МИНОБРНАУКИ РОССИИ
федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего профессионального образования
«Московский государственный технологический университет «СТАНКИН»
(ФГБОУ ВПО МГТУ «СТАНКИН»)

Факультет машиностроительных технологий и оборудования
Кафедра физики

Штанько А.Е., Иванова С.Д.

Оптико-электронные измерительные системы

Курс лекций
по дисциплине «Оптико-электронные измерительные системы» для студентов МГТУ «СТАНКИН», обучающихся по специальности 200106.65 «Информационно-измерительная техника и технологии»

Москва 2013 г.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Раздел I. Когерентная оптика

Лекция 1……..……26
Лекция 2…….....33
Лекция 3…….…39
Лекция 4……..44
Лекция 5……..51
Лекция 6……..57
Лекция 7……..62
Лекция 8……..66
Лекция 9……..71
Лекция 10……....78
Лекция 11……...…86
Лекция 12……92
Лекция 13……..100
Лекция 14……..107
Лекция 15……..115
Лекция 16……..119
Список литературы…….…125

Раздел II. Голографические измерительные системы

Лекция 1……..…..126
Лекция 2……....129
Лекция 3……135
Лекция 4……138
Лекция 5……144
Лекция 6……150
Лекция 7……154
Лекция 8……161
Лекция 9……167
Лекция 10……..174
Лекция 11…….....182
Лекция 12……..188
Лекция 13……..192
Лекция 14……..200
Лекция 15……..213
Лекция 16……..221
Заключение……...233
Список литературы…….…233

Раздел I. Когерентная оптика

ЛЕКЦИЯ 1

Тема лекции: «Введение. Основы волновой оптики. Дифракция»

ПЛАН ЛЕКЦИИ

1. Свет как электромагнитная волна. Волновое уравнение.
2. Уравнение Гельмгольца.
3. Дифракция. Принцип Гюйгенса-Френеля.
4. Дифракция Френеля и Фраунгофера.

ТЕКСТ ЛЕКЦИИ

Изучая курс «Оптико-электронные измерительные системы», мы будем рассматривать принципы и методы высокоточного измерения физических величин, а также принципы и методы записи информации об оптических волновых полях на основе явлений интерференции и дифракции света. Эти методы, получившие развитие во второй половине XX века в связи с изобретением голографии и лазеров, необычайно расширили возможности оптических средств измерений и средств обработки информации и ныне успешно используются во многих областях науки и техники.

В порядке введения в настоящий раздел следует напомнить некоторые положения волновой оптики, на которые мы будем опираться в дальнейшем.

Свет представляет собой электромагнитную волну, подчиняющуюся волновому уравнению. Для вектора напряженности электрического поля **E** уравнение имеет вид

$$\Delta E - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = 0,$$

где Δ – оператор Лапласа, c – скорость света, t – время.

В дальнейшем нас будут интересовать ситуации, когда волна близка к монохроматической, но определенным образом зависит от пространственных координат. Поле такой волны можно представить в виде

$$\mathbf{E}(\mathbf{r},t) = \mathbf{E}(\mathbf{r})\exp(i\omega t),$$

где $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ – комплексная амплитуда волны, характеризуемая модулем E_0 и начальной фазой $\varphi(\mathbf{r})$, то есть $\mathbf{E}(\mathbf{r}) = E_0(\mathbf{r})\exp[i\varphi(\mathbf{r})]$, $\mathbf{r}$ – координата (радиус-вектор).

Подставив это выражение в волновое уравнение и учтя, что отношение ω/c представляет собой волновое число k, получим, что координатно-зависимая функция $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ удовлетворяет уравнению

$$\Delta\, \mathbf{E}(\mathbf{r}) + k^2\, \mathbf{E}(\mathbf{r}) = 0,$$

называемому уравнением Гельмгольца. Одно из простейших решений уравнения Гельмгольца представляют собой плоскую волну

$$\mathbf{E} = E_0 \exp(-i\mathbf{kr}), \qquad (1)$$

где $\mathbf{k}$ – волновой вектор, ориентированный вдоль направления распространения волны и равный по модулю волновому числу.

Для случая, когда плоская волна распространяется вдоль оси x, уравнение плоской волны приобретает вид

$$\mathbf{E} = E_0 \exp(-ik_x x) \qquad (2)$$

Еще одно простое решение уравнения Гельмгольца описывает сферическую волну

$$E = A\frac{\exp(-ikr)}{r}$$

В силу линейности уравнения Гельмгольца ему удовлетворяет также произвольная совокупность таких волн. Это утверждение выражает принцип суперпозиции в оптике. Согласно этому принципу при наложении световые волны не возмущают друг друга (не влияют друг на друга). Этот принцип широко используется для описания световых явлений, так как позволяет представить любой сложный волновой процесс как совокупность более простых. Следует, правда, отметить, что принцип суперпозиции строго выполняется лишь при наложении волн в вакууме. Если же волны распространяются в среде, то через взаимодействие волн со средой, приводящее к изменению ее свойств, оказывается возможным взаимное влияние волн друг на друга. Этот нелинейный эффект становится заметным только при весьма значительных интенсивностях световых волн, например в фокусе мощных лазерных пучков. При обычных условиях, когда интенсивности световых волн невелики, можно пренебречь взаимным влиянием световых волн и считать, что принцип суперпозиции выполняется не только в вакууме, но и в любой среде.

Описание процесса дифракции

Нахождение волнового поля в некоторой области (плоскости) пространства по волновому полю того же источника излучения, определенному в другой области (плоскости) пространства, является одной из основных задач физической оптики. К ней

относится многочисленный класс задач по теории дифракции, в которых на основе знания отражающих или пропускающих свойств освещенного предмета требуется найти волновое поле на некотором расстоянии от него.

Общепринятый подход к решению обсуждаемых задач основан на использовании упомянутого принципа суперпозиции волновых полей, констатирующего, что волновые поля, распространяющиеся в свободном пространстве, не взаимодействуют, и свободное пространство является, таким образом, частным случаем линейной системы. В соответствии с этим любое известное волновое поле можно представить в виде суммы, дискретной или непрерывной, отдельных элементарных волновых полей, каждое из которых удовлетворяет волновому уравнению. Закономерности распространения в пространстве элементарных волновых полей подчиняются известным простым соотношениям. Если найти, как видоизменяются отдельные элементарные волновые поля при их распространении на требуемое расстояние и затем просуммировать их, то можно получить решение поставленной задачи.

Впервые представление сложного волнового фронта в виде суммы элементарных, а точнее, сферических волн было предложено Гюйгенсом и Френелем для описания процесса дифракции. Упрощенно дифракцию можно определить как явление огибания волнами препятствий, то есть как нарушение закона прямолинейного распространения света, приводящее, в частности, к тому, что световые волны заходят в область геометрической тени. Исторически сложилось так, что дифракцию обнаружили при прохождении света через одиночные отверстия в непрозрачных экранах. В соответствии с принципом Гюйгенса – Френеля каждая точка отверстия, до которой дошел волновой фронт, является источником сферических волн, а их суперпозиция в некоторой точке наблюдения P описывается интегралом по всей неэкранированной поверхности волнового фронта:

$$U(P) \approx \int_S \frac{a_0}{r} \exp(i\vec{k}\vec{r}) ds \,, \qquad (3)$$

где $\frac{a_0}{r}$ - амплитуда вторичной сферической волны, убывающей как $\frac{1}{r}$ при изменении расстояния r от вторичного источника до точки наблюдения; s -площадь волнового фронта, проходящего через отверстие; k - волновой вектор (рис.1). Следует обратить внимание на то, что в операции суммирования вторичных сферических волн, выражаемой

интегралом (3), производится сложение комплексных амплитуд, а не интенсивностей вторичных волн, то есть вторичные волны складываются с учетом их фазовых соотношений, или, говоря иными словами, интерферируют. Именно это факт предопределяет сложный характер дифракционных картин, содержащих чередующиеся максимумы и минимумы интенсивности.

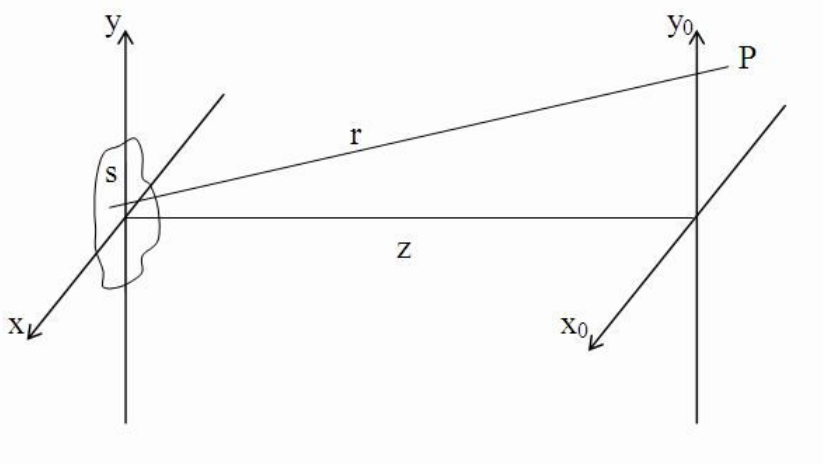


Рис.1

Из уравнения (3) видно, что характер дифракционной картины определяется пределами интегрирования. В аналитическом виде решение задачи о дифракции на отверстии найдено только в случае одиночного отверстия простейшей формы. Последующие исследования показали, что дифракция происходит и тогда, когда волны распространяются в средах, содержащих частично поглощающие их предметы или предметы, отличающиеся от среды показателем преломления. Все они объединяются термином «оптическая неоднородность». Более общее определение явления дифракции утверждает, что это сложный комплекс явлений, происходящих при распространении волн в средах с оптическими неоднородностями.

Для его описания введем сначала функцию комплексного пропускания или отражения объекта $U(x,y) = a(x,y)\exp[i\varphi(x,y)]$, где *a(x,y)* - модуль, а *φ(x,y)* - фаза функции пропускания. Эта функция с точностью до множителя $\exp(i\omega)$, где ω - циклическая частота волны, описывает волновое поле вблизи предмета, образующееся при освещении его плоской монохроматической волной. В соответствии с принципом Гюйгенса – Френеля можно считать тогда, что каждая точка непосредственно вблизи освещенной поверхности предмета является источником вторичных сферических волн, пространственное распределение амплитуд и начальных фаз которых описывается функциями *a(x,y)* и $\exp[i\varphi(x,y)]$ соответственно. Интерференция волн, образованная

такими вторичными источниками, и создает картину, называемую дифракционной. Так, для плоского (двумерного) предмета уравнение (3) приобретает следующий вид:

$$U(P) \approx \int\int_{-\infty}^{+\infty} U(x,y) \frac{\exp(ikr)}{r} dxdy \,. \tag{4}$$

Существенно, что по мере удаления от поверхности предмета кривизна этих вторичных волн уменьшается, изменяются разности фаз между ними, поэтому изменяется и образованная ими результирующая интерференционная картина, называемая, как уже говорилось, картиной дифракции.

Выделяют два основных приближения выражения (4), определяемых соотношением между длиной волны λ, размером объекта D и расстоянием z между его поверхностью и плоскостью наблюдения. Эти величины объединяют в безразмерный параметр

$$\Phi = D^2/\lambda z, \tag{5}$$

называемый числом Френеля. Он определенным образом характеризует разность фаз вторичных волн, приходящих в осевую точку наблюдения из центра отверстия и его краев. Когда эта разность фаз по порядку величины равна π, число Френеля $\Phi \approx 1$. В наглядной форме ощутить физический смысл числа Френеля можно, используя представление о зонах Френеля. Нетрудно показать, что число Френеля отображает число зон Френеля, умещающихся в пределах размера объекта D, в случае его наблюдения из осевой точки. Подробно этот вопрос обсуждается практически во всех учебниках по общей физике.

