

ПОЛУЧЕНИЕ ГОЛОГРАММ ТРЕХМЕРНЫХ ОБЪЕКТОВ

**Методические указания
по выполнению лабораторных работ**

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РФ
НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ТОМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
Физико-технический факультет

ПОЛУЧЕНИЕ ГОЛОГРАММ ТРЕХМЕРНЫХ ОБЪЕКТОВ

Методические указания
по выполнению лабораторных работ
по курсу «Экспериментальная механика»
для студентов физико-технического факультета
направления подготовки 15.03.03 – Прикладная механика

Томск
2017

РАССМОТРЕНЫ И УТВЕРЖДЕНЫ методической комиссией физико-технического факультета

Протокол № 10 от «30» июня 2017 г.

Председатель МК ФТФ В.А. Скрипняк

Методические указания составлены в соответствии с тематикой лабораторных занятий и программой курса «Экспериментальная механика» студентов физико-технического факультета направления подготовки 15.03.03 – Прикладная механика. В методических указаниях рассмотрены теоретические основы голографии, приведён порядок экспериментального исследования получения голограмм трёхмерных объектов.

Для преподавателей и студентов вузов.

СОСТАВИТЕЛИ: В.А. Скрипняк, В.В. Каракулов

ПОЛУЧЕНИЕ ГОЛОГРАММ ТРЕХМЕРНЫХ ОБЪЕКТОВ

1. ЦЕЛЬ РАБОТЫ

Получить голограммы амплитудного и фазового объектов.

2. ЗАДАНИЕ

2.1. Ознакомиться с основными принципами голографии, требованиями к источникам излучения и фотоматериалам.

2.2. Провести юстировку оптической схемы на установке УГМ-1, снять голограмму амплитудного объекта.

2.3. Провести юстировку оптической схемы, снять голограмму фазового объекта.

2.4. Провести обработку экспонированных фотопластинок.

3. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

Голография - сравнительно молодая область прикладной физики. В последнее время интерес к ней сильно возрос, развернуты широкие исследования в этой области.

Метод восстановления волновых фронтов при записи их с использованием когерентного фона, который лежит в основе голографии, предложен Д. Габором в 1948 году. Через 23 года ему за открытие голографии была присуждена Нобелевская премия. Работы, предшествовавшие открытию голографии, были выполнены значительно раньше. Решающую роль в них сыграли работы Брегга. Две наиболее важные после открытия голографии статьи опубликованы в 1962 году. Это работы Лейта и Упатниекса, впервые использовавших для голографии лазер и предложивших схему с внеосевым опорным пучком, благодаря чему они получили высококачественную объемную картину объекта, и Ю.Н. Денисюка, предложившего схему голографирования в трехмерной среде.

Огромное влияние на развитие голографии оказало создание в результате работ Н.Г. Басова, А.М. Прохорова и Г. Таунса мощных когерентных источников света - лазеров. Эти работы значительно повысили интерес к голографическим исследованиям.

Название "голография" (в переводе - полная запись) не отражает полностью смысл этого понятия, т.к. полной была бы такая запись волнового

фронта, в которой были бы отражены все характеристики волны: направление распространения, амплитуда, фаза, плоскость поляризации, длина волны. Поэтому можно сказать, что способ голографической записи и восстановления волновых фронтов, предложенный Д. Габором, не является методом абсолютно полной записи всей световой информации об объекте. Он является методом записи более полной, а следовательно, и количественно, и качественно более богатой, чем в известных ранее методах (например, в фотографии). Нет поэтому ничего удивительного в том, что голография находит широкое применение во многих областях науки и техники.

3.1. Физические основы голографии.

Голография - это способ записи и восстановления волновых фронтов, основанный на регистрации интерференционной картины, образованной предметной волной и когерентной с ней опорной. В основе голографии лежат два физических явления - дифракция и интерференция волн (световых, рентгеновских, звуковых и др.).

Интерференция - это явление, возникающее при наложении двух или нескольких волн и состоящее в устойчивом во времени их взаимном усилении в одних точках пространства и ослаблении в других, в зависимости от соотношения между фазами этих волн. Интерферировать могут волны, разность фаз которых не зависит от времени, такие волны называются когерентными. Настоящий практикум посвящен освоению оптической голографии и в дальнейшем будут рассматриваться голографические методы, использующие когерентные световые волны.

Дифракция света - это совокупность явлений, которые обусловлены волновой природой света и наблюдаются при его распространении в среде с резко выраженными неоднородностями, например, при прохождении через отверстия в экранах, вблизи границ непрозрачных тел и т.п. Под дифракцией понимают нарушение прямолинейности распространения волн и сопровождающие его интерференционные явления.

Подчеркнем еще раз мысль о том, что для реализации голографического метода записи волнового фронта необходимо монохроматическое и когерентное излучение. Действительно, если объект наблюдения освещен некогерентным светом, то фазы волн, отраженных объектом, распределены в плоскости изображения совершенно хао-

тически в пространстве и во времени и никакой информации об объекте дать не могут.

Если же объект освещен монохроматическим и когерентным светом, то фазы волн, отраженных от объекта, распределены вполне закономерно и могут дать дополнительную информацию к той, которую несут амплитуды волн. Например, фазы волн, отраженных от дальних участков объекта наблюдения, будут запаздывать в плоскости изображения по сравнению с фазами волн, отраженных от ближних участков. Таким образом, различие в фазах волн, отраженных от объекта, может дать информацию о протяженности объекта вдоль направления наблюдения. Отсюда вытекает основное достоинство голографии - объемность восстановленного изображения.

Прямая регистрация фазы оптических колебаний методами, фиксирующими лишь среднюю по времени интенсивность света, невозможна. Однако известно, что в явлении интерференции света распределение интенсивности в интерференционном поле определяется амплитудами и фазами интерферирующих волн. Таким образом, регистрацию фазовых соотношений можно произвести, регистрируя интерференционную картину, возникающую при интерференции двух монохроматических и когерентных световых пучков. Один из пучков может являться отраженным от объекта наблюдения (или прошедшим сквозь него). Монохроматичность и когерентность пучков необходимы для того, чтобы интерференционная картина была стационарной во времени и могла быть зарегистрирована на фотопластинку или фотопленку. Интерференционная картина, зарегистрированная на фотопластинку или фотопленку, называется голограммой.

Следующим этапом голографирования является извлечение из голограммы информации об объекте. Для этого голограмма просвечивается световым пучком. В данном случае голограмма является своеобразной двумерной (иногда трехмерной) структурой, на которой дифрагирует освещающий ее свет. Световой пучок, дифрагировавший на голограмме, может сформировать на экране действительное оптическое изображение объекта без применения оптических систем, может также создать волновое поле, эквивалентное полю, распространявшемуся ранее от объекта. Поэтому, так же как и при наличии самого объекта наблюдения, можно получить эффект объемности при наблюдении изображения, изменять угол наблюдения изображения и т.д.

3.2. Расчеты распределения фаз в заданной плоскости.

Прежде чем перейти к выводу уравнения голограммы, необходимо рассмотреть ряд соображений, нужных для последующего учета фазовых соотношений.

