные голограммы

### 4.1. Радужные голограммы

Основная оптическая схема записи радужных голограмм была предложена С. Бентоном в виде двухэтапного процесса, но может быть реализована и путем одноэтапного, используя методику, разработанную Н.Г. Власовым. По Бентону на первом этапе по схеме Лейта-Упатниекса записывается тонкослойная просветная голограмма, которая в радужной голографии называется мастер-голограммой. После химико-фотографической обработки изображение, записанное на мастер-голограмме, восстанавливается лазерным пучком, сопряженным с опорным, который использовался на стадии записи мастер-голограммы. При этом восстанавливается действительное изображение предмета. На мастер-голограмму затем накладывают диафрагму, выполненную в виде горизонтальной щели. Фотопластинку, на которой будет записана радужная голограмма, устанавливают в непосредственной близости от области

локализации действительного изображения. Использование на втором этапе щелевой горизонтальной диафрагмы приводит к тому, что предметный пучок, идущий к радужной голограмме, представляет собой цилиндрическую волну. В результате интерференции цилиндрической волны с плоской опорной волной структура радужной голограммы приобретает вид горизонтальных интерференционных полос. Неизбежным поэтому следствием метода радужной голографии является утрата вертикального параллакса в конечном изображении. На стадии восстановления радужная голограмма освещается световым пучком, подобным по своим геометрическим параметрам (направление, степень кривизны, волнового фронта) опорному пучку, использованному при записи радужной голограммы. Но требования к этому пучку уже менее жесткие, чем в случае, например, голографии по схеме Лейта-Упатниекса. Восстанавливающее световое излучение может быть уже полихроматическим (источник света типа лампы накаливания). Это обусловлено тем, что каждая спектральная компонента излучения за счет дисперсии голограммы строит смещенное по вертикали изображение щелевой горизонтальной диафрагмы, которое является окном наблюдения изображения в одном цвете, соответствующим данной спектральной компоненте (длине волны). Если глаза наблюдателя расположены горизонтально, т.е. параллельно щели, то он будет видеть изображение каждой горизонтальной линии объекта в одном цвете, а при смещении наблюдения по вертикали цвет изображения будет меняться (чем и обусловлено название "радужная голография"), но изображение будет оставаться резким. Наибольшая резкость будет иметь место для точек изображения, лежащих в непосредственной близости от голограммы; точки же находящиеся на некотором расстоянии от голограммы, будут относительно нерезкими. Величина нерезкости существенно зависит от размера горизонтальной щелевой диафрагмы, глубины записываемого предмета и параметров восстанавливающего источника. Оптимизация всех этих параметров для получения высококачественного восстановленного изображения конкретного предмета и составляет основную задачу, решаемую при записи радужных голограмм.

Перейдем более подробно к получению цветных изображений, восстанавливаемых радужной голограммой.

Метод радужной голографии позволяет получать объемные, яркие, многоцветные изображения трехмерных объектов. Для этого на первой стадии изготавливаются три цветоразделенные мастер-голограммы с красным, зеленым и синим лазерным излучением. На второй стадии эти мастер-голограммы восстанавливаются теми же самыми лазерными источниками для получения наложенной радужной голограммы, состоящей из трех суперпозиционных записей. Когда эта наложенная радужная голограмма восстанавливается источником белого света, то восстанавливаются три цветоразделенных изображения предмета. Складываясь, три распределенных спектра формируют изображения ограничивающей щели в пространстве



наблюдения. Эти три разных спектральных распределения смещены по вертикали один относительно другого так, что каждая компонента голограммы восстанавливает изображение ограничивающей щели в ее первоначальном по цвету положении на стадии записи. То обстоятельство, что цвет восстановленного изображения, наблюдаемый в определенном направлении, зависит от периода интерференционной структуры радужной голограммы, позволяет существенно упростить вторую стадию этого процесса. Для этого можно использовать только один лазер, например, гелий-неоновый, и одну регистрирующую среду, например, галоидосеребряную эмульсию. В этом варианте мастер-голограмма цветоразделенного изображения (например, синего) восстанавливается излучением гелий-неонового лазера, а угол между предметным и опорным пучком при записи радужной голограммы выбирается, исходя из расчетных данных, таким, чтобы при восстановлении белым светом в направлении наблюдения распространялась синяя спектральная компонента изображения. Аналогично записываются и другие цветоразделенные изображения на эту же фотопластинку по методу наложенных голограмм.

Конечно, способ синтеза цветного радужного голографического изображения с помощью одного лазера имеет и недостатки. Наиболее существенным из них является искажение масштабов цветоразделенных изображений по отношению друг к другу, поскольку коэффициент увеличения пропорционален отношению длин волн излучения, используемого при записи и восстановлении изображения. В той или иной степени сбалансированности масштабов увеличения для цветоразделенных изображений можно достичь с помощью, например, асферических оптических элементов объектов и зеркал. Таким образом, запись цветных изображений требует достаточно сложной и дорогостоящей техники в виде различных лазеров и систем юстировки разноцветного излучения.