В случае $\Phi \approx 1$ говорят, что дифракционная картина находится в области дифракции Френеля. При значениях $\Phi << 1$, реализуемых на сравнительно больших расстояниях от объекта, говорят, что дифракционная картина находится в области дифракции Фраунгофера.

Рассмотрим случай дифракции Френеля, то есть будем считать, что $\frac{D^2}{\lambda z} \approx 1$. Тогда r в показателе экспоненты в (4) можно преобразовать следующим образом:

$$r = \sqrt{z^2 + (x_0 - x)^2 + (y_0 - y)^2} = z\sqrt{1 + \frac{(x_0 - x)^2}{z^2} + \frac{(y_0 - y)^2}{z^2}} \approx z\left[1 + \frac{1}{2}\frac{(x_0 - x)^2}{z} + \frac{1}{2}\frac{(y_0 - y)^2}{z}\right], \tag{6}$$

где x y - координаты в плоскости объекта, x_0, y_0 – координаты в плоскости наблюдения (см. рис.1). В знаменателе подынтегрального выражения можно положить $r \approx z$.

После такого преобразования интеграл в уравнении (4) существенно упрощается и с точностью до константы приобретает следующий вид:

$$U(x_0, y_0) \approx \int\int_{-\infty}^{\infty} U(x, y) \exp\left\{ i \frac{k}{2z} \left[(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 \right] \right\} dxdy \,. \tag{7}$$

Дальнейшее упрощение интеграла можно достигнуть при переходе в область дифракции Фраунгофера. При этом расстояние между освещенным объектом и плоскостью наблюдения становится настолько большим, а размеры области наблюдения дифракционной картины столь малой, что волны, приходящие в нее от различных точек объекта, можно считать плоскими. Математически это обстоятельства выражается в том, что квадратичными членами в показателе экспоненты в выражении (7) можно пренебречь, тогда

$$U(x_0, y_0) \approx \int\int_{-\infty}^{\infty} U(x, y) \exp\left[-i \frac{k}{z} (x_0 x + y_0 y) \right] dxdy \,. \tag{8}$$

В приближении малых углов, справедливом для области дифракции Фраунгофера, $\frac{x_0}{z} \approx \cos\alpha$, $\frac{y_0}{z} \approx \cos\beta$, где α и β - углы между направлением распространения плоской волны и осями X и Y соответственно, С учетом этого

$$U(x_0, y_0) \approx \int\int_{-\infty}^{\infty} U(x, y) \exp\left[-i \frac{2\pi}{\lambda} (x \cdot \cos\alpha + y \cdot \cos\beta \right] dxdy \,. \tag{9}$$

При сопоставлении подынтегрального выражения в (9) с уравнением плоской волны (1) можно заметить, что подынтегральное выражение описывает плоскую волну, а cos α и cos β представляют собой направляющие косинусы этой плоской волны. Таким образом, волновое поле $U(x_0,y_0)$ в области Фраунгофера (в дальней зоне) может быть представлено как совокупность плоских волн. Оно выражается через волновое поле в плоскости объекта $U(x,y)$ с помощью выражения (9), известного в математике как один из вариантов записи преобразования Фурье. В плоскости X_0, Y_0 традиционно переходят к координатам $\frac{2\pi}{\lambda}\cos\alpha = k\cos\alpha = \omega_x$, $\frac{2\pi}{\lambda}\cos\beta = k\cos\beta = \omega_y$, при этом $U(x_0, y_0)$ обозначают как $F(\omega_x, \omega_y)$ и называют угловым спектром плоских волн, а ω_x, ω_y - пространственными частотами. Обсуждение полученного результата удобно провести

после того, как в следующем разделе будут даны минимальные сведения о преобразовании Фурье. Итак, традиционно выражение (9) записывают в виде преобразования Фурье

$$F(\omega_x, \omega_y) = \iint_{-\infty}^{\infty} U(x, y) \exp\left[-i(\omega_x x + \omega_y y)\right] dxdy . \tag{10}$$

В заключении данного раздела приведем наглядные иллюстрации, показывающие характер дифракционных картин на разных расстояниях от объекта. Прежде всего отметим, что результат дифракции зависит не от абсолютных размеров объекта, а от значения числа Френеля (5). Оно меняется с изменением расстояния до экрана наблюдения. В результате оказывается возможным наблюдать картины дифракции не только в случаях, когда монохроматическая волна встречает препятствия, соизмеримые по размеру с длиной волны, но и при прохождении неоднородностей большого (теоретически любого) масштаба. Так, например, из (5) следует, что наблюдение картины дифракции Френеля на отверстии диаметром 10 см следует проводить на экране, удаленном на расстояние порядка 10 км. Рис. 2 иллюстрирует последовательное изменение распределения интенсивности волны, прошедшей через отверстие, по мере удаления экрана наблюдения. Можно видеть, как простое теневое изображение отверстия постепенно переходит в картину дифракции Френеля, а затем, при расстояниях больших R, в картину дифракции Фраунгофера.

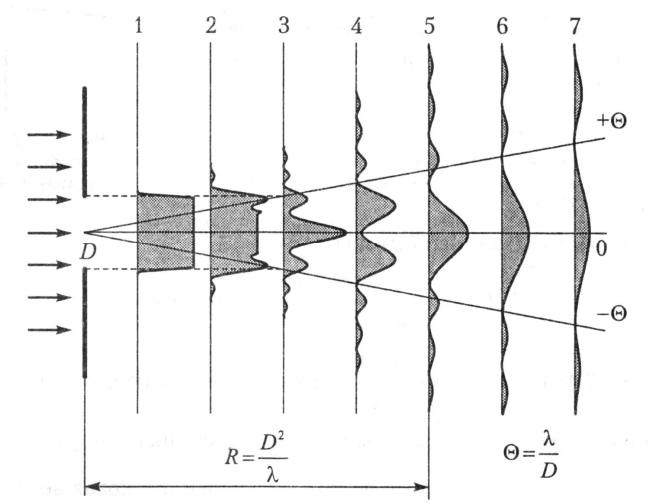


Рис.2. Дифракционные картины на различных расстояниях от отверстия.

.

ЛЕКЦИЯ 2

Тема лекции: «Преобразование Фурье как физически реализуемая операция»

ПЛАН ЛЕКЦИИ

1. Представление о преобразовании Фурье на примере явления дифракции.
2. Линейность и обратимость преобразования Фурье.
3. Теорема о переносе.
4. Теорема подобия.

ТЕКСТ ЛЕКЦИИ

Представление о преобразовании Фурье на примере явления дифракции

Сегодня мы рассмотрим важнейшее математическое преобразование, широко использующееся в оптике. Для развития используемых в дальнейшем аналогий напомним сначала разложение вектора в ортогональной системе координат:

$$\vec{A} = \sum_n a_n \vec{e}_n ,$$

где $\vec{e}_n$ - единичный вектор, определяющий направление одной из осей координат; a_n - проекция вектора $\vec{A}$ на эту ось; a_n можно рассматривать также как часть, долю вектора $\vec{A}$, приходящуюся на n-ю ось. Для определения любой a_m достаточно умножить скалярно вектор $\vec{A}$ на $\vec{e}_m$.

$$\vec{A}\vec{e}_m = \sum_n a_n \vec{e}_n \vec{e}_m .$$

В силу ортогональности $\vec{e}_n \vec{e}_m = 0$, если $n \neq m$, и равно единице, если n=m. Тогда $\vec{A}\vec{e}_m = a_m$.

В математике понятие скалярного произведения обобщается, распространяясь на функции. Скалярным произведением функции *f(x)* на функцию $\psi_n(x)$, обозначаемым как $< f(x), \psi_n(x) >$, является интеграл:

$$< f(x), \psi_n(x) >= \int_{-\infty}^{\infty} f(x)\psi_n^*(x)dx .$$

Мы снова возвращаемся к задаче разложения функции *f(x)*, описывающей сложный волновой фронт, на функции ψ_n, описывающие простые, элементарные волны. По аналогии со скалярным произведением векторы ψ_n следует выбрать таким образом, чтобы они были ортогональными и позволяли полностью разложить *f(x)* по ψ_n (это так называемое требование «полноты»).

Как уже отмечалось, Гюйгенс предложил считать сложный волновой фронт совокупностью точечных источников, порождающих вторичные сферические волны. Развитый позднее Рэлеем и другими, не менее плодотворный подход к описанию явления дифракции заключался в представлении волнового фронта в виде совокупности плоских волн не только в дальней зоне, но и во всем пространстве, начиная непосредственно с поверхности объекта. Плоские волны описывают либо тригонометрическими функциями, либо в экспоненциальной форме. Эти функции объединяют общим названием – гармонические. Разложение по этим функциям описывается преобразованием Фурье. Если функция *f(x)* периодична, то преобразование Фурье имеет вид суммы, если не периодична, то – интеграла.

Мы введем представление о преобразовании Фурье на конкретном примере из оптики. Рассмотрим дифракционную решетку с периодом p, состоящую из прозрачных и не прозрачных штрихов с резким краем. На рис.3 сплошной линией показана функция амплитудного пропускания такой решетки u(x,y), описывающая волновое поле непосредственно за решеткой при нормальном падении на нее плоской волны с единичной амплитудой.

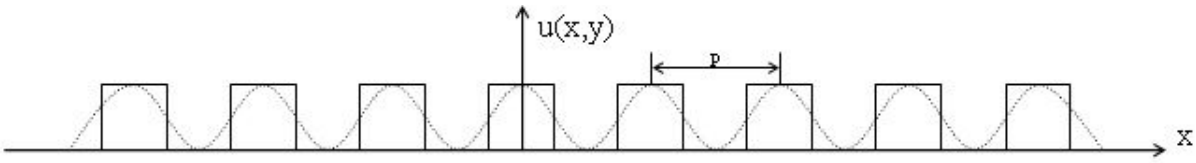


Рис.3

Основное утверждение гармонического или Фурье-анализа заключается в том, что достаточно гладкую периодическую функцию можно представить как сумму гармонических функций (косинусов, синусов или экспонент). В данном случае функция u(x,y) представляется в виде суммы косинусов:

$$u(x) = \sum a_n \cos[2\pi\nu nx] \qquad (1)$$

где $\nu=1/p$ – основная частота (гармоника) решетки, показанная на рис.1 пунктиром, a_n – амплитуда n-ой гармонической составляющей (n = 1,2,3…). Фактически, выражение (1) означает, что дифракционную решетку можно представить как сумму решеток с косинусоидальной функцией пропускания, имеющих частоты, кратные частоте основной гармоники.

Используя формулу Эйлера представим каждый из косинусов через две экспоненты:

$$u(x) = \sum a_n\{\exp[i(2\pi\nu nx)] + \exp[-i(2\pi\nu nx)]\}/2 \qquad (2)$$

Каждое слагаемое с экспонентой по форме записи представляет собой уравнение плоской волны, в котором волновое число равно

$$k_x = 2\pi\nu n. \qquad (3)$$

Если учесть, что по своему смыслу волновое число представляет собой пространственную частоту волны вдоль оси x ($k_x = 2\pi/\lambda_x$), то становится очевидным, что роль длины волны λ_x (в направлении оси x) играет величина $1/\nu n$ равная p/n. Таким образом, выражение (2) формально описывает совокупность плоских волн, пространственная частота которых вдоль оси x кратна частоте решетки ν.