Обычно при анализе фазовых соотношений учитываются фазы волн вдоль нормалей к волновым фронтам этих волн. Однако для вывода уравнения голограммы необходимо записывать распределение фаз в некоторый момент времени как функцию координат на некоторой плоскости, произвольно ориентированной по отношению к нормали к волновому фронту.

Рассмотрим падение плоской волны на плоскость Р (рис. 1). Плоскость Р перпендикулярна плоскости чертежа, а ось Х направлена вдоль линии пересечения этих плоскостей. Фронт волны образует угол Θ с плоскостью Р. Запишем плоскую волну с волновым фронтом АС в виде:

$$A = A_0 \exp[-i(\omega t - kr)].$$

Пусть волна имеет нулевую фазу в точке О. Тогда в точке В с координатой Х волна запишется так:

$$A_B = A_0 \exp[-i(\omega t + kx \sin \Theta)].$$

Введем обозначения $\alpha = k \sin \Theta$, получим:

$$A_B = A_0 \exp[-i\omega t] \exp[-i\alpha x]. \quad (1)$$

Если плоская волна падает на плоскость Р как показано на рис. 2, то выражение (1) будет выглядеть так:

$$A_B = A_0 \exp[-i\omega t] \exp[i\alpha x]. \quad (1a)$$

Для простоты мы ограничились одномерным случаем.

Теперь рассмотрим падение на плоскость Р сферической расходящейся волны (рис. 3). Приняв фазу колебаний в точке О за нулевую, рассчитаем зависимость фазы световых колебаний от Х. Очевидно, что искомое решение задачи будет аксиально симметрично относительно нормали к плоскости Р. Будем считать, что r мало отличается от r_0 , поэтому будем учитывать их различие только при подсчете фазы волны. Тем самым мы пренебрегаем зависимостью амплитуды волны от g .

Зная, что В имеет координату Х, получим:

$$r^2 = r_0^2 + x^2 = r_0^2 \left(1 + x^2/r_0^2\right).$$

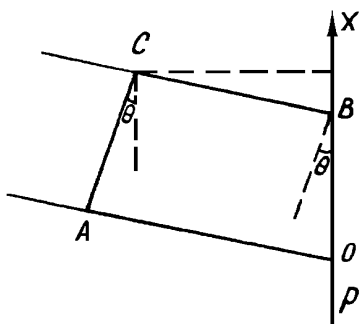


Рис. 1

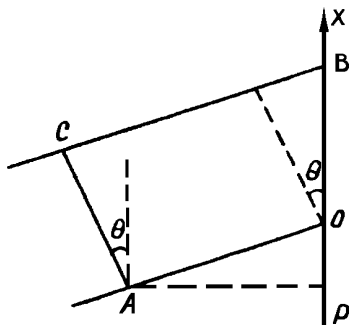


Рис. 2

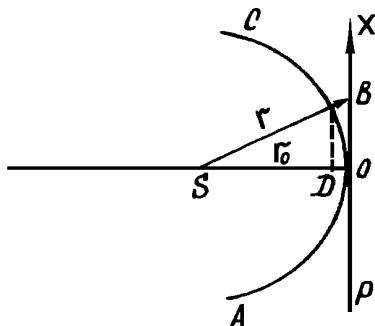


Рис. 3

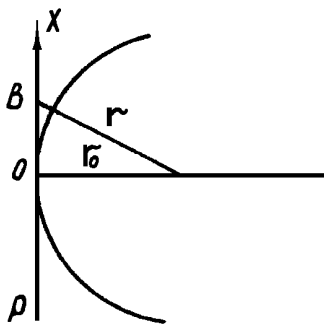


Рис. 4

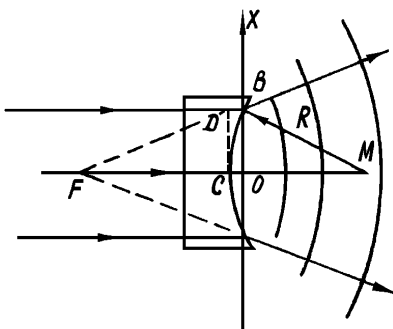


Рис. 5

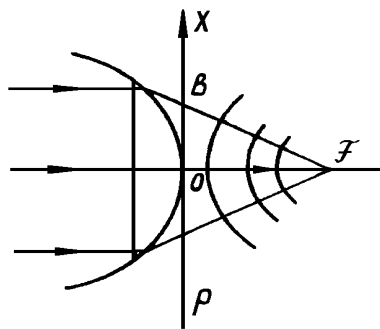


Рис. 6

Отсюда, вследствие того, что $x^2/r^2 \ll 1$, можем записать

$$r = r_0 + x^2/2r_0.$$

Поэтому волны в точках О и В выражаются следующим образом:

$$\begin{aligned} A^O &= A_0 \exp[-i(\omega t - kr_0)]; \\ A_B &= A_0 \exp[-i(\omega t - kr)] = \\ &= A_0 \exp\{-i(\omega t - k[r_0 + x^2/2r_0])\} = \\ &= A_0 \exp\{-i(\omega t - kr_0)\} \exp[ik x^2/2r_0]. \end{aligned}$$

Выразим A_B через A^O :

$$A_B = A^O \exp[ik x^2/2r_0] = A^O \exp[i\pi x^2/\lambda r_0]. \quad (2)$$

Если бы на плоскость Р падала сходящаяся сферическая волна (рис. 4), то выражение для A_B записалось бы так:

$$A_B = A^O \exp[-ik x^2/2r_0] = A^O \exp[-i\pi x^2/\lambda r_0]. \quad (2a)$$

Расходящаяся и сходящаяся сферические волны могут быть реализованы (исключая способ использования точечного источника) при прохождении плоской волны сквозь тонкую рассеивающую (рис. 5) или собирающую (рис. 6) линзу соответственно. В этом случае также можно рассчитать зависимость фазы световых колебаний от координаты X (ось X направлена вдоль линии пересечения плоскости рисунка и плоскости Р, перпендикулярной оптической оси линзы). Рассмотрим рисунок 5. На выходе из линзы разность хода между колебаниями в точках О и В равна

$$\Delta_{BO} = DB \times \mu - CO = CO \times (\mu - 1),$$

здесь μ - показатель преломления линзы.

Учитывая, что $OC = R - OM$, а $OM^2 = R^2 - X^2$ или $OM \approx R - X^2/2R$ (R - радиус кривизны поверхности линзы), получаем

$$\Delta_{BO} = (\mu - 1) \times k^2/2R,$$

а разность фаз колебаний в точках О и В равна

$$\Delta\varphi_{\text{во}} = \frac{2\pi}{\lambda} \times \frac{x^2}{2R} (\mu - 1) = \frac{\pi x^2}{\lambda f}.$$

В последнем соотношении мы учли, что

$$1/f = (\mu - 1)/R,$$

здесь f - фокусное расстояние линзы. Если колебания в точке O описываются выражением

$$A^o = A_0 \exp[-i\omega t],$$

то в точке B колебания опишутся выражением

$$A_B = A_0 \exp[-i\omega t] \exp[i\pi x^2/\lambda f]. \quad (3)$$

Таким образом, искомая зависимость фазы колебаний от координаты X на выходе из линзы совпадает с той, которая была найдена ранее для расходящейся сферической волны.