## **4.2. Объемные голограммы**

В 1958 году, будучи аспирантом, Ю.Н. Денисюк предложил в качестве диссертационной тему: «Об отображении оптических свойств объекта в волновом поле рассеянного им излучения».

Суть идеи была такова: если нет света, то мы не видим предметов. Только когда на них падает свет, человек их видит. Он видит, собственно, отраженные от предмета волны электромагнитного происхождения. Иначе говоря, благодаря свету, человек видит не сами предметы, а их световые образы. Как они возникают? Световые волны беспрепятственно движутся в пространстве. Когда на пути возникает предмет, волны, столкнувшись с ним, отражаются от его поверхности. Вот благодаря этим отраженным волнам, человек и получает зрительное представление о предмете, о его форме и цвете. У Денисюка возникла идея: записать на фотопластинке по предложенной им методике световое поле и затем направить на эту пластинку плоскую световую волну –

она отразится в форме уже записанной. Тем самым будет восстановлен образ отсутствующего предмета.

Идею нужно проверить экспериментально. Родилась в общих чертах и схема установки (Рис. 29 а).

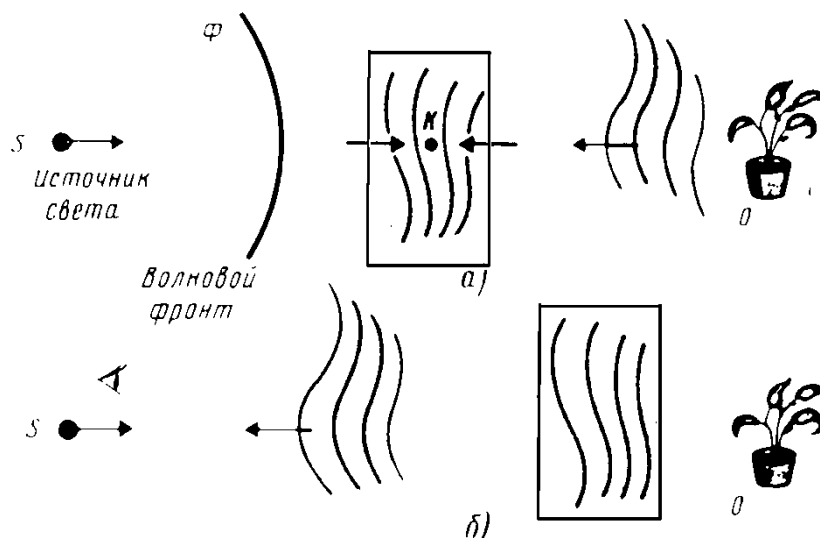


Рис. 29. Схема эксперимента Денисюка:  
а) запись голограммы, б) восстановление изображения

Световой поток от когерентного источника  $s$  изображен в виде волнового фронта  $\Phi$ . Дойдя до объекта, световая волна отражается от него. Форма волны должна измениться, поскольку объект объемный. Теперь в этой отраженной волне присутствует информация об объекте, а именно, информация об объемности содержится в фазе отраженного излучения. В пространстве перед освещенным предметом отраженная волна встречается с волновым фронтом  $\Phi$ , и в результате интерференции образуются стоячие волны. Они имеют пучности в тех местах, где фазы волн от источника и от объекта совпадают, а узлы – где фазы противоположны. Теперь, если зафиксировать картину этой стоячей волны, в ней будет содержаться информация не только обо всех компонентах волнового поля – амплитуде и фазе (сведения об этих параметрах заключены в изгибах и изменениях интенсивности поверхностей пучностей стоячей волны), но и о временном спектре отраженного предметом излучения (длина волны однозначно определяется периодом стоячей волны).

В этом случае интерференционную картину нужно записывать не только по поверхности – в двух измерениях, но и в глубине, то есть запись интерференционной картины должна быть трехмерной. Этот метод регистрации волнового фронта, метод трехмерной фиксации, стал впоследствии называться методом Денисюка.

Когда плоская волна падает на голографическую пластинку с одной стороны, а сферический волновой фронт – с другой, расстояние между интерференционными поверхностями составляет примерно  $\lambda/2$ , и эти поверхности близки к плоскостям, параллельным поверхности

голографической пластинки. При регистрации интерференционной картины в галогидосеребряной эмульсии образуется большое число близко расположенных частично отражающих серебряных плоскостей, которые действуют как отражательный интерференционный фильтр. Даже в эмульсии толщиной лишь 12–15 мкм может образоваться около 50–60 серебряных слоев.