Эти волны действительно возникают, если направить на решетку плоскую волну перпендикулярно к ее поверхности (рис.4). После прохождения через решетку амплитуда волны будет промодулирована функцией пропускания решетки u(x), и в результате дифракции волна разобьется на множество дифракционных порядков, представляющих собой плоские волны, распространяющиеся под углами α_n к падающей волне. Эти углы связаны с периодом решетки p и длиной волны λ известным соотношением

$$\sin \alpha_n = n\lambda/p = n\lambda\nu. \qquad (4)$$

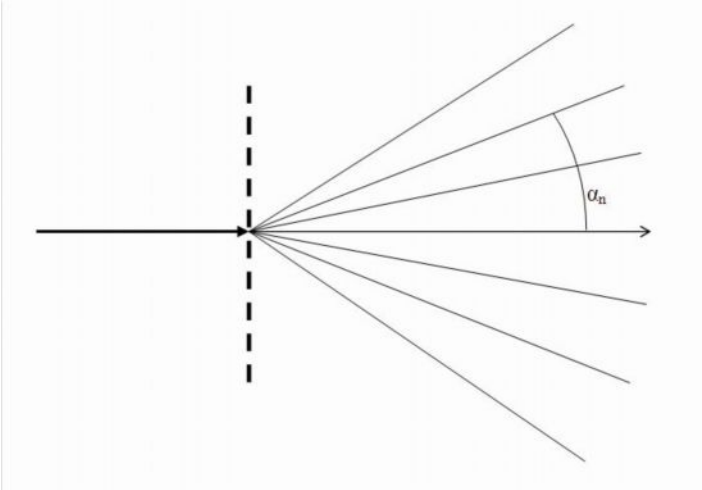


Рис. 4

Волновые вектора k_{xn} этих волн в проекции на ось x будут равны $k \sin \alpha_n$ и с учетом соотношения (4) окажутся равными

$$k_{xn} = k \sin \alpha_n = k\, n\lambda\nu = (2\pi/\lambda)\, n\lambda\nu = 2\pi\nu n. \qquad (5)$$

Сопоставляя (3) с (5) мы убеждаемся, что реально возникающие в результате дифракции на решетке плоские волны имеют те же проекции волновых векторов на ось x, что и формально описанные плоские волны, представленные в разложении (2) функции пропускания решетки в ряд Фурье. Мы, таким образом, можем заключить, что разложение комплексной амплитуды полнового поля в ряд Фурье описывает реальный физический процесс дифракции волны на периодической структуре решетки. Отметим, что плоские волны, на которые разлагается за решеткой волновое поле, возникают сразу за решеткой и существуют там во всем полупространстве, а не только в зоне дифракции Фраунгофера.

Рассмотренный пример иллюстрирует нам, что спектральный анализ (разложение в ряд Фурье) является не просто математическим приемом, преобразующим вид функции к удобной для нас форме, а отображает реальные физические процессы, в ходе которых сложные сигналы предстают в виде суммы простых гармонических составляющих.

В приведенном примере мы для простоты рассматривали четную периодическую функцию. Спектр любой непрерывной периодической функции f(x) с периодом p представляет собой дискретный набор гармонических составляющих вида

$$a_n \exp(n\Delta\omega x),$$

где $\Delta\omega = 2\pi/p$ – частотный интервал между последовательными составляющими, a_n – комплексная амплитуда n-ой гармонической составляющей. Величину a_n можно выразить через модуль $|a_n|$ и фазу φ_n гармонической составляющей:

$$a_n = |a_n| \exp(i\varphi_n)$$

С математической точки зрения операция нахождения комплексной амплитуды n-ой гармонической составляющей сводится к вычислению упомянутого выше скалярного произведения нашей функции f(x) с гармоническими функциями cos(nΔωx) и sin(nΔωx). Соответствующие формулы можно найти в любом справочнике по высшей математике.

Представления Фурье анализа, развитые для периодических функций, могут быть распространены и на общий случай непериодических функций. Для этого нужно совершить предельный переход, устремив период p функции к бесконечности. Тогда частотный интервал между соседними гармоническими составляющими Δω = 2π/p устремится к нулю. Это означает, что дискретный спектр перейдет в непрерывный. Таким образом, любую функцию, которая описывает реальный физический процесс, можно разложить в спектр. В математике эта операция носит название преобразование Фурье.

Преобразование Фурье вводится как некоторая интегральная операция, позволяющая для функции *f(x)*, отвечающей определенным условиям, как правило, выполняющимся в физических экспериментах, найти спектр F(ω)

$$F(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x)\exp(-i\omega x)dx,$$

где ω –частота. Функцию $F(\omega)$ называют Фурье образом функции $f(x)$. В зависимости от описываемого процесса, понятие спектра и частоты наполняется конкретным физическим содержанием. Так, в системах связи имеют дело с электрическими сигналами, являющимися функциями времени. Соответственно под спектром сигналов подразумевают спектр временных частот. В оптике имеют дело с волновыми полями, являющимися функциями пространственных координат. В соответствии с этим под спектром понимают спектр пространственных частот.

Рассмотрим некоторые наиболее важные свойства преобразования Фурье. Преобразование Фурье линейно

$$F\left[af_1(x) + bf_2(x)\right] = aF\left[f_1(x)\right] + bF\left[f_2(x)\right],$$

где ***F[ ]*** – символическое обозначение интегральной операции преобразования Фурье, $f_1(x)$ и $f_2(x)$ – две разные функции, a и b - константы. Это свойство означает, что преобразование Фурье от линейной комбинации функций сводится к линейной комбинации Фурье преобразований от отдельных функций. Преобразование Фурье обратимо

$$f(x) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} F(\omega)\exp(i\omega x)d\omega.$$

Именно это выражение описывает разложение непериодической функции *f(x)* в непрерывную совокупность экспонент (плоских волн), весовым множителем которых является спектр *F(ω)*. Отметим, что в общем случае *f(x)* и *F(ω)* являются коплекснозначными функциями переменных x и ω.

Полезно отметить действие последовательного двукратного преобразования Фурье:

$$\mathbf{F}[\mathbf{F}[f(x)]] = f(-x)$$

В результате получается исходная функция, инвертированная по оси x.

Если осуществлять преобразование координат функции f(x), Фурье образ будет соответствующим образом трансформироваться. Это отображено в теореме о переносе и теореме подобия.

1. Теорема о переносе.

Пусть F(ω) – Фурье образ функции f(x), то есть

$$\mathbf{F}\,[f(x)] = F(\omega).$$

Тогда Фурье образом функции $f(x-x_0)$ будет $F(\omega)\exp(-i\omega x_0)$, то есть

$$\mathbf{F}\,[f(x-x_0)] = \mathbf{F}\,[f(x)]\exp(-i\omega x_0)$$

Таким образом, при смещении функции по координате на интервал x_0, ее Фурье образ умножается на гармонический множитель $\exp(-i\omega x_0)$.

Справедливо и обратное утверждение: умножение функции на гармонический множитель $\exp(-i\omega_0 x)$ приводит к смещению по частоте Фурье образа на интервал ω_0 (теорема о сдвиге по частоте).

$$\mathbf{F}\,[f(x)\exp(-i\omega_0 x)\,] = F(\omega-\omega_0)$$

2. Теорема подобия

Пусть F(ω) – Фурье образ функции f(x). Тогда Фурье образом функции f(ax), у которой в a раз изменен масштаб по оси ординат, будет функция (1/a)F(ω/a). Мы видим, что растяжение функции приводит к сжатию ее Фурье образа и наоборот.

$$\mathbf{F}\,[f(ax)] = (1/a)F(\omega/a)$$

Из этой теоремы вытекает важное свойство Фурье преобразования: чем уже функция, то есть чем короче сигнал, тем шире его спектр и наоборот.

ЛЕКЦИЯ 3

Тема лекции: «Интегральные операции корреляции и свертки в задачах распознавания образов.»

ПЛАН ЛЕКЦИИ

1. Интегральные операции корреляции и свертки.
2. Связь корреляции и свертки с преобразованием Фурье.
3. Теорема Ван Циттерта – Цернике.

ТЕКСТ ЛЕКЦИИ

В задачах распознавания образов, в радиотехнике и оптике широко применяются функции корреляции и свертки. Это интегральные операции, которые двум заданным функциям f_1 и f_2 ставят в соответствие некоторую третью функцию. Соответствующая интегральная операция для нахождения функции корреляции $\varphi_{12}(x)$ имеет вид:

$$\varphi_{12}(x) = \int_{-\infty}^{\infty} f_1(\xi) f_2^*(\xi + x) d\xi ,$$

где f_2* - функция, комплексно сопряженная по отношению к функции f_2.

Функцию свертки $\psi_{12}(x)$ находят через интеграл

$$\psi_{12}(x) = \int_{-\infty}^{\infty} f_1(\xi) f_2(x - \xi) d\xi .$$

Иногда записывают в более краткой операторной форме:

$$\varphi_{12}(x) = f_1(x) * f_2(x) ;$$

$$\psi_{12}(x) = f_1(x) \otimes f_2(x) .$$

Подынтегральные выражения представляют собой произведения двух сдвинутых относительно друг друга исходных функций, причем величина сдвига x является параметром при интегрировании, и значение интеграла зависит от этого параметра. При последовательном изменении параметра x и многократном интегрировании получают массив значений функции $\varphi_{12}(x)$ или $\psi_{12}(x)$. Отметим, что при вычислении функции свертки, функция $f_2(x)$ в подынтегральном выражении инвертирована, то есть зеркально

перевернута по координате x, а при вычислении функции корреляции функцию $f_2(x)$ не переворачивают, но берут комплексно сопряженной.

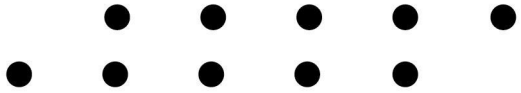


Рис.5. К подсчету автокорреляции функции, состоящей из пяти дискретных точек, расположенных на прямой.

Рассмотрим несколько конкретных примеров. Вначале для простоты возьмем функции в виде дискретных коротких равноотстоящих импульсов по высоте равных 1. Пусть обе функции f_1 и f_2 одинаковые, то есть $f_1 = f_2$. В этом случае функцию корреляции называют автокорреляционной функцией.

Пусть исходная функция представляет собой пять импульсов (точек), расположенных на прямой линии на равном расстоянии друг от друга, причем значение функции в этих точках равно 1. Тогда $\varphi_{12}(0) = 5$, так как при сдвиге, равном нулю, все точки совпали. При сдвиге, равном единице, совпадают четыре точки (см. рис.5).

Вклад в интегралы дают только спаренные (совпадающие) точки, так как в противном случае, для крайних точек, оказавшихся непарными, в подынтегральном выражении 1 умножается на 0. В результате $\varphi_{12}(1) = 4$. Аналогично $\varphi_{12}(2) = 3$, $\varphi_{12}(3) = 2$, $\varphi_{12}(4) = 1$, а остальные значения при $|x|>4$ равны нулю. Функция автокорреляции показана на рис.6, на котором дискретные точки соответствуют рассмотренной функции автокорреляции, а непрерывные линии – функции автокорреляции для случая, когда исходная функция представлена не дискретными точками, а непрерывным импульсом, протяженностью в 5 единиц по оси x.

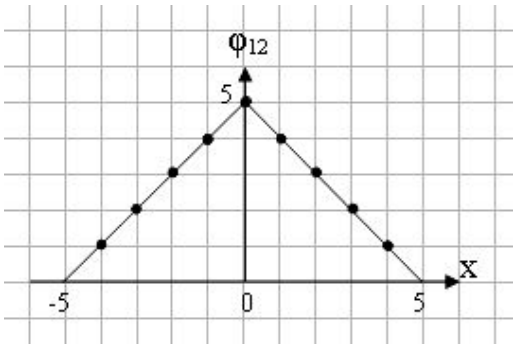


Рис.6. График автокорреляции функции, состоящей из пяти равноотстоящих точек, расположенных на прямой

Для другого количества точек первоначальной функции *f(x)* функция ее корреляции $\varphi_{12}(x)$ будет принимать другие значения, что неудобно при сопоставлении различных корреляционных функций. Поэтому обычно применяют нормированную функцию корреляции

$$\varphi_{12} = \frac{\varphi_{12}(x)}{\sqrt{\int\limits_{-\infty}^{\infty} |f_1(\xi)|^2 d\xi \cdot \int\limits_{-\infty}^{\infty} |f_2(\xi)|^2 d\xi}}$$

Она изменяется от единицы до нуля.