Для случая собирающей линзы (рис. 6)

$$A_B = A_0 \exp[-i\omega t] \exp[-i\pi x^2/\lambda f]. \quad (3a)$$

Выражения (2), (2a), (1), (1a), (3), (3a) будут полезны при рассмотрении физического смысла уравнения голограммы.

3.3. Уравнение голограммы.

Рассмотрим схему записи голограммы, изображенную на рис. 7. На фотопластинку, расположенную в плоскости P , падают две волны:

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

$$A_0 \exp[-i\alpha x],$$

где $\alpha = k \sin \Theta$, A_0 - амплитуда колебаний на волновом фронте;

б) волна, промодулированная по амплитуде и по фазе объектом H .

Полагая, что светопропускаемость и оптическая плотность объекта зависят только от координаты X , эту волну можно записать так:

$$A(x) \exp[i\varphi(x)].$$

Результирующая амплитуда в плоскости P фотопластинки:

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

а интенсивность $I(x)$ в этой плоскости определяется соотношением $I(x) = AA^*$, т.е.

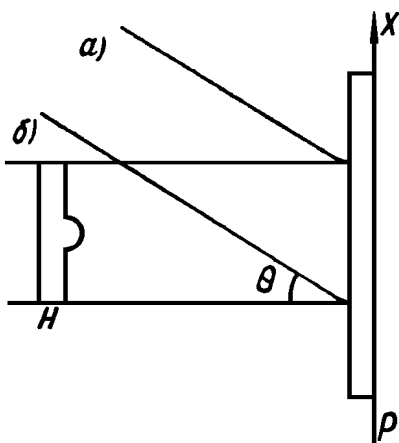


Рис. 7

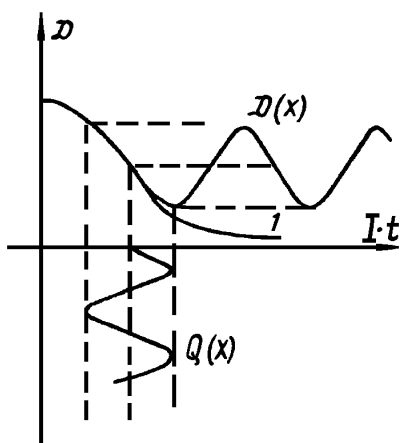


Рис. 8

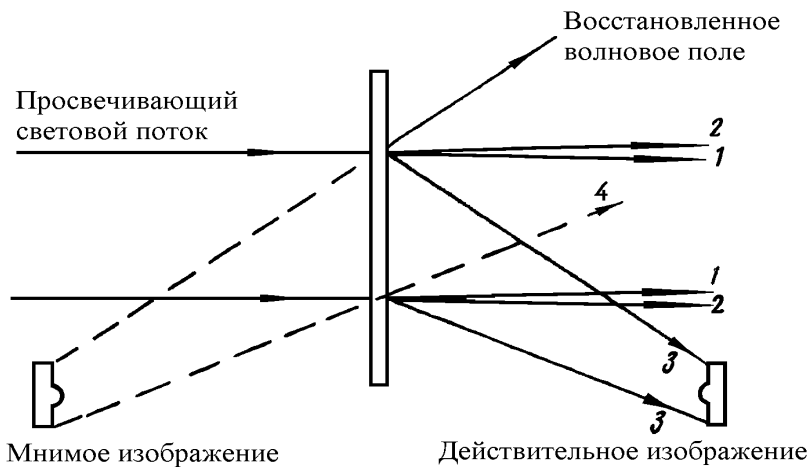


Рис. 9

$$\begin{aligned}
I(x) &= A_0^2 + A^2(x) + A_0 A(x) \exp[-i\alpha x] \exp[-i\varphi(x)] + \\
&\quad + A_0 A(x) \exp[i\alpha x] \exp[i\varphi(x)], \quad \text{или} \\
I(x) &= A_0^2 + A^2(x) + 2A_0 A(x) \cos[\alpha x + \varphi(x)].
\end{aligned} \tag{36}$$

Таким образом, распределение интенсивности света, падающего на фотопластинку, определяется не только амплитудой $A(x)$, но и фазой $\varphi(x)$, зависящей от фазовых свойств объекта наблюдения.

В этом интерференционном поле экспонируется фотопластинка, затем она проявляется и фиксируется. Полученный негатив интерференционной картины представляет собой голограмму.

Амплитудная прозрачность D фотографического негатива зависит от энергии Q , выделившейся на фотопластинке, а энергия Q пропорциональна интенсивности $I(x)$ и времени экспозиции t . В области нормальных почернений $D \sim Q^{-\gamma/2}$, где γ - коэффициент контрастности фотэмульсии. Поэтому для отыскания прозрачности голограммы $D(x)$ необходимо $Q(x) \sim I(x)$ возвести в степень $(-\gamma/2)$. При этом будем полагать, что $A(x)/A_0 \ll 1$, что достигается подбором интенсивностей опорного и предметного лучей. Кроме того, будем использовать выражение $(1+x)^{-m} \approx 1 - mx$ (при $x \ll 1$).

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

С точностью до постоянного множителя

$$\begin{aligned}
D(x) &\sim 2A_0^2 - \gamma A^2(x) - 2\gamma A_0 A(x) \cos[\alpha x + \varphi(x)] = \\
&= 2A_0^2 - \gamma A^2(x) - \gamma A_0 A(x) \exp(-i\alpha x) \exp(-i\varphi(x)) - \\
&\quad - \gamma A_0 A(x) \exp(i\alpha x) \exp(i\varphi(x)).
\end{aligned} \quad (4)$$

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

Проиллюстрируем выражение для D графически. На рис. 8 изображена зависимость амплитудной прозрачности фотонегатива от энергии света Q , выделившейся на фотопластинке (или от произведения интенсивности I на время экспозиции t). Если энергия света описывается кривой $Q(x)$, то амплитудная прозрачность фотонегатива описывается кривой $D(x)$ (I - зависимость $D(I \cdot t)$ для данного фотоматериала).

3.4. Физический смысл уравнения голограммы.

На этапе восстановления голограмма освещается монохроматической плоской волной, которая дифрагирует на неоднородном почернении голограммы. Математически это значит, что напряженность восстанавливающего поля E_0 умножается в каждой точке голограммы на $D(x)$. За голограммой будет распространяться волновое поле с распределением фаз, описываемым выражением:

$$\begin{aligned}
\varepsilon(x) &\sim E_0 \cdot 2A_0^2 - E_0 \gamma A^2(x) - \\
&\quad - E_0 \cdot \gamma A_0 A(x) \exp[-i\alpha x] \exp[-i\varphi(x)] - \\
&\quad - E_0 \gamma A_0 A(x) \exp[i\alpha x] \exp[i\varphi(x)].
\end{aligned} \quad (5)$$

Таким образом, на выходе голограммы распространяются четыре пучка с различными направлениями распространения, фазами и амплитудами (рис. 9). Проанализируем каждый член в выражении (5). Первые два члена (на рис. 9 пучки 1 и 2) информации об объекте не несут и представляют собой засветку. Пучки 1 и 2 распространяются нормально к голограмме. (Рассматривается случай, когда восстанавливающий пучок падает на голограмму нормально).

В третьем члене содержится множитель $\exp(-i\alpha x)$. Это значит, что световой пучок отклонен от нормали к голограмме на угол Θ (см. п. 3.2.). Множитель $A(x) \exp[-i\varphi(x)]$ описывает амплитудную и фазовую модуля-

цию плоской волны объектом наблюдения. Но знак минус в показателе указывает на то, что кривизна волновых фронтов в световом пучке будет противоположна по знаку кривизне волновых фронтов, расходящихся от объекта. Это значит, что третий член описывает волны, как бы сходящиеся к объекту наблюдения. Эти волны без помощи каких-либо оптических систем формируют действительное изображение объекта (пучок 3 на рис. 9). Это действительное изображение может быть зафиксировано на фотопластинку, может наблюдаться на экране. Необходимо также отметить тот факт, что точки объекта, удаленные от голограммы в момент регистрации, будут воспроизводиться дальше от голограммы, чем близкие к ней в момент регистрации. (Эффект псевдоскопии). Это не соответствует картине, которая имеет место для изображений, сформированных обычной линзой.

Четвертый член выражения (5) с точностью до множителя $\gamma A_0 \exp(i\alpha x)$ совпадает с распределением амплитуд и фаз в волновом поле, распространяющемся от объекта наблюдения. За счет множителя $\exp(i\alpha x)$ направление распространения этого поля составляет угол Θ с нормалью к голограмме. Физически это обозначает, что в отсутствие объекта наблюдения H за голограммой воспроизводится волновое поле, которое распространялось от объекта при его освещении. Пользуясь этим полем, при помощи оптической системы (объектива, хрусталика глаза) можно рассматривать мнимое изображение объекта с различных точек зрения, как если бы он действительно находился перед наблюдателем. Необходимо заметить, что если восстанавливающая волна направлена под таким же углом, что и опорная волна при записи голограммы, то мнимое изображение объекта формируется в том же месте, где он находился во время записи голограммы.

3.5. Основные оптические схемы записи голограмм.

Для записи голограмм используют три основных разновидности оптических схем: однолучевые, двухлучевые и во встречных пучках.

Однолучевая схема (рис. 10), которая была предложена Габором, применяется в основном для анализа прозрачных объектов. В этой схеме используется один пучок света, часть которого проходит через объект без искажения или мимо него и образует опорный пучок, другая часть рассеивается объектом и является предметным пучком. Так как в данном случае источник света и объект располагаются на оси голограммы, то

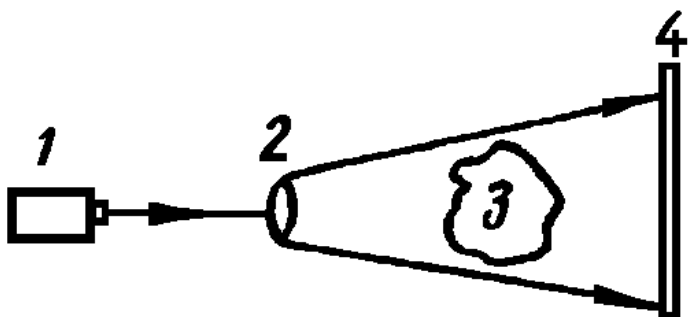


Рис. 10. 1 – лазер, 2 – линза, 3 – объект, 4 – голограмма

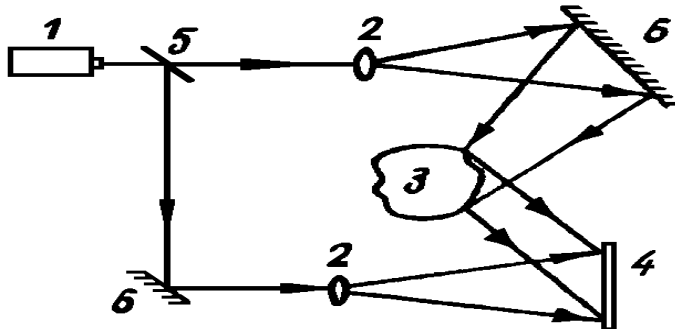


Рис. 11. 5 – светоделитель, 6 – зеркало

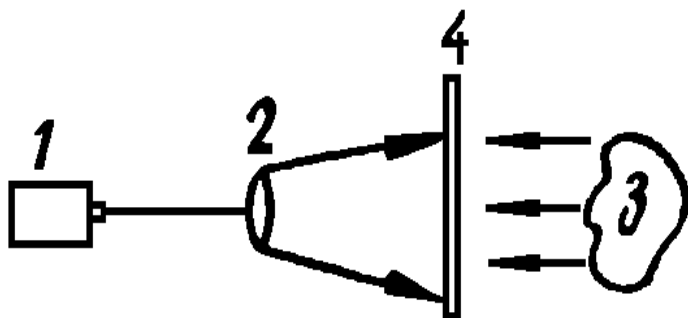


Рис. 12

такую схему называют еще осевой. Основным недостатком указанной схемы является то, что все компоненты световой волны, описываемые выражением (5), при восстановлении распространяются в одном направлении и создают взаимные помехи. Поэтому качество изображения и разрешающая способность осевых голограмм низки. Однако, сравнительно невысокие требования, предъявляемые к механической стабильности и когерентности источника света, являются достоинством такой схемы.

В двулучевой схеме (рис. 11), называемой также внеосевой, разработанной Лейтом и Упатниексом, опорный пучок формируется отдельно и составляет некоторый угол с предметным. Эта схема, по сравнению с предыдущей, имеет два основных достоинства. Она может быть использована для записи голограмм прозрачных и непрозрачных образцов. Так как направления опорного и предметного пучков в данном случае не совпадают, то при восстановлении голограммы можно разделить световые волны, которые формируют действительное и мнимое изображения. В настоящее время для технических приложений в основном используются двулучевые схемы записи голограмм, поскольку они позволяют получить изображение хорошего качества и обладают достаточно высокой разрешающей способностью.

При записи голограммы по схеме во встречных пучках (рис. 12), разработанной Ю.Н. Денисюком, опорная и предметная волны направляются на голограмму с противоположных сторон и угол между ними должен быть близок к 180° . Особенностью таких голограмм является избирательность по отношению к длине волны восстанавливающего излучения, и изображение можно восстановить источником белого света. Такие голограммы создают только мнимое или только действительное изображение и называются отражательными. Однако, для получения таких голограмм требуются толстоэмульсионные фотоматериалы с высоким разрешением (5000 - 10000 лин./мм).

3.6. Видность интерференционной картины в плоскости голограммы.

Было показано (5), что на голограмме в виде интерференционных полос регистрируется не только амплитуда световой волны (как в обычной фотографии), но и ее фаза. Причем контраст интерференционной картины несет информацию об амплитуде предметной волны, а форма и частота интерференционных полос зависят от распределения ее фазы относительно фазы опорной волны. Поэтому с помощью голограммы можно

восстановить трехмерное изображение объекта. При этом как негатив, так и позитив голограммы дают одинаковое трехмерное изображение объекта.

На качество изображения, прежде всего, оказывает влияние контраст интерференционных полос, от которого зависит яркость восстановленного изображения. Так как распределение интенсивности интерференционной картины, образованной опорным и предметным пучками, описывается выражением (3б), то для обеспечения высокого контраста амплитуда переменного третьего члена должна быть близка к величине постоянного члена $(A_0^2 + A_n^2)$. С увеличением третьего члена на стадии восстановления будет возрастать амплитуда дифрагированной на голограмме волны и, следовательно, будет возрастать яркость.

Количественную оценку контраста интерференционных полос можно провести по формуле

$$V = (I_{\max} - I_{\min}) / (I_{\max} + I_{\min}), \quad (6)$$

где I_{\max} , I_{\min} - максимальная и минимальная интенсивности интерференционных полос в плоскости наблюдения; величину V обычно называют видностью. Видность определяют для достаточно малой локальной области голограммы, которая должна быть больше, чем расстояние между полосами.

Видность интерференционных полос можно записать в виде произведения $V = \prod_i V_i$, где каждый из сомножителей $V_i \leq 1$ учитывает

влияние на видность отношения интенсивностей опорного и предметного пучков (V_1), степени когерентности между интерферирующими пучками (V_2), направления их поляризации (V_3), а также других факторов.

Из выражения (3б) можно определить I_{\max} , I_{\min} и преобразовать формулу (6) к следующему виду:

$$V_1 = \frac{2a_0 a_n}{a_0^2 + a_n^2} = \frac{2\sqrt{I_n/I_0}}{1 + I_n/I_0}, \quad (7)$$

где I_0 , I_n - интенсивности опорного и предметного пучков соответственно (рис. 13). Отсюда следует, что максимальное значение V_1 достигается при равенстве интенсивностей опорного и предметного пучков. Допустимый интервал отношений интенсивностей пучков можно определить из формулы (7), задавая нижний предел видности V_{\min} . Обычно принима-

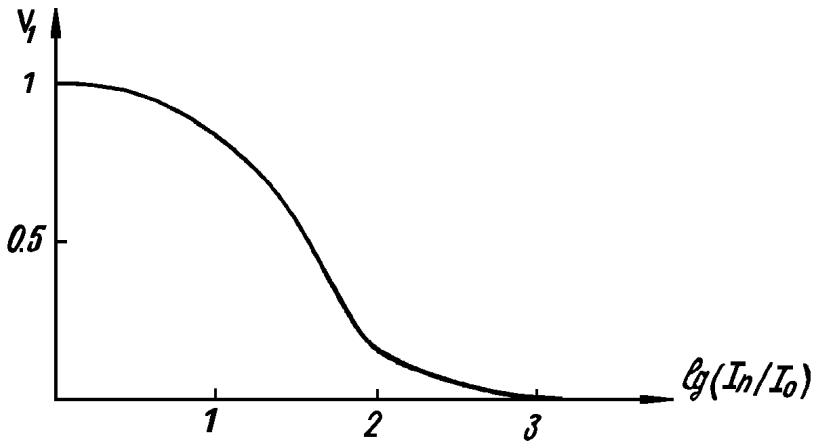


Рис. 13. Зависимость видности интерференционной картины от соотношения интенсивностей опорного и предметного пучков

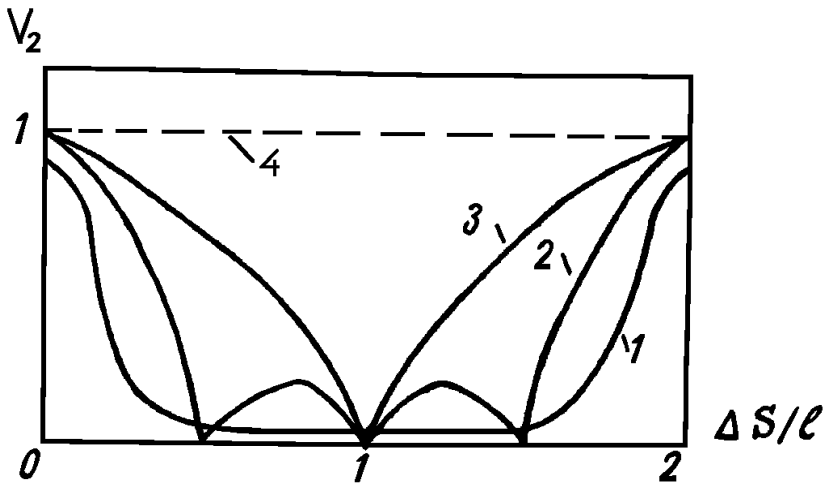


Рис. 14. Экспериментальная зависимость видности интерференционной картины от оптической разности хода для гелий-неонового лазера с длиной резонатора 1 м (1); зависимость степени временной когерентности лазера, генерирующего одну (4), две (3), четыре (2) продольные моды

ют $V_{\min} > 0,3$, чему соответствует $0,03 \leq I_n/I_0 \leq 3,0$. Практикой установлено, что интенсивность опорного пучка должна быть в 4 - 9 раз больше интенсивности предметного (для обеспечения линейности записи), что дает значение $V_{\max} = 0,6 \div 0,8$.

Так как в голографии лазер, обычно работает в режиме генерации одной поперечной моды, то видность будет зависеть от степени временной когерентности интерферирующих пучков

$$V_2 = \left| \frac{\sin(N\pi C\tau/2l)}{N \sin(\pi C\tau/2l)} \right|, \quad (8)$$

где N - число продольных мод; C - скорость света; τ - временное запаздывание; l - длина резонатора лазера. Временное запаздывание τ связано с разностью длин оптических путей ΔS интерферирующих лучей следующим образом: $\Delta S = \tau \cdot C$. Расчетные и экспериментальные данные показали (рис. 14), что видность достигает максимальных значений $V_2 = 1$ только при значениях разности хода $\Delta S = 2 \cdot l \cdot n$, где $n=0,1,2,\dots$. Обычно на практике ставят условие, чтобы оптическая разность хода опорного и предметного пучков была меньше длины когерентности лазера.

Для получения максимальной видности $V_3 = 1$ необходимо, чтобы плоскости поляризации опорного и предметного пучков совпадали. Если плоскости поляризации обоих пучков совпадают с плоскостью, в которой расположены их волновые векторы, то видность пропорциональна косинусу угла между направлениями опорного и предметного пучков. В этом случае для увеличения видности необходимо уменьшать угол между интерферирующими пучками.

Кроме указанных факторов на контраст интерференционных полос оказывают влияние характеристики регистрирующего материала, а также вибрации объекта и элементов оптической схемы. Если один из элементов оптической схемы совершает паразитные колебания, то из условия $V_{\min} > 0,3$ вытекает, что амплитуда этих колебаний не должна превышать $\lambda/8$. Для точного восстановления исходной предметной волны необходимо, чтобы голографическая запись волнового фронта была линейной. Это достигается тем, что диапазон экспозиции

$E_{\min} < E < E_{\max}$ должен находиться на линейном участке характеристической кривой регистрирующей среды. При этом

$$E_0(1 - V_{\max}) < E < E_0(1 + V_{\max}),$$

где E_0 - экспозиция, соответствующая центральной точке линейного участка.

3.7. Источники света.

В голографии, в силу ее специфики, необходимо использовать источники излучения, обладающие временной и пространственной когерентностью, имеющие достаточную мощность при соответствующей длине света.

Источник излучения обладает временной когерентностью, если разность фаз световых волн, измеренная в любой точке за произвольный интервал времени Δt , не изменяется во времени.

Если в двух фиксированных точках плоскости, перпендикулярной направлению хода лучей, разность фаз остается постоянной во времени, то такой источник обладает пространственной или поперечной когерентностью. Временная и пространственная когерентность обеспечивают получение стабильной и четкой интерференционной микроструктуры в плоскости голограммы в течение всего времени записи. Мощность источника излучения должна обеспечивать возможность записи световых волн на регистрирующей среде в пределах заданной экспозиции. Для записи голограммы в большинстве случаев необходима энергия от 1 мкДж до 1 Дж.

Этим требованиям наиболее полно соответствуют оптические квантовые генераторы (ОКГ) - лазеры, так как они одновременно позволяют получать свет высокой интенсивности и степени когерентности. Лазер - это источник излучения, в котором осуществляется генерация монохроматических электромагнитных волн оптического диапазона вследствие индуцированного излучения. В настоящее время промышленностью выпускается большое количество различных модификаций лазеров: газовые, твердотельные, жидкостные и полупроводниковые. Наибольшее распространение в голографической интерферометрии получили газовые лазеры непрерывного действия и твердотельные импульсные лазеры.

Рассмотрим принцип действия газовых лазеров непрерывного действия. Принципиальная схема лазера, в котором в качестве активной сре-

ды использован аргон, показана на рис. 15. В стеклянной трубке, заполненной газовой смесью, создается газовый разряд за счет приложения через впаянные электроды высокого напряжения. В результате, атомы активной среды возбуждаются и испускают свет. Для накопления энергии возбуждения и формирования узконаправленного излучения, а также для управления процессом генерации трубку помещают в резонатор. Резонатор представляет собой два сферических зеркала, одно из которых, расположенное на выходе, - полупрозрачное. Генерация возникает на всех частотах, равных собственной частоте резонатора, попадающих в контур линии излучения активной среды:

$$f_n = nC/2l. \quad (9)$$

Здесь n - целое число, C - скорость света, l - длина резонатора (расстояние между зеркалами).

Однако на выходе будут только те частоты, для которых усиление в активной среде преобладает над потерями. Например, аргоновый лазер генерирует излучение на шести длинах волн с различной выходной мощностью (% от общей мощности):

Таблица 1

Длина волны, мкм	0,4579	0,475	0,488	0,495	0,507	0,5145
Выходная мощность, %	8	12	20	12	5	43

В голографии обычно используют одну длину волны, которую можно выделить с помощью призмы, установленной в резонаторе. Такую призму устанавливают перед задним зеркалом; поворачивая ее, можно выбрать необходимую длину волны в пределах длин волн, излучаемых лазером.

Когерентность лазерного излучения связана с его модовой структурой. Поперечная модовая структура описывает распределение мощности в поперечном сечении лазерного луча (рис. 16). Для голографии наиболее приемлемым является одномодовое излучение, так как в этом случае излучение можно считать пространственно когерентным. Необходимо использовать моду нулевого порядка, потому что она более устойчива, чем моды более высокого порядка, и дает более равномерное освещение и меньшую расходимость лучей.

Как было отмечено, лазер может работать в режиме генерации одной длины волны. Однако и в этом случае он излучает частоты, близкие друг другу (рис. 17), которые называются продольными модами. Расстояние между соседними модами в соответствии с выражением (9) равно

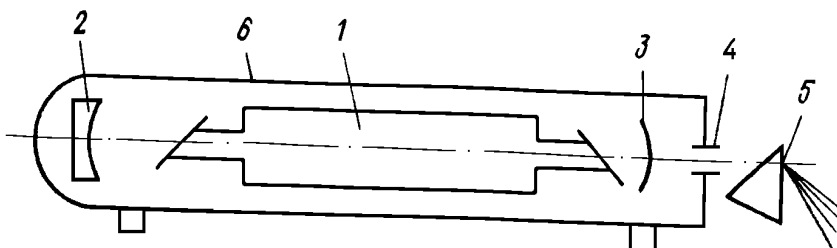


Рис. 15. Принципиальная схема газового лазера. 1 – газоразрядная трубка, 2 – зеркало, 3 – полупрозрачное зеркало, 4 – диафрагма, 5 – призма, 6 – корпус

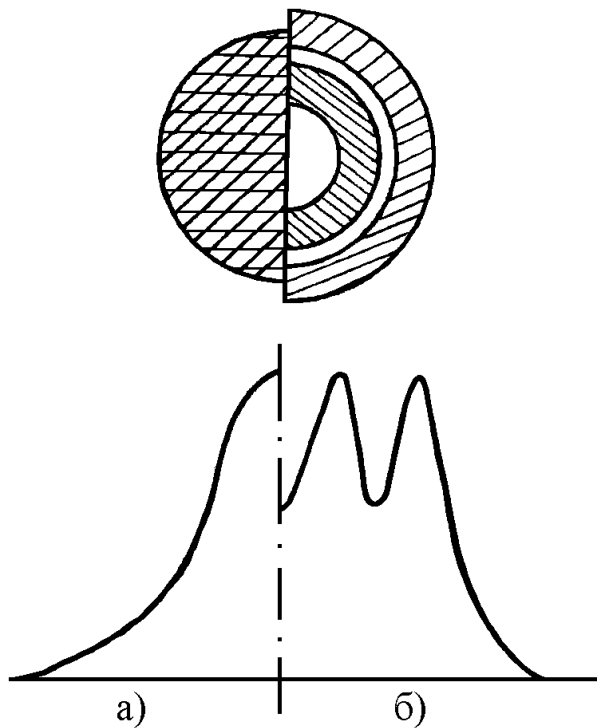


Рис. 16. Распределение мощности в поперечном сечении лазерного луча при одномодовом (а) и многомодовом (б) режиме генерации

$\Delta f = C/2l$. С помощью специальных устройств, называемых эталонами, в качестве которых обычно используют приборы типа интерферометра Фабри - Перо, можно получить излучение с одной продольной модой. Такой режим генерации называется одночастотным, и он обладает почти идеальной временной когерентностью. Временную когерентность реальных источников принято характеризовать длиной когерентности L , которую можно оценить по формуле:

$$L = \lambda^2 / \Delta\lambda = C / \Delta\nu. \quad (10)$$

где λ - длина волны, $\Delta\lambda$ - диапазон отклонений длин волн, $\Delta\nu$ - ширина спектральной линии, C - скорость света.

Так, для аргонового лазера, работающего в многомодовом режиме, ширина спектральной линии составляет около 5 ГГц, а длина когерентности в этом случае будет около 60 мм. Если выделить только одну продольную моду, то ее ширина не превысит 3 МГц, что дает длину когерентности более 100 м. Эта характеристика имеет важное значение, так как она определяет разность хода, при которой исчезает интерференционная структура, или, другими словами, длина когерентности в значительной мере определяет глубину голографической сцены и геометрические размеры оптической схемы.

3.8. Регистрирующие среды.

Специфика голографического процесса, связанная с восстановлением волнового фронта, требует применения специальных регистрирующих сред, у которых при экспонировании и проявлении должна изменяться одна из основных характеристик: показатель преломления n , коэффициент амплитудного пропускания $t = a_{\text{вых}} / a_{\text{пад}}$, толщина слоя регистрирующей среды h . В этом случае, когда экспозиция влияет только на t , регистрирующая среда называется поглощающей или амплитудно-модулирующей. Такие среды можно использовать как для традиционного фотопроектирования, так и для записи голограмм. Если экспозиция влияет на n или h , среда называется пропускающей или фазово-модулирующей. Эти материалы являются идеальными для голограмм и не пригодны для обычной фотографии. Отметим, что наибольшее распространение в технических приложениях получили плоские голограммы, поэтому ограничимся рассмотрением тонкослойных регистрирующих сред.

Основными характеристиками регистрирующих сред являются разрешающая способность v_c , дифракционная эффективность η , чувствительность. Кроме того, регистрирующая среда по своим спектральным характеристикам должна быть согласована с используемым источником излучения. Для качественной регистрации интерференционной картины необходимо, чтобы разрешающая способность регистрирующей среды v_c была больше пространственной частоты интерференционной картины v . В случае, когда запись голограмм осуществляется по внеосевой схеме, разрешающую способность можно оценить по формуле $v_c > v = 2 \sin \varphi / \lambda$, где λ - длина волны, φ - угол между направлениями опорного и предметного пучков. Для большинства практических приложений величина φ обычно находится в пределах от 10 до 120 градусов, чему соответствует разрешающая способность среды от 300 до 1600 линий/мм. Отсюда следует, что разрешающая способность регистрирующих сред для голографии намного выше обычных фотоматериалов (для которых $v_c \leq 200 \div 300$ линий/мм).

Дифракционная эффективность голограммы η - есть отношение интенсивностей восстановленной и падающей волн, или, другими словами, ее коэффициент полезного действия. Она зависит от условий записи голограммы и характеристик регистрирующей среды. Если запись голограммы произведена линейно, т.е. $D \sim I(x)$, то комплексная амплитуда восстановленной волны прямо пропорциональна комплексной амплитуде предметной волны. В этом случае дифракционная эффективность

$$\eta = (S \cdot E_0 \cdot V)^2, \quad (11)$$

где V - видность полос, S - голографическая чувствительность материала, E_0 - средняя экспозиция. Графически зависимости η от V , являющиеся экспозиционными характеристиками материалов, представлены на рис. 18 и могут быть использованы для оценки качества регистрирующих сред. Отметим, что для реальных материалов, в отличие от идеальных, величина S не является постоянной и зависит от средней экспозиции, пространственной частоты предметной волны и видности полос. По сравнению с традиционным для голографического процесса представлением экспозиционных характеристик $D(\lg E)$ зависимость $\eta(V)$ более информативна и универсальна. Используя эти кривые, можно определить максимальную величину дифракционной эффективности, диапазон значений

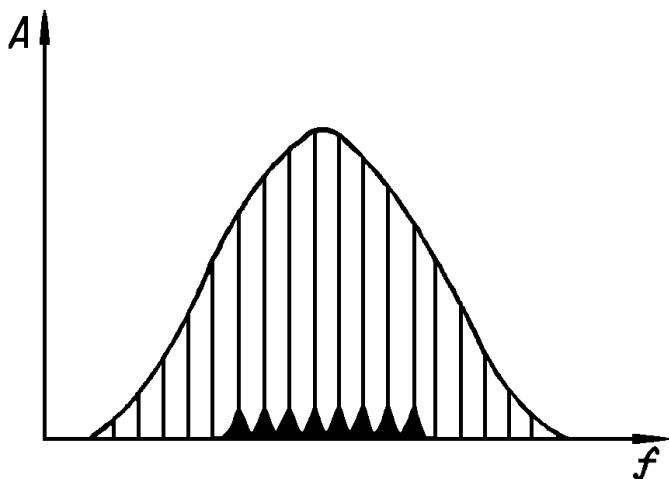


Рис. 17. Частотный спектр излучения газового лазера (A и f амплитуда и частота излучения)

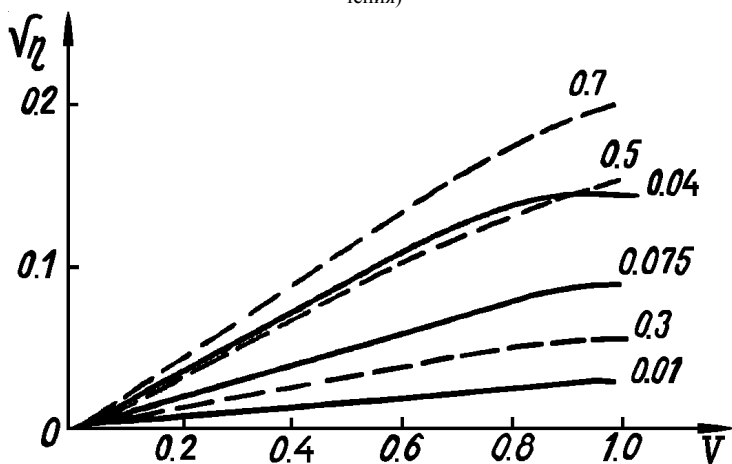


Рис. 18. Зависимость дифракционной эффективности голограммы от видности при различных значениях средней экспозиции E_0 (Дж/м²). Сплошные линии для пластинок Agfa - Gevert, штриховые линии Kodak - 649F

видности, соответствующий линейной записи голограммы, величины экспозиций и видностей, обеспечивающих заданную дифракционную эффективность. Величину голографической чувствительности S реального материала определяют по формуле

$$S = \sqrt{\eta} / V \cdot E_0,$$

а так как она не является постоянной, то ее вычисляют для прямолинейного участка кривой.

Поскольку $S \neq \text{const}$, то при восстановлении голограммы возникают амплитудные и фазовые искажения (шумы). В большинстве случаев амплитудные искажения являются преобладающими, а их ослабление возможно только за счет потери дифракционной эффективности.

Интересным свойством голограммы является способность восстанавливать больший интервал яркости, чем позволяют фотоэмульсии. Известно, что традиционный фотографический процесс не производит перераспределения светового потока и поэтому не может обеспечить передачу диапазона яркости свыше двух порядков, в то же время голограмма способна передавать изменения яркости до 5 - 6 порядков благодаря дифракции и интерференции световых волн, проходящих через всю поверхность голограммы.

4. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

Оптическая схема собирается на установке УГМ-1. На интерферометрическом столе устанавливаются держатели, предназначенные для фиксации оптических деталей голографической схемы, объекта наблюдения и кассеты с фотопластинкой. Для выполнения работы необходимы:

Таблица 2

№	Элементы оптической схемы	Количество, шт.	Обозначения на схеме (рис. 19)
1.	Держатели	10	
2.	Зеркала с отражением 99,5 %	3	(2, 8, 10)
3.	Зеркало полупрозрачное (делитель)	1	(9)
4.	Расширители излучения	2	(3, 7)
5.	Фиксатор фотопластинки	1	(6)
6.	Рассеиватель	1	(4)
7.	Объект для съёмки	1	(5)

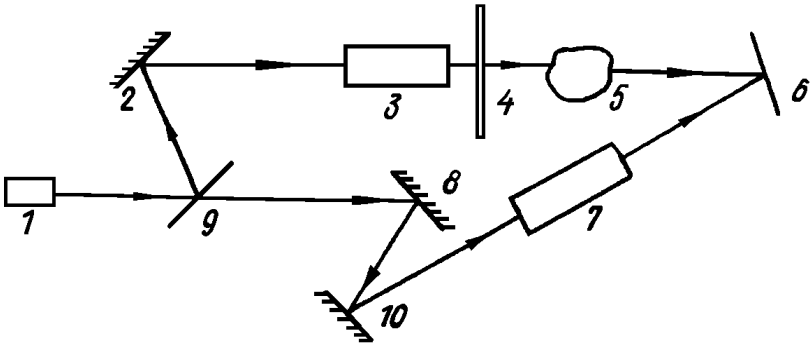


Рис. 19

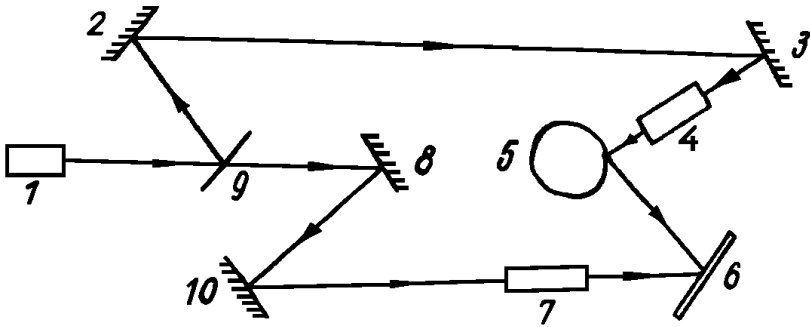


Рис. 20

5. ПОРЯДОК ЮСТИРОВКИ ОПТИЧЕСКОЙ ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙ СХЕМЫ РЕГИСТРАЦИИ ФАЗОВЫХ ОБЪЕКТОВ

5.1. Оптическая схема голографирования фазовых объектов показана на рис. 19.

5.2. Все механические и оптические элементы, необходимые для съемки голограмм, разместите на плите установки. При этом необходимо выровнять пути световых лучей по направлению 9-2-3-4-5-6 и 9-8-10-7-6 с точностью до 1 см.

5.3. В соответствии со схемой (рис. 19) укрепите полупрозрачное зеркало 9 после источника излучения 1 так, чтобы луч газового лазера проходил через него и делился на два, соответствующих сигнальному и опорному потокам излучения.

5.4. Сигнальный поток излучения направьте на зеркало 2 с коэффициентом отражения 99,5 %, которое повернет луч на фотопластинку 6.

5.5. Установите перед фотопластинкой последовательно объект голографирования 5, рассеиватель 4 и расширитель излучения 3. Расстояние между рассеивателем, объектом и фотопластинкой подбирайте в зависимости от поставленной задачи и заданного угла схождения потоков. Например, для фазового объекта размером $50 \times 50 \times 50$ мм расстояния между фотопластинкой, объектом и рассеивателем могут быть соответственно равны 100 и 30 мм.

5.6. Для формирования опорного потока излучения направьте луч газового лазера зеркалами 8 и 10 с коэффициентом отражения 99,5 % на фотопластинку, после чего введите в луч расширитель излучения 7.

5.7. При съемке фотопластинка должна быть обращена к предмету эмульсионным слоем.

5.9. Проявление фотопластинок проводится по указанной в лаборатории инструкции.

6. ЮСТИРОВКА ОПТИЧЕСКОЙ ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙ СХЕМЫ РЕГИСТРАЦИИ ОТРАЖАЮЩИХ ОБЪЕКТОВ

6.1. Оптическая схема голографирования отражающих объектов приведена на рис. 20.

6.2. Все механические элементы, необходимые для образования схемы, разместите на плите установки. При этом выровняйте оптические пути по направлению 9-2-3-4-5-6 и 9-8-10-7-6 с точностью до сантиметра.

6.3. В соответствии со схемой на рис. 20 установите на выходе источника излучения 1 полупрозрачное зеркало 9 так, чтобы луч газового лазера проходил через него и делился на два (сигнальный и опорный). Сигнальный поток излучения направьте на объект 5, а отраженный от объекта свет - на фотопластинку 6. В сигнальный луч поместите расширитель потока излучения 3 или линзу. Опорный поток излучения направьте зеркалами 8 и 10 с коэффициентом отражения 99,5 % на фотопластинку 6, причем на пути его установите расширитель излучения 7.

6.4. При голографировании отражающих (амплитудных) объектов фотопластинку установите на минимальном расстоянии, от объекта. В большинстве случаев при углах схождения сигнального и опорного потоков в интервале 10 – 60 градусов это расстояние составляет 10 - 20 см.

6.5. Фотопластинка должна быть обращена эмульсионным слоем в сторону объекта съемки.

6.6. Проявление фотопластинок проводится по указанной в лаборатории инструкции.

7. ОТЧЕТ ПО РАБОТЕ

Отчет по работе должен включать:

1. Схемы регистрации голограмм.
2. Описание последовательности выполнения работы.
3. Данные о временах экспозиции, типе регистрирующей среды, об обработке экспонированной фотопластины.
4. Ответы на контрольные вопросы (устно).

8. КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Что означают понятия "когерентность", "монохроматичность"? Их связь с голографией.
2. В чем заключаются отличительные свойства голографии от фотографии?
3. Каков физический смысл уравнения голограммы?
4. Чем отличается действительное изображение, сформированное голограммой от изображения, сформированного линзой?
5. Каким образом достигается максимальная длина когерентности лазера?
6. Какими методами достигается максимальная дифракционная эффективность, линейность записи голограммы?

7. Какие факторы, исключая процесс обработки фотопластинки, влияют на видимость интерференционной картины, а следовательно, и на дифракционную эффективность голограммы?
8. Чем определяется период интерференционной картины, регистрируемой на фотопластинку?

РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Дуденкова В.В. Оптическая голография : учебное пособие. Нижний Новгород : Нижегородский госуниверситет, 2015. URL: <http://sun.tsu.ru/limit/2016/000549981/000549981.pdf>
2. Комоцкий В.А. Основы когерентной оптики и голографии : конспект лекций. Москва : Российский университет дружбы народов, 2011. URL: <http://sun.tsu.ru/limit/2016/000552076/000552076.pdf>
3. Миллер М. Голография. Л. : Машиностроение, 1979. 208 с.
4. Оптическая голография / под ред. Г. Колфилда. М. : Мир, 1982. Т. 1. 376 с.

Издание подготовлено в авторской редакции

Отпечатано на участке цифровой печати
Издательского Дома Томского государственного университета

Заказ № 2666 от «18» июля 2017 г. Тираж 50 экз.

