

ГОЛОГРАФИЯ

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИНЦИПЫ ГОЛОГРАФИИ

Цель работы: Изучить физические принципы голографии.

Задача работы:

- 1) Собрать экспериментальную установку для съемки голограммы методом встречных пучков.
- 2) Приготовить раствор проявителя ГП-3
- 3) Подобрать оптимальные параметры освещенности объекта и времени экспозиции.
- 4) Произвести съемку голограммы на фотопластинку ПФГ-03м.

1. Метод фотографирования изображений и голография. Когда надо получить оптическим путем информацию о несамосветящемся объекте, этот объект освещают и, используя какую-либо оптическую систему (объектив, хрусталик глаза, вогнутое зеркало, малое отверстие в непрозрачном экране), формируют действительное изображение объекта. Для регистрации полученного изображения применяется фотография.

Научное и практическое значение фотографии и в прошлом и в настоящее время огромно. Нет сомнения в том, что получение оптических изображений и их фотографирование сохранят свое значение и в будущем как превосходное и простое средство регистрации важнейшей информации.

Однако, несмотря на высокое развитие инструментальной оптики и фотографической техники, возможности этого традиционного метода регистрации оптической информации в некоторых отношениях ограничены. Рассмотрим те ограничения фотографического метода регистрации, которые ему присущи.

1. Для формирования оптического изображения объекта на экране или на фотопластинке необходима оптическая система.

2. Оптическая система формирует плоское изображение трехмерного объекта, причем оптимальные условия формирования изображения соблюдаются только для точек объекта, лежащих в плоскости, перпендикулярной оптической оси системы. В результате этого утрачивается объемность объекта наблюдения.

3. Полученное на экране изображение и его фотография не дают возможности обозреть объект с различных сторон, что можно сделать по отношению к самому объекту.

4. По отношению к полученному на экране оптическому изображению и его фотографии отсутствует эффект параллактического смещения.

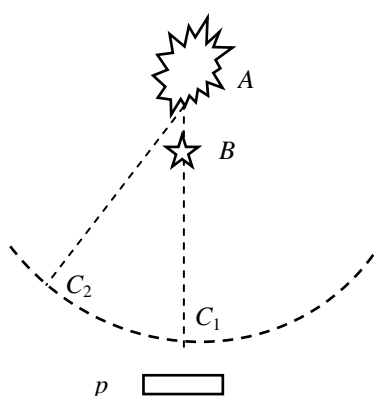


Рис. 1. Схема наблюдения, поясняющая эффект параллактического смещения

Пусть мы наблюдаем два объекта A и B из точки C_1 (рис. 1). Если объект B загроживает часть объекта A , то, переместив точку наблюдения в положение C_2 , мы сможем увидеть ранее загороженную для обзора часть объекта. Видимое из точки C_2 смещение объекта B вправо и есть эффект параллактического смещения.

Если же из точки C_1 была сделана фотография объектов A и B , то полученное изображение не даст возможности увидеть полностью объект A . Эффект параллактического смещения отсутствует по отношению к изображениям, сформированным на экранах оптическими системами.

5. На каждом участке поверхности фотопластинки фиксируется изображение определенной детали объекта, и с помощью части негатива нельзя наблюдать полное изображение объекта.

6. На одном негативе не имеет смысла фиксировать изображения нескольких объектов, если эти изображения перекрываются. Другими словами: информация об одном объекте, зарегистрированная на фотопластинке, является помехой по отношению к информации о другом объекте, изображение которого получено на том же участке фотопластинки.

7. Для восстановления на экране или на сетчатой оболочке глаза оптического изображения, записанного на негативе, необходимо, просвечивая негатив, применять оптическую систему, аналогичную той, которая использовалась для формирования оптического изображения на фотопластинке. Такой оптической системой может быть объектив, хрусталик глаза и т. д. Восстановленное оптическое изображение подчинено тем же ограничениям, как и первичное изображение, когда оно регистрировалось.

Рассмотрим теперь, с более общей точки зрения, вопрос о том, в какой мере формирование оптических изображений и их фотографирование позволяют исчерпывающим образом использовать всю ту информацию об объекте наблюдения, которую переносит от него к наблюдателю отраженное объектом электромагнитное поле.

Оптическое изображение объекта выявляется распределением освещенности по экрану или по фотопластинке. Освещенность изображения определяется энергией света, падающей в единицу времени на единицу площади каждого участка экрана. При этом, учитывая высокую частоту колебаний оптического электромагнитного спектра, очевидно, что освещенность определяется средним по времени значением потока энергии, падающего на единицу площади изображения.

Очевидно, что фотографическая регистрация распределения освещенности в плоскости изображения не позволяет учесть распределение фаз колебаний в этой плоскости. В самом деле, почернение фотографического негатива определяется поглощенной им энергией, а последняя зависит от освещенности негатива и времени его экспозиции.

Если объект наблюдения освещен не строго монохроматическим и пространственно-некогерентным светом, то независимость освещенности изображения и почернения негатива от начальных фаз колебаний поля не ведет к утрате какой-либо информации об объекте наблюдения. В этом случае фазы волн, отраженных объектом, распределены в плоскости изображения совершенно хаотически и в пространстве, и во времени и никакой информации об объекте дать не могут.

Но совсем иначе обстоит дело, если объект наблюдения освещен монохроматическим и пространственно-когерентным световым пучком. В этом случае распределение фаз световых волн, отраженных от объекта наблюдения, вполне закономерно, и фазы отраженных волн могут дать о нем информацию, дополнительную к той, которую несут амплитуды этих волн. Например, фазы волн, отраженных от далеких от оптической системы участков объекта наблюдения, будут запаздывать в плоскости изображения по отношению к фазам

волн, отраженных от близких к оптической системе точек объекта. Таким образом, различие в фазах волн, отраженных от трехмерного объекта, может давать информацию о протяженности объекта вдоль направления наблюдения.

Как было разъяснено выше, фотографирование не позволяет использовать фазовую информацию. Следовательно, при освещении объектов наблюдения монохроматическим и пространственно-когерентным светом для учета фазовой информации надо искать новые способы ее выявления.

Задаче возможно более полного использования и записи информации, переносимой полем отраженных объектом световых волн посвящена недавно развившаяся отрасль оптики — голография. Первым этапом голографической записи оптической информации является регистрация амплитуд и фаз волнового поля, отраженного объектом наблюдения. Регистрация названных параметров светового поля, распространяющегося от освещенного объекта наблюдения, осуществляется фотографическим методом. При некоторых специальных условиях, о которых подробно будет сказано ниже, оказывается, что запись амплитудных и фазовых характеристик поля может стать доступной фотографии. Фотопластинка с этой специальной записью параметров поля называется голограммой. Регистрация параметров светового поля осуществляется без помощи оптических систем и без формирования оптического изображения объекта наблюдения.

Следующим этапом голографирования является извлечение из голограммы той информации об объекте, которая на ней зарегистрирована. Для этого голограмма просвечивается световым пучком. (В некоторых случаях используется отражение света от голограммы.)

Оказывается, что голограмма является своеобразной двумерной (иногда трехмерной) структурой, на которой дифрагирует проходящий сквозь нее (или отраженный от нее) свет. Световой пучок, дифрагировавший на голограмме, может сформировать на экране действительное оптическое изображение объекта без применения каких-либо оптических систем, может также создать волновое поле, эквивалентное распространявшемуся ранее от объекта наблюдения.

В последнем случае для использования такого волнового поля с целью получения информации об объекте наблюдения уже необходима оптическая система. Подробнее о возможности получения с помощью голограммы действительных и мнимых изображений объекта сказано в п. 4.

Замечательным свойством голограммы, соответствующим смыслу ее названия — полная запись, — является большой объем содержащейся в ней информации. Голограмма позволяет полностью восстанавливать волновое поле объекта в его отсутствие. С помощью восстановленного волнового поля можно получить не одно изображение объекта, а такое же множество разнообразных изображений, которое можно наблюдать, изменяя условия наблюдения самого объекта. В этом состоит самое существенное отличие голограммы от обычного фотоснимка.

Поэтому, так же как и при наличии самого объекта наблюдения, можно восстановить эффект объемности при наблюдении трехмерного предмета, наблюдать эффекты параллактического смещения при изменении положения точки наблюдения, восстанавливать окраску поверхности объекта, не прибегая к обычным методам цветной фотографии, и т. д.

Получение оптической информации об объекте путем использования волнового поля последнего, восстановленного при просвечивании голограммы, дало основание приписать этому методу наблюдения еще одно название:

получение изображений методом восстановления волнового фронта. Это наименование полнее передает сущность нового метода, чем краткий термин голография.

Очевидно, что подробная и строгая формулировка схематично высказанных общих соображений и тем более решение на их основе конкретных задач должны были потребовать огромной и трудной работы. Приведенный краткий очерк дан только для того, чтобы помочь ориентироваться дальше в большом и сложном новом материале.

2. Метод регистрации фазы волнового поля. Некоторые расчеты распределения фаз в заданной плоскости. Как было указано в предыдущем пункте, прямая регистрация фазы оптических колебаний методами, фиксирующими лишь среднюю по времени интенсивность света, невозможна. Однако известно, что в явлениях интерференции света распределение его интенсивности в интерференционном поле определяется амплитудами и фазами интерферирующих волн. Следовательно, для полной регистрации волнового поля, после прохождения света сквозь объект, можно использовать явление интерференции света, должным образом реализовав условия, необходимые для ее

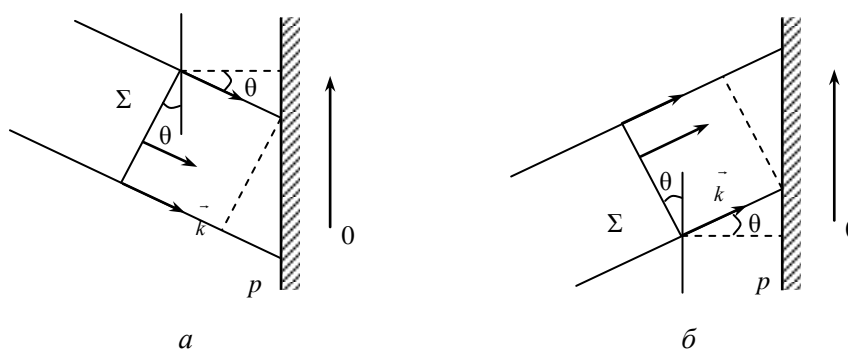


Рис. 2. Распределение фазы на плоскости при наклонном падении плоской волны

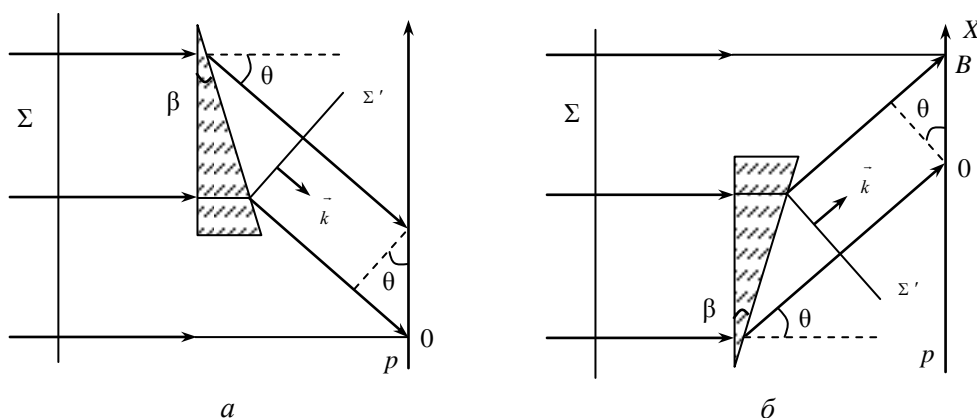


Рис. 3. Реализация наклонного падения волнового фронта с помощью призмы

возникновения.

Стационарная во времени интерференционная картина возникает при интерференции когерентных световых пучков. Поэтому, для того чтобы простейшим образом достигнуть регистрации фазовых соотношений в волновом поле, возмущенном присутствием в нем объекта наблюдения, необходимо, чтобы это волновое поле было создано монохроматическим и когерентным в пространстве излучением.

3. Экспериментальные методы получения голограмм. Распределение интенсивности в интерференционном поле. На рис. 4 изображена принципиальная схема установки для получения голограммы просвечиваемого оптически неоднородного объекта наблюдения H , локально изменяющего амплитуду и фазу отдельных участков распространяющегося сквозь него фронта Σ

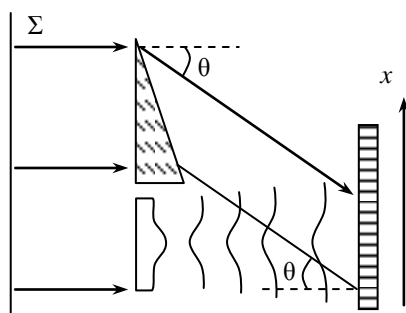


Рис. 4. Схема получения голограммы оптически прозрачного объекта.

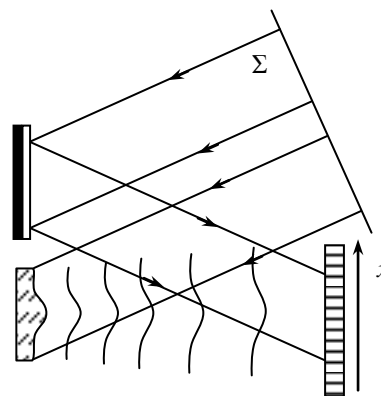


Рис. 5. Схема получения голограммы непрозрачного объекта.

плоской монохроматической волны.

Нужная волна может быть в настоящее время легко реализована с помощью лазерного светового пучка, расширенного до необходимого поперечного сечения специальной оптической системой. Подробнее об этом будет сказано ниже.

Прошедшая сквозь объект волна с локально измененными значениями амплитуды и фазы падает на фотопластинку P , перпендикулярную плоскости чертежа¹. Верхний участок волнового фронта Σ , минуя объект H , проходит через отклоняющую его стеклянную призму и падает на то же место фотопластинки, которого достигают волны, модулированные объектом H . Прошедшая через призму плоская волна служит опорной волной, необходимой для регистрации не только амплитуд, но и фаз волнового поля, возмущенного объектом H .

В ходе опыта обычно реализуют условия, при которых амплитуда опорной волны много больше амплитуды волны, распространяющейся после объекта.

Разумеется, фронт опорной волны может быть повернут не только призмой, как показано на рис. 4, но и подходящим образом расположенным плоским зеркалом. Интерференционная картина (голограмма) регистрируется на фотопластинке P .

На рис. 5 представлена аналогичная схема установки для голографирования непрозрачного объекта наблюдения H в отраженном от него свете. Зеркало Z направляет плоскую опорную волну на фотопластинку P , куда приходят и волны, отраженные от объекта H .

¹ Заметим, что локальные изменения амплитуды и начальной фазы колебаний световой волны, вызванные ее распространением сквозь объект наблюдений или отражением от него, часто называют соответственно амплитудной и фазовой модуляцией этой волны. Эта терминология заимствована в голографии из радиофизики, но имеет совершенно иной смысл, чем в последней. Именно в радиофизике рассматриваются процессы изменения амплитуды или фазы волны во времени, а в данном случае имеются в виду изменения амплитуды и фазы в пространстве и происходящие по совершенно иным причинам, чем в радиофизике

Существенно, что на каждую точку освещенной части фотопластинки (рис. 4 и 5) могут падать световые волны, модулированные по амплитуде и фазе любым участком объекта наблюдения и, кроме того, падает опорная волна. Поэтому каждый участок интерференционной картины, возникающей в результате суперпозиции этих двух волн, может содержать полную информацию о всем объекте наблюдения.

Отметим также, что опорная волна не должна быть обязательно плоской волной, как это имеет место на обеих приведенных выше схемах. В некоторых случаях, как будет показано ниже, используется сферическая опорная волна. Голограммы, у которых кривизны волновых фронтов опорной и предметной волн существенно отличаются друг от друга, называются *голограммами Френеля*, а при равных кривизнах — *голограммами Фурье*².

Реализация описанных выше схем записи голограмм выдвигает определенные требования к спектральному составу используемого в этих опытах излучения. Действительно, поскольку дело всякий раз идет о регистрации интерференционных картин, возникающих при суперпозиции волнового поля, распространяющегося от объекта наблюдения, и поля опорной волны, необходимо обеспечить когерентность этих полей при всех разностях хода, возникающих в ходе голографического опыта. Эти разности хода могут быть значительными.

Если обратиться к геометрическим условиям голографических опытов, то легко видеть (рис. 4, 5), что в плоскости голограммы неизбежно возникает значительная разность хода между полем опорной волны и полем волн, отраженных или пропущенных объектом наблюдения. Макрорельеф отражающего свет объекта наблюдения или его макроскопическая оптическая неоднородность создают эту разность хода.

Если такая разность хода составляет несколько сантиметров, т. е. 10⁵-10⁶ длин световых волн, то, как это следует из формулы $d = \lambda^2 / \Delta\lambda$, связывающей разность хода d (длина когерентности лазера), при которой близка к исчезновению видимость интерференционной картины, с длиной световой волны λ и шириной используемого спектрального интервала излучения $\Delta\lambda$, легко оценить необходимые требования к монохроматичности излучения, используемого в голографии. Оказывается, что в рассматриваемом случае величина $\Delta\lambda$ должна быть порядка 10⁻² Å. Между тем ширина спектральной линии ртутной лампы, даже с невысоким давлением ртутных паров, составляет уже около 300 Å, что соответствует допустимой для наблюдения интерференции разности хода всего около трех микрон.

Из сказанного следует, что источники света так называемого «долазерного периода развития оптики» малопригодны для голографии. Наоборот, с помощью лазеров сравнительно легко реализовать нужные в голографии требования к монохроматичности используемого в ней света. Этим объясняется бурное развитие голографии в последние 10 лет, когда лазеры стали доступны многим лабораториям. Поэтому на всех рассмотренных выше схемах голографических опытов ту исходную волну, с помощью которой формируется поле, освещающее объект наблюдения, и опорную волну следует считать лазерным излучением.

Для того чтобы проиллюстрировать первый этап голографического опыта, приводим два рисунка. На первом из них (рис. 6) методом обычной фотографии



Рис. 6. Фотография голографированного объекта

² Строгая кл

изображены объекты исследования, на втором (рис. 7, а) — фотозапись

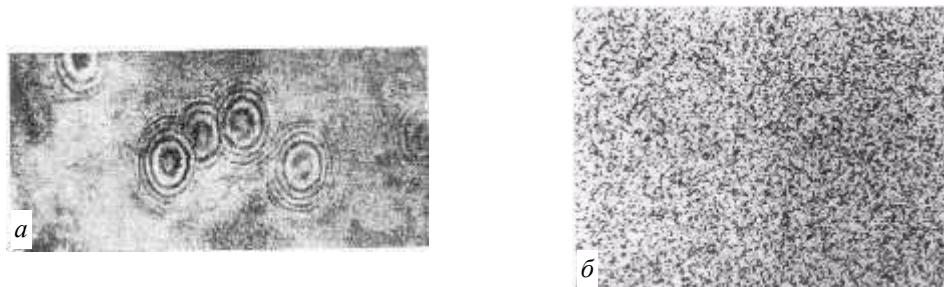


Рис. 7. (а) - вид голограммы; (б) - увеличенное изображение голограммы

интерференционной картины — голограмма, полученная для этого объекта с помощью плоской опорной волны. Никакого геометрического сходства между этими двумя картинками, разумеется, нет. Концентрические интерференционные полосы на голограмме — наиболее выразительные на первый взгляд ее особенности — не относятся к сути дела. Эти полосы — результат дифракции опорной волны на пылинках, случайно оказавшихся на ее пути. Характерный участок голограммы показан с большим увеличением на рис. 7, б.

Рассчитаем распределение интенсивности на фотопластинке в интерференционной картине, созданной волной, промодулированной объектом наблюдения, и плоской опорной волной (см. рис. 4, 5)³. Очевидно, что временной фактор в записи выражений интерферирующих волн выписывать не имеет смысла, так как мы рассчитываем распределение интенсивности в стационарной интерференционной картине, на плоскости фотопластинки P .

На фотопластинку падают две волны:

а) опорная волна, комплексная амплитуда которой может быть записана в виде

$$A_0 \exp[-i\alpha x], \quad \text{где} \quad \alpha = k \sin \theta$$

(см. п. 2), A_0 — амплитуда колебаний на волновом фронте Σ ;

б) волна, промодулированная по амплитуде и по фазе объектом H . Полагая, что светопропускаемость объекта H и его оптическая плотность, определяющие амплитуду и фазу прошедшей сквозь него волны, зависят только от координаты x , эту волну можно записать так: $A(x) \exp[i\varphi(x)]$ ⁴.

Результирующая амплитуда поля в плоскости фотопластинки запишется так:

$$A = A_0 \exp[-i\alpha x] + A(x) \exp[i\varphi(x)].$$

Распределение интенсивности света $I(x)$ в этом интерференционном поле будет определяться соотношением $I(x) \sim AA^*$, где символом A^* обозначено комплексно-сопряженное с A значение амплитуды результирующего поля.

$$I(x) \sim A_0^2 + A^2(x) + A_0 A(x) \exp[i\alpha x] \exp[i\varphi(x)] + A_0 A(x) \exp[-i\alpha x] \exp[-i\varphi(x)],$$

или

³ Термин модуляции применяется здесь и ниже в смысле, разъяснённом в примечании 1 на стр. 5

⁴ Здесь говорится о волновом поле просвечиваемого объекта наблюдений (см. рис. 8). Очевидно, точно так же можно провести обсуждение и для отражающего свет объекта наблюдения (см. рис. 9). В этом случае амплитуды отраженных волн будут определяться коэффициентами отражения от поверхности объекта, а фазы — геометрическим рельефом объекта.

$$I(x) \sim A_0^2 + A^2(x) + 2A_0A(x)\cos[\alpha x + \varphi(x)]$$

Таким образом, распределение интенсивности света, освещающего фотопластинку, приготовленную для регистрации голограммы, определится амплитудой опорной волны A_0 и, что является наиболее существенным, не только амплитудой $A(x)$, но и фазой $\varphi(x)$ волны, модулированной объектом наблюдения.

Фотопластинка экспонируется в этом интерференционном поле, проявляется и фиксируется. Полученный негатив интерференционной картины представляет собой голограмму.

4. Получение оптических изображений по методу восстановления волнового фронта. Уравнение голограммы. Использование записанной на голограмме информации об объекте наблюдения осуществляется путем просвечивания голограммы, полученной описанным выше способом.

Принципиальная схема нужного опыта изображена на рис. 8. Плоская монохроматическая волна с амплитудой E_0 падает слева, нормально на голограмму⁵. В результате распространения света сквозь голограмму и его дифракции на ее неоднородном почернении, за голограммой возникает сложная

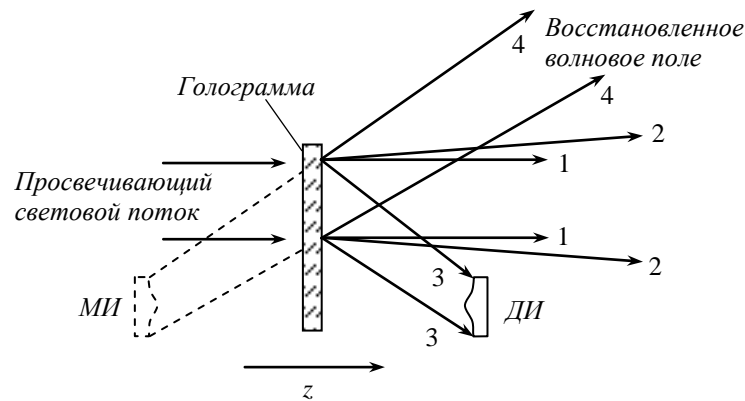


Рис. 8. Схема восстановления голографических изображений

система световых пучков.

Сходящийся световой пучок 3 формирует без помощи какой-либо оптической системы действительное изображение *ДИ* объекта наблюдения. Это изображение получается на том же расстоянии от голограммы, на котором помещался объект наблюдения от фотопластинки во время его голографирования. Полученное действительное изображение объекта может быть принято на экран или фотопластинку, если его надо зарегистрировать. Изображение *ДИ* можно наблюдать и глазом, аккомодировав глаз на область локализации *ДИ*.

Расходящийся световой пучок 4, если его пропустить через собирающую линзу, может сформировать другое изображение объекта наблюдения. Распределение амплитуд и фаз световых волн в этом пучке 4 соответствует так называемому мнимому изображению *МИ* объекта наблюдения. Изображение *МИ* локализовано перед голограммой, симметрично с действительным изображением *ДИ* (см. рис. 12). Мнимое изображение *МИ* можно наблюдать и невооруженным глазом, поместив глаз на пути светового пучка 4 и аккомодировав его на область локализации *МИ*. В этом случае роль собирающей линзы будет выполнять хрусталик глаза, проектирующий изображение на сетчатую оболочку глаза.

⁵ Отметим, что длина волны излучения, используемого для просвечивания голограммы, не обязательно должна совпадать со значением длины волны света, использованного для регистрации голограммы. Подробнее об этом см. п. 5

Однако здесь необходимо сразу обратить внимание на одну важную особенность получения изображения с помощью голограммы, которая дальше будет разъяснена еще подробнее. Именно одна и та же голограмма может дать не по одному действительному и мнимому изображению первоначального объекта наблюдения. Так, просвечивая разные участки голограммы, можно получать различные действительные изображения объекта с различными параллактическими смещениями его деталей.

Аналогично, перемещая объектив или глаз в расходящемся световом пучке, распространяющемся за голограммой, можно формировать изображение объекта, соответствующее наблюдению этого объекта под разными углами зрения.

Это связано с тем, что на голограмме зарегистрировано не изображение объекта, но распространявшееся от него волновое поле, а за голограммой при ее просвечивании опять-таки восстанавливаются в виде сходящихся или расходящихся световых пучков волновые поля, распространявшиеся ранее от объекта наблюдения.

Световые пучки 1 и 2, из которых первый — параллельный, т. е. служащий продолжением направления распространения плоской волны, просвечивающей голограмму, а второй — слегка расходящийся, не несут интересующей нас информации об объекте наблюдения.

Чтобы выяснить происхождение и важнейшие характеристики распространяющихся за голограммой световых пучков, надо рассмотреть в деталях вопрос о светопропускаемости (прозрачности) голограммы, приведшей к переформированию просвечивающей ее плоской волны в систему световых пучков, образующих действительное и мнимое изображения объекта голографирования. Это переформирование плоской волны есть результат ее дифракции на неоднородном распределении почернений, созданных интерференционной картиной, зарегистрированной на голограмме. Рассмотрение поставленного вопроса приведет нас непосредственно к выводу уравнения голограммы.

Амплитудная прозрачность фотографического негатива $D(x) = E(x)/E_0$, где $E(x)$ — амплитуда световой волны, прошедшей через определенное место фотопластинки, а E_0 — амплитуда падающей на нее волны.

Величина $D(x)$ является определенной функцией энергии Q света, выделившейся на фотопластинке за время ее экспозиции t . Ясно, что величина Q пропорциональна времени t и зависит от интенсивности света $I(x)$, освещавшего фотопластинку.

В области так называемых нормальных почернений $D \sim Q^{-\gamma/2}$, где γ — коэффициент контрастности фотоэмульсии. Обычно значение γ заключено в пределах от нескольких десятых до нескольких единиц.

Зависимость D от $I \cdot t$ для фотоэмульсии графически представлена на рис. 9.

Поэтому, полагая, что условия освещения голограммы соответствовали требованиям получения на ее негативе нормальных почернений, для отыскания прозрачности голограммы $D(x)$ необходимо возвести в степень $-\gamma/2$ выражение $Q(x)$. При

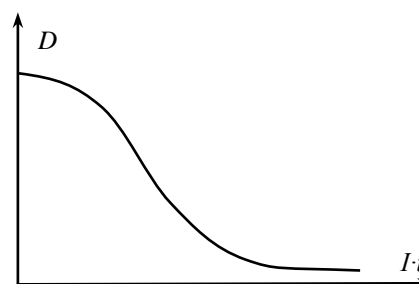


Рис. 9. Зависимость амплитудной прозрачности негатива от энергии падающего света при экспозиции фотопластинки

этом будем предполагать, что $A(x)/A_0 \ll 1$, что, как было указано выше, обычно специально реализуется в условиях регистрации голограммы. Записанное выше неравенство позволит нам при возведении в степень $-\gamma/2$ выражения $Q(x) \sim I(x)$ применить соотношение $(1+x)^{-m} = 1 - mx$, если $x \ll 1$. Итак,

$$\begin{aligned} D(x) &\sim [Q(x)]^{-\gamma/2} \sim \{A_0^2 + A^2(x) + 2A_0 A(x) \cos[\alpha x + \varphi(x)]\}^{-\gamma/2} = \\ &= (A_0^2)^{-\gamma/2} \left\{ 1 + \frac{A^2(x)}{A_0^2} + 2 \frac{A(x)}{A_0} \cos[\alpha x + \varphi(x)] \right\}^{-\gamma/2} \approx \\ &\approx A_0^{-\gamma} \left\{ 1 - \frac{\gamma}{2} \frac{A^2(x)}{A_0^2} - \gamma \frac{A(x)}{A_0} \cos[\alpha x + \varphi(x)] \right\} = \\ &= \frac{1}{2} A_0^{-(\gamma+2)} \{2A_0^2 - \gamma A^2(x) - 2\gamma A_0 A(x) \cos[\alpha x + \varphi(x)]\}. \end{aligned}$$

Опуская множитель $\frac{1}{2} A_0^{-(\gamma+2)}$, можем записать

$$\begin{aligned} D(x) &\sim 2A_0^2 - \gamma A^2(x) - 2\gamma A_0 A(x) \cos[\alpha x + \varphi(x)] = \\ &= 2A_0^2 - \gamma A^2(x) - \gamma A_0 A(x) \exp[-i\alpha x] \exp[-i\varphi(x)] - \\ &\quad - \gamma A_0 A(x) \exp[i\alpha x] \exp[i\varphi(x)]. \end{aligned}$$

Полученное соотношение носит название *уравнения голограммы*. Оно было впервые выведено Д. Габором в 1948 г.

Благодаря наличию опорной волны при регистрации голограммы в выражении $D(x)$ учтено амплитудное $A(x)$ и фазовое $\exp[i\varphi(x)]$ изменения волнового поля, вызванные объектом наблюдения H .

Сравнивая выражение для $D(x)$ с выражением $I(x)$, легко видеть, что операция возведения в степень $-\gamma/2$ выражения $Q(x)$, сделанная в предположении $A_0 \gg A(x)$, позволяет сделать два вывода. Во-первых, вид полученного выражения для $D(x)$ указывает на то, что вариации значений γ в зависимости от свойств фотоэмульсии или способа ее проявления одинаково линейно изменяют величину трех членов выражения $D(x)$ по отношению к первому члену этого выражения, что, очевидно, не существенно для поставленной задачи. Во-вторых, для первоначального понимания физических свойств голограммы как структуры, на которой происходит дифракция света, можно положить $\gamma = -2$. Тогда без всяких математических выкладок оказывается, что $D(x) \sim I(x)$, что достаточно для обсуждения уравнения голограммы.

Предположение $\gamma = -2$ физически соответствует тому, что с голограммы, сделанной на фотоэмульсии, имеющей коэффициент контрастности $\gamma = 2$, сделан контактный отпечаток на такую же фотопластинку, и ее почернения опять укладываются на линейный участок кривой прозрачности. Подобная операция перехода от «негатива» к «позитиву» для решения предстоящей дифракционной задачи, естественно, не будет иметь значения.

Однако надо подчеркнуть, что сказанное о расчете прозрачности голограммы $D(x)$ в зависимости от выбора участка графика зависимости прозрачности голограммы от интенсивности ее освещения и времени экспозиции имеет лишь весьма приближенный характер. Фактически, в целом ряде случаев,

дело обстоит много сложнее (см., например, [17]). Используются также и отбеленные голограммы как фазовые дифракционные структуры.

Обсудим физический смысл уравнения Габора. Если голограмма просвечивается монохроматической плоской волной $E = E_0 \exp[-i(\omega t - kz)]$ (см. рис. 8), то полученное выражение описывает, как изменится волновой фронт этой волны в результате его прохождения сквозь голограмму, т.е. в результате дифракции на неоднородном почернении голограммы.

Математически это значит, что напряженность поля E_0 проходящей сквозь голограмму плоской волны умножается в каждой точке голограммы на комплексный множитель (оператор) $D(x)$.

После просвечивания голограммы за ней будет распространяться волновое поле с распределением фаз, описываемым выражением

$$\varepsilon \sim E_0 2 A_0^2 - E_0 \gamma A^2(x) - E_0 \gamma A_0 A(x) \exp[-i\alpha x] \exp[-i\phi(x)] - \\ - E_0 \gamma A_0 A(x) \exp[i\alpha x] \exp[i\phi(x)].$$

Найденный результат описывает преобразование плоской волны в результате прохождения ее через голограмму. Наличие в этом выражении четырех аддитивных членов означает, что на выходе из голограммы, просвечиваемой плоской волной, в результате дифракции на ее неоднородном почернении возникнут четыре световых пучка с различными направлениями распространения и различными пространственными изменениями их фаз и амплитуд. Геометрической иллюстрацией картины волнового поля за голограммой служит рис. 8.

1. Первый член анализируемого выражения: $2 E_0 A_0^2$ — физически соответствует плоской волне, распространяющейся после просвечивания голограммы по неизменному направлению. Очевидно, что эта волна никакой информации об объекте наблюдения не несет, и поэтому интереса не представляет.

2. Второй член анализируемого выражения: $\gamma E_0 A^2(x)$ — физически соответствует волновому полю, промодулированному по амплитуде объектом наблюдения. Такая модуляция незначительно изменяет плоский фронт просвечиваемой голограмму волны, и соответствующий ей световой пучок распространяется практически нормально к голограмме. Этот пучок не дает искомой полной информации о голографированном объекте наблюдения, так как он не зависит от фазы отраженных от объекта волн.

3. Физический смысл третьего члена анализируемого выражения $E_0 \gamma A_0 A(x) \exp[-i\alpha x] \exp[-i\phi(x)]$ можно прочесть следующим образом. Множитель $\exp[-i\alpha x]$ (см. п. 2) указывает, что общее направление распространения волн, формирующих световой пучок, соответствующий этому выражению, отклонено на угол θ от нормали к голограмме. Таким образом, этот световой пучок не будет накладываться на световые пучки 1 и 2, распространяющиеся почти нормально к голограмме⁶.

Множитель $A(x) \exp[-i\phi(x)]$ описывает амплитудную и фазовую пространственную модуляцию света плоской волны Σ , вызванную объектом наблюдения (см. рис. 4, 5). Однако наличие знака минус в экспоненциальном

⁶ Отметим, что практически выгодное разделение направлений распространения световых пучков 3 и 4 друг от друга и от световых пучков 1 и 2 осуществляется за счет косоугольного падения фронта опорной волны на фотопластинку при регистрации голограммы (см. рис. 4 и 5).

члене, описывающем фазовую модуляцию светового пучка, указывает на то, что кривизна волновых фронтов в световом пучке, соответствующем этому члену, будет обратна кривизне волновых фронтов, расходящихся от объекта.

Следовательно, обсуждаемое выражение описывает волны, как бы сходящиеся обратно к объекту наблюдения. Эти волны формируют действительное изображение трехмерного объекта наблюдения без помощи каких-либо оптических систем. Это то самое действительное изображение, о котором было сказано выше, как об одном из двух важнейших результатов просвечивания голограммы. Помещая поочередно экран в разных сечениях области локализации действительного изображения трехмерного объекта, можно получать на нем четкие изображения разных деталей объекта. Если нужно зафиксировать эти изображения, то вместо экрана надо помещать в область локализации действительного изображения фотопластинки. Просвечивая разные участки голограммы, можно наблюдать эффект взаимного параллактического смещения разных деталей объекта наблюдения, поскольку на разные части пластинки голограммы свет от объекта падал, под разными углами.

Рассматривая вопрос о формировании действительного изображения объекта наблюдения с помощью его голограммы, надо отметить одну существенную особенность этого изображения по сравнению с изображениями, получаемыми с помощью методов обычной фотографии. Восстановленное с помощью голограммы действительное изображение будет обладать так называемым эффектом псевдоскопии. Этот эффект заключается в том, что точки предмета, удаленные от голограммы в момент ее регистрации, будут воспроизводиться дальше от голограммы, чем близкие к ней во время изготовления голограммы. В отношении последовательности расположения деталей объекта на нормали к голограмме картина будет обратная той, которая имеет место для изображений, сформированных обычной линзой. Это обстоятельство иллюстрируется рис. 10, а, б.

Однако эффект псевдоскопии действительных изображений, получаемых с помощью голограмм, не является обстоятельством, ведущим к утрате или искажению информации об объекте наблюдения. Поскольку мы наблюдаем действительные изображения, даваемые голограммой на плоском экране, или

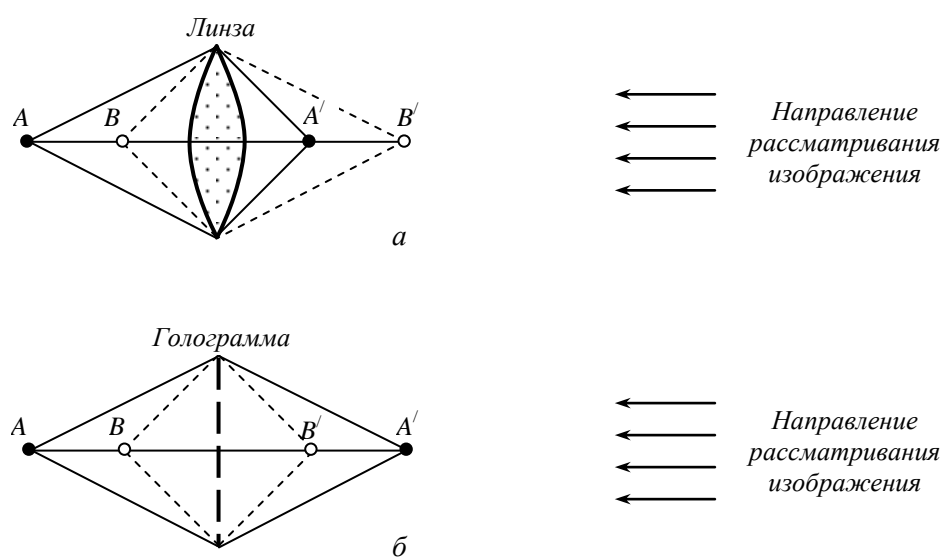


Рис. 10. (а) – расположение деталей изображения, формируемого линзой;
(б) – расположение деталей изображения, формируемого голограммой.

фиксируем их на плоской фотопластинке, эффект псевдоскопии не существует. Однако существует другой метод получения голограмм и наблюдения получаемых с их помощью изображений, когда эффект псевдоскопии проявляется в полной мере (см. п. 7).

4. Четвертый член рассматриваемого выражения $E_0 \gamma A_0 \exp [i\alpha x] A(x) \exp [i\varphi(x)]$ с точностью до множителя $E_0 \gamma A_0 \exp [i\alpha x]$ описывает распределение амплитуд и фаз в волновом поле, распространяющемся от объекта наблюдения H (см. рис. 4 и 5).

Физически это означает, что в отсутствие объекта H за просвечиваемой голограммой будет воспроизведено то самое волновое поле, которое распространялось от объекта наблюдения H при его освещении. Это волновое поле будет также результатом дифракции просвечивающей голограмму плоской волны на почернениях негатива, соответствующих зарегистрированной на нем интерференционной картине.

В соответствии с физическим смыслом множителя $\exp [i\alpha x]$ общее направление распространения этого поля составляет угол θ с нормалью к голограмме (см. п. 2). Это поле будет распространяться как бы от мнимого изображения объекта MI , что условно показано на рис. 8.

Пользуясь восстановленным волновым полем, можно фотографировать объект или разглядывать его с разных пространственных точек зрения так, как будто бы освещенный объект действительно находился перед наблюдателем или фотоаппаратом. Но очевидно, что в этом случае для формирования действительного изображения объекта на фотопластинке или на сетчатой оболочке глаза нужна оптическая система (объектив, хрусталик глаза), так же как это нужно при обычном наблюдении какого-нибудь освещенного объекта.

Восстановленное волновое поле позволяет наблюдать и регистрировать эффекты параллактического смещения. Для этого нужно либо изменять взаимную пространственную ориентацию голограммы и просвечивающего ее светового пучка, либо перемещать глаза наблюдателя (или объектив фотоаппарата) по отношению к неподвижной голограмме. Прием вариации условий наблюдения совпадает с привычным способом разглядывания наблюдателем предмета или группы освещенных предметов с различных сторон.



Рис. 11. Демонстрация эффекта параллактического смещения

Эффект параллактического смещения виден на серии рис. 11. На приведенных фотографиях можно отчетливо наблюдать различные видимые картины расположения шахматных фигур. Все изображения получены с помощью одной голограммы, но при фотографировании даваемых ею изображений фотоаппарат устанавливается в разных положениях по отношению к просвечиваемой голограмме. Наблюдаемый эффект тождествен с тем, который бы имел место при перемещениях фотоаппарата или глаз наблюдателя относительно самой шахматной доски и расставленных на ней фигур.

Результаты опытов по наблюдению параллактического смещения с помощью единственной голограммы указывают на

значительно больший объем информации, зарегистрированный на одной голограмме, чем на обычной фотографии.

Отметим еще ряд важнейших особенностей голографического метода регистрации оптической информации. Описанные опыты по получению оптических изображений путем просвечивания голограмм не требуют использования всей площади голограммы. Просвечивая любую часть голограммы, можно полностью восстановить и действительное и мнимое изображения объекта наблюдения.

В том свойстве голограммы, что отдельная ее часть хранит информацию о всем объекте наблюдения, проявляется коренное отличие голограммы от негатива оптического изображения объекта (см. свойство 5 в п. 1).

Указываемая особенность голограммы является прямым следствием того, что любого участка поверхности фотопластинки, на которой регистрируется голограмма, достигают световые волны, отраженные от всех элементов поверхности объекта наблюдения, и на всю поверхность фотопластинки падает фронт опорной световой волны.

Надо отметить лишь то обстоятельство, что при существенном уменьшении площади голограммы понижается ее разрешающая способность, т. е. возможность различать мелкие детали структуры на восстанавливаемых с помощью этой голограммы изображениях объекта наблюдения.

В ходе опытов по получению изображений с помощью голограммы можно убедиться также в том, что для голограмм не существует понятий позитива и негатива. Это значит, что, изготовив с готовой голограммы контактным способом отпечаток на другой фотопластинке, можно с его помощью восстанавливать изображения с тем же распределением на них света и тени, как первичной голограммой.

Эта особенность голограмм вытекает из того, что замена в уравнении Габор коэффициента контрастности фотоэмульсии γ на $-\gamma$ не изменит физического смысла оператора $D(x)$. А перемена знака у величины γ как раз соответствует переходу от негатива к позитиву, полученному на той же фотоэмульсии.

Высказанное утверждение строго справедливо, разумеется, только в отношении двумерных дифракционных структур, для которых толщиной слоя фотоэмульсии можно было бы пренебречь. Практически толщина слоя фотоэмульсии составляет величину порядка 10^{-2} см, т. е. на толщине эмульсии укладывается около 100 длин световой волны. Поэтому даже при использовании фотопластинок с тонкослойными эмульсиями некоторые эффекты, соответствующие дифракции на трехмерной решетке, уже проявляются. Так, оптимальные ориентации голограммы по отношению к просвечиваемому ее световому пучку оказываются различными в зависимости от необходимости наблюдать действительные или мнимые изображения объекта. Это же обстоятельство лимитирует возможности размножения голограмм путем использования контактных отпечатков.

Наконец, опыт показывает, что на одной фотопластинке можно записать голограммы нескольких объектов, варьируя ориентацию пластинки по отношению к регистрируемым волновым полям и опорной световой волне. Для того чтобы порознь, без помех восстанавливать с помощью комбинированной голограммы изображения различных объектов, надо просвечивать эту голограмму монохроматическими световыми пучками, падающими на нее под разными углами.

5. Голограмма как дифракционная решетка. Для светового пучка, просвечивающего записанную на фотографической пластинке голограмму, последняя представляет собой некоторый двумерный экран с неравномерным распределением прозрачности. В общем случае прозрачность этого экрана будет функцией двух координат x и y на плоскости голограммы, т. е. $D = D(x, y)$. Волновое поле за голограммой есть результат дифракции просвечивающей ее плоской волны на фотографической пластинке с неоднородным распределением прозрачности $D = D(x, y)$. Поэтому естественно рассмотреть голограмму как некоторую своеобразную дифракционную решетку, помещаемую на пути светового пучка, восстанавливающего изображение объекта наблюдения.

В волновой оптике подробно рассматривается дифракция света на периодических структурах, из которых простейшей является плоская, одномерная амплитудная дифракционная решетка. Эта простейшая дифракционная решетка является в дальнейшем тем основным элементом, из которых строятся двумерные и трехмерные амплитудные дифракционные решетки. Объяснение работы этих более сложных решеток базируется на развитии представления о тех явлениях, которые имеют место на одномерной решетке.

Одномерная дифракционная решетка может быть получена как голограмма плоской волны, интерферирующей с плоской опорной волной. Рассмотрим подробнее этот случай получения и последующего просвечивания голограммы.

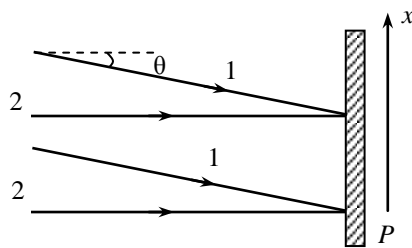


Рис. 12. Схема получения голограммы плоской волны

На рис. 12 представлена суперпозиция двух когерентных, плоских волн на фотопластинке P , перпендикулярной плоскости чертежа. При формировании этой голограммы мы можем считать любую из волн, например волну 1 опорной волной, а волну 2 тем элементарным

волновым полем, амплитуду и фазу которого мы хотим записать голографическим методом. Будем предполагать амплитуду опорной волны A_1 много больше амплитуды регистрируемой волны A_2 . Суммарная амплитуда поля на плоскости фотопластинки запишется в виде $E = A_1 \exp[-i\alpha x] + A_2$, где $\alpha = k \sin \theta = \frac{2\pi}{\lambda} \sin \theta$.

Распределение интенсивности в интерференционной картине на фотопластинке запишется:

$$I(x) \sim AA^* = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos(\alpha x).$$

Из полученного выражения следует, что на фотопластинке будет зарегистрирована интерференционная картина с синусоидальным распределением интенсивности. Пространственный период d этой картины вдоль оси координат x будет $d = \lambda / \sin \theta$. Напомним, что это интерференционная картина, аналогична тем, которые получаются в известном интерференционном опыте Юнга, при использовании зеркал Френеля, в интерферометре Майкельсона, когда зеркала, установленные на концах плеч этого прибора, не строго перпендикулярны друг другу.

Прозрачность полученной голограммы после обычной обработки негатива можно легко найти, применив к данному случаю общее уравнение Габора (см. п. 4):

$$D(x) \sim 2A_1^2 - \gamma A_2^2 \exp[-i\alpha x] - \gamma A_1A_2 \exp[i\alpha x]$$

или

$$D(x) \sim 2A_1^2 - \gamma A_2^2 - 2A_1A_2\gamma \cos(\alpha x).$$

При просвечивании голограммы волной, направление которой совпадает с прежним направлением опорной волны, за голограммой будем иметь волновое поле:

$$\begin{aligned} \varepsilon &\sim E_0 \exp[-i\alpha x] \cdot D(x) = \\ &= E_0 (2A_1^2 - \gamma A_2^2) \exp[-i\alpha x] - \gamma E_0 A_1 A_2 \exp[-i2\alpha x] - \gamma E_0 A_1 A_2 \end{aligned}$$

Физический смысл полученного выражения таков: за голограммой будут распространяться три плоские волны. Волна, описываемая первым членом найденного выражения, соответствует по своему направлению распространения просвечивающему световому пучку. Волна, соответствующая третьему члену, восстановит регистрировавшуюся волну 2 и будет распространяться нормально к плоскости голограммы. Волна, соответствующая второму члену, будет распространяться под углом 2θ к плоскости голограммы (рис. 13), если θ мало.

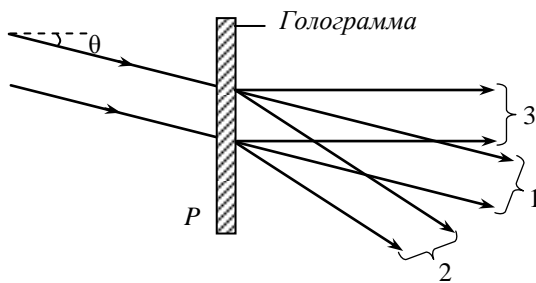


Рис. 13. Схема восстановления плоской волны

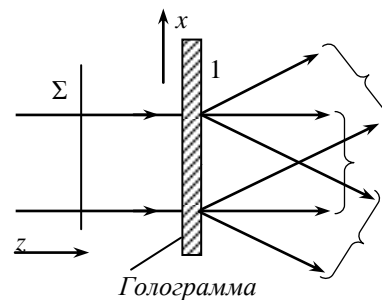


Рис. 14. Схема восстановления плоской волны

Другой случай волнового поля за просвечиваемой голограммой имеет место, если голограмма просвечивается плоской волной, нормаль к фронту которой перпендикулярна плоскости голограммы (рис. 14).

В этом случае за голограммой будут распространяться также три плоские волны, направления распространения которых легко определить непосредственно из вида оператора $D(x)$. Одна волна будет распространяться нормально к плоскости голограммы в том же направлении, в котором распространялась волна, просвечивающая голограмму. Две волны с одинаковыми амплитудами, пропорциональными выражениям $\gamma A_1 A_2$, будут распространяться за голограммой симметрично. При этом их волновые нормали образуют углы $\pm\theta$ с нормалью к плоскости голограммы (см. рис. 14). Если поместить за голограммой собирающую линзу, то в фокальной плоскости этой линзы три указанные выше плоские волны сфокусируются в три световые точки.

Пользуясь терминологией, принятой в теории дифракции, результат описанного опыта можно сформулировать следующим образом. Одномерная амплитудная дифракционная решетка с $\text{си}(\dots)$

(...) формуле (1), дает три дифракционных максимума: нулевого и ± 1 -го порядков⁷. Этот результат можно было найти, пользуясь и обычными методами расчета дифракции в параллельных лучах на плоских решетках. Однако соответствующий расчет будет прост только для расчета направлений на главные

⁷ Отметим, что наличие в формуле (1) независимых от x членов приводит к формированию дифракционного максимума нулевого порядка. Подробнее о дифракции света на амплитудных и фазовых синусоидальных решетках см. [1, 2].

дифракционные максимумы, но не для определения их относительных интенсивностей. Для направлений главных максимумов имеем:

$$d \sin \varphi = \frac{\lambda}{\sin \theta} \sin \varphi = n \lambda ,$$

где $n = 0, \pm 1$, откуда $\varphi = 0, \pm \theta$.

Итак, элементарной голограммой (для случая плоских волн) мы вправе считать одномерную дифракционную решетку с «синусоидальной» пропускаемостью. Это обстоятельство облегчает понимание построения более сложных голограмм.

Как известно из теоремы Фурье, всякую одномерную пространственную периодическую функцию, удовлетворяющую условиям Дирихле и имеющую конечное число разрывов, можно представить в виде суммы членов бесконечного тригонометрического ряда, состоящего из членов с кратными пространственными периодами (см., например, [2]). Амплитуды этих тригонометрических функций, или так называемые коэффициенты ряда Фурье, вычисляются вполне определенным известным образом. Набор пространственных периодов L_m (или пространственных частот $1/L_m$) членов этого тригонометрического ряда называется *пространственным спектром* исходной периодической функции.

Двумерная или трехмерная периодическая функция может быть представлена соответственно суммой членов двумерного или трехмерного ряда Фурье.

Непериодическая функция может быть представлена интегралом от непрерывной последовательности тригонометрических функций с бесконечно близкими периодами.

Изложенные математические соображения о дифракции света или других видов излучения на различных структурах вполне адекватны результатам соответствующих экспериментов. Наблюдаемая на опыте геометрия дифракционной картины действительно может быть истолкована как результат дифракции излучения на совокупности синусоидальных дифракционных решеток. При этом интенсивность соответствующих дифракционных максимумов оказывается пропорциональной квадратам коэффициентов (амплитуд) членов ряда Фурье, в виде суммы которых представлена отражательная способность (или прозрачность) дифракционной структуры.

Все сказанное находит себе важное применение в оптике и радиофизике. В спектроскопии рассматривается вопрос о периодических и непериодических процессах, протекающих и исследуемых во времени. В этом случае синусоидальная волна, соответствующая монохроматическому свету или несущей частоте радиостанции, является тем элементарным периодическим процессом, который так или иначе модулируется для передачи информации. Модуляция несущей радиоволны может быть как амплитудная, так и фазовая. Примеры амплитудной и фазовой модуляций несущей синусоидальной волны (рис. 15, а) показаны на рис. 15, б, в.

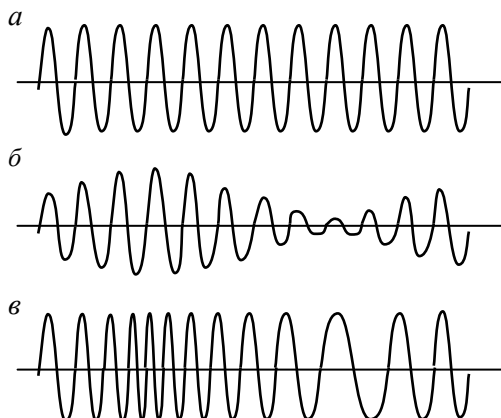


Рис. 15. Амплитудная и фазовая модуляции синусоидальной волны.

Эти привычные радиофизические временные представления можно с большой наглядностью перенести на геометрию интерференционных картин и записанных с их помощью голограмм.

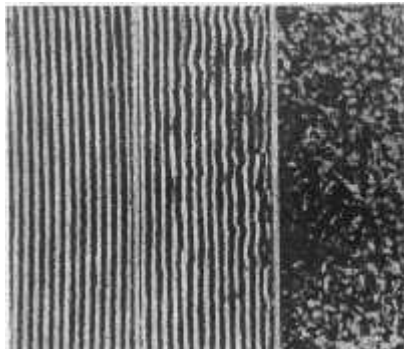


Рис. 16. Искажения синусоидальной решётки, вызванные различной модуляцией предметной волны.

Голограмма, соответствующая синусоидальной интерференционной картине, является как бы пространственной несущей волной. Чтобы записать на этой несущей волне информацию о геометрии какого-либо объекта, надо ее промодулировать, изменив прозрачность голограммы $D(x)$ в соответствии с особенностями волнового поля этого объекта. Модуляция функции $D(x)$ может быть опять-таки как амплитудная, так и фазовая. Амплитудной модуляции будет соответствовать локальное нарушение синусоидального распределения прозрачности голограммы без искажений ее пространственной периодичности. Фазовая модуляция будет соответствовать изменению, пространственной периодичности функции $D(x)$ без изменения амплитуды этой функции. Соответствующий пример различных возможностей модуляции элементарной синусоидальной голограммы показан на рис. 16. Голограмме протяженного объекта наблюдения, который изменяет и амплитуду, и фазу проходящей через него или отраженной от него световой волны, будет соответствовать сложная амплитудная и фазовая модуляции элементарной синусоидальной голограммы пространственной несущей волны. Ее модуляция найдет свое математическое выражение в конкретном значении оператора $D(x)$, который «действует» на амплитуду световой волны в процессе восстановления изображения.

Изложенная интерпретация голограммы как дифракционной решетки позволяет легко понять ряд особенностей голографического метода записи и восстановления изображения. Таким образом, хорошо разработанный и плодотворный в радиофизике и спектроскопии аппарат временных представлений Фурье может быть перенесен на пространственные представления голографического метода записи и восстановления изображений.

6. Голограмма Фурье. В описанных выше методах получения голограмм использовалась плоская опорная волна. Это обстоятельство определяло фундаментальные особенности голограмм Френеля: получение мнимого и действительного восстановленных изображений объекта, расположенных симметрично по обе стороны и на конечном расстоянии от голограммы (см. рис. 8).

Иные результаты получаются при использовании опорной волны, радиус кривизны волнового фронта которой приблизительно совпадает с радиусом кривизны сферических волн, распространяющихся от различных точек объекта наблюдения. Сферическая опорная волна создается, например, в результате фокусирования линзой лазерного светового пучка в точке F (рис. 17). Объект, подлежащий голографированию, может иметь в общем случае произвольную форму, но мы будем считать его плоским и одномерным и сосредоточим свое

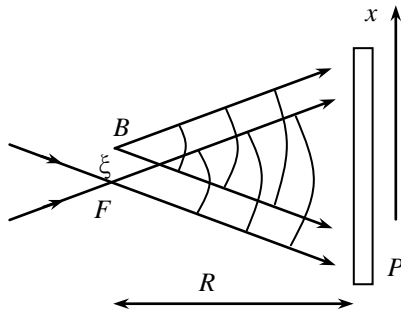


Рис. 17. Схема получения голограммы Фурье

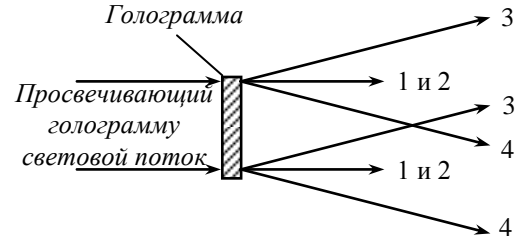


Рис. 18. Схема восстановления изображений при просвечивании голограммы Фурье плоской волной.

внимание на формировании голограммы одной его точки B , находящейся на расстоянии ξ от точки F .

На рис. 17 изображена принципиальная схема обсуждаемого опыта, на которой опущены все вспомогательные детали установки. В дальнейшем, зная, как формируется голограмма одной точки, легко сделать обобщение на случай голографирования произвольного объекта. В нашем случае нетрудно записать выражение для результирующей амплитуды и фазы в плоскости фотопластинки P двух волн: опорной волны и волны, исходящей из точки B .

$$A = A_0 \exp \left[-i \frac{k}{2R} x^2 \right] + A(\xi) \exp \left[-i \frac{k}{2R} (x - \xi)^2 \right],$$

где $A_0 \gg A$, $R \gg \xi$ и $(x - \xi)^2 \approx x^2 - 2x\xi$. Очевидно, что вторая волна, амплитуда и фаза которой зависят от ξ , несет информацию о волновом поле, исходящем из точки B .

Интенсивность света $I \sim AA^*$ на фотопластинке P запишется

$$I(x) \sim A_0^2 + A^2(\xi) + A_0 A(\xi) \exp \left[-i \frac{k}{R} \xi x \right] + A_0 A(\xi) \exp \left[i \frac{k}{R} \xi x \right].$$

Соответственно, амплитудная пропускаемость обработанной голограммы при просвечивании ее для получения восстановленного изображения определится выражением $D(x) \sim [I(x)]^{-\gamma/2}$

$$D(x) \sim 2A_0^2 - \gamma A^2(\xi) - 2\gamma A_0 A(\xi) \cos \left(\frac{k}{R} \xi x \right)$$

или

$$D(x) \sim 2A_0^2 - \gamma A^2(\xi) - \gamma A_0 A(\xi) \exp \left(i \frac{k}{R} \xi x \right) - \gamma A_0 A(\xi) \exp \left(-i \frac{k}{R} \xi x \right).$$

где $k = \frac{2\pi}{\lambda}$.

Характерной особенностью записанных выражений для $I(x)$ и для $D(x)$ является наличие в экспоненциальных членах этих формул функций, линейно зависящих от x . Соответственно при последующем просвечивании такой голограммы плоской волной в волновом поле за голограммой будут распространяться четыре плоские волны 1, 2, 3, 4 (рис. 18).

Обсуждая физический смысл образующихся при просвечивании голограммы волн так же, как мы это делали, анализируя уравнение Габора легко видеть, что волны 3, 4, несущие и амплитудную и фазовую информацию о точке B и соответственно о других точках объекта, будут плоскими волнами, отклоненными симметрично вверх и вниз от просвечивающей голограмму

светового пучка. Это значит, что изображение точки B , а следовательно, и всего объекта, которому принадлежит точка B , будет локализовано в бесконечности, или в фокальной плоскости объектива, если поставить таковой за голограммой. Это существенное отличие голограммы Фурье от голограммы Френеля. Волны 1 и 2 не участвуют в восстановлении изображения точки B .



Рис. 19. Фотография изображений, восстановленных с голограммы Фурье

Поскольку в этом случае, как обычно в оптике, понятие «бесконечного» расстояния имеет условный смысл, то, просвечивая голограмму лучом лазера, можно без всяких вспомогательных оптических приспособлений получить на экране два четких изображения изучавшегося объекта, располагая экран на расстоянии порядка 3-5 метров от голограммы (рис. 19).

9. Запись голограммы в толстослойных эмульсиях. В 1962 г. советским физиком Ю.Н. Денисюком был предложен метод получения голографических изображений, являющийся развитием практически уже не применявшегося тогда способа цветной фотографии Липпмана, описанного в § 24 [1]. Напомним, что в методе Липпмана стоячие световые волны, формирующиеся в толстослойной эмульсии, создавали в ней после обычной химической обработки экспонированного негатива пространственно-периодическую систему неодинаково отражающих свет слоев обработанной фотоэмульсии (рис. 51 в [1]).

В результате при последующем освещении обработанного негатива различно отражающие свет слои фотоэмульсии выполняли функции, аналогичные сетчатым плоскостям кристалла в рентгенографическом опыте Брэгга. Максимальную интенсивность приобретали отраженные световые волны, удовлетворяющие условию Вульфа-Брэгга: $2d \sin \varphi = n\lambda$, где d — пространственный период слоев почернения фотоэмульсии, а φ — угол скольжения световых лучей вдоль слоев почернения (рис. 50 в [1]).

Используя это обстоятельство, можно, как сказано в [1], наблюдать в отраженном свете цветные изображения предметов, сфотографированных при помощи специальных фотографических пластинок с толстыми слоями фотоэмульсии, в которых укладывается много слоев почернения. Для формирования стоячих волн фотопластинки Липпмана помещались в особые кассеты с «ртутным зеркалом», прилегающим к фотоэмульсии. Это зеркало

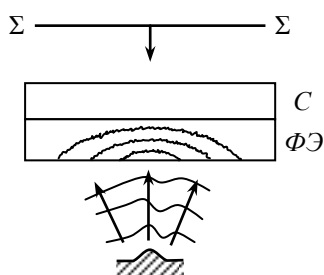


Рис. 20. Схема получения голограммы во встречных пучках

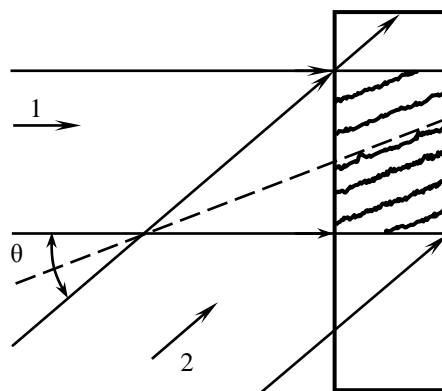


Рис. 21. Схема распределения почернения в фотоэмульсии

обеспечивало образование отраженной световой волны, необходимое для формирования стоячих световых волн — фундаментального условия для реализации метода Липпмана.

В методе Денисюка удачно сочетается метод фотографии Липпмана с принципом голографии.

На рис. 20 изображена принципиальная схема подобного опыта. Объект наблюдения *O* освещается через фотопластинку светом лазера, и отраженное от него волновое поле распространяется назад по направлению к слою фотоэмульсии *ФЭ*, толщина которого на рисунке сильно преувеличена. Фактически толщина фотографического слоя составляет около 15-20 микрон, и он настолько прозрачен, что через него можно освещать объект, что, разумеется, невозможно осуществить через неотфиксированную фотоэмульсию обычной фотографической пластинки. Тем не менее описанный далее в подробностях голографический метод Денисюка иногда называется методом использования «толстослойных эмульсий». Соображения, приведшие к возникновению этой терминологии, станут ясны из нижеследующего. На том же рис. 20 буквой *C* обозначено стекло фотопластинки..

Распространяющийся навстречу отраженным от объекта наблюдения световым волнам исходный световой пучок от лазера выполняет теперь функции опорной волны. Поэтому описываемый ниже вариант получения голограмм называется также методом голографии с использованием встречных световых пучков.

В результате в толще фотоэмульсии создается интерференционное поле стоячих волн, вызывающих слоистое почернение фотоэмульсии. При этом слоистое почернение эмульсии проявленной фотопластинки учитывает распределение и амплитуд, и фаз интересующего нас волнового поля, рассеянного объектом наблюдения.

В каждом малом участке фотоэмульсии слои почернения располагаются параллельно биссектрисе угла между волновыми фронтами опорной волны и фронтами волн, отраженных от объекта наблюдения и достигших данного участка фотоэмульсии. На рис. 21 показан в большом масштабе фрагмент почернения слоев фотоэмульсии, вызванных в ней стоячими волнами. На этом рисунке показано распределение почернения в результате интерференции двух плоских волн 1 и 2. Слои почернения располагаются параллельно биссектрисе угла θ между нормальными этих волн, а расстояние между ними $d = \frac{\lambda}{2 \sin \frac{\theta}{2}} > \frac{\lambda}{2}$.

Конфигурация этих слоев во всей фотоэмульсии является, разумеется, весьма причудливой, так как плоской является лишь опорная волна, а волновые фронты, распространяющиеся от освещенного объекта наблюдения, ориентированы весьма разнообразно.

Весьма существенно учесть, что толстослойная фотоэмульсия с неоднородным распределением в ней почернений образует трехмерную структуру в отличие от двумерных структур, каковыми можно считать с высокой степенью приближения голограммы рассмотренных ранее видов. Напомним, что толстослойная эмульсия имеет толщину около 10-15 микрон.

Наконец, надо отметить и существенное отличие интерференционного поля, зарегистрированного в голограммах рассматриваемого вида, от интерференционного поля, зарегистрированного по методу Липпмана. Именно в случае Липпмана имела место интерференция волн, распространяющихся от объекта наблюдения, и тех же волн, распространяющихся обратно, после

отражения от ртутного зеркала, расположенного за фотопластинкой. Таким образом, в случае Липпмана обе интерферирующие волны испытали амплитудную и фазовую модуляцию, созданную объектом наблюдения. Таким образом, опорной волны в методе Липпмана, необходимой в голографии, не существовало.

В голографическом методе Денисюка имеет место интерференция волн, отраженных от объекта наблюдения, и встречной опорной волны с наперед заданным в ней определенным распределением фаз, не возмущенных объектом наблюдения.

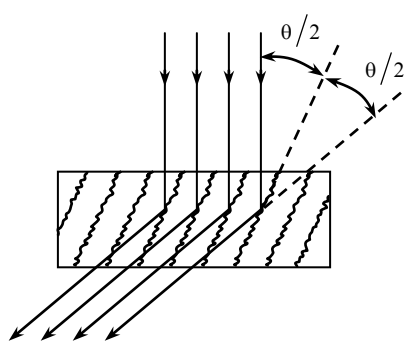


Рис. 22. Отражение света от слоёв почернения

Если осветить расходящимся пучком белого света обработанный негатив голограммы, зарегистрированной в толстослойной эмульсии, то в отраженном от нее свете можно наблюдать под определенным углом зрения изображение объекта исследования. На рис. 22 показаны в большом масштабе фрагмент толстослойной эмульсии с расположенными в ней слоями почернения и отражение от этих слоев пучков освещающего голограмму света. Максимальную интенсивность при этом будут иметь те световые лучи, для которых условия отражения удовлетворяют требованиям формулы Вульфа-Брэгга. В этом обстоятельстве проявляется то,

что в данном случае, на стадии восстановления изображения с помощью голограммы, мы имеем дело с трехмерной дифракционной структурой. На рис. 22 показано отражение лучей, удовлетворяющих условию Вульфа-Брэгга.

На рис. 23, а, б показано, каким образом, варьируя ориентацию голограммы по отношению к освещающему ее свету, можно получать мнимое или действительное изображение объекта наблюдения. Естественно, в восстановленном изображении мы увидим не весь непрозрачный объект, а только ту его поверхность, которая была обращена к фотопластинке во время съемки

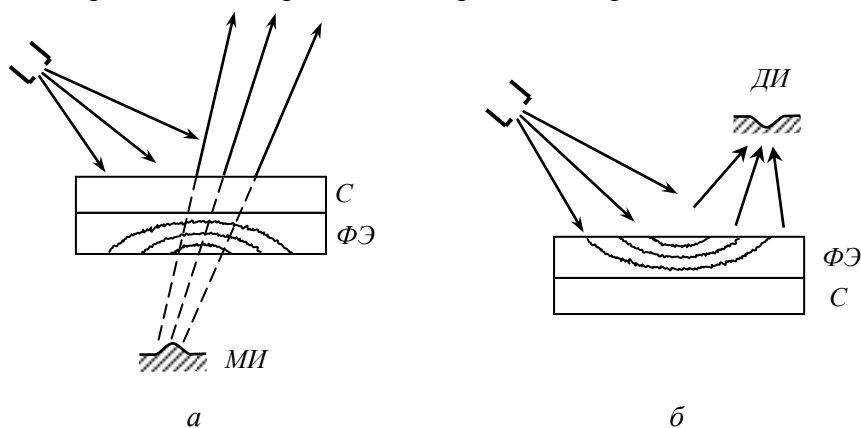


Рис. 23. Схема наблюдения мнимого изображения (а); схема наблюдения действительного изображения (б)

голограммы (на рис. 23, а и б эта поверхность обозначена сплошной линией). Схематически показанные с этой целью слои почернения в фотоэмульсии лишь в крайне грубом виде передают истинное распределение и масштабы слоев почернения в фотоэмульсии.

Требование выполнения условия Вульфа-Брэгга $2d \sin \theta/2 = n\lambda$ для взаимного усиления световых пучков, отраженных от слоев почернения объемной дифракционной решетки, позволяет понять, почему при использовании толстослойных голограмм можно на стадии восстановления изображения пользоваться источником белого света со сплошным спектром. Ясно, что условие Вульфа-Брэгга, при наличии определенного пространственного периода объемной дифракционной решетки и при использовании определенного угла наблюдения дифрагировавшего на ней света, может быть удовлетворено только для излучения определенной длины волны. Таким образом, пространственно-периодические слои объемной дифракционной решетки сами осуществляют монохроматизацию излучения, необходимую для наблюдения голографического изображения. Это важное обстоятельство и определяет возможность наблюдения изображений, получаемых с помощью толстослойных голограмм в белом свете. Даже при использовании для освещения голограммы белого света изображение восстанавливается в монохроматическом свете, близком к цвету излучения того лазера, с помощью которого была записана голограмма.

Однако разумеется, объемная дифракционная решетка с малым числом слоев почернений обладает малой спектральной разрешающей способностью и в данном случае наверняка недостаточной для монохроматизации освещающего голограмму белого света в той же степени, в какой монохроматично излучение лазера, использованного на стадии регистрации голограммы. Поэтому изображения, создаваемые толстослойными голограммами, являются не вполне монохроматическими.

Необходимо отметить еще одно обстоятельство, связанное с окраской наблюдаемых изображений. Опыт показывает, что хотя изображения, получаемые с помощью толстослойных голограмм, освещаемых белым светом, являются квазимонохроматическими, но их цвет может существенно отличаться от цвета излучения лазера, использованного при записи голограммы. Последнее обстоятельство связано с воздействием на фотоэмульсию процессов проявления, и главным образом фиксирования и последующей сушки. Опыт показывает, что обработка фотопластинки дает эффект усадки фотоэмульсии. Это значит, что общая толщина высушенной фотоэмульсии, а следовательно, и расстояние между слоями почернения в ней становятся при сушке меньше, чем в момент регистрации голограммы. Таким образом, уменьшается пространственный период объемной дифракционной решетки, на которой происходит дифракция света на стадии восстановления изображения.

В результате этого обстоятельства условие Вульфа-Брэгга выполняется для излучения с меньшей длиной волны, чем то излучение, с помощью которого была записана голограмма. Этим объясняется, что изображения, получаемые с помощью толстослойных голограмм, оказываются окрашенными в несколько иной цвет, чем цвет того излучения, в котором они были записаны. Легко понять, что смещение окраски происходит при этом в синюю сторону оптического спектра.

В заключение обсуждения вопроса о свойствах голограмм, записанных в толстослойных эмульсиях по методу «встречных световых пучков», надо отметить еще одну их особенность, связанную со свойственным голографии эффектом псевдоскопии, о котором уже было кратко упомянуто в п. 4. Оказывается, что при получении голограмм по обсуждаемому здесь методу эффект псевдоскопии находит себе наиболее яркое проявление.

Опыт показывает, что если мы получили голограмму, поставив эксперимент по схеме, изображенной на рис. 20, и восстанавливаем изображение объекта, освещая голограмму в соответствии со схемой эксперимента, изображенной на рис. 23 а, то полученное мнимое изображение выпуклого предмета мы увидим также выпуклым, и, наоборот, в действительном изображении предмета (рис. 23 б) выпуклая поверхность будет вогнутой. Эффект псевдоскопии действительного изображения связан с тем обстоятельством, что в восстановленном изображении части предмета, располагавшиеся ближе к фотопластинке во время получения голограммы, изобразятся также ближе к голограмме. Поэтому в действительном изображении выпуклые части предмета (например, барельефа) будут вогнутыми, а вогнутые — выпуклыми. Напоминаем еще раз, что в изображении предмета мы будем видеть не весь непрозрачный предмет, а только его часть, которая во время получения голограммы была обращена к фотопластинке.

Примечание:

Состав проявителя ГП-3.

Метол 2 г.

Сульфит натрия б/в, Na_2SO_3 25 г

Гидрохинон 5 г.

Бура крист.,

$\text{B}_4\text{H}_4\text{Na}_2\text{O}_7$ 2 г.

Тиосульфат натрия, $\text{Na}_2\text{S}_2\text{O}_3 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$ 6 г.

Вода до 1 л.

Перед проявлением проявитель разбавляют в 4 раза, например, берут 100 мл проявителя и доливают 300 мл воды. Время проявления 10 мин.

Сначала растворяется смесь метола и гидрохинона, интенсивно перемешивая пластмассовой палочкой. После их полного растворения добавьте в раствор смесь сульфита натрия и буры. После полного растворения химикатов, возьмите чайную ложку и наберите в нее тиосульфат и добавьте его в раствор. Чтобы реакция и растворение шло интенсивнее для растворения используется вода, нагретая до 38-40 градусов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ландсберг Г. С. Оптика. М., «Наука», 1976.
2. Дитчберн Р. Физическая оптика. М., «Наука», 1965.
3. Б о р н М., Вольф Э. Основы оптики. М., «Наука», 1970.
4. Зоммерфельд А. Оптика. М., «Мир», 1953.
5. Гуддмен Дж. Введение в Фурье-оптику. М., «Мир», 1970.
6. Франсон М., Сланский С. Когерентность в оптике. М., «Мир», 1967.
7. Физический практикум. Электричество и оптика. Под ред. В.И. Ивероновой. М., «Наука», 1968.
8. ЛейтЭ., Упатниекс Ю. Фотография с помощью лазера. — УФН, 87, 1965, вып. 3, с. 521—538.
9. Габор Д. Новое в развитии голографии. — УФН, 1973, 109, вып. 1, с. 5-30.
10. Островский Ю. И. Голография. Л., «Наука», 1970.
11. Островский Ю. И. Голография и ее применения. Л., «Наука», 1973.
12. Франсон М. Голография. М., «Мир», 1972.
13. Кок У. Лазеры и голография. М., «Мир», 1971.

14. Струок Дж. Введение в когерентную оптику и голографию. М., «Мир», 1967 *.
15. Сорок о Л. М. Основы голографии и когерентной оптики. М., «Наука», 1971.
16. Кольер Р., Беркхарт К., Лин Л. Оптическая голография. М., «Мир», 1973.
17. Вьено Ж., Смигильский П., Руайе А. Оптическая голография. М., «Мир», 1973.
18. Применения голографии. Сб. статей. Под ред. Д. Гудмена. М., «Мир», 1973.
19. Современное состояние и перспективы развития голографии. Сб. статей. Под ред. Бахрах. Л., М., «Наука», 1975.
20. Голографические методы и аппаратура. Сб. статей. Под ред. В. М. Гинзбурга и Б. М. Степанова. М., «Сов. радио», 1974.

* В книге Дж.Струока помещен перевод основных работ Д.Габоора.