Найдем теперь функцию автокорреляции для тех же пяти коротких импульсов, но расположенных не через равные промежутки, а случайным образом (рис.7). Только при сдвиге $x = 0$ все импульсы двух наложенных друг на друга функций совпадут. Соответственно $\varphi_{12}(0) = 5$. При любом $x \neq 0$ наиболее вероятным окажется совпадение не более чем одной пары импульсов, в результате $\varphi_{12}(x) \leq 1$. Эта ситуация проиллюстрирована на рис. 3.

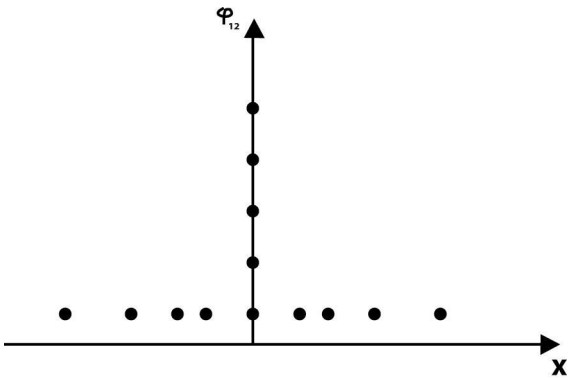


Рис.7. Функция автокорреляции пяти случайно расположенных точек

Если число случайно расположенных точек $N \to \infty$, то функция автокорреляции будет заметно отличаться от нуля только при сдвиге, равном нулю. Из последнего примера можно сделать также достаточно очевидный вывод о том, что функция корреляции двух статистически независимых случайных функций не имеет ярко выраженного максимума. Действительно, в этом случае при любом, в том числе нулевом сдвиге функций, их значения окажутся рассогласованными.

Пусть теперь исследуемая функция состоит из нескольких протяженных импульсов, имеющих примерно одинаковую длину l и расположенных случайным образом вдоль оси x так, что среднее расстояние Δl между ними превышает их длину ($\Delta l > l$). Когда величина сдвига меньше их длины ($x<l$) величина φ_{12} оказывается существенной, но быстро уменьшается при $x \to l$. Таким образом, функции автокорреляции обнаруживает заметный максимум вблизи точки x = 0, ширина которого составляет $2l$. При $x>l$ функция автокорреляции флюктуирует вблизи нулевого значения. Величина l называется интервалом корреляции.

Приведем без доказательства еще несколько важных утверждений. Преобразование Фурье переводит произведение двух функций в свертку их Фурье-образов. Это свойство можно отобразить следующим образом. Пусть дана пара функций f_1 и f_2 . Их Фурье образы обозначим соответственно F_1 и F_2. Тогда

$$\boldsymbol{F}[f_1 \cdot f_2] = F_1 \otimes F_2$$

Если одна из функций берется с комплексным сопряжением, тогда

$$\boldsymbol{F}[f_1 \cdot f_2^*] = F_1 * F_2 ,$$

то есть Фурье преобразование переводит такое произведение функций в корреляцию их Фурье образов.

В оптике аналогом этого утверждения является теорема Ван Циттерта – Цернике, говорящая о том, что преобразование Фурье от распределения интенсивности по квазимонохроматическому протяженному источнику представляет собой функцию пространственной когерентности (так называется в оптике функция автокорреляции волнового поля по пространственным координатам) в дальней зоне

Сформулируем эту же теорему в терминах Фурье анализа. Распределение интенсивности $I(x,y)$ по поверхности источника выражается через квадрат амплитуды поля:

$$I(x,y) = |U(x,y)|^2 = U(x,y)U^*(x,y),$$

где $U(x,y)$ – амплитуда волнового поля. В дальней зоне волновое поле $F(\omega_x, \omega_y)$ равно преобразованию Фурье от $U(x,y)$. Таким образом, преобразование Фурье от произведения функции на сопряженную с ней равно автокорреляции их Фурье-образов.

В заключении данного раздела введем в употребление функцию, являющуюся математической моделью точечного источника или бесконечно короткого импульса с конечной энергией. Ее называют дельта-функцией δ(x).

Существуют различные, эквивалентные ее определения. Приведем наиболее употребительные:

$$\delta(x-x_0)=\begin{cases}0, x\neq x_0\\ \infty, x=x_0\end{cases}\qquad \int_{-\infty}^{\infty}\delta(x)=1.$$

Другое определение дельта-функции заключается в указании ее действия на любую другую непрерывную функцию

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(x)\delta(x-x_0)dx=f(x_0).$$

Эта формула отображает сканирующее свойство дельта-функции.

Дельта-функцию можно ввести и с помощью Фурье преобразования:

$$\delta(x)=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\exp(i\omega x)d\omega,$$

или

$$F\left[\exp(\pm i\omega_0 x)\right]=\delta(\omega\mp\omega_0).$$

Эти формулы отображают вытекающее из теоремы подобия свойство Фурье преобразования: чем короче сигнал, тем шире его спектр. Согласно (36) бесконечно короткому импульсу *δ(x)* соответствует Фурье образ в виде константы равной 1 для всего диапазона частот в интервале ±∞.

Полезно отметить свойство, которым обладают операции корреляции и свертки любой функции f с δ-функцией

$$\int f(\xi)\delta^*(\xi+x)d\xi=f;$$

$$\int f(\xi)\delta(x-\xi)d\xi=f(x),$$

то есть корреляция и свертка любой функции с δ-функцией вновь дает исходную функцию. Подобные операции реализуются в системах формирования оптического изображения.

В системах обработки сигналов на фоне случайных помех используется свойство автокорреляции случайной функции образовывать ярко выраженный пик вблизи нуля. В результате оказывается возможным разделить полезный сигнал и помехи.

ЛЕКЦИЯ 4

Тема лекции: «Оптический коррелятор в некогерентном излучении. Преобразование Фурье в оптике.»

ПЛАН ЛЕКЦИИ

1. Принцип работы оптического коррелятора в пространственно некогерентном излучении.
2. Линза как система, выполняющая преобразование Фурье
3. Понятие пространственной частоты.

ТЕКСТ ЛЕКЦИИ

Оптический коррелятор

Наглядное представление о структуре функций автокорреляции, кросс-корреляции и свертки для простейших детерминированных и случайных функций могут дать опыты с некогерентным оптическим коррелятором, позволяющие продемонстрировать процесс построения двумерной корреляционной функции для оптических сигналов, представленных в форме транспарантов. Схема оптического коррелятора показана на рис.8.

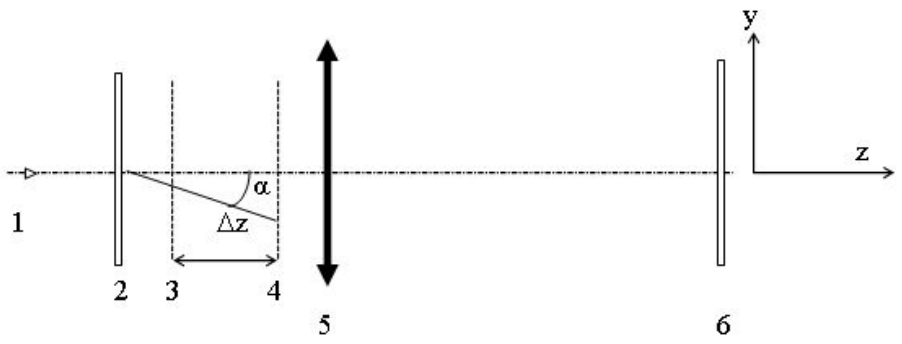


Рис.8. Принципиальная схема оптического некогерентного коррелятора

Излучение лампы накаливания 1 проходит через матовое стекло 2 и в результате рассеяния на нем становится многонаправленным. Каждую точку матового стекла можно рассматривать как точечный источник света, испускающий лучи по всем направлениям. Такое многонаправленное излучение последовательно проходит через транспаранты 3 и 4,

содержащие оптические сигналы в виде определенного распределения оптической плотности. Положительная линза 5 собирает прошедшее через транспаранты излучение на матовом экране 6, расположенном в фокальной плоскости линзы.

Рассмотрим принцип работы коррелятора. Оптические сигналы транспарантов 3 и 4 будем описывать с помощью функции пропускания $f_i(x,y)$, показывающей долю интенсивности световой волны, прошедшей через транспарант

$$f_i\,(x,y) = I_i(x,y)/I_0(x,y),$$

где $I_0(x,y)$ – интенсивность падающей на транспарант световой волны; $I_i(x,y)$ – интенсивность волны, прошедшей через транспарант, x,y – координаты в плоскости транспаранта. Рассмотрим пучок параллельных лучей, рассеянных матовым стеклом 2 под углом α к оси системы (рис.8). Пусть он имеет постоянную интенсивность I_0 по сечению всего пучка. После прохождения через транспарант 3 интенсивность пучка окажется промодулированной функцией пропускания транспаранта $f_1(x,y)$, поэтому за транспарантом распределение интенсивности пучка составит $I_0f_1(x,y)$. Если пренебречь явлением дифракции световой волны на отрезке пути Δz между транспарантами 3 и 4, то при прохождении этого отрезка указанное распределение интенсивности в целом не изменится, а лишь сместится за счет наклона пучка в поперечном направлении на величину $\alpha\Delta z$ (величина α предполагается малой). На рис.8, для примера, угол α отложен в плоскости YOZ. Таким образом, в плоскости транспаранта 4 рассматриваемый пучок создаст распределение интенсивности $I_0f_1(x,y+\alpha\Delta z)$. Пусть функция пропускания второго транспаранта равна $f_2(x,y)$. Тогда сразу за транспарантом интенсивность рассматриваемого пучка составит $I_0f_1(x,y+\alpha\Delta z)\ f_2(x,y)$. Линза 5 соберет весь этот пучок в фокальной плоскости в одну точку, отстоящую на расстоянии αF от оси, где F – фокусное расстояние линзы. Другими словами, линза выполнит операцию интегрирования функции распределения интенсивности пучка, прошедшего через два транспаранта. В результате интенсивность света $I_ф$ в указанной точке фокальной плоскости составит

$$I_ф = \int I_0 f_2(x,y)f_1(x,y+\alpha\Delta z)dxdy.$$

Интегрирование проводят по всей площади транспаранта 4. Сопоставляя это выражение с выражением для функции корреляции, можно убедиться, что оно с точностью до константы I_0 представляет собой двумерную функцию корреляции $\varphi_{12}(0,\alpha\Delta z)$ оптических сигналов f_1 и f_2. Величина $\alpha\Delta z$ представляет собой сдвиг функций f_1 и f_2 относительно друг друга. Каждому углу рассеяния α соответствует своя точка в фокальной плоскости 6. Поскольку матовое стекло 2 создает параллельные пучки по любому направлению, то вся

совокупность этих пучков, пройдя транспаранты 3 и 4, создаст в фокальной плоскости 6 распределение интенсивности, отображающее функцию корреляции $f_1 * f_2$ в определенном масштабе $F/\Delta z$. Если транспаранты 3 и 4 одинаковы, то получим функцию автокорреляции $f_1 * f_1$.

Следует отметить, что описанный оптический коррелятор может оперировать только с действительными неотрицательными функциями, так как по своему определению таковыми являются функции пропускания транспарантов f_1 и f_2. Именно поэтому значок комплексного сопряжения f_1 в формуле отсутствует.

В опытах с данным коррелятором производят сопоставление параметров некоторых простых функций и их автокорреляционных функций, а также иллюстрируют их свойства. В качестве простых функций используют комбинации одномерных или двумерных импульсов, двумерные фигуры, набор большого числа случайно расположенных отверстий.