Это приводит к избирательности голограммы по отношению к длине волны источника, в свете которого происходит восстановление волнового фронта. Поэтому появляется возможность восстанавливать изображение с помощью источника сплошного спектра (Солнца, лампы накаливания) (на Рис. 29 б источник восстанавливающей волны  $s$  может быть некогерентным). Если голограмма экспонировалась в свете нескольких узких спектральных линий (например, зеленый, синий, красный), то каждая длина волны образует свою систему поверхностей. Соответствующие длины волн будут выделяться из сплошного спектра при освещении голограммы белым светом, что и приведет к восстановлению не только структуры, но и спектрального состава предметной волны, то есть к получению цветного изображения.

Обычно используемые схемы для получения голограмм с записью в трехмерной среде представлены на рисунке 30.

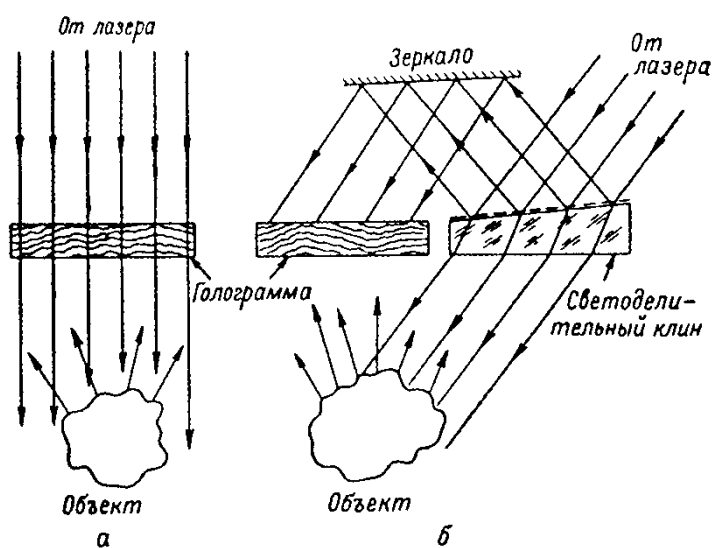


Рис. 30. Схемы получения голограмм на толстослойных эмульсиях во встречных пучках

Взаимное расположение опорного источника голограммы и предмета может быть любым. Однако для появления у голограммы трехмерных свойств необходимо, чтобы на толщине эмульсии укладывалось, по крайней мере, несколько отражающих слоев.

Трехмерные голограммы часто называют толстослойными или голограммами на толстослойных эмульсиях. Условность такой терминологии очевидна. На самом деле толщина голографических фотослоев – от нескольких микрон до нескольких десятков микрон, и «толстыми» они являются по сравнению с длиной световой волны.

При заданном положении голограммы наименьшей «трехмерностью» будет обладать голограмма, ориентированная перпендикулярно преимущественному направлению поверхностей узлов и пучностей. Наоборот, если нужно максимально использовать особенности дифракции на объемной голограммной структуре, наиболее выгодно ориентировать голограмму вдоль направления интерференционных полос. Благодаря образованию в толщине эмульсии целого ряда отражающих слоев, появляется избирательность по отношению к длине волны и углу восстановления изображения. При этом яркость действительного изображения и нулевого порядка будет минимальной.

Можно установить какой толщиной должна обладать голограмма, чтобы ее можно было считать объемной, через параметр  $Q$ .

$$Q = \frac{\lambda T}{\bar{n}d^2}. \quad (41)$$

$T$  - толщина голограммы,  $\lambda$  - длина опорной и предметной волн,  $\bar{n}$  - показатель преломления регистрирующей среды,  $d$  - расстояние между интерференционными поверхностями, образующими голограммную структуру.

Рассматривать фотопластинку как двумерную среду можно только до тех пор, пока толщина светочувствительного слоя не превышает величину, определяемую условием  $Q=10$ . Если слой толще, то проявляются свойства фотопластинки как трехмерной среды.

## Глава V. Условия записи голограмм и техника голографического эксперимента

### 5.1. Голографические материалы и их свойства

Для практической реализации внеосевой схемы голографии требуются регистрирующие материалы с высокой разрешающей способностью. Использование для записи голограмм материала, для которого предельная пространственная частота невелика, может привести к падению разрешения в восстановленном изображении и сужению поля зрения изображения. Относительно высокая светочувствительность галоидосеребряных фотослоев является их преимуществом, однако лишь немногие из промышленно выпускаемых фотослоев обладают необходимой разрешающей способностью. Благодаря повышению мощности источников когерентного света стала возможной регистрация голограмм на «необычных» (не галоидосеребряных) фотографических материалах. Многие из них имеют высокую разрешающую способность, но все они относительно малочувствительны. Однако, когда для регистрации голограмм используется достаточно мощный лазер, длительность экспонирования может быть уменьшена до величины, обеспечивающей получение высококачественных голограмм.

Сама природа голографического процесса приводит к необходимости использования «необычных» регистрирующих материалов. При освещении

голограммы происходит восстановление волнового фронта, записанного с помощью либо амплитудной, либо фазовой пространственной модуляции. Фотографические материалы, модулирующие амплитуду светового потока, пригодны для регистрации как обычных фотоснимков, так и голограмм. Голографическая интерференционная картина регистрируется на материалы с амплитудной модуляцией в форме пространственных вариаций поглощения. Примером таких материалов могут служить галоидосеребряные фотографические слои, фотохромные стекла и фотохромные органические пленки.

С другой стороны, регистрирующие материалы с фазовой модуляцией, не представляющие интереса для обычной фотографии, являются идеальными для голографии. Интерференционная структура на такие материалы регистрируется в форме пространственного изменения либо показателя преломления  $n$ , либо толщины  $T$ . Материалы с фазовой модуляцией обычно почти идеально прозрачны, так что можно принять коэффициент поглощения  $\alpha \approx 0$ . Важно, что фазовая регистрация изображений обеспечивает минимальные энергетические потери излучения при восстановлении или проекции изображений. По этой же причине фазовые регистрирующие среды имеют и большую, чем амплитудные материалы, лучевую прочность.

В отечественной лабораторной практике успешно используются галоидосеребряные фотопластинки. По светочувствительности и разрешающей способности галоидосеребряные фотопластинки компании "Славич" типа ПФГ-01 и ПФГ-03 остаются пока вне конкуренции со стороны других фотоматериалов. Такие фотопластинки оптимизированы по спектральной чувствительности к красному диапазону излучения, что позволяет использовать для записи голограмм доступные по цене и удобные в эксплуатации гелий-неоновые лазеры.

Наряду с фотографическими мелкозернистыми галогенсеребряными средами, применяются так называемые фотохромные среды, изменяющие спектр поглощения под действием записывающего света. Одними из эффективнейших среди фотохромных кристаллов являются щелочно-галоидные кристаллы, из которых наилучшие результаты были получены на аддитивно окрашенных кристаллах хлорида калия (KCl). Голограммы, записанные на таких кристаллах, достигают 40% относительной дифракционной эффективности при теоретически возможной в данной среде 60%. При этом голограммы в данном материале весьма толстые (толщиной до нескольких миллиметров, и могут в принципе достигать единиц сантиметров). При этом голографическая запись в таких кристаллах обратима и очень устойчива по времени.

Также возможна голографическая запись с помощью легирования кристаллов соответствующей примесью. При записи голограмм сегнетоэлектрические кристаллы обладают теми же преимуществами, что и фотохромные материалы. Кроме того, после множества циклов "запись – стирание" не наблюдается эффекта усталости. Поскольку получаемые голограммы являются фазовыми, их

дифракционная эффективность может быть на порядок выше, чем у голограмм на фотохромных материалах. Однако, эти кристаллы обладают недостатками присущими фотохромным материалам. Основной проблемой в данном случае является нестабильность голограммы, которая не фиксируется в отличие от обычных фотослоев. Другая трудность состоит в низкой величине голографической чувствительности.

В последние годы интенсивно разрабатываются регистрирующие среды на базе голографических фотополимерных материалов, представляющих собой многокомпонентную смесь органических веществ, нанесенную в виде аморфной пленки толщиной 10-150 мкм на стеклянную или пленочную подложку. Фотополимерные пленки менее дорогостоящие, чем кристаллы ниобата лития, менее громоздки и имеют по сути большую величину изменения коэффициента преломления, что приводит к большим значениям дифракционной эффективности и большей яркости голограммы. Однако, с другой стороны ниобат лития, из-за его толщин, способен сохранять большие объемы информации, чем фотополимерные пленки толщины которых ограничены. Поскольку фотополимеры не обладают зернистым строением, то разрешающая способность такого материала достаточна для сверхплотной записи информации. Чувствительность фотополимера сравнима с чувствительностью фотохромных кристаллов. Записанные голограммы являются фазовыми, что позволяет получать высокую дифракционную эффективность. Такие материалы позволяют хранить информацию длительное время, устойчивы к воздействию температур, а также отличаются улучшенными оптическими характеристиками.

## **5.2. Методика голографического процесса (запись, фотопроект, восстановление)**

Одни из важнейших требований для получения голограмм предъявляются к источнику света. В основном они определяются свойствами предмета и расположением элементов оптической схемы. На рисунках 15 и 16 показаны два распространенных способа получения предметного и опорного пучков от одного источника. На рисунке 15, а показано так называемое деление фронта световой волны, а на рисунке 16 – амплитудное деление. И в том и другом случае волны, достигающие голограммы, испускаются источником в пределах угла  $2\theta_0$ . Степень пространственной, или поперечной, когерентности  $|\mu_s|$  определяется не только размерами источника, но и углом  $\theta_0$ . Чтобы разность фаз предметной и опорной волн существенно не зависела от времени (условие, необходимое для получения стационарной интерференционной картины), излучение источника должно обладать достаточной пространственной когерентностью в угле  $2\theta_0$ . Кроме того, оно должно характеризоваться достаточной временной, или продольной, когерентностью. Точнее говоря, наибольшая оптическая разность хода световых лучей, идущих

от источника к голограмме (и испытывающих отражение от поверхности предмета и зеркал, используемых для формирования опорного пучка), должна быть меньше длины когерентности.

Важную роль в получении голограмм играет механическая стабильность. Значение наибольшей пространственной частоты интерференционной картины, регистрируемой на голограмме, определяет, с какой точностью положение светочувствительного материала относительно этой картины должно оставаться неизменным. Будем считать, что интерференционная картина неподвижна. При получении голограмм в большинстве случаев наименьшее расстояние между полосами приблизительно равно длине волны используемого света. Отсюда следует, что за время экспозиции сдвиг фотоматериала не должен превышать долей длины волны. В лабораторных условиях достичь такой стабильности нетрудно, если для крепления фотоматериала применить сконструированный должным образом держатель. Что же касается получения стабильной интерференционной картины, то эта задача несравненно сложнее. Создание стабильной интерференционной картины – традиционная проблема прецизионной оптической интерферометрии.

Неподвижность интерференционной картины обеспечивается тщательным и надежным креплением на массивной оптической скамье или столе оптических элементов, включая предмет, источник света и фотоматериал. Обычно используются столы из гранита, бетона, стали или алюминия, вес которых достигает нескольких тонн. Большая масса необходима для того, чтобы сделать собственную частоту колебания стола (около 1 Гц) много меньше частот колебаний здания. Защитить оптический стол от вибраций здания можно, поместив стол в ванну с песком, или с помощью системы пневматических амортизаторов. Например, недорогая система амортизаторов состоит из нескольких автомобильных камер, наполненных воздухом при низком давлении. Другим примером может служить более дорогостоящая система на воздушной подушке.

Возмущения окружающего воздуха, имеющие как акустический, так и тепловой характер, также могут явиться причиной нестабильности интерференционной картины. Избавиться от них значительно труднее, чем от механических вибраций. В связи с этим во время экспозиции лучше выключать кондиционеры и вентиляторы. Источники тепла, например лампы накаливания и электрическое оборудование, должны быть по возможности заранее удалены от оптической установки. Чтобы уменьшить влияние указанных факторов, оптическую длину пути пучков, особенно между светоделителем и голограммой, делают как можно меньше.

При уменьшении времени экспозиции влияние механической нестабильности и возмущений окружающей среды сказывается, конечно, в меньшей степени. Поэтому важно полнее использовать выходную мощность лазера, выбирая оптимальное соотношение между интенсивностями пучков и сводя к минимуму количество оптических элементов, а следовательно, и потерь в них. В некото-

рых случаях для стабилизации интерференционной картины применяют электронные системы с обратной связью. Однако их использование возможно только в том случае, когда сдвиг полос, обусловленный механической нестабильностью или возмущениями окружающей среды, можно компенсировать изменением оптической длины пути опорного или предметного пучков или изменением частоты генерации лазера.

Так же при голографическом эксперименте важными параметрами являются экспозиция и чувствительность фотоматериала. Критерием чувствительности материалов для регистрации голограмм может служить величина экспозиции, необходимая для достижения определенной дифракционной эффективности голограммы при нормированных условиях освещения. Чем меньше эта экспозиция, тем выше чувствительность. Рассмотрим некоторые практические факторы, определяющие минимально допустимую чувствительность или максимально допустимую длительность экспонирования материалов, применяемых для регистрации голограмм.

Рассмотрим освещенность, создаваемую экспонирующим световым потоком, и усредним ее по площади, содержащей большое число интерференционных полос. В этом случае средняя величина экспозиции определяется выражением

$$E_0 = \frac{\eta_t \tau_e P}{A} \quad (42)$$

где  $\eta_t$  – эффективный коэффициент передачи энергии от лазера к регистрирующему материалу;  $P$  – выходная мощность излучения лазера;  $\tau_e$  – длительность экспонирования;  $A$  – площадь сечения пучка, освещающего голограмму. При типичных условиях регистрации лишь часть энергии, излучаемой лазером, достигает поверхности голограммы. От 30 до 50% мощности теряется из-за того, что необходимо обеспечить равномерное освещение предмета и голограммы. Если предмет диффузно отражает свет, то примерно 10% падающего на него светового потока дойдет до голограммы. Кроме того, примерно 4% потока теряется при отражении от каждой поверхности раздела воздух – стекло оптических элементов, участвующих в формировании освещающего пучка. В силу этих причин значение  $\eta_t$  не превосходит на практике 5%. Именно такое значение следует использовать при вычислении предельной практической экспозиции по формуле (42). Механическая нестабильность голографической установки и неоднородности, вызванные воздушными потоками, накладывают ограничения на предельную длительность экспонирования. Примем, что она равна  $\tau_e - 300$  с. Тогда при  $A = 100 \text{ см}^2$  находим, что  $E_0/P = 0,15 \text{ мДж/см}^2$  на 1 мВт выходной мощности лазерного излучения. С этой точки зрения материалы, при использовании которых экспозиция должна быть больше определяемой предельным значением  $E_0/P$ , как правило, практически непригодны для голографических экспериментов. Поскольку максимальная выходная мощность гелий-неонового лазера с длиной разрядной трубки 1 м равна 50–100 мВт на длине волны 632,8 нм, нижний предел чувствительности фотоматериала при использовании этого



лазера при принятых выше допущениях составляет  $15 \text{ мДж/см}^2$ . Если необходима большая экспозиция, то следует использовать более мощный аргоновый лазер. Если регистрирующий материал настолько малочувствителен, что интенсивность должна существенно превосходить величину  $15 \text{ мДж/см}^2$ , то значительно возрастают трудности, связанные с нестабильностью при интенсивном освещении. Например, расширение предмета, вызванное его нагреванием при поглощении лазерного излучения, может привести к появлению полос на восстановленном изображении.

Светочувствительность фотографических слоев и фотополупроводниковых термопластических слоев достаточно велика, так что значения интенсивности, необходимые для получения голограмм, лежат гораздо ниже предельного значения  $15 \text{ мДж/см}^2$ , чего нельзя сказать о большинстве других материалов. Кроме того, большинство других материалов обладает чувствительностью только в синей и зеленой областях спектра.

Также важным аспектом голографии является сохраняемость и стирание голограммной записи. Голограмма должна сохраняться в течение промежутка времени, необходимого для восстановления изображения. Голограммы, записанные на растворах просветляющихся красителей, обычно существуют так недолго, что не могут быть использованы. Наоборот, в галоидосеребряных фотослоях образуется постоянная запись, но их уже нельзя использовать повторно. Голограммы, записанные на фотохромных материалах или кристаллах сегнетоэлектриков, имеют промежуточную степень устойчивости и исчезают за сравнительно короткое время. Это исчезновение может быть вызвано или тепловой релаксацией (темновой реакцией), или экспонированием в восстанавливающем пучке.

Сильное влияние на результат оказывают шумы и линейность записи. Под шумом подразумевается нежелательный световой поток дифрагированный или рассеянный голограммой в направлении восстановленной волны. Рассмотрим источники шума:

1. Хаотическое рассеяние сигнального и опорного пучков во время экспонирования, вызванное зернистостью регистрирующего материала.
2. Хаотическое рассеяние восстанавливающего пучка и восстановленной волны, вызванное зернистой структурой голограммы.
3. Пространственная модуляция опорной волны при записи и восстановлении.
4. Нелинейность записи сигнальной волны.
5. Оптическая неоднородность и деформации поверхности регистрирующего материала.

Влияние первого и второго источников шума обычно невелико, за исключением случая записи множества голограмм на одном и том же участке регистрирующего материала или применения специальных методов получения голограмм в некогерентном свете. Третий источник шума не связан со свойствами регистрирующего материала и имеет существенное значение

только в том случае, когда для записи голограммы используется пространственно-модулированный опорный пучок. Даже если комплексная амплитуда восстанавливающей волны в плоскости голограммы строго пропорциональна амплитуде исходной опорной волны, то и тогда этот источник шумов приводит к размытию восстановленной предметной волны.

По всей вероятности, наиболее важен четвертый источник шума – нелинейная запись сигнальной волны.

Пятая причина шума возникает или в процессе изготовления регистрирующего материала, или в процессе его обработки после экспонирования. Если внутри материала существуют дефекты (что обычно наблюдается, например, в крупных кристаллах сегнетоэлектриков) или соответствующие поверхности материала не являются строго плоскими, то волновые фронты при прохождении через материал претерпевают искажения. Однако эти нежелательные дефекты часто удается обнаружить перед экспонированием и отбросить негодные пластинки. Мокрая обработка фотографических слоев, в особенности их отбеливание, так же как обработка слоев хромированного желатина, может привести к искажениям поверхности желатина или внутренним изменениям. Поверхностные искажения обычно преобладают, однако они легче устраняются.

### **5.3. Указания по выполнению лабораторной работы по голографии**

Для выполнения лабораторной работы оптимальным вариантом является схема записи Денисюка (Рис. 30). Она отличается предельной простотой и в случае применения полупроводникового лазера, имеющего крайне малые размеры и дающего расходящийся пучок без применения линз, сводится к одному лишь лазеру, фотопластинке и объекту. В этой схеме записывается отражающая голограмма, представляющая собой объемную дифракционную решетку с пространственно-периодическими слоями почернения. Из совокупности длин видимого света всегда найдется такая длина волны, для которой будет удовлетворено условие Вульфа-Брэгга. Благодаря этому изображение голограммы видно в обычном белом свете солнца или лампы, что значительно упрощает процесс восстановления.

Рассмотрим важные условия и необходимый порядок действий для записи голограммы Денисюка.

В качестве освещения можно использовать не только компактный полупроводниковый лазер, но и другие лазеры различных типов как непрерывного действия, так и импульсные. При этом необходимо, чтобы лазеры обладали длиной когерентности, обеспечивающей установку объекта на заданном расстоянии от регистрирующей среды, которое не должно превышать половины длины когерентности.

Нужно подготовить объект (композицию) и установить его в голографическую схему заблаговременно для исключения влияния

релаксационных колебаний. Поскольку свойства голограмм проявляются наиболее полно при условии, что излучение, рассеянное каждой точкой объекта, освещает всю поверхность голограммы, то для регистрации голограмм Денисюка используют, как правило, непрозрачные объекты, имеющие и зеркальную и диффузную составляющие в рассеянном излучении, структура которого определяет возможность получения различных визуальных эффектов при наблюдении изображений с помощью голограммы. Также объект должен обладать достаточной механической прочностью всех деталей и элементов – желательно, чтобы это был металлический объект, либо объект из фарфора, твердой керамики. Объекты из дерева, пластмассы, бумаги регистрировать гораздо сложнее, т.к. во время регистрации происходит сдвиг отдельных деталей и элементов структуры этих объектов и интерференционная картина “размывается”.

При регистрации голограммы необходимы устойчивые оптико-механические системы, защищенные от вибрации во время экспозиции фотопластинок, регистрирующих голограммы. Незначительное, порядка долей длины световой волны, взаимное смещение элементов оптической системы, источника света или объекта наблюдения во время экспозиции приводит к размытию интерференционной картины на голограмме и к утрате записываемой на ней информации об объекте наблюдения. Поэтому оптическую схему необходимо собирать на специальном оптическом столе, либо использовать массивную плиту, расположенную, например, на накаченной автомобильной камере или ванне с песком. Большая масса необходима для того, чтобы сделать собственную частоту колебаний оптического стола порядка 1 Гц, много меньше частот колебаний здания. Все элементы оптической схемы должны быть надежно закреплены с помощью держателей. При выполнении записи необходимо соблюдать полную темноту (максимально исключить влияние световых источников), тишину и отсутствие вибраций, то есть отключить все кондиционеры и вентиляторы и находится максимально неподвижно во время всего процесса.

Для уменьшения вклада вибраций можно постараться уменьшить экспозицию. Но этот параметр в свою очередь зависит от мощности лазера, площади пучка, освещающего объект (а значит и от размера объекта) и, конечно, от чувствительности регистрирующей среды. Обычно, регистрирующая среда, используемая в работе – фотопластинки ПФГ-01 или ПФГ-03 производства объединения «Славич» (Россия, г. Переславль-Залесский). Размер фотопластинок определяется размером объекта и условиями регистрации и выбирается из стандартных размеров, которые выпускает изготовитель фотоматериалов. Обычно используют фотопластинки размером 76x76мм; 102x102мм; 90x120мм.

Для обработки полученной голограммы необходимо приготовить проявитель и закрепитель. Для фотопластинок ПФГ-01 и 03 удобно использовать проявитель ГП-2 и кислый закрепитель (фиксаж).

### Состав проявителя ГП-2:

Фенидон.....	0,1 г
Гидрохинон.....	2,5 г
Сульфит натрия безводный ( $\text{Na}_2\text{SO}_3$ ).....	50 г
Гидроксид калия (KOH).....	2,5 г
Радонистый аммоний ( $\text{NH}_4\text{SCN}$ ).....	2,5 г
Вода .....	до 1 л.

Раствор является концентрированным, поэтому для приготовления рабочего раствора 25 мл. концентрата разбавляют 200 мл. дистиллированной воды.

### Состав стандартного кислого закрепителя:

Вода (60-70°) .....	500мл
Тиосульфат натрия кристаллический ( $\text{Na}_2\text{S}_2\text{O}_3 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$ ).....	250г
Сульфит натрия безводный ( $\text{Na}_2\text{SO}_3$ ).....	20г
Серная кислота 10%-ная.....	20мл
Вода холодная.....	до 1 л.

## ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ ЛАБОРАТОРНОЙ РАБОТЫ

1. Ознакомиться с правилами техники безопасности на голографической установке.
2. Ознакомиться с оптической схемой конкретной установки, работой отдельных элементов и правилами их юстировки.
3. Выбрать и подготовить объект к съемке, закрепить все элементы композиции и оптической схемы на плите.
4. Потренироваться устанавливая фотопластинки в оптическую схему установки с помощью стекла такого же размера.
5. В темноте вынуть фотопластинку и установить ее в держатель эмульсией к объекту. Определить эмульсию можно по слегка липкому слою.
6. Обеспечить стабильные условия всей схемы, включая установленную фотопластинку, перед экспозицией не менее 1-2 минут.
7. Провести экспонирование (нужно заранее рассчитать время экспозиции, исходя из мощности лазера, площади лазерного пучка в плоскости объекта и чувствительности фотопластинки).
8. Вынуть фотопластинку из схемы и защитить от засветки перед проявлением.
9. Положить пластинку в кювету с проявителем эмульсией вверх, время проявления 10 – 12 минут.

10. Аккуратно промыть голограмму в воде в темноте в течении 2 минут.
11. Опустить голограмму в закрепитель на 5 минут.
12. Промыть голограмму около 5 минут в проточной воде.
13. Промыть голограмму около 5 минут в дистиллированной воде с добавлением капельки Поверхностно-активные вещества (например, раствора для мыльных пузырей)
14. Высушить голограмму в вертикальном положении.

#### ОБРАБОТКА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Осветите голограмму белым светом. Если при восстановлении изображения свет падает на голограмму со стороны стекла фотопластинки, то за голограммой (по отношению к наблюдателю) будет видно мнимое изображение предмета. При освещении голограммы со стороны эмульсионного слоя перед голограммой будет наблюдаться действительное изображение. В таком изображении наблюдается эффект псевдоскопии. Изменяя ориентацию столика с голограммой, можно наблюдать эффект объемности получаемых изображений и взаимного параллактического смещения деталей этих изображений.

## Заключение

В учебно-методическом пособии приведены основы теории и практических аспектов оптической голографии, необходимые для первоначального знакомства с этой областью науки, в также самостоятельного расчета, построения простейших голографических схем и получения голограмм.

В заключение отметим, что отечественные толстослойные фотопластинки, пригодные для записи интерференционной картины, как по поверхности, так и в глубь фотоэмульсионного слоя, в сочетании с лазерными источниками света позволяют получить высококачественные голограммы и восстановленные изображения. В случае применения голограмм Денисюка хорошо восстанавливаемые в свете проектора или в солнечном свете изображения позволяют, как через окно, наблюдать натуральные объекты. Особенно эффектно выглядят предметы с большой градацией яркости. Прикладное искусство получило новый вид демонстрации. Сами изделия лежат в хранилищах, а их изображения – объемные, цветные доступны широкому кругу зрителей. Натуральность этих изображений настолько велика, что служители музеев наблюдали попытки украсть эти «драгоценности».

Получение качественных голограмм обуславливает бурное развитие научно-технических приложений голографии. Возникли поляризационная голография, динамическая голография, голографическая интерферометрия и голографическая микроскопия. Вне оптического диапазона – акустоголография, радиоголография, терагерцовая голография.

## Список литературы

1. Вьено Ж.-Ш., Смигильский П., Руайе. А. Оптическая голография. Развитие и применение. – Москва: Мир, 1973. – 212 с.
2. Кок У. Лазеры и голография. – Москва: Мир, 1971.- 136 с.
3. Кольер Р., Беркхарт К., Лин Л. Оптическая голография.- Москва: Мир, 1973. – 686 с.
4. Оптическая голография/ ред. Г. Колфилд: в 2 т. – Москва.: Мир, 1982. – 2 т. – 376 с.
5. Островский Ю. И., Бутусов М. М., Островская Г.В. Голографическая интерферометрия. - Москва: Наука, 1977.- 336 с.
6. Островский Ю. И. Голография и ее применения. – Ленинград: Наука, 1973.- 179 с.
7. Федоров Б. Ф., Цибулькин Л. М. Голография.-Москва: Радио и связь, 1989.-144 с.

Варвара Вадимовна Дуденкова

# Оптическая голография

*Учебное пособие*

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение  
высшего профессионального образования «Нижегородский государственный  
университет им. Н.И. Лобачевского».  
603950, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23.