

HOLOGRAPHIE

par

M. Françon

Professeur à l'Institut d'Optique

et à la Faculté des Sciences de Paris

М. Франсон

ГОЛОГРАФИЯ

Перевод с французского С. И. БАЛАШОВОЙ

Под редакцией

Ю. И. ОСТРОВСКОГО

Masson et C^{le}, Éditeurs
120, Boulevard Saint-Germain, Paris VI^e
1969

ИЗДАТЕЛЬСТВО
«МИР»
МОСКВА 1972

Попытайтесь, разглядывая обычную фотографию, заглянуть за предметы, находящиеся на переднем плане. Вам это, конечно, не удастся. Ведь фотография — это плоское изображение объемной сцены, полученное из определенной точки зрения.

Голография же позволяет это сделать. Световые волны, записанные и восстановленные голограммой, создают полную иллюзию реальности наблюдаемых предметов — объемность, цвет, возможность изменения ракурса.

Голография — это способ регистрации и последующего восстановления световых волн, получивший в последние годы широкое развитие благодаря изобретению лазеров.

Книга знакомит с основами голографии. Две первые главы ее доступны студентам и школьникам старших классов. Последние же главы рассчитаны на более подготовленного читателя и могут служить введением в теорию голографии.

Редакция литературы по физике

Имя известного французского физика проф. М. Франсона хорошо знакомо в нашей стране. Книга «Голография», перевод которой мы с удовольствием представляем советскому читателю, уже четвертая его монография, переведенная на русский язык (ранее были выпущены в русском переводе книги [208, 12*, 13*]{}).

Перевод настоящей книги осуществлялся с французского издания, вышедшего в 1969 г. Однако автор любезно прислал нам дополнения и изменения специально для русского издания. В частности, им заново написана глава 4, посвященная синтетическим голограммам, расширен параграф об акустической голографии, изменен и дополнен текст ряда других параграфов. Кроме того, по просьбе автора мы значительно дополнили список литературы, главным образом работами советских авторов, а также статьями и книгами, опубликованными после выхода в свет французского издания.

Книга не относится к разряду всеобъемлющих монографий и не рассчитана на специалистов в области голографии. С этой точки зрения правильнее было бы назвать ее «Начала голографии» или «Введение в голографию». Приложениям голографии и экспериментальной технике в ней уделено мало внимания, но этот недостаток в значительной степени компенсируется обширной библиографией.

¹⁾ Здесь и далее звездочкой (*) отмечена литература, добавленная редактором перевода. — *Прим. ред.*

Книги Франсона построена весьма своеобразно, практически весь материал рассматривается в ней дважды: сначала (в главах 1 и 2) с большим педагогическим искусством объясняется физический смысл явлений почти без математики; а затем (в главах 3 и 5) те же вопросы обсуждаются более строго, с привлечением обычного для когерентной оптики математического аппарата — автор вводит здесь читателя в круг идей и методов современной голографии.

Первые две главы и добавления при переводе глава 4 доступны для студентов и старших школьников. Для понимания же главы 3 и особенно главы 5 требуются не только более глубокие познания в области физики, но и сведения из некоторых разделов математики, выходящих за пределы обычных курсов, читаемых в технических вузах. Недостаточно подготовленный читатель может их ослушать.

Мы сочли целесообразным снабдить книгу рядом подстрочных примечаний, либо уточняющих авторский текст, либо облегчающих его понимание.

Из соображений удобства дополнительный список литературы разбит на тематические рубрики. К сожалению, такое разделение условно и неоднозначно, поскольку многие работы могут быть одновременно отнесены к нескольким разделам. Заметим, что дополнительный список, как и основной, ни в какой мере не претендует на полноту.

Считаем своим приятным долгом поблагодарить проф. М. Франсона за активное участие в подготовке русского издания.

В редактировании главы 5 большую помощь оказал В. К. Соколов, которому мы также приносим свою благодарность.

Ю. И. Островский

Возможности применения голографии сделали ее одной из важнейших областей современной оптики. Она позволяет поставить простые, элегантные и перспективные эксперименты. Восстановление цветных трехмерных изображений, дающих полное ощущение объемности, — одна из самых ярких и впечатляющих ее возможностей. Не следует забывать о замечательных результатах, достигнутых с помощью голографии во многих других областях, особенно в интерферометрии, где она позволяет наблюдать интерференцию волн, зарегистрированных в разные моменты времени. Естественно, что фундаментальные законы оптики при этом не затрагиваются, так как при каждой регистрации на фотопластинку падает свет, прошедший сквозь объект, и когерентная опорная волна. Амплитуда света, прошедшего сквозь негатив, линейно зависит от первоначальной освещенности, которая связана с произведением комплексной амплитуды света, прошедшего сквозь объект, на амплитуду когерентного фона. Если сделать несколько последовательных снимков с одним и тем же когерентным фоном и одинаковым временем экспозиции, амплитуда света, прошедшего сквозь негатив, будет пропорциональна сумме амплитуд, соответствующих разным снимкам. Таким образом волны, зарегистрированные в разные моменты времени, при восстановлении могут интерферировать.

Голография впервые дала возможность интерферометрически исследовать объекты, диффузно рассеивающие свет, и это, может быть, одна из самых интересных ее возможностей. Трехмерная голограмма диффузно рассеивающего объекта восстанавливает изображение, которое можно совместить с самим объектом. Объект и голограмма освещаются так же, как в момент регистрации.

Изображение интерферирует с объектом, и если объект деформировался, то объект и изображение не совпадают. Это изменяет разность хода лучей и приводит к появлению интерференционных полос, характеризующих деформацию.

Голография имеет очень важное применение в микроскопии. Пусть длина волны света, используемого для регистрации голограммы λ , а для восстановления λ' . Изображение будет увеличено в отношении λ'/λ . Если зарегистрировать голограмму в рентгеновских лучах, а восстанавливать ее в видимом свете, то можно получить такое же увеличение, как в электронном микроскопе. Но такой микроскоп пока еще область будущего.

Возможности применения голографии не ограничиваются оптикой. Успехи акустической голографии открывают широкие перспективы ее использования в медицине, геофизике и даже в археологии.

Излагая настоящее введение в голографию, мы считали полезным напомнить сначала некоторые элементарные понятия, в особенности касающиеся пространственной и временной когерентности света. Новое издание в основном следует тому же плану, что и предыдущее.

Во второй главе мы описываем принципы голографии и ее применения без математических выкладок. Мы надеемся, что это облегчит понимание физического механизма голографии.

Параграф, посвященный акустической голографии, изложен более подробно, чем в прежнем издании.

В третьей главе мы возвращаемся к основным принципам голографии, привлекая теорию интерференции и дифракции.

Добавлена новая глава (гл. 4) о применении электронно-вычислительных машин в голографии. В ней изложены основы получения искусственных голограмм.

Наконец, последнюю главу, посвященную вопросам оптической фильтрации и распознавания образов, мы переделали и упростили, не затрагивая существа рассматриваемых вопросов.

Количество оригинальных работ по голографии так велико, что мы не смогли процитировать их все и просим авторов извинить нас. Приведенные ссылки не исчерпывают всей литературы по вопросам, к которым они относятся. Эти ссылки имеют целью помочь читателям ориентироваться.

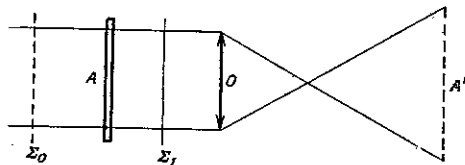
Париж, 8 августа 1971 г.

М. Френсон

ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ

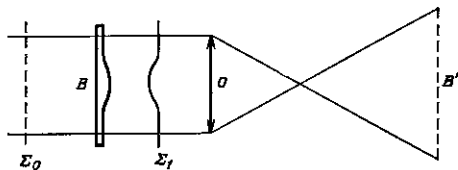
§ 1. ИЗМЕНЕНИЕ АМПЛИТУДЫ И ФАЗЫ СВЕТОВОЙ ВОЛНЫ

Рассмотрим объект A , освещенный параллельным пучком света (фиг. 1.1). Объект A представляет собой тонкую стеклянную пластинку, толщина которой везде одинакова, а прозрачность отдельных участков различна. Это может быть, например, фотопластинка с изображением пейзажа. Амплитуда падающей плоской световой волны одинакова во всех точках плоскости Σ_0 . В плоскости же Σ_1 амплитуда волны, прошедшей сквозь объект A , меняется от точки к точке соответственно прозрачности отдельных участков объ-



Фиг. 1.1. Волна Σ_1 проходит сквозь амплитудный объект A .

екта. Построим с помощью идеального объектива O изображение A' объекта A . Амплитуда световой волны в некоторой точке изображения A' определяется прозрачностью соответствующего участка объекта A . Объект A , называемый амплитудным объектом, воз-



Ф и г. 1.2. Волна Σ_1 проходит сквозь фазовый объект B .

действует на амплитуду проходящей сквозь него волны. Поместим в плоскости изображения A' какой-нибудь чувствительный элемент, например фотопластинку, или воспроизведем A на сетчатке глаза с помощью оптической системы, не показанной на фиг. 1.1. Во всех случаях реакция прибора, будь то сетчатка глаза, фотопластинка или фотоумножитель, определяется интенсивностью света, т. е. квадратом амплитуды световой волны.

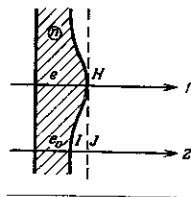
Заменяем амплитудный объект A объектом B (фиг. 1.2). Пусть это будет абсолютно прозрачная тонкая стеклянная пластинка переменной толщины с постоянным показателем преломления n . Для простоты предположим, что одна из ее сторон плоская, а другая искривлена. Если в некоторой точке пластинка имеет толщину e (фиг. 1.3), то ее оптическая толщина в этой точке (равная произведению геометриче-

ской толщины на показатель преломления) равна ne . Луч 1 проходит в пластинке оптический путь ne . Пусть плоскость HJ параллельна плоской поверхности пластинки. Луч 2, пересекающий пластинку в точке, где ее толщина равна e_0 , проходит оптический путь ne_0 в пластинке и путь $1J - e - e_0$ в воздухе. Разность оптических путей лучей 1 и 2, которую называют также разностью хода лучей 1 и 2, равна

$$\delta = ne - (ne_0 + e - e_0) = (n - 1)(e - e_0). \quad (1.1)$$

Если параллельный пучок света монохроматичен и имеет длину волны λ , то изменению разности хода δ , возникающему за счет неоднородности толщины пластинки, соответствует изменение фазы $\varphi = 2\pi\delta/\lambda$. Амплитуда волны, прошедшей сквозь объект B , не меняется, так как объект абсолютно прозрачен, тогда как фронт волны Σ_1 деформируется вследствие изменения ее фазы (фиг. 1.2). На участках плоскости, соответствующих малой оптической толщине, фаза волны больше, чем на участках, соответствующих большой оптической толщине. Объект B , называемый фазовым объектом, воздействует на фазу проходящей сквозь него волны, не изменяя ее амплитуды.

Построим с помощью объектива O изображение B' объекта B . Амплитуда световой волны (или интенсивность, пропорциональная квадрату амплитуды) одинакова во всех точках B' , а фаза меняется от точки к точке. Так как любой приемник (глаз, фотопластинка,



Ф и г. 1.3. Разность оптических путей лучей 1 и 2 равна $(n - 1)(e - e_0)$.

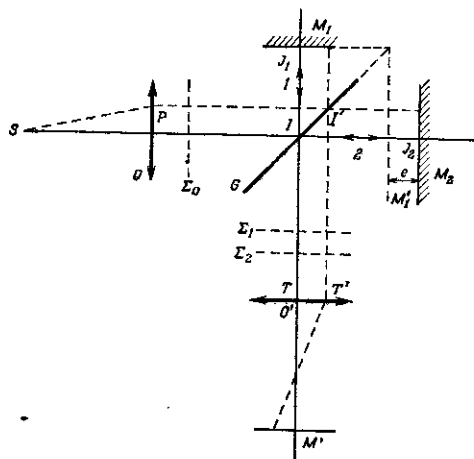
фотоумножитель и т. д.) независимо от способа наблюдения нечувствителен к изменениям фазы, изображение B' будет казаться однородным.

§ 2. МОЖНО ЛИ ОБНАРУЖИТЬ ИЗМЕНЕНИЕ ФАЗЫ ВОЛНЫ, ПРОШЕДШЕЙ СКВОЗЬ ПРОЗРАЧНЫЙ ОБЪЕКТ? ¹⁾

Уже очень давно научились регистрировать и делать видимыми изменения фазы световой волны, прошедшей, например, сквозь прозрачную стеклянную пластинку, показатель преломления которой или толщина различны в разных точках. Мы укажем два наиболее важных метода: интерференционный метод и метод фазового контраста.

Рассмотрим интерферометр Майкельсона (фиг. 1.4). Он состоит из полупрозрачной пластинки G , наклоненной под углом 45° к падающему световому пучку, и двух плоских зеркал M_1 и M_2 . Установим зеркала M_1 и M_2 таким образом, чтобы они были перпендикулярны друг другу и составляли угол 45° с пластинкой G . Источником света в интерферометре Майкельсона служит точечный источник S , помещенный в фокусе объектива O . Источник S дает монохроматический свет с длиной волны λ . Для простоты рассмотрим только луч, распространяющийся вдоль оптической оси объектива O и перпендикулярный M_2 . В точке I этот луч разделяется на два луча. Один из них отражается сначала от G , затем от M_1 и, пройдя сквозь G в точке I , распространяется вдоль IT . Это путь 1. Другой луч, пройдя сквозь G в точке I , отражается сначала от M_2 , затем в точке I от G и распространяется в дальнейшем опять-таки вдоль IT . Это путь 2. Таким об-

разом, плоская волна Σ_0 , полученная на выходе объектива O , разделяется в точке I пластинки G на две плоские волны. Одна из этих волн, Σ_1 , проходит путь 1,



Фиг. 1.4. Принцип устройства интерферометра Майкельсона.

другая Σ_2 — путь 2. Если зеркала M_1 и M_2 симметричны относительно G , то Σ_1 и Σ_2 совпадают. Если же зеркало M_2 находится на расстоянии e от плоскости M'_1 , симметричной плоскости зеркала M_1 , то фронт волны Σ_2 отстает от Σ_1 на $2e$. Разность хода лучей, прошедших путь 1 и путь 2, равна $\delta = 2e$.

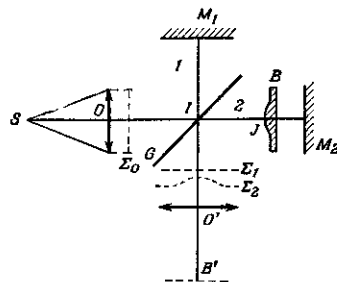
Волны Σ_1 и Σ_2 будут интерферировать друг с другом. По элементарным законам интерференции ин-

¹⁾ См. [348, 12*].

тенсивность в произвольной точке IT пропорциональна $\cos^2(\pi\delta/\lambda)$. Такие же результаты получаются для любого другого луча PI' . В точке I' этот луч разделяется на два луча. После того как один из них пройдет путь типа 1, а другой — путь типа 2, оба они распространяются вдоль $I'T'$. Разность их хода также равна $\delta - 2e$. Какой бы участок зеркала M_1 или M_2 мы ни рассматривали, разность хода лучей будет постоянной. С помощью объектива O' построим изображение M' зеркала M_1 (или M_2). Пусть, как обычно, расстояние e очень мало, и можно считать, что изображения M_1 и M_2 практически совпадают в плоскости изображения M' . Так как разность хода δ остается постоянной для всех лучей, освещенность во всех точках изображения M' одинакова и пропорциональна $\cos^2(\pi\delta/\lambda)$. Имеем изображение с постоянной освещенностью. Перемещая зеркало M_1 (или M_2) параллельно самому себе, мы изменяем разность хода δ , или, иначе говоря, освещенность изображения M' . Но при каждом заданном значении δ освещенность одинакова во всех точках M' . Другими словами, мы имеем однородное изображение, во всех точках которого интенсивность изменяется при изменении расстояния e одновременно и одинаковым образом.

Поместим теперь в интерферометр какой-нибудь объект, воздействующий на фазу волны. Пусть это будет, например, прозрачная стеклянная пластинка B с постоянным показателем преломления, но переменной толщины. Объект B может быть расположен на пути лучей 1 или 2. В случае, изображенном на фиг. 1.5, он помещен между G и M_2 . Волна Σ_1 проходит путь 1. Волна Σ_2 , распространяясь по пути 2, дважды проходит сквозь объект B . Фазовый объект B деформирует фронт волны Σ_2 , как мы показали это в § 1.

Рассмотрим, например, луч SO , распространяющийся вдоль оптической оси объектива O . Пусть этот луч проходит сквозь объект B в точке J . Толщина объекта B в этой точке равна e . Если зеркала M_1 и M_2



Фиг. 1.5. Наблюдение изменения фазы волны при ее прохождении сквозь фазовый объект B , помещенный в интерферометр Майкельсона.

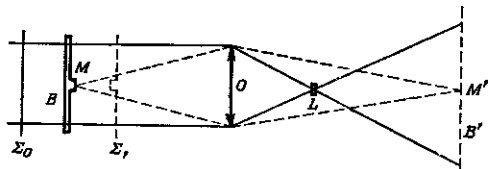
расположены симметрично относительно G , то разность хода лучей, проходящих пути 1 и 2, равна

$$\delta = 2(n-1)e. \quad (1.1a)$$

Множитель 2 появляется из-за того, что луч типа 2 проходит сквозь объект B дважды. Разность хода δ и соответствующее ей расстояние между фронтами волн Σ_1 и Σ_2 зависят от того, сквозь какой участок объекта B проходят лучи, распространяющиеся вдоль пути 2. Интенсивность в разных точках B' — изображения объекта B , полученного с помощью объектива O' , — изменяется пропорционально $\cos^2(\pi\delta/\lambda)$. Изменение

фазы волны Σ_2 , возникшее в результате ее взаимодействия с объектом B , становится видимым.

Другой метод, позволяющий преобразовать изменение фазы в изменение интенсивности, это метод фазового контраста. Напомним его вкратце (фиг. 1.6).



Фиг. 1.6. Визуализация изменений фазы волны при ее прохождении сквозь фазовый объект B методом фазового контраста.

Фазовый объект B представляет собой плоскопараллельную пластинку с небольшим выступом M . Свет, рассеянный на неоднородности M , пройдя сквозь объектив O , собирается на участке M' изображения B' . Так как объект B абсолютно прозрачен, освещенность его изображения B' всюду одинакова. Изображение участка M не отличается от изображения других точек B . Для того чтобы сделать его видимым, необходимо преобразовать изменение фазы, возникающее при прохождении световой волны сквозь M , в изменение интенсивности на изображении M' . Для этого помещают фазовую пластинку L достаточно малого диаметра в фокусе объектива O , там, где находится изображение точечного источника. Пучок света, падающий параллельно оптической оси системы, проходит сквозь фазовую пластинку L , тогда как свет,

дифрагированный неоднородностью M , почти полностью минует ее.

Пусть t — амплитуда дифрагированной волны, а b — амплитуда волны, прошедшей по первоначальному направлению. Предположим, что оптическая толщина выступа M мала. Тогда отклоняется от первоначального направления лишь небольшая часть падающего света, и амплитуда t мала по сравнению с b . Допустим, что величина t^2 пренебрежимо мала.

Из теории следует, что при малой оптической толщине неоднородности M для лучей, прошедших сквозь объект B параллельно оптической оси системы, присутствие M несущественно. Структура изображения B' , следовательно, такова:

а) равномерный фон, создаваемый параллельным световым лучом;

б) участок M' , на котором сфокусирован свет, рассеянный выступом M .

Из теории также следует, что фаза волны, дифрагированной выступом M , сдвинута на 90° относительно фазы волны, прошедшей сквозь B без изменения направления.

По элементарным законам интерференции в отсутствие фазовой пластинки складываются интенсивности волны, дифрагированной выступом M , и волны, прошедшей без отклонения. Таким образом, интенсивность в точке M' равна $t^2 + b^2$, т. е. практически совпадает с b^2 , так как величина t^2 пренебрежимо мала. На других участках изображения B' интенсивность также равна b^2 , т. е. изображение M' фазового объекта M остается невидимым.

Если подобрать толщину фазовой пластинки L так, чтобы фазы волны, прошедшей без отклонения, и волны, отклоненной выступом M , совпали, то интен-

сивность на участке M' будет равна квадрату суммы амплитуд $(m+b)^2$, а не сумме квадратов амплитуд, как раньше. Если снова пренебречь величиной m^2 , то получим

$$(m+b)^2 \approx b^2 + 2mb, \quad (1.2)$$

т.е. интенсивность света в M' будет отличаться от интенсивности в остальных точках изображения B' . Изображение M' фазового объекта M становится видимым. С помощью фазовой пластинки I , изменив фазу на неоднородности M мы преобразуем в изменение интенсивности на участке M' .

В интерференционном методе (фиг. 1.5) можно обнаружить изменение фазы, заставив интерферировать невозмущенную волну Σ_1 с волной Σ_2 , прошедшей сквозь объект B . При этом говорят, что волна Σ_1 создает *когерентный фон*.

Точно так же в методе фазового контраста (фиг. 1.6) изменение фазы на неоднородности M становится видимым за счет интерференции волны, прошедшей сквозь фазовую пластинку, с волной, дифрагированной участком M . Волна, падающая на B' через фазовую пластинку, также образует *когерентный фон*. Из всего сказанного можно сделать следующий важный вывод: *наблюдать изменение фазы волны можно только в результате интерференции данной волны с другой, когерентной ей волной.*

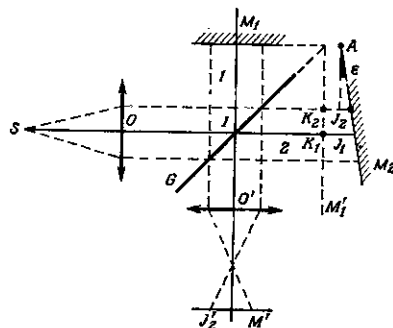
§ 3. ПРОСТРАНСТВЕННАЯ КОГЕРЕНТНОСТЬ ¹⁾

В предыдущих опытах мы рассматривали точечный монохроматический источник. Очевидно, что в действительности не существует ни точечных, ни моно-

¹⁾ См. [14, 15*].

хроматических источников, и эти понятия необходимо уточнить.

Вернемся к интерферометру Майкельсона (фиг. 1.7), освещенному идеальным источником S , точечным и монохроматическим. Повернем зеркало M_2 так, чтобы оно составляло очень малый угол ε с плоскостью M' , (плоскость M' , симметрична плоскости M_1).



Фиг. 1.7. Наблюдение линий равной толщины воздушного клина ε в интерферометре Майкельсона.

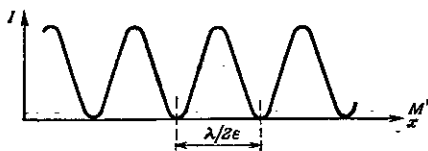
Предположим, что изображенные на фиг. 1.7 плоские зеркала M_1 и M_2 перпендикулярны плоскости чертежа.

Рассмотрим луч SO , распространяющийся вдоль оптической оси объектива O . Он отражается в точке J_1 от зеркала M_2 и пересекает плоскость M' в точке K_1 . Так как угол ε очень мал, можно принять, что луч, отраженный в точке J_1 , практически совпадает

с падающим. Следовательно, разность хода луча, который отражается в точке J_1 , и соответствующего луча, который проходит путь l , равна $\delta = 2\overline{K_1J_1}$. Разность хода для луча, отразившегося в точке J_2 , и соответствующего луча, прошедшего по пути l , равна $\delta = 2\overline{K_2J_2}$. Если $\overline{K_2J_2} = e$, то разность хода δ равна $2e$. Построим с помощью объектива O' изображение M' зеркала M_2 (или M_1). Предположим, что у обоих зеркал одинаковый коэффициент отражения. Интенсивность I в точке изображения J'_2 , соответствующей точке J_2 , с точностью до постоянного множителя, выражается следующим образом:

$$I = \cos^2 \frac{\pi \delta}{\lambda} = \cos^2 \frac{2\pi e}{\lambda}. \quad (1.3)$$

Вдоль M' в направлении, параллельном плоскости чертежа, интенсивность меняется как $\cos^2$ (фиг. 1.8).



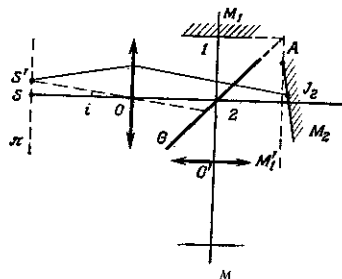
Фиг. 1.8. Структура линий равной толщины воздушного клина e при нормальном падении света.

Интенсивность, разумеется, не меняется в направлении, перпендикулярном плоскости чертежа, так как величина $\overline{K_2J_2}$ в этом направлении всюду имеет постоянное значение. Мы имеем, следовательно, систему интерференционных полос. В плоскости, перпендику-

лярной фиг. 1.7, закон изменения интенсивности полос дается формулой (1.3) и представлен графически на фиг. 1.8.

Выбрав точку A в качестве начала отсчета, положим $J_2A = x$. Тогда $e \approx ex$, и из формулы (1.3) следует, что расстояние между двумя соседними максимумами (или минимумами) равно $\lambda/2e$. Все происходит так, как если бы световые лучи отражались от плоскостей M'_1 и M_2 , т. е. от воздушного клина с углом при вершине e .

Что будет с этими интерференционными полосами, если точечный источник поместить не в S , а в S'



Фиг. 1.9. Наклонное падение лучей точечного источника S' на интерферометр Майкельсона.

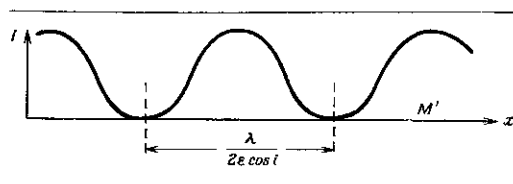
(фиг. 1.9)? Луч, приходящий из S' в J_2 , падает на плоскость M'_1 под углом i . Элементарный расчет показывает, что разность хода будет теперь не $\delta = 2e$, а $\delta' = 2e \cos i$. Разность хода уменьшается, и выражение для интенсивности в плоскости изображения M'

принимает вид

$$I = \cos^2 \left(\frac{\pi \delta}{\lambda} \right) = \cos^2 \left(\frac{2\pi e \cos i}{\lambda} \right). \quad (1.4)$$

Источник S' дает систему интерференционных полос, аналогичную той, которую дает источник S , но с большим расстоянием между полосами. Действительно, из формулы (1.4) видно, что (фиг. 1.10)

$$\frac{\lambda}{2e \cos i} > \frac{\lambda}{2e}.$$



Ф и г. 1.10. Структура линий равной толщины воздушного клина в при падении светового пучка под углом i .

Пусть источники S и S' включены одновременно. Это два независимых (некогерентных) источника. При нахождении результирующей освещенности, создаваемой этими источниками в плоскости M' , необходимо суммировать интенсивности световых колебаний, испускаемых обоими источниками. Распределения интенсивностей в плоскости M' представлены на фиг. 1.8 и 1.10. Так как расстояние между интерференционными полосами, создаваемыми источниками S и S' , неодинаково, максимумы и минимумы двух интерференционных картин не совпадают друг с другом, т. е. интерференционная картина при включении двух источников оказывается менее четкой, чем при включении лишь одного из них.

Рассмотрим протяженный источник, расположен-

ный в плоскости π и состоящий из большого количества точечных источников, подобных S и S' (фиг. 1.9). Такими источниками могут быть атомы источника конечных размеров. Если его размеры достаточно малы, то для всех атомов источника $\cos i \approx 1$. Тогда формула (1.4) не отличается от формулы (1.3). Все атомы источника дают одну и ту же систему интерференционных полос. Общая картина имеет такой же вид, как и картина для отдельного атома, но гораздо ярче. Полосы в плоскости M' будут совершенно четкими. В таком случае говорят, что источник *пространственно когерентен*. При увеличении диаметра источника, начиная с некоторого момента, нельзя утверждать, что $\cos i = 1$ и что все атомы дают совершенно одинаковые интерференционные картины. Полосы становятся более размытыми, картина менее четкой. В таком случае говорят, что источник *частично пространственно когерентен*. При дальнейшем увеличении диаметра источника получим в конце концов очень большое число совершенно разных интерференционных картин. Общая картина станет полностью размытой, полосы исчезнут, а изображение M' будет однородным. Источник становится *пространственно некогерентным*.

Итак, когерентность монохроматического источника зависит от его размеров.

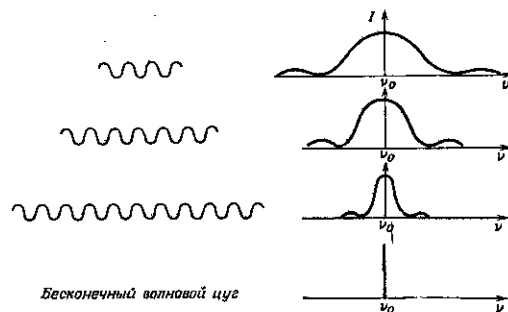
Источник называется *когерентным*, если его протяженность так мала, что создаваемая им интерференционная картина совершенно четкая.

При увеличении размеров источника полосы видны менее отчетливо, источник становится *частично когерентным*.

Наконец, когда размеры источника так велики, что полосы становятся неразличимыми, источник оказывается *некогерентным*.

§ 4. ВРЕМЕННАЯ КОГЕРЕНТНОСТЬ¹⁾

Согласно электромагнитной теории, колебания, испускаемые атомами светового источника, не продолжаются неограниченно во времени. Атомы излучают «цуги» волн, причем длина волнового цуга и

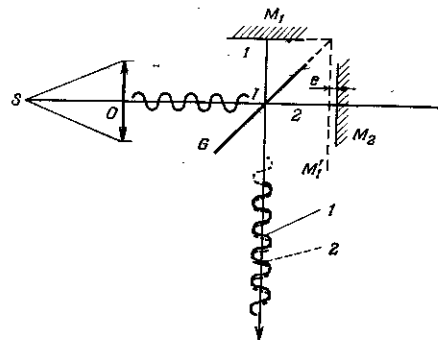


Ф и г. 1.11. Связь между длиной цуга волн и спектральным составом излучения.

спектральный состав излучаемого света связаны между собой. Чем длиннее волновой цуг, тем уже спектр (фиг. 1.11). Цуги волн изображают в виде отрезков синусоид. Кривые в правой части фиг. 1.11 дают спектральный состав различных цугов волн; ν_0 — средняя частота испускаемого света. В предельном случае бесконечный волновой цуг дал бы нам монохроматическое излучение с частотой ν_0 .

¹⁾ См. [14, 13*].

Рассмотрим интерферометр Майкельсона (фиг. 1.12), освещенный настолько малым источником, что его можно считать *пространственно когерентным*. Источник S излучает *цеомонохроматический свет*, изображенный на фиг. 1.12 в виде волнового цуга между

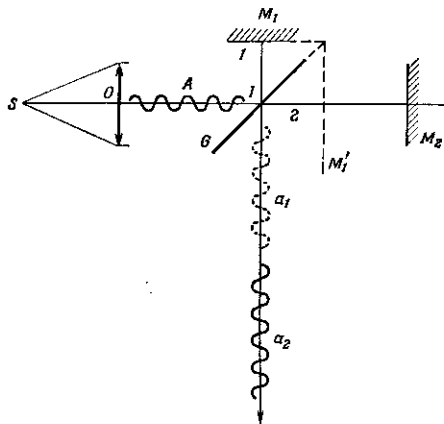


Ф и г. 1.12. Если разность хода $\delta = 2e$ меньше, чем длина цугов волн, испускаемых источником S , то два цуга, прошедшие пути 1 и 2, перекрываются.

Можно наблюдать интерференционную картину.

точками O и I . В точке O он разделяется на два волновых цуга, один из которых проходит путь 1, а другой — путь 2. Если зеркало M_2 занимает такое положение, как на фиг. 1.12, то цуг волн, следующий по пути 2, проходит несколько большее расстояние, чем цуг волн, следующий по пути 1. На выходе интерферометра цуг волн, прошедший путь 1, изображен сплошной линией, а прошедший путь 2 — пунктир-

ной. Один пуг волн отстает от другого на $\delta = 2e$, где δ — разность хода, вносимая интерферометром. Если δ намного меньше, чем длина каждого из пугов волн, то они практически совпадают друг с другом и

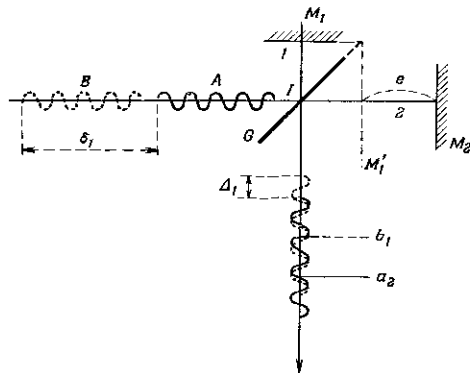


Ф и г. 1.13. Если разность хода $\delta = 2e$ больше, чем длина волновых пугов, то два пуга, прошедшие пути 1 и 2, не перекрываются. Интерференционную картину наблюдать нельзя.

могут интерферировать. Интерференционные полосы очень четкие, и в таком случае говорят, что существует *временная когерентность*.

Будем увеличивать разность хода, удаляя M_2 от плоскости M_1' . Два волновых пуга на выходе интерферометра будут перекрываться все меньше и меньше, вследствие чего интерференционные полосы будут становиться все менее четкими.

На фиг. 1.13 изображен момент, когда разность хода $\delta = 2e$ стала больше длины самих волновых пугов. На выходе интерферометра два пуга волн a_1 и a_2 , образовавшиеся из одного и того же исходного пуга



Ф и г. 1.14. Два пуга волн, перекрывающиеся на выходе интерферометра, образовались из двух разных исходных волновых пакетов.

волн A , больше не перекрываются. Следовательно, они не могут интерферировать. Тем не менее на выходе интерферометра могут перекрывать друг друга пуги волн, которые образовались из разных исходных пугов. Это показано на фиг. 1.14. Два пуга волн A и B были испущены источником в разные моменты времени, причем B отстает от A в пространстве на δ_1 . Пусть разность хода $\delta = 2e$, вносимая интерферометром, такова, что два волновых пуга

a_1 и a_2 (a_1 не показан), образовавшихся из A , не перекрываются. Волновые пути b_1 и b_2 (b_2 не показан), образовавшиеся из B , тоже не перекрываются. Однако легко может оказаться, что путь волн b_1 , который проходит в интерферометре менее длинный путь (путь 1), перекрывает путь волн a_2 , проходящий более длинный путь 2. Разность хода $\delta = 2e$, вносимая интерферометром, может компенсировать первоначальное отставание (δ_1) пути B от пути A . Разность хода Δ_1 двух путей волн a_1 и b_2 на выходе интерферометра равна

$$\Delta_1 = \delta_1 - \delta = \delta_1 - 2e. \quad (1.5)$$

Если бы мы имели возможность произвести наблюдение за время, равное продолжительности этих волновых путей, мы могли бы наблюдать интерференционную картину, поскольку пути волн перекрываются. В действительности это невозможно, так как время испускания света волн обычным источником очень мало, и за время, необходимое для наблюдения, приемник воспринимает огромное количество волн. Что происходит в этом случае? Так как излучение волнового пучка атомом — явление случайное, разности хода исходных путей волн δ_1 , δ_2 , δ_3 и т. д. меняются во времени совершенно произвольным образом. Точно так же разности хода волновых путей на выходе интерферометра Δ_1 , Δ_2 , Δ_3 и т. д. принимают произвольные значения. За время наблюдения получается огромное количество мгновенных интерференционных картин, накладываются друг на друга. Различить их невозможно, и тогда говорят, что существует *временная некогерентность*. Длина волновых путей называется *длиной когерентности*. Если τ — продолжительность каждого пути волн, а c — скорость света, то

длина когерентности l равна $c\tau$. Время τ называется *временем когерентности*.

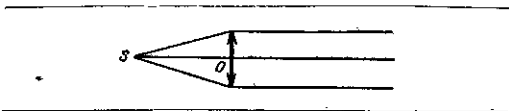
Из вышеизложенного можно сделать следующие выводы:

а) для наблюдения интерференционной картины с помощью обычного источника света необходимо, чтобы разность хода, вносимая интерферометром, была меньше длины когерентности источника;

б) интерференционная картина тем отчетливее, чем меньше разность хода по сравнению с длиной когерентности.

§ 5. КОГЕРЕНТНОСТЬ ЛАЗЕРОВ

Лазеры представляют собой источники света, замечательные с точки зрения пространственной и временной когерентности. Что касается пространствен-



Фиг. 1.15. Пространственно когерентный пучок, создаваемый точечным источником, помещенным в фокусе объектива.

ной когерентности, то луч, выходящий из лазера, ведет себя как луч, испускаемый интенсивным и очень маленьким источником S , помещенным в фокусе объектива O , апертура которого очень велика (фиг. 1.15). Лазер сочетает пространственную когерентность с большой интенсивностью излучения. Кроме того, длина волновых путей лазера заметно больше, чем у обычных источников. Следовательно, лазер обладает большой временной когерентностью.

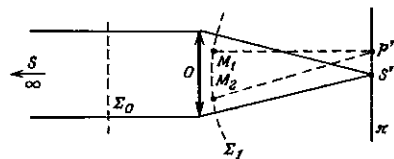
Если мы в схеме, изображенной на фиг. 1.14, возьмем в качестве источника лазер, то получим возможность наблюдать интерференционную картину даже тогда, когда разность хода волновых пучков больше, чем длина когерентности. Действительно, время когерентности лазера может быть достаточно большим, т. е. можно успеть рассмотреть интерференционную картину за время существования одного пучка волн. Так как два пучка волн A и B (фиг. 1.14) излучаются в разные моменты времени, несущественно, испускает их один или два разных атома. Это означает, что можно наблюдать интерференционную картину, создаваемую двумя разными источниками, лишь бы это были два лазера. Это практически невозможно осуществить с обычными источниками света.

§ 6. ДИФРАКЦИЯ НА БЕСКОНЕЧНОСТИ И НА КОНЕЧНОМ РАССТОЯНИИ¹⁾

Пусть на идеальный объектив O падает параллельный пучок лучей, приходящий от точечного монохроматического источника S , расположенного на бесконечности (слева на фиг. 1.16). Плоская падающая волна Σ_0 преобразуется в сферическую волну Σ_1 , центр которой S' представляет собой геометрическое изображение бесконечно удаленного точечного источника. Изображение S' точечного источника S не является геометрической точкой, его структуру определяет явление дифракции.

По принципу Гюйгенса — Френеля каждая точка M_1 поверхности волнового фронта Σ_1 может рассматриваться как вторичный источник, излучающий «дифрагированные колебания». Разные точки одного

и того же волнового фронта Σ_1 ведут себя как когерентные синхронные вибраторы, и испускаемые ими волны могут интерферировать. В некоторую точку P' плоскости π , проходящей через геометрическое изображение S' источника, придут колебания, дифрагированные всеми точками волновой поверхности Σ_1 .



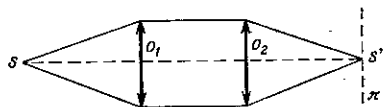
Фиг. 1.16. Произвольные точки M_1 и M_2 поверхности волнового фронта Σ_1 ведут себя как источники, излучающие в фазе.

На фиг. 1.16 показаны два луча, дифрагированных точками M_1 и M_2 . Интенсивность света в P' представляет собой результат интерференции колебаний, дифрагированных всеми точками волновой поверхности Σ_1 . Рассчитав освещенность в различных точках плоскости π в окрестности S' , мы можем получить структуру изображения точечного источника S . Это небольшое световое пятно, представляющее собой изображение источника S , называют *дифракционной картиной*. Ее вид зависит от формы оправы объектива O . Исследовать структуру этой дифракционной картины — значит изучить явление дифракции в параллельных лучах, или дифракцию Фраунгофера.

Можно поставить эксперимент так, как показано на фиг. 1.17. Источник S помещен в фокусе объектива O_1 , а объектив O_2 освещен параллельным пучком света,

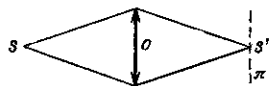
¹⁾ См. [14, 107, 208].

как и объектив O на фиг. 1.16. Дифракционная картина S' характеризует форму оправы объектива O_2 , если его поверхность полностью покрыта падающим пучком.



Ф и г. 1.17. Изображение S' точечного источника S представляет собой картину дифракции Фраунгофера.

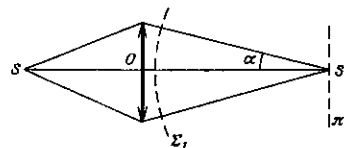
Можно заменить объективы O_1 и O_2 на фиг. 1.17 одним, как показано на фиг. 1.18. Изображение S' источника S представляет собой картину дифракции,



Ф и г. 1.18. Изображение S' точечного источника S также определяется явлением дифракции Фраунгофера (дифракция в параллельных лучах).

характерную для формы оправы объектива O . Вообще изображение точечного источника, даваемое оптическим прибором, называют дифракционной картиной в параллельных лучах или фраунгоферовой дифракционной картиной. Взяв поверхность волнового фронта за исходную (фиг. 1.19), можно, применяя принцип Гюйгенса — Френеля, рассчитать структуру диф-

ракционной картины изображения точечного источника S . Если рассматривать слабо сходящийся пучок (α мало), то можно показать, что принцип Гюйгенса — Френеля идентичен тому, что в математике называют

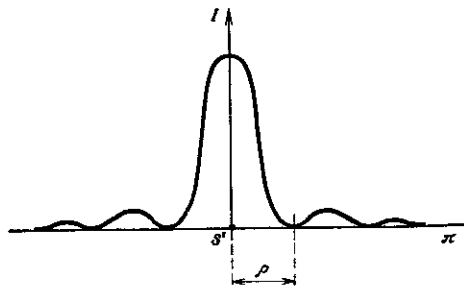


Ф и г. 1.19. Распределение амплитуд на изображении S' , являющееся результатом дифракции, представляет собой преобразование Фурье распределения амплитуд на поверхности Σ_1 .

преобразованием Фурье. Следовательно, мы можем называть дифракционную картину S' преобразованием Фурье распределения амплитуд и фаз на поверхности фронта волны Σ_1 . Соответственно можно рассчитать распределение амплитуд и фаз на поверхности волнового фронта Σ_1 , если известно распределение амплитуд и фаз на дифракционной картине S' . Распределение амплитуд и фаз на поверхности волнового фронта является обратным преобразованием Фурье распределения амплитуд и фаз в плоскости дифракционной картины.

Предположим, например, что объектив O круглый. Дифракционная картина будет иметь круговую симметрию. Ее структура иллюстрируется графически на фиг. 1.20. Светящееся пятно в центре картины окружено системой темных и светлых колец. Освещенность светлых колец убывает по мере удаления от геометрического центра S' дифракционной картины. Так как

интенсивность колец очень мала по сравнению с интенсивностью центрального пятна, последнее, собственно говоря, и играет роль изображения точечного источника. Если угловая апертура объектива O равна



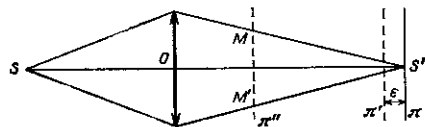
Фиг. 1.20. Профиль диска Эйри.

2α , то радиус ρ центрального пятна дифракционной картины находится по формуле

$$\rho = \frac{1,22\lambda}{2\alpha}, \quad (1.6)$$

где λ — длина волны света, испускаемого источником S . Например, для объектива с апертурой $2\alpha = 1/4$ и длины волны $\lambda = 0,6$ мкм (желтый свет) получим $\rho = 3$ мкм. Если увеличить диаметр объектива, не изменяя расстояния OS' , апертура 2α увеличится, а диаметр дифракционного пятна уменьшится. Если, наоборот, уменьшить диаметр объектива O , не изменяя OS' , то апертура 2α уменьшится, а диаметр пятна увеличится. Образованную точечным источником диф-

ракционную картину от идеального оптического прибора (фиг. 1.20) часто называют *дискон Эйри*. Вместо того чтобы рассматривать дифракционную картину в плоскости π , проходящей через геометрическое изображение источника S' (фиг. 1.21), можно изучать ее в плоскости π' , очень близкой к π , в которой изображение источника немного расфокусировано. До тех пор пока расстояние ε между этими плоскостями мало, исследуемое явление можно по-прежнему считать дифракцией Фраунгофера

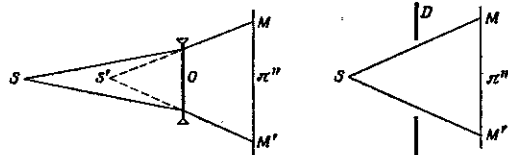


Фиг. 1.21. Если плоскость π' находится очень близко от плоскости π , в которой сфокусировано изображение, то результат дифракции в плоскости π' следует по-прежнему считать картиной дифракции Фраунгофера.

В плоскости π' наблюдается дифракция Френеля.

(дифракция в параллельных лучах), но если рассматривать дифракционную картину в плоскости π' , удаленной от плоскости π , то это уже не так. Практически дифракционная картина наблюдается только по краям M и M' пучка, т. е. у границ геометрической тени. Так как плоскость π' находится далеко от изображения S' , это все равно, что наблюдать дифракционную картину мнимого изображения (фиг. 1.22). Можно даже убрать линзу (фиг. 1.23), заменив ее экраном D , ограничивающим пучок. Мы рассматриваем в этом случае *дифракцию на конечном*

расстоянии, или дифракцию Френеля. Явления этого класса можно наблюдать с помощью схемы, изображенной на фиг. 1.23. Для этого поместим экран D ,



Ф и г. 1.22. В плоскости π'' наблюдается дифракция Френеля.

Ф и г. 1.23. Экран, помещенный между точечным источником S и плоскостью наблюдения π'' , позволяет наблюдать дифракцию Френеля.

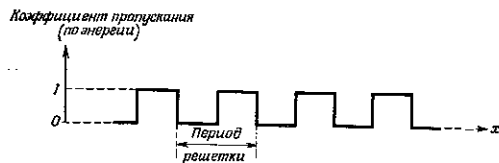
на котором мы хотим наблюдать дифракцию Френеля, между источником S и экраном наблюдения π'' .

Как и в случае дифракции Фраунгофера, здесь тоже существует математическое выражение, называемое *преобразованием Френеля*, которое позволяет рассчитать амплитуду и фазу волны в плоскости π'' , если они известны в плоскости экрана D . С помощью обратного преобразования можно вычислить амплитуду и фазу в плоскости D , если они известны в плоскости π'' .

§ 7. ДИФРАКЦИЯ НА АМПЛИТУДНОЙ РЕШЕТКЕ

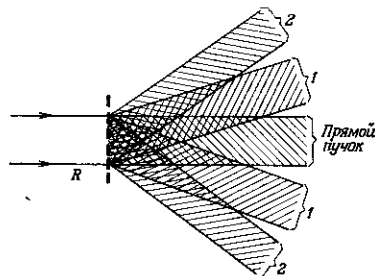
Плоской дифракционной решеткой называют экран с большим количеством тонких параллельных щелей, расположенных в одной плоскости. Щели имеют

одинаковую ширину и равные расстояния между ними. Решетка такого типа называется прозрачной *амплитудной решеткой*. Расстояние между двумя соот-



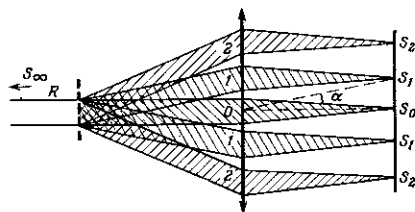
Ф и г. 1.24. Профиль двумерной решетки.

ветственными точками соседних щелей называется *периодом* или *шагом* решетки. Изменение коэффициента пропускания по энергии вдоль решетки показано графически на фиг. 1.24.



Ф и г. 1.25. Дифракция на решетке.

Рассмотрим решетку R , освещенную параллельным монохроматическим пучком света с длиной волны λ , нормальным к плоскости решетки (фиг. 1.25). В результате дифракции решетка R посылает пучки света в разных направлениях, как показано на фиг. 1.25. Прежде всего это прямой пучок, который проходит



Ф и г. 1.26. Наблюдение максимумов решетки в фокусе объектива O .

так, как если бы решетки не было. Затем следуют два дифрагированных пучка 1 , симметричных относительно прямого, за ними — два дифрагированных пучка 2 , тоже симметричных относительно прямого пучка, но более отклоненных от него, и т. д. Каждый дифрагированный пучок света будет, как и падающий пучок, параллельным. Можно собрать дифрагированные пучки в фокальной плоскости объектива O (фиг. 1.26). Эти пучки дают разные изображения точечного источника — объекта S . Пятно S_0 есть прямое изображение или максимум нулевого порядка; два изображения S_1 , расположенные по бокам от изображения S_0 , называются максимумами первого порядка, изображения S_2 — максимумами второго по-

рядка и т. д. Изображение S_0 наиболее интенсивное; интенсивность изображений S_1 , S_2 и т. д. убывает по мере того, как увеличивается их порядок. Чтобы определить положения S_1 , S_2 и т. д., достаточно применить элементарные законы геометрической оптики. Направление $\overline{OS}_1$ составляет с $\overline{OS}_0$ угол, равный углу между прямым пучком лучей и одним из двух дифрагированных пучков 1 до их прохождения сквозь объектив O .

Из теории дифракционных решеток следует, что угол α , определяющий положение максимума порядка p , равен

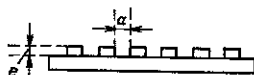
$$a \sin \alpha = p \frac{\lambda}{a}, \quad (1.7)$$

где a — период решетки (предполагается, что угол α мал).

Для решетки, содержащей 100 шелей на миллиметр, $a = 1/100$ мм, так что максимум первого порядка расположен под углом $\alpha \approx 3^\circ$, если $\lambda = 0,6$ мкм.

§ 8. ДИФРАКЦИЯ НА ФАЗОВОЙ РЕШЕТКЕ

Рассмотрим решетку в виде плоскопараллельной пластины, на которой имеется ряд небольших прямоугольных прозрачных выступов, параллельных друг другу и разделенных воздушными промежутками

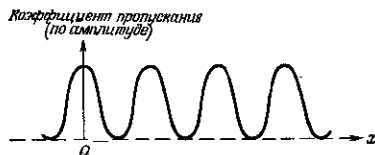


Ф и г. 1.27. Фазовая решетка.

(фиг. 1.27). Выступы, которых может быть очень много, имеют показатель преломления n и толщину e . Их длина гораздо больше ширины. Заменим решетку на фиг. 1.25 решеткой, изображенной на фиг. 1.27. Она называется *фазовой решеткой*. Мы будем наблюдать явление, аналогичное предыдущему. Фокусируя дифрагированный пучок с помощью объектива, как показано на фиг. 1.26, мы увидим прямое изображение S_0 и ряд максимумов S_1, S_2 и т. д., положение которых по-прежнему определяется формулой (1.7). Но интенсивность прямого изображения S_0 и максимумов S_1, S_2 и т. д. зависит от оптической толщины прозрачных выступов. Интенсивности максимумов тем меньше, по сравнению с интенсивностью прямого изображения S_0 , чем меньше оптическая толщина ne прозрачных выступов. Очевидно, что в пределе, когда $e=0$, получим только прямой пучок.

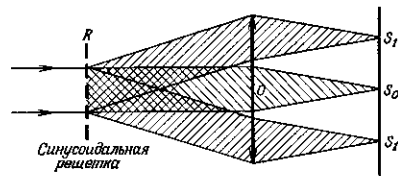
§ 9. ДИФРАКЦИЯ НА СИНУСОИДАЛЬНОЙ РЕШЕТКЕ

Представим себе решетку, прозрачность которой по амплитуде меняется с координатой x как $\cos^2 x$ (фиг. 1.28). Назовем такую решетку *синусоидальной*. Опыт показывает, что при дифракции на такой решетке



Фиг. 1.28. Коэффициент пропускания синусоидальной решетки по амплитуде.

образуются, помимо прямого изображения S_0 , только максимумы первого порядка (фиг. 1.29). Этот результат легко получить, вычислив преобразование Фурье функции $\cos^2 x$, дающей распределение амплитуд. Это — дифракция в параллельных лучах на синусоидальной решетке. Надо отметить, что если изме-



Фиг. 1.29. Синусоидальная амплитудная решетка дает только центральное изображение и два максимума первого порядка.

нение прозрачности хоть немного отступает от закона $\cos^2 x$, то немедленно появляются и другие максимумы. Распределение интенсивности в этих максимумах можно исследовать, произведя гармонический анализ профиля решетки.

Можно заменить решетку, изменяющую амплитуду по закону $\cos^2 x$, на решетку, изменяющую фазу по тому же закону. Если вариации фазы малы, то в этом случае снова получим прямое изображение и два максимума по бокам от него.

§ 10. ФОТОГРАФИЯ АМПЛИТУДНОЙ СИНУСОИДАЛЬНОЙ РЕШЕТКИ

Рассмотрим решетку, коэффициент пропускания которой (по энергии) следует закону вида $\cos^2 x$.

Пусть для реализации эксперимента по схеме фиг. 1.29 мы сфотографировали эту решетку и получили негатив, прозрачность которого по *амплитуде* следовала бы закону $\cos^2 x$ (фиг. 1.28). Напомним несколько определений, касающихся фотоэмульсии. Пусть E — освещенность фотопластины в момент фотографирования. После проявления осветим полученный негатив. Пусть I_0 — интенсивность падающего света, а I — интенсивность света, прошедшего сквозь негатив. Коэффициентом пропускания негатива называют отношение

$$T = \frac{I}{I_0}. \quad (1.8)$$

Он всегда меньше единицы. Логарифм величины $1/T$ называют оптической плотностью D негатива или почернением:

$$D = \lg \frac{1}{T}. \quad (1.9)$$

Обозначая коэффициент пропускания по *амплитуде* символом t , получаем

$$T = t^2, \quad D = \lg \frac{1}{t^2}. \quad (1.10)$$

Если τ — время выдержки, на пластинку падает энергия $W = E\tau$ (экспозиция).

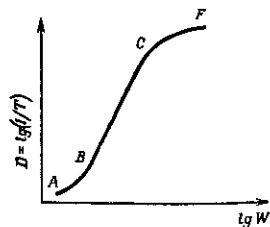
Кривой почернения, или характеристической кривой эмульсии, называют кривую, дающую изменение оптической плотности D (негатива) в зависимости от логарифма энергии W , падающей на пластинку (фиг. 1.30). Эта кривая имеет прямолинейный участок BC , соответствующий нормальной экспозиции, и два участка, AB и CF , соответствующие недодержке и передержке. Если γ — наклон прямолинейного участ-

ка, то на этом участке имеем

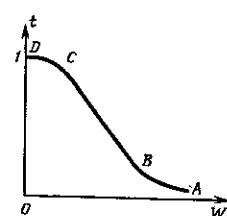
$$D = j + \gamma \lg \frac{W}{W_0}, \quad (1.11)$$

где j и W_0 — константы.

В данном случае нас интересует соотношение между *амплитудой* света, прошедшего сквозь негатив, и энергией W , падающей на пластинку. Кривая



Фиг. 1.30. Характеристическая кривая фотоэмульсии.

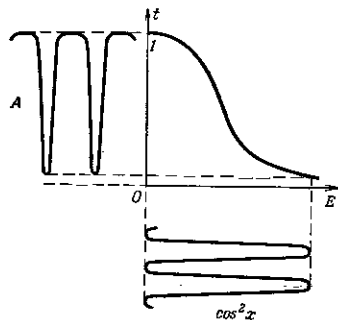


Фиг. 1.31. Кривая, связывающая амплитуду света, прошедшего сквозь негатив, с энергией, падающей на фотопластинку.

функции $t = f(W)$ представлена на фиг. 1.31. Она также имеет прямолинейный участок BC , который играет очень важную роль. Заметим, что прямолинейный участок кривой $t = f(W)$ соответствует участку недодержки AB на фиг. 1.30. Если время выдержки постоянно, то можно рассматривать зависимость амплитудного коэффициента пропускания только от освещенности, т. е. воспользоваться кривой $t = f(E)$.

Сделаем контактный фотоснимок синусоидальной решетки, коэффициент пропускания которой (по энер-

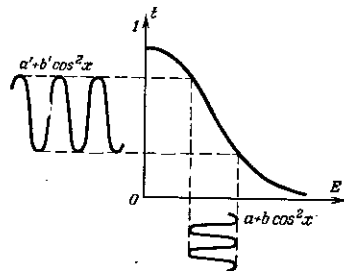
гия) следует закону $\cos^2 x$. Освещенность пластинки E изменяется по тому же закону. Зависимость амплитуды I света, прошедшего сквозь негатив, от E изображена на фиг. 1.32. Освещенность пластинки, ме-



Фиг. 1.32. Если изменения освещенности фотопластины очень велики, то закон изменения амплитуды света, прошедшего сквозь негатив, не воспроизводит закона изменения освещенности.

няющаяся как $\cos^2 x$, схематически представлена кривой, расположенной ниже оси E . Кривая A дает амплитуду света, прошедшего сквозь негатив. Можно видеть, что эта кривая не подчиняется закону $\cos^2 x$. Поэтому с помощью фотоснимка решетки мы не сможем получить прямое изображение только с двумя максимумами, как на фиг. 1.29, поскольку всякое отступление профиля амплитудного пропускания решетки от закона $\cos^2 x$ приводит к появлению дополнительных максимумов. Можно, тем не менее, добиться желаемого результата несколько иным способом.

Возьмем решетку, коэффициент пропускания которой по энергии изменяется как $a + b \cos^2 x$, где a и b — константы. Тогда освещенность фотопластины будет следовать закону $a' + b' \cos^2 x$. Нам нужно, чтобы амплитуда света, прошедшего сквозь негатив, следовала тому же закону. Пусть максимальное значение



Фиг. 1.33. Если изменения освещенности фотопластины велики, то распределение амплитуды света, прошедшего сквозь негатив, подчиняется тому же закону, что и освещенность.

амплитуды падающего на пластинку света есть $a + b$, причем ее минимальное значение a находится в пределах прямолинейного участка CB кривой $t = f(E)$ (фиг. 1.31). Тогда амплитуда света, прошедшего сквозь негатив, будет изменяться как $a' + b' \cos^2 x$, где a' и b' — константы (фиг. 1.33). По сравнению с решеткой, показанной на фиг. 1.28, эта решетка менее контрастна, так как ее пропускание нигде не равно нулю. Если осветить такую решетку параллельным пучком света, то получится прямое изображение, сопровождающееся только двумя максимумами. Этот

результат легко получить, выполнив преобразование Фурье распределения амплитуды $a' + b' \cos^2 x$.

§ 11. ОТБЕЛЕННЫЕ ФОТОГРАФИИ

Поместим негатив с изображением синусоидальной решетки в подходящий раствор. Металлическое серебро растворится, и толщина эмульсии в тех местах, где было металлическое серебро, уменьшится. Слой эмульсии будет тем тоньше, чем толще был слой металлического серебра, т. е. чем плотнее был негатив. Получаем таким образом настоящую фазовую решетку. Впадины и выступы эмульсии своим расположением и глубиной воспроизводят закон $a - b \cos^2 x$. Фотография называется отбеленной. Если изменения фазы малы, то при освещении ее параллельным пучком света, получится прямое изображение и два максимума*.

§ 12. ДИФРАКЦИЯ НА КРУГЛОЙ РЕШЕТКЕ. ФОТОГРАФИЯ КРУГЛОЙ РЕШЕТКИ

Рассмотрим круглую решетку, полученную следующим способом. Начертим на белой бумаге серию окружностей, радиусы которых меняются как квадратные корни из последовательных целых чисел. Зачерним через один интервалы между двумя окружностями, затем сфотографируем полученный чертеж (зонную решетку).

Кривая изменения коэффициента пропускания такой решетки (по энергии) приведена на фиг. 1.34. Осветим такую круглую решетку параллельным монохроматическим пучком света (фиг. 1.35). Будет на-

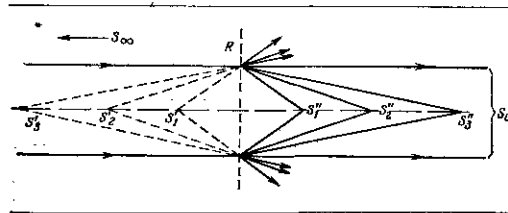
* Здесь и везде ниже звездочками отмечены места текста, к которым имеются примечания редактора перевода (см. стр. 188—194). — *Прим. ред.*

блюдаться следующее. Во-первых, через решетку R проходит прямой пучок S_0 . Кроме того, имеется ряд мнимых изображений S'_1, S'_2, S'_3 и т. д., точечного источника S , расположенного в бесконечности, и ряд



Фиг. 1.34. Профиль круглой решетки (решетка Сорэ, или зонная пластинка Френеля).

его действительных изображений S''_1, S''_2 и т. д. Все эти изображения расположены на оси решетки, как и сам источник S . Мы получили, таким образом,



Фиг. 1.35. Максимумы решетки Сорэ.

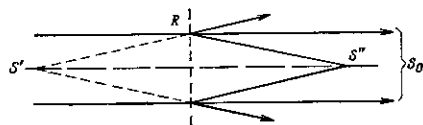
как бы линзу с множеством фокусов. Изображения S'_1 и S''_1, S'_2 и S''_2 , и т. д. играют ту же роль, что и максимумы на фиг. 1.26. Эти изображения, или мак-

симумы, используются в голографии, и, как мы увидим дальше, лучше уменьшить их число до минимума, т. е. до двух.



Фиг. 1.36. Профиль круглой синусоидальной решетки, коэффициент пропускания которой меняется как $\cos^2 x^2$.

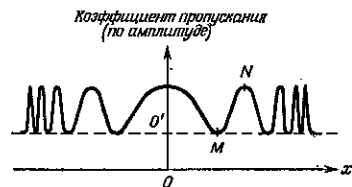
Рассмотрим теперь аналогичную решетку, в которой переход от минимума к максимуму происходит постепенно (фиг. 1.36). Коэффициент пропускания



Фиг. 1.37. Круглая синусоидальная решетка, коэффициент пропускания которой меняется как $\cos^2 x^2$, дает только прямой пучок и два максимума.

такой решетки может изменяться, например, как $\cos^2 x^2$. Решетка на фиг. 1.36 (синусоидальная зонная решетка) играет по отношению к решетке на фиг. 1.34 ту же роль, что решетка на фиг. 1.28 по отношению к

решетке на фиг. 1.24. Допустим, нам удалось сфотографировать решетку, изображенную на фиг. 1.36 так, чтобы изменение амплитуды света, прошедшего сквозь негатив, следовало закону $\cos^2 x^2$. Осветим фотографию параллельным пучком света. Вместо ряда изображений на оси решетки получим только два: одно мнимое S' и одно действительное S'' плюс прямой пучок S_0 (фиг. 1.37). В действительности, как можно понять из того, что говорилось выше, коэффициент пропускания негатива по амплитуде не следует



Фиг. 1.38. Профиль круглой синусоидальной решетки типа $a + b \cos^2 x^2$.

точно закону $\cos^2 x^2$. Кроме изображений S' и S'' , получим также другие, расположенные на оси решетки. Интенсивность и расположение этих изображений зависят от профиля пропускания полученной решетки.

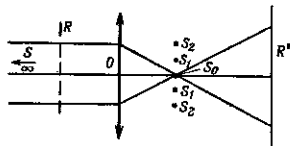
Чтобы получить только два изображения S' и S'' (фиг. 1.37), можно поступить, как раньше (§ 10). Сделаем решетку такого же профиля, как на фиг. 1.36, но менее контрастно (фиг. 1.38). Теперь минимумы M и максимумы N попадут на прямолинейный участок амплитудной кривой $I = I(E)$ фотоэмульсии, и

закон изменения амплитуды будет воспроизводиться точно. Если осветить фотографию решеткой фиг. 1.38 параллельным пучком света, то получится прямое изображение S_0 и только два изображения S' и S'' .

Можно отбелить фотографию и превратить амплитудную зонную решетку в фазовую.

§ 13. ФИЛЬТРАЦИЯ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ЧАСТОТ¹⁾

Рассмотрим в качестве объекта амплитудную решетку R (фиг. 1.39), аналогичную той, которая была описана в § 7 (щели, разделенные непрозрачными ин-



Фиг. 1.39. Схема оптической фильтрации.

тервалами). Решетка освещена монохроматическим параллельным пучком света, падающим нормально к плоскости решетки (освещение когерентно). Расстояние между решеткой R и объективом O таково, что объектив образует изображение R в плоскости R' . Для простоты на фиг. 1.39 показан только прямой пучок, который дает в S_0 прямое изображение точечного источника S , расположенного на бесконечности. Как было сказано в § 7, в фокальной плоскости объек-

тива O получаются прямое изображение S_0 и изображения S_1 , S_2 , S_3 и т. д. — теоретически бесконечное количество изображений, если профиль решетки таков, как на фиг. 1.24, и апертура объектива O бесконечна.

Можно сказать, что изображение R' образуется в результате интерференции волн, испускаемых S_0 и всеми максимумами S_1 , S_2 , S_3 и т. д., которые ведут себя как источники, освещающие плоскость R' . Поместим в фокальной плоскости объектива O экран с отверстием, которое пропускает только лучи, образующие прямое изображение (эксперимент Аббе). Тогда плоскость R' будет освещена равномерно, и изображения решетки не возникнет. Увеличим отверстие так, чтобы оно пропускало также пучки лучей, образующие два максимума S_1 , расположенные по бокам от S_2 . Тогда все сведется к случаю, описанному в § 9, и мы будем наблюдать изображение, подобное изображению синусоидальной решетки типа изображенной на фиг. 1.28. Если продолжать увеличивать отверстие в экране, то оно будет пропускать все больше максимумов и изображение будет все более походить на объект. В пределе (если объектив O имеет бесконечную апертуру) структура изображения будет идентична структуре объекта, изображенного на фиг. 1.24. Возьмем теперь экран, который задерживает максимумы S_1 , а пропускает только пучок S_0 и два максимума S_2 . Опять получим случай, описанный в § 9, с той лишь разницей, что максимумы S_2 будут более удалены друг от друга. Из формулы (1.7) следует, что это соответствует меньшему периоду синусоидальной решетки-изображения. Если пропускать только S_0 и два максимума S_3 , то период решетки-изображения станет еще меньше.

¹⁾ См. [14, 107, 208].

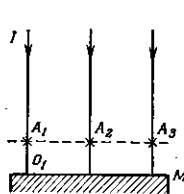
Все происходит так, как если бы решетка-объект R (профиль ее показан на фиг. 1.24), представляла собой суперпозицию бесконечного числа синусоидальных решеток с разными периодами. Величину, обратную периоду решетки, называют *пространственной частотой*. Если период мал, то пространственная частота велика, и наоборот. Из только что сказанного следует, что для лучшего воспроизведения изображения объекта фотографировать следует возможно большее число максимумов, соответствующих высоким частотам.

Можно заменить решетку R каким-нибудь непериодическим объектом. Тогда мы будем иметь не максимумы, а дифрагированный свет, непрерывно распределенный в фокальной плоскости объектива O . Крупные детали объекта, которым соответствуют низкие частоты, дают дифрагированные лучи, которые мало отклоняются от направления прямого пучка S_0 . Мелкие детали, которым соответствуют высокие частоты, дают дифрагированные лучи, сильно отклоненные от S_0 .

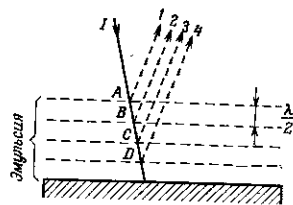
Если поместить в фокальной плоскости объектива O экран с небольшим отверстием в центре, то он пропустит только свет, дифрагированный большими деталями объекта, т. е. соответствующий низким частотам. Если же, напротив, экранировать центральный участок фокальной плоскости, то дифрагированный свет, соответствующий крупным деталям, будет задерживаться, а свет, дифрагированный мелкими деталями, что соответствует более высоким пространственным частотам, будет проходить. С помощью экрана, помещенного в фокальной плоскости объектива O , осуществляется фильтрация пространственных частот объекта.

§ 14. ФОТОГРАФИРОВАНИЕ СТОЯЧИХ ВОЛН¹⁾

Пусть на плоское зеркало M нормально падает параллельный монохроматический пучок света (фиг. 1.40.). Отраженные лучи могут интерферировать с падающими. Например, луч $IA_1O_1A_1$, отражаясь



Фиг. 1.40. Стоячие волны, возникающие в результате интерференции падающей и отраженной волн.



Фиг. 1.41. Выделившееся серебро образует полупрозрачные отражающие слои на расстоянии $\lambda/2$ друг от друга.

в точке O_1 , интерферирует в точке A_1 с падающим лучом IA_1 . Разность хода падающего и отраженного лучей $\delta = 2\overline{O_1A_1}$. Если δ содержит четное число полуволн $\lambda/2$, то в точке A_1 будем иметь максимум освещенности*. То же самое можно сказать о точках A_2 , A_3 и т. д. Все эти максимумы расположены в плоскости, параллельной плоскости зеркала M . Плоскость, содержащая максимумы освещенности, называется *плоскостью пучностей*. Если же δ содержит нечетное число полуволн, то наблюдается минимум освещенности. Плоскость, параллельная M и содержащая все

¹⁾ См. [182].

эти точки, называется *плоскостью узлов*. Расстояние между двумя соседними плоскостями пучностей (или двумя соседними плоскостями узлов) равно $\lambda/2$; расстояние же между плоскостью пучностей и соседней плоскостью узлов равно $\lambda/4$. Покроем зеркало M достаточно толстым слоем фотоэмульсии (хлористого серебра) с очень мелкими зернами. Осветим полученную фотопластинку нормально к ее поверхности параллельным монохроматическим пучком света с длиной волны λ , затем проявим ее. Во всех плоскостях пучностей, где интенсивность максимальна, выделится серебро, и мы получим ряд полупрозрачных отражающих слоев серебра на равных расстояниях $\lambda/2$ друг от друга*. Осветим нашу фотопластинку белым светом. Присутствующие в падающем свете лучи с длиной волны λ , отразившись от всех слоев серебра, окажутся в фазе (фиг. 1.41). Действительно, разность хода луча 1, отраженного в точке A , и луча 2, отраженного в точке B , равна $2AB$. Для длины волны λ расстояние $AB = \lambda/2$. Это относится и ко всем остальным слоям серебра.

Следовательно, мы получим в отраженном свете максимум интенсивности для длины волны λ и только для нее. Для некоторой другой длины волны λ' расстояние AB отличается от $\lambda'/2$. Следовательно, от полупрозрачных слоев серебра отразится множество лучей, разность хода которых принимает всевозможные значения. В конце концов, в результате интерференции они гасят друг друга, и пластинка, освещенная белым светом, отражает практически только монохроматический свет с длиной волны λ , которым она первоначально была освещена. Этот принцип был использован Липпманом в цветной фотографии. Если фотографировать пейзаж на фотопластинку вышеописан-

ного типа, то в каждой точке пластинки возникнет система полупрозрачных слоев серебра, характерная для длины волны света, попавшего в эту точку.

Рассматривая отражение от пластинки в нормально падающем белом свете, мы увидим в каждой точке отражение света тех длин волн, которые попали в нее при фотографировании, т. е. получим воспроизведение цвета. Это явление лежит в основе цветной голографии*.

ОСНОВЫ ГОЛОГРАФИИ И ВОЗМОЖНОСТИ ЕЕ ПРИМЕНЕНИЯ

§ 1. КРАТКАЯ ИСТОРИЯ ¹⁾

Голография была создана в 1948 г., когда Д. Гáбор описал новый метод, позволяющий получать изображение объекта с помощью дифракционной картины, даваемой объектом *. Результат достигается в два приема.

а) Фотографируют дифракционную картину Френеля, даваемую объектом, вместе с когерентным фоном. Это голограмма. Она не похожа на объект, но содержит всю информацию — распределение амплитуды и фазы, — необходимую для восстановления его изображения.

б) Освещают голограмму параллельным монохроматическим пучком света. Так как плотность эмульсии фотопластины, на которой зарегистрирована голограмма, меняется от точки к точке, происходит дифракция. Вследствие явления дифракции света на голограмме образуются изображения объекта.

В схеме Габора изображения, даваемые голограммой, перекрывались. Кроме того, получить когерент-

ный фон в 1948 г. было очень трудно, так как известные в то время источники света были не очень монохроматичны. Действительно, в голографии один и тот же источник служит как для освещения объекта, так и создания когерентного фона. Если объект велик, длина когерентности используемого света должна быть тоже достаточно велика. Когда Гáбор ставил свои первые опыты, источники света не удовлетворяли этому условию *. Физики Мичиганского университета, в особенности Э. Лейт и Ю. Упатникс, в 1962 г. внесли окончательные усовершенствования в метод Габора. Проблемы были решены следующим образом:

а) пучок света, образующий когерентный фон, направляют на пластинку так, что он составляет довольно большой угол с пучком света, дифрагированным объектом. Это позволяет получать изображения, которые при наблюдении не перекрываются**.

б) В качестве источников света используются лазеры, высокая интенсивность излучения и большая длина когерентности которых упрощают осуществление экспериментальных схем.

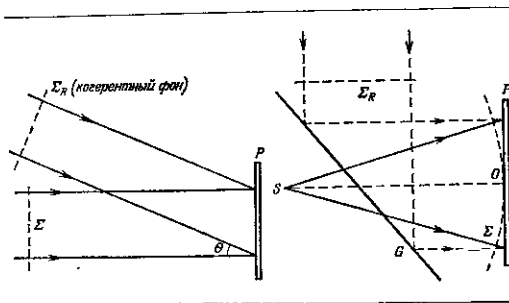
§ 2. ВОССТАНОВЛЕНИЕ ИЗОБРАЖЕНИЯ СВЕЯЩЕЙСЯ ТОЧКИ

Задача состоит в следующем: фотопластинка освещается точечным монохроматическим источником, и мы хотим (после проявления) с помощью негатива получить изображение источника.

Рассмотрим сначала следующий простой эксперимент (фиг. 2.1): на фотопластинку P падают два параллельных монохроматических пучка света, т. е. две плоских волны Σ и Σ_R . Волны Σ и Σ_R когерентны, Σ_R будем называть опорной волной. В плоскости фото-

¹⁾ См. [86—91].

пластинки P волны Σ_R и Σ интерферируют и дают систему прямолинейных, параллельных и находящихся на равных расстояниях друг от друга интерференционных полос. Полосы лежат в плоскости, параллельной ребру двугранного угла θ , образованного волнами Σ



Ф и г. 2.1. Фотографию синусоидальной решетки получают, заставив интерферировать в плоскости фотопластинки две плоские волны Σ и Σ_R .

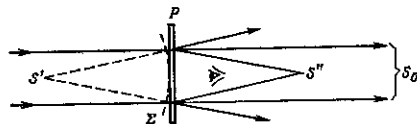
Ф и г. 2.2. Фотографию круглой синусоидальной решетки получают в результате интерференции в плоскости пластинки сферической волны Σ и плоской волны Σ_R .

и Σ_R . В плоскости P мы получим изображение синусоидальной решетки. Освещенность изображения меняется по закону $\cos^2 x$. Сделаем снимок и проявим пластинку. Полученный результат описан в гл. 1, § 10. Если осветить негатив параллельным монохроматическим пучком света, падающим нормально на поверхность пластинки, то появится несколько максимумов, так как коэффициент пропускания негатива по амплитуде не может следовать закону $\cos^2 x$. Если мы хотим получить только два дифрагированных луч-

ка, то можно использовать метод, описанный в гл. 1, § 10. Увеличим амплитуду опорной волны Σ_R по сравнению с амплитудой волны Σ . Из элементарной теории интерференции следует, что при этом расположение интерференционных полос на пластинке P не изменится, уменьшится только их контрастность. Именно такой случай изображен на фиг. 1.33. Коэффициент пропускания негатива по амплитуде изменяется как $a' - b' \cos^2 x$. Негатив дает, помимо прямого изображения, только два максимума.

Вспользуемся тем же методом в случае, когда волна Σ сферическая (фиг. 2.2). Волна Σ излучается точечным монохроматическим источником S , помещенным на конечном расстоянии от пластинки P . Плоская опорная волна Σ_R , создающая когерентный фон, падает на пластинку P , отразившись от полупрозрачной отражающей пластинки G . Волны Σ и Σ_R интерферируют в плоскости P , где они перекрываются, в частности в плоскости пластинки P . Какова будет в этом случае интерференционная картина? Если направление SO перпендикулярно плоскости P , то возникнет круговая интерференционная картина с осью вращения SO . Структура колец будет такой же, как и на фиг. 1.36, если амплитуды обеих волн одинаковы в плоскости P . Если осветить негатив после проявления фотопластинки параллельным монохроматическим пучком света, то мы получим несколько изображений, расположенных на одной линии, так как пропускание негатива по амплитуде не может подчиняться закону $\cos^2 x^2$. Число и интенсивность изображений зависят от амплитудного профиля негатива. Чтобы получить только два изображения, как это показано на фиг. 1.37, амплитуда опорной волны Σ_R (когерентного фона) должна быть больше амплитуды волны Σ . Выполним

это условие, сделаем снимок, проявим его, затем осветим негатив параллельным пучком лучей той же длины волны, падающим нормально на пластинку. Мы получим, как и в случае фиг. 1.37, прямой пучок и два изображения — действительное и мнимое (фиг. 2.3). Сквозь негатив P можно хорошо рассмо-



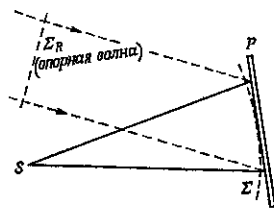
Фиг. 2.3. Восстановление изображений S' и S'' источника с помощью фотографии круглой решетки.

треть мнимое изображение S' источника S , который первоначально освещал пластинку P и был расположен на том же самом месте. Мы *восстановили сферическую волну Σ* и, следовательно, получили мнимое изображение *точечного источника*.

Регистрация амплитуды и фазы волны Σ на пластинке P (фаза регистрируется благодаря когерентному фону) позволяет восстановить сферическую волну Σ . Таким образом мы восстанавливаем испускающий эту волну точечный объект. Негатив, полученный таким способом, называется *голограммой*.

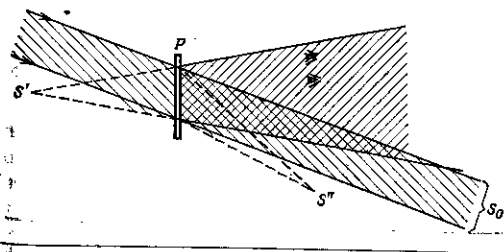
Отметим, что пучки, соответствующие S' , S'' и S_0 , перекрываются, и это затрудняет наблюдение изображения S' . Чтобы избежать этого, используют эффект углового разделения лучей на синусоидальной решетке (фиг. 1.29) в схеме, изображенной на фиг. 2.2. Пошлем опорный пучок на пластинку *наклонно*

(фиг. 2.4). Как и раньше, сфотографируем, увеличив амплитуду когерентного фона по сравнению с амплитудой волны Σ в плоскости P . После проявления пла-



Фиг. 2.4. Случай наклонного падения плоской опорной волны на фотопластинку при регистрации.

стинки осветим ее параллельным пучком света под тем же углом, под каким падал на нее опорный пучок во время фотографирования. Результаты схематически



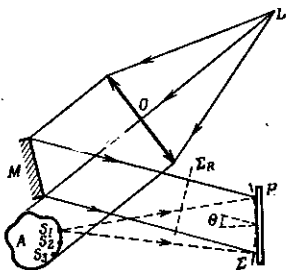
Фиг. 2.5. Благодаря наклонному падению опорной волны при регистрации восстановленные изображения хорошо разделены в пространстве.

Наблюдатель без помех видит сквозь голограмму мнимое изображение S' .

показаны на фиг. 2.5, которая аналогична фиг. 2.3, только дифрагированные пучки отклонены вследствие взаимодействия с решеткой (см. фиг. 1.29). Возникают мнимое изображение S' и действительное изображение S'' . Мнимое изображение S' расположено по отношению к голограмме там же, где был расположен источник S по отношению к фотопластинке. Благодаря угловому разделению пучков глаз может рассматривать мнимое изображение S' без помех со стороны других пучков.

§ 3. ВОССТАНОВЛЕНИЕ ИЗОБРАЖЕНИЯ ОБЪЕКТА В ТРЕХ ИЗМЕРЕНИЯХ. ГОЛОГРАММА ФРЕНЕЛЯ¹⁾

Рассмотрим диффузно рассеивающий объект A (фиг. 2.6). Он освещен точечным источником L , временная когерентность которого достаточна для того, чтобы волны, дифрагированные, или рассеянные всеми

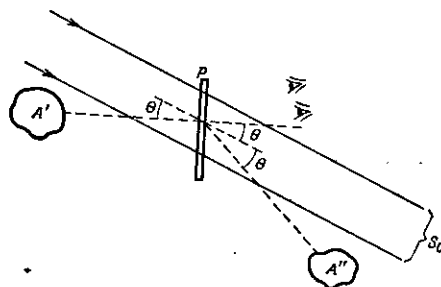


Фиг. 2.6. Регистрация голограммы произвольного объекта, диффузно рассеивающего свет.

¹⁾ См. [65, 107, 162—171, 282, 300, 337, 1°, 4°, 8°, 11°, 14°].

точками объекта A , были когерентными. Источник L (образованный сфокусированными лучами лазера) находится в фокусе объектива O . Одна часть лазерного пучка служит для освещения объекта A , другая, отражаясь от вспомогательного плоского зеркала M , падает в виде плоской когерентной волны Σ_R на фотопластинку P (опорная волна).

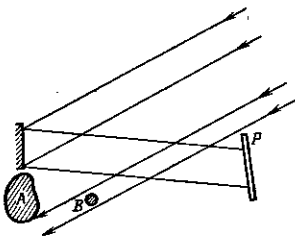
Произвольная точка S_1 объекта A , освещенного лазером, служит источником рассеянной сферической



Фиг. 2.7. Восстановление и наблюдение мнимого изображения A' с помощью голограммы P .

волны Σ , которая, распространяясь во всех направлениях, попадает также на фотопластинку P . Волна Σ интерферирует с когерентной волной Σ_R , и возникает ситуация, аналогичная описанной в предыдущем параграфе, если амплитуда Σ_R больше амплитуды дифрагированной волны (кстати, осуществить это соотношение легче, чем обратное). Мы можем провести такие же рассуждения для всех точек S_1, S_2, S_3 и т. д. объекта A , свет от которых падает на фотопластинку P .

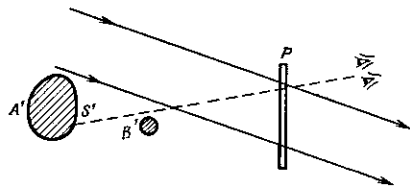
Осветим полученную таким образом голограмму параллельным пучком света, падающим под тем же углом, под каким падала на фотопластинку плоская волна Σ_R в момент фотографирования (фиг. 2.7). Восстановление происходит по схеме, описанной в гл. 2,



Ф и г. 2.8. Регистрация голограммы двух рассеивающих объектов A и B .

§ 2. Мнимые изображения S'_1, S'_2 и т. д. *восстановлены там, где находились точки S_1, S_2 , и т. д.* То же самое мы можем сказать обо всем изображении A' . Оно идентично объекту A и расположено там, где находился объект. *Восстановленное изображение трехмерно.* Кроме мнимого изображения A' , получается действительное изображение A'' , которое можно непосредственно сфотографировать *. Ниже (гл. 2, § 12) мы увидим, что в том случае, когда толщиной эмульсии нельзя пренебречь, голограмму следует освещать по-разному в зависимости от того, действительное или мнимое изображение объекта мы хотим наблюдать. Пусть θ — средний угол между опорным пучком и пучком, падающим на пластинку от объекта A в момент фотогра-

фирования (фиг. 2.6). Допустим, что угол θ мал. При восстановлении изображения среднее направление каждого из пучков, образующих изображения A' и A'' (фиг. 2.7), составляет угол θ с направлением опорного пучка. Если рассматривать изображение A' двумя глазами, то создается впечатление, что мы видим сам объект. Создается полное ощущение объемности.



Ф и г. 2.9. При восстановлении изображения участок S' изображения A' при определенном положении глаз может быть закрыт изображением B' .

Представим себе голограмму двух рассеивающих объектов A и B , причем B помещен между фотопластинкой и объектом A (фиг. 2.8). При восстановлении (фиг. 2.9), если мы смотрим на B' , изображение A' будет не в фокусе, и наоборот. Перемещая глаза, можно увидеть точку S' изображения A' , которая при другом положении глаз может быть скрыта изображением B' . Все это, как известно, невозможно проделать с обычной фотографией.

Итак, для того чтобы восстановить изображение какого-нибудь рассеивающего свет объекта, нужно выполнить следующие операции:

а) сделать снимок в монохроматическом свете; при этом пластинка должна быть освещена одновре-

менно светом, падающим от рассеивающего объекта, и светом, создающим когерентный фон (опорная волна) соответствующей амплитуды;

б) проявить пластинку, которая по определению называется *голограммой Френеля*;

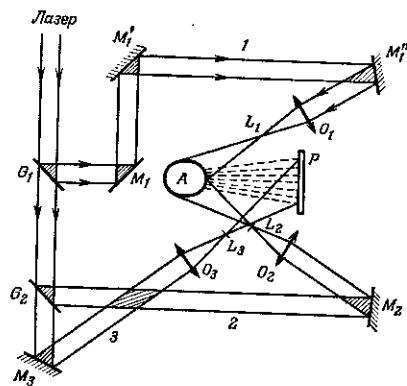
в) осветить голограмму под тем же углом, под каким падал на фотопластинку опорный пучок света.

Голограмма восстанавливает два изображения объекта, мнимое и действительное. Сквозь голограмму хорошо видно мнимое изображение.

Теперь понятно, почему мы особо остановились на решетках, дающих минимальное количество максимумов. Каждый максимум даст свое изображение объекта, и очевидно, что чем меньше у нас будет изображений, тем меньше риск, что они будут заметно перекрывать друг друга.

Нужно, следовательно, добиться, чтобы условия получения голограммы соответствовали условиям фиг. 1.33. В противном случае голограмма не будет точно воспроизводить результат интерференции волн, дифрагированных различными точками объекта, с когерентным фоном. Появятся дополнительные изображения объекта, мешающие наблюдению. Амплитуда колебаний когерентного фона в плоскости пластинки P должна быть больше, чем амплитуда света, рассеянного объектом. На фиг. 2.10 изображено одно из возможных устройств, позволяющих освещать объект A под разными углами с помощью одного и того же лазера. Все происходит так, как если бы объект A был освещен двумя точечными источниками L_1 и L_2 , а когерентный фон, освещающий непосредственно фотопластинку P , создавался точечным источником L_3 . Полупрозрачные отражающие пластинки G_1 и G_2 , зеркала M_1 , M'_1 , M''_1 , M_2 и M_3 расположены так,

что пути прохождения света в различных пучках не очень отличаются друг от друга. Их разность хода не должна превосходить длину когерентности используемого лазера.



Фиг. 2.10. Пример экспериментальной установки для регистрации голограммы рассеивающего свет объекта.

§ 4. ЗНАЧЕНИЕ РАЗРЕШАЮЩЕЙ СПОСОБНОСТИ ФОТОЭМУЛЬСИИ ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ ГОЛОГРАММ

Для того, чтобы изображения не перекрывались, как показано на фиг. 2.7, необходимо, чтобы пучок, создающий когерентный фон, падал на фотопластинку под достаточно большим углом. Рассмотрим простой пример, показанный на фиг. 2.1. В некоторой точке M (фиг. 2.11) разность хода между волнами Σ и Σ_R в

плоскости фотопластинки P равна

$$\delta = \theta \cdot \overline{AM}. \quad (2.1)$$

Пусть a_0 — амплитуда когерентного фона и a — амплитуда волны Σ . Классическая формула Френеля

для интенсивности в точке M имеет вид

$$I = a_0^2 + a^2 + 2a_0a \cos \frac{2\pi\delta}{\lambda}. \quad (2.2)$$

Светлые полосы соответствуют значениям разности хода $\delta = K\lambda$, где K — целое число. Расстояние между светлыми полосами на фотопластинке равно* λ/θ .

Для $\theta = 20^\circ$ имеем $\lambda/\theta \approx 2$ мкм, т. е. 500 полос на миллиметр. Если нужно сфотографировать столь близко

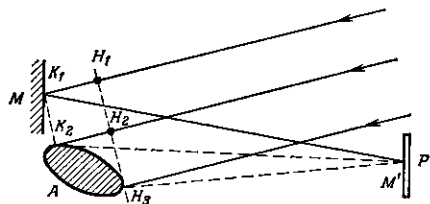
Фиг. 2.11. Влияние угла падения θ когерентной волны на требуемую разрешающую способность фотосла, служащего для получения голограммы.

расположенные полосы, необходимо, чтобы разрешающая способность эмульсии была велика. В настоящее время используют эмульсии, разрешающая способность которых достигает 2000 ... 3000 штрихов на миллиметр**.

§ 5. ДЛИНА КОГЕРЕНТНОСТИ ИСПОЛЬЗУЕМОГО ИСТОЧНИКА

Опорная волна, падающая непосредственно на пластинку, должна быть когерентна со светом, рассеянным всеми точками объекта. Для большого объекта это условие будет выполнено, если источник имеет достаточную длину когерентности***. Рассмотрим уп-

рошенный пример (фиг. 2.12). Если точки H_1 , H_2 и H_3 лежат в плоскости, перпендикулярной падающему пучку, то оптические пути лучей от бесконечно удаленного источника до точек H_1 , H_2 и H_3 равны. Луч опорного пучка, проходящий через точку H_1 ,



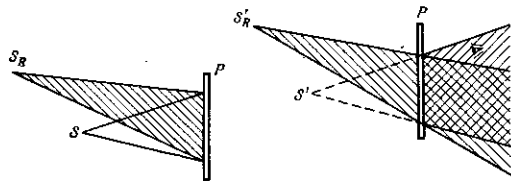
Фиг. 2.12. Влияние длины когерентности лазерного света на регистрацию голограммы объекта A .

должен пройти затем путь $H_1K_1 \rightarrow K_1M'$, а луч, попавший в точку H_3 , — только путь H_3M' . Следовательно, если нужно, чтобы лучи K_1M' и H_3M' интерферировали, длина когерентности должна быть больше, чем разность их путей $H_1K_1 \rightarrow K_1M' - H_3M'$. Вообще, максимальное значение разности хода между опорной волной и волной, дифрагированной некоторой точкой объекта, должна быть меньше, чем длина когерентности используемого источника.

§ 6. КОГЕРЕНТНЫЙ ФОН, СОЗДАВАЕМЫЙ СФЕРИЧЕСКОЙ ВОЛНОЙ

Выше мы рассматривали только когерентный фон, создаваемый пучком параллельных лучей (плоская волна). Это совсем не обязательно. Если опорный то-

точечный источник S_R находится на конечном расстоянии от фотопластины (фиг. 2.13), он излучает сферическую волну, которая в плоскости пластины P интерферирует с волной, рассеянной некоторой точкой S объекта. Мы снова получим голограмму Френеля



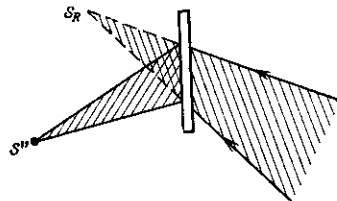
Фиг. 2.13. Регистрация со сферической опорной волной.

Фиг. 2.14. Наблюдение мнимого изображения S' .

во всех случаях, кроме того, когда кривизна фронта опорной волны равна кривизне фронта волны, рассеянной точечным объектом S , т. е. когда S_R и S находятся на одинаковом расстоянии от P . В этом случае мы получим *голограмму Фурье*, свойства которой описаны в гл. 2, § 10. Если объект трехмерный, голограмма Фурье получится тогда, когда кривизна фронта опорной волны равна средней кривизне фронта волн, рассеянных всеми точками объекта.

Вернемся к фиг. 2.13, на которой рассматривается точечный объект S . Как мы уже говорили, если толщина эмульсии существенна, то нельзя, используя одно и то же освещение, увидеть и действительное и мнимое изображения. На фиг. 2.14 показано, каким образом можно увидеть стигматичное и наиболее яркое мнимое изображение, а на фиг. 2.15 — действи-

тельное. Для наблюдения мнимого изображения в оптимальных условиях нужно, чтобы источник S'_R , которым мы пользуемся для восстановления мнимого изображения S' , был расположен там же, где был то-



Фиг. 2.15. Наблюдение действительного изображения S'' .

точечный источник, служивший опорным при регистрации голограммы. Для наблюдения действительного изображения (фиг. 2.15) голограмма должна быть освещена пучком, сходящимся в точке S_R , в которой находился опорный источник при получении голограммы. В случаях, показанных на фиг. 2.14 и 2.15, изображения образуются там же, где находится объект при получении голограммы.

§ 7. СООТВЕТСТВИЕ ТОЧЕК ОБЪЕКТА ТОЧКАМ ГОЛОГРАММЫ

В обычной фотографии точка изображения на фотопластинке соответствует некоторой точке объекта. В голографии это не так, если голографируемый объект диффузно рассеивает свет. Каждая точка объекта излучает рассеянную волну, которая падает на всю

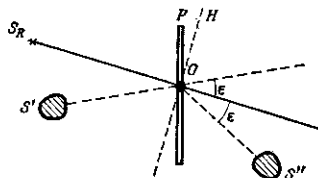
поверхность голограммы. В результате любая точка объекта соответствует всей поверхности голограммы*. Следовательно, если разбить фотопластинку, на которой зарегистрирована голограмма, любой ее части достаточно для того, чтобы восстановить изображение рассеивающего объекта в трех измерениях. Это несколько напоминает ситуацию, когда разбивается объектив. С помощью любого из его осколков можно получить изображение предмета. Впрочем, разбивать объективы, конечно, не рекомендуется.

§ 8. ГЕОМЕТРИЧЕСКАЯ ОПТИКА ВОССТАНОВЛЕНИЯ

Задача состоит в следующем: дан некоторый точечный объект, известны положения опорного источника при регистрации и при восстановлении. Требуется определить положение двух восстановленных изображений точечного объекта. В первом приближении задача решается с помощью формул сопряжения, аналогичных соответствующим формулам для линз (см. гл. 3, § 5). Возьмем за начало отсчета углов ось $S_R O$, т. е. направление опорного пучка при восстановлении (фиг. 2.16). Направления пучков, образующих изображения S' и S'' , симметричны относительно оси восстановления (фиг. 2.16). Если пучок, используемый для восстановления, повернуть на угол ε , направления пучков, образующих оба изображения, повернутся на тот же угол. Если повернуть голограмму, изображения остаются на месте. Если опорная волна и волна восстановления плоские, изображения симметричны относительно оси OH , перпендикулярной $S_R O$.

Важный вывод из формул сопряжения касается увеличения изображения. Пусть p — расстояние от

некоторого объекта до фотопластинки. Если λ и λ' — длины волн пучков, используемых соответственно для регистрации и восстановления голограммы, то размеры изображения отличаются от размеров объек-



Фиг. 2.16. Положение изображений.

та. Полученное увеличение равно

$$G = \frac{\lambda'}{\lambda} \frac{p'}{p}, \quad (2.3)$$

где p' — расстояние от изображения до голограммы.

Можно, следовательно, получить существенное увеличение, если длина волны света, используемого при воспроизведении, много больше, чем длина волны света, используемого при регистрации.

§ 9. АБЕРРАЦИИ ГОЛОГРАММ

Формулы сопряжения (см. гл. 3, § 5) являются приближенными, их можно сравнить с приближением Гаусса для обычных оптических систем. Преобразовав эти формулы, мы получим выражения для классиче-

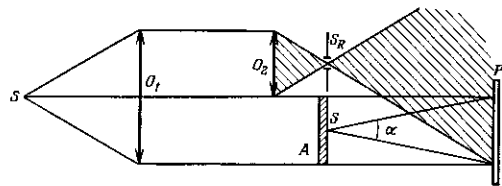
* См. [39, 201, 212].

ских случаях aberrации: кóмы, астигматизма, дисторсии и, наконец, в том случае, когда при регистрации и восстановлении используются разные длины волн, — для хроматизма. Астигматизм отсутствует только тогда, когда фронт волны, служащей для восстановления, по форме совершенно идентичен фронту опорной волны, использованной при регистрации.

Если для регистрации использовался точечный источник, то условие стигматизма требует, чтобы точечный источник восстановления находился там же, где находился опорный источник.

§ 10. ГОЛОГРАММЫ ФУРЬЕ ¹⁾

Пусть на схеме фиг. 2.17 опорный точечный источник S_R находится в одной плоскости с объектом A .

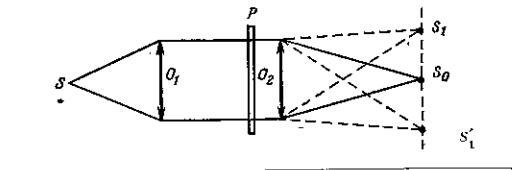


Фиг. 2.17. Регистрация голограммы Фурье.

В этом частном случае фронт волны, дифрагированной какой-нибудь точкой S объекта, и фронт опорной волны от источника S_R имеют в плоскости фотопластинки P

¹⁾ См. [107, 191, 289, 300].

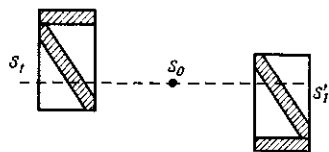
одинаковую кривизну. Между этими волнами существует только боковое расхождение. В результате интерференции колебаний, пришедших от точек S и S_R , на пластинке P возникает система полос Юнга*. Расстояние между двумя соседними светлыми (или темными) полосами равно $\lambda D/d$, где D — расстояние от S_R и S до плоскости P , а d — расстояние между S_R и S . Каждой точке объекта соответствует на пластинке P синусоидальная решетка, период которой зависит от d . Как получить изображение с помощью такой голограммы, показано на фиг. 2.18. Голограмму P освещают параллельным пучком света, который, пройдя сквозь голограмму, попадает на объектив O_2 . Предположим, что голограмма была получена от единственного точечного объекта S . После проявления мы получим на



Фиг. 2.18. Наблюдение изображений, даваемых голограммой Фурье.

негативе синусоидальную решетку (здесь, как и прежде, предполагается, что мы не выходим за пределы линейного участка амплитудной кривой фотос-эмulsion). В фокальной плоскости объектива O_2 можно наблюдать прямое изображение источника S_0 и два максимума S_1 и S'_1 . Эти два максимума и есть восстановленные изображения точечного объекта S .

В случае протяженного объекта механизм образования изображений остается прежним, и мы получим два восстановленных изображения объекта по бокам от изображения источника S_0 . Изображения S_1 и S'_1 симметричны относительно S_0 . Это показано на фиг. 2.19. Для этого типа голограмм, называемых голограммами Фурье, разрешающая способность фотоэмульсии не имеет такого значения, как для случая голограмм Френеля, когда опорная волна плоская

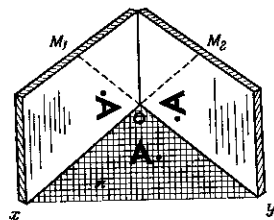


Фиг. 2.19. Расположение изображений, восстановленных голограммой Фурье.

или поверхность ее фронта имеет кривизну, отличающуюся в плоскости голограммы от средней кривизны волн, пришедших от разных точек объекта. Действительно, синусоидальные полосы, соответствующие точке S объекта, тем более сжаты, чем больше расстояние $d = SS_0$. Если период этой синусоидальной решетки меньше предела разрешения эмульсии, то точку S мы не увидим. Разрешающая способность эмульсии ограничивает поле зрения, но не влияет на различимость мелких деталей. Последняя зависит только от угла α (см. фиг. 2.17). Следовательно, голограммы Фурье могут давать изображения плоских объектов с очень большим разрешением*.

§ 11. ГОЛОГРАФИРОВАНИЕ ОБЪЕКТА, РАЗЛИЧНЫЕ ТОЧКИ КОТОРОГО НЕКОГЕРЕНТНЫ¹⁾

Принцип голографии при пространственно некогерентном освещении таков: от каждой точки объекта получают два когерентных изображения, дающих на голограмме систему синусоидальных полос. Каждая такая решетка заключает в себе информацию о поло-



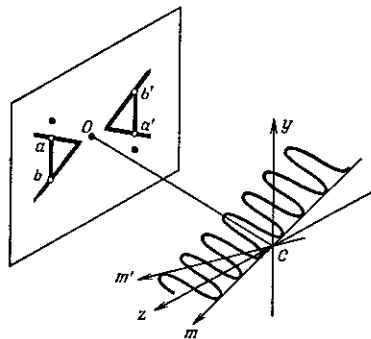
Фиг. 2.20. Схема установки для регистрации голограммы при пространственно некогерентном освещении.

жению в пространстве соответствующей точки объекта. Если при восстановлении осветить голограмму когерентным светом, то каждая система полос, соответствующая некоторой точке объекта, даст два точечных изображения. Мы будем наблюдать, таким образом, изображение точечного источника и два изображения объекта, симметричных относительно изображения источника.

Пусть мы хотим получить голограмму какого-нибудь плоского объекта, например буквы A , при про-

¹⁾ См. [107, 183, 193, 215, 288].

странственно некогерентном освещении (фиг. 2.20). Поместим эту букву в горизонтальную плоскость π , а два плоских зеркала M_1 и M_2 расположим перпендикулярно плоскости π и перпендикулярно друг другу вблизи буквы A . Если буква A занимает такое положение, что биссектриса угла xOy является для нее осью симметрии, то мы будем наблюдать в зеркалах



Фиг. 2.21. Каждой точке объекта соответствуют два ее когерентных изображения, которые могут образовать на фотопластинке систему полос, характерных для положения данной точки объекта.

M_1 и M_2 два отраженных изображения, симметричных относительно точки O . Если около A поставить черную точку, то станет ясно, что изображения перевернуты относительно друг друга. Каждой точке буквы-объекта A соответствуют две точки букв-изображений, расположенные симметрично относительно точки O . Интерференция волн, испускаемых этими

двумя изображениями одной точки объекта A , приведет к появлению на некотором экране B (в плоскости голограммы) системы полос Юнга. Причем система полос Юнга от любой другой точки объекта будет отличаться от нее либо расстоянием между полосами, либо направлением полос. Это показано на фиг. 2.21. Точки a и b одного изображения соответствуют точкам a' и b' другого изображения. В некоторой плоскости $суз$ (плоскость голограммы) две когерентные точки b и b' образуют систему полос Юнга, расположенных вдоль линии $ст$, параллельной bb' . Две точки a и a' находятся на таком же расстоянии друг от друга, но направление aa' отличается от направления bb' . Две когерентные точки a и a' дают систему полос Юнга, расположенных вдоль направления $ст'$, параллельного aa' .

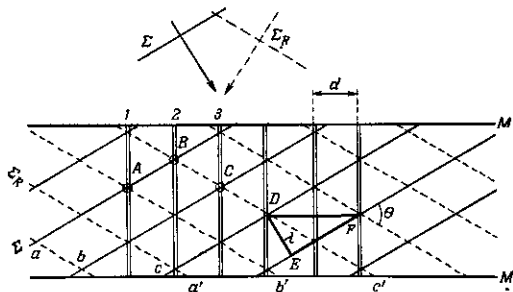
§ 12. ВЛИЯНИЕ ТОЛЩИНЫ ФОТОЭМУЛЬСИИ ¹⁾

Во всех вышеизложенных случаях мы пренебрегали толщиной фотоэмульсии. В действительности этого делать нельзя, и мы рассмотрим теперь влияние толщины фотоэмульсии на регистрацию и наблюдение голограмм. На фиг. 2.22 представлен разрез эмульсии плоскостью (плоскость фиг. 2.22), перпендикулярной ее поверхности. Слой эмульсии ограничен двумя параллельными плоскими поверхностями M и M' .

Рассмотрим плоскую волну Σ (назовем ее «волна-объект»), проходящую сквозь эмульсию. Пусть в некоторый данный момент времени максимумы этой волны расположены на сплошных линиях a , b , c и т. д. Плоская опорная волна Σ_n тоже проходит

¹⁾ См. [60—62, 83, 107, 298, 325, 326].

сквозь эмульсию, и пунктирные линии a' , b' , c' и т. д. указывают положение ее максимумов в тот же момент времени. Предположим, что волны Σ и Σ_R падают симметрично относительно нормали к плоскостям M и M' . В таких точках, как A , B , C и т. д., эти волны синфазны и их амплитуды складываются.



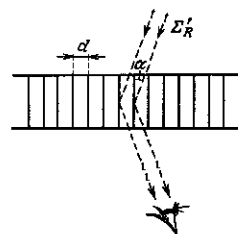
Фиг. 2.22. Стоячие волны в толще фотэмульсии.

ся. По мере распространения волн точки A , B , C и т. д. перемещаются вдоль направлений, перпендикулярных M и M' . Эти направления показаны двойными линиями 1, 2, 3 и т. д. Если рассматривать картину в трех измерениях, эти линии представляют собой следы плоскостей, перпендикулярных плоскости чертежа. После проявления эти плоскости ведут себя, как полупрозрачные отражающие зеркала. Расстояние между двумя соседними максимумами для длины волны λ равно $\lambda/2$, так что если угол, который образуют фронты обеих волн, равен θ , то расстояние d

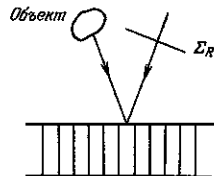
между двумя полупрозрачными зеркалами находится из треугольника DEF по формуле

$$d = \frac{\lambda}{2 \sin(\theta/2)}. \quad (2.4)$$

Попытаемся теперь восстановить плоскую волну-объект Σ , освещая голограмму, как обычно, плоской волной Σ'_R . Пусть направление распространения волны Σ'_R не такое, как во время регистрации. Лучи,



Фиг. 2.23. Падающая волна Σ'_R отражается только в том случае, если для нее удовлетворяется условие Брэгга.



Фиг. 2.24. Регистрация голограммы объекта и образование стоячих волн.

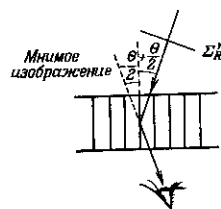
соответствующие волне Σ'_R (фиг. 2.23), составляют угол α с полупрозрачными отражающими зеркалами (преломлением пренебрегаем)*. Для того, чтобы глаз мог видеть восстановленное изображение плоской волны-предмета Σ , нужно, чтобы после отражения от полупрозрачных зеркал все лучи были в фазе. Угол α должен удовлетворять условию

$$\sin \alpha = \pm \frac{\lambda}{2d}, \quad (2.5)$$

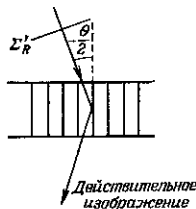
которое представляет собой не что иное, как условие Брэгга, хорошо известное в кристаллографии. Из сопоставления уравнений (2.4) и (2.5) видно, что максимальную интенсивность получим, когда

$$\alpha = \pm \frac{\theta}{2} \quad \text{или} \quad \alpha = \pm \left(\pi - \frac{\theta}{2} \right). \quad (2.6)$$

Значение $\alpha = \pm \theta/2$ соответствует тому, что волна Σ'_R , освещающая голограмму, идентична первоначальной опорной волне Σ_R . Волна-объект Σ восстановлена в



Фиг. 2.25. Наблюдение мнимого изображения.

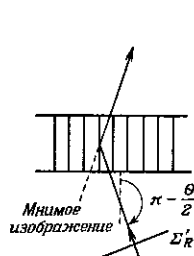


Фиг. 2.26. Действительное изображение не наблюдается.

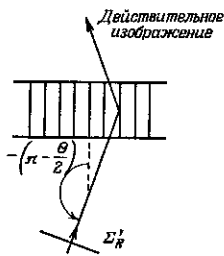
прежнем виде. Если $\alpha = -\theta/2$, то по отношению к голограмме волна Σ'_R имеет то же направление, что и волна-объект Σ . Плоская волна-объект будет восстановлена в направлении $+\theta/2$. Аналогично, при $\alpha = -(\pi - \theta/2)$ волна Σ'_R имеет направление, противоположное первоначальной опорной волне, а при $\alpha = \pi - \theta/2$ она направлена противоположно волне-объекту. Все, что здесь было сказано относительно плоской волны, можно обобщить на случай любого объекта (фиг. 2.24). Действительно, произвольную

волну-объект мы можем разложить на плоские волны, затем для каждой плоской волны провести вышеуказанные рассуждения. Итак, делаем важный вывод: если фотозмудня имеет конечную толщину, то голограмма восстанавливает изображение объекта только при освещении ее под определенными углами.

Результаты предыдущего обсуждения иллюстрируются фиг. 2.24 — 2.28.



Фиг. 2.27. Мнимое изображение не наблюдается.



Фиг. 2.28. Наблюдение действительного изображения.

1) Волна Σ'_R , которая освещает голограмму, идентична первоначальной опорной волне Σ_R (фиг. 2.25). Голограмма восстанавливает мнимое изображение, идентичное объекту, как было рассмотрено ранее (гл. 2, § 6).

2) Волна Σ'_R распространяется в том же направлении, что и волна-объект (фиг. 2.26). Мы получим действительное изображение, но так как волна Σ'_R удовлетворяет условию Брэгга не для всех волн, пришедших от объекта, то восстанавливается только его часть.

3) Волна Σ'_R распространяется в направлении, противоположном направлению распространения волны-объекта (фиг. 2.27). Мы получим мнимое изображение, которое трудно использовать по причинам, указанным выше (случай 2).

4) Волна Σ'_R распространяется противоположно направлению первоначальной опорной волны (фиг. 2.28). Получим действительное изображение.

Во всех этих случаях предполагается, что толщина эмульсии гораздо больше расстояния d , разделяющего полупрозрачные зеркала. Если толщина эмульсии мала по сравнению с d , то эффектом Брэгга можно пренебречь и голограмма встает себя как двумерная среда, какой мы и считали ее с самого начала.

§ 13. ЦВЕТНАЯ ГОЛОГРАФИЯ¹⁾

Техника цветной голографии основана:

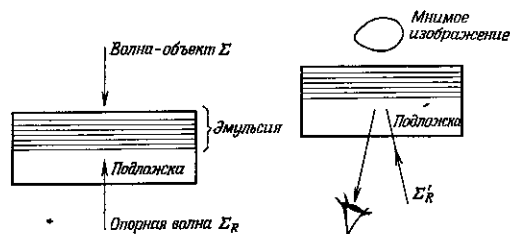
1) на свойствах фотоэмульсии как трехмерной среды (см. гл. 2, § 12);

2) на методе цветной фотографии Липпмана (см. гл. 1, § 14).

Мы только что рассмотрели случай, когда в эмульсии имеются полупрозрачные отражающие плоскости, возникшие вследствие интерференции волны-объекта и опорной волны. Вернемся к схеме фиг. 2.25. Голограмма освещается волной Σ'_R , идентичной первоначальной опорной волне, которую мы использовали для регистрации голограммы; в частности, это означает, что длина волны освещения при восстановлении такая же, как и при регистрации. Получаем восстановление волны-объекта Σ с максимальной интенсивностью. Изменим длину волны Σ'_R и осветим го-

¹⁾ См. [44, 60, 84, 298].

лограмму светом с длиной волны λ' вместо длины волны λ , употреблявшейся при регистрации. Так как расстояние d между полупрозрачными плоскостями не изменилось, отраженные волны не могут быть в фазе одновременно для длин волн λ и λ' . Свет с длиной волны λ' практически не отражается. Осветим теперь пластинку белым светом. Только лучи, имеющие длину волны λ , т. е. длину волны света, использованного при регистрации голограммы, будут участвовать в восстановлении голограммы. Голограмма действует подобно интерференционному фильтру.

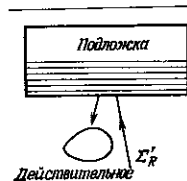


Фиг. 2.29. Регистрация голограммы, когда эмульсия освещена с одной стороны светом, дифрагированным объектом, а с другой стороны — опорной волной.

Фиг. 2.30. Наблюдение мнимого изображения.

Наиболее выгодной в этом свете является схема фиг. 2.29, а не фиг. 2.24. Если волна-объект Σ и опорная волна Σ_R направлены в противоположные стороны, то стоячие волны образуют полупрозрачные отражающие плоскости, параллельные поверхностям, ограничивающим слой эмульсии. Это обычная схема Лип-

пмана для получения цветной фотографии*. Расстояние d , разделяющее две соседние полупрозрачные плоскости, равно $\lambda/2$. При восстановлении мы получим мнимое изображение, если осветим пластинку волной Σ'_R , идентичной Σ_R , и будем рассматривать ее в отраженном свете (фиг. 2.30). Чтобы получить действительное изображение, голограмму освещают волной Σ_R , направленной противоположно волне Σ_R (фиг. 2.31). Во всех случаях, если для освещения голограммы используется белый свет, изображение будет иметь цвет, соответствующий длине волны, использованной при регистрации. Свет всех других длин волн не отражается голограммой. Осветим теперь объект светом трех разных длин волн. Как показал Липпман, стоячие волны, соответствующие различным длинам волн, могут быть одновременно зарегистрированы в одной и той же эмульсии, а затем восстановлены в отраженном свете. Следовательно, если зарегистрировать голограмму в свете трех подходящих длин волн, то при восстановлении, осветив голограмму белым светом, мы получим рельефное цветное изображение.



Ф и г. 2.31. Наблюдение действительного изображения.

Фиг. 2.32. Первая экспозиция. Фиг. 2.33. Вторая экспозиция ($\theta' \neq \theta$).

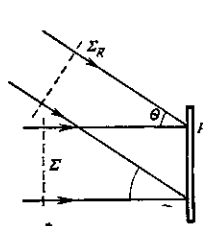
§ 14. ФАЗОВЫЕ ГОЛОГРАММЫ

Структура рассмотренных нами голограмм характеризуется изменениями почернения. Можно превратить их в фазовые голограммы, погружая в подходящий раствор (отбеливающие голограммы). Толщина эмульсии будет тем меньше, чем сильнее было почерне-

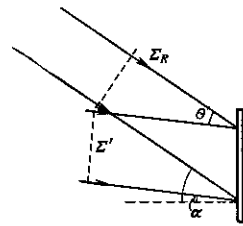
ние. Голограмма становится совершенно прозрачной, и ее структура характеризуется только изменениями толщины эмульсии*. Очевидно, что фазовые голограммы пропускают больше света и дают лучшие изображения.

§ 15. ПРИМЕНЕНИЕ ГОЛОГРАФИИ В ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ ¹⁾

Во всех классических интерферометрах интерферируют две волны от одного и того же источника, испускаемые одновременно. Обычные, не лазерные источ-



Ф и г. 2.32. Первая экспозиция.

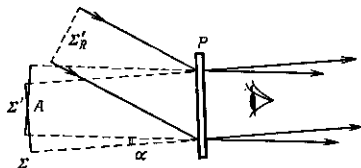


Ф и г. 2.33. Вторая экспозиция ($\theta' \neq \theta$).

ники дают очень короткие цуги волн. Поэтому наблюдать интерференцию волн, излученных разными источниками, невозможно. Голография позволяет обойти это затруднение весьма элегантным способом, не затрагивая при этом основные принципы интерферометрии. Все сводится снова к возможности зарегистрировать на голограмме и фазу, и амплитуду световой волны.

¹⁾ См. [29, 116, 118, 127, 283, 293, 336], а также гл. 3, § 6-8.

Рассмотрим плоскую волну Σ (фиг. 2.32). Это волна-объект. Для того чтобы зарегистрировать голограмму на пластинке P , осветим пластинку волной Σ и плоской когерентной волной Σ_R . Прежде чем проявлять, сделаем еще один снимок на той же пластинке, немного отклонив волну-объект от первоначального направления. Эта новая волна обозначена на фиг. 2.33 символом Σ' . Теперь проявим пластинку, считая, что мы работали, как обычно, в пределах линейного участка характеристической кривой. Если осветить полученную голограмму волной Σ'_R , идентичной Σ_R (фиг. 2.34), то мы восстановим волны Σ и Σ' по фазе и амплитуде. Так как голограмма освещается единственным точечным источником, восстановленные волны Σ и Σ' когерентны и могут интерферировать. На

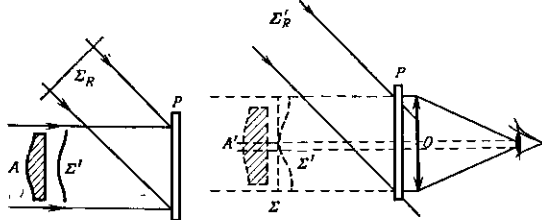


Фиг. 2.34. При восстановлении можно наблюдать интерференцию волн Σ и Σ' , зарегистрированных в разные моменты времени.

некотором участке A , где волны перекрываются, мы увидим прямые, параллельные друг другу интерференционные полосы, разделенные равными интервалами. Благодаря свойствам голограммы мы заставили интерферировать волны, зарегистрированные на пластинке в разные моменты времени*. Разумеется, мы не можем

обойтись при регистрации голограммы без когерентной волны Σ_R .

Вернемся к схеме фиг. 2.33. Сделаем один снимок с плоской волной Σ . Затем в падающий пучок поместим прозрачный объект A (фиг. 2.35). Фронт падающей волны деформируется вследствие изменения фазы при



Фиг. 2.35. Первый снимок делается с фазовым объектом A , второй — без объекта A .

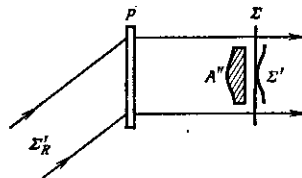
Фиг. 2.36. При восстановлении видны линии равной разности хода $(n-1)e = \text{const}$, где e — толщина объекта A , а n — показатель преломления.

прохождении сквозь прозрачный объект. Теперь это волна Σ' .

Сделаем второй снимок. Проявим голограмму и осветим ее так же, как и при регистрации. Мы будем наблюдать интерференцию плоской волны Σ , зарегистрированной во время первой экспозиции, с деформированной волной Σ' и получим полосы равной разности хода лучей в объекте A . Если толщина объекта в некоторой точке равна e , а показатель преломления n , то для каждой из интерференционных полос разность хода равна $(n-1)e = \text{const}$. Если показатель преломления объекта A всюду одинаков, полосы представ-

ляют собой линии равной толщины объекта A . Все происходит так, как если бы мы поместили объект A в классический интерферометр, например в интерферометр Маха — Цендера.

Для того чтобы наблюдать интерференционные полосы на минном изображении, осветим голограмму, как показано на фиг. 2.36. Зрачок глаза находится



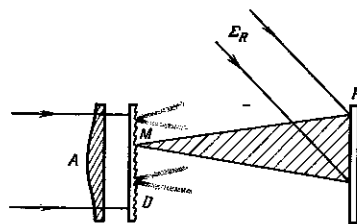
Фиг. 2.37. Наблюдение интерференционной картины на действительном изображении.

в фокусе объектива O , соприкасающегося с голограммой. Объектив O служит для того, чтобы направить в глаз свет от всего объекта A . Без него глаз диафрагмирует голограмму, что влечет за собой уменьшение поля зрения (пунктир на фиг. 2.36).

Можно получить действительное изображение объекта с интерференционными полосами, если осветить голограмму параллельным пучком света, симметричным лучку, использованному при регистрации (фиг. 2.37)*. Поместив экран в плоскость изображения A'' (если объект достаточно тонкий), мы увидим полосы, соответствующие линиям равной разности фаз, вносимой объектом.

§ 16. ИНТЕРФЕРОМЕТРИЯ С РАССЕИВАЮЩИМ ЭКРАНОМ¹⁾

Пусть диффузор D освещен когерентным светом, а прозрачный объект A придвинут вплотную к D (фиг. 2.38). Как и прежде, мы экспонируем фотопластинку в присутствии когерентной опорной волны Σ_R , а затем, ничего не изменяя в схеме, убираем объект



Фиг. 2.38. Интерференция света, прошедшего сквозь рассеивающий экран D .

A . После этого делаем второй снимок и проявляем пластинку. На полученной таким образом голограмме мы увидим интерференционные полосы, соответствующие линиям $(n-1)e = \text{const}$ объекта A . Чтобы показать это, рассмотрим какую-нибудь точку M рассеивающего экрана, расположенную напротив участка объекта A , имеющего толщину e и показатель преломления n . Фаза волны в точке M имеет некоторое определенное значение, которое нам знать не обязательно. Уберем объект A . Оптический путь луча, попадающего

¹⁾ См. [24, 58, 191].



Ф и г. 2.39. Интерференционные полосы вблизи делящего сырада (по Р. Бруку и др.).

в ту же точку M , изменится при этом на $(n-1)e$, так как вместо оптического пути ne , который он проходил в объекте A , он теперь проходит путь e в воздухе. Если в объекте A изменяется от точки к точке только толщина e , интерференционные полосы будут соответствовать линиям равной толщины объекта A . Можно заметить, что этот способ получения интерференционной картины существенно отличается от способа без рассеивающего экрана (гл. 2, § 15); в схеме фиг. 2.38 свет, рассеянный каждой точкой M диффузора D , попадает на всю поверхность голограммы P . Следовательно, изменение оптического пути на $(n-1)e$ регистрируется на всей голограмме. Как и в случае диффузно рассеивающего объекта (гл. 2, § 3), любой части голограммы достаточно, чтобы восстановить всю картину. Изображение и интерференционные полосы можно наблюдать непосредственно глазом, без оптических приборов.

Объект, действующий на фазу, можно также поместить между диффузором D и голограммой P . Делают два снимка: с объектом и без объекта. Для на-



Ф и г. 2.40. Конвекционные потоки около нагретой спирали лампы накаливания (по Р. Бруку и др.).

блюдения около голограммы помещают объектив, а в фокальной плоскости объектива располагают диафрагму с маленьким отверстием в фокусе. Тогда в глаз попадут только лучи от параллельного пучка, падающего от диффузора на голограмму. Перемещая отверстие, можно наблюдать поле интерференции параллельных пучков, проходящих сквозь объект A под разными углами.

Фиг. 2.39 и 2.40 воспроизводят наглядные результаты применения интерференционной голографии, полученные Р. Бруксом и др. На фиг. 2.39 можно видеть изменение давления воздуха вокруг летящего снаряда (аналогичную картину получают с помощью классического интерферометра). Во время первого экспонирования регистрируют свет, рассеянный диффузором и когерентный фон. Второй снимок делают, ничего не изменив в схеме, в тот момент, когда снаряд пролетает перед диффузором *.

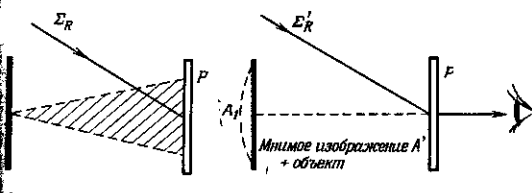
Фиг. 2.40 демонстрирует конвекционные потоки над спиралью лампы накаливания. Во время первого экспонирования незажженную лампу помещают на фоне диффузора (наличие опорного пучка подразумевается). Во время второго экспонирования схема — та же, но лампа уже включена. Так как баллон лампы регистрируется дважды, его оптическая неоднородность никак не влияет на расположение интерференционных полос. В классическом интерферометре это, разумеется, не так.

§ 17. ИНТЕРФЕРОМЕТРИЯ ОБЪЕКТОВ, ДИФФУЗНО РАССЕИВАЮЩИХ СВЕТ¹⁾

Голография позволяет производить интерферометрию диффузно рассеивающих объектов. Это, может

¹⁾ См. [334, 5*, 208* — 210*, 216*].

быть, одна из самых замечательных возможностей ее применения, тем более что другие методы такой возможности не дают. Рассмотрим какой-нибудь объект A , например пластинку из рассеивающего материала. Для простоты предположим, что объект A , освещенный источником света, имеет однородную поверхность. Зарегистрируем голограмму объекта A (фиг. 2.41).



Фиг. 2.41. Регистрация голограммы диффузно рассеивающего объекта A .

Фиг. 2.42. Интерференция, наблюдаемая при совмещении самого объекта A с его мнимым изображением A' , восстановленным голограммой P .

После проявления поместим голограмму на то же место, которое занимала фотопластинка во время регистрации. Объект A тоже занимает прежнее положение. Осветим голограмму пучком Σ'_R , идентичным Σ_R (фиг. 2.42). Световые волны, образующие видимое глазом мнимое изображение A' , интерferируют со светом, рассеянным самим объектом A , если он освещен тем же самым источником, что и прежде (источник, освещающий A , не показан на фиг. 2.42). Если объект A не был деформирован после регистрации голограммы, то A и A' совпадают и интерференционные полосы не возникнут. Интерференция волн, образующих изображение A' и рассеянных предметом A , никак не

проявляется, и изображение столь же равномерно освещено, как и объект*А. Слегка деформируем объект А, например изогнем его так, чтобы он занял положение А₁. Вследствие интерференции волн, образующих изображение А', и волн, рассеянных объектом А₁, немедленно появятся интерференционные полосы, характеризующие деформацию.

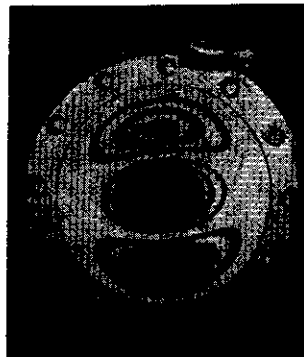
Деформацию можно также наблюдать, снимая объект два раза подряд на одну и ту же голограмму. Во время первого экспонирования объект А не деформирован, во время второго — деформирован. При наблюдении голограмма восстанавливает два изображения: одно в положении А (фиг. 2.42), другое в положении А₁. Волны, восстанавливающие эти изображения, интерферируют, и появляются интерференционные полосы, характеризующие деформацию.

§ 18. ИНТЕРФЕРОМЕТРИЯ ВИБРИРУЮЩИХ ОБЪЕКТОВ¹⁾

Рассмотрим снова объект А, подвергающийся деформации. Сделав два последовательных снимка на одну голограмму, мы получили возможность восстановить объект в двух положениях, А и А₁, и изучить деформацию объекта с помощью интерференции. Допустим теперь, что объект А колеблется и что А₁ — положение объекта А в некоторый фиксированный момент времени. Ничто не мешает нам сделать ряд последовательных моментальных снимков предмета на одну и ту же голограмму. При наблюдении восстановится столько изображений объекта, сколько было сделано моментальных снимков, и все эти изображения будут интерферировать друг с другом. Далее

¹⁾ См. [246, 247].

сделаем только один снимок колеблющегося объекта А с продолжительной выдержкой. После проявления будем рассматривать голограмму, как обычно. Можно показать, что интенсивность в каждой точке изобра-



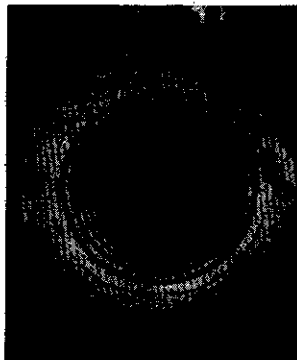
Фиг. 2.43. Интерференционные полосы, полученные при исследовании вибрирующей мембраны (по Р. Пауэллу и К. Стетсону).

жения зависит от амплитуды вибраций. Если вибрация синусоидальна, а рассеивающий объект А, как и раньше, однороден, то интенсивность пропорциональна

$$J_0^2(2Kp_0), \quad (2.7)$$

где p_0 — амплитуда колебаний в рассматриваемой точке, J_0 — функция Бесселя нулевого порядка, а $K=2\pi/\lambda$. Интенсивность в каждой точке не зависит от частоты колебаний. Пауэлл и Стетсон исследовали

таким способом различные моды колебаний мембраны, являющейся торцом цилиндра. Они наблюдали линии



Фиг. 2.44. То же для другой вибраторной моды (по Р. Пауэлу и К. Стетсону).

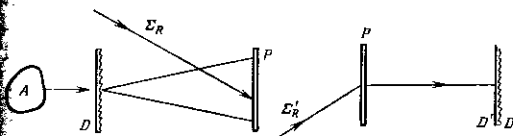
постоянной амплитуды, соответствующие нулям функции Бесселя J_0 . На фиг. 2.43 и 2.44 показаны две моды колебаний*.

§ 19. ГОЛОГРАММА, ЗАРЕГИСТРИРОВАННАЯ СКВОЗЬ ФАЗОВУЮ НЕОДНОРОДНОСТЬ¹⁾

Зарегистрируем голограмму некоторого объекта A (фиг. 2.45), поместив между объектом и голограммой матовое стекло D . Опорная волна Σ_R показана стрелкой. После проявления осветим голограмму P так,

¹⁾ См. [149, 175, 176].

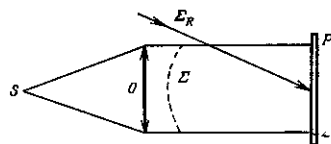
чтобы получить действительное изображение D' диффузора* (фиг. 2.46). Пусть $\Phi(x, y, z)$ — фаза волны в



Фиг. 2.45. Регистрация голограммы объекта A сквозь фазовую неоднородность D .

Фиг. 2.46. Совмещение фазового объекта D с его действительным изображением D' .

некоторой точке x, y, z диффузора. Комплексную амплитуду представим в виде функции $e^{i\Phi}$. В той же точке x, y, z изображения D' диффузора D комплексная ам-

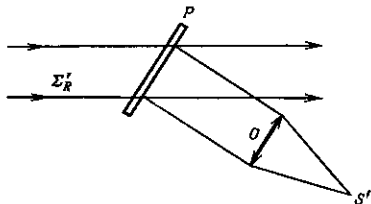


Фиг. 2.47. Регистрация голограммы с помощью объектива, обладающего аберрацией.

плитуда будет $\exp[-j(\Phi + \psi)]$, где ψ — изменение фазы за счет воздействия объекта A . Если совместить диффузор D с его действительным изображением D' , то изменения фазы на диффузоре компенсируют ее изменения на изображении. Останется только изме-

нение фазы за счет взаимодействия волны с объектом A , и мы увидим изображение объекта как сквозь плоскопараллельную пластинку.

Тот же принцип можно использовать для коррекции aberrаций объектива (фиг. 2.47). Точечный источник S помещен в фокусе объектива O , который



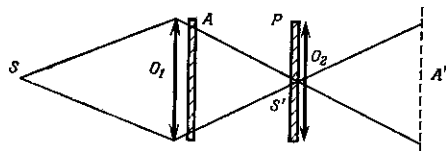
Фиг. 2.48. Коррекция aberrации при освещении объектива сквозь его голограмму P .

должен давать параллельный пучок света. Если объектив O имеет aberrацию, фронт волны Σ не будет плоским, а его деформация будет характеризовать aberrацию объектива. Амплитуду в некоторой точке волны Σ можно представить в виде $e^{i\Phi}$, где Φ — изменение фазы вследствие aberrации. Зарегистрируем голограмму и осветим тот же самый объектив светом, прошедшим сквозь голограмму, как показано на фиг. 2.48*. Пучок света от голограммы P , образующий действительное изображение волны Σ , попадает на объектив O . Амплитуду колебаний в некоторой точке действительного изображения можно представить в виде $e^{-i\Phi}$. Таким образом, изменение фазы волны за счет aberrации объектива, оказывается скомпенсиро-

рованным. Получаем изображение точечного источника S' , не искаженное aberrацией.

§ 20. ГОЛОГРАММЫ ФУРЬЕ И ОПТИЧЕСКАЯ ФИЛЬТРАЦИЯ¹⁾

Голограммы Фурье находят широкое применение в области обработки информации и распознавания образов с помощью оптической фильтрации. Пусть,

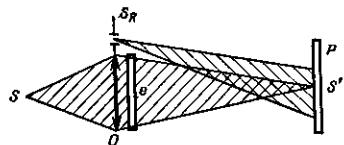


Фиг. 2.49. Принцип оптической фильтрации.

например, у нас есть текст, состоящий из множества белых букв на черном фоне, и мы хотим узнать число каких-нибудь букв, например e , и их расположение в тексте. На фиг. 2.49 приведена принципиальная схема эксперимента. Исследуемый текст A освещается точечным источником S (сфокусированный в точку свет от лазера). Объектив O_1 , находящийся в непосредственном контакте с текстом A , образует изображение S' источника S , представляющее собой характерную картину дифракции света на тексте A . Второй объектив O_2 , расположенный вблизи от S' , дает изображение A' текста A . Если поместить в точку S' подходящий фильтр P , то каждой букве e в тексте A будет соответ-

¹⁾ См. [3, 4, 191, 192, 300, 322, 330, 332, 15*].

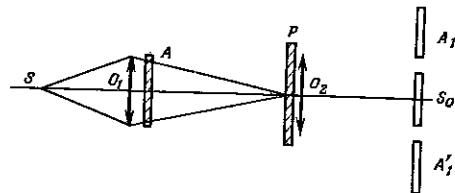
ствовать на изображении A' светящаяся точка на черном фоне. Эти точки будут расположены так же, как буквы e в тексте. Остается выяснить, что из себя представляет и как действует фильтр P . Для того чтобы распознать сигнал, необходимо, разумеется, зарегистрировать максимальное количество касающейся его информации, т. е. амплитуду и фазу световой волны.



Фиг. 2.50. Регистрация голограммы Фурье сигнала (прозрачной буквы e на черном фоне).

Фильтр P , следовательно, должен быть голограммой. Кроме того, как видно из принципиальной схемы фиг. 2.49, голограмма P должна быть голограммой Фурье. Если мы хотим выделить букву e , нужно получить голограмму Фурье этой буквы в когерентном свете (фиг. 2.50). Фотографию буквы e (диапозитивное изображение белой буквы на черном фоне) помещают вплотную к объективу O , освещенному точечным источником S . Фотопластинку P , которая станет потом голограммой, поместим так, чтобы изображение S' источника S попало на пластинку; S_R — опорный точечный источник. Разумеется, свет источников S и S_R получен от одного и того же лазера, который для простоты не показан. В точке S' мы имеем характерную дифракционную картину буквы e , и благодаря ко-

герентному фону, создаваемому источником S_R , можем зафиксировать на голограмме распределение амплитуд и фаз в плоскости этой картины. Полученная таким образом голограмма и есть фильтр P в схеме фиг. 2.49. Как мы уже говорили (гл. 2, § 10), голограммы Фурье дают центральное изображение S_0 источ-



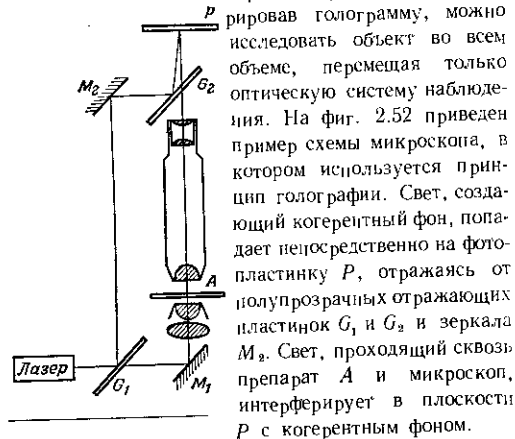
Фиг. 2.51. Фильтр (голограмма Фурье буквы e) помещен перед линзой O_2 .

на изображении (A , или A_1') каждая буква e текста A представлена светящейся точкой.

и два симметричных изображения объекта A и A' (фиг. 2.51)*. Центральное изображение S_0 воспроизводит текст. Если голограмма была получена по схеме фиг. 2.50, то можно показать, что для наших целей нужно использовать изображение A_1' (нижнее на фиг. 2.51). На изображении A_1' имеется светящаяся точка, положение которой соответствует искомому сигналу (т. е. букве e). Если в тексте имеется несколько букв e , им соответствуют отдельные точки, расположение которых определяется расположением букв e в тексте. Очевидно, что если между буквой, которую мы хотим распознать, и какой-нибудь другой буквой нет сходства, появятся паразитные сигналы. Такой сигнал существует, например, для букв I и L .

§ 21. ПРИМЕНЕНИЕ ГОЛОГРАФИИ В МИКРОСКОПИИ¹⁾

Известно, что чем больше увеличение микроскопа, тем меньше глубина резкости. Здесь применение голографии открывает большие перспективы *благодаря возможности получить трехмерное изображение*. Зарегистрировав голограмму, можно исследовать объект во всем объеме, перемещая только оптическую систему наблюдения. На фиг. 2.52 приведен пример схемы микроскопа, в котором используется принцип голографии. Свет, создающий когерентный фон, попадает непосредственно на фотопластинку P , отражаясь от полупрозрачных отражающих пластинок G_1 и G_2 и зеркала M_2 . Свет, проходящий сквозь препарат A и микроскоп, интерферирует в плоскости P с когерентным фоном.



Фиг. 2.52. Применение голографии в микроскопии.

Кроме того, как видно из формулы (2.3), если при регистрации использовать свет с длиной волны λ , а при восстановлении — с длиной волны λ' , то получим увеличение в отношении λ'/λ . Можно представить себе микроскоп, в котором для регистрации будут использоваться рентгеновские лучи, а для восстановления — волны видимого спектра. Так можно было

бы достичь разрешающей способности, сравнимой с разрешающей способностью электронного микроскопа. Но пока это дело будущего.

§ 22. АКУСТИЧЕСКАЯ ГОЛОГРАФИЯ¹⁾

Во всем вышесказанном поперечность волн не играет никакой роли, поэтому ничто не мешает получать голограммы, используя продольные, например акустические, волны. Когерентные ультразвуковые волны легко получать, кроме того, ультразвуком можно «освещать» очень большие объекты. Звуковые волны представляют особый интерес также потому, что могут проникать в оптически непрозрачные предметы. Следовательно, можно получить трехмерное изображение внутренних частей объекта, освещенного такими волнами.

Акустическая голография может найти чрезвычайно интересные применения в медицине, геофизике, металлургии и даже в археологии. Акустические голограммы позволяют получить трехмерное изображение внутренних органов человеческого тела. Геофизики могут исследовать, например, недра Земли и глубины океана.

Принцип получения акустической голограммы аналогичен принципу получения оптической голограммы. Только вместо изменений интенсивности света мы будем иметь дело с изменениями давления. К сожалению, в акустике мы не располагаем средством для регистрации звуковых волн, эквивалентным фоторегистрации в оптике.

В зависимости от способа записи голограмм различают четыре основных метода акустической голографии:

¹⁾ См. [216, 220, 2*, 3*, 283*].

¹⁾ См. [86—88, 107, 171, 176, 300].

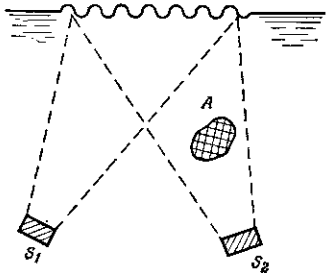
1) Голограмма регистрируется одним приемником, например поверхностью жидкости, которая деформируется под действием звукового давления.

2) Регистрация осуществляется матрицей приемников.

3) Голограмму получают точка за точкой посредством сканирования.

4) Голограммой является сама звуковая волна. Восстановление волнового фронта осуществляется в результате непосредственного взаимодействия света со звуковой волной.

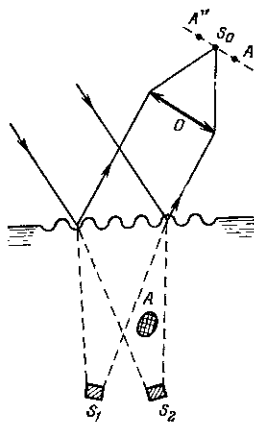
Регистрация голограммы с помощью поверхности жидкости. На фиг. 2.53 приведена принципиальная



Ф и г. 2.53. Регистрация акустической голограммы с помощью поверхностного рельефа жидкости.

схема получения голограмм, использующая деформацию поверхности жидкости. Питание синхронных ультразвуковых излучателей S_1 и S_2 осуществляется от одного и того же генератора или от двух генераторов,

согласованных по фазе. Объект на фиг. 2.53 обозначен буквой A . Волны от излучателя S_2 , деформированные объектом A , интерферируют с недеформированными волнами от когерентного источника S_1 . В результате интерференции на поверхности жидкости появляется рельеф. Можно показать, что деформация поверхности жидкости складывается из постоянной, т. е. не зависящей от времени, деформации и деформации,

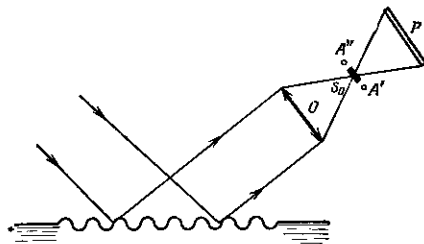


Ф и г. 2.54. Наблюдение изображения, восстановленного с помощью акустической голограммы.

являющейся функцией времени. Этой последней можно пренебречь, а постоянная деформация и образует акустическую голограмму. Рельеф на поверхности жидкости соответствует изменениям фазы и может быть

зарегистрирован фотографически. Нужно только преобразовать поверхностную деформацию жидкости в изменения интенсивности света. На фиг. 2.54 изображена схема устройства, позволяющего либо непосредственно наблюдать восстановленные изображения предмета, либо зарегистрировать голограмму. Поверхность жидкости освещается параллельным монохроматическим пучком света, длина волны которого, естественно, гораздо меньше, чем длина звуковой волны. Длина волны, используемой для восстановления, порядка 0,6 мкм, тогда как звуковые волны частоты 50 МГц, скорость распространения которых 1000 м/с, имеют длину волны порядка 20 мкм. Отсюда следует, что два восстановленных изображения находятся очень далеко от поверхности жидкости (плоскости голограммы) [см. формулы (3.37), (3.38)]. Причем одно изображение располагается над поверхностью жидкости, другое — под ней. Если поместить на пути световых пучков объектив O , то мы получим оба восстановленных изображения, A' и A'' , близко от фокальной плоскости объектива O . В S_0 образуется изображение источника. Таким образом можно непосредственно наблюдать оба изображения, каждое из которых является трехмерным. Мы осуществили устройство, позволяющее производить наблюдения в реальном времени. Чтобы зарегистрировать голограмму, достаточно сфотографировать поверхность жидкости на пластинку P с помощью объектива O (фиг. 2.55). Прикрыв небольшим непрозрачным экраном изображение источника S_0 , мы получим преобразование поверхностного рельефа жидкости в изменения интенсивности света. Поверхность жидкости фотографируется только в рассеянном свете, как в теновом методе фуко.

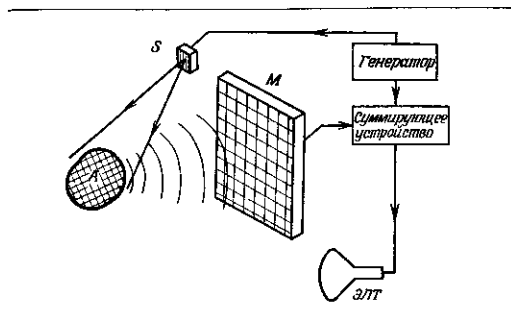
Тот факт, что длина волны света, который был использован для оптического восстановления голограммы, сильно отличается от длины звуковой волны, используемой для регистрации, приводит не только к удаленности изображений, как мы уже отмечали, но и к появлению аберраций. Чтобы избежать этого, следует уменьшить фотографическое изображение голограммы в отношении, по возможности близком к отношению длин волн. Для ультразвука частоты 50 МГц, соответствующего длине волны 20 мкм, нужно



Фиг. 2.55. Фотографирование акустической голограммы.

уменьшить размеры голограммы в 30 раз. Если частота равна 0,1 МГц, то длина волны будет порядка сантиметра и отношение длин волн становится очень большим. В то же время на поверхности диаметром 20 см мы получаем очень небольшое число акустических интерференционных полос, которое зависит также от угла между интерферирующими пучками и определяет достигаемое разрешение.

Регистрация голограммы с помощью матрицы приемников. Это принцип оптической голографии, перенесенный в область акустической голографии, за исключением того, что приемник представляет матрицу детекторов M (фиг. 2.56)*. Другое отличие этой схемы от оптической состоит в следующем. Ультразвуковой излучатель возбуждается электрическим сигналом,



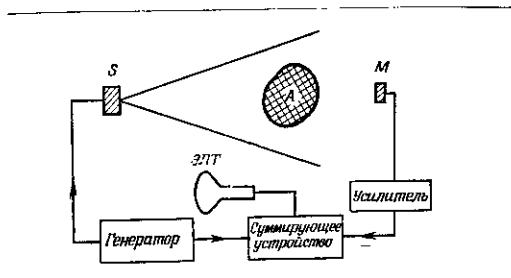
Фиг. 2.56. Регистрация акустической голограммы с помощью матрицы приемников.

ЭЛТ — электронно-лучевая трубка.

что дает возможность моделировать звуковую опорную волну с помощью электрического сигнала. Усилитель суммирует сигнал от матрицы M с электрическим сигналом, даваемым непосредственно генератором. Это электрическое суммирование заменяет интерференцию в плоскости голограммы. Результирующий сигнал модулирует интенсивность электронного пучка электронно-лучевой трубки, на экране которой образуется голограмма. Таким образом, в акустической

голографии можно обойтись без опорной звуковой волны, заменив ее электрическим сигналом.

Регистрация посредством сканирования. В предыдущей схеме можно использовать сканирование, т. е. включать отдельные датчики матрицы последовательно. Сканирование можно осуществлять также по схеме фиг. 2.57. Объект A «освещен» ультразвуковым излучателем S , который возбуждается гене-



Фиг. 2.57. Схема получения акустической голограммы объекта A методом сканирования приемником M или излучателем S .

ратором. Датчик M (микрофон) находится в плоскости голограммы. Он сканирует эту плоскость точка за точкой. Электрический сигнал от микрофона M складывается с сигналом, полученным непосредственно от генератора (электрическая модель опорной волны). Результирующий сигнал модулирует пучок электронно-лучевой трубки, на экране которой визуализируется голограмма. Она может быть сфотографирована. В схеме фиг. 2.57 ничего не изменится, если поменять местами излучатель и датчик, т. е. акусти-

ческую голограмму можно зарегистрировать в некоторой определенной точке пространства, сканируя предмет с помощью звуковой излучателя.

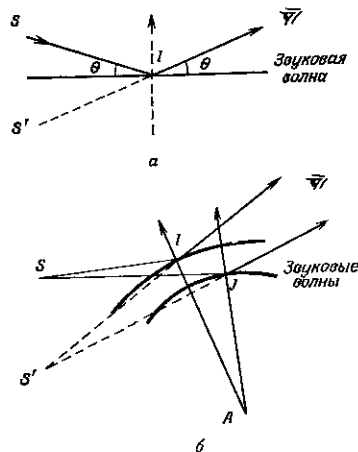
Можно получить довольно быструю развертку, используя телевизионную трубку, экран которой заменен пьезоэлектрической пластинкой (преобразователь Соколова). Кристалл находится в плоскости голограммы, и электронный пучок сканирует его. Напряжение на кристалле линейно зависит от амплитуды падающей на него ультразвуковой волны. Это напряжение модулирует интенсивность вторичной эмиссии, вызываемой пучком развертки. Полученный сигнал суммируется с опорным электрическим сигналом и после усиления поступает на электронно-лучевую трубку, на экране которой появляется оптическое изображение акустической голограммы. Так как в телевизионной трубке — вакуум, и кристаллическая пластинка должна выдерживать давление порядка одной атмосферы, ее полезная площадь не превышает нескольких сантиметров. Можно использовать мозаику из пьезоэлектрических пластинок, вмонтированных в металлическую решетку.

Непосредственное взаимодействие света со звуковыми волнами. Рассмотрим параллельный пучок световых лучей, распространяющийся в акустическом поле. Световой луч SI (фиг. 2.58) отразится от плоской звуковой волны, если угол θ удовлетворяет условию Брэгга

$$2\Lambda \sin \theta = \lambda,$$

где Λ — длина звуковой волны, а λ — длина волны используемого света. Так как $\Lambda \gg \lambda$, угол θ всегда очень мал. Применим это условие к следующему случаю:

источник A испускает звуковые волны, а источник S — световые. Простое геометрическое построение показывает, что направление световых лучей, отраженных от звуковых волн, таково, что кажется, будто их испускает мнимый источник S' . Изображение



Фиг. 2.58. Получение изображений путем использования брэгговской дифракции света на акустической волне.

S' можно считать оптически восстановленным изображением акустического объекта A . Изображение S' находится в бесконечности, если звуковые волны плоские. Если A — объект, испускающий звуковые волны, мы получим в окрестности S' оптическое изображение A , уменьшенное в отношении Λ/λ . Таким

способом можно наблюдать протекание процесса во времени.

Восстановление изображения с помощью электронной вычислительной машины. Для преобразования акустической голограммы в оптическую ее можно по точкам переводить в цифровой код; это особенно легко потому, что она переводится на язык электрических сигналов. Сигналы посылаются на вычислительную машину, которая воспроизводит голограмму с помощью печатающего устройства или на экране электронно-лучевой трубки. Электронная вычислительная машина может произвести любую фильтрацию с целью улучшения изображения. Можно также преобразовать акустические голограммы в голограммы типа киноформ (см. гл. 4).

Регистрация голограмм с помощью звуковых волн разной длины. Для регистрации можно использовать звуковые колебания трех разных длин волн. При восстановлении используем видимый свет трех разных длин волн (красный, зеленый и синий). Полученные таким образом окрашенные голограммы позволяют исследовать реакцию объекта на звуковые колебания трех различных длин волн.

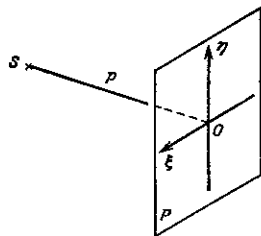
Применения акустической голографии. Акустическую голографию можно использовать для подводных исследований. Следует выбирать частоту порядка 250 кГц, чтобы поглощение было минимальным. Используя хорошо проникающие волны низкой частоты, приблизительно от 10 до 100 Гц, можно исследовать земные недра, например, с целью разведки нефти.

В других областях, таких, как медицина и биология, голография предлагает новые, чрезвычайно интересные решения. Внутренние органы человеческого тела можно голографировать благодаря тому, что акустическая прозрачность тканей различна. Без всякой опасности для больного можно «извлечь» любой орган и исследовать его в трех измерениях. Для этого используются в основном частоты порядка 5 МГц*.

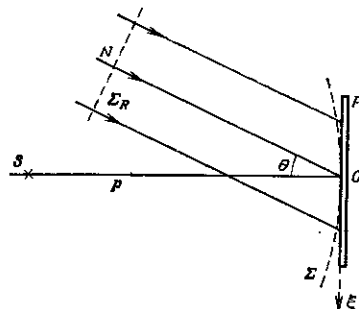
В археологии акустическая голография дает возможность восстанавливать в трех измерениях изображения объектов, замурованных в толще больших твердых масс, не боясь повредить эти объекты.

ОБРАЗОВАНИЕ ИЗООБРАЖЕНИЙ
В ГОЛОГРАФИИ§ 1. РЕГИСТРАЦИЯ АМПЛИТУДЫ И ФАЗЫ ВОЛНЫ,
ИСПУСКАЕМОЙ ТОЧЕЧНЫМ ИСТОЧНИКОМ¹⁾

Пусть точечный источник S (фиг. 3.1) освещает плоскость (η, ξ) фотопластинки. Источник S расположен на расстоянии $SO = r$ от фотопластинки. Кроме сферической волны Σ от источника S , на пластинку падает когерентная опорная волна Σ_R (фиг. 3.2). Предпола-

Фиг. 3.1. Регистрация голограммы точечного объекта S .¹⁾ См. [65, 107, 300].

гается, что волна Σ_R плоская. Нормаль NO к поверхности фронта Σ_R , расположенная в плоскости чертежа, составляет угол θ с направлением SO . В некоторой

Фиг. 3.2. Когерентный пучок падает на пластинку под углом θ .

точке плоскости (η, ξ) фотопластинки сферическая волна от источника S имеет комплексную амплитуду $F(\eta, \xi)$, а когерентная волна Σ_R — амплитуду $a(\eta, \xi)$. Когерентная волна Σ_R создает в плоскости фотопластинки равномерную освещенность с точностью до постоянного множителя, равную $|a|^2$. Можно положить, что

$$a(\eta, \xi) = a_0 e^{-iK\theta\xi}, \quad (3.1)$$

где $K = 2\pi/\lambda$ (λ — длина волны используемого света) и a_0 — константа.

Амплитуда света в некоторой точке (η, ξ) фотопластинки равна

$$a(\eta, \xi) + F(\eta, \xi), \quad (3.2)$$

а освещенность —

$$E = (a + F)(a^* + F^*) = |a|^2 + |F|^2 + a^*F + aF^*. \quad (3.3)$$

Изменение освещенности на фотопластинке (η , ξ) происходит в результате интерференции волн Σ и Σ_R . За время экспонирования T на пластинку падает энергия

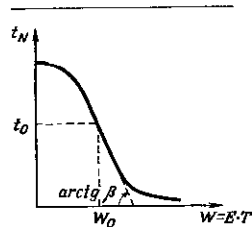
$$W = ET = T[|a|^2 + |F|^2 + a^*F + aF^*]. \quad (3.4)$$

Коэффициент пропускания (по амплитуде) полученного негатива линейно зависит от энергии W , если при экспонировании мы не выходим за пределы линейного участка характеристической кривой $t_N = f(W)$ (фиг. 3.3). Для этого нужно, чтобы величина произведения $W = ET$ не отличалась сильно от среднего значения W_0 . Необходимо, следовательно, чтобы интерференционные полосы на фотопластинке были не слишком контрастными, т.е. чтобы амплитуды волн Σ и Σ_R отличались друг от друга. Действительно, если

Фиг. 3.3. Зависимость амплитудного пропускания негатива от экспозиции.

Экспозиция равна произведению освещенности E на время выдержки T .

амплитуды волн Σ и Σ_R равны между собой, то, согласно теории интерференции, темные полосы будут совершенно черными ($E=0$). В таком случае соответствующая точка находится вне линейного участка кривой (фиг. 3.3). В оптимальных же условиях амплитудное пропускание (коэффициент пропускания по



амплитуде) негатива равно

$$t_N = t_0 - \beta(W - W_0), \quad (3.5)$$

где W_0 — среднее значение энергии, падающей на фотопластинку. W не должна слишком сильно отличаться от W_0 . Амплитуда t_0 соответствует $W = W_0$; β — наклон (угловой коэффициент) прямолинейного участка кривой $t_N = f(W)$. Пусть

$$W_0 = T|a|^2. \quad (3.6)$$

Учитывая (3.4), получаем

$$t_N = t_0 - \beta T[|F|^2 + a^*F + aF^*]; \quad (3.7)$$

вводим обозначение $\beta' = \beta T$:

$$t_N = t_0 - \beta' [|F|^2 + a^*F + aF^*]. \quad (3.8)$$

Два последних члена выражения в скобках показывают, что с помощью когерентного фона Σ_R амплитуда и фаза волн Σ , испускаемой источником S (т.е. информация, содержащаяся в функции $F(\eta, \xi)$), зарегистрированы на фотопластинке.

§ 2. ВОССТАНОВЛЕНИЕ ИЗОБРАЖЕНИЯ ТОЧЕЧНОГО ИСТОЧНИКА

Осветим полученный негатив (голограмму) волной, комплексная амплитуда которой в плоскости (η , ξ) описывается функцией $b(\eta, \xi)$. Амплитуда света, прошедшего сквозь голограмму, будет равна

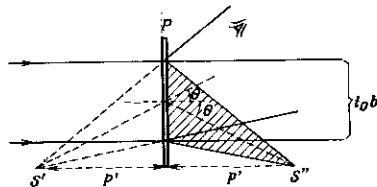
$$b(\eta, \xi) t_N(\eta, \xi) = t_0 b - b\beta' [|F|^2 + a^*F + aF^*]. \quad (3.9)$$

Если для восстановления изображения берется идеально плоская волна, фронт которой параллелен плоскости голограммы, то амплитуда b в предыдущем выражении постоянна. Подставив вместо амплитуды

$a(\eta, \xi)$ ее выражение (3.1), получим

$$bt_N = t_0 b - b\beta' |F|^2 - b\beta' a_0 F e^{iK\theta_0} - b\beta' a_0 F^* e^{-iK\theta_0}. \quad (3.10)$$

Первый член $t_0 b$ представляет собой с точностью до постоянного множителя плоскую волну, используемую для восстановления (фиг. 3.4). Это плоская волна, прошедшая сквозь негатив без изменения направления. Второй член $b\beta' |F|^2$ учитывает небольшое изменение амплитудного пропускания за счет $|F|^2$. Он описывает небольшое отклонение плоской



Фиг. 3.4. При восстановлении получаем два изображения: мнимое S' и действительное S'' .

падающей волны восстановления вследствие дифракции. Практически можно считать, что оба члена $t_0 b$ и $b\beta' |F|^2$ относятся к волне, прошедшей сквозь негатив без изменения направления.

Третий член $b\beta' a_0 F e^{iK\theta_0}$ дает с точностью до множителя $b\beta' a_0 e^{iK\theta_0}$ амплитуду $F(\eta, \xi)$ волны, испускаемой точечным источником:

$$F(\eta, \xi) = F_0 e^{iK\sqrt{p^2 + \eta^2 + \xi^2}}. \quad (3.11)$$

Это — *расходящаяся* сферическая волна, источником которой служит *мнимый* источник, расположенный

на расстоянии p' от голограммы. Множитель $e^{iK\theta_0}$ указывает на то, что среднее направление этой волны составляет угол θ с нормалью к плоскости голограммы.

Четвертый член $b\beta' a_0 F^* e^{-iK\theta_0}$ пропорционален амплитуде сопряженной волны F^* :

$$F^*(\eta, \xi) = F_0 e^{-iK\sqrt{p'^2 + \eta'^2 + \xi'^2}}. \quad (3.12)$$

Это — *сходящаяся* сферическая волна, образующая действительное изображение источника, расположенного на расстоянии p' от голограммы. Множитель $e^{-iK\theta_0}$ свидетельствует о том, что среднее направление волны, образующей изображение S'' , составляет угол θ с нормалью к плоскости голограммы.

§ 3. ВОССТАНОВЛЕНИЕ ИЗОБРАЖЕНИЯ ОБЪЕКТА ПРОИЗВОЛЬНЫХ РАЗМЕРОВ

Можно считать, что объект произвольных размеров состоит из большого количества точечных источников, испускающих волны определенной амплитуды и фазы. Тогда выражение (3.2) можно заменить выражением вида

$$a(\eta, \xi) = \sum F; \quad (3.13)$$

$\sum F$ — сумма амплитуд колебаний, пришедших на фотопластинку от разных точек объекта, которые действуют как точечные источники. Амплитудное пропускание t_N (3.8) голограммы может быть записано в виде

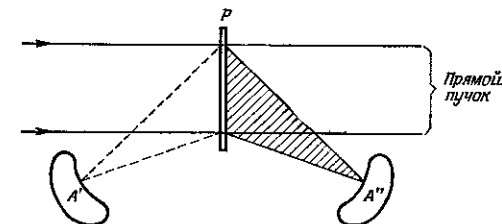
$$t_N = t_0 - \beta' [(\sum F)(\sum F^*) + a^* \sum F + a \sum F^*]. \quad (3.14)$$

При восстановлении изображения плоской волной, фронт которой параллелен плоскости голограммы,

вместо выражения (3.10) получим

$$ht_N = t_0 b - b\beta' (\Sigma F) (\Sigma F^*) - b\beta' a_0 e^{-iK\zeta} \Sigma F - b\beta' a_0 e^{-iK\zeta} \Sigma F^* \quad (3.15)$$

Здесь третье слагаемое соответствует восстановленным мнимым изображениям всех точек объекта (фиг. 3.5). Мнимое изображение A' восстанавливает объект в трех измерениях. Четвертое слагаемое соответствует восстановленному действительному изображению A'' объекта. Некоторые свойства действительного изображения делают его, однако, менее интересным, чем мнимое изображение. Например, его глубина резкости так мала, что практически можно получить фотогра-



Фиг. 3.5. Восстановление изображения объекта, диффузно рассеивающего свет.

фию, используя только очень небольшой участок голограммы. Визуальному наблюдению мнимого изображения этот эффект не мешает, так как диафрагмирование производится в этом случае самим зрачком глаза. Кроме того, эффекты параллакса при наблюдении действительного изображения обращены, а видимый рельеф обратен рельефу исходного предмета.

§ 4. НЕКОТОРЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ ПО ПОВОДУ ИЗОБРАЖЕНИЙ, ДАВАЕМЫХ ГОЛОГРАММОЙ

В предыдущем параграфе мы рассматривали восстановление изображений некоторого предмета с помощью голограммы как восстановление изображений всех его точек. В этом нет необходимости, так как расчет можно произвести непосредственно. Если $a(\eta, \xi)$ — комплексная амплитуда волны когерентного фона, а $\mathcal{F}(\eta, \xi)$ — комплексная амплитуда волны, приходящей от объекта в целом, то освещенность в плоскости фотопластины будет равна

$$E = (a + \mathcal{F})(a^* + \mathcal{F}^*), \quad (3.16)$$

а энергия, падающая на пластинку,

$$W = ET = T |a|^2 + T |\mathcal{F}|^2 + T a^* \mathcal{F} + T a \mathcal{F}^*, \quad (3.17)$$

где T — время экспонирования. Если условия экспонирования соответствовали прямолинейному участку кривой $t_N = f(W)$, то после проявления фотопластины мы получим для амплитудного пропускания голограммы выражение

$$t_N = t_0 - \beta' [|\mathcal{F}|^2 + a^* \mathcal{F} + a \mathcal{F}^*], \quad (3.18)$$

которое, учитывая (3.1), можно переписать в виде

$$t_N = t_0 - \beta' |\mathcal{F}|^2 - \beta' a_0 e^{iK\zeta} \mathcal{F} - \beta' a_0 e^{-iK\zeta} \mathcal{F}^*. \quad (3.19)$$

Если осветить голограмму идеальной плоской волной с амплитудой b , фронт которой параллелен плоскости голограммы, то амплитуда света, прошедшего сквозь голограмму, будет равна

$$ht_N = t_0 b - b\beta' |\mathcal{F}|^2 - b\beta' a_0 e^{iK\zeta} \mathcal{F} - b\beta' a_0 e^{-iK\zeta} \mathcal{F}^*, \quad (3.20)$$

где b — константа,

Два первых члена дают амплитуду в пучке, прошедшем практически без отклонения. Третий член восстанавливает с точностью до постоянного множителя амплитуду света, рассеянного объектом. Он восстанавливает, следовательно, мнимое изображение объекта A' (фиг. 3.5). Четвертый член дает амплитуду света в действительном изображении A'' . В предыдущих расчетах толщиной эмульсии мы пренебрегали. Как известно (гл. 2, § 12), в этом случае максимально интенсивное мнимое изображение получается, если при восстановлении голограмму осветить волной, совершенно идентичной той, которая была использована для освещения при регистрации. Для удобства наблюдения действительного изображения нужно при восстановлении осветить голограмму волной, сопряженной той, которая была использована при регистрации.

§ 5. ГЕОМЕТРИЯ РЕГИСТРАЦИИ ГОЛОГРАММ И ВОССТАНОВЛЕНИЯ ИЗОБРАЖЕНИЙ¹⁾

Рассмотрим точечный источник S в точке (ρ, η, ξ_0) , который играет роль точечного объекта (фиг. 3.6). Когерентная опорная волна излучается точечным источником S_R , расположенным в точке (ρ, η_R, ξ_R) . Амплитуда колебаний, пришедших в некоторую точку (η, ξ) фотопластинки от точечного объекта S , равна

$$\frac{1}{i\lambda p} \exp \left[i \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{p^2 + (\eta - \eta_0)^2 + (\xi - \xi_0)^2} \right]. \quad (3.21)$$

Можно считать, что*

$$\sqrt{p^2 + (\eta - \eta_0)^2 + (\xi - \xi_0)^2} \approx p \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{\eta - \eta_0}{p} \right)^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{\xi - \xi_0}{p} \right)^2 \right], \quad (3.22)$$

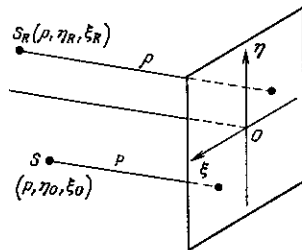
¹⁾ См. [107, 191].

тогда для амплитуды колебаний, пришедших от объекта S , получим

$$\frac{1}{i\lambda p} \exp \left(i \frac{2\pi}{\lambda} p \right) \exp \left\{ i \frac{\pi}{\lambda p} \left[(\eta - \eta_0)^2 + (\xi - \xi_0)^2 \right] \right\}. \quad (3.23)$$

Запишем это выражение в виде

$$F_0 \exp \left\{ i \frac{\pi}{\lambda p} \left[(\eta - \eta_0)^2 + (\xi - \xi_0)^2 \right] \right\}, \quad (3.24)$$



Ф и г. 3.6. Расположение точки-объекта S и опорного источника S_R при регистрации.

где F_0 — постоянный комплексный множитель, учитывающий амплитуду и фазу колебаний, испускаемых точечным объектом S . Точно так же выразим амплитуду колебаний, пришедших в ту же точку (η, ξ) фотопластинки от точечного источника S_R :

$$a_0 \exp \left\{ i \frac{\pi}{\lambda p} \left[(\eta - \eta_R)^2 + (\xi - \xi_R)^2 \right] \right\}, \quad (3.25)$$

где a_0 — постоянный комплексный множитель, учитывающий амплитуду и фазу волн, излучаемых источником S_R . Полная амплитуда световых колебаний в

точке (η, ξ) фотопластинки будет равна

$$a_0 \exp \left\{ i \frac{\pi}{\lambda \rho} [(\eta - \eta_R)^2 + (\xi - \xi_R)^2] \right\} + F_0 \exp \left\{ i \frac{\pi}{\lambda \rho} [(\eta - \eta_0)^2 + (\xi - \xi_0)^2] \right\}, \quad (3.26)$$

а освещенность в этой точке равна

$$E = |a_0|^2 + |F_0|^2 + a_0^* F_0 \exp \left\{ -i \frac{\pi}{\lambda \rho} [(\eta - \eta_R)^2 + (\xi - \xi_R)^2] \right\} \times \\ \times \exp \left\{ i \frac{\pi}{\lambda \rho} [(\eta - \eta_0)^2 + (\xi - \xi_0)^2] \right\} + \\ + a_0 F_0^* \exp \left\{ i \frac{\pi}{\lambda \rho} [(\eta - \eta_R)^2 + (\xi - \xi_R)^2] \right\} \times \\ \times \exp \left\{ -i \frac{\pi}{\lambda \rho} [(\eta - \eta_0)^2 + (\xi - \xi_0)^2] \right\}. \quad (3.27)$$

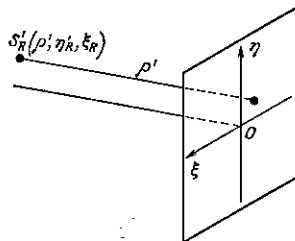
В дальнейшем мы будем называть «главным изображением» изображение, соответствующее третьему члену выражения (3.10) [или (3.27)] этот третий член есть амплитуда волны, рассеянной объектом $F(\eta, \xi)$. «Сопряженным изображением» мы будем называть изображение, соответствующее четвертому члену (3.10) [или (3.27)] (четвертый член — это амплитуда сопряженной волны $F^*(\eta, \xi)$).

Амплитудное пропускание t_N голограммы, полученной после проявления фотопластинки, дается выражением, аналогичным (3.8). Два интересных нас члена этого выражения записываются в виде

$$\beta' a_0^* F_0 \exp \left\{ -i \frac{\pi}{\lambda \rho} [(\eta - \eta_R)^2 + (\xi - \xi_R)^2] \right\} \times \\ \times \exp \left\{ i \frac{\pi}{\lambda \rho} [(\eta - \eta_0)^2 + (\xi - \xi_0)^2] \right\} \quad (\text{главное изображение}), \quad (3.28)$$

$$\beta' a_0 F_0^* \exp \left\{ i \frac{\pi}{\lambda \rho} [(\eta - \eta_R)^2 + (\xi - \xi_R)^2] \right\} \times \\ \times \exp \left\{ -i \frac{\pi}{\lambda \rho} [(\eta - \eta_0)^2 + (\xi - \xi_0)^2] \right\} \quad (\text{сопряженное изображение}). \quad (3.29)$$

При восстановлении освещают голограмму сферической волной от точечного источника S'_R , расположенного в точке (η', η_R, ξ_R) (фиг. 3.7). В общем случае длина волны λ' освещения при восстановлении



Фиг. 3.7. Положение источника S'_R при восстановлении.

отличается от длины волны λ освещения при регистрации. Волну восстановления можно представить в виде

$$b_0 \exp \left\{ i \frac{\pi}{\lambda' \rho'} [(\eta - \eta'_R)^2 + (\xi - \xi'_R)^2] \right\}. \quad (3.30)$$

Два интересных нас члена, соответствующих двум восстановленным изображениям, можно получить, умножив (3.28) и (3.29) на (3.30):

$$\mathcal{A} = \beta' a_0^* b_0 F_0 \exp \left\{ -i \frac{\pi}{\lambda \rho} [(\eta - \eta_R)^2 + (\xi - \xi_R)^2] \right\} \times \\ \times \exp \left\{ i \frac{\pi}{\lambda \rho} [(\eta - \eta_0)^2 + (\xi - \xi_0)^2] \right\} \times \\ \times \exp \left\{ i \frac{\pi}{\lambda' \rho'} [(\eta - \eta'_R)^2 + (\xi - \xi'_R)^2] \right\} \quad (\text{главное изображение}), \quad (3.31)$$

$$\mathcal{A}' = \beta' a_0 b_0 F_0^* \exp \left\{ i \frac{\pi}{\lambda p} [(\eta - \eta_R)^2 + (\xi - \xi_R)^2] \right\} \times \\ \times \exp \left\{ -i \frac{\pi}{\lambda p} [(\eta - \eta_0)^2 + (\xi - \xi_0)^2] \right\} \times \\ \times \exp \left\{ i \frac{\pi}{\lambda' p'} [(\eta - \eta_R')^2 + (\xi - \xi_R')^2] \right\} \quad \text{(сопряженное изображение).} \quad (3.32)$$

Эти два выражения соответствуют двум восстановленным точечным изображениям и описывают, в приближении (3.22), две сферические волны. Чтобы найти расстояния p' и p'' от этих изображений до голограммы, достаточно сравнить (3.31) и (3.32) с общим выражением для сферической волны, испускаемой точечным источником, находящимся на расстоянии p' от голограммы. В том же приближении сферическая волна запишется в виде

$$\exp \left[i \frac{\pi}{\lambda' p'} (\eta^2 + \xi^2) \right]. \quad (3.33)$$

где p' — расстояние от главного изображения до голограммы. Выделим в (3.31) и (3.32) множители, содержащиеся в показателе $(\eta^2 + \xi^2)$. Соответствующий множитель в (3.31) имеет вид

$$\exp \left\{ i \pi \left[-\frac{1}{\lambda p} + \frac{1}{\lambda p} + \frac{1}{\lambda' p'} \right] \right\} (\eta^2 + \xi^2). \quad (3.34)$$

Сравнивая (3.33) и (3.34), получим уравнение для расстояния p' от главного изображения до голограммы:

$$\frac{1}{\lambda' p'} = -\frac{1}{\lambda p} + \frac{1}{\lambda p} + \frac{1}{\lambda' p'}. \quad (3.35)$$

Для расстояния p'' от сопряженного изображения (3.32) до голограммы аналогичным образом получим уравнение

$$\frac{1}{\lambda' p''} = \frac{1}{\lambda p} - \frac{1}{\lambda p} + \frac{1}{\lambda' p'}. \quad (3.35)$$

Уравнения (3.35) и (3.36) можно записать в виде

$$\frac{1}{p''} = \frac{\lambda'}{\lambda} \left(\frac{1}{p} - \frac{1}{p} \right) + \frac{1}{p'} \quad \text{(главное изображение),} \quad (3.37)$$

$$\frac{1}{p''} = \frac{\lambda'}{\lambda} \left(-\frac{1}{p} + \frac{1}{p} \right) + \frac{1}{p'} \quad \text{(сопряженное изображение).} \quad (3.38)$$

Чтобы найти две другие координаты изображения, нужно сделать приведение подобных членов, линейных по η и ξ . Если в показателе выражения (3.24) оставить только линейные члены, то оно примет вид

$$\exp \left[i \frac{2\pi}{\lambda' p'} (\eta_0 \eta + \xi_0 \xi) \right], \quad (3.39)$$

где η_0 и ξ_0 — координаты главного изображения. Отставив в показателе выражения (3.31) только члены, линейные по η и ξ , имеем

$$\exp \left[i \frac{2\pi}{\lambda p} (\eta \eta_R + \xi \xi_R) \right] \exp \left[-i \frac{2\pi}{\lambda p} (\eta \eta_0 + \xi \xi_0) \right] \times \\ \times \exp \left[-i \frac{2\pi}{\lambda' p'} (\eta \eta_R' + \xi \xi_R') \right] \quad (3.40)$$

или

$$\exp \left[i 2\pi \left(\frac{\eta_R}{\lambda p} - \frac{\eta_0}{\lambda p} - \frac{\eta_R'}{\lambda' p'} \right) \eta \times \right. \\ \left. \times \exp \left[i 2\pi \left(\frac{\xi_R}{\lambda p} - \frac{\xi_0}{\lambda p} - \frac{\xi_R'}{\lambda' p'} \right) \right] \xi \right]. \quad (3.41)$$

Приравняв коэффициенты при η и ξ в выражениях (3.39) и (3.41), получаем

$$\eta_0 = \frac{\lambda'}{\lambda} \left(\frac{p'}{p} \eta_R - \frac{p'}{p} \eta_0 \right) - \frac{p'}{p} \eta_R' \quad \text{(главное изображение).} \quad (3.42)$$

$$\xi_0 = \frac{\lambda'}{\lambda} \left(\frac{p'}{p} \xi_R - \frac{p'}{p} \xi_0 \right) - \frac{p'}{p} \xi_R' \quad \text{(сопряженное изображение).} \quad (3.43)$$

Точно так же координаты сопряженного изображения η_c и ξ_c найдем, сравнивая выражение

$$\exp \left[i \frac{2\pi}{\lambda' p'} (\eta_c \eta + \xi_c \xi) \right] \quad (3.44)$$

и выражение (3.32). Для η_c и ξ_c получим

$$\eta_c = \frac{\lambda'}{\lambda} \left(-\frac{p'}{p} \eta_R + \frac{p'}{p} \eta_0 \right) - \frac{p'}{p} \eta'_R \quad (\text{сопряженное изображение}) \quad (3.45)$$

$$\xi_c = \frac{\lambda'}{\lambda} \left(-\frac{p'}{p} \xi_R + \frac{p'}{p} \xi_0 \right) - \frac{p'}{p} \xi'_R \quad (\text{сопряженное изображение}). \quad (3.46)$$

Определим по формулам (3.42) смещение главного изображения ($\Delta\eta_n$, $\Delta\xi_n$) при изменении положения объекта ($\Delta\eta_0$, $\Delta\xi_0$):

$$\Delta\eta_n = -\frac{\lambda'}{\lambda} \frac{p'}{p} \Delta\eta_0 \quad (3.47)$$

$$\Delta\xi_n = -\frac{\lambda'}{\lambda} \frac{p'}{p} \Delta\xi_0 \quad (3.48)$$

Коэффициент линейного увеличения G восстановленного главного изображения (по сравнению с самим объектом) с точностью до знака запишется в виде

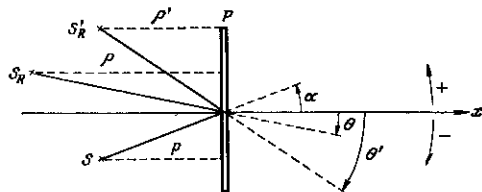
$$G = \frac{\Delta\eta_n}{\Delta\eta_0} = \frac{\Delta\xi_n}{\Delta\xi_0} = \frac{\lambda'}{\lambda} \frac{p'}{p}. \quad (3.49)$$

Учитывая (3.37), получаем

$$G = \left(1 - \frac{p}{p'} + \frac{\lambda'}{\lambda} \frac{p}{p'} \right)^{-1}. \quad (3.50)$$

Для сопряженного изображения изменится только знак последнего слагаемого в скобках. Из формулы (3.50) видно, что увеличение равно 1, если опорный источник S_R , используемый при регистрации, и источник S'_R , используемый при восстановлении, расположены в бесконечности ($p=p'=\infty$)*. Оно равно 1 также в случае, когда $\lambda=\lambda'$, причем для главного изображения $p=p'$, а для сопряженного изображения $p=-p'$. Формула (3.50), как мы уже говорили (см. стр. 104), очень важна. Из нее следует, что можно получить большое увеличение, если использовать при восстановлении свет гораздо большей длины волн, чем при регистрации.

Пусть углы α , θ , θ' (фиг. 3.8) определяют положение объекта S , опорного источника при регистрации S_R и источника S'_R при восстановлении соответственно. Тогда для углов α' и α'' , определяющих положение



Фиг. 3.8. Отсчет углов, определяющих положение точки-объекта S , опорного источника S_R (при регистрации) и источника S'_R (при восстановлении).

ния главного и сопряженного изображений, получим следующие выражения:

$$\alpha' = \frac{\lambda'}{\lambda} (\alpha - \theta) + \theta' \quad (\text{главное изображение}), \quad (3.51)$$

$$\alpha'' = \frac{\lambda'}{\lambda} (-\alpha + \theta) + \theta' \quad (\text{сопряженное изображение}). \quad (3.52)$$

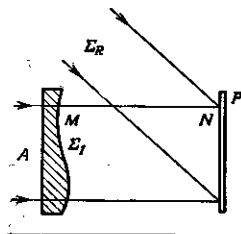
Углы отсчитываются, как обычно, против часовой стрелки. Чтобы получить эти формулы, достаточно ввести в показатели экспонент члены, учитывающие отклонение пучков от прямого направления*.

§ 6. ГОЛОГРАФИЧЕСКАЯ ИНТЕРФЕРОМЕТРИЯ¹⁾

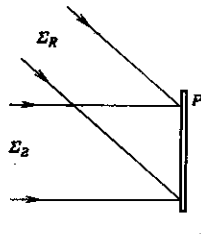
Рассмотрим прозрачный объект A , освещенный параллельным пучком света (фиг. 3.9). Фотопластина P

¹⁾ См. литературу к гл. 2, § 15.

освещается светом, прошедшим сквозь A , и опорной волной Σ_R , как в обычной голографии. Пусть $F_1(\eta, \xi)$ — комплексная амплитуда волны Σ_1 , прошедшей сквозь объект A , в некоторой точке (η, ξ) фотопластины. Амплитуда когерентной волны Σ_R в той же точке фотопластины будет $a(\eta, \xi)$. Экспонируем пластинку



Фиг. 3.9. Первая экспозиция — в присутствии фазового объекта A .



Фиг. 3.10. Вторая экспозиция — без фазового объекта A .

в этих условиях. Ее освещенность равна

$$E_1 = (a + F_1)(a^* + F_1^*) = |a|^2 + |F_1|^2 + a^*F_1 + aF_1^*, \quad (3.53)$$

а энергия, падающая на пластинку за время экспозиции T_1 ,

$$W_1 = T_1 E_1 = T_1 |a|^2 + T_1 |F_1|^2 + T_1 a^* F_1 + T_1 a F_1^*. \quad (3.54)$$

Не проявляя пластинку, уберем объект A и экспонируем пластинку еще раз (фиг. 3.10).

Теперь на пластинку P падает плоская волна Σ_2 и когерентная волна Σ_R . Если в отсутствие объекта A амплитуда плоской волны Σ_2 в некоторой точке (η, ξ) фотопластины равна $F_2(\eta, \xi)$, то освещенность фото-

пластинки будет равна

$$E_2 = (a + F_2)(a^* + F_2^*) = |a|^2 + |F_2|^2 + a^*F_2 + aF_2^*, \quad (3.55)$$

а энергия

$$W_2 = T_2 E_2 = T_2 |a|^2 + T_2 |F_2|^2 + T_2 a^* F_2 + T_2 a F_2^*, \quad (3.56)$$

где T_2 — время второго экспонирования. Полная энергия, падающая на пластинку, равна

$$W = W_1 + W_2. \quad (3.57)$$

Если мы не выходим за пределы линейного участка кривой фиг. 3.3, то амплитудное пропускание t_N голограммы [см. (3.5)] запишется в виде

$$t_N - t_0 - \beta [T_1 |F_1|^2 + T_2 |F_2|^2 + a^*(T_1 F_1 + T_2 F_2) + a(T_1 F_1^* + T_2 F_2^*)]. \quad (3.58)$$

Если осветить голограмму волной $a(\eta, \xi)$, то амплитуда света главного изображения (третий член выражения в квадратных скобках) будет пропорциональна сумме $T_1 F_1 + T_2 F_2$. Мы получим, таким образом, два мнимых изображения, $T_1 F_1$ и $T_2 F_2$, которые могут интерферировать. Если объект A представляет собой пластинку переменной толщины e с показателем преломления n , мы будем наблюдать вариации ее оптической толщины $(n - 1)e$. Здесь можно отметить следующий замечательный факт: *две волны F_1 и F_2 , зарегистрированные в разные моменты времени, могут тем не менее интерферировать**.

Если теперь осветить голограмму волной $a^*(\eta, \xi)$, то восстановятся два действительных изображения, $T_1 F_1^*$ и $T_2 F_2^*$, которые могут интерферировать. Этим изображениям соответствует четвертое слагаемое в квадратных скобках в (3.58). Полученные результаты носят общий характер. Экспонируем пластинку

N раз подряд, используя разные объекты, но один и тот же когерентный фон. Во время первого экспонирования амплитуда волны, испускаемой объектом, в плоскости пластинки равна $F_1(\eta, \xi)$, во время второго экспонирования она равна $F_2(\eta, \xi)$ и т. д. Выражение (3.58) примет тогда вид

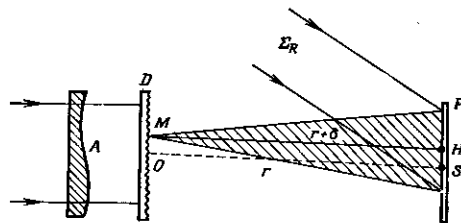
$$t_N = t_0 - \beta \left[\sum_1^N T |F|^2 + a^* \sum_1^N TF + a \sum_1^N TF^* \right]. \quad (3.59)$$

Если голограмма освещается плоской волной $a(\eta, \xi)$, то член $a^* \sum_1^N TF$ описывает результат интерференции N действительных изображений: $T_1 F_1^*$, $T_2 F_2^*$ и т. д. Следует отметить, что в эксперименте по схеме фиг. 3.9 для восстановления полного изображения поверхности прозрачного объекта A необходимо использовать всю поверхность голограммы. Действительно, прозрачный объект A практически не рассеивает света, значит свет от некоторой точки M объекта A (фиг. 3.9) попадет только в точку N фотопластинки, лежащую на пути распространения геометрического луча. Наблюдать мнимые изображения можно так, как показано на фиг. 2.36.

§ 7. ГОЛОГРАФИЧЕСКАЯ ИНТЕРФЕРОМЕТРИЯ, ИСПОЛЬЗУЮЩАЯ МАТОВЫЕ СТЕКЛА¹⁾

Рассмотрим прозрачный объект A (фиг. 3.11), освещенный параллельным пучком света. Пусть это будет, например, плоскопараллельная стеклянная пластинка неоднородной толщины. Сразу после объекта A поместим матовое стекло D , затем на некотором расстоянии от него — фотопластинку P , на которой будем

регистрировать голограмму. Как обычно, Σ_R — опорная волна, падающая на фотопластинку P . Пусть M — некоторая точка диффузора, а H — некоторая точка фотопластинки P . В дальнейшем полагаем, что



Фиг. 3.11. Интерферометрия с помощью рассеивающего экрана D .

расстояние между матовым стеклом D и фотопластинкой P много больше их линейных размеров. Будем считать, что положение точки H фиксировано, а точка M может занимать на диффузоре любое положение, и зададимся целью вычислить амплитуду света, дифрагированного матовым стеклом, в плоскости пластинки P . Вследствие изменения толщины диффузора D расстояние от его различных точек M до пластинки P распределено хаотически вокруг среднего значения r .

Положим

$$\overline{MH} = r + \delta, \quad (3.60)$$

где δ — отклонение расстояния MH от среднего значения r за счет шероховатости матового стекла. В отсутствие объекта A амплитуда света, дифрагирован-

¹⁾ См. [24, 191].

ного точкой M в точку H , будет равна

$$\frac{1}{j\lambda r} \exp(jKr + j\Phi), \quad (3.61)$$

где величина $\Phi = K\delta$ описывает флуктуации фазы за счет шероховатости диффузора. Если теперь поместить в параллельный падающий пучок объект A , то он будет вносить в точке M дополнительный сдвиг фазы φ , так что амплитуда волны, дифрагированной этой точкой в точку H , будет равна

$$\frac{1}{j\lambda r} e^{i(\varphi + \Phi)} e^{iKr}. \quad (3.62)$$

Для полной амплитуды световой волны, дифрагированной диффузором, в точке H в соответствии с принципом Гюйгенса — Френеля получим выражение

$$F_1(\eta, \xi) = \frac{e^{iKr}}{j\lambda r} \iint e^{i(\varphi + \Phi)} dy dz. \quad (3.63)$$

Если $a(\eta, \xi)$ — комплексная амплитуда когерентной волны в точке H , то освещенность фотопластинки составит

$$E_1 = (a + F_1)(a^* + F_1^*) = |a|^2 + |F_1|^2 + a^*F_1 + aF_1^*. \quad (3.64)$$

Уберем объект A и зарегистрируем вторую голограмму. Амплитуда света, дифрагированного диффузором, в плоскости P в этом случае равна

$$F_2(\eta, \xi) = \frac{e^{iKr}}{j\lambda r} \iint e^{i\Phi} dy dz, \quad (3.65)$$

а освещенность фотопластинки —

$$E_2 = (a + F_2)(a^* + F_2^*) = |a|^2 + |F_2|^2 + a^*F_2 + aF_2^*. \quad (3.66)$$

Если время экспозиции T одно и то же как при экспонировании пластинки в присутствии объекта A ,

так и без него, то энергия, падающая на пластинку, будет равна $W = (E_1 + E_2)T$. Считая по-прежнему, что мы находимся на линейном участке характеристической кривой (фиг. 3.3), можно записать амплитудное пропускание t_N голограммы

$$t_N - t_0 = \beta' [|F_1|^2 + |F_2|^2 + a^*(F_1 + F_2) + a(F_1^* + F_2^*)]. \quad (3.67)$$

Третий член в квадратных скобках соответствует восстановленному мнимому изображению диффузора, структуру которого мы исследуем. Из (3.63) и (3.65) получим

$$F_1 + F_2 = \frac{e^{iKr}}{j\lambda r} \iint (1 + e^{i\varphi}) e^{i\Phi} dy dz. \quad (3.68)$$

Амплитуда света в каждой точке восстановленного изображения матового стекла с точностью до постоянного множителя равна

$$\mathcal{A} = (1 + e^{i\varphi}) e^{i\Phi}, \quad (3.69)$$

а интенсивность —

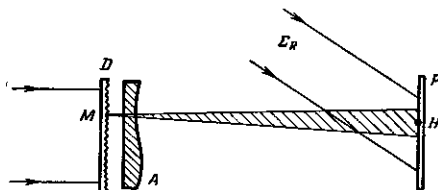
$$I = \mathcal{A}\mathcal{A}^* = \cos^2 \frac{\varphi}{2}. \quad (3.70)$$

Мы увидим, следовательно, спроектированную на диффузор интерференционную картину, характерную для неоднородного объекта A . Если n — показатель преломления пластинки A , а e — ее толщина, то интерференционные полосы будут представлять собой линии равных оптических путей:

$$(n - 1)e = \text{const.}$$

Преимущество этого метода перед голографической интерферометрией без рассеивающих экранов состоит в том, что мы можем использовать для восстановления любую-нибудь часть голограммы. Действительно, каж-

дая точка M диффузора посылает дифрагированный свет на всю поверхность голограммы. Мы можем восстановить изображение произвольной точки M , т. е. изображение диффузора, не используя всю поверхность голограммы (как это приходится делать в обычном методе, без диффузора, при направленном излучении; см. гл. 3, § 6). Мнимое изображение можно, следовательно, рассматривать непосредственно глазом, без вспомогательной линзы. Следует отметить, что хотя свет, дифрагированный диффузором, деполаризован *, а когерентное излучение лазера поляризовано, нет



Ф и г. 3.12. Фазовый объект помещен между диффузором и фотопластинкой.

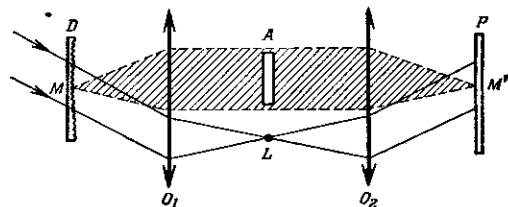
никакой необходимости поляризовать рассеянный диффузором свет, помещая поляризатор в дифрагированный пучок. В самом деле, мы можем разложить поляризованные колебания когерентного фона в двух взаимно перпендикулярных направлениях, составляющих углы 45° с направлением поляризации колебаний. Естественный свет, рассеянный диффузором, можно представить в виде суммы колебаний, поляризованных в тех же двух взаимно перпендикулярных направлениях. На голограмме будут зарегистрированы

две идентичные, но некогерентные интерференционные картины. Однако при восстановлении они станут когерентными, так что интерференция будет отчетливо видна.

Наконец, можно поместить прозрачный объект между матовым стеклом и голограммой, как показано на фиг. 3.12. При восстановлении глаз диафрагмирует голограмму таким образом, что при наблюдении мнимого изображения в каждой точке изображения диффузора линии равной разности хода достаточно хорошо различимы *.

§ 8. ГОЛОГРАФИЧЕСКАЯ ИНТЕРФЕРОМЕТРИЯ, ИСПОЛЬЗУЮЩАЯ РАССЕИВАЮЩИЕ ЭКРАНЫ С БОЛЬШИМ КОЭФФИЦИЕНТОМ НАПРАВЛЕННОГО ПРОПУСКАНИЯ ¹⁾

Бэрч [349, 350] создал первый интерферометр, использующий диффузоры с большим коэффициентом направленного пропускания. Применение таких диффузоров в голографической интерферометрии пред-



Ф и г. 3.13. Схема голографической интерферометрии, в которой в качестве светоделителя используется рассеивающий экран, имеющий большой коэффициент направленного пропускания.

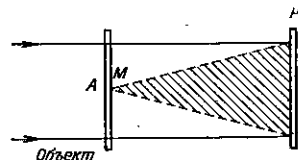
¹⁾ См. [98].

ставляет особый интерес. Схема, предложенная Дж. Гейтсом, показана на фиг. 3.13. Диффузор D находится в фокусе объектива O_1 , а фотопластинка P — в фокусе объектива O_2 . Пучок, прошедший сквозь D без отклонений, образует в точке L фокальной плоскости объектива O_1 изображение источника света. Это изображение находится в фокусе объектива O_2 . Произвольная точка M диффузора D рассеивает свет, покрывающий всю поверхность прозрачного объекта A , который мы хотим исследовать. Пластина P регистрирует голограмму объекта A , причем L служит когерентным опорным источником. Делают два снимка подряд. Один с объектом A , другой без объекта *. Полученная голограмма позволяет определить изменение оптических путей световых лучей при прохождении объекта. Можно получить тот же результат другим способом (интерферометрия в реальном времени). Зарегистрируем голограмму в отсутствие объекта A . Если при восстановлении, не смещая объекта, точно возвратить голограмму на прежнее место, то мы сможем непосредственно наблюдать интерференционные полосы, соответствующие изменению оптических путей, от момента регистрации голограммы до момента наблюдения**.

§ 9. НЕСКОЛЬКО ОПЫТОВ, ОСНОВАННЫХ НА ГАБОРОВОЙ ГОЛОГРАФИИ ¹⁾

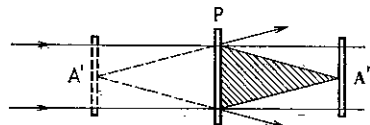
На фиг. 3.14 показана принципиальная схема регистрации габоровых голограмм. Если осветить объект A параллельным монохроматическим пучком света, то большая часть светового пучка будет проходить сквозь объект A без искажения. Меньшая же часть света будет рассеиваться на амплитудных неоднородностях,

которые и образуют амплитудный объект в собственном смысле слова. Свет, проходящий сквозь объект без изменения направления, образует когерентный



Фиг. 3.14. Регистрация габоровой голограммы объекта A .

фон, подобно тому, как его образует волна Σ_R (фиг. 3.2, 3.8, 3.10 и 3.11). Только в данном случае это — волна, прошедшая сквозь некоторые участки самого объекта.

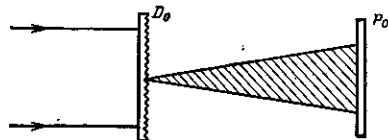


Фиг. 3.15. Восстановление двух изображений, A' и A'' .

Она интерферирует с волнами, дифрагированными разными точками объекта A (например, точкой M). Если после проявления пластинки осветить голограмму, как и при регистрации, параллельным пучком света, нормальным к плоскости пластинки (фиг. 3.15), то

¹⁾ См. [58, 59].

мы получим два изображения — мнимое A' и действительное A'' , — симметричных относительно плоскости голограммы ¹⁾.



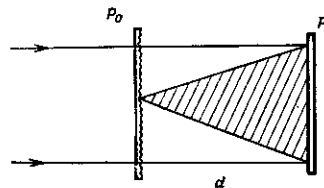
Фиг. 3.16. Получение диффузора с большим коэффициентом направленного пропускания.

Для того чтобы осуществить последующие опыты, нам необходим диффузор с большим коэффициентом направленного пропускания. Такой диффузор легко получить, как показано на фиг. 3.16. Матовое стекло D_0 освещают пучком света от лазера. На некотором расстоянии от него, примерно в 30–40 см, помещают фотопластинку P_0 . После проявления пластинки получаем негатив с малыми изменениями коэффициента пропускания. Этот негатив мы и будем использовать в дальнейшем в качестве диффузора.

Первый опыт. Освещают диффузор P_0 и фотопластинку P параллельным монохроматическим пучком и делают единственный снимок (фиг. 3.17). Полученный негатив представляет собой габорову голограмму, которая восстанавливает два идентичных изображения диффузора P_0 . Рассмотрим два луча, диф-

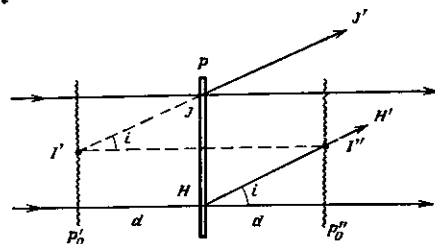
¹⁾ См. § 3 настоящей главы.

рагированных в точках J и H голограммы (фиг. 3.18). Луч JJ' кажется исходящим из точки I' мнимого изображения диффузора P_0 . Луч HH' проходит через



Фиг. 3.17. Получение габоровой голограммы диффузора.

точку I'' действительного изображения диффузора P_0 . Если I' и I'' — изображения одной и той же точки диффузора, то лучи JJ' и HH' могут интерферировать.



Фиг. 3.18. Схема наблюдения интерференции мнимого и действительного изображений диффузора, восстановленных габоровой голограммой.

параллельным пучком света Σ , направление которого составляет угол θ_1 с направлением S_0O . Пусть точка S_0 совершает синусоидальные колебания между двумя крайними положениями S_1 и S_2 , причем $p_0 = S_0S_1 = S_0S_2$. Мы считаем, что расстояние S_1S_2 мало по сравнению с S_0O (на фиг. 3.19 оно показано в увеличенном виде). Поэтому прямые S_1H , S_0H и S_2H образуют практически один и тот же угол θ_2 с направлением S_0O . Когда светящаяся точка переходит из положения S_0 в положение S_1 , оптический путь лучей, испускаемых ею в направлении пластинки P , возрастает на величину

$$\overline{S_1H_1} - \overline{S_0H_0} = p_0 (\cos \theta_1 + \cos \theta_2). \quad (3.72)$$

Он уменьшается на ту же величину, когда светящаяся точка переходит из S_0 в S_2 . Если $S_0H = p$, то можно записать амплитуду света в точке H :

$$F(\eta, \xi, t) = \exp \{ jK [p + p_0 (\cos \theta_1 + \cos \theta_2) \cos (\omega t + \varphi)] \}; \quad (3.73)$$

$2\pi/\omega$ — период колебаний точки S_0 и ω — круговая частота этих колебаний.

Так как свет монохроматичен, световые колебания, приходящие в точку H от S_0 , можно представить в виде

$$F(\eta, \xi, t) e^{i2\pi\nu t}, \quad (3.74)$$

где ν — частота используемого света. Для создания когерентного фона используется монохроматическая волна Σ_n с той же самой частотой ν . Световые колебания в точке H , соответствующие опорной волне, запишем в виде

$$a(\eta, \xi) e^{i2\pi\nu t}, \quad (3.75)$$

тогда интенсивность будет равна

$$E = (a + F)(a^* + F^*) = |a|^2 + |F|^2 + a^*F + aF^*. \quad (3.76)$$

Энергия, падающая на фотопластинку за время эк-

спонирования T ,

$$W = \int_{-T/2}^{T/2} E dt = T |a|^2 + \int_{-T/2}^{T/2} |F|^2 dt + a^* \int_{-T/2}^{T/2} F dt + a \int_{-T/2}^{T/2} F^* dt. \quad (3.77)$$

На основании (3.74) и (3.75) можно записать третий член уравнения (3.77), соответствующий минимуму изображению источника,

$$a^* \int_{-T/2}^{T/2} F dt = a^* \int_{-T/2}^{T/2} F(\eta, \xi, t) dt; \quad (3.78)$$

учитывая (3.73), выражение (3.78) можно переписать так:

$$a^* e^{iKp} \int_{-T/2}^{T/2} \exp [jKp_0 (\cos \theta_1 + \cos \theta_2) \cos (\omega t + \varphi)] dt. \quad (3.79)$$

После разложения в ряд получим *

$$\begin{aligned} \exp [jKp_0 (\cos \theta_1 + \cos \theta_2) \cos (\omega t + \varphi)] &= \\ &= J_0 [Kp_0 (\cos \theta_1 + \cos \theta_2)] + \\ &+ 2 \sum_{n=1}^{\infty} j^n J_n [Kp_0 (\cos \theta_1 + \cos \theta_2)] \cos n (\omega t + \varphi). \end{aligned} \quad (3.80)$$

Минусное изображение описывается членом

$$\begin{aligned} a^* e^{iKp} \int_{-T/2}^{T/2} \left\{ J_0 [Kp_0 (\cos \theta_1 + \cos \theta_2)] + \right. \\ \left. + 2 \sum_{n=1}^{\infty} j^n J_n [Kp_0 (\cos \theta_1 + \cos \theta_2)] \cos n (\omega t + \varphi) \right\} dt. \end{aligned} \quad (3.81)$$

Если время экспозиции T гораздо больше $2\pi/\omega$, второе слагаемое в (3.81) практически равно нулю:

$$\sum_{n=1}^{\infty} j^n J_n [Kp_0 (\cos \theta_1 + \cos \theta_2)] \int_{-T/2}^{T/2} \cos n (\omega t + \varphi) dt = 0. \quad (3.82)$$

Таким образом, амплитуда света мнимого изображения просто пропорциональна

$$J_0 [K p_0 (\cos \theta_1 + \cos \theta_2)]. \quad (3.83)$$

Освещенность мнимого изображения будет пропорциональна $J_0^2 [K p_0 (\cos \theta_1 + \cos \theta_2)]$ или просто $J_0^2 (2K p_0)$, если углы θ_1 и θ_2 малы. Таким образом, интенсивность в некоторой точке изображения вибрирующего протяженного объекта определяется амплитудой p_0 механических колебаний в этой точке*.

Соотношение (3.82) представляет собой общий результат и может быть записано в другом виде. Если объект движется произвольным образом, то по теореме Фурье**

$$F(\eta, \xi, t) = \int_{-\infty}^{\infty} f(y, z, v') e^{i2\pi v' t} dv', \quad (3.84)$$

где $f(y, z, v')$ — амплитуда составляющей движения объекта, имеющей частоту v' .

Если ввести прямоугольную функцию $g(t)$:

$$g(t) = \begin{cases} 1, & |t| \leq \frac{T}{2}, \\ 0, & |t| > \frac{T}{2}, \end{cases} \quad (3.85)$$

то выражение (3.78) для освещенности мнимого изображения можно переписать в виде

$$a^* \int_{-T/2}^{T/2} F(\eta, \xi, t) dt = a^* \int_{-\infty}^{\infty} g(t) F(\eta, \xi, t) dt \quad (3.86)$$

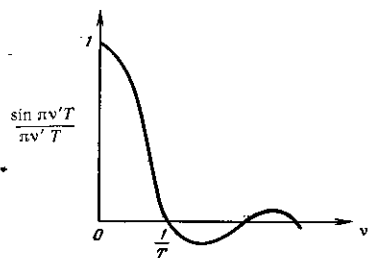
и, далее, учитывая теорему Фурье (3.84),

$$\begin{aligned} a^* \int_{-\infty}^{\infty} g(t) F(\eta, \xi, t) dt = \\ = a^* \int_{-\infty}^{\infty} g(t) \left[\int_{-\infty}^{\infty} f(y, z, v') e^{i2\pi v' t} dv' \right] dt. \end{aligned} \quad (3.87)$$

Изменим здесь порядок интегрирования и возьмем интеграл, стоящий в скобках:

$$\begin{aligned} a^* \int_{-\infty}^{\infty} f(y, z, v') \left[\int_{-\infty}^{\infty} g(t) e^{-i2\pi v' t} dt \right] dv' = \\ = T a^* \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\sin \pi v' T}{\pi v' T} f(y, z, v') dv'. \end{aligned} \quad (3.88)$$

Амплитуда $f(y, z, v')$ составляющей движения объекта с частотой v' в некоторой точке (η, ξ) должна быть умножена на $\sin(\pi v' T)/(\pi v' T)$. Этот множитель осуществляет временное преобразование (фиг. 3.20).



Фиг. 3.20. Функция временного преобразования в эксперименте фиг. 3.19.

Если время экспозиции T много больше периода $2\pi/\omega$, соответствующего частоте v' :

$$T \gg \frac{1}{v'} = \frac{2\pi}{\omega}, \quad v' \gg \frac{1}{T}, \quad (3.89)$$

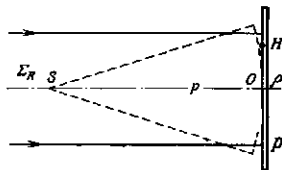
то составляющую движения объекта с частотой v'

мы практически наблюдать не сможем. Это как раз рассмотренный выше случай синусоидального движения точечного источника S (фиг. 3.19). Можно наблюдать только картину, соответствующую члену с $J_0(2K\rho_0)$, не зависящему от времени.

§ 11. ЗОННАЯ РЕШЕТКА В ГОЛОГРАФИИ¹⁾

В гл. 1 мы использовали зонную решетку для того, чтобы дать простое объяснение физического принципа голографии. Уточним теперь несколько вопросов, касающихся образования изображений с помощью синусоидальной зонной решетки [351].

Чтобы осуществить синусоидальную зонную решетку, осветим фотопластинку P (фиг. 3.21) плоской



Фиг. 3.21. Регистрация круглой зонной решетки, у которой коэффициент пропускания изменяется по закону типа $\cos^2 x^2$.

волной Σ_R и сферической волной от точечного источника S , расположенного на расстоянии r от пластинки P . Эти волны когерентны, и разность их хода равна δ . Если они имеют в плоскости фотопластинки одинаковые амплитуды, то освещенность в точке H , нахо-

¹⁾ См. [77].

дящейся на расстоянии ρ от точки O , будет равна

$$E = \cos^2 \left[\frac{\pi}{\lambda} \left(\delta + \frac{\rho^2}{2r} \right) \right] \quad (3.90)$$

или, с точностью до постоянного множителя,

$$E = 1 + \cos \left[K \left(\delta + \frac{\rho^2}{2r} \right) \right]. \quad (3.91)$$

За время экспозиции T энергия W , падающая на пластинку, составит

$$W = ET = T \left\{ 1 + \cos \left[K \left(\delta + \frac{\rho^2}{2r} \right) \right] \right\}. \quad (3.92)$$

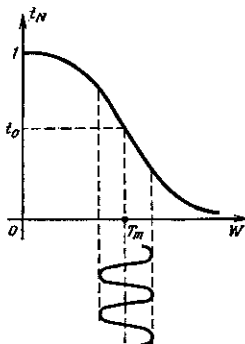
Для того чтобы не выйти за пределы линейного участка кривой $t_N = f(W)$ (фиг. 3.22), связывающей амплитуду света, проходящего сквозь негатив, с энергией, падающей на фотопластинку, нужно, чтобы освещенность E пластинки всюду отличалась от нуля. Если m — константа, большая единицы, то можно написать

$$W = T \left\{ m + \cos \left[K \left(\delta + \frac{\rho^2}{2r} \right) \right] \right\}. \quad (3.93)$$

Положим

$$W_0 = Tm. \quad (3.94)$$

Если β — наклон (угловой коэффициент) прямолинейного участка кривой $t_N = f(W)$ (фиг. 3.22), то ам-



Фиг. 3.22. Кривая амплитудного пропускания негатива.

плитуда света, прошедшего сквозь негатив, будет равна

$$t_N = t_0 - \beta (W - W_0), \quad (3.95)$$

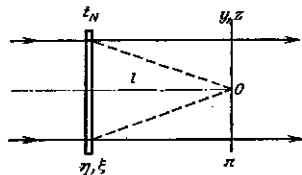
где t_0 — амплитуда, соответствующая W_0 . Из (3.93) получим

$$t_N = t_0 - \beta T \cos \left[K \left(\delta + \frac{\rho^2}{2p} \right) \right] \quad (3.96)$$

или, полагая $\beta' = \beta T$,

$$t_N = t_0 - \beta' \cos \left[K \left(\delta + \frac{\rho^2}{2p} \right) \right]. \quad (3.97)$$

Осветим голограмму параллельным пучком лучей (фиг. 3.23) и будем наблюдать интерференционную картину в плоскости π , расположенной на расстоянии l



Фиг. 3.23. Расчет амплитуды в точке (y, z) плоскости π , освещенной светом, дифрагированным круглой решеткой с амплитудным пропусканием t_N .

от голограммы. В некоторой точке экрана π амплитуда дается формулой Френеля — Кирхгофа¹⁾

$$f(y, z) = \frac{e^{iKl}}{i\lambda l} \exp \left[j \frac{K}{2l} (y^2 + z^2) \right] \times \iint t_N \exp \left[j \frac{K}{2l} (\eta^2 + \xi^2) \right] \exp \left[-j \frac{K}{l} (y\eta + z\xi) \right] d\eta d\xi; \quad (3.98)$$

¹⁾ См. гл. 5, § 1.

η, ξ — координаты произвольной точки голограммы, y, z — координаты точки в плоскости наблюдения π . На оси зонной решетки, которую мы получили на негативе, т. е. в точке O , амплитуда может быть записана на основании (3.98) с точностью до постоянного множителя в виде

$$f(0, 0) = \iint t_N \exp \left(j \frac{K}{2l} \rho^2 \right) \rho d\rho d\theta, \quad (3.99)$$

где

$$\rho^2 = \eta^2 + \xi^2. \quad (3.100)$$

Используя (3.97), получаем

$$f(0, 0) = \frac{1}{2} \iint \left\{ t_0 - \beta' \cos \left[K \left(\delta + \frac{\rho^2}{2p} \right) \right] \right\} \times \exp \left(j \frac{K}{2l} \rho^2 \right) d\rho^2 d\theta. \quad (3.101)$$

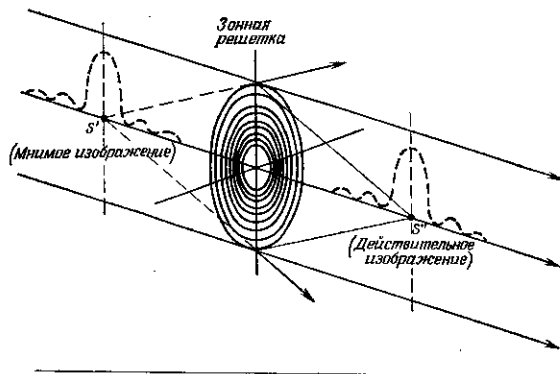
Для зонной решетки радиусом ρ_0

$$f(0, 0) = \pi \int_0^{\rho_0} \left\{ t_0 - \beta' \cos \left[K \left(\delta + \frac{\rho^2}{2p} \right) \right] \right\} \times \exp \left(j \frac{K}{2l} \rho^2 \right) d\rho^2. \quad (3.102)$$

Отсюда

$$f(0, 0) = \pi t_0 \rho_0^2 \exp \left(j \frac{K}{4l} \rho_0^2 \right) \frac{\sin \frac{K \rho_0^2}{4l}}{\frac{K \rho_0^2}{4l}} - \frac{\pi \beta' \rho_0^2}{2} \exp \left\{ j K \left[\left(\frac{1}{p} + \frac{1}{l} \right) \frac{\rho_0^2}{4} + \delta \right] \right\} \times \frac{\sin \frac{K}{4} \left(\frac{1}{p} + \frac{1}{l} \right) \rho_0^2}{\frac{K}{4} \left(\frac{1}{p} + \frac{1}{l} \right) \rho_0^2} - \frac{\pi \beta' \rho_0^2}{2} \times \exp \left\{ -j K \left[\left(\frac{1}{p} - \frac{1}{l} \right) \frac{\rho_0^2}{4} + \delta \right] \right\} \frac{\sin \frac{K}{4} \left(\frac{1}{p} - \frac{1}{l} \right) \rho_0^2}{\frac{K}{4} \left(\frac{1}{p} - \frac{1}{l} \right) \rho_0^2}. \quad (3.103)$$

Первый член дает амплитуду плоской волны, которая проходит сквозь зонную решетку, не отклоняясь. При $I = -\infty$ этот член имеет максимум. Он соответствует классической картине дифракции Эйри. По условию, p здесь — отрицательная величина, так что второй



Фиг. 3.24. Образование двух изображений S' и S'' с помощью круглой решетки с амплитудным пропусканием, изменяющимся по закону типа $\cos^2 x^2$.

член дает амплитуду света для действительного изображения S'' при $I = -p$, а третий член дает амплитуду света для мнимого изображения S' при $I = p$ (фиг. 3.24).

Изображения S' и S'' симметричны по отношению к голограмме. Так как изображения достаточно удалены друг от друга, их можно рассматривать отдельно. В окрестности мнимого изображения S' распределение

интенсивности вдоль оси описывается выражением

$$I_{S'} = \left[\frac{\sin \frac{K}{4} \left(\frac{1}{p} - \frac{1}{I} \right) \rho_0^2}{\frac{K}{4} \left(\frac{1}{p} - \frac{1}{I} \right) \rho_0^2} \right]^2. \quad (3.104)$$

Для распределения же интенсивности вдоль оси в окрестности действительного изображения имеем

$$I_{S''} = \left[\frac{\sin \frac{K}{4} \left(\frac{1}{p} + \frac{1}{I} \right) \rho_0^2}{\frac{K}{4} \left(\frac{1}{p} + \frac{1}{I} \right) \rho_0^2} \right]^2. \quad (3.105)$$

Если при восстановлении осветить голограмму пучком параллельных лучей, как и при регистрации, но взяв при этом другую длину волны λ' , то амплитуда (3.102) перенесется в виде

$$f(0, 0) = \pi \int_0^{\rho_0} \left\{ t_0 - \beta' \cos \left[K \left(\delta + \frac{\rho^2}{2p} \right) \right] \right\} \times \\ \times \exp \left(i \frac{K'}{2I} \rho^2 \right) d\rho^2, \quad (3.106)$$

где

$$K' = \frac{2\pi}{\lambda'}. \quad (3.107)$$

Выполняя в (3.106) интегрирование, находим

$$f(0, 0) = \pi t_0 \rho_0^2 \exp \left(i \frac{K'}{4I} \rho_0^2 \right) \frac{\sin \frac{K' \rho_0^2}{4I}}{\frac{K' \rho_0^2}{4I}} - \\ - \frac{\pi \beta' \rho_0^2}{2} \exp \left\{ i K \left[\left(\frac{1}{p} - \frac{K'}{KI} \right) \frac{\rho_0^2}{4} + \delta \right] \right\} \times \\ \times \frac{\sin \frac{K}{4} \left(\frac{1}{p} - \frac{K'}{KI} \right) \rho_0^2}{\frac{K}{4} \left(\frac{1}{p} - \frac{K'}{KI} \right) \rho_0^2} - \frac{\pi \beta' \rho_0^2}{2} \exp \times$$

$$\times \left\{ -jK \left[\left(\frac{1}{p} - K' \right) \frac{\rho_0^2}{4} + \delta \right] \right\} \frac{\sin \frac{K}{4} \left(\frac{1}{p} - K' \right) \rho_0^2}{\frac{K}{4} \left(\frac{1}{p} - K' \right) \rho_0^2}. \quad (3.108)$$

Для мнимого изображения (последний член)

$$I = p \frac{\lambda}{K}. \quad (3.109)$$

Изображение приближается к голограмме, если длина волны при восстановлении больше, чем при регистрации.

Если профиля зонной решетки (коэффициент пропускания) отклоняется от закона (3.90), то с помощью



Фиг. 3.25. Профиль круглой решетки Сорэ.

разложения в ряд можно представить исследуемую решетку в виде суперпозиции решеток с профилями типа (3.90). Например, для решетки Сорэ, коэффициент пропускания которой иллюстрируется фиг. 3.25, можно написать

$$t_N = a + \frac{2}{\pi} \left[\sin \pi a \cos b \rho^2 + \frac{1}{2} \sin 2\pi a \cos 2b \rho^2 + \dots \right], \quad (3.110)$$

где a и b — константы, характеризующие решетку.

Произведя для каждого члена суммы расчет, подобный предыдущему, получим бесконечное число точечных изображений. Причем каждый член даст два изображения, аналогичных изображениям S' и S'' фиг. 3.24.

В голографии эти изображения играют роль помех. Для того чтобы их не было, нужно чтобы пропускание всех зонных решеток, образованных на голограмме точками объекта, нигде не равнялось нулю [как, например, в случае решетки с профилем (3.93)]. Для того чтобы решетки, полученные в результате интерференции, были сравнительно слабо контрастными, нужно, чтобы амплитуда опорной волны, падающей прямо на голограмму, была больше амплитуды волны, испускаемой объектом.

Глава 4

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЭЛЕКТРОННЫХ

ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫХ МАШИН

В ГОЛОГРАФИИ¹⁾

§ 1. ВВЕДЕНИЕ

Поскольку голограмма, запечатленная на фотопластинке, есть не что иное, как неоднородное почернение пластинки, мы можем, естественно, создать такое почернение искусственно, т. е. синтезировать голограмму.

Искусственные голограммы позволяют расширить возможности классической голографии. Объект, голограмму которого мы хотим получить, может не существовать в действительности. Можно представить какой-нибудь объект, задав его положение и интенсивность света, испускаемого его точками. Полученная голограмма даст возможность визуализировать воображаемый объект в трех измерениях. Таким способом можно создать пространственные изображения математических фигур или представить предмет, который находится еще в процессе изготовления, не строя его материальной модели. В других областях искусственные голограммы дают возможность воссоздать

поверхности волнового фронта заданной формы, например поверхности фронта несферических волн, которые могут служить для контроля оптических элементов интерференционным методом. Искусственные голограммы предлагают оригинальные решения для оптической фильтрации и вообще для оптической обработки информации.

Для того чтобы получить искусственную голограмму, поступают следующим образом:

1) Задавшись объектом, голограмму которого нужно получить, рассчитывают комплексную амплитуду испускаемого им света в плоскости, находящейся на определенном расстоянии от него. Эта плоскость будет плоскостью голограммы. Расчеты производятся на электронной вычислительной машине.

2) Рассчитанная таким образом комплексная амплитуда кодируется так, чтобы она была действительной и положительной функцией y . Например, вычислительная машина производит сложение амплитуды света, испускаемого объектом с какой-нибудь комплексной амплитудой, которая играет роль когерентного фона. Результирующая интенсивность будет в этом случае действительной и положительной функцией.

3) Соответствующее устройство, управляемое электронной вычислительной машиной, изображает графически распределение значений этой функции в некоторой плоскости. Это может быть, например, электронно-лучевая трубка, печатающее устройство и т. п.

4) Полученный чертеж фотографируется; негатив и представляет собой синтетическую голограмму. Для того чтобы голограмма хорошо дифрагировала свет, нужно, чтобы структура чертежа была достаточно тонкой. Поэтому обычно фотографируют чертеж со значительным уменьшением.

¹⁾ См. [187, 1*, 5*, 11*, 34*, 323*—328*].

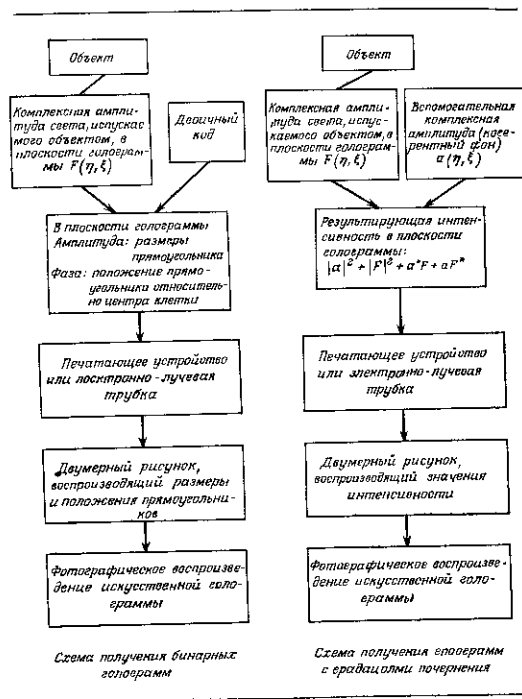
Комплексная амплитуда света, излучаемого объектом, в плоскости голограммы может кодироваться электронной вычислительной машиной разными способами.

а) С помощью бинарной системы, когда распределение амплитуды и фазы света, испускаемого объектом, в плоскости голограммы представлено размерами и расположением черных и белых пятен. Полученная голограмма не похожа на экспериментальную, но картина дифракции на ней практически такая же.

б) Суммируя комплексную амплитуду света, испускаемого объектом, с некоторой другой комплексной амплитудой (когерентный фон), электронная вычислительная машина находит результирующую интенсивность. Ее вариации и формируют структуру голограммы точно так же, как и в реальном эксперименте.

в) Умножают функцию, описывающую фазу волны, испускаемой объектом, в плоскости голограммы на функцию, которая обращает фазу волны в нуль всякий раз, когда она проходит через значение 2π . Это может быть осуществлено электронной вычислительной машиной, и полученная голограмма даст единственное изображение объекта. Голограмма такого типа называется «киноформ».

Возможности электронных вычислительных машин все же ограничены. Вышеуказанные расчеты могут быть выполнены лишь для конечного числа точек. Объект задан координатами определенного числа своих точек и амплитудами колебаний, испускаемых этими точками. Расчет комплексной амплитуды в плоскости голограммы осуществляется тоже для некоторого определенного числа точек, которое по меньшей мере равно числу заданных точек объекта. Рассмотрим, например, голограмму Фурье. Голографируемый



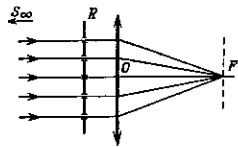
Фиг. 4.1.

объект имеет конечные размеры, а голограмма — ограниченный спектр пространственных частот. Благодаря этому комплексную амплитуду в плоскости голограммы можно точно рассчитать, исходя из ее дискретных значений во множестве эквидистантных точек. Комплексная амплитуда в промежуточных точках получается путем простой интерполяции.

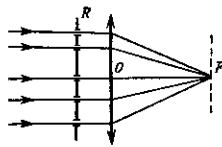
Итак, следует рассмотреть три основных типа искусственных голограмм: бинарные голограммы, голограммы с несколькими уровнями интенсивности и голограммы типа «киноформ». Фиг. 4.1 иллюстрирует последовательность операций при получении голограмм первых двух типов.

§ 2. БИНАРНЫЕ ФУРЬЕ-ГОЛОГРАММЫ

Рассмотрим в качестве примера получение бинарной синтезированной голограммы, описанное Ломаном и др. [186, 187].



Фиг. 4.2. Образование нулевого порядка при дифракции света на решетке с эквидистантными штрихами.

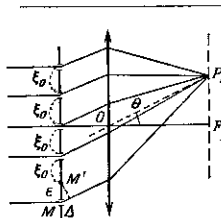


Фиг. 4.3. Образование нулевого порядка при дифракции света на решетке с неэквидистантными штрихами.

В обычной голограмме фазы регистрируются с помощью когерентного фона. В плоскости голограммы колебания, испускаемые объектом, интерферируют с

колебаниями когерентного фона. Изменения фаз волн, испускаемых объектом, преобразуются в изменения интенсивности, которые регистрируются на фотопластинке. Непрерывное поле интенсивности нельзя воспроизвести механически, но можно заменить его большим количеством элементов, каждый из которых имеет определенные размеры и положение. После проявления фотопластинки бинарная голограмма ведет себя как непрозрачный экран с большим количеством отверстий, имеющих определенные размеры и расположенных определенным образом. Естественно предположить, что амплитуда света, проходящего через данный участок голограммы, пропорциональна размерам отверстия. Что касается фазы, то, как мы увидим ниже, она определяется положением отверстия.

Составим бинарную голограмму с решеткой. На фиг. 4.2 изображена решетка R , состоящая из отверстий, разделенных равными интервалами. Решетка освещена параллельным пучком света от точечного, бесконечно удаленного источника. Все лучи, образующие нулевой порядок (прямое изображение) F в фокусе объектива O , приходят в точку F в фазе. Ничего не изменится, если расстояния между отверстиями не будут равны друг другу (фиг. 4.3). Все лучи в точке F по-прежнему будут в фазе. Для максимумов других порядков это не так,



Фиг. 4.4. Образование максимума первого порядка решетки, в которой один штрих смещен относительно регулярного положения.

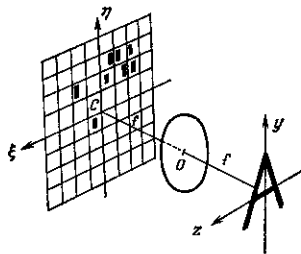
Возьмем, например, максимум первого порядка P_1 (фиг. 4.4). Если ξ_0 — период нашей решетки, то разность хода между соседними лучами в направлении θ , соответствующем максимуму первого порядка, будет равна

$$\theta \xi_0 = \lambda. \quad (4.1)$$

Пусть отверстие M смещено на ε относительно отверстия M' решетки. В точке P_1 разность хода луча, дифрагировавшего на отверстии M , и соседних лучей будет отличаться от λ на $\Delta = \theta' \varepsilon$ или, принимая во внимание (4.1), на

$$\Delta = \varepsilon \frac{\lambda}{\xi_0}. \quad (4.2)$$

Всякое смещение отверстия по отношению к своему теоретическому (регулярному) положению вносит разность хода $\varepsilon \lambda / \xi_0$ и соответственно приводит к изме-



Фиг. 4.5. Схема расчета бинарной голограммы объекта А.

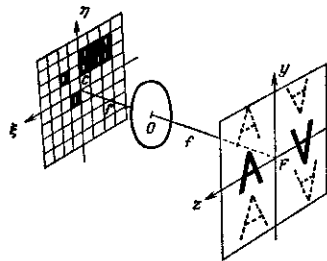
нению фазы на $2\pi \varepsilon / \xi_0$. Это и используется для регистрации бинарной голограммы.

Рассмотрим какой-нибудь объект, например букву А (фиг. 4.5). Сделаем его дискретным, т. е. заменим не-

прерывные линии, образующие объект, большим количеством точек, расположенных, однако, так близко одна от другой, чтобы глаз воспринимал линии непрерывными, как и прежде. Электронная вычислительная машина выполняет фурье-преобразование объекта, расположенного в плоскости yz . Само преобразование Фурье тоже дискретно, так как его рассчитывают для некоторого числа точек, по меньшей мере равного числу точек объекта. Для этого разбивают плоскость η , ξ на квадратные клетки, число которых обычно равно числу точек объекта, для которых мы выполняем фурье-преобразование. В каждой клетке есть небольшой черный прямоугольник на белом фоне. Размеры прямоугольника пропорциональны амплитуде в рассматриваемой точке, фаза же зависит от положения прямоугольника относительно центра клетки. Все множество маленьких черных прямоугольников нанесено на лист белой бумаги печатающим устройством вычислительной машины. Можно заменить печатающее устройство электронно-лучевой трубкой, на экране которой появится рисунок. Если сфотографировать его на фотопластинку, то после проявления получим бинарную голограмму, которая представляет собой непрозрачный экран с множеством маленьких прямоугольных отверстий, расположенных там, где находились черные прямоугольники. Осветим полученную таким образом голограмму параллельным пучком света, нормальным плоскости голограммы (фиг. 4.6). В точке F , лежащей на оси падающего пучка, смещение отверстий не сказывается. Поэтому мы наблюдаем в точке F изображение точечного источника M . Мы не можем этого утверждать относительно направления θ , в котором находится максимум первого порядка. Угол $\theta = \lambda / \xi_0$ соответствует периоду ξ_0 по-

торения клеток. Максимум первого порядка восстанавливает изображение объекта, как, впрочем, и симметричный ему максимум.

Из самой бинарной структуры голограммы следует, что она дает также максимумы более высоких порядков. Восстановленные ими изображения показаны



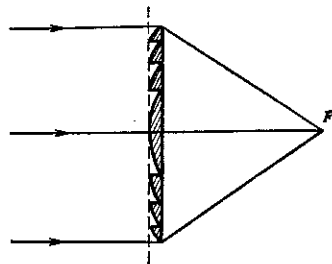
Фиг. 4.6. Восстановление изображений синтезированной бинарной голограммой.

пунктиром на фиг. 4.6. Следует отметить, что бинарный характер голограммы исключает трудности, связанные с необходимостью работать в пределах линейного участка характеристической кривой фотоэмульсии.

§ 3. ГОЛОГРАММА С ГРАДАЦИЯМИ ИНТЕНСИВНОСТИ. КИНОФОРМ

После того, как электронная вычислительная машина определила значение комплексной амплитуды света, испускаемого объектом, в плоскости голограммы, она может сложить ее с вспомогательной комплекс-

сной амплитудой, которая играет роль опорного сигнала. Вычислительная машина рассчитывает результирующую интенсивность, распределение которой можно воспроизвести на печатающем устройстве или на экране электронно-лучевой трубки. Структура полученного изображения тем ближе к структуре реальной



Фиг. 4.7. Линза Френеля как прототип киноформа.

голограммы, чем больше число строк печатающего устройства или электронно-лучевой трубки. Фотография полученного изображения и есть голограмма.

Все голограммы восстанавливают два изображения объекта — действительное и мнимое. Голограммы типа «киноформ» восстанавливают только одно изображение. Это представляет тем больший интерес, что весь световой поток концентрируется на этом изображении.

Мы уже упоминали раньше о фазовых голограммах (гл. 2, § 14). Пусть мы получили с вычислительной машины чертеж с таким распределением почернения, что после отбеливания его негатива возникло такое

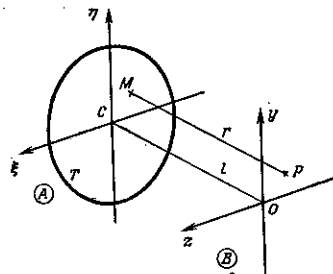
распределение толщины эмульсии, как в линзе Френеля (фиг. 4.7). Последняя есть плоская линза, толщина которой меняется так, что изменяет фазу проходящей сквозь нее волны в пределах от 0 до 2π . Можно считать линзу Френеля голограммой точечного объекта. Осветив ее параллельным пучком света, мы получим, очевидно, только одно изображение источника в точке F . Можно обобщить это на случай протяженного объекта. Тогда получается голограмма, называемая киноформ, которая ведет себя как суперпозиция линз Френеля и восстанавливает только одно, действительное или мнимое, изображение объекта.

ОПТИЧЕСКАЯ ФИЛЬТРАЦИЯ

И РАСПОЗНАВАНИЕ ОБРАЗОВ

§ 1. ФОРМУЛА ФРЕНЕЛЯ — КИРХГОФА¹⁾

При изучении явления дифракции часто сталкиваются со следующей проблемой (фиг. 5.1). Известно комплексное распределение амплитуд $F(\eta, \xi)$ в каком-



Фиг. 5.1. Расчет освещенности, создаваемой отверстием T , в точке P .

¹⁾ См. [14, 107, 208, 18*].

нибуть отверстию T плоскости A . Нужно найти распределение амплитуд в плоскости B , находящейся на расстоянии l от A . Формула Френеля — Кирхгофа дает возможность решить такую задачу. Пусть λ — длина волны используемого света, а r — расстояние от некоторой точки $M(\eta, \xi)$ плоскости A до точки $P(y, z)$ плоскости B . Амплитуда $f(y, z)$ в точке P равна

$$f(y, z) = \frac{1}{j\lambda} \iint_T F(\eta, \xi) \frac{e^{iKrl}}{r} d\eta d\xi, \quad (5.1)$$

где T — отверстие в плоскости A . Предполагается, что линейные размеры отверстия T малы по сравнению с расстоянием l . В этом приближении

$$r = \sqrt{l^2 + (y - \eta)^2 + (z - \xi)^2} \approx l \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{y - \eta}{l} \right)^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{z - \xi}{l} \right)^2 \right]. \quad (5.2)$$

Тогда выражение для амплитуды в точке P запишется в виде

$$f(y, z) = \frac{e^{iKrl}}{j\lambda l} \iint_T F(\eta, \xi) \times \\ \times \exp \left\{ j \frac{K}{2l} [(y - \eta)^2 + (z - \xi)^2] \right\} d\eta d\xi; \quad (5.3)$$

r в знаменателе в (5.1) заменено на l . Амплитуду $f(y, z)$ можно рассматривать как свертку * двух функций и символически записать так:

$$f(y, z) = \frac{e^{iKrl}}{j\lambda l} F(\eta, \xi) \otimes \exp \left[j \frac{K}{2l} (y^2 + z^2) \right]. \quad (5.4)$$

Возвращаясь к выражению (5.3) и полагая, что амплитуда $F(\eta, \xi)$ тождественно равна нулю всюду, кроме отверстия T , получаем после раскрытия скобок в показателе экспоненты и вынесения за знак

интеграла множителя, не зависящего от переменных интегрирования:

$$f(y, z) = \frac{e^{iKrl}}{j\lambda l} \exp \left[j \frac{K}{2l} (y^2 + z^2) \right] \times \\ \times \iint_{-\infty}^{\infty} F(\eta, \xi) \exp \left[j \frac{K}{2l} (\eta^2 + \xi^2) \right] \times \\ \times \exp \left[-j \frac{K}{l} (y\eta + z\xi) \right] d\eta d\xi. \quad (5.5)$$

Теперь видно, что функция $f(y, z)$ с точностью до множителя, стоящего перед интегралом, представляет собой преобразование Фурье* функции $F(\eta, \xi) \times \exp \left[j \frac{K}{2l} (\eta^2 + \xi^2) \right]$. Если $\frac{1}{2} K (\eta^2 + \xi^2) \gg 1$, то функция $f(y, z)$ будет преобразованием Фурье функции $F(\eta, \xi)$, и мы переходим к дифракции Фраунгофера:

$$f(y, z) = \frac{e^{iKrl}}{j\lambda l} \iint_{-\infty}^{\infty} F(\eta, \xi) \exp \left[-j \frac{K}{l} (y\eta + z\xi) \right] d\eta d\xi. \quad (5.6)$$

§ 2. ИЗМЕНЕНИЕ ФАЗЫ ВОЛНЫ ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ СКВОЗЬ ТОНКУЮ ЛИНЗУ¹⁾

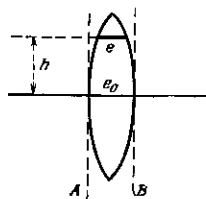
Рассмотрим линзу, толщина которой в центре равна e_0 (фиг. 5.2), а на некотором расстоянии h от центра она равна e . Если n — показатель преломления материала линзы, то оптический путь луча, проходящего сквозь нее по оптической оси, будет ne_0 . Так как линза тонкая, мы пренебрегаем отклонением луча между плоскостями A и B . Координаты точек пересечения произвольного луча с плоскостями A и B практически совпадают (фиг. 5.3). Луч, параллельный оптической оси и находящийся на расстоянии h от нее, проходит оптический путь $ne_0 - e$. Следовательно, тонкая

¹⁾ См. [107].

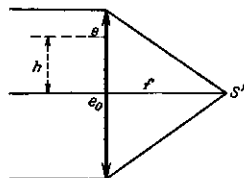
линза вносит изменение фазы

$$\varphi = K [ne \cdot | (e_0 - e) |]. \quad (5.7)$$

Пусть $F(\eta, \xi)$ — амплитуда падающей волны перед самой линзой (в плоскости A на фиг. 5.2), тогда ам-



Фиг. 5.2. Изменение фазы при прохождении света сквозь тонкую линзу.



Фиг. 5.3. Случай тонкой линзы, освещаемой плоской волной.

плитуда волны $F'(\eta, \xi)$ сразу после линзы (в плоскости B) будет

$$F'(\eta, \xi) = F(\eta, \xi) e^{jK e_0 e} e^{jK(n-1)e}. \quad (5.8)$$

Классический расчет позволяет выразить e как функцию e_0 радиусов кривизны R_1 и R_2 поверхностей линзы и координат η, ξ точки линзы, в которой толщина ее равна e . Имеем

$$e = e_0 - \frac{\eta^2 + \xi^2}{2} \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right), \quad (5.9)$$

поэтому амплитуда (5.8) запишется в виде

$$F'(\eta, \xi) = F(\eta, \xi) e^{jK e_0} \times \exp \left\{ jK(n-1) \left[e_0 - \frac{\eta^2 + \xi^2}{2} \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right) \right] \right\} \quad (5.10)$$

или, вводя сюда фокусное расстояние линзы f , получим

$$\frac{1}{f} = (n-1) \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right), \quad (5.11)$$

$$F'(\eta, \xi) = F(\eta, \xi) e^{jK n e_0} \exp \left[-j \frac{K}{2f} (\eta^2 + \xi^2) \right]. \quad (5.12)$$

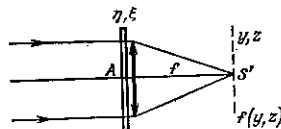
Если на линзу падает плоская волна, как показано на фиг. 5.3, то $F(\eta, \xi) = \text{const}$, и воздействие линзы на волну выразится формулой

$$F'(\eta, \xi) = e^{jK n e_0} \exp \left[-j \frac{K}{2f} (\eta^2 + \xi^2) \right]. \quad (5.13)$$

В рассматриваемом здесь приближении функция $\exp[-j(K/2f)(\eta^2 + \xi^2)]$ описывает сферическую волну, сходящуюся при $f > 0$ и расходящуюся при $f < 0$.

§ 3. АМПЛИТУДА ВОЛНЫ В ФОКАЛЬНОЙ ПЛОСКОСТИ ЛИНЗЫ, КОГДА ТРАНСПАРАНТ РАСПОЛОЖЕН ВПЛОТНУЮ К ЛИНЗЕ

Транспарант A расположен, как показано на фиг. 5.4; $F(\eta, \xi)$ — амплитуда волны, прошедшей сквозь транспарант.



Фиг. 5.4. Фурье-образ объекта A , соприкасающегося с линзой.

Из (5.12) следует, что амплитуда волны сразу после линзы равна (с точностью до множителя $e^{iK\eta_0}$)

$$F'(\eta, \xi) = F(\eta, \xi) \exp \left[-i \frac{K}{2f} (\eta^2 + \xi^2) \right]. \quad (5.14)$$

Чтобы найти амплитуду $f(y, z)$ в фокальной плоскости, расположенной на расстоянии f от плоскости линзы, в которой амплитуда равна $F'(\eta, \xi)$, нужно применить формулу Френеля — Кирхгофа (5.5). Предположим, что транспарант меньше линзы и что конечные размеры линзы не играют роли. Используя (5.14), получаем

$$f(y, z) = \frac{\exp \left[i \frac{K}{2f} (y^2 + z^2) \right]}{j\lambda f} \iint_{-\infty}^{\infty} F(\eta, \xi) \times \\ \times \exp \left[-i \frac{K}{f} (y\eta + z\xi) \right] d\eta d\xi. \quad (5.15)$$

С точностью до множителя $\exp [i(K/2f)(y^2 + z^2)]$ это выражение представляет собой преобразование Фурье функции $F(\eta, \xi)$. Таким образом, из выражения (5.15) следует, что распределение комплексных амплитуд на поверхности сферы радиусом f , касающейся фокальной плоскости в точке S' , представляет собой преобразование Фурье амплитуды $F(\eta, \xi)$. Следует отметить, что при решении дифракционных задач, не имеющих отношения к голографии, обычно ищут распределение интенсивности $|f|^2$, так что множитель перед интегралом, учитывающий фазу, исчезает.

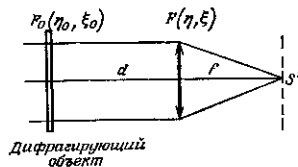
§ 4. АМПЛИТУДА ВОЛН, КОГДА ТРАНСПАРАНТ ПОМЕЩЕН НА РАССТОЯНИИ d ОТ ЛИНЗЫ

Пусть $F_0(\eta_0, \xi_0)$ — амплитуда света, прошедшего сквозь транспарант (фиг. 5.5). Амплитуда $F(\eta, \xi)$ сразу после прохождения тонкой линзы выражается

по формуле Френеля — Кирхгофа (5.3), которую здесь мы запишем в виде

$$F(\eta, \xi) = \frac{e^{iKd}}{j\lambda d} \iint_{-\infty}^{\infty} F_0(\eta_0, \xi_0) \times \\ \times \exp \left\{ i \frac{K}{2d} [(\eta - \eta_0)^2 + (\xi - \xi_0)^2] \right\} d\eta_0 d\xi_0. \quad (5.16)$$

Как и раньше, мы пренебрегаем конечными размерами линзы.



Фиг. 5.5. Объект находится на произвольном расстоянии d от линзы.

Используя символическую форму записи (5.4), получаем

$$F(\eta, \xi) = F_0(\eta, \xi) \otimes \exp \left[i \frac{K}{2d} (\eta^2 + \xi^2) \right]. \quad (5.17)$$

Опуская член $e^{iKd}/j\lambda d$, который присутствует как множитель во всех расчетах, получаем*

$$\text{П.Ф.} [F(\eta, \xi)] = \text{П.Ф.} [F_0(\eta, \xi)] \times \\ \times \text{П.Ф.} \left\{ \exp \left[i \frac{K}{2d} (\eta^2 + \xi^2) \right] \right\}. \quad (5.18)$$

По определению *,

$$\text{П.Ф. } [F(\eta, \xi)] = \int_{-\infty}^{\infty} F(\eta, \xi) \times \\ \times \exp \left[-j \frac{K}{f} (y\eta + z\xi) \right] d\eta d\xi. \quad (5.19)$$

Амплитуда $f(y, z)$ в фокальной плоскости линзы записывается теперь на основании (5.15), (5.18) и (5.19) так:

$$f(y, z) = \frac{\exp \left[j \frac{K}{2f} (y^2 + z^2) \right]}{j\lambda f} \text{П.Ф. } [F_0(\eta, \xi)] \times \\ \times \text{П.Ф. } \left\{ \exp \left[j \frac{K}{2d} (\eta^2 + \xi^2) \right] \right\}. \quad (5.20)$$

Положим

$$u = \frac{y}{f}, \quad v = \frac{z}{f}; \quad (5.21)$$

тогда с точностью до постоянного множителя получим

$$\text{П.Ф. } \left\{ \exp \left[j \frac{K}{2d} (\eta^2 + \xi^2) \right] \right\} = \exp \left[-j \frac{K}{2d} (u^2 + v^2) \right] = \\ = \exp \left[-j \frac{Kd}{2f^2} (y^2 + z^2) \right], \quad (5.22)$$

откуда

$$f(y, z) = \frac{\exp \left[j \frac{K}{2f} \left(1 - \frac{d}{f} \right) (y^2 + z^2) \right]}{j\lambda f} \text{П.Ф. } [F_0(\eta, \xi)]. \quad (5.23)$$

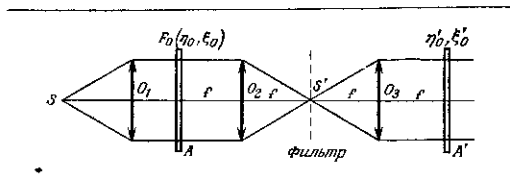
Из (5.19) имеем

$$f(y, z) = \frac{\exp \left[j \frac{K}{2f} \left(1 - \frac{d}{f} \right) (y^2 + z^2) \right]}{j\lambda f} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F_0(\eta_0, \xi_0) \times \\ \times \exp \left[-j \frac{K}{f} (y\eta_0 + z\xi_0) \right] d\eta_0 d\xi_0. \quad (5.24)$$

Из этого выражения видно, что если транспарант с амплитудным пропусканием $F_0(\eta, \xi)$ расположен в передней фокальной плоскости линзы ($d=f$), то распределение амплитуд $f(y, z)$ в задней фокальной плоскости представляет собой точное преобразование Фурье (Фурье-образ) функции прозрачности транспаранта.

§ 5. ОПТИЧЕСКАЯ ФИЛЬТРАЦИЯ ПРИ КОГЕРЕНТНОМ ОСВЕЩЕНИИ¹⁾

На фиг. 5.6 показана классическая схема оптической фильтрации. Транспарантом $F_0(\eta_0, \xi_0)$ служит диапозитив или негатив, например фотопластинка с изображением пейзажа. Транспарант освещен парал-



Ф и г. 5.6. Схема оптической фильтрации.

ельным пучком монохроматического света. Если он находится от линзы O_2 на расстоянии f , равном ее фокусному расстоянию, то преобразование Фурье записанного на транспаранте изображения лежит в задней фокальной плоскости линзы O_2 . Это преобразование Фурье есть не что иное, как картина дифракции на экране, в данном случае на транспаранте. Поместим в фокальной плоскости линзы O_2 фильтр, который из-

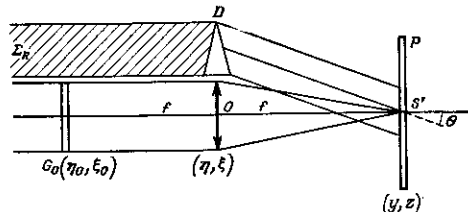
¹⁾ См. литературу к гл. 2, § 20.

менит распределение комплексных амплитуд в этой плоскости. Таким фильтром может быть маленький непрозрачный экран, который задерживает часть дифрагированного света в непосредственной близости от оптической оси линзы, соответствующую крупным деталям объекта (т. е. низким пространственным частотам). Экран не мешает распространению лучей, дифрагированных мелкими деталями (высокие пространственные частоты) и распространяющихся дальше от оси. Если третья линза O_2 образует в плоскости A' изображение транспаранта A , то крупные детали не будут воспроизведены на его изображении. Зато мелкие детали будут относительно усилены и видны лучше, что создаст впечатление увеличения четкости фотографии. Мы привели здесь только один пример, но оптическая фильтрация более эффективна, если использовать разные фильтры. В некоторых областях, например при распознавании образов, о котором мы будем говорить ниже, используют фильтры, которые регистрируют одновременно и фазу, и амплитуду. Эти фильтры представляют собой настоящие голограммы, и мы покажем на примере, как можно их получить.

§ 6. ФИЛЬТР, СОГЛАСОВАННЫЙ С СИГНАЛОМ¹⁾

Пусть перед нами стоит задача зарегистрировать фазу и амплитуду фурье-образа некоторого объекта, который мы будем называть сигналом. Схема фиг. 5.7 позволяет получить нужный для этого фильтр. Пусть $G_0(\eta_0, \xi_0)$ — сигнал, фурье-преобразование которого, т. е. картину дифракции в параллельных лучах, мы хотим зарегистрировать. В фокальной плоскости P объектива O это преобразование представлено функцией

ей $g(y, z)$. Часть падающего пучка покрывает поверхность объектива O , другая часть падает на призму D . Призма отклоняет пучок таким образом, что на плоскость P падает плоская когерентная волна Σ_R , которая интерферирует со светом, приходящим от объектива O . Поместив в плоскости P фотопластинку, мы получим



Фиг. 5.7. Регистрация голограммы сигнала $G_0(\eta_0, \xi_0)$ (по Вандер Люгту).

устройство для регистрации голограммы. Положение некоторой точки пластинки P определим в системе координат $S'y$ и $S'z$. Ось $S'z$ лежит в плоскости чертежа, а ось $S'y$ — перпендикулярна ей. Если преломляющее ребро призмы D перпендикулярно плоскости чертежа, то амплитуда опорной волны Σ_R запишется в плоскости P следующим образом:

$$a(y, z) = a_0 e^{iKyz}. \quad (5.25)$$

Освещенность на поверхности пластинки P будет равна

$$E = (a + g)(a^* + g^*) = |a|^2 + |g|^2 + a^*g + ag^* \quad (5.26)$$

или с учетом (5.25)

$$E = a_0^2 + |g|^2 + a_0 g(y, z) e^{-iKyz} + a_0 g^*(y, z) e^{iKyz}. \quad (5.27)$$

¹⁾ См. [321, 322].

Коэффициент пропускания негатива может быть представлен в виде

$$t_N = t_0 - \beta' \{ |g|^2 + a_0 g(y, z) e^{-jKyz} + a_0 g^*(y, z) e^{jKyz} \}. \quad (5.28)$$

Второй член в фигурных скобках соответствует с точностью до множителя e^{-jKyz} коэффициенту пропускания по амплитуде, пропорциональному $g(y, z)$, т. е. преобразованию Фурье (по амплитуде и по фазе) сигнала $G_0(\eta_0, \xi_0)$. Для того чтобы наблюдать изображения, восстанавливаемые этой голограммой, действуют по схеме фиг. 2.18. Голограмму освещают параллельным пучком света и наблюдают изображения в фокальной плоскости объектива O_2 . Член $t_0 - \beta' |g|^2$ соответствует плоской волне, прошедшей без отклонения, т. е. изображению S_0 на фиг. 2.18. Две волны $\beta' a_0 g e^{-jKyz}$ и $\beta' a_0 g^* e^{jKyz}$ дифрагированы в направлениях $-\theta$ и $+\theta$. Они дают два изображения объекта, симметричных относительно S_0 . Последний член (5.28) соответствует комплексно-сопряженному фурье-образу объекта. Соответствующая волна распространяется в направлении опорного пучка, который был использован для регистрации голограммы. Этим мы воспользуемся ниже.

§ 7. ФИЛЬТРАЦИЯ ОБЪЕКТА С ПОМОЩЬЮ ФИЛЬТРА, ПРЕДСТАВЛЯЮЩЕГО СОБОЙ ФУРЬЕ-ОБРАЗ СИГНАЛА (СОГЛАСОВАННЫЙ ФИЛЬТР)

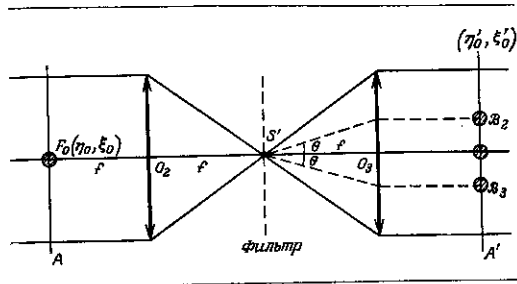
Пусть $F_0(\eta_0, \xi_0)$ — транспарант, занимающий положение A на фиг. 5.8. Мы хотим профильтровать свет, дифрагированный транспарантом, с помощью фильтра (5.28), помещенного в S' . Согласно вышеизложенному, примем следующие обозначения:

$F_0(\eta_0, \xi_0)$ — изображение на транспаранте, подлежащее фильтрации;

$f(y, z)$ — его фурье-образ;

$G_0(\eta_0, \xi_0)$ — сигнал, представляющий собой какой-нибудь фрагмент изображения на транспаранте;

$g(y, z)$ — его фурье-образ.



Фиг. 5.8. Получение изображений в случае, когда фильтр Вандер Люгта помещен в точку S' .

Амплитуда света, прошедшего сквозь фильтр в условиях нашего эксперимента, выражается следующим образом:

$$t_N f(y, z) = t_0 f - \beta' \{ f |g|^2 + a_0 f g e^{-jKyz} + a_0 f g^* e^{jKyz} \}. \quad (5.29)$$

Из схемы фиг. 5.6 видно, что объектив O_3 позволяет получить в плоскости A' преобразование Фурье этого выражения. За исключением $t_0 f$, все члены (5.29) представляют собой произведения фурье-образов. В свою очередь их обратные * преобразования Фурье будут тройными свертками. Для этих трех членов напишем **:

$$\begin{aligned} \text{П.Ф.}^{-1} [f |g|^2] &= \mathfrak{B}_1 = G_0(\eta'_0, \xi'_0) \otimes G_0^*(-\eta'_0, -\xi'_0) \otimes \\ &\quad \otimes F_0(\eta'_0, \xi'_0), \end{aligned} \quad (5.30)$$

$$\text{П.Ф.}^{-1} [f g e^{-jK^2 z}] = \mathcal{B}_2 = G_0(\eta'_0, \xi'_0) \otimes F_0(\eta'_0, \xi'_0) \otimes \delta(\eta'_0, \xi'_0 - f\theta), \quad (5.31)$$

где δ — дельта-функция Дирака*. Действительно, можно рассматривать $e^{-jK^2 z}$ как плоскую волну, фурье-образ которой есть точечный сигнал, на плоскости A' , соответствующий направлению θ . Аналогично

$$\text{П.Ф.}^{-1} [f g^* e^{jK^2 z}] = \mathcal{B}_3 = G_0^*(-\eta'_0, -\xi'_0) \otimes F_0(\eta'_0, \xi'_0) \otimes \delta(\eta'_0, \xi'_0 + f\theta). \quad (5.32)$$

Член $\mathcal{B}_1$ не представляет для нас интереса. Видно, что центр даваемого им изображения находится в начале координат ($\eta'_0=0, \xi'_0=0$) на плоскости A . То же самое можно сказать и о фурье-образе слагаемого, восстанавливающего входное изображение $F_0(\eta_0, \xi_0)$, т. е. члена $f_0 f$. Следовательно, в центре плоскости мы увидим изображение транспаранта $F_0(\eta_0, \xi_0)$, искаженное волной $\mathcal{B}_1$. «Центр» изображения $\mathcal{B}_2$, представляющего собой свертку F_0 и G_0 , находится в точке с координатами $\eta'_0=0, \xi'_0=-f\theta$. Наконец, «центр» изображения $\mathcal{B}_3$, представляющего собой корреляцию G_0 и F_0 , лежит в точке с координатами $\eta'_0=0, \xi'_0=-f\theta$. Видно, что эти формулы не учитывают того, что коэффициент увеличения изображения равен -1 (фиг. 5.8). Поэтому центром изображения $\mathcal{B}_2$ будет точка $(0, -f\theta)$, а $\mathcal{B}_3$ — точка $(0, +f\theta)$, как показано на фиг. 5.8.

Центр изображения $\mathcal{B}_3$, представляющего собой корреляцию между G_0 и F_0 , лежит в точке, в которой находилось бы изображение, формируемое в плоскости A' фильтром-голограммой при освещении его опорной волной. Изображения $\mathcal{B}_1, \mathcal{B}_2$ и $\mathcal{B}_3$ хорошо разделены в пространстве, если угол θ достаточно велик, т. е. если в момент регистрации фильтра достаточно большим был угол падения когерентного опорного пучка.

Пусть изображение $F_0(\eta_0, \xi_0)$ идентично самому сигналу $G_0(\eta_0, \xi_0)$. Тогда два интересных нас члена запишутся в виде (дельта-функции опускasm)

$$\mathcal{B}_2 = G_0(\eta'_0, \xi'_0) \otimes G_0(\eta'_0, \xi'_0), \quad (5.33)$$

$$\mathcal{B}_3 = G_0(\eta'_0, \xi'_0) \otimes G_0^*(-\eta'_0, -\xi'_0). \quad (5.34)$$

Изображение $\mathcal{B}_2$ представляет собой *автосвертку* сигнала, а $\mathcal{B}_3$ — *автокорреляцию* сигнала*. В общем случае входное изображение $F_0(\eta_0, \xi_0)$ содержит как интересный нас объект-сигнал $G_0(\eta_0, \xi_0)$, так и другие объекты, создающие помехи $B(\eta_0, \xi_0)$.

В результате имеем

$$F_0(\eta_0, \xi_0) = G_0(\eta_0, \xi_0) + B(\eta_0, \xi_0). \quad (5.35)$$

Подставляя (5.35) в (5.32), мы получаем для корреляционного члена $\mathcal{B}_3$ выражение

$$\mathcal{B}_3 = G_0(\eta'_0, \xi'_0) \otimes G_0^*(-\eta'_0, -\xi'_0) + B(\eta'_0, \xi'_0) \otimes G_0^*(-\eta'_0, -\xi'_0). \quad (5.36)$$

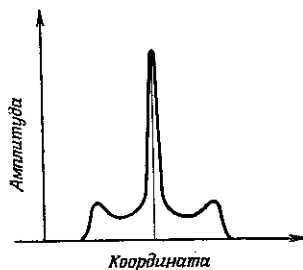
Величина $\mathcal{B}_3$ складывается из функций автокорреляции сигнала и функции взаимной корреляции сигнала и шума. Мы используем полученные результаты для опознавания сигналов.

§ 8. ПРИНЦИП РАСПОЗНАВАНИЯ ОБРАЗОВ ПОСРЕДСТВОМ АВТОКОРРЕЛЯЦИИ¹⁾

Задача состоит в том, чтобы узнать, содержит ли изображение $F_0(\eta_0, \xi_0)$ сигнал $G_0(\eta_0, \xi_0)$. Пусть изображение представляет собой фотографию текста, сигнал — букву или слово этого текста. Прежде всего нам нужно получить согласованный фильтр, т. е. зарегистрировать преобразование Фурье $g(y, z)$

¹⁾ См. литературу к гл.2, § 20.

(например, буквы *e* текста) по схеме, приведенной на фиг. 5.7. Текст, выполненный в виде диапозитива (белые буквы на черном фоне), помещают в плоскости A , а фильтр (преобразование Фурье буквы *e*) — в фокальной плоскости S' объектива O_2 . В фокальной плоскости A' объектива O_3 будут наблюдаться три изображения. Нас интересует изображение, соответствующее слагаемому $\mathcal{B}_2$, т. е. корреляции изображения с сигналом. Для простоты сначала предположим, что изображение $F_0(\eta_0, \xi_0)$ состоит только из сигнала $G_0(\eta_0, \xi_0)$, т. е. что объектом служит сама буква *e*. Это, разумеется, наиболее простой случай. Уравнение (5.29) описывает амплитуду световой вол-



Ф и г. 5.9. Функция автокорреляции для буквы *O*.

ны сразу после прохождения волны сквозь фильтр. Его последний член, соответствующий изображению $\mathcal{B}_2$, даст для амплитуды значение $f * g^* = g * g^*$, поскольку объект состоит только из самого сигнала. Величина $g * g^*$ — действительная, и, следовательно,

волна, прошедшая сквозь фильтр — плоская. Если бы эта плоская волна не была ограничена апертурой линзы, она образовала бы в ее фокусе точечное изображение. В действительности, это не так, и мы будем иметь изображение буквы *e* не в виде светящейся точки, как было бы в идеальном случае, а в виде светового пятна. На фиг. 5.9 приведен отклик, т. е. функция автокорреляции, в случае когда объектом служит буква *O*, т. е. прозрачное кольцо на черном фоне. Так как этот объект действителен и симметричен, нет никакой разницы между функциями автокорреляции и автосвертки. Изображения $\mathcal{B}_2$ и $\mathcal{B}_2$ оказываются идентичными (фиг. 5. 8). Результат в данном случае легко получить теоретически, вычисляя общую поверхность двух колец, идентичных объекту, как функцию расстояния d между их центрами. Расстояние d зависит от внешнего диаметра D буквы *O*. Мы выбрали кольцо, ширина которого равна одной десятой диаметра D . По оси ординат отложены значения амплитуды. Значит, убывание интенсивности будет происходить еще быстрее. Отклик представляет собой светящуюся точку, выделяющуюся на фоне слабо освещенного ореола, размеры которого близки к размерам самого сигнала (здесь буквы *O*). Отклик, соответствующий искомому сигналу, будет маленьким световым пятнышком. Особенно хорошо различима его центральная часть в виде светящейся точки.

Если голографический фильтр недостаточно согласован с буквой, которую мы хотим опознать, то он описывается функцией $h(y, z)$, отличной от $g(y, z)$. Произведение $g(y, z) * h^*(y, z)$ не будет действительной величиной, следовательно, поверхность фронта волны, дифрагированной в направлении θ , не плоская. В фокальной плоскости объектива O_3 получаем пятно

гораздо больших размеров и меньшей интенсивности. Пятно будет тем более размытым, чем меньше корреляция между буквой, которую мы хотим выделить, и буквой, фурье-образ которой зарегистрирован на голограмме. Это получается также в случае, когда нужная буква (объект) неправильно ориентирована или ее размеры не согласованы с полученным голографическим фильтром*. Следует отметить, что при смещении буквы параллельно самой себе в предыдущем эксперименте ее преобразование Фурье $g(y, z)$ умножается на $\exp[ij(K/f)(y\eta_1 + z\xi_1)]$, где η_1 и ξ_1 — координаты нового центра сигнала по отношению к старому. Последний член в (5.29) запишется в виде

$$\beta^* a_0 f g^* \exp[iKyz] \exp\left[ij \frac{K}{f} (y\eta_1 + z\xi_1)\right],$$

и, следовательно, волна остается плоской, но направление ее распространения меняется; она уже не распространяется под углом θ . Светящаяся точка меняет свое положение в соответствии с новым положением опознаваемой буквы. Это позволяет понять, что происходит, если объект, помимо искомой буквы, содержит другие сигналы. Например, мы хотим выделить

из китайского текста иероглиф 人.

Зарегистрируем голограмму Фурье этого иероглифа по схеме фиг. 5.7. Поместим диапозитив этой буквы (прозрачная буква на черном фоне) в $G_0(\eta_0, \xi_0)$. Текст на фиг. 5.10, содержащий несколько разных иероглифов, поместим в плоскости A (фиг. 5.8). На изображении B_3 получим светящуюся точку как раз в том месте, где находится нужный нам иероглиф. Мы взяли в качестве примера распознавание одной буквы. В действительности можно опознать некоторый набор

букв, фразы или слово, используя голограмму Фурье набора букв, фразы или слова. Совершенно очевидно, что если объект содержит сигналы, близкие по форме к искомому сигналу, то возникнут паразитные отклики. Существуют методы, позволяющие уменьшить вероятность «ложной тревоги» в случае довольно большой корреляции шума и сигнала.

願讀我的人長壽

Фиг. 5.10. На изображении B_3 , соответствующем корреляции объект—сигнал, каждому иероглифу 人 отвечает яркая точка.

Прежде чем закончить, раскроем значение того, что написано иероглифами на фиг. 5.10: «Долгой жизни читателю!»

К стр. 46.

* В этом параграфе автор допускает некоторую неточность. Если растворить серебро, то фотослой станет совершенно однородным и полностью исчезнет не только имплицитный, но и фазовый рельеф. Отбеливающий ризтор не растворяет серебро, а образует с ним прозрачное соединение. Фазовый рельеф образуется как за счет вариаций толщины отбеленного фотослоя, так и за счет вариаций показателя преломления.

Существуют также регистрирующие среды, предназначенные специально для получения фазовых голограмм. Это, например, хромйропанная желатина, фото- и термопластические слои и т. д.

К стр. 53.

* Здесь автор не учитывает потерю полуволны при отражении.

К стр. 54.

* Следует иметь в виду, что на самом деле расстояние между соседними узлами или пучностями стоячей волны в эмульсии будет меньше, чем в воздухе в n раз (n — показатель преломления эмульсии) в соответствии с изменением длины световой волны при переходе из одной среды в другую. Выводов настоящего параграфа это не меняет, так как при освещении полученной фотографии стоячих волн на границе раздела воздуш — фотослой происходит такое же изменение длины волны. Однако если в результате проявления изменится показатель преломления эмульсии или вследствие усадки фотослоя изменится расстояние между соседними слоями, то это приведет к соответствующему сдвигу длины волны и изменению цвета изображения.

К стр. 55.

* Схема голографии в стоячих волнах, объединившая основную идею Габора и цветную фотографию Липпмана, была впервые предложена и осуществлена Ю. П. Денисюком в 1962 г. [60].

К стр. 56.

* За это открытие проф. Денису Габору в ноябре 1971 г. была присуждена Нобелевская премия по физике.

К стр. 57.

* Основные трудности получения голограммы с помощью ртутной лампы, которой пользовался Габор, связаны не с недостатком монохроматичности, а с протяженностью источника.

** Нетрудно видеть, что в схеме Лейта и Упатника используется периферическая часть габоровской голограммы (см. [296]). Другое радикальное решение этой проблемы было дано Ю. Н. Денисюком [60]. Угол между опорным и предметным пучком был доведен до 180° , в результате чего образуется только одно изображение.

К стр. 64.

* Всякая светочувствительный слой в плоскость, где оно образуется.

• К стр. 68.

* Точное выражение для расчета расстояния между соседними полосами таково: $d = \lambda / (\sin \theta' + \sin \theta'')$, где θ' и θ'' — углы падения опорного и предметного пучков. При $\theta'' = 0$ и малом θ' можно пользоваться формулой, приведенной в тексте.

** С учетом примечания к стр. 54 для получения голограмм во встречных пучках нужны фотослои, разрешающие до 5000 штрихов на миллиметр.

*** Или если используется специальная схема освещения, например, описанная в работах [208 *—210 *].

К стр. 72.

* И любой малый участок голограммы изображает все точки объекта.

К стр. 75.

* Они имеют форму гипербол.

К стр. 76.

* Линейная (по предмету) разрешающая способность голограммы определяется ее угловым размером α . В случае плоской опорной волны при увеличении α растет пространственная частота структуры голограммы. Можно показать (см., например, [300, 8*]), что такая голограмма не может разрешить деталей объекта более мелких, чем предел разрешения фотослоя.

В голограммах Фурье с ростом α пространственная частота структуры остается приблизительно постоянной и указанное ограничение снимается.

К стр. 81.

* В рассматриваемом случае учет преломления света на границе воздух — эмульсия не вносит никаких изменений. Действительно, в формуле (2.4) при переходе из одной среды в другую меняется в n раз и длина волны, стоящая в числителе, и синус угла падения, стоящий в знаменателе.

К стр. 88.

* В схеме Г. Липмана (фиг. 1.40) волна от объекта интерферирует со своим зеркальным отражением. В схеме Ю. Н. Денисюка (фиг. 2.29) волна, отраженная объектом, интерферирует с опорной волной, фронт которой имеет правильную форму.

К стр. 87.

* См. примечание редактора перевода к стр. 46.

К стр. 88.

* Фактически интерферируют не волны, зарегистрированные в разные моменты времени, а их точные копии, восстановленные одновременно.

К стр. 90.

* Такая схема восстановления действительного изображения пригодна лишь для случая бесконечно тонкой голограммы. Как показано в гл. 2, § 5, наилучшие результаты получаются, если восстанавливающий пучок сходится в точке, в которой находился опорный источник при получении голограммы (см. фиг. 2.15). В этом случае положение действительного изображения объекта совпадает с самим объектом.

К стр. 94.

* Заметим, что в этом случае как во время первой, так и во время второй экспозиций голограмма регистрирует свет,

рассеянный неподвижным диффузором, а не движущейся пулей. Поэтому, несмотря на то, что пуля смещается во время экспозиции на несколько десятков длин волны, это не влияет на резкость интерференционной структуры, образующейся на голограмме.

К стр. 96.

На самом деле, поскольку голограмма-негатив обращает фазу зарегистрированной волны, A и A' имеют противоположные фазы и при равенстве их яркостей гасит друг друга.

К стр. 98.

* Описанный здесь метод интерферометрии с усреднением во времени обладает тем недостатком, что позволяет наблюдать лишь узловые линии и полосы низших порядков. Видимость полос в соответствии с (2.7) быстро падает с увеличением амплитуды колебаний. Стробоскопические методы, в которых экспонирование голограммы производится импульсами, синхронизированными с колебаниями объекта, лишены этого недостатка [218*, 225*].

К стр. 99.

* См. примечание редактора перевода к стр. 90.

К стр. 103.

* В данном случае роль восстанавливающего источника играют буквы e в анализируемом тексте, а роль объекта — точечный источник S_0 , используемый как опорный при получении голограммы (фиг. 2.50). Каждая из имеющихся в тексте букв e воспроизводит свое изображение точечного источника на соответствующем месте изображения A'_1 .

К стр. 110.

* Сходство с оптической голографией становится еще более явным, если учесть, что фотографическая эмульсия имеет зернистую структуру и может рассматриваться как матрица детекторов.

К стр. 115.

* Различие в акустической прозрачности дает возможность наблюдать только тем менее прозрачных органов на фоне других, более светлых. С этой точки зрения трехмерность наблюдаемой картины такая же, как и в случае просвечивания органов другими, например, рентгеновскими лучами. Однако различие в прозрачности мягких тканей для рентгеновских лучей обычно очень мало и в этом смысле применение акустической голографии для медицинской диагностики имеет бесспорные перспективы [2*, 3*].

К стр. 124.

* Это соответствует приближению гауссовой (параксиальной) оптики, т. е. справедливо, если падающие на голограмму световые пучки составляют малые углы с осью симметрии оптической системы ($|\eta| = |\eta_0| \ll r$; $|\xi - \xi_0| \ll r$).

К стр. 130.

* Независимо от соотношения между λ и λ' .

** То есть когда выполняются условия, изложенные на стр. 71 (см. также фиг. 2.14 и 2.15).

К стр. 131.

* Формулы (3.51) и (3.52) непосредственно следуют из (3.43) и (3.45), если, учитывая сделанное выше приближение параксиальной оптики, положить (см. фиг. 3.6—3.8)

$$\alpha' = \frac{\xi_0}{r}, \quad \alpha'' = \frac{\xi}{r}, \quad \alpha = \frac{\xi_0}{r};$$

$$0 = \frac{\xi R}{r}, \quad \theta' = \frac{\xi R}{r}.$$

К стр. 133.

* См. примечание редактора перевода к стр. 88.

К стр. 138.

* Степень поляризации света после прохождения через шлифованное стекло, обычно используемое в качестве диффузора, сохраняется весьма высокой и достигает 99% и более.

К стр. 139.

* Схема фиг. 3.12 обладает тем преимуществом, что разные точки голограммы восстанавливают интерференционную картину, соответствующую просвечиванию объекта под разными углами. Это очень важно для исследования фазовых неоднородностей сложной формы (не обладающих осью симметрии). Однако с этим достоинством схемы фиг. 3.12 связана трудность наблюдения контрастных полос. Полосы обычно получаются резкими лишь при сильном дифрактировании голограммы, что в свою очередь делает более грубой зернистую структуру изображения, свойственную когерентному освещению.

Схема фиг. 3.11 лишена и отмеченного достоинства и недостатка, свойственных схеме 3.12.

К стр. 140.

* Или с объектом A , находящемся в ином состоянии.

** В качестве рассеивателя Гейтс [98] использовал полупрозрачную в той же установке (фиг. 3.13) фазовую голограмму матового стекла. Этим достигалось высокое пропускание экрана, наиболее энергетически выгодная видокактриса рассеяния, а также обеспечивалось прямое прохождение части света, необходимой для образования опорного источника L .

К стр. 147.

* J_0 — функция Бесселя нулевого порядка, J_n — функция Бесселя n -го порядка. Свойства функции Бесселя, в частности разложение, соответствующее (3.80), см. в книге: *Смирнов В. И.*, Курс высшей математики, изд. 5-е, т. III, ч. II, М.—Л., 1952, стр. 519—534.

К стр. 148.

* Максимумы функции J_n^2 быстро убывают ($\approx 1; 0.16; 0.09; 0.06$ и т. д.). В соответствии с этим яркость полос высшего порядка мала (см. фиг. 2.43 и 2.44).

** См.: *Смирнов В. И.*, Курс высшей математики, изд. 2-е, т. II, М.—Л., 1952, стр. 394.

К стр. 170.

* Двумерной сверткой функций $f(x, y)$ и $\varphi(x, y)$ называется функция $g(x, y)$, определяемая равенством

$$g(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(u, v) \varphi(x-u, y-v) du dv$$

и условно обозначаемая $g = f \otimes \varphi$. Здесь u, v — независимые переменные, по которым производится интегрирование. Подробное о свертке и ее свойствах см. [300], стр. 200; [7*], стр. 33.

К стр. 171.

* Двумерным преобразованием Фурье (Фурье-образом, пространственно-частотным спектром) некоторой функции $g(x, y)$ называется функция $G(f_x, f_y)$, определяемая следующим интегральным соотношением:

$$G(f_x, f_y) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} g(x, y) \exp[-i2\pi(f_x x + f_y y)] dx dy$$

и условно обозначаемая $P. Ф. [g(x, y)]$. Здесь f_x, f_y — независимые переменные, называемые пространственными частотами.

Обратное преобразование Фурье определяется следующим образом:

$$g(x, y) = \frac{1}{2\pi} \iint_{-\infty}^{\infty} G(f_x, f_y) \exp [j2\pi (f_x x + f_y y)] df_x df_y$$

и обозначается П. Ф. $^{-1} [G(f_x, f_y)]$. Об условиях существования и свойствах преобразования Фурье см. [107], стр. 18; [300], стр. 194 и [7*], стр. 68.

К с т р. 175.

* Здесь использована теорема о преобразовании Фурье свертки двух функций: преобразование Фурье свертки двух функций равно произведению фурье-образов этих функций:

$$\text{П. Ф. } [g \otimes f] = \text{П. Ф. } [g] \times \text{П. Ф. } [f].$$

К с т р. 176.

* См., например, [107], стр. 24 и 356 или [300], стр. 202.

К с т р. 181.

* Обратные, поскольку система координат и плоскости A' инверсно преобразована (см. [107], стр. 232).

** Здесь использована обратная теорема о фурье-преобразовании свертки: преобразование Фурье от произведения фурье-образов двух функций равно свертке этих функций

$$\text{П. Ф. } ^{-1} \{ \text{П. Ф. } [g] \times \text{П. Ф. } [f] \} = g \otimes f.$$

К с т р. 182.

* Двумерной дельта-функцией $\delta(x, y)$ называется такая функция, которая равна $+\infty$ в точке $x=y=0$, обращается в нуль во всех других точках и обладает тем свойством, что

$$\iint_{-\infty}^{\infty} \delta(x, y) dx dy = 1.$$

В оптике двумерная дельта-функция описывает идеализированное изображение точечного источника света. Подробнее о дельта-функции см. [107], стр. 353, а также [7*], стр. 41.

К с т р. 183.

* Функция взаимной корреляции двух функций $g(x, y)$ и

$f(x, y)$ определяется следующим интегральным выражением:

$$r(u, v) = \iint_{-\infty}^{\infty} g(x, y) \cdot f^*(x-u, y-v) dx dy$$

и условно обозначается $r = g * f^*$. В случае $f(x, y) = g(x, y)$ эта функция называется функцией автокорреляции и обозначается $r = g * g^*$. См. [300], стр. 205—208.

К с т р. 186.

* О влиянии изменения размеров и ориентации объекта, а также неточности установки фильтра на интенсивность корреляционного максимума см. [330*, 346*, 348*, 350*].

1. *Abbe E.*, Arch. f. mikroskopische Anatomie und Entwicklungsmechanik, **9**, 413 (1893).
2. *Armstrong J.*, IBM Journ. Res. Dev. **9**, 171 (1965).
Fresnel Holograms: Their Imaging Properties and Aberrations.
3. *Armitage J. D., Lohmann A. W.*, Appl. Opt., **4**(4), 461 (1965).
Character Recognition by Incoherent Spatial Filter.
4. *Armitage J. D., Lohmann A. W.*, Appl. Opt., **4**, 1666 (1965).
Character Recognition by Incoherent Spatial Filter.
5. *Armitage J. D., Lohmann A. W., Herrick R. B.*, Appl. Opt., **4**(4), 445 (1965).
Absolute Contrast Enhancement.
6. *Baez A. V., Sum H. M. A.*, в кн. X-Ray Microscopy and Microradiography Proceedings, New York, 1957, p. 347.
Effect of finite source size, radiation band bandwidth, and object transmission in microscopy by reconstructed wavefronts.
7. *Baez A. V.*, Am. Journ. Phys., **20**, 311 (1952).
Focusing by Diffraction.
8. *Baez A. V.*, Journ. Opt. Soc. Am., **42**, 756 (1952).
A Study in Diffraction Microscopy with Special Reference to X-Rays.
9. *Baez A. V.*, Nature, **169**, 963 (1952).
Resolving Power in Diffraction Microscopy with Special Reference to X-Rays.
10. *Baker B. B., Copson E. T.*, The Mathematical Theory of Huygen's Principle, 2nd ed., Oxford, 1949.
11. *Belstad J. O.*, Appl. Opt., **6**, 171 (1967).
Holograms and spatial filters processed and copied in position.
12. *Beran M. J., Parrent G. B., Jr.*, Theory of Partial Coherence, Englewood Cliffs, N. J., 1964.
13. *Bernstein K. L.*, Journ. Opt. Soc. Am., **54**, 571A (1964).
Spatial Filtering with Partially Coherent Light.
14. *Борн М., Вольф Э.*, Основы оптики, перев. с англ., изд-во «Наука», 1970.
15. *Bosomworth D. R., Gerritsen*, Appl. Opt., **7**, 95 (1968).
Thick Holograms in Photochromic Materials.
16. *Bouwkamp C. J.*, Diffraction Theory в кн. Progress in Physics, ed. A. C. Strickland, vol. XVII, London, 1954.
17. *Bracewell R. N.*, The Fourier Transform and its Applications, New York, 1965.
18. *Bragg W. L.*, Zs. Krist., **70**, 475 (1929).
An Optical Method of Representing the Results of X-Ray Analysis.
19. *Bragg W. L.*, Nature, **149**, 470 (1942).
The X-Ray Microscope.
20. *Bragg W. L.*, Nature, **166**, 399 (1950).
Microscopy by Reconstructed Wavefronts.
21. *Bragg W. L., Rogers G. L.*, Nature, **167**, 190 (1951).
Elimination of Unwanted Image in Diffraction Microscopy.
22. *Brandt G. B.*, Appl. Opt., **6**, 1535 (1967).
Hologram moiré interferometry for transparent objects.
23. *Brooks R. E., Hefflinger L. O., Wuerker R. F., Briones R. A.*, Appl. Phys. Lett., **7**(4), 92 (1965).
Holographic Photography of High-Speed Phenomena with Conventional and Q-Switched Ruby Lasers.
24. *Brooks R. E., Hefflinger L. O., Wuerker R. F.*, Appl. Phys. Lett., **7**, 248 (1965).
Interferometry with a Holographically Reconstructed Comparison Beam.
25. *Brooks R. E., Hefflinger L. O., Wuerker R. F.*, IEEE Journ. Quantum Electr., QE-2, 275 (1966).
Pulsed Laser Holograms.
26. *Brown W. M.*, Analysis of Linear Time Invariant Systems, New York, 1963.
27. *Brumm D. B.*, Appl. Opt., **5**, 1946 (1966).
Copying holograms.
28. *Byngdahl O.*, Journ. Opt. Soc. Am., **57**, 545 (1967).
Polarizing Holography.
29. *Burch J. M., Ennos A. E., Wilton R. J.*, Nature, **209**, 1015 (1966).
Dual and Multiple Beam Interferometry by Wavefront Reconstruction.
30. *Burchard C. B., Cottler R. J., Doherty E. T.*, Appl. Opt., **7**, 627 (1968).
Formation and inversion of pseudoscopic images.

31. Buerger M. J., Proc. Natl. Acad. Sci., **27**, 117 (1941).
Optically Reciprocal Gratings and Their Application to Synthesis of Fourier Series.
32. Buerger M. J., Journ. Appl. Phys., **21**, 909 (1950).
Generalized Microscopy and the Two-Wavelength Microscope.
33. Buerger M. J., Proc. Natl. Acad. Sci., **36**, 330 (1950).
The Photography of Atoms in Crystals.
34. Carcel J. T., Rodemann A. H., Florman F., Domeshek S., Appl. Opt., **5**, 1199 (1966).
Simplification of Holographic Procedures.
35. Carter W. H., Douglass A. A., IEEE Journ. Quantum Electr., QE-2, 44 (1966).
Studies of Coherent Laser Illumination in Microscopy and Microholography.
36. Carter W. H., Douglass A. A., Field Range and Resolution in Holography, Journ. Opt. Soc. Am., **56**, 1754 (1966).
37. Cathey W. T., Jr., Journ. Opt. Soc. Am., **55**, 457 (1965).
Three-Dimensional Wavefront Reconstruction Using a Phase Hologram.
38. Cathey W. T., Jr., Journ. Opt. Soc. Am., **56**, 1167 (1966).
Spatial Phase Modulation of Wavefront in Spatial Filtering and Holography.
39. Champagne E. B., Journ. Opt. Soc. Am., **57**, 51 (1967).
Non-Paraxial Imaging, Magnification and Aberration Properties in Holography.
40. Chau H. H., Norman M. H., Appl. Opt., **5**, 1237 (1966).
Demonstration of the Application of Wavefront Reconstruction to Interferometry.
41. Chau H. H., Norman M. H., Appl. Opt., **6**, 317 (1967).
Zone Plate Theory Based on Holography.
42. Cochran G., Journ. Opt. Soc. Am., **56**, 1513 (1966).
New Method of Making Fresnel Transforms with Incoherent Light.
43. Collier R. J., IEEE Spectrum, **67** (July 1966).
Some Current Views on Holography.
44. Collier R. J., Doherty E. T., Pennington K. S., Appl. Phys. Lett., **7**, 223 (1965).
Applications of Moiré Techniques to Holography.
45. Collier R. J., Pennington K. S., Appl. Opt., **6**, 1091 (1967).
Multicolor Imaging from Holograms Formed on Two-Dimensional Media.
46. Collins L. F., Appl. Opt., **7**, 203 (1968).
Difference Holography.
47. Corcoran V. J., Herron R. W., Jr., Saramillo J., Appl. Opt., **5** (4), 668 (1966).
Generation of a Hologram from a Moving Target.

47. Considine P. S., Journ. Opt. Soc. Am., **56**, 1001 (1966).
An Experimental Study of Coherent Imaging.
48. Cosslett V. E., Practical Electron Microscopy, New York, 1951, p. 254.
49. Cosslett V. E., Nixon W. C., X-Ray Microscopy, New York, 1960, p. 17.
50. Cowley J. M., Acta Cryst., **9**, 399 (1956).
Stereoscopic Three-Dimensional Structure Analysis.
51. Cutrona L. J., Leith E. N., Palermo C. J., Porcello L. J., IRE Trans., IT-6, **3**, 386 (1960).
Optical Data Processing and Filtering Systems.
52. Cutrona L. J., Recent Developments in Coherent Optical Technology, в книге Optical and Electro-Optical Information Processing, ed. J. T. Tippett, A. Berkowitz, C. Clapp, J. Koeester and A. Vanderburgh, Jr., Cambridge, Mass., 1965, p. 83.
53. Cutrona L. J., Leith E. N., Porcello L. J., Vivian W. E., Proc. IEEE, **54**, 1026 (1966).
On the Applications of Coherent Optical Processing Techniques to Synthetic Aperture Radars.
54. Davenport W. B., Jr., Root W. L., Random Signals and Noise, New York, 1958, ch. 12 and 13.
55. De M., Sévigny L., Appl. Phys. Lett., **10** (3), 78 (1967).
Three Beam Holography.
56. De M., Sévigny L., Journ. Opt. Soc. Am., **57**, 110 (1967).
Polarization Holography.
57. De Bitetto D. J., Appl. Phys. Lett., **9** (12), 417 (1966).
White Light Viewlog of Surface Holograms by Simple Dispersion Compensation.
58. Debrus S., Françon M., May M., Opt. Comm., № 2 (1969).
Interférométrie en lumière blanche diffuse.
59. Debrus S., Françon M., May M., Compl. Rend., в печати.
Interférométrie en lumière diffuse et à observation directe.
60. Денисюк Ю. Н., ДАН СССР, **144**, 1275 (1962).
Об отображении оптических свойств объекта в волновом поле рассеянного им излучения.
61. Денисюк Ю. Н., Опт. и спектр., **15**, 522 (1963).
Об отображении оптических свойств объекта в волновом поле рассеянного им излучения.
62. Денисюк Ю. Н., Опт. и спектр., **18**, 275 (1965).
Об отображении оптических свойств объекта в волновом поле рассеянного им излучения, II.

1) С 1961 г. издается в русском переводе в изд-ве «Мир»: «Труды института инженеров по электротехнике и радиоэлектронике». — Прим. ред.

63. DeVelis J. B., Parant G. B., Jr., Thompson B. J., Journ. Opt. Soc. Am., **56**, 423 (1966).
Image Reconstruction with Fraunhofer Holograms.
64. DeVelis J. B., Reynolds G. O., Journ. Opt. Soc. Am., **56**, 1414 A (1966).
Magnification Limitations in Holography.
65. Де Велис Дж. Б., Рейнольдс Дж. О., Голлография (теория и приложения), перев. с англ., М. 1970.
66. DeVelis J. B., Thompson B. J., Journ. Opt. Soc. Am., **56**, 1440 A (1966).
Importance of Photographic Grain in Optical Processing.
67. Diamond F. I., Journ. Opt. Soc. Am., **57**, 503 (1967).
Magnification and Resolution in Wavefront Reconstruction.
68. Djurle E., Back A., Journ. Opt. Soc. Am., **51**, 1029 (1961).
Some Measurements of the Effects of Air Turbulence on Photographic Images.
69. Doolley R. P., Proc. IEEE, **53** (1) 1733 (1965).
X-Band Holography.
70. Dufly D. E., Journ. Opt. Soc. Am., **56**, 832 (1966).
Optical Reconstruction from Microwave Holograms.
71. Dyson J., The Optical Synthesizer for the Gabor Diffraction Microscope, Communication 18 в книге Proceedings of the First International Congress of Electron Microscopy (Paris, 1960), Paris, 1963, p. 126.
72. Dyson J., Journ. Opt. Soc. Am., **47**, 386 (1957).
Common-Path Interferometer for Testing Purposes.
73. Eaglesfield C. C., Electronic Lett., **1**, 181 (1966).
Resolution of X-Ray Microscopy by Hologram.
74. Elias P., Grey D. S., Robinson D. Z., Journ. Opt. Soc. Am., **42**, 127 (1952).
Fourier Treatment of Optical Processes.
75. Elias P., Journ. Opt. Soc. Am., **43**, 229 (1953).
Optics and Communication Theory.
76. Ellis G. W., Science, **154**, 1195 (1966).
Holomicrography.
77. Et Sum H. M. A., Reconstructed Wavefront Microscopy, диссертация, Stanford University, 1952. (Обращаться на фирму University Microfilm, Inc., Ann Arbor, Mich.)
78. Et Sum H. M. A., Information Retrieval from Phase-Modulating Media, в книге Optical Processing of Information, ed. D. K. Pollock, C. J. Koester and J. T. Tippett, Baltimore, 1963, p. 86.
79. Et Sum H. M. A., Uses for holograms, № 71, 50 (nov. 1967).
Science and Technology.
80. Enloe L. H., Murphy J. A., Rubinstein C. B., Bell. System Techn. Journ., **45**, 335 (1966).
Hologram Transmission Via Television.

81. Falconer D. G., Winthrop J. T., Phys. Lett., **14**, 190 (1965).
Fresnel Transform Spectroscopy.
82. Françon M., Laxenhal S., May M., Prat R., Compt. Rend., **263**, 237 (1966).
Application des techniques de l'holographie à l'étude de la fonction de transfert.
83. Friesen A. A., Appl. Phys. Lett., **7** (4), 102 (1966).
Holograms on Thick Emulsions.
84. Friesen A. A., Fedorowicz R. J., Appl. Opt., **5**, 1085 (1966).
Recent Advances in Multicolor Wavefront Reconstruction.
85. Friesen A. A., Zelenka J. S., Appl. Opt., **6**, 1755 (1967).
Effects of Film Nonlinearities in Holography.
86. Gabor D., Nature, **161**, 777 (1948).
A New Microscopic Principle.
87. Gabor D., Proc. Roy. Soc., A **197**, 454 (1949) (см. перевод в [300]).
Microscopy by Reconstructed Wave-Fronts.
88. Gabor D., Journ. Appl. Phys., **19**, 1191 (1948).
Diffraction Microscopy.
89. Gabor D., Proc. Phys. Soc., B **64**, 449 (1951) (см. перевод в [300]).
Microscopy by Reconstructed Wave-Fronts, II.
90. Gabor D., Research (London), **4**, 107 (1951).
Diffraction Microscopy.
91. Gabor D., Generalized Schemes of Diffraction Microscopy, Communication 19 в книге Proceedings of the First International Congress of Electron Microscopy (Paris, 1950), Paris, 1953, p. 129.
92. Gabor D., Light and Information, в книге Progress in Optics, ed. E. Wolf, vol. 1, Amsterdam, 1961.
93. Gabor D., New Scientist, **74** (13 янв. 1966).
Holography, or the «Whole Pictures».
94. Gabor D., Nature, **208**, 422 (1965).
Character Recognition by Holography.
95. Gabor D. et al., Phys. Lett., **18**, 116 (1965).
Optical Image Synthesis (Complex Amplitude Addition and Subtraction) by Holographic Fourier Transformation.
96. Gabor D., Stryke G. W., Brumm D., Funkhouser A., Labeyrie A., Nature, **208**, 1159 (1965).
Reconstruction of Phase Objects by Holography.
97. Gabor D., Goss W. P., Journ. Opt. Soc. Am., **56**, 849 (1966).
Interference Microscope with Total Wavefront Reconstruction.
98. Gules J. W. C., Journ. Scient. Instr. (Journ. of Physics E), ser. 2, **1**, 989 (1968).
Holography with Scatter Plates.

99. *George N., Matthews J. W.*, Appl. Phys. Lett., 9 (5), 212 (1966).
Holographic Diffraction Gratings.
100. *Givens M. P., Siemens W. J.*, Journ. Opt. Soc. Am., 56, 537 A (1966).
The Experimental Production of Synthetic Holograms.
101. *Goldman S.*, Journ. Opt. Soc. Am., 52, 1131 (1962).
Sideband Interpretation of Optical Information and the Diffraction Pattern of Unsymmetrical Pupil Functions.
102. *Goodman J. W.*, Proc. IEEE, 53, 1688 (1965).
Some Effects of Target-Induced Scintillation on Optical Radar Performance.
103. *Goodman J. W. et al.*, Appl. Phys. Lett., 8, 311 (1966).
Wavefront-Reconstruction Imaging through Random Media.
104. *Goodman J. W.*, Journ. Opt. Soc. Am., 57, 560 (1967).
Effects of Film Nonlinearities on Wavefront-Reconstruction Images of Diffuse Objects.
105. *Goodman J. W.*, Appl. Opt., 6, 857 (1967).
Temporal Filtering Properties of Holograms.
106. *Goodman J. W.*, Journ. Opt. Soc. Am., 57, 493 (1967).
Noise in Wavefront-Reconstruction Imaging.
107. *Гудмен Дж.*, Введение в фурье-оптику, перев. с англ., изд-во «Мир», 1970.
108. *Goodman J. W., Huntley W. H., Jr., Jackson D. W., Lehman M.*, Appl. Phys. Lett., 8 (12), 311 (1966).
Wavefront Reconstruction Imaging through Random Media.
109. *Green R. B.*, Appl. Opt., 7, 711 (1968).
An Optical Activity Measuring Technique using Holography.
110. *Grant R. M., Lillie R. L., Barnett N. E.*, Journ. Opt. Soc. Am., 56, 1142 (1956).
Underwater Holography.
111. *Haine M. E., Dyson J.*, Nature, 166, 315 (1950).
A Modification to Gabor's Proposed Diffraction Microscope.
112. *Haine M. E., Mulvey T.*, Journ. Opt. Soc. Am., 42, 763 (1952).
The Formation of the Diffraction Image with Electrons in the Gabor Diffraction Microscope.
113. *Haine M. E., Mulvey T.*, Nature, 170, 202 (1952).
Diffraction Microscopy with X-Rays.
114. *Haine M. E., Mulvey T.*, Initial Results in the Practical Realisation of Gabor's Diffraction Microscope, Communication 17 in книге Proceedings of the First International Congress of Electron Microscopy (Paris, 1950), Paris, 1953, p. 120.
115. *Haines K., Hildebrand B. P.*, Phys. Lett., 19, 10 (1965).
Contour Generation by Wavefront Reconstruction.
116. *Haines K. A., Hildebrand B. P.*, Appl. Opt., 5(4), 595 (1966).

- Surface Deformation Measurements using the Wavefront Reconstruction Technique.
117. *Haine M. E.*, The Electron Microscope, New York, 1961, p. 64.
118. *Hanser R. L.*, Appl. Opt., 7, 711 (1968).
Application of Holographic Interferometry to the Comparison of Highly Polished Reflecting Surfaces.
119. *Harris F. S., Jr., Sherman G. C., Billings B. H.*, Appl. Opt., 5 (4), 665 (1966).
Copying Holograms.
120. *Heldar D. W., North R. J.*, Schlieren Methods, National Physical Laboratory (Notes on Applied Science, No 31), London, England.
121. *Helstrom C. W.*, Journ. Opt. Soc. Am., 56 (4), 433 (1966).
Image Luminance and Ray Tracing in Holography.
122. *Hildebrand B. P., Haines K. A.*, Appl. Opt., 5 (1), 172 (1966).
Interferometric Measurements Using the Wavefront Reconstruction Technique.
123. *Hildebrand B. P., Haines K. A.*, Journ. Opt. Soc. Am., 57, 155 (1967).
Source Holography Applied to Contour Generation.
124. *Hioki R., Suzuki T.*, Japan Journ. Phys., 4, 816 (1965).
Reconstruction of Wavefronts in all Directions.
125. *Hoel II., Maue A. W., Westphal K.*, Theorie der Beugung, в книге Handbuch der Physik, Bd. 25, Berlin, 1961.
126. *Hoffmann A. S., Doidge J. G., Mooney D. G.*, Journ. Opt. Soc. Am., 55, 1559 (1965).
Inverted Reference-Beam Hologram.
127. *Horman M. H.*, Journ. Opt. Soc. Am., 55, 615 (1965).
Application of Wavefront Reconstruction to Interferometry.
128. *Horman M. H.*, Appl. Opt., 4, 333 (1965).
An Application of Wavefront Reconstruction to Interferometry.
129. *Hufnagel R. E., Stanley N. R.*, Journ. Opt. Soc. Am., 54, 52 (1964).
Modulation Transfer Function Associated with Image Transmission through Turbulent Media.
130. *Ingalls A.*, Journ. Photogr. Sci. Engineers, 4, 135 (1960).
The Effects of Film Thickness Variations on Coherent Light.
131. *Jacobson A. D., McClung F. J.*, Appl. Opt., 4 (11), 1559 (1965).
Holograms Produced with Pulsed Laser Illumination.
132. *Jackson P.*, Appl. Opt., 4 (4), 419 (1965).
Diffractive Processing of Geophysical Data.
133. *Jong T. H., Rudolph P., Luckett A.*, Journ. Opt. Soc. Am., 56, 1263 (1966).
360° Holography.

134. Kailath T., в книге Channel Characterization: Time-variant Dispersive Channels, Lectures on Communication System Theory, ed. E. J. Gagliardi, New York, 1960.
135. Какос А., Остроумов Г. В., Остроумов Ю. Н., Зайцев А. Н., Phys. Lett., 23, 81 (1966). Interferometry Holographic Investigation of a Laser Spark.
136. Kano Y., Wolf E., Proc. Phys. Soc., 80, 1273 (1962). Temporal Coherence of Blackbody Radiation.
137. Kaspar F. G., Journ. Opt. Soc. Am., 58, 970 (1968). Effects of Some Photographic Characteristics on the Light Flux in a Holographic Image.
138. Keller J. B., Journ. Opt. Soc. Am., 52, 116 (1962). Geometrical Theory of Diffraction.
139. Kelley D. H., Journ. Opt. Soc. Am., 50, 269 (1960). Systems Analysis of the Photographic Process, I. A Three-Stage Model.
140. Kirchhoff G., Wiedemann Ann., 18 (2), 663 (1883). Zur Theorie der Lichtstrahlen.
141. Kirk J. P., Appl. Opt., 5, 1684 (1966). Hologram on Photochromic Glass.
142. Kirkpatrick P., El Sum H. M. A., Journ. Opt. Soc. Am., 48, 825 (1956). Image Formation by Reconstructed Wavefronts, I. Physical Principles and Methods of Refinement.
143. Knight G., Effects of Film Non-linearities in Holography, докторская диссертация, Stanford University, 1967.
144. Knox C., Science, 153, 989 (1966). Holographic Microscopy as a Technique for Recording Dynamic Microscopic Subjects.
145. Kock W. E., Proc. IEEE, 54 (2), 331 (1966). Hologram Television.
146. Kock W. E., Rendeiro J., Proc. IEEE, 53, 1787 (1965). Some Curious Properties of Holograms.
147. Kock W. E., Rosen L., Rendeiro J., Proc. IEEE, 54, 1599 (1966). Holograms and Zone Plates.
148. Kock W. E., Rosen L., Stroke G. W., Proc. IEEE, 55, 80 (1967). Focussed Image Holography.
149. Kogelnik H., Bell System Techn. Journ., 44, 2451 (1965). Holographic Image Projection Through Inhomogeneous Media.
150. Kottler F., Ann. d. Phys., 4, 71, 457 (1923). Elektromagnetische Theorie der Beugung an Schwarzen Schirmen.
151. Kottler F., Ann. d. Phys., 4, 70, 405 (1923). Zur Theorie der Beugung an Schwarzen Schirmen.

152. Kottler F., Diffraction at a Black Screen, в книге Progress in Optics, ed. E. Wolf, vol. IV, Amsterdam, 1965.
153. Kovasny L. S. G., Arman A., Rev. Sci. Instr., 28, 793 (1957). Optical Autocorrelation Measurement of Two-dimensional Random Patterns.
154. Kozma A., Kelly D. L., Journ. Opt. Soc. Am., 54, 1395 (1964). Spatial Filtering of Signals With Additive Noise.
155. Kozma A., Kelly D. L., Appl. Opt., 4, 387 (1965). Spatial Filtering for Detection of Signals Submerged in Noise.
156. Kozma A., Journ. Opt. Soc. Am., 56, 428 (1966). Photographic Recording of Spatially Modulated Coherent Light.
157. Kozma A., Massey N., Journ. Opt. Soc. Am., 56, 537 A (1966). Bias Level Reduction of Incoherent Holograms.
158. Kreuzer J. L., Ultrasonic Three Dimensional Imaging Using Holographic Techniques, Proc. Symp. Modern Optics, New York, в печати.
159. Ладенбург Р. (ред.), Физические измерения в газовой динамике и при горении, ИЛ, 1957.
160. Landry M. J., Appl. Phys. Lett., 9 (8), 303 (1966). Copying Holograms.
161. Lehmann M., Huntley W. H., Jr., Photographic Techniques with Coherent Monochromatic Light, в трудах симпозиума The 10th Technical Symposium of the Society of Photographic Instrumentation Engineers, San Francisco, California (August 1965).
162. Leith E. N., Journ. Photogr. Sci. Engineers., 6, 75 (1962). Photographic Film as an Element of a Coherent Optical System.
163. Leith E. N., Upatnieks J., Journ. Soc. Photogr. Instr. Engineers, 4, 3 (1965). Holograms, Their Properties and Uses.
164. Leith E. N., Upatnieks J., Journ. Soc. Photogr. Instr. Engineers, 3, 123 (1965). Imagery with Coherent Optics.
165. Leith E. N., Upatnieks J., Journ. Opt. Soc. Am., 52, 1123 (1962). Reconstructed Wavefronts and Communication Theory.
166. Leith E. N., Upatnieks J., Journ. Opt. Soc. Am., 53, 1377 (1963). Wavefront Reconstruction with Continuous-Tone Objects.
167. Leith E. N., Upatnieks J., Journ. Opt. Soc. Am., 54, 1295 (1964). Wavefront Reconstruction with Diffused Illumination and Three-Dimensional Objects.
168. Leith E. N., Upatnieks J., Physics Today, 18, 26 (1965). Wavefront Reconstruction Photography.

169. *Leith E. N., Upatnieks J., Hildebrand B. P., Haines K.*, Journ. Soc. Motion Picture and Television Engineers, **74**, 893 (1965). Requirements for a Wavefront Reconstruction Television Facsimile System.
170. *Leith E. N., Upatnieks J.*, Scientific American, **212** (6), 24 (1965) [см. перев.: УФН, **87**, 521 (1965)]. Photography by Laser.
171. *Leith E. N., Upatnieks J., Haines K.*, Journ. Opt. Soc. Am., **55** (8), 981 (1965). Microscopy by Wavefront Reconstruction.
172. *Leith E. N., Kozma A., Upatnieks J.*, Coherent Optical Systems for Data Processing, Spatial Filtering and Wavefront Reconstruction, in: *Quantum Optical and Electro-Optical Information Processing*, ed. J. T. Tippet, A. Berkowitz, L. C. Clapp, C. J. Koester and A. Vanderburgh, Jr., Cambridge, Mass., 1965, p. 143.
173. *Leith E. N., Upatnieks J., Kozma A., Massey N.*, Journ. Soc. Motion Picture and Television Engineers, **75**, 323 (1966). Hologram Visual Displays.
174. *Leith E. N. et al.*, Appl. Opt., **5**, 1303 (1966). Holographic Data Storage in Three-Dimensional Media.
175. *Leith E. N., Upatnieks J.*, Journ. Opt. Soc. Am., **56**, 523 (1966). Holographic Imagery through Diffusing Media.
176. *Leith E. N., Upatnieks J., Vander Lugt A.*, Appl. Opt., **5**, 589 (1966). Hologram Microscopy and Lens Aberration Compensation by the Use of Holograms.
177. *Leith E.*, Electronics, **25**, 88 (1966). Holography's Practical Dimension.
178. *Lighthill M. J.*, Introduction to Fourier Analysis and Generalized Functions, New York, 1960.
179. *Lin L. H., Lo Bianco C. V.*, Appl. Opt., **6** (3), 1255 (1967). Experimental Techniques in Making Multicolor White Light Reconstructed Holograms.
180. *Lin L. H., Pennington K. S., Stroke G. W., Labeyrie A. E.*, Bell. Syst. Techn. Journ., **45** (4), 659 (1966). Multicolor Holographic Image Reconstruction with White Light Illumination.
181. *Linfoot E. N.*, Recent Advances in Optics, Oxford, 1965.
182. *Lippmann G.*, Journ. de phys., **3**, 97 (1894). Sur la théorie de la photographie des couleurs simples et composées par la méthode interférentielle.
183. *Lohmann A. W.*, Journ. Opt. Soc. Am., **55**, 1555 (1965). Wavefront Reconstruction for Incoherent Objects.
184. *Lohmann A. W., Paris D. P.*, Journ. Opt. Soc. Am., **55**, 1007 (1965). Space-Variant Image Formation.
185. *Lohmann A.*, Appl. Opt., **4**, 1667 (1965). Reconstruction of Vectorial Wavefronts.
186. *Lohmann A., Brown B. R.*, Appl. Opt., **5**, 967 (1966). Complex Spatial Filtering with Binary Masks.
187. *Lohmann A., Paris D. P.*, Journ. Opt. Soc. Am., **56**, 537A (1966). Binary Image Holograms.
188. *Lowenthal S., Belvaux Y.*, Compl. Rend., **262**, 413 (1966). Reconnaissance des formes en optique par traitement des signaux dérivés.
189. *Lowenthal S., Belvaux Y.*, Compl. Rend., **263**, 9904 (1966). Holographie interférométrique en lumière diffuse.
190. *Lowenthal S., Werts A.*, Compl. Rend., **264**, 971 (1967). Restitution d'hologrammes en lumière partiellement cohérente.
191. *Ловенталь С., Бельво И.*, Пространственная фильтрация и голография — новое в когерентной оптике, перев. с франц., М., 1970.
192. *Lowenthal S., Werts A.*, Compl. Rend., **266**, 542 (1968). Filtrage des fréquences spatiales en lumière incohérente à l'aide d'hologrammes.
193. *Lowenthal S., Werts A.*, Compl. Rend., **268**, 841 (1969). Congrès d'optique de Florence: utilisation de la lumière spatialement incohérente en holographie.
194. *Lowenthal S., Froehly C., Serres J.*, Compl. Rend., **269**, 1481 (1969). Spectrographie à haute luminosité et faible bruit par application des techniques holographiques.
195. *Lurie M.*, Journ. Opt. Soc. Am., **56**, 1369 (1966). Effects of Partial Coherence on Holography with Diffuse Illumination.
196. *Macchia J. T., White D. L.*, Appl. Opt., **91** (Jan. 1968). Coded Multiple Exposure Holograms.
197. *Mandel L.*, Journ. Opt. Soc. Am., **55**, 1697 (1965). Color Imagery by Wavefront Reconstruction.
198. *Mandel L., Wolf E.*, Rev. Mod. Phys., **37**, 231 (1965) [см. перевод: УФН, **87**, 491 (1965); **88**, 347, 691 (1966)]. Coherence Properties of Optical Fields.
199. *Mandel L.*, Journ. Opt. Soc. Am., **56**, 1636 (1966). Wavefront Reconstruction with Light of Finite Coherence Length.
200. *Marom E.*, Journ. Opt. Soc. Am., **57**, 101 (1967). Color Imagery by Wavefront Reconstruction.
201. *Marquet M., Royer H.*, Compl. Rend., **260**, 6061 (1965). Etudes des aberrations géométriques des images reconstituées par holographie.

202. Marquet M., Saget J. C., Compt. Rend., **261**, 4681 (1965).
The Influence of the Object Support in Coherent Optics.
203. Marquet M., Fortunato G., Roger H., Compt. Rend., **261**, 3555 (1965).
Theoretical Study of the Object-Image Correspondance in Holography.
204. Marquet M., Bourgeon M. A., Saget J. C., Revue d'Optique, **45** (45) (11), 501 (1966).
Interferométrie par holographie.
205. Marquet M., Limitations dues au récepteur photographique en holographie, Bulletin de Photogrammétrie (juin 1968).
206. Marquet M., Odier M., Compt. Rend., **268**, 916 (1969).
Stockage par holographie d'informations tridimensionnelles de mesure. Application à la scintigraphie.
207. Maréchal A., Croce P., Compt. Rend., **237**, 607 (1953).
A Filter of Spatial Frequencies for the Improvement of the Contrast of Optical Images.
208. Марешаль А., Франсон М., Структура оптического изображения. Дифракционная теория и влияние когерентности света, перев. с франц., изд-во «Мир», 1964.
209. Martienssen W., Spiller S., Phys. Lett., **24A** (2), 126 (1967).
Holographic Reconstruction without Granulation.
210. Mees C. E. K., The Theory of the Photographic Process (исправленное изд.), New York, 1954.
211. Meier R. W., Journ. Opt. Soc. Am., **55**, 1693 (1965).
Depth of Focus and Depth of Field in Holography.
212. Meier R. W., Journ. Opt. Soc. Am., **55**, 987 (1965).
Magnification and Third-Order Aberrations in Holography.
213. Meier R. W., Journ. Opt. Soc. Am., **56**, 219 (1966).
Cardinal Points and the Novel Imaging Properties of a Holographic System.
214. Merz L., Young N. O., Fresnel Transformations of Images, в книге Proc. Conf. Optical Instruments and Techniques, ed. K. J. Habell, New York, 1963, p. 305.
215. Mertz L., Transformations in Optics, New York, 1965 (см. перевод: Л. Мерц, Интегральные преобразования в оптике, изд-во «Мир», 1969).
216. Melihrell A. F., El Sum H. M. A., Dreker J. J., Larmore L., Phys. Lett., **24** (10), 547 (1967).
Optical Reconstruction from sampled Holograms made with Sound Waves.
217. Melihrell A. F., El Sum H. M. A., Larmore L., Acoustical Holography, New York, 1968.
218. Meyer-Arendt J. R., Journ. Opt. Soc. Am., **51**, 1468 A (1961).
An Approach to Stereoscopic Wavefront Reconstruction.
219. Meyer-Arendt J. R., Appl. Opt., **2**, 409 (1963).
Three-Dimensional Wavefront Reconstruction.
220. Mueller R. K., Sheridan N. K., Appl. Phys. Lett., **9**, 328 (1966).
Sound Holograms and Optical Reconstruction.
221. Mueller R. K., Marom E., Fritzler D., Appl. Phys. Lett., **12** (11), 394 (1968).
Electronic simulation of a variable inclination reference for acoustic holography via the ultrasonic camera.
222. O'Neill E. L., Selected Topics in Optics and Communication Theory, Boston University, Department of Physics, 1957.
223. О'Нелл Э., Введение в статистическую оптику, перев. с англ., изд-во «Мир», 1966.
224. O'Neill E. L., Trans. IRE, PGIT-2, **56** (1956).
Spatial Filtering in Optics.
225. O'Neill E. L. (ed.), Communication and Information Theory Aspects of Modern Optics, General Electric Co., Electronics Laboratory, Syracuse, N. Y., 1962.
226. O'Neill E. L., An Introduction to Quantum Optics, Publication of Department of Physics, University of California, Berkeley, 1965.
227. Neumann D. B., Journ. Opt. Soc. Am., **56**, 858 (1966).
Geometrical Relationships Between the Original Object and the Two Images of a Hologram Reconstruction.
228. Offner A., Journ. Opt. Soc. Am., **56**, 1509 (1966).
Ray Tracing Through a Holographic System.
229. Oliver B. M., Proc. IEEE, **51**, 220 (1963).
Sparkling Spots in Random Diffraction.
230. Orr L. W., Tsoh S. W., Barnett N. F., Appl. Opt., **203** (1968).
Isophase surfaces in Interference Holography.
231. Osterberg H., Journ. Opt. Soc. Am., **56**, 723 (1966).
Reconstruction of Objects from Their Diffraction Images.
232. Parent G. B., Thompson B. J., Opt. Acta, **11**, 183 (1964).
On the Fraunhofer (Far Field) Diffraction Patterns of Opaque and Transparent Objects with Coherent Background.
233. Parent G. B., Reynolds G. O., Journ. Opt. Soc. Am., **55**, 1566 A (1965); Journ. Soc. Photogr. Instr. Engineers, **3**, 219 (1965).
Resolution Limitations of Lensless Photography.
234. Parent G. B., Reynolds G. O., Journ. Opt. Soc. Am., **56**, 1400 (1966).
A Space Bandwidth Theorem for Holograms.
235. Papoulis A., The Fourier Integral and Its Applications, New York, 1963, p. 27.
236. Paques H., Smigielski P., Opt. Acta, **12**, 359 (1965).
Holographie.

237. *Paques H., Smigielski P.*, Compt. Rend., **260**, 6562 (1965). Cinchology.
238. *Pearcey T.*, Table of the Fresnel Integral, New York, 1966.
239. *Peters P. J.*, Appl. Phys. Lett., **8** (8), 209 (1966). Incoherent Holograms with Mercury Light Source.
240. *Pennington K. S., Collier R. J.*, Appl. Phys. Lett., **8** (1), 14 (1966). Hologram Generated Ghost Image Experiments.
241. *Pennington K. S., Collier R. J.*, Appl. Phys. Lett., **8**, 44 (1966). Ghost Imaging by Holograms Formed in the Near Field.
242. *Pennington K. S., Lin L. H.*, Appl. Phys. Lett., **7**, 56 (1965). Multicolor Wavefront Reconstruction.
243. *Pinnock P. R., Taylor C. A.*, Acta Cryst., **8**, 687 (1955). The Determination of the Signs of Structure Factors by Optical Methods.
244. *Pote R. V.*, Appl. Phys. Lett., **10** (1), 20 (1967). 3-D Imagery and Holograms of Objects Illuminated in White Light.
245. *Pollack D. K., Koester C. J., Tippet J. T.* (eds), Optical Processing of Information, Baltimore, 1963.
246. *Powell R. L., Stetson K. A.*, Journ. Opt. Soc. Am., **55**, 612 (1965). Interferometric Vibration Analysis of Three-Dimensional Objects by Wavefront Reconstruction.
247. *Powell R. L., Stetson K. A.*, Journ. Opt. Soc. Am., **55**, 1893 (1965). Interferometric Vibration Analysis by Wavefront Reconstruction.
248. *Preslon K., Jr.*, Electronics, **38** (18), 72 (1966). Computing at the Speed of Light.
249. *Preslon K., Jr.*, Use of the Fourier Transformable Properties of Lenses for Signal Spectrum Analysis, в кн. Opt. and Electrooptical Information Processing, ed. J. T. Tippet et al., Cambridge, Mass., 1965.
250. *Ratcliffe J. A.*, Some Aspects of Diffraction Theory and Their Application to the Ionosphere, в кн. Reports on Progress in Physics, ed. A. C. Strickland, vol. XIX, London, 1956.
251. *Rayleigh L.*, Phil. Mag., **43**, 259 (1897). On the Passage of Waves Through Apertures in Plane Screens and Allied Problems.
252. *Reynolds G. O., Skinner T. J.*, Journ. Opt. Soc. Am., **54**, 1302 (1964).

1) С 1961 г. издается в русском переводе в изд-ве «Мир»: «Электроника». — Прим. ред.

- Mutual Coherence Function Applied to Imaging through a Random Medium.
253. *Reynolds G. O., Mueller P. F.*, Journ. Opt. Soc. Am., **56**, 1438 A (1966). Image Restoration by Removal of Random Media Distortions.
254. *Reynolds G. O., DeVellis J. B.*, IEEE Trans., **AP-15**, 41 (1967). Hologram Coherence Effects.
255. *Rhodes J.*, Am. Journ. Phys., **21**, 337 (1953). Analysis and Synthesis of Optical Images.
256. *Rigler A. K.*, Journ. Opt. Soc. Am., **55** (12), 1693 (1965). Wavefront Reconstruction by Reflection.
257. *Ridgen J. D., Gordon E. I.*, Proc. IRE, **50**, 2367 (1962). The Granularity of Scattered Optical Laser Light.
258. *Rogers G. L.*, Nature, **166**, 237 (1950). Gabor Diffraction Microscopy: the Hologram as a Generalized Zone Plate.
259. *Rogers G. L.*, Proc. Roy. Soc. (Edinburgh), **A63**, 193 (1950—1951). Experiments in Diffraction Microscopy.
260. *Rogers G. L.*, Nature, **166**, 1027 (1950). The Black and White Hologram.
261. *Rogers G. L.*, Journ. Opt. Soc. Am., **56**, 831 (1966). Polarization Effects in Holography.
262. *Rogers G. L.*, Proc. Roy. Soc. (Edinburgh), **A63**, 312 (1951—1952). Artificial Holograms and Astigmatism.
263. *Rogers G. L.*, Proc. Roy. Soc. (Edinburgh), **A64**, 209 (1954—1955). Two Hologram Methods in Diffraction Microscopy.
264. *Rogers G. L.*, Journ. Opt. Soc. Am., **55**, 1181 (1965). Phase-Contrast Holograms.
265. *Rogers G. L.*, Journ. Scient. Instr., **43**, 677 (1966). The Design of Experiments for Recording and Reconstructing Three-Dimensional Objects in Coherent Light (Holography).
266. *Rose H. W.*, Journ. Opt. Soc. Am., **55**, 1566 A (1965). Effect of Carrier Frequency on Quality of Reconstructed Wavefronts.
267. *Rosen L.*, Appl. Phys. Lett., **9** (9), 337 (1966). Focused-Image Holography with Extended Sources.
268. *Rosen L.*, Proc. IEEE, **55**, 79 (1967). Holograms of the Aerial Image of a Lens.
269. *Rosen L.*, Proc. IEEE, **55**, 118 (1967). The Pseudoscopic Inversion of Holograms.
270. *Rosen L., Clark W.*, Appl. Phys. Lett., **10** (5), 140 (1967). Film Plane Holograms without External Source Reference Beams.

271. Rotz P. B., Friesem A. A., Appl. Phys. Lett., 8 (6), 146; 8 (9), 240 (1966).
Holograms with Non-Pseudoscopic Real Images.
272. Royer H., Compt. Rend., 261, 4003 (1965).
A Contribution to the Study of Information in Holography.
273. Rubinowicz A., The Miyamoto - Wolf Diffraction Wave, в книге Progress in Optics, ed. E. Wolf, vol. IV, Amsterdam, 1965.
274. Russo V., Sottini S., Appl. Opt., 7, 202 (1968).
Bleached Holograms.
275. Sakoi H., Vanasse G. A., Journ. Opt. Soc. Am., 56, 131 (1966).
Hilbert Transform in Fourier Spectroscopy.
276. Silver S., Journ. Opt. Soc. Am., 52, 131 (1962).
Microwave Aperture Antennas and Diffraction Theory.
277. Silverman B. A., Thompson B. J., Ward J., Journ. Appl. Meteorol., 3, 792 (1964).
A Laser Fog Disdrrometer.
278. Sherman G. C., Journ. Opt. Soc. Am., 57, 1160 (1967).
Reconstructed Wave Forms with Large Diffraction Angles.
279. Skinner T. J., Energy Considerations, Propagation on a Random Medium and Imaging in Scalar Coherence Theory, Ph. D. Thesis, Boston University, 1965.
280. Sommerfeld A., Math. Ann., 47, 317 (1896).
Mathematische Theorie der Diffraction.
281. Sommerfeld A., Optics, Lectures on Theoretical Physics, vol. IV, New York, 1954.
282. Сороко Л. М., УФН, 90 (1) (1966).
Голография и интерференционная обработка информации.
283. Stelson K. A., Pocell R. L., Journ. Opt. Soc. Am., 56 (9), 1161 (1966).
Hologram Interferometry.
284. Stelson K. A., Pocell R. L., Journ. Opt. Soc. Am., 55, 1694 (1965).
Interferometric Hologram Evaluation and Real-Time Vibration Analysis of Diffuse Objects.
285. Stroke G. W., Falconer D. G., Phys. Lett., 13, 306 (1964).
Attainment of High Resolutions in Wavefront-Reconstruction Imaging.
286. Stroke G. W., Falconer D. G., Journ. Opt. Soc. Am., 55, 595 A (1965).
Attainment of High Resolutions in Wavefront-Reconstruction Imaging. II.
287. Stroke G. W., Restrick R., Funkhouser A., Brumm D., Gabor D., Phys. Lett., 18 (2), 116 (1965).
Optical Image Synthesis (Complex Amplitude Addition and Subtraction) by Holographic Fourier Transformation.

288. Stroke G. W., Restrick R. C., Appl. Phys. Lett., 7, 229 (1965).
Holography with Spatially Non-coherent Light.
289. Stroke G. W., Appl. Phys. Lett., 6, 201 (1965).
Lensless Fourier Transform Method for Optical Holography.
290. Stroke G. W., International Science and Technology, № 41, 52 (1965).
Lensless Photography.
291. Stroke G. W., Phys. Lett., 23, 325 (1966).
White Light Reconstruction of Holographic Images.
292. Stroke G. W., Falconer D. G., Phys. Lett., 15 (3), 238 (1965).
Attainment of High Resolutions in Holography by Multi-directional Illumination and Moving Scatterers.
293. Stroke G. W., Labeyrie A., Appl. Phys. Lett., 8, 42 (1966).
Two-Beam Interferometry by Successive Recording of Intensities in a Single Hologram.
294. Stroke G. W., Zech R. G., Appl. Phys. Lett., 9 (5), 215 (1966).
White Light Reconstructions of Color Images from Black and White Volume Holograms Recorded on Sheet Film.
295. Stroke G. W., Westervelt F. H., Zech R. G., Proc. IEEE, 55, 109 (1967).
Holographic Synthesis of Computer Generated Holograms.
296. Stroke G. W., Brumm D., Funkhouser A., Labeyrie A., Restrick R., Brit. Journ. Appl. Phys., 17, 497 (1966).
On the Absence of Phase-Recording or «Twin-Images» Separation Problems in «Gabor» (In-Line) Holography.
297. Stroke G. W., Funkhouser A., Leonard C., Indebetouw G., Zech R. G., Journ. Opt. Soc. Am., 57, 110 (1967).
Hand-Held Holography.
298. Stroke G. W., Labeyrie A. E., Phys. Lett., 20 (4), 368 (1966).
• White Light Reconstruction of Holographic Images Using the Lippman-Bragg Diffraction Effect.
299. Stroke G. W., Labeyrie A., Phys. Lett., 20, 157 (1966).
Interferometric Reconstruction of Phase Objects using Diffuse Coding and two Holograms.
300. Строук Дж., Введение в когерентную оптику и голографию, перев. с англ., изд-во «Мир», 1967.
301. Tanner L. H., Journ. Sci. Instr., 43, 81 (1966).
Some Applications of Holography in Fluid Mechanics.
302. Tanner L. H., Journ. Sci. Instr., 43, 353 (1966).
The Application of Lasers to Time-Resolved Flow Visualization.
303. Thompson B. J., Journ. Sci. Instr., 43, 346 (1966).
On the Holography of Phase Objects.
302. Thompson B. J., Journ. Opt. Soc. Am., 48, 95 (1958).
Illustration of the Phase Change in Two-Beam Interference with Partially Coherent Light.
303. Thompson B. J., A New Method of Measuring Particle Size by Diffraction Techniques, Proc. Conf. on Photographic and

- Spectroscopic Optics, 1964; см. также Japan. Journ. Appl. Phys., 4, 362 (1965), Suppl. I.
304. *Thompson B. J., Parrent G. B., Jush B., Ward J.*, Journ. Appl. Meteorol., 5, 343 (1966).
A Readout Technique for the Laser Fog Disdrometer.
 305. *Thompson B. J.*, Journ. Soc. Photogr. Instr. Engineers, 4, 7 (1965).
Advantages and Problems of Coherence as Applied to Photographic Situations.
 306. *Thompson B. J., Wolf E.*, Journ. Opt. Soc. Am., 47, 895 (1957).
Two-Beam Interference with Partially Coherent Light.
 307. *Thompson B. J., Ward J. H., Zinky W. R.*, Appl. Opt., 6, 519 (1967).
Application of Hologram Techniques for Particle Size Analysis.
 308. *Thompson B. J., Parrent G. B., Jr.*, Sci. Journ., 3 (1), 42 (1967).
Holography.
 309. *Thiry H.*, Journ. Photogr. Sci. Engineers, 11, 69 (1963).
Power Spectrum of Granularity as Determined by Diffraction.
 - Thiry H.*, Appl. Opt., 3, 39 (1964).
Some Qualitative and Quantitative Results on Spatial Filtering or Granularity.
 310. *Tippett J. T. et al.* (eds), Optical and Electro-optical Information Processing, Cambridge, Mass., 1965.
 311. *Tollin P., Main P., Rossmann M. G., Stroke G. W., Restrick R. C.*, Nature, 209, 603 (1966).
Holography and its Crystallographic Equivalent.
 312. *Trabka F. A., Rocling P. G.*, Journ. Opt. Soc. Am., 54, 1242 (1964).
Image Transformations for Pattern Recognition Using Incoherent Illumination and Bipolar Aperture Masks.
 313. *Tricoles G., Rope E. L.*, Journ. Opt. Soc. Am., 56, 542 A (1966).
Wavefront Reconstruction with Centimeter Waves.
 314. *Tricoles G., Rope E. L.*, Journ. Opt. Soc. Am., 57, 97 (1967).
Reconstructions of Visible Images from Reduced-Scale Replicas of Microwave Holograms.
 315. *Turin G. L.*, IRE Trans., IT-6, 311 (1960).
An Introduction to Matched Filters.
 316. *Tyler G. L.*, Journ. Geophys. Res., 71, 1559 (1966).
The Bistatic, Continuous-Wave Radar Method for the Study of Planetary Surfaces.
 317. *Upatnieks J., Vander Lugt A., Leith E. N.*, Appl. Opt., 5 (4), 589 (1966).
Correction of Lens Aberrations by Means of Holograms.

318. *Urbach J. C., Meier R. W.*, Appl. Opt., 5 (4) 666 (1966).
Thermoplastic Xerographic Holography.
319. *Urbach J. C.*, Journ. Soc. Photogr. Scientists and Engineers, 10, 287 (1966).
The Role of Screening in Thermoplastic Xerography.
320. *Vander Lugt A. B.*, Signal Detection by Complex Spatial Filtering, Radar Lab., Rept. № 4594-22-T, Institute of Science and Technology, The University of Michigan, Ann Arbor, 1963.
321. *Vander Lugt A. B.*, IEEE Trans., IT-10, 2 (1964).
Signal Detection by Complex Spatial Filtering.
322. *Vander Lugt A., Rotz F. B., Klooster A., Jr.*, Character Reading by Optical Spatial Filtering and Knife Optical Filtering, Optical and Electro-Optical Information Processing (ed. J. T. Tippett, D. A. Berkowitz, L. C. Clapp, C. J. Koester and A. Vanderburgh, Jr.), Cambridge, Mass., 1965, p. 120.
323. *Vander Lugt A.*, Appl. Phys. Lett., 8 (2), 42 (1966).
324. *Vander Lugt A.*, Opt. Acta., 15 (1), 1 (1968).
A Review of Optical Data, Processing Techniques.
325. *Van Heerden P. J.*, Appl. Opt., 2, 387 (1963).
A New Optical Method of Storing and Retrieving Information.
326. *Van Heerden P. J.*, Appl. Opt., 2, 393 (1963).
Theory of Optical Information Storage in Solids.
327. *Van Ligten R. F.*, Journ. Opt. Soc. Am., 56, 1 (1966).
Influence of Photographic Film on Wavefront Reconstruction, I. Plane Wavefronts.
328. *Van Ligten R. F.*, Journ. Opt. Soc. Am., 56, 1009 (1966).
Influence of Photographic Film on Wavefront Reconstruction, II. Cylindrical Wavefronts.
329. *Van Ligten R. F., Osterberg H.*, Nature, 211, 282 (1966).
Holographic Microscopy.
330. *Viñot J. Ch., Bulabois J.*, Revue d'Optique, 44 (12), 621 (1965).
Filtrage par hologramme d'un signal optique complexe; application au recalage des cartes de radar.
331. *Viñot J. Ch., Monneret J.*, Compt. Rend., 262B, 671 (1966).
Application de l'holographie au contraste de phase et à la striescopie.
332. *Viñot J. Ch., Bulabois J.*, Opt. Acta, 14 (1), 57 (1967).
Différenciation spectrale et filtrage par hologramme des signaux optiques faiblement décorrés.
333. *Viñot J. Ch., Froehly C., Monneret J., Pasteur J.*, Hologram Interferometry Surface Displacement Fringe Analysis as an Approach to the Study of Mechanical Strains and other Applications to the Determination of Anisotropy in Transparent

- Objects, в книге *The Engineering Uses of Holography*, ed. E. Robertson and J. Harvey, Cambridge, 1970, p. 133.
334. *Viénot J. Ch., Froehly C., Monneret J., Pasteur J.*, Étude des faibles déplacements d'objets opaques et de la distorsion optique dans les lasers à solide par interférométrie holographique, в трудах симпозиума: Symposium on Applications of Coherent Light (Florence, 23—27 sept. 1968); *Optica Acta*, **16**, 343 (1969).
 335. *Viénot J. Ch., Perrin G.*, *Compt. Rend.*, **267B**, 1137 (ноябрь 1968).
Transmission des hologrammes au moyen d'une chaîne de télévision.
 336. *Viénot J. Ch., Monneret J.*, *Revue d'Optique*, **46** (2), 75 (1967).
Interférométrie et photoélasticimétrie holographiques.
 337. *Viénot J. Ch., Smigielski P., Royer J.*, *Holographic optique*, Paris, 1971.
 338. *Vogt T. P., Rigler A. K.*, *Journ. Opt. Soc. Am.*, **55**, 1566 (1965).
Some Techniques for Increasing the Brightness and Angular Coverage of Wavefront Reconstructions.
 339. *Walters A.*, *Opt. Acta* (1), 41 (1963).
The Question of Phase Retrieval in Optics.
 340. *Ward J. H., Thompson B. J.*, *Journ. Opt. Soc. Am.*, **57**, 275 (1967).
In-Line Hologram System for Bubble Chamber Recording.
 341. *Waters J. P.*, *Appl. Phys. Lett.*, **9** (11), 405 (1966).
Holographic Image Synthesis Utilizing Theoretical Methods.
 342. *Welford W. T.*, *Appl. Opt.*, **5** (5), 872 (1966).
Obtaining Increased Focal Depth in Bubble Chamber Photography by an Application of the Hologram Principle.
 343. *Winthrop J. T., Worthington C. R.*, *Phys. Lett.*, **15**, 124 (1965).
X-Ray Microscopy by Successive Fourier Transformation.
 344. *Winthrop J. T., Worthington C. R.*, *Journ. Opt. Soc. Am.*, **56**, 588 (1966).
Convolution Formulation of Fresnel Diffraction.
Winthrop J. T., Worthington C. R., *Journ. Opt. Soc. Am.*, **56**, 1362 (1966).
Fresnel Transform Representation of Holograms and Hologram Classification.
 345. *Wolf E., Marchand E. W.*, *Journ. Opt. Soc. Am.*, **54**, 587 (1964).
Comparison of the Kirchhoff and the Rayleigh-Sommerfeld Theories of Diffraction at an Aperture.
 346. *Worthington H. R. Jr.*, *Journ. Opt. Soc. Am.*, **56**, 1397 (1966).
Production of Holograms with Incoherent Illumination.

347. *Young N. O.*, *Sky and Telescope*, **25**, 8 (1963).
Photography Without Lenses or Mirrors.
348. *Zernike F.*, *Zs. Techn. Phys.*, **16**, 454 (1935).
Phasenkontrastverfahren bei der mikroskopischen Beobachtung.
349. *Burch J. M.*, *Interferometry*, NRZ Symposium № 11, London, 1960, p. 227.
350. *Burch J. M., Gates J. W., Hall R. G. N., Tanner L. H.*, *Nature*, **212**, № 5068, 1347 (1966).
Holography With a Scatter-plate as Beam Splitter and a Pulsed Ruby Laser as Light Source.
351. *Boivin A.*, *Théorie et calcul des figures de diffraction de révolution*, Paris, 1964.

ДОПОЛНИТЕЛЬНАЯ ЛИТЕРАТУРА¹⁾КНИГИ, СБОРНИКИ ДОКЛАДОВ,
ТРУДЫ КОНФЕРЕНЦИЙ

- 1*. *Caulfield H. J., Sun Lu*, The Applications of Holography, New York, 1970.
- 2*. *Acoustical Holography*, ed. A. F. Metherell, H. M. El Sum and L. Larmore, vol. I, New York, 1969. *Acoustical Holography*, ed. A. F. Metherell and L. Larmore, vol. II, New York, 1970. *Acoustical Holography*, ed. A. F. Metherell, vol. III, New York, 1971.
- 3* *Applications of Holography*, Proc. of the United States — Japan Seminar on Information Processing by Holography (October, 1969), New York — London, 1971.
- 4*. *Kiemle H., Röss D.*, Einführung in die Technik der Holographie, Frankfurt/M, 1969 (имеется также американское издание: *Kiemle H., Röss D.*, Introduction to Holography Techniques, New York, 1971).
- 5*. *The Engineering Uses of Holography*, ed. E. R. Robertson and J. M. Harvey, Cambridge, 1970.
- 6*. *Мерц Л.*, Интегральные преобразования в оптике, перев. с англ., изд-во «Мир», 1969.
- 7*. *Папулис А.*, Теория систем и преобразований в оптике, перев. с англ., изд-во «Мир», 1971.
- 8*. *Островский Ю. И.*, Голография, изд-во «Наука», 1970.
- 9*. *Кок У.*, Лазеры и голография, перев. с англ., изд-во «Мир», 1971.

1) Литература, отмеченная звездочкой, добавлена редактором перевода (ОМП — Оптико-механическая промышленность; ЖНИПФИК — Журнал научной и прикладной фотографии и кинематографии). — *Прим. ред.*

- 10*. *Сороко Л. М.*, Основы голографии и когерентной оптики, изд-во «Наука», 1971.
- 11*. *Collier R. J., Burckhardt C. B., Lin L. H.*, Optical Holography, New York — London, 1971.
- 12*. *Франсон М.*, Фазово-контрастный и интерференционный микроскоп, перев. с франц., Физматгиз, 1961.
- 13*. *Франсон М., Сланский С.*, Когерентность в оптике, перев. с франц., изд-во «Наука», 1967.
- 14*. *Smith H. M.*, Principles of Holography, New York, 1969.
- 15*. *Зяев В. А., Орлов Е. Ф.*, Оптические анализаторы, М., 1971.
- 16*. *Pelzer-Bawin G., De Lamotte F.*, Interprétation geometrique de l'holographic applications en photoélastimétrie, Liege, 1970.
- 17*. *Ландсберг Г. С.*, Оптика, М., 1957.
- 18*. *Дитцберн Р. У.*, Физическая оптика, перев. с англ., изд-во «Наука», 1965.
- 19*. Материалы первой и второй всесоюзных школ по голографии, Л., 1971.
- 20*. *Françon M.*, Optical Interferometry, New York, 1966.
- 21*. «Holography», Soc. of Photo-optical Instr. Engineers (SPIE), Seminar proceedings, vol. 15, 1968.
- 22*. Голография и ее использование в оптике. Материалы семинара, под ред. Ю. Н. Денисюка, т. I и II, Л., 1970.
- 23*. *Applications of Holography*, Proc. of the International Symposium (Besançon, 1970), Besançon, 1971.
- 24*. Голография и оптическая обработка информации. Библиографический указатель (721 ссылка), ОИЯИ, Дубна, 1968.
- 25*. Использование оптических квантовых генераторов в современной технике. Сб. докладов конференции (31 мая — 3 июня 1971 г., Лен. Дом научно-технической пропаганды), Л., 1971, ч. 2 и 3.

ОБОЗРЫ НА ОБЩИЕ ТЕМЫ, ПОПУЛЯРНЫЕ СТАТЬИ

- 26*. *Gabor D., Stroke G. W.*, Endeavour, 28, 40 (1969). Holography and its applications.
- 27*. *Gabor D.*, Proc. R. Instr. Gl. Br., 43, 35 (1970). The Hologram.
- 28*. *Gabor D., Kock W., Stroke G.*, Science, 173, 11 (1971). Holography.
- 29*. *Gabor D.*, Opt. Acta, 16, 519 (1969). Information Processing with Coherent Light.
- 30*. *Ramberg E. G.*, RCA Rev., 27, 467 (1966). The Hologram — Properties and Applications.

- 31*. *Rogers G. L.*, Opt. Spectra, Nov., p. 20 (1970).
When to Use Holography and when not to.
- 32*. *Денисюк Ю. Н.*, ОМП, № 11, 18 (1967).
Голография и работы ГОИ по ее развитию.
- 33*. *Денисюк Ю. Н.*, Природа, № 2, 2 (1971).
Образы внешнего мира.
- 34*. *Сороко Л. М.*, Природа, № 5, 50 (1971).
От линзы к запрограммированному оптическому рельефу.

ОБЩИЕ ВОПРОСЫ ГОЛОГРАФИИ

- 35*. *Brüngdahl O., Lohman A.*, Journ. Opt. Soc. Am., **58**, 620 (1968).
Single-Sideband Holography.
- 36*. *Brüngdahl O.*, Journ. Opt. Soc. Am., **59**, 1645 (1969).
Holography with Evanescent Waves.
- 37*. *Brüngdahl O., Lohmann A.*, Appl. Opt., **9**, 231 (1970).
Variable Magnification in Incoherent Holography.
- 38*. *Goodman J. W.*, Journ. Opt. Soc. Am., **60**, 506 (1970).
Analogy between Holography and Interferometric Image Formation.
- 39*. *Hildebrand B. P.*, Journ. Opt. Soc. Am., **60**, 1511 (1970).
General Theory of Holography.
- 40*. *Hutzel P., Lanzl F., Weidelich W.*, Opt. Comm., **2**, 402 (1971).
Extension of the Spatial Frequency Range of Fourier Holograms by Double Exposure.
- 41*. *Kinder E., Rühl H.*, Optik, **33**, 25 (1971).
Darstellung und Deutung der Hologrammstruktur einfacher periodischer Objekte in der Geradenholographie.
- 42*. *Lee T. C., Gossen D.*, Appl. Opt., **10**, 961 (1971).
Generalized Fourier-Transform Holography and Its Applications.
- 43*. *Nussenstein H.*, Optik, **29**, 456 (1969).
Evanescent Interference Fringes.
- 44*. *Nussenstein H.*, Optik, **29**, 598; **30**, 44 (1969).
Interference, Diffraction and Holography with Surface Waves («Subwaves»), I, II.
- 45*. *Stewart W. C., Cosentino L. S.*, Appl. Opt., **9**, 2271 (1970).
Optics for a Read-Write Holographic Memory.
- 46*. *Trottinger J. D., Gee T. H.*, Appl. Opt., **10**, 1319 (1971).
Resolution Factors in Edgeline Holography.
- 47*. *Ueda M., Sato T.*, Journ. Opt. Soc. Am., **61**, 418 (1971).
Superresolution by Holography.
- 48*. *Upatnieks J., Leonard C. D.*, IBM Journ. Res. Dev., **14**, 527 (1970).
Characteristics of Dielectric Holograms.
- 49*. *Winthrop J. T.*, IBM Journ. Res. Dev., **14**, 501 (1970).
Structural-information storage in Holograms.
- 50*. *Буйнов Г. Н., Лукин А. В., Мустафин К. С.*, Опт. и спектр., **28**, 762 (1970).
Функция рассеяния и качество изображения в голографии.
- 51*. *Буйнов Г. Н., Лукин А. В., Мустафин К. С.*, Опт. и спектр., **28**, 1018 (1970).
Влияние пространственной когерентности на характеристики голографии.
- 52*. *Гинзбург В. М., Толина С. П., Левин Г. Г.*, Радиотехн. и электр., **15**, 1556 (1970).
Некоторые свойства цилиндрических голограмм.
- 53*. *Гусев О. Б., Константинов В. Б.*, ЖТФ, **41**, 222 (1971).
Методика определения частотно-контрастных характеристик голографических систем.
- 54*. *Давыдова И. Н., Денисюк Ю. Н.*, Опт. и спектр., **26**, 408 (1969).
О голографии интенсивностей.
- 55*. *Давыдова И. Н., Денисюк Ю. Н.*, Опт. и спектр., **26**, 828 (1969).
О разрешающей способности и поле зрения голографического устройства, предназначенного для регистрации изображения сквозь неоднородную атмосферу.
- 56*. *Денисюк Ю. Н., Стаселько Д. И.*, ДАН СССР, **176**, 1274 (1967).
О возможности получения голограмм с использованием референтного луча, длина волны которого отличается от длины волны излучения рассеянного объектом.
- 57*. *Денисюк Ю. Н., Стаселько Д. И., Минина В. П.*, ОМП, № 11, 73 (1968).
О голографической регистрации объектов, перемещающихся во время экспозиции.
- 58*. *Денисюк Ю. Н., Давыдова И. Н.*, Опт. и спектр., **28**, 331 (1970).
Об осреднении волновых фронтов методами голографии.
- 59*. *Клименко И. С., Матинян Е. Г., Рукман Г. И.*, Письма в ред. ЖЭТФ, **6**, 535 (1967).
О восстановлении в белом свете изображений интерференционных картин, формируемых голограммами, полученными методом двойной экспозиции.
- 60*. *Клименко И. С., Матинян Е. Г.*, Опт. и спектр., **28**, 556 (1970).
О некоторых особенностях голограмм сфокусированных изображений.

- 61*. Клименко И. С., Матинян Е. Г., *Опт. и спектр.*, **29**, 1132 (1970).
Об использовании опорной волны произвольной формы при голографировании сфокусированных изображений.
- 62*. Коваленский Л. В., Полянский В. К., *Опт. и спектр.*, **28**, 338 (1970).
Исследование возможностей метода голографии без использования опорного пучка.
- 63*. Кондурова Л. Н., Смирнов А. И., *ЖТФ*, **41**, 1043 (1971).
О возможности голографического исследования периодических микрообъектов.
- 64*. Константинов Б. П., Зайдель А. Н., Константинов В. Б., Островский Ю. И., *ЖТФ*, **36**, 1718 (1966).
Фотографирование в когерентном свете. Экспериментальная техника и разрешающая способность метода.
- 65*. Миндросов В. И., *Опт. и спектр.*, **26**, 464 (1969).
Свойства поверхностных вносевых голограмм точечного объекта.
- 66*. Микаэлян А. Л., Бобринев В. И., *Письма в ред. ЖЭТФ*, **4**, 172 (1966).
Шумовые ограничения при получении объемных изображений.
- 67*. Пистолькорс А. А., *ДАН СССР*, **176**, 816 (1967).
К теории голографического микроскопа.
- 68*. Пистолькорс А. А., *ДАН СССР*, **178**, 334 (1967).
О разрешающей способности голограммы.
- 69*. Стаселько Д. И., Денисюк Ю. И., *Опт. и спектр.*, **28**, 323 (1970).
О влиянии структуры поперечных мод источника излучения на изображение, создаваемое голограммой.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

- 70*. Ansley D. A., *Appl. Opt.*, **9**, № 4 (1970).
Techniques for Pulsed Laser Holography of People.
- 71*. Benton S. A., Mingace H. S., Jr., *Appl. Opt.*, **9**, 2812 (1970).
Silhouette Holograms Without Vertical Parallax.
- 72*. Brown R. M., *Appl. Opt.*, **9**, 1726 (1970).
A Variable Beam Splitter for Lasers.
- 73*. Bryngdahl O., Lehmann A., *Journ. Opt. Soc. Am.*, **59**, 1175 (1969).
Holographic Compensation of Motion Blur by Shutter Modulation.
- 74*. Bryngdahl O., *Journ. Opt. Soc. Am.*, **59**, 1245 (1969).
Holographic Penetration of an Inhomogeneous Medium.
- 75*. Burckhardt C. B., Doherty E. T., *Appl. Opt.*, **8**, 2329 (1969).
Beaded Plate Recording of Integral Photographs.

- 76*. Caulfield H. J., *Appl. Phys. Lett.*, **16**, 234 (1970).
Holography of Randomly Moving Objects.
- 77*. Chau H. M., *Appl. Opt.*, **9**, 1479 (1970).
A Full-View Holographic System.
- 78*. Дрейден Г. В., Островский Ю. И., Шедова Е. Н., Зайдель А. Н., *Оп. Comm.*, **4**, 209 (1972).
Holographic Interferograms in Stimulated Raman Light.
- 79*. Gates J. W., Hall R. G. N., Ross J. N., *Journ. Scient. Instr. (Journ. of Physics E)*, **3**, 89 (1970).
Holographic recording using frequency-doubled radiation at 530 nm.
- 80*. Goodman J. W., Jackson D. W., Lehmann M., Knotts J., *Appl. Opt.*, **8**, 1581 (1969).
Experiments in Long-Distance Holographic Imagery.
- 81*. Hsu T. R., Moyer R. G., *Appl. Opt.*, **10**, 669 (1971).
Application of Fiber Optics in Holography.
- 82*. Leonard C. D., Smiri A. L., *Appl. Opt.*, **10**, 625 (1971).
Holographic Recording with Limited Laser Light.
- 83*. Lin J. H., Beachamp H. L., *Rev. Sci. Instr.*, **41**, 1438 (1970).
An Automatic Shutter for Holography.
- 84*. Lin L. H., Doherty F. T., *Appl. Opt.*, **10**, 1314 (1971).
Efficient and Aberration-Free Wavefront Reconstruction from Holograms Illuminated at Wavelengths Differing from the Forming Wavelength.
- 85*. Lowenthal S., Leiba E., Lucas M., Weris A., *Compt. Rend.*, **266**, 1363 (1968).
Holographie en lumière infrarouge à 10 μ .
- 86*. McClung F. J., Jacobson A. D., Close D. H., *Appl. Opt.*, **9**, 103 (1970).
Some Experiments Performed with a Reflected-Light Pulsed-Laser Holography System.
- 87*. Nagata R., Iwata K., Matsumoto T., *Appl. Opt.*, **9**, 2185 (1970).
Holographic Section Profiling of a Three-Dimensional Object by Illumination with Interference Fringes.
- 88*. Nishida N., Sakaguchi M., *Appl. Opt.*, **10**, 439 (1971).
Improvement of Nonuniformity of the Reconstructed Beam Intensity from a Multiple-Exposure Hologram.
- 89*. Ost J., Storck E., *Opt. Technology*, **1**, 251 (1969).
Techniques for generation and adjustment of reference and reconstructing waves in precision holography.
- 90*. Palais J. C., *Appl. Opt.*, **9**, 709 (1970).
Scanned Beam Holography.

© С 1961 г. издается в русском переводе в изд-ве «Мир»: «Приборы для научных исследований». — *Прим. ред.*

- 91*. *Sam S. C., Lessard R. A.*, Appl. Phys. Lett., **17**, 171 (1970). Fourier Transform Holograms of Three-Dimensional Objects.
- 92*. *Tsuruta T., Itoh Y.*, Japan Journ. Appl. Phys., **8**, 96 (1969). Hologram Schlieren and Phase-Contrast Methods.
- 93*. *Бутусов М. М., Демченко В. Я., Туркенич Ю. Г.*, ПТЭ, № 2, 203 (1971). Голографический стробоскоп на рубиновом лазере с пассивным затвором.
- 94*. *Бутусов М. М., Туркенич Ю. Г.*, ЖНИИФФИ, **16**, 303 (1971). Простая схема для получения голографических интерферограмм в реальном масштабе времени.
- 95*. *Буйнов Г. Е., Лукин А. В., Мустафин К. С.*, ОМП, № 10, 70 (1970). Голографический интерферометр с волоконным световодом.
- 96*. *Герке Р. Р., Денисюк Ю. Н., Локин В. И.*, ОМП, № 7, 22 (1968). Метод контроля когерентности излучения ОКГ, применяемых в голографии.
- 97*. *Гинзбург В. М., Мецанкин В. М.*, Радиотехн. и электр., **15**, 778 (1970). Голографирование в СВЧ-диапазоне с искусственным формированием опорной волны.
- 98*. *Гинзбург В. М., Федоровский Б. И.*, ЖТФ, **40**, 2221 (1970). Разрешающая способность голографии для реальных фотоматериалов.
- 99*. *Гусев О. Б., Константинов В. Б.*, ЖТФ, **39**, 354 (1969). Рассеиватели в голографии.
- 100*. *Демкин В. К., Нишин В. А., Сахаров В. К., Тарасов В. К.*, ЖТФ, **40**, 1424 (1970). Применение рассеивателей при голографическом исследовании фазовых объектов.
- 101*. *Дрейден Г. В., Островский Ю. И., Шедова Е. Н.*, Опт. и спектр., **32**, 367 (1972). Интерференционный метод исследования степени пространственной когерентности.
- 102*. *Качикашвили Ш. Д.*, ОМП, № 10, 15 (1970). Фокусированное голографирование интегральных изображений протяженных объектов.
- 103*. *Качикашвили Ш. Д., Качикашвили В. И.*, ЖТФ, **41**, 1508 (1971). Реконструкция фокусированных голограмм с нормальной переносимой.
- 104*. *Клименко Н. С., Матинян Е. Г., Наимов Н. П.*, Опт. и спектр., **26**, 1019 (1969). Голографическая регистрация сфокусированных изображений и их восстановление в белом свете.

- 105*. *Комар А. И., Турухино Б. Г., Турухино И.*, ДАН СССР, **186**, 1312 (1969). Голограммы с чистым опорным пучком.
- 106*. *Мецанкин В. М.*, Радиотехн. и электр., **15**, 1540 (1970). Голография в радиодиапазоне с опорной волной частоты, не равной частоте сигнала.
- 107*. *Микаэлян А. Л., Разумов Л. Н., Сохаров Н. А., Турков Ю. С.*, Письма в ред. ЖЭТФ, **5**, 145 (1967). О получении голограмм Фурье с помощью импульсного рубинового лазера.
- 108*. *Стасюлюс Д. И., Денисюк Ю. Н., Смирнов А. Г.*, Опт. и спектр., **26**, 413 (1969). О голографической регистрации картины временной когерентности пучка волн импульсного источника излучения.
- 109*. *Турухино Б. Г.*, ЖТФ, **40**, 181 (1970). Накопление информации на голограмме по глубине восстановленного изображения и загрузка пузырьковой камеры трекками.

МАТЕРИАЛЫ ДЛЯ ЗАПИСИ ГОЛОГРАММ, ИХ СВОЙСТВА И ИСПЫТАНИЕ

- 110*. *Amodi J. J., Staebler D. L., Stephens A. W.*, Appl. Phys. Lett., **18**, 507 (1971). Holographic Storage in Doped Barium Sodium Niobate ($\text{Ba}_2\text{NaNb}_3\text{O}_{12}$).
- 111*. *Amodi J. J., Staebler D. L.*, Appl. Phys. Lett., **18**, 540 (1971). Holographic Pattern Fixing in Electro-Optic Crystals.
- 112*. *Biedermann K.*, Appl. Opt., **10**, 584 (1971). Attempts to Increase the Holographic Exposive Index of Photographic Materials.
- 113*. *Brandes R. G., Francois E. E., Shankoff T. A.*, Appl. Opt., **8**, 2346 (1969). Preparation of Dichromated Gelatin Films for Holography.
- 114*. *Chenoweth A. J.*, Appl. Opt., **10**, 913 (1971). Humidity Testing of Bleached Holograms.
- 115*. *Cox M. E., Buckles R.*, Appl. Opt., **10**, 916 (1971). Influence of Selected Processing Variables on Holographic Film Parameters: Kodak SO-243.
- 116*. *Curran R. K., Shankoff T. A.*, Appl. Opt., **9**, 1651 (1970). The Mechanism of Hologram Formation in Dichromated Gelatin.
- 117*. *Dalisa A. L., Zwicker W. K., DeBittetto D. J., Harnack P.*, Appl. Phys. Lett., **17**, 208 (1970). Photoanodic Engraving of Holograms on Silicon.

- 118*. *DeBelder M.*, Photogr. Sci. and Eng., **13**, 351 (1969). Quality criteria of photographic materials for use in holography.
- 119*. *Gara A. D., Yu F. T. S.*, Appl. Opt., **10**, 1324 (1971). Effect of Emulsion Thickness Variations on Wavefront Reconstruction.
- 120*. *Goetz G. G.*, Appl. Phys. Lett., **17**, 63 (1970). Real-Time Holographic Reconstruction by Electro-Optic Modulation.
- 121*. *Hashiue M.*, Opt. Comm., **3**, 53 (1971). Vacuum Evaporated Silver Halide as a Holographic Recording Material.
- 122*. *Jenney J. A.*, Journ. Opt. Soc. Am., **60**, 1155 (1970). Holographic Recording with Polyolymers.
- 123*. *Iizuka K.*, Proc. IEEE, **57**, 813 (1969). Microwave Hologram by Photoengraving.
- 124*. *Keneman S. A., Taylor G. W., Miller A., Fonger W. H.*, Appl. Phys. Lett., **17**, 173 (1970). Storage of Holograms in a Ferroelectric — Photoconductor Device.
- 125*. *Kiemle H.*, Opt. Technology, **1**, 146 (1969). Phase Holograms in Photographic Emulsions for Digital Data Storage.
- 126*. *Kiemle H., Wolff U.*, Opt. Comm., **3**, 26 (1971). Application de Cristaux liquides en holographie optique.
- 127*. *Lamberts R. L., Kurtz C. N.*, Appl. Opt., **10**, 1342 (1971). Reversal Bleaching for Flat Light in Holograms.
- 128*. *Laming F. P., Levine S. L., Sincerbox G.*, Appl. Opt., **10**, 1181 (1971). Lifetime Extension of Bleached Holograms.
- 129*. *Lanzl F., Röder U., Waidelich W.*, Appl. Phys. Lett., **18**, 56 (1971). Hologram Recording by Anisotropic Color Centers.
- 130*. *Lin L. H.*, Appl. Opt., **8**, 963 (1969). Hologram Formation in Hardened Dichromated Gelatin Films.
- 131*. *Lin L. H., Beachamp H. L.*, Appl. Opt., **9**, 2088 (1970). Write-Read-Erase in Situ Optical Memory Using Thermoplastic Holograms.
- 132*. *Lin L. H.*, Journ. Opt. Soc. Am., **61**, 203 (1971). Method of characterizing hologram-recording materials.
- 133*. *Lo D. S., Munikowski D. M., Hanson M. M.*, Appl. Opt., **10**, 978 (1971). Holographic Recording in α -Salicylideneaniline Photochromic Material.
- 134*. *Meyerhofer D.*, Appl. Opt., **10**, 416 (1971). Spatial Resolution of Relief Holograms in Dichromated Gelatin.

- 135*. *Mezrich R. S.*, Appl. Opt., **9**, 2275 (1970). Magnetic Holography.
- 136*. *Nishida N.*, Appl. Opt., **9**, 238 (1970). Correction of the Shrinkage of a Photographic Emulsion with Triethanolamine.
- 137*. *Nassenstein H.*, Optik, **30**, 201 (1969). Rekonstruktion von Hologrammen mit höherem Beugungswirkungsgrad.
- 138*. *Nassenstein H., Buschmann H. T., Geldmacher J.*, Optik, **30**, 527 (1970). The Diffraction Efficiency of Absorption Gratings.
- 139*. *Pennington K. S., Harper J. S.*, Appl. Opt., **9**, 1643 (1970). Techniques for Producing Low-Noise, Improved Efficiency Holograms.
- 140*. *Pennington K. S., Harper J. S., Laming F. P.*, Appl. Phys. Lett., **18**, 80 (1971). New Phototechnology Suitable for Recording Phase Holograms and Similar Information in Hardened Gelatin.
- 141*. *Schnackpfeffer A., Jarisch W., Kulcke W. W.*, IBM Journ. Res. Dev., **14**, 533 (1970). High-efficiency Phase-hologram Gratings.
- 142*. *Shankoff T. A.*, Appl. Opt., **8**, 2282 (1969). Recording Holograms in Luminescent Materials.
- 143*. *Woerdman J. P.*, Opt. Comm., **2**, 212 (1970). Formation of a Transient Free Carrier Hologram in Si.
- 144*. *Young M., Kittredge F. H.*, Journ. Opt. Soc. Am., **59**, 1492 (1969). Amplitude and Phase Holograms Exposed on Agfa-Gevaert 10 Φ 75 Plates.
- 145*. *Бобринев В. И., Потапова Н. В., Решетникова Г. Н.*, ЖНПФИК, **14**, 376 (1969). Исследование разрешающей способности фотоматериалов, применяемых в голографии.
- 146*. *Денисюк Ю. Н., Протас Н. Р.*, Опт. в спектр., **14**, 721 (1963). Усверженствованные липпановские фотографические пластики для регистрации стоячих световых волн.
- 147*. *Зайдель А. Н., Константинов В. Б., Островский Ю. Н.*, ЖНПФИК, **11**, 381 (1966). Лазерная резольвентия.
- 148*. *Кириллов Н. И., Васильева Н. В., Зелиман В. Л.*, ЖНПФИК, **15**, 441 (1970). Получение концентрированных фотографических эмульсий путем их последовательного замораживания и оттаивания.
- 149*. *Климов Л. М., Померинцев Н. М., Фабриков В. А.*, Изв. АН СССР, сер. физ., **31**, 386 (1967). Применение магнитных дисков в голографии.

- 150*. *Комар А. П., Стабников М. В., Турханов Б. Г.*, Опт. и спектр., 23, 827 (1967).
Голографические решетки на тонкой металлической пленке.
- 151*. *Островский Ю. И.*, Записки Ленингр. Горн. Инст. им. Г. В. Плеханова, 51 (3), 136 (1970).
Интерференционная резольвимость.
- 152*. *Пальцев Г. П., Стожарова К. А.*, ОМП, № 1, 52 (1971).
Иммерсионные жидкости для голограмм на пленках.
- 153*. *Синцов В. Н.*, ЖНИПФИК, 15, 298 (1970).
Использование необычных регистрирующих сред в голографии.
- 154*. *Синцов В. Н.*, ЖНИПФИК, 15, 379 (1970).
Влияние свойств фотографического материала на качество изображения, восстановленного из голограммы.
- 155*. *Стаселько Д. И., Смирнов А. Г.*, ЖНИПФИК, 15, 66 (1970).
Особенности поведения высокоразрешающих эмульсий при голографировании с использованием импульсного источника излучения.
- 156*. *Степанов Б. И., Ивакин Е. В., Рубанов А. С.*, ДАН СССР, 196, 567 (1971).
О регистрации плоских и объемных динамических голограмм в просветляющихся веществах.
- 157*. *Прусс П. Х.*, ЖНИПФИК, 13, 52 (1968).
Разрешающая способность высокоразрешающих фотоматериалов.

ИССЛЕДОВАНИЕ И ИСПОЛЬЗОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНЫХ СВОЙСТВ РЕГИСТРИРУЮЩЕЙ СРЕДЫ

- 158*. *Bryngdahl O., Lohman A. W.*, Journ. Opt. Soc. Am., 58, 141 (1968).
Interferograms are Image Holograms.
- 159*. *Bryngdahl O., Lohmann A.*, Journ. Opt. Soc., Am., 58, 1325 (1968).
Nonlinear Effects in Holography.
- 160*. *Bryngdahl O.*, Journ. Opt. Soc. Am., 60, 865 (1970).
Phase Multiplication in Holographic Interferometry.
- 161*. *Clausen C., Dammann H.*, Opt. Comm., 2, 263 (1970).
Effects of Intrinsic Non-linearities on Efficiency and Image Contrast of Bleached Holograms.
- 162*. *Knight G. R.*, Appl. Opt., 7, 205 (1968).
An Extension of Effects of Film Nonlinearities in Holography.
- 163*. *Kozma A., Jull G. W., Hill K. O.*, Appl. Opt., 9, 721 (1970).
An Analytical and Experimental Study of Nonlinearities in Hologram Recording.

- 164*. *Matsumoto K., Takashima M.*, Journ. Opt. Soc. Am., 60, 33 (1970).
Phase-Difference Amplification by Nonlinear Holograms.
- 165*. *Palermo C. J., Leith E. N., Harger R. O., Loucka W. A.*, Appl. Opt., 9, 2813 (1970).
Suppression of the Holographic Twin Image by Nonlinear Techniques.
- 166*. *Schweider J., Buraw R.*, Journ. Opt. Soc. Am., 60, 1421 (1970).
Nonlinearities in Image Holography.
- 167*. *Schweider J., Buraw R.*, Exper. Techn. der Phys., 18, 255 (1970).
Steigerung der phasenempfindlichkeit mittels nichtlinearer prozesse.
- 168*. *Vander Lugt A., Rotz F. B.*, Appl. Opt., 9, 215 (1970).
The Use of Film Nonlinearities in Optical Spatial Filtering.
- 169*. *Velzel C. H. F.*, Opt. Comm., 2, 289 (1970).
Small Phase differences in holographic interferometry.
- 170*. *Velzel C. H. F.*, Opt. Comm., 3, 133 (1971).
Influence of non-linear recording on image formation in holography.
- 171*. *Wyant J. C., Givens M. P.*, Journ. Opt. Soc. Am., 59, 1650 (1969).
Effects of Photographic Gamma on Hologram Reconstructions.
- 172*. *Wyant J. C., Givens M. P.*, Appl. Opt., 9, 810 (1970).
Undesired Light in a Reconstructed Hologram Image Caused by the Nonlinearity of the Photographic Process.
- 173*. *Деносюк Ю. Н., Семенов Г. Б., Савостьяненко Н. А.*, Опт. и спектр., 29, 994 (1970).
Влиянии нелинейности фотоматериала на характеристики амплитудных голограмм.
- 174*. *Мустяфин К. С., Селезнев В. А., Штырков Е. И.*, Опт. и спектр., 28, 1186 (1970).
Использование нелинейных свойств фотоэмульсии для повышения чувствительности голографической интерферометрии.
- 175*. *Мустяфин К. С., Селезнев В. А.*, Опт. и спектр., 29, 990 (1970).
Об aberrациях в голографической интерферометрии при использовании высших порядков дифракции.
- 176*. *Славинская В. Н.*, Опт. и спектр., 31, 985 (1971).
Пространственная фильтрация структуры голографического изображения как результат нелинейных искажений при записи голограммы.

ГОЛОГРАФИЧЕСКАЯ ИНТЕРФЕРОМЕТРИЯ

- 177*. *Bryngdahl O.*, Journ. Opt. Soc. Am., 59, 1171 (1969).
Multiple-Beam Interferometry by Wavefront Reconstruction.

- 178*. *Iwata K., Nagata R.*, Journ. Opt. Soc. Am., **60**, 133 (1970). Calculation of Three-Dimensional Refractive-Index Distribution from Interferograms.
- 179*. *Matsumoto K.*, Journ. Opt. Soc. Am., **59**, 777 (1969). Holographic Multiple-Beam Interferometry.
- 180*. *Matsumoto K.*, Journ. Opt. Soc. Am., **61**, 176 (1971). Analysis of Holographic Multiple-Beam Interferometry.
- 181*. *Molin N. E., Stetson K. A.*, Optik, **31**, 3 (1970). Measurement of Fringe Loci and Localization in Hologram Interferometry for Pivot Motion, In-Plane Rotation and In-Plane Translation.
- 182*. *Rogers G. L.*, Journ. Opt. Soc. Am., **61**, 784 (1971). Wavelength Tolerances in Frozen-Fringe Holography.
- 183*. *Rowley P. D.*, Journ. Opt. Soc. Am., **59**, 1496 (1969); Erratum, **60**, 705 (1970). Quantitative Interpretation of Three-Dimensional Weakly Refractive Phase Objects Using Holographic Interferometry.
- 184*. *Sollid J. E., Swint J. B.*, Appl. Opt., **9**, 2717 (1970). A Determination of the Optimum Beam Ratio to Produce Maximum Contrast Photographic Reconstructions from Double-Exposure Holographic Interferograms.
- 185*. *Tsuruta T., Shiotake N., Itoh Y.*, Japan. Journ. Appl. Phys., **7**, 1092 (1968). Hologram Interferometry Using Two Reference Beams.
- 186*. *Tsuruta T., Itoh Y.*, Appl. Opt., **8**, 2033 (1969). Holographic Two-Beam Interferometry Using Multiple-Reflected Light Beams.
- 187*. *Tsuruta T., Shiotake N., Itoh Y.*, Opt. Acta, **16**, 723 (1969). Formation and localization of holographically produced interference fringes.
- 188*. *Tsuruta T., Itoh Y.*, Appl. Phys. Lett., **17**, 85 (1970). Holographic Interferometry for Rotating Subject.
- 189*. *Varner J. R.*, Appl. Opt., **9**, 2098 (1970). Desensitized Hologram Interferometry.
- 190*. *Velzel C. H. F.*, Journ. Opt. Soc. Am., **60**, 419 (1970). Fringe Contrast and Fringe Localization in Holographic Interferometry.
- 191*. *Vest C. M., Sweeney D. W.*, Appl. Opt., **9**, 2321 (1970). Holographic Interferometry of Transparent Objects with Illumination Derived from Phase Gratings.
- 192*. *Vest C. M., Sweeney D. W.*, Appl. Opt., **9**, 2810 (1970). Holographic Interferometry with Both Beams Traversing the Object.
- 193*. *Walles S.*, Ark. för Fysik., **40**, 299 (1969). Visibility and localization of fringes in holographic interferometry of diffusely reflecting surfaces.

- 194*. *Weigl F., Friedrich O. M., Jr., Dougal A. A.* IEEE Journ. Quantum Electr., **QE-6**, 41 (1970). Multiple-Pass Nondiffuse Holographic Interferometry.
- 195*. *Weigl F.*, Appl. Opt., **10**, 187 (1971). A Generalized Technique of Two-Wavelength Nondiffuse Holographic Interferometry.
- 196*. *Weigl F.*, Appl. Opt., **10**, 1083 (1971). Two-Wavelength Holographic Interferometry for Transparent Media Using a Diffraction Grating.
- 197*. *Белозеров А. Ф., Черных В. Т.*, Опт. и спектр., **27**, 355 (1969). Получение интерферогаммы сдвиг и теневых картин оптического неоднородности с однократно экспонированной голограммой.
- 198*. *Власов Н. Г.*, ЖТФ, **40**, 1656 (1970). Классификация методов голографической интерферометрии в зависимости от диффузных элементов в исследуемых объектах и освещающих их источниках.
- 199*. *Власов Н. Г., Галайда В. Т., Скоцкий Г. В.*, Опт. и спектр., **28**, 838 (1970). Независимое сложение систем интерференционных полос на восстановленном изображении.
- 200*. *Гинзбург В. М., Мещанкин В. М., Степанов Б. М.*, Радиотехн. и электр., **15**, 2612 (1970). Голографическая интерферометрия в СВЧ-диапазоне.
- 201*. *Гинзбург В. М., Филенко Ю. И.*, ЖТФ, **40**, 2217 (1970). Влияние преломления световых лучей при голографической интерферометрии фазовых объектов.
- 202*. *Дрейден Г. В., Островский Ю. И., Сухоруких В. С.*, Опт. и спектр., **32**, 227 (1972). Пространственная фильтрация интерферирующих волн.
- 203*. *Игнатов А. Б., Комиссарова Н. И., Остроянская Г. В., Шапиро Л. Л.*, ЖТФ, **41**, 417 (1971). Двухдлинноволновая одноэкспозиционная голографическая интерферометрия плазмы.
- 204*. *Клименко И. С., Матинян Е. Г.*, Опт. и спектр., **27**, 367 (1969). Восстановление в белом свете интерферогамм диффузно отражающих объектов с помощью дважды экспонированных голограмм сфокусированных изображений.
- 205*. *Клименко И. С., Матинян Е. Г., Рукман Г. И.*, Опт. и спектр., **29**, 160 (1971). Голографическая интерферометрия методом двойной экспозиции с восстановлением в белом свете.
- 206*. *Мустафин К. С., Селезнев В. А.*, Опт. и спектр., **30**, 154 (1971). Трехлучевая голографическая интерферометрия.

- 207*. *Островская Г. В., Островский Ю. И.*, ЖТФ, **40**, 2419 (1970).
Двухдлинноволновый голографический метод изучения дисперсионных свойств фазовых объектов.

ИССЛЕДОВАНИЕ ДЕФОРМАЦИЙ И НАПРЯЖЕНИЙ

- 208*. *Abramson N. H.*, Appl. Opt., **8**, 1235 (1969).
The «Holo-diagram». A Practical Device for Making and Evaluating of Holograms.
- 209*. *Abramson N. H.*, Appl. Opt., **9**, 97 (1970).
The «Holo-diagram», II: A Practical Device for Information Retrieval in Hologram Interferometry.
- 210*. *Abramson N. H.*, Appl. Opt., **9**, 2311 (1970).
The «Holo-diagram», III: A Practical Device for Predicting Fringe Patterns in Hologram Interferometry.
- 211*. *Clark J. A., Durelli A. J.*, Exper. Mech., **10**, 1 (1970).
A Simple Holographic Interferometer for Static and Dynamic Photoelasticity.
- 212*. *Gates J. W. C.*, Opt. Technology, **1**, 247 (1969).
Holographic Measurement of Surface Distortion in Three Dimensions.
- 213*. *Sanford R. J., Durelli A. J.*, Exper. Mech., April, 3 (1971).
Interpretation of Fringes in Stress-Holo-Interferometry.
- 214*. *Sollid J. E.*, Appl. Opt., **8**, 1587 (1969).
Holographic Interferometry Applied to Measurements of Small Static Displacements of Diffusely Reflecting Surfaces.
- 215*. *Viénot J. Ch.*, Nouv. Revue d'Optique appl., **1**, 91 (1970).
Sur quelques essais d'interprétation quantitative des hologrammes dans l'étude des contraintes.
- 216*. *Александров Е. В., Бочин-Бруевич А. М.*, ЖТФ, **37**, 360 (1967).
Исследование поверхностных деформаций тел с помощью голограммной техники.
- 217*. *Зайдель А. Н., Листовцев В. С., Островский Ю. И.*, ЖТФ, **39**, 2225 (1969).
Интерференционно-голографический метод исследования распределения напряжений в прозрачных моделях.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВИБРАЦИЙ

- 218*. *Archbold E., Ennos A. E.*, Nature, **217**, 942 (1968).
Observation of Surface Vibration Modes by Stroboscopic Hologram Interferometry.
- 219*. *Archbold E., Ennos A. E., Taylor P. A.*, Opt. Instr. and Techniques (1969), p. 265.

- A Laser Speckle Interferometer for the Detection of Surface Movements and Vibration.
- 220*. *Arahamian R., Evensen D. A.*, Journ. Appl. Mech., **287** (1970).
Applications of Holography to Dynamics: High-Frequency Vibrations of Beams.
- 221*. *Hockley B. S., Butters J. N.*, Journ. Photogr. Sci. Engineers, **18**, 16 (1970).
Coherent Photography (Holography) as an Aid to Engineering Design.
- 222*. *Kiemle H., Ost J.*, Opt. Comm., **2**, 107 (1970).
Die Rolle des Doppler-Effektes in der Holographischen Schwingungsanalyse.
- 223*. *Wilson A. D.*, Journ. Opt. Soc. Am., **60**, 1068 (1970).
Characteristic Functions for Time-Average Holography.
- 224*. *Wilson A. D.*, Journ. Opt. Soc. Am., **60**, 1162 (1970).
Time Average Holographic Interferometry of a Circular Plate Vibrating Simultaneously in Two Rationally Related Modes.
- 225*. *Зайдель А. Н., Малахия Л. Г., Маркова Г. В., Островский Ю. И.*, ЖТФ, **38**, 1824 (1968).
Стерео-голографический метод изучения вибраций.

ИЗУЧЕНИЕ РЕЛЬЕФА ПОВЕРХНОСТЕЙ

- 226*. *Shiotake N., Tsuruta T., Itoh Y., Tsujiuchi J., Takeya N., Matsuda K.*, Japan. Journ. Appl. Phys., **7**, 904 (1968).
Holographic Generation of Contour Map of Diffusely Reflecting Surface by Using Immersion Method.
- 227*. *Tsuruta T., Itoh Y.*, Opt. Comm., **1**, 34 (1969).
Interferometric Generation of Contour Lines on opaque objects.
- 228*. *Varner J. R.*, Appl. Opt., **10**, 212 (1971).
Simplified Multiple-Frequency Holographic Contouring.
- 229*. *Zelenka J. S., Varner J. R.*, Appl. Opt., **8**, 1431 (1969).
Multiple-Index Holographic Contouring.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛАЗМЫ, ПОТОКОВ, УДАРНЫХ ВОЛН

- 230*. *Ашечулов Ю. В., Дымников А. Л., Островский Ю. И., Зайдель А. Н.*, Phys. Lett., **25A**, 61 (1967).
An Interferometric Holographic Investigation of the Pulsed Discharge Plasma.
- 231*. *Buges J., Plet A., Terneand A.*, Compt. Rend., **267**, 1271 (1968).
Interférométrie holographique avec un laser à double impulsion.

- 232*. Buges J., Terneand A., Bull. d'Inform. Scient. et Technique, Comm., Energie Atomique, № 130, 53 (1968).
Holographie ultra rapide.
- 233*. Jahoda F. C., Jeffries R. A., Sawyer G. A., Appl. Opt., 6, 1407 (1967).
Fractional-fringe Holographic Plasma Interferometry.
- 234*. Jeffries R. A., Phys. Fluids, 13, 210 (1970).
Two-Wavelength Holographic Interferometry of Partially Ionized Plasmas.
- 235*. Kiemle H., Die Kurzzeit-Holographie und ihre Anwendung zur Analyse schneller dreidimensionaler Vorgänge, в трудах конгресса: II Kongress für Photogr. und Film in Industrie und Technik, Köln, 1968, S. 207.
- 236*. Комиссарова Н. И., Островская Г. В., Шапиро Л. Л., Зайдель А. Н., Phys. Lett., 29A, 262 (1969).
Two-wavelength Holography of a Laser Spark.
- 237*. Reinheimer C. J., Wiswall C. E., Schmiede R. A., Harris R. J., Duerker J. E., Appl. Opt., 9, 2059 (1970).
Holographic Subsonic Flow Visualization.
- 238*. Sigel R., Phys. Lett., 30A, 103 (1969).
Investigation of a Laser Produced Hydrogen Plasma Using Holographic Interferometry.
- 239*. Sigel R., Zs. Naturforsch., 25a, 488 (1970).
Experimental Investigation of Plasma Production by Irradiating Solid Hydrogen Foils with an Intense Pulse Laser.
- 240*. Бурмаков А. П., Островская Г. В., ЖТФ, 40, 660 (1970).
Интерференционно-голографическое исследование плазменной струи с помощью основной частоты и второй гармоники рубинового лазера.
- 241*. Зайдель А. Н., Островская Г. В., Островский Ю. И., Челлидзе Т. Я., ЖТФ, 36, 2208 (1966).
Голографирование лазерной искры с временным разложением.
- 242*. Зайдель А. Н., Островская Г. В., Островский Ю. И., ЖТФ, 38, 1405 (1968).
Голографическая диагностика плазмы (обзор).
- 243*. Ненатов А. Б., Комиссарова Н. И., Островская Г. В., Шапиро Л. Л., ЖТФ, 41, 701 (1971).
Голографические исследования лазерной искры, III: Искра в гелии.
- 244*. Комиссарова Н. И., Островская Г. В., Шапиро Л. Л., ЖТФ, 38, 1369 (1968).
Голографическое исследование лазерной искры.
- 245*. Комиссарова Н. И., Островская Г. В., Шапиро Л. Л., ЖТФ, 40, 1072 (1970).

Голографические исследования лазерной искры, II. Двух-длинноволновая интерферометрия.

- 246*. Островская Г. В., Островский Ю. И., Письма в ред. ЖЭТФ, 4, 121 (1966).
Голографическое исследование лазерной искры.

ГЕОМЕТРИЧЕСКАЯ ОПТИКА, АБЕРРАЦИИ, КОПИРОВАНИЕ ГОЛОГРАММ, МУЛЬТИПЛИКАЦИЯ ИЗОБРАЖЕНИЙ

- 247*. Belvaux Y., Ann. de Radioelectricite, 22, 105 (1967).
Duplication des hologrammes.
- 248*. Champagne E. B., Massey N. G., Appl. Opt., 8, 1879 (1969).
Resolution in Holography.
- 249*. Groh G., Appl. Opt., 7, 1643 (1968).
Multiple Imaging by Means of Point Holograms.
- 250*. Groh G., Opto-Electr., 2, 73 (1970).
A New Method for Producing Point Holograms.
- 251*. Kiemle H., Intern. Elektr. Rundschau, № 7, 176 (1970).
Projektion von Alzmasken für Halbleiterelemente mittels Hologramme.
- 252*. Laifa J. N., Appl. Opt., 10, 599 (1971).
Computer-Based Analysis of Hologram Imagery and Aberrations, I: Hologram Types and Their Nonchromatic Aberrations.
- 253*. Lowenthal S., Werts A., Rembault M., Compt. Rend., 267, 120 (1968).
Formation des réseaux d'images à l'aide d'un hologramme-multiplicateur éclairé en lumière spatialement incohérente.
- 254*. Moran J. M., Appl. Opt., 10, 1909 (1971).
Compensation of Aberrations due to a Wavelength Shift in Holography.
- 255*. Palais J. C., Wise J. A., Appl. Opt., 10, 667 (1971).
Improving the Efficiency of Very Low Efficiency Holograms by Copying.
- 256*. Som S. C., Lessard R. A., Opt. Comm., 2, 128 (1970).
Multiplex Fourier Transform Holography.
- 257*. Som S. C., Lessard R. A., Opt. Comm., 2, 259 (1970).
Holographic Multiplexing by Use of Fresnel Holograms.
- 258*. Бейдарович Л. Н., Марианов Н. П., Лукин А. В., Мустафин К. С., Опт. и спект., 30, 345 (1971).
Получение высококачественных клонных голограмм.
- 259*. Гальперн А. Д., Денисюк Ю. Н., ОМП, № 10, 29 (1969).
О трансформационных свойствах голограммы.

ТРЕХМЕРНЫЕ ГОЛОГРАММЫ

- 260*. Аристов В., Шехтман В., Тимофеев В., Phys. Lett., **28A**, 700 (1969).
The Bortmann Effect and Extinction in Holography.
- 261*. Friesem A. A., Walker J. L., Appl. Opt., **9**, 201 (1970).
Thick Absorption Recording Media in Holography.
- 262*. Gabor D., Stroke G., Proc. Roy. Soc., **A304**, 275 (1968).
The theory of deep holograms.
- 263*. Kiemle H., Opt. Technology, **1**, 203 (1969).
Experiments on Technology and Performance of Lippman-Bragg Phase Holograms.
- 264*. Sam S. C., Lessard R. A., Appl. Phys. Lett., **17**, 381 (1970).
Holographic Record of Polarization in Volume Hologram.
- 265*. Андреева О. В., Суханов В. Н., Спектр., **30**, 786 (1971).
Получение необлученных трехмерных голограмм с высокой дифракционной эффективностью.
- 266*. Аристов В. В., Шехтман В. Ш., УФН, **104**, 51 (1971).
Свойства трехмерных голограмм.
- 267*. Аристов В. В., Бродье В. Л., Ковальский Л. В., Полянский В. К., Тимофеев В. Б., Шехтман В. Ш., ДАН СССР **177**, 65 (1967).
О голографии без опорного пучка.
- 268*. Аристов В. В., Лысенко В. Т., Тимофеев В. Б., Шехтман В. Ш., Опт. и спектр., **29**, 604 (1970).
Реконструкция трехмерных голограмм протяженным источником.
- 269*. Ащезлов Ю. В., Суханов В. Н., Опт. и спектр., **30**, 1148 (1971).
Процесс активации фотохромного стекла, как предварительный этап для записи трехмерных голограмм.
- 270*. Денисюк Ю. Н., ЖНИПФИК, **11**, 46 (1966).
К вопросу о фотографии, воспроизводящей полную иллюзию действительности изображаемого объекта.
- 271*. Денисюк Ю. Н., Суханов В. Н., Опт. и спектр., **28**, 126 (1970).
О связи пространственно-частотных спектров трехмерного фазового объекта и его трехмерной голограммы.
- 272*. Денисюк Ю. Н., Суханов В. Н., Опт. и спектр., **25**, 308 (1968).
Об одном свойстве трехмерных голограмм, зарегистрированных в непосредственной близости от объекта.
- 273*. Соломатин В. Ф., ЖТФ, **40**, 2423 (1970).
Восстановление с объемных голограмм.

ГОЛОГРАФИЯ ПРИ НЕКОГЕРЕНТНОМ ОСВЕЩЕНИИ

- 274*. Bryngdahl O., Lohmann A., Journ. Opt. Soc. Am., **58**, 625 (1968).
One-Dimensional Holography with Spatially Incoherent Light.
- 275*. Bryngdahl O., Journ. Opt. Soc. Am., **60**, 281 (1970).
Holography in White Light.
- 276*. Bryngdahl O., Journ. Opt. Soc. Am., **60**, 510 (1970).
Holographic Encoding with Completely Incoherent Light.
- 277*. Lowenthal S., Serres G., Froehly C., Compt. Rend., **268**, 841 (1969).
Enregistrement d'hologrammes en lumière spatialement incohérente.
- 278*. Lowenthal S., Serres J., Froehly C., Journ. Opt. Soc. Am., **60**, 421 (1970).
Double-Exposure Interferometry by Spatially Incoherent Recorded Holography.
- 279*. Lowenthal S., Serres J., Arsenaull H., Opt. Comm., **1**, 438 (1970).
Resolution and Film-Grain Noise in Fourier Transform Holograms Recorded with Coherent or Spatially incoherent Light.
- 280*. Mallick S., Robin M. L., Appl. Opt., **10**, 596 (1971).
Fourier Transform Holography Using a Quasimonochromatic Incoherent Source.
- 281*. Tsuruta T., Journ. Opt. Soc. Am., **60**, 44 (1970).
Holography Using an Extended Spatially Incoherent Source.
- 282*. Коняев К. В., Опт. и спектр., **27**, 1005 (1969).
Голография при пространственно-некогерентном освещении и фотографии.

УЛЬТРАЗВУКОВАЯ ГОЛОГРАФИЯ

- 283*. Landry J., Powers J., Wade G., Appl. Phys. Lett., **15**, 186 (1969).
Ultrasonic Imaging of Internal Structure by Bragg Diffraction.
- 284*. Steenhuyzen L. W. G., Termenlen J., Appl. Opt., **10**, 981 (1971).
Holographic Recording of Acoustic Fields in Transparencies by Means of a Frequency Modulated Reference Beam.
- 285*. Whitman R. L., Appl. Opt., **9**, 1375 (1970).
Acoustic Hologram Formation with a Frequency Shifted Reference Beam.
- 286*. Денисюк Ю. Н., Пархоменко М. М., Опт. и спектр., **25**, 775 (1968).
Об одном следствии теоремы взаимности в голографии.

- 287*. Кашменко И. С., Телешевский В. Н., Акуст. журн., **16**, 613 (1970).
О голографическом методе исследования дифракции света на ультразвуке.

СПЕКТРОСКОПИЯ И ДИФРАКЦИОННЫЕ РЕШЕТКИ

- 288*. Antikidis J., Gires F., Compt. Rend., **270**, 1210 (1970).
Un spectrographe interférentiel adapté aux impulsions lumineuses ultra-courtes.
- 289*. Bryngdahl O., Journ. Opt. Soc. Am., **60**, 140 (1970).
Formation of Blazed Gratings.
- 290*. Chang M., George N., Appl. Opt., **9**, 713 (1970).
Holographic Dielectric Grating: Theory and Practice.
- 291*. Cordelle J., Laude J., Petit R., Pienchard G., Nouv. Revue d'Optique appl., **1**, 149 (1970).
Réseaux classiques — réseaux holographiques.
- 292*. Lowenthal S., Froehly C., Serres J., Compt. Rend., **268** 1481 (1969).
Spectrographie de Fourier a haute luminosité et faible bruit par application des techniques holographiques.
- 293*. Rudolph D., Schmalz G., Optik, **30**, 475 (1970).
Spektroskopische Beugungsgitter höher Teilungsgenauigkeit erzeugt mit Hilfe von Laserlicht und Photoresistschichten.

РАЗНЫЕ ПРИМЕНЕНИЯ

- 294*. Ashton R. A., Slovin D., Gerritsen H. J., Appl. Opt., **10**, 440 (1971).
Interferometric Holography Applied to Elastic Stress and Surface Corrosion.
- 295*. Cox M. E., Buckles R. G., Whitlow D., Appl. Opt., **10**, 128 (1971).
Cinehologomicroscopy of Small Animal Microcirculation.
- 296*. Deitz P. H., Evans J. M., Appl. Opt., **10**, 1080 (1971).
Holographic Method of Measuring Scintillation Effects.
- 297*. Hussmann E. K., Appl. Opt., **10**, 182 (1971).
A Holographic Interferometer for Measuring Radiation Energy Deposition Profiles in Transparent Liquids.
- 298*. Lomas G. M., Appl. Opt., **8**, 2037 (1969).
Interference Phenomena in Fraunhofer Holograms and in Their Reconstructions of Tapered Glass Fibers.
- 299*. Kogelnik H., Shank C. V., Sosnowski T. P., Dienes A., Appl. Phys. Lett., **16**, 499 (1970).
Hologram Wavelength Selector for Dye Lasers.
- 300*. MacGovern A. J., Wyant J. C., Appl. Opt., **10**, 619 (1971).
Computer Generated Holograms for Testing Optical Elements.

- 301*. Masumura A., Matsukawa M., Asakura T., Opt. and Laser Technology, Febr., p. 36 (1971).
Holographic interferometry for testing homogeneity of large optical glass blanks.
- 302*. McFee R. H., Appl. Opt., **9**, 1834 (1970).
Holographic Interferometry of Birefringent Crystal Growth from the Melt.
- 303*. Michelsen A., Zs. für vergleichende Physiologie, **71**, 49 (1971).
The Physiology of the Locust Ear. (Результаты исследования ушной мембраны изучались с помощью голографического метода.)
- 304*. Moran J. M., Appl. Opt., **10**, 412 (1971).
Laser Machining with a Holographic Lens.
- 305*. Островская Г. В., Зайдель А. Н., Phys. Lett., **26A**, 393 (1968).
A Holographic measurement of the Light Absorption.
- 306*. Rosenberg R. L., Chandross E. A., Appl. Opt., **10**, 1986 (1971).
Holographic Fiber Optics.
- 307*. Snow K., Vandewarker R., Appl. Opt., **9**, 822 (1970).
On Using Holograms for Test Glasses.
- 308*. Stroke G. W., Halioua M., Phys. Lett., **33A**, 3 (1970).
A New Holographic Image Deblurring Method.
- 309*. Ward J. E., Auth D. C., Carlson F. P., Appl. Opt., **10**, 896 (1971).
Lens Aberration Correction by Holography.
- 310*. Wardle M. W., Gerritsen H. J., Appl. Opt., **9**, 1639 (1970).
Application of Holographic Interferometry to the Static Meniscus.
- 311*. Zambuto M., Lurie M., Appl. Opt., **9**, 2066 (1970).
Holographic Measurement of General Forms of Motion.
- 312*. Бахраш Л. Д., Курочкин А. П., ДАН СССР, **171**, 1309 (1966).
Об использовании оптических систем и метода голографии для восстановления диаграмм направленности антенн СВЧ по измерениям поля в зоне Френеля.
- 313*. Бондаренко М. Д., Гнатюцкий А. В., Соскин М. С., ДАН СССР, **187**, 538 (1969).
Голографический метод преобразования когерентных световых полей.
- 314*. Буинов Г. Н., Ларионов Н. П., Лукин А. В., Мустафин К. С., Рафиков Р. Л., ОМГ, № 4, 6 (1971).
Голографический интерференционный контроль деформационных поверхностей.
- 315*. Герке Р. Р., Денисюк Ю. Н., Стаселько Д. Н., ОМГ, № 7, 19 (1971).
Голограммный метод исследования поперечных мод ОКГ.

- 316*. Гуревич С. Б., Гаврилов Г. А., Константинов А. Б., Константинов В. Б., Островский Ю. И., Черных Д. Ф., ЖТФ, 38, 513 (1968).
Голографическая передача изображений через телевизионную систему.
- 317*. Клименко И. С., Рукман Г. И., ЖТФ, 37, 1532 (1967).
К вопросу о восстановлении волнового фронта с помощью голограмм, переданных по телевизионному тракту.
- 318*. Константинов Б. П., Гуревич С. Б., Гаврилов Г. А., Колесников А. А., Константинов А. Б., Константинов В. Б., Рижкин А. А., Черных Д. Ф., ЖТФ, 39, 347 (1969).
Передача голограмм по стандартному фототелеграфному каналу с ограниченным числом полутонов.
- 319*. Константинов Б. П., УФН, 100, 185 (1970).
Голография в кино и телевидении.
- 320*. Соскин М. С., Бондаренко М. Д., Гнатковский А. В., Укр. физ. журн., 14, 303 (1969).
Голографическое восстановление пространственного распределения светового поля ОКГ.
- 321*. Стаселько Д. И., Денисюк Ю. Н., Смирнов А. Г., ЖНИПФИК, 15, 147 (1970).
Голограммный портрет человека.
- 322*. Хесин Г. Л., Сахаров В. Н., Жаворонок И. В., Энергетическое строительство, № 7 (97), 50 (1969).
О применении голографии при исследованиях гидротехнических сооружений поляриционно-оптическим методом.

СИНТЕТИЧЕСКИЕ ГОЛОГРАММЫ

- 323*. Dallas W. J., Appl. Opt., 10, 673, 674 (1971).
Phase Quantization in Holograms — a Few Illustrations.
- 324*. Ichioke Y., Izumi M., Suzuki T., Appl. Opt., 10, 403 (1971).
Scanning Half-tone Plotter and Computer-Generated Continuous-Tone Hologram.
- 325*. King M. C., Noll A. M., Berry D. H., Appl. Opt., 9, 471 (1970).
A New Approach to Computer-Generated Holography.
- 326*. Lee Waf Von, Appl. Opt., 9, 639 (1970).
Sampled Fourier Transform Hologram Generated by Computer.
- 327*. Lesem L. B., Hirsch P. M., Jordan J. A., Jr., IBM Journ. Res. Dev., 13, 150 (1969).
The Kinoform: A New Wavefront Reconstruction Device.
- 328*. Хайкин Б. Е., Хитрова В. С., Опт. и спектр., 30, 375 (1971).
Об одном методе машинного синтеза голограмм.

ГОЛОГРАФИЧЕСКАЯ ПАМЯТЬ, ПРОСТРАНСТВЕННАЯ ФИЛЬТРАЦИЯ

- 329*. Binns R. A., Dickinson A., Watrasiewicz B. M., Appl. Opt., 7, № 6, 1047 (1968).
Methods of increasing discrimination in optical filtering.
- 330*. Bulabois J., Caron A., Vienot J. Ch., Opt. Technology, 1, № 4, 191 (1969).
Selectivity of Hologram Filters as a Function of Pass-band Characteristics.
- 331*. Caffrey W. T., Jr., Journ. Opt. Soc. Am., 61, № 1, 478 (1971).
Probability Weighting of Spatial Filters.
- 332*. Caulfield H. J., Maloney W. T., Appl. Opt., 8, № 11, 2354 (1969).
Improved Discrimination in Optical Character Recognition.
- 333*. Gabor D., IBM Journ. Res. Dev., 13, 156 (1969).
Associative Holographic Memories.
- 334*. Feleppa E. J., Physics Today, 22, № 7, 25 (1969).
Biomedical Applications of Holography.
- 335*. Grah G., Opt. Comm., 1, № 9, 454 (1970).
Optical Multiplex System for Pattern Recognition Utilizing Point Hologram.
- 336*. Grah G., Marie G., Opt. Comm., 2, № 3, 133 (1970).
Information Input in an Optical Pattern Recognition System Using a Relay Tube Based on the Pockels Effects.
- 337*. Holeman J. M., Welch J. D., Space/Aeronautics, № 6, 104 (1967) Space Navigation by Spatial Filtering of Landmarks.
- 338*. Huhn D., Spiller E., Wagner V., Phys. Lett., A27, № 1, 51 (1968).
Improved holographic correlation measurements by use of an additional spatial filter.
- 339*. Lee S. H., Yao S. K., Mithes A. G., Journ. Opt. Soc. Am., 60, 1037 (1970).
Optical Image Synthesis (Complex Amplitude Addition and Subtraction in Real Time by a Diffraction-Grating Interferometric Method).
- 340*. Leifer J., Rogers G. L., Stephens N. W. F., Opt. Acta, 16, № 5, 535 (1969).
Incoherent Fourier Transformation: a New Approach to Character Recognition.
- 341*. Lohmann A. W., Werlich H. W., Appl. Opt., 10, 670 (1971).
Incoherent Matched Filtering with Fourier Holograms.
- 342*. Perkins H. B., Appl. Opt., 8, 2339 (1969).
Correlation Signals Produced by Phase Type Matched Filters.
- 343*. Petrosky K. L., Lee S. H., Appl. Opt., 10, 1969 (1971).

- New Method of Producing Gradient Correlation Filters for Signal Detection.
- 344*. *Preston K.*, Electronics, **38**, № 18, 72 (1965). Computing at the Speed of Light.
- 345*. *Vander Lugt A.*, Appl. Opt., **5**, № 11, 1760 (1966). Practical considerations for the use of spatial carrier-frequency filters.
- 346*. *Vander Lugt A.*, Appl. Opt., **6**, № 7, 1221 (1967). The effects of small displacements of spatial filters.
- 347*. *Vander Lugt A., Roiz F. B.*, Appl. Opt., **9**, № 1, 215 (1970). The Use of Film Nonlinearities in Optical Spatial Filtering.
- 348*. *Viénot J. Ch.*, Onde électrique, **48**, 226 (1968). Applications de l'holographie et du filtrage de fréquences spatiales à quelques problèmes d'optique cohérente.
- 349*. *Viénot J. Ch., Bulabois J., Guy L. R.*, Opt. Comm., **2**, № 9, 431 (1971). Three Dimensional Object Recognition in Real Time by Multiplex Spatial Filtering.
- 350*. *Watrasiwicz B. M.*, Opt. Acta, **16**, № 3, 321 (1969). Effect of spatial coherence on the correlation spot intensity.
- 351*. *Wai-Hon Lee*, Pattern Recognition, **2**, 127 (1970). Filter Design for Optical Data Processor.
- 352*. *Wagner U.*, Opt. Comm., **3**, 130 (1971). A New Method for optical Pattern Recognition by Correlation Measurements.
- 353*. *Бакут П. А., Чумак В. Г.*, Радиотехн. и электр., **15**, вып. 9, 1916 (1970). Оптико-акустический коррелятор для сигнала с линейной частотной модуляцией.
- 354*. *Воскобойник Г. А., Губин И. С., Короневич В. П., Неженко Е. С., Твердохлеб П. Е., Чуева Ю. В.*, Опт. и спектр., **30**, 1152 (1971). Устройство с голограммной памятью для поиска веществ по их инфракрасным спектрам.
- 355*. *Клименко И. С., Рукман Г. И.*, Электронная техника, сер. 1, «Электроника СВЧ», вып. 3, 112 (1968). К вопросу об интерференционной обработке информации, хранящейся в голографической памяти.
- 356*. *Клименко И. С.*, ЖТФ, **40**, 1753 (1970). Параллельная согласованная фильтрация с помощью оптически совмещенных голограмм Фурье.
- 357*. *Коростелев А. А., Касаткин А. С.*, Вопросы радиоэлектроники, сер. общетехнич., вып. 22, 26 (1969). Оптическая согласованная фильтрация с использованием векторных голограмм.

- 358*. *Косовров Г. И., Качалов О. В.*, Приборы и техника эксперимента, № 1, 197 (1970). Голографическое распознавание подобных образов.
- 359*. *Куниский А. С., Дубров А. П.*, ДАН СССР, **188**, № 2, 1969. Использование двумерной согласованной фильтрации для автоматического анализа хромосомных нарушений в клетках животных и растений.
- 360*. *Куниский А. С.*, О двумерной фильтрации микроскопических изображений, в сб. «Современные проблемы машинного анализа биологических структур», изд-во «Наука», 1970.

ПРЕДИСЛОВИЕ РЕДАКТОРА ПЕРЕВОДА	5
ПРЕДИСЛОВИЕ	7
ГЛАВА 1. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ	9
§ 1. Изменение амплитуды и фазы световой волны	9
§ 2. Можно ли обнаружить изменение фазы волны, прошедшей сквозь прозрачный объект?	12
§ 3. Пространственная когерентность	18
§ 4. Временная когерентность	24
§ 5. Когерентность лазеров	29
§ 6. Дифракция на бесконечности и на конечном расстоянии	30
§ 7. Дифракция на амплитудной решетке	36
§ 8. Дифракция на фазовой решетке	39
§ 9. Дифракция на синусоидальной решетке	40
§ 10. Фотография амплитудной синусоидальной решетки	41
§ 11. Отбеленные фотографии	46
§ 12. Дифракция на круглой решетке. Фотография круглой решетки	46
§ 13. Фильтрация пространственных частот	50
§ 14. Фотографирование стоячих волн	53
ГЛАВА 2. ОСНОВЫ ГОЛОГРАФИИ И ВОЗМОЖНОСТИ ЕЕ ПРИМЕНЕНИЯ	56
§ 1. Краткая история	56

§ 2. Восстановление изображения священной точки	57
§ 3. Восстановление изображения объекта в трех измерениях. Голограмма Френеля	62
§ 4. Значение разрешающей способности фотомультипликатора для регистрации голограмм	67
§ 5. Длина когерентности используемого источника	68
§ 6. Когерентный фон, создаваемый сферической волной	69
§ 7. Соответствие точек объекта точкам голограммы	71
§ 8. Геометрическая оптика восстановления	72
§ 9. Аберрации голограмм	73
§ 10. Голограммы Фурье	74
§ 11. Голографирование объекта, различные точки которого некогерентны	77
§ 12. Влияние толщины фотомультипликатора	79
§ 13. Цветная голография	84
§ 14. Фазовые голограммы	86
§ 15. Применение голографии в интерферометрии	87
§ 16. Интерферометрия с рассеивающим экраном	91
§ 17. Интерферометрия объектов, диффузно рассеивающих свет	94
§ 18. Интерферометрия вибрирующих объектов	96
§ 19. Голограмма, зарегистрированная сквозь фазовую неоднородность	98
§ 20. Голограммы Фурье и оптическая фильтрация	101
§ 21. Применение голографии в микроскопии	104
§ 22. Акустическая голография	105
ГЛАВА 3. ОБРАЗОВАНИЕ ИЗООБРАЖЕНИЙ В ГОЛОГРАФИИ	116
§ 1. Регистрация амплитуды и фазы волны, испускаемой точечным источником	116
§ 2. Восстановление изображения точечного источника	119
§ 3. Восстановление изображения объекта произвольных размеров	121
§ 4. Некоторые замечания по поводу изображений, даваемых голограммой	123
§ 5. Геометрия регистрации голограмм и восстановления изображений	124
§ 6. Голографическая интерферометрия	131
§ 7. Голографическая интерферометрия, использующая матовые стекла	134

§ 8. Голографическая интерферометрия, использующая рассеивающие экраны с большим коэффициентом направленного пропускания	139
— § 9. Несколько опытов, основанных на раборовой голографии	140
§ 10. Голографирование движущихся объектов	145
§ 11. Зонная решетка в голографии	150
ГЛАВА 4. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЭЛЕКТРОННЫХ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫХ МАШИН В ГОЛОГРАФИИ	158
— § 1. Введение	158
§ 2. Бинарные фурье-голограммы	162
§ 3. Голограмма с градиентами интенсивности. Киноформ	166
ГЛАВА 5. ОПТИЧЕСКАЯ ФИЛЬТРАЦИЯ И РАСПОЗНАВАНИЕ ОБРАЗОВ	169
§ 1. Формула Френеля — Кирхгофа	169
§ 2. Изменение фазы волны при прохождении сквозь тонкую линзу	171
§ 3. Амплитуда волны в фокальной плоскости линзы, когда транспарант расположен вплотную к линзе	173
§ 4. Амплитуда волны, когда транспарант помещен на расстоянии d от линзы	174
§ 5. Оптическая фильтрация при когерентном освещении	177
§ 6. Фильтр, согласованный с сигналом	178
§ 7. Фильтрация объекта с помощью фильтра, представляющего собой фурье-образ сигнала (согласованный фильтр)	180
§ 8. Принцип распознавания образов посредством автокорреляции	183
ПРИМЕЧАНИЯ РЕДАКТОРА ПЕРЕВОДА	188
ЛИТЕРАТУРА	196
ДОПОЛНИТЕЛЬНАЯ ЛИТЕРАТУРА	218

УВАЖАЕМЫЙ ЧИТАТЕЛЬ!

Ваши замечания о содержании книги, ее оформлении, качестве перевода и другие просим присылать по адресу:

129820, Москва, ГСП, И-110,
1-й Рижский пер., д. 2
Издательство «Мир».