На рис.9 для примера показан вид двух транспарантов, содержащих оптические сигналы, подаваемые на вход коррелятора, и приведены получаемые в выходной плоскости коррелятора изображения, показывающие соответствующие автокорреляционные функции.

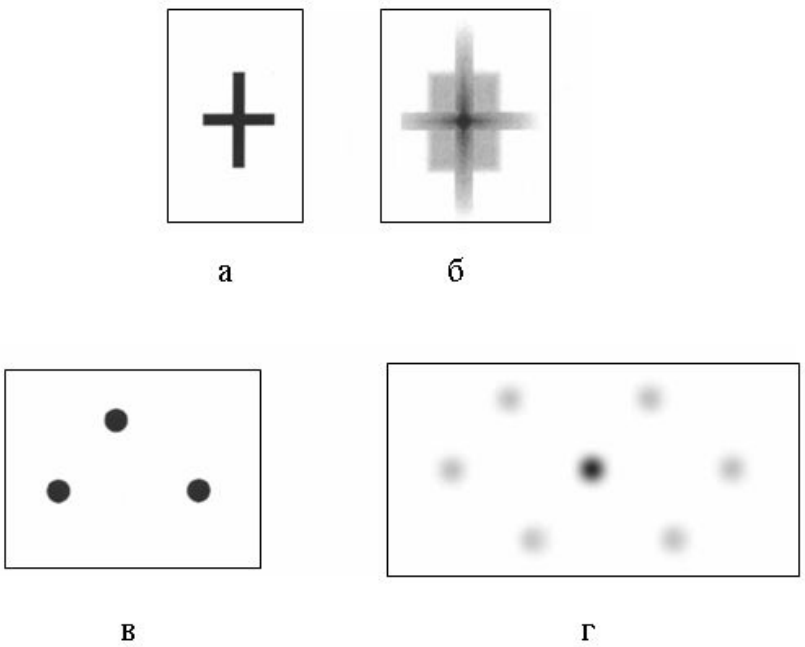


Рис.9. Вид транспарантов с оптическими сигналами (а,в) и их автокорреляционные функции (б,г), полученные с помощью оптического коррелятора (изображения негативные)

Преобразование Фурье с помощью линзы.

Ранее было показано, что дифракция волны на объекте (оптической неоднородности) приводит к тому, что волновое поле $U(x_0,y_0)$ в области Фраунгофера (в дальней зоне) может быть представлено как совокупность плоских волн. Оно выражается через волновое поле в плоскости объекта $U(x,y)$ с помощью выражения, являющегося одним из вариантов записи преобразования Фурье. Этот факт создает возможность использования дифракции Фраунгофера для осуществления в аналоговом виде весьма трудоемкой по количеству вычислений операции двумерного преобразования Фурье.

С практической точки зрения большое расстояние между освещенным объектом и плоскостью наблюдения, характерное для дифракции Фраунгофера, неудобно для создания аналоговых устройств в связи с необходимыми для этого большими размерами оптической схемы и относительно невысокой яркостью дифракционной картины. Однако Фурье преобразование заложено не только в дифракционной формуле Фраунгофера.

В предыдущем разделе мы ввели представление о преобразовании Фурье на конкретном примере из оптики. Мы показали, что совокупность порядков дифракции, возникающих при прохождении плоской волны через решетку, может быть представлена как набор спектральных составляющих амплитудного пропускания этой решетки. Каждая из этих спектральных составляющих представляет собой плоскую волну, распространяющуюся под некоторым углом α к падающей волне. Таким образом, Фурье образ от амплитудного пропускания решетки физически формируется сразу за решеткой в пространстве углов дифракции α . Каждая дифрагированная плоская волна, распространяющаяся под углом α к падающей, представляет собой спектральную компоненту с определенной пространственной частотой.

Поскольку понятие пространственной частоты волны мы будем в дальнейшем часто использовать, поясним его на простом примере. Пространственную частоту удобно ввести следующим образом. Пусть, например, плоская волна распространяется в плоскости XZ (рис.10) по направлению, определяемому единым вектором $\vec{n}$

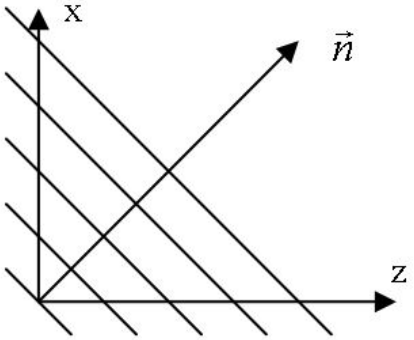


Рис.10. К введению понятия пространственной частоты

Длину волны λ естественно считать ее пространственным периодом. Проведем с периодичностью λ изофазные поверхности, перпендикулярные $\vec{n}$. Ось X они будут пересекать с пространственным периодом $p_x = \frac{\lambda}{\sin\alpha}$, где α – угол, составляемый вектором $\vec{n}$, с осью z. Соответственно циклическая пространственная частота составит величину $\omega_x = \frac{2\pi}{p_x} = \frac{2\pi}{\lambda}\sin\alpha = ksin\alpha$. Подобно тому, как временная частота описывает число колебаний в единицу времени, пространственная частота описывает число пространственных периодов по координатным осям на единицу длины. Соответственно каждая дифрагированная плоская волна в пространстве за решеткой может быть охарактеризована пространственной частотой ω_x.

Если мы ставим задачу осуществить оптическими средствами преобразование Фурье, нам необходимо визуализировать пространство углов дифракции, то есть пространственно разделить все спектральные компоненты и отобразить их раздельно на плоскости, которую мы будем называть Фурье плоскостью или плоскостью пространственных частот.

Эту операцию можно осуществить с помощью линзы. Линза фокусирует падающие на нее плоские волны в фокальной плоскости (рис.11).

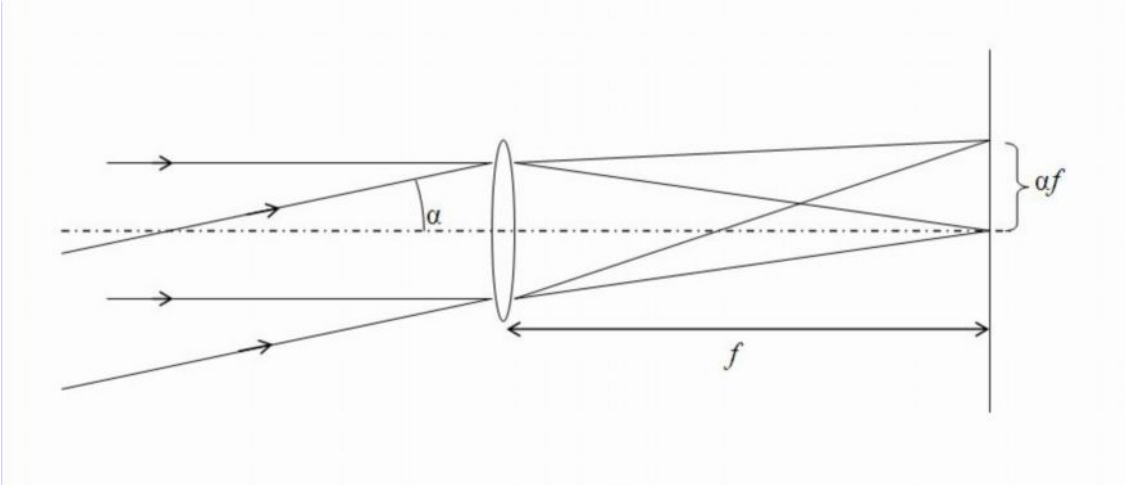


Рис.11

Волну, распространяющуюся вдоль оптической оси, линза фокусирует в фокальной точке на оси, а волну, распространяющуюся под углом α к оси – на расстоянии *αf* от оси, где *f* – фокусное расстояние линзы. Таким образом, спектр плоских волн, распространяющихся под различными углами α к оси, линза преобразует в

соответствующий спектр сфокусированных точек в фокальной плоскости. Интенсивность света в каждой точке будет пропорциональна интенсивности фокусируемой волны. В итоге аналоговое оптическое устройство, осуществляющее преобразование Фурье, выглядит следующим образом (рис.12).

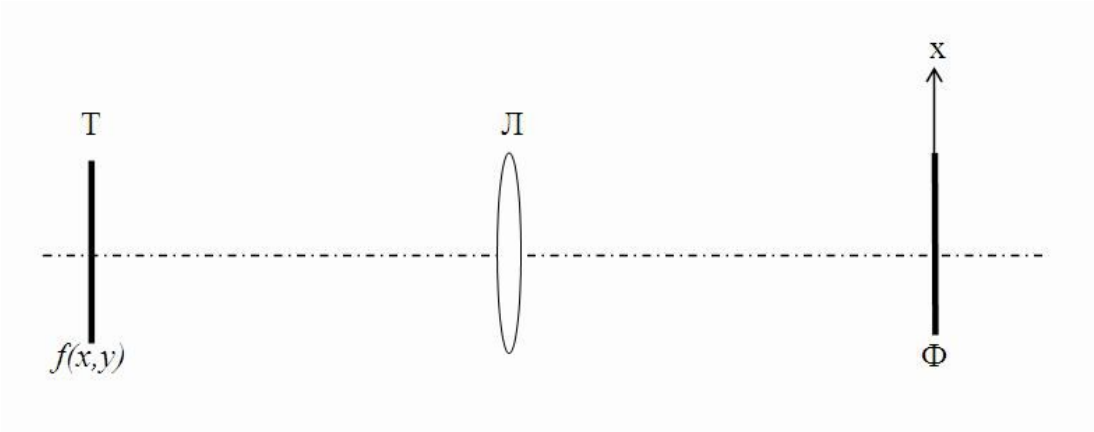


Рис.12

В переднюю фокальную плоскость линзы Л помещен транспарант Т, функция пропускания которого равна f(x,y). При освещении транспаранта информация о нем переносится на освещающее излучение за счет пространственной модуляции его амплитуды, фазы. При пространственной модуляции амплитуды и фазы волны образуется спектр F плоских волн. Каждую спектральную составляющую линза фокусирует в точку в задней фокальной плоскости Ф, которую в данном случае и называют Фурье плоскостью или плоскостью пространственных частот. О преобразовании Фурье в оптике говорят, что оно переводит пространство объектов в пространство направлений, а линза преобразует пространство направлений в координатное пространство Фурье плоскости. Координата x Фурье плоскости связана с пространственной частотой ω_x фокусируемой Фурье компоненты соотношением

$$\omega_x = \frac{2\pi}{\lambda}\frac{x_f}{f}$$

Рис.13 иллюстрирует важное свойство оптического преобразования Фурье: какое бы место не занимал предмет в плоскости объекта, его дифракционная картина находится на одном и том же месте.

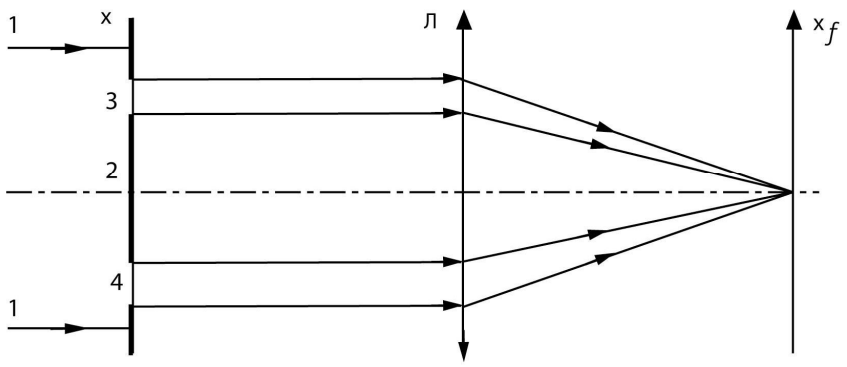


Рис.13 Наблюдение картины дифракции Фраунгофера на двух щелях:
1- освещающее излучении; 2 – непрозрачный экран с двумя щелевыми отверстиями 3 и 4,
Л – линза, x_f - плоскость наблюдения

Так, на рисунке видно, что нулевой порядок дифракции от щелей 3 и 4, распространяясь параллельно оптической оси, фокусируется в одну и ту же точку в задней фокальной плоскости линзы, хотя и направляясь к ней под разными углами. Поле любой волны, распространяющейся под углом к оси z, содержит экспоненциальный множитель вида $exp(-i\omega x_0)$. В Фурье-анализе эта ситуация описывается теоремой о переносе .

Если же освещающее излучение распространяется под небольшим углом α к оптической оси, картина дифракции в задней фокальной плоскости сдвигается как единое целое на величину, пропорциональную α. Соответствующее математическое описание дается теоремой о сдвиге по частоте.

Наконец, изменение масштаба предмета в m раз, как мы знаем из общей физики, приводит к изменению масштаба дифракционной картины в $\frac{1}{m}$ раз. Об этом же свидетельствует и теорема подобия .

ЛЕКЦИЯ 5

Тема лекции: «Оптическая обработка информации»

ПЛАН ЛЕКЦИИ

1. Аналогия в принципах обработки радиотехнических и оптических сигналов.
2. Угловой спектр плоских волн.
3. Оптическая фильтрация. Опыт Аббе.
4. Метод фазового контраста Цернике.

ТЕКСТ ЛЕКЦИИ

В первой половине XX века вместе с бурным развитием радиотехники и систем связи интенсивно развивались методы и системы обработки сигналов. Идеи, положенные в основу этих методов оказались плодотворными не только для обработки сложных электрических сигналов, являющихся функциями времени. Аналогичные методы обработки стали развиваться в оптике для преобразования и фильтрации оптических сигналов, являющихся двумерными функциями пространственных координат. В итоге было развито новое направление в физической и прикладной оптике, получившее название Фурье-оптика.

Существенным обстоятельством, позволившим развить Фурье оптику, явился тот факт, что угловой спектр плоских волн $F(\omega_x, \omega_y)$ и породившее его поле $U(x, y)$ являются Фурье парами, то есть выражаются друг через друга через прямое и обратное преобразование Фурье.

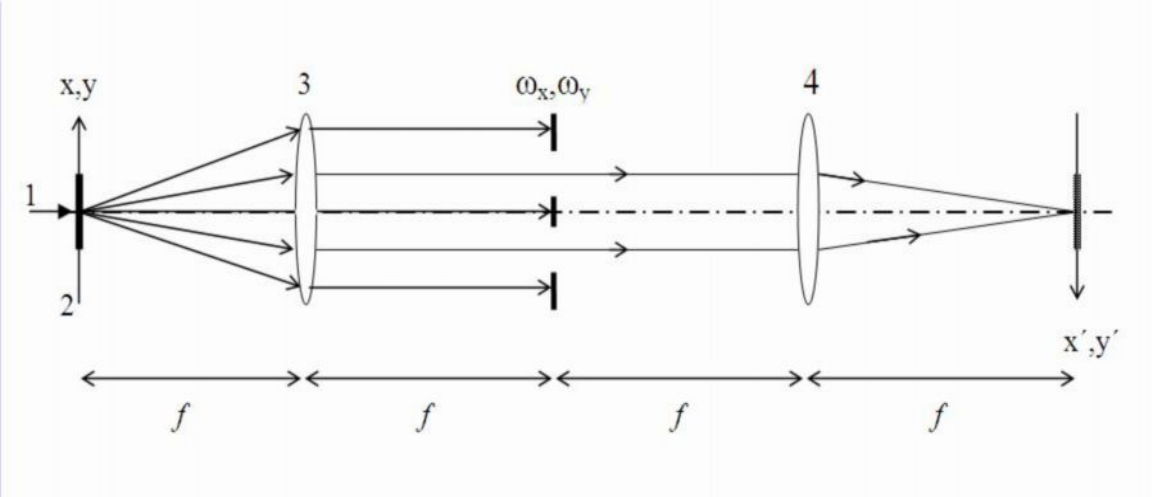


Рис.14. Принципиальная оптическая схема выполнения
прямого и обратного преобразования Фурье

Кроме того, как мы уже убедились, преобразование Фурье просто осуществить методами когерентной оптики, осветив плоской волной 1 предмет 2, который в данном случае мы будем рассматривать как некий оптический сигнал, и, расположив линзу 3 так, чтобы предмет располагался в ее передней фокальной плоскости. Тогда задняя фокальная плоскость является плоскостью пространственных частот ω_x,ω_y (см. рис. 14). Можно считать, что каждая плоская волна преобразуется в точку, расположенную на том или ином расстоянии от оптической оси, определяемом углом распространения этой волны. В результате распределение поля в плоскости пространственных частот ω_x,ω_y отображает угловой спектр плоских волн.

С практической точки зрения разложение исходного волнового поля по плоским волнам имеет существенное преимущество по сравнению с предложенным Гюйгенсом и Френелем разложением по сферическим волнам. В последнем источниками сферических волн являются точки освещенного предмета, то есть плоскости источников и предмета совмещены. В связи с этим выделение или, наоборот, ограничение отдельных сферических волн с целью их фильтрации будет приводить к потере фрагментов оптического сигнала, то есть изображения объекта. При разложении по плоским волнам пространство источников этих волн отделено от пространства предметов (источники находятся в иной плоскости), в связи с чем выделение или ограничение этих волн с целью фильтрации будет менять свойства изображения в целом, не приводя к потере отдельных фрагментов. Это и предопределяет возможность оптической фильтрации.

Действительно, помещая в плоскость пространственных частот соответствующий фильтр, можно ослабить или вообще заблокировать некоторые из плоских волн в спектре

оптического сигнала. С помощью повторного преобразования Фурье этот отфильтрованный спектр можно снова преобразовать в оптический сигнал. Для этого за плоскостью пространственных частот ω_x,ω_y располагают еще одну линзу 4, которую устанавливают так, что плоскость пространственных частот ω_x,ω_y, то есть задняя фокальная плоскость линзы 3 совпадала с передней фокальной плоскость линзы 4. Тогда в задней фокальной плоскости линзы 4 сформируется изображение предмета 2. В итоге, если в плоскости пространственных частот фильтр отсутствует, то изображение на выходе системы, если не учитывать аберрации, воспроизведет предмет, то есть сигналы на входе и на выходе будут идентичными. Вводя фильтр, можно управлять свойствами изображения.

Классические демонстрационные опыты по оптической фильтрации предложил Аббе.

Пусть во входную плоскость системы помещена дифракционная решетка, а в плоскости пространственных частот расположен фильтр, представляющий собой маску, пропускающую лишь определенные пространственные частоты и задерживающую все остальные. Самым простым фильтром является круглая диафрагма с регулируемым диаметром отверстия. Если диаметр отверстия меньше расстояния между первыми порядками дифракции на решетке, то через фильтр пройдет только один нулевой порядок дифракции, и в выходной плоскости будет наблюдаться равномерно освещенное поле. Периодическая структура решетки при этом вообще не будет отображена. Если диаметр отверстия диафрагмы будет больше расстояния между первыми порядками дифракции, но меньше, чем расстояние между вторыми порядками, в выходной плоскости возникнет изображение решетки, однако профиль штрихов будет не прямоугольный, а косинусоидальный. Это обусловлено тем, что через фильтр прошла лишь основная гармоническая составляющая периодического сигнала. Увеличение диаметра отверстия будет приводить к добавлению все новых порядков дифракции, то есть добавлению высших гармонических составляющих, что выразится в увеличении резкости края штрихов в изображении решетки. Закрыв либо все четные, либо все нечетные порядки дифракции в плоскости пространственных частот, можно получить изображение решетки, частота которой удвоена по отношению к первоначальной.

В другом опыте Аббе устанавливал на вход оптической системы две скрещенные дифракционные решетки вплотную друг к другу. Падающая волна последовательно проходит через две решетки, и ее амплитуда последовательно умножается на функцию пропускания первой и второй решеток. Суммарное воздействие двух скрещенных решеток сводится, таким образом, к произведению их функций пропускания. В плоскости

пространственных частот, то есть в Фурье плоскости произведению этих функций пропускания будет соответствовать свертка их Фурье образов. В результате в частотной плоскости возникает ортогональная матрица точечных источников, математически описывающихся дельта-функциями. Эта матрица представляет собой спектр пространственных частот от произведения функций пропускания двух решеток (рис.15)

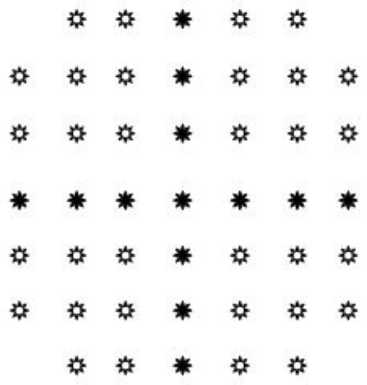


Рис. 15. Матрица точечных источников в плоскости пространственных частот в опыте Аббе

Этот спектр подвергали фильтрации с помощью маски, пропускающей лишь отдельные его составляющие. Например, устанавливали узкую горизонтальную щель, пропускающую только одну строку точечных источников. В результате через фильтр проходила информация лишь о периодической структуре вертикальных линий решетки, и в выходной плоскости горизонтальные линии не отображались вовсе. Повернув щель на 90^0, получали на выходе одни горизонтальные линии. Если щель устанавливали под 45^0, то на выходе возникала сетка наклонных линий, которые изначально не присутствовали ни в одной из исходных решеток, установленных во входной плоскости.

Во всех описанных опытах в плоскости пространственных частот располагался амплитудный фильтр, то есть фильтр, меняющий амплитуду, но не оказывающий влияния на фазу фильтруемых плоских волн. В общем случае в плоскости пространственных частот может располагаться фильтр, функция пропускания $u_ф$ которого имеет вид

$$u_ф(x) = a(x)\exp[i\varphi(x)],$$

то есть является комплексной функцией координат и влияет как на амплитуду, так и на фазу проходящей волны. Такой фильтр был впервые использован Цернике в

предложенном им фазоконтастном микроскопе. За эту работу он был удостоен Нобелевской премии. Идея Цернике состоит в следующем.

В биологии часто приходится иметь дело с прозрачными микрообъектами, наблюдение которых в микроскоп затруднительно из-за низкого контраста их изображения на окружающем светлом фоне. При этом трудно не только отличить объект от фона, но и различить какие-либо структуры внутри самого объекта. Это обусловлено тем, что вся информация о структуре такого объекта заключена в слабых вариациях его оптической толщины. Такие объекты называют фазовыми, так как при прохождении через них света они влияют лишь на фазу волны. Функция пропускания u_0 такого объекта может быть представлена в виде

$$u_0(x) = \exp[i\varphi(x)],$$

где в распределении фазы $\varphi(x)$ и заключается вся информация об объекте. Для малоконтрастных объектов величина $\varphi << 1$, поэтому u_0 можно приближенно представить в виде

$$u_0(x) = 1 + i\varphi(x).$$

В векторном представлении на комплексной плоскости u_0 отобразится гипотенузой (рис. 15а), длина которой мало отличается от 1 ввиду малости катета φ.

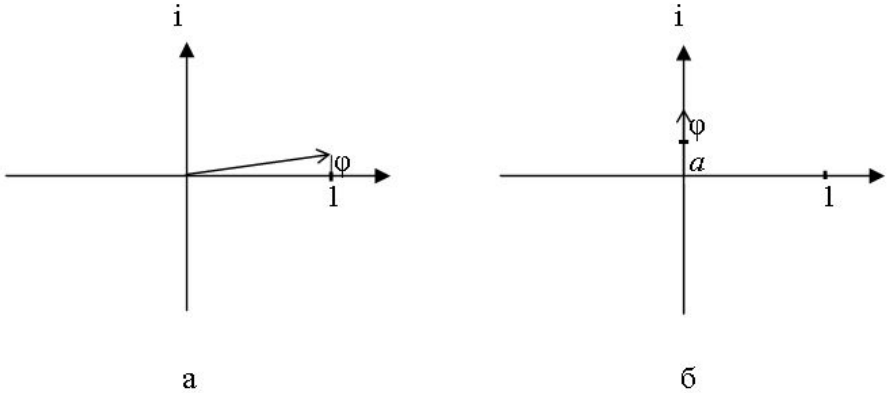


Рис. 15. Векторное представление амплитуды волны в изображении фазового объекта; а – без фильтрации, б – с фильтрацией по методу Цернике.

Это и означает, что пропускание u_0 объекта почти не зависит от φ. Если объект помещен в передней фокальной плоскости объектива, то в задней фокальной плоскости, являющейся плоскостью пространственных частот, отобразится Фурье спектр функции $u_0(x)$. Фурье образом первого слагаемого будет δ-функция $\delta(x)$, которая описывает яркий,

сфокусированный в точку нулевой порядок дифракции объектной волны, не несущий информации о самом объекте. Фурье образ второго слагаемого описывает излучение, дифрагированное на объекте. Оно несет всю информацию об объекте и распределено по внеосевой области в задней фокальной плоскости объектива. При этом фаза этой распределенной составляющей излучения отличается от фазы центрального нулевого порядка дифракции на $\pi/2$. Чтобы эта информация об объекте не потерялась при суммировании с нулевым порядком, Цернике поместил в задней фокальной плоскости фильтр в виде небольшой пластинки, прикрывающей лишь осевую зону. При этом оптическая толщина пластинки была подобрана так, чтобы вызывать фазовую задержку проходящей через нее волны на $+\pi/2$ или на $-\pi/2$. Кроме того, пластинка ослабляла прошедшее излучение по амплитуде (обозначим величину амплитудного пропускания через a). Пластинка являлась, таким образом, комплексным фильтром пространственных частот. Действие фильтра приводило к тому, что в выходной плоскости микроскопа (плоскости изображения) излучение, дифрагированное на объекте, складывалось с нулевым порядком дифракции в ином амплитудно-фазовом соотношении, чем в плоскости самого объекта. Результат сложения проиллюстрирован в векторном виде на рис.15б. Можно видеть, что теперь вариации величины φ существенно сказываются амплитуде суммарной волны, которая будет равна $i(a \pm \varphi)$, где a – амплитуда нулевого порядка дифракции после ослабления его фильтром (знак + соответствует фазовой задержке нулевого порядка на $+\pi/2$, знак – задержке на $-\pi/2$). Если пропускание фильтра подобрано так, что величина a по порядку величины близка к φ, то интенсивность I волны в выходной плоскости микроскопа можно представить

$$I = |a \pm \varphi|^2 \approx a^2 \pm 2a\varphi$$

В этом выражении пренебрегли величиной φ^2 ввиду малости φ.

Таким образом, структура объекта будет выявлена в виде существенных вариаций интенсивности, величина которых равна $2a\varphi$.

Метод Цернике продемонстрировал эффективность использования комплексных фильтров для оптической фильтрации оптических изображений. Однако во многих приложения требовалось применение фильтров со сложной конфигурацией комплексной функции пропускания. Технологические сложности изготовления таких фильтров существенно ограничили использование метода оптической фильтрации. Это ограничение удалось преодолеть лишь много позже с помощью голографических методов.

ЛЕКЦИЯ 6

Тема лекции: «Применение теории линейных систем для описания процесса построения изображения»

ПЛАН ЛЕКЦИИ

1. Описание линейной системы.
2. Импульсный отклик и передаточная функция.
3. Прохождение сигнала через линейную систему.
4. Разрешение оптической системы.

ТЕКСТ ЛЕКЦИИ

5..

Одним из направлений научной деятельности является разработка методов описания различных, зачастую не связанных с друг другом явлений, с единой точки зрения, в рамках общего методического подхода. Так, из курса «Колебания и волны» мы узнали, что похожие линейные дифференциальные уравнения описывают колебания механической системы (маятника), колебания в электрическом контуре и в упругих средах; похожему уравнению подчиняются и электромагнитные волны. Подобный методический подход использован в теории линейных систем, основам которой посвящен данный раздел. Термин «система», введенный первоначально в теории связи, подразумевает любое устройство, преобразующее в соответствии с некоторым законом сигнал на входе системы в сигнал на выходе. Система называется линейной, если сумма сигналов на ее выходе получается из суммы сигналов на входе так, как будто бы каждый из них обрабатывался поодиночке, независимо от других. Если функции $f_i(t)$ и $\Phi_i(t^/)$ описывают сигналы соответственно на входе и на выходе системы, а Ф [ ] оператор, характеризующий действие системы, то условие линейности математически записывают в следующем виде:

$$\Phi\left[\sum_i a_i f_i(t)\right] = \sum_i a_i \Phi[f_i(t)] = \sum_i a_i \Phi_i(t^/),$$

где a_i - производные комплексные постоянные. Так, преобразование Фурье, рассмотренное в предыдущем разделе, линейно.

Наиболее проста для описания система, в которой к свойству линейности добавляется инвариантность, то есть независимость отклика системы к сдвигу входного сигнала по отношению к системе координат (началу отсчета). Так, например, для радиотехнических систем, оперирующих функциями времени, задержка сигнала на входе на время τ вызывает задержку сигнала и на выходе, однако сам вид выходного сигнала при этом не изменяется:

$$\Phi[f(t-\tau)] = \Phi(t-\tau).$$

В последние десятилетия теория линейных систем была обобщена на оптические системы, сигнал в которых – волновое поле может быть как одномерной функцией координат или времени, так и двумерной функцией координат. Для оптических сигналов, являющихся функцией пространственных координат, свойство инвариантности заключается в том, что при смещении сигнала в плоскости предметов сигнал на выходе – в плоскости изображения – также смещается, а проявляющиеся при таком смещении аберрации оптической системы изменяются незначительно и дополнительного искажения не происходит. Отметим, что пространственная инвариантность в оптике называется изопланатичностью.

Основная идея, существенно упрощающая описание систем рассматриваемого типа, заключается в том, что любой сигнал на входе, в соответствии со свойством линейности, может быть представлен как сумма (интеграл) некоторых простых, элементарных сигналов. Тогда, чтобы описать систему, достаточно указать ее действие на элементарный сигнал. Какой же сигнал в оптике удобно выбрать в качестве элементарного? В соответствии с принципом Гюйгенса – Френеля, волновой фронт на некотором расстоянии от исходного, первоначального волнового фронта можно найти, во-первых, рассматривая каждую точку первоначального волнового фронта как точечный источник сферических волн, и, во-вторых, суммируя затем сферические волны, порожденные этими источниками.

Как мы теперь уже знаем, точечный источник описывают δ - функцией. Таким образом, функцию, описывающую оптический сигнал, надо представить как совокупность смещенных относительно друг друга δ - функций. Такое преобразование, называемое преобразованием Дирака, для упрощенного, одномерного случая имеет следующий вид:

$$f(x) = \int f(\xi)\delta(x-\xi)d\xi .$$

Фильтрующее свойство дельта - функции позволяет считать это выражение описанием операции по определению весового коэффициента каждой из дельта-функций, составляющих вместе функцию $f(x)$. Если подействовать оператором Ф[ ], описывающим действие оптической системы на последнее уравнение, то в левой части уравнения $f(x)$ заменится на $f(x^{/})$, где $x^{/}$ - координаты в плоскости изображения. В правой части уравнения оператор не будет действовать на весовые коэффициенты $f(\xi)$:

$$f(x^{/}) = \int f(\xi)\Phi[\delta(x^{/}-\xi)]d\xi .$$

Результат действия оператора на дельта-функцию называется импульсным откликом системы и традиционно обозначается как $h(x^{/}-\xi)$. Таким образом, изображение на выходе рассматриваемой здесь когерентной оптической системы линейно по комплексной амплитуде. Его описывают как свертку функции предмета с импульсным откликом:

$$f(x^{/}) = \int f(\xi)h(x^{/}-\xi)d\xi . \qquad \text{(а)}$$

Обычно предмет по отношению к оптической системе находится в дальней зоне, поле в которой с точностью до несущественных коэффициентов описывают преобразованием Фурье. Оптическая система, строящая изображение, осуществляет обратное преобразование. Однако для удобства описания оптическую систему обычно представляют в виде эквивалентной схемы (рис. 16), точно осуществляющей прямое и обратное преобразование Фурье.

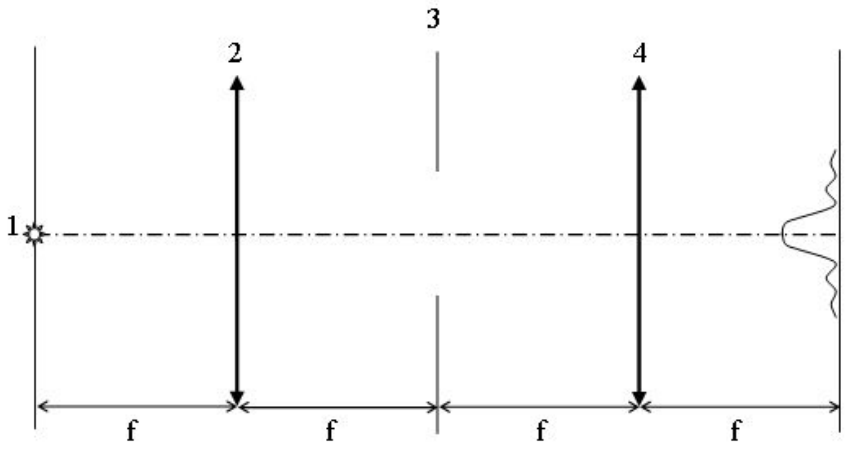


Рис. 16. Эквивалентная схема оптической системы

Точечный источник 1 линзой 2 превращается в плоскую волну, ограничиваемую диафрагмой 3. Прошедшая часть плоской волны, дифрагировавшая на краях диафрагмы, подвергается обратному преобразованию Фурье, осуществляемому линзой 4. Рис.17 хорошо известен в разделе «Оптика» курса общей физики. Он иллюстрирует дифракцию Фраунгофера на круговом отверстии, которую описывают функцией $\frac{I_1(z)}{r}$, где $I_1(z)$ - функция Бесселя. Эта функция очень похожа на функцию $\frac{\sin z}{z}$,описывающую дифракцию на щели, но несколько отличается от нее положением максимумов и минимумов. Расстояние между двумя первыми минимумами, известное как диаметр диска Эри, равно, как известно, 1,22 $\frac{\lambda}{D}f$, где D – диаметр открытой части диафрагмы. Если предмет непрерывный, то в такой затухающий импульс преобразуется каждая точка его изображения, внося тем меньший вклад в изображение соседних точек, чем дальше от них она расположена. Именно этот процесс усреднения волновых полей в каждой точке плоскости изображения и описывают вышеприведенным интегралом свертки (а), совпадающим в итоге с реакцией оптической системы на точечный источник на входе.

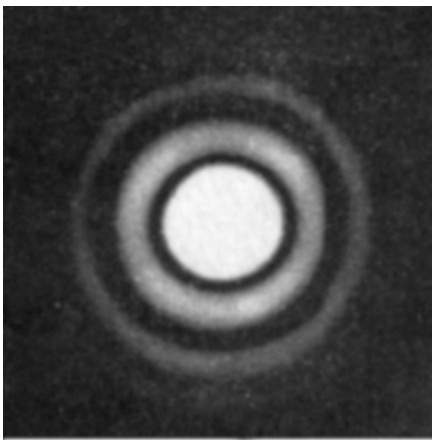


Рис. 17. Картина дифракции Фраунгофера на круглом отверстии

Существует еще один эквивалентный способ описания оптических систем не в плоскостях предмета и изображения, а в частной плоскости. Действительно, беря преобразование Фурье от обеих частей уравнения (а) и учитывая, что свертка при этом преобразуется в произведение, получим

$$F\left[f\left(x^{/}\right)\right] = F(\omega)\cdot H(\omega),$$

где $F(\omega)$ - Фурье-образ предмета; $H(\omega)$ - функция пропускания диафрагмы, называемая передаточной функцией оптической системы, связанная с импульсным откликом преобразованием Фурье. Так, для обычной круговой диафрагмы:

$$H(\omega = 1) \quad \text{при } \omega_x^2 + \omega_y^2 \le \left(\frac{D}{2}\right)^2;$$

$$H(\omega) = 0 \quad \text{при } \omega_x^2 + \omega_y^2 \succ \left(\frac{D}{2}\right)^2.$$

Пользуясь тем, что функция взаимной когерентности и ее временная и пространственная части по отдельности подчиняются волновому уравнению, для частично когерентного, по пространственным координатам, квазимонохроматического излучения можно записать:

$$I(x^{/}) = \iint |f(\xi_1)| \cdot |f(\xi_2)| \gamma_{12}(\xi_1 - \xi_2) \cdot h(x^{/} - \xi_1) h^*(x^{/} - \xi_2) d\xi_1 d\xi_2, \qquad (б)$$

то есть в частично когерентном излучении изображение линейно относительно функции взаимной когерентности. Наконец, подставляя в последнее уравнение значение $\gamma_{12}(\xi_1 - \xi_2) \approx \delta(\xi_1 - \xi_2)$, можно получить, что для некогерентного случая

$$I(x^{/}) = \int I(\xi) |h(x^{/} - \xi)|^2 d\xi. \qquad (в)$$

В этом случае изображение линейно по интенсивности.

Для определения разрешающей способности в оптике наиболее часто применяют критерий Рэлея, согласно которому изображения двух точечных источников считаются разрешенными, если максимум в картине дифракции одного из них (рис.17.) совпадает с минимумом в картине дифракции другого. Этот критерий особенно удобен в астрономии, где требуется получить разрешение в изображении двух близко расположенных звезд. Однако на изображении сплошной среды, например на томограмме человеческого тела, накладываются изображения многих точек. Их вклад в изображение некоторой выделенной точки убывает с расстоянием в соответствии с выражениями (а), (б), (в).

Возникает естественный вопрос: Как быстро при таком усреднении изменяется по плоскости изображения информация, полученная об исследуемом объекте? Ответ на него дает теорема Шеннона – Котельникова, называемая также теоремой отсчетов. Она гласит, что изображение, описываемое функцией с ограниченным спектром, в данном случае – спектром пространственных частот, ограниченным апертурой, может быть передано конечным числом дискретных значений. Так, для одномерного случая их число

$$N = 2 \cdot X_{\max} \cdot \omega_{\max} + 1,$$

где $X_{\max}$ - максимальные размеры объекта; $\omega_{\max}$ - и максимальное значение пространственной частоты, пропущенное оптической системой. Эта теорема является основой передачи оптической информации в цифровой фотографии и цифровом телевидении.

ЛЕКЦИЯ 7

Тема лекции: «Оптико-цифровые корреляторы»

ПЛАН ЛЕКЦИИ

1. Пространственные модуляторы света.
2. Схема оптико-цифрового коррелятора.
3. Новые типы корреляционных фильтров.

ТЕКСТ ЛЕКЦИИ

В предыдущих разделах были рассмотрены принципиальные оптические схемы двух основных типов оптических корреляторов. Они были предложены более 50 лет тому назад, однако несмотря на значительные принципиальные возможности, их широкое практическое применение наступило уже в наше время. Основная причина этого заключается в том, что первичная информация об исследуемых объектах переносится обычным, низкокогерентным излучением. Пример: изображение на экранах всевозможного вида дисплеев, телевизоров, локаторов и т. д. Даже информацию с бумажного носителя нельзя считать когерентным излучением, так как при таком освещении шероховатой поверхности возникает спекл - эффект, в котором теряется полезная информация.

В начале развития когерентных методов оптической обработки информации единственным вариантом решения обсуждаемой задачи было фотографирование нужного объекта в низкокогерентном излучении, и затем когерентное освещение обработанной фотопленки, что значительно снижало быстродействие всей системы. Уже в наше время были разработаны пространственные модуляторы излучения, позволяющие быстро

преобразовать либо некогерентное изображение в когерентное (преобразование «свет – свет»), либо электрический цифровой сигнал в когерентное изображение.

Наиболее часто применяются пространственные модуляторы света, основной частью которых является слой жидкого кристалла толщиной (1-30) мкм. Такой модулятор представляет собой сложную многослойную структуру, заключенную между двумя прозрачными электродами. Один из слоев этой структуры – полупроводник. Его освещение приводит к перераспределению напряжения, пропорциональному пространственному распределению интенсивности в низкокогерентном входном изображении. Под действием напряжения в жидком кристалле для считывающего когерентного излучения возникает эффект двойного лучепреломления, который можно преобразовывать либо в фазовую, либо в амплитудную модуляции. Характерное время преобразование «свет – свет» около десяти миллисекунд. Для такого преобразования требуется достаточно высокая яркость низкокогерентного излучения, поэтому иногда бывает удобнее ввести низкокогерентное изображение в компьютер. После этого можно подать электрический сигнал на пространственный модулятор света для считывания изображения в когерентном излучении (рис.18).

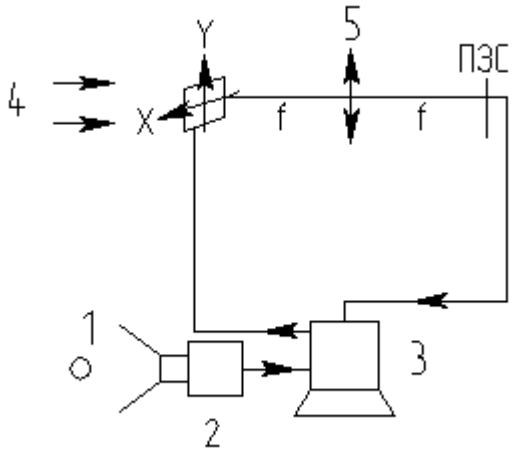


Рис.18. Оптико-цифровой коррелятор

В качестве примера на рис.14 изображен один из оптико-цифровых корреляторов. Объект 1 фотографируется цифровым фотоаппаратом 2, изображение оцифровывается, вводится в компьютер 3 и вместе с эталонным изображением, хранящимся в компьютере, попадает на пространственный модулятор света, расположенный в плоскости X,Y. Линза 5 осуществляет преобразование Фурье изображений, находящихся в этой плоскости. Распределение интенсивности в плоскости пространственных частот регистрируется ПЗС – матрицей.

Напомним, что ПЗС – матрица, используемая, в частности, в цифровых фотоаппаратах, содержит матрицу фотоприемников. Размер каждого из них (5÷10) мкм. Современные ПЗС -матрицы содержат около 10 млн. элементов (пикселей). По матричному принципу изготавливаются и пространственные модуляторы света, уступающие ПЗС - матрицам по количеству элементов в (1,5÷3) раза.

Вернемся к схеме на рис.18. Оцифрованное распределение интенсивности снова попадает в компьютер, а затем и на пространственный модулятор света, где оно опять считывается когерентным излучением. После этого линза 5 выполняет обратное преобразование Фурье и в плоскости ПЗС - матрицы формируется корреляционная функция, направляющаяся в компьютер для оценки сходства между анализируемым и эталонным объектами.

Корреляционные функции, имеющие резкий пик и остальные значения, близкие к нулевым, встречаются крайне редко – только у объектов, имеющих шумоподобную структуру. У большинства же объектов, подлежащих распознаванию, функция корреляции заметно отличается от нуля не только при нулевом, но и при других значениях аргумента. Её размер в два раза превышает размер объекта. Это неудобно и при определении максимума корреляционной функции и при распознавании одного объекта из множества других, пришедших одновременно на вход оптической системы, так как корреляционные и кросскорреляционные функции от близко расположенных объектов могут перекрываться друг с другом. Требования к узости корреляционной функции особенно ужесточаются в системах ассоциативной памяти, принципиальная оптическая система которой близка к коррелятору совместного преобразования. В данном случае в плоскости *X, Y* находится только один объект, который условно разбивается на опорный фрагмент $f_1(x,y)$, например номер страницы, и остальную часть (текст), описываемый функцией $f_2(x,y)$. В плоскости пространственных частот опять регистрируется распределение интенсивности – интерференционная картина, образованная Фурье - образами $F_1(\omega_x,\omega_y)$ и $F_2(\omega_x,\omega_y)$. При её освещении только опорным фрагментом $f_1(x,y)$ в плоскости X', Y' образуется сигнал, описываемый сверткой функции автокорреляции опорного фрагмента с функцией $f_2(x',y')$. Для того чтобы $f_2(x',y')$ восстановилась “по ассоциации”, функция автокорреляции должна быть близка к δ - функции. Это условие выполняется, как уже отмечалось, только для шумоподобных объектов, что значительно сокращает область применения рассматриваемого метода. Кроме того, восстановленное изображение оказывается покрытым спекл-шумом, что примерно на порядок снижает разрешение в восстановленном “по ассоциации” изображении.

Названные проблемы удалось решить, когда стало возможным рассчитывать на компьютере и реализовать с помощью пространственных модуляторов света новый тип согласованных фильтров пространственных частот. Для коррелятора Вандер Люгта фильтр описывают выражением $\frac{1}{|F_1(\omega)|}\cdot\exp[-i\varphi(\omega)]$, где $\varphi(\omega)$ - фаза эталонного сигнала в плоскости пространственных частот. Если анализируемый сигнал совпал с эталонным, то произведение $\frac{1}{|F_1(\omega)|}\cdot\exp\left[-i\varphi(\omega)\right]\cdot|F_1(\omega)|\cdot\exp\left[i\varphi(\omega)\right]=const$, а обратное преобразование Фурье от постоянной дает δ - функцию. Таким образом, на выходе коррелятора появляется только узкий, δ - образный пик. Аналогично и ассоциативную память удобно сформировать в виде $\frac{1}{|F_1(\omega)|}\cdot\exp\left[-i\varphi(\omega)\right]\cdot|F_2(\omega)|$. Если на входе поступает опорный фрагмент, не обязательно шумоподобый, то по ассоциации восстановится $F_2(\omega)$, а после обратного преобразования Фурье $f_2(x)$. Для корреляторов совместного преобразования по тем же причинам фильтр пространственных частот имеет вид $\frac{1}{|F_1(\omega)|^2}$.

Дальнейшее развитие оптико–электронных средств обработки информации связано, вероятно, развитием нового направления прикладной математики вейвлет – анализа (см. напр. [5]), которое позволяет представить исходное волновое поле не в виде бесконечно протяженных по пространству и времени сферических или плоских волн, а в виде вейвлетов – «маленьких волн», ограниченных по временным или пространственным координатам. Большое разнообразие вейвлет-функций позволяет рассчитывать, что удастся подобрать для каждого типа объектов оптимальное вейвлет-представление в отличие от единого, универсального и поэтому не всегда оптимального преобразования Фурье.

ЛЕКЦИЯ 8

Тема лекции: «Явление интерференции. Понятие временной и пространственной когерентности света.»

ПЛАН ЛЕКЦИИ

1. Явление интерференции.
2. Поле интерференции двух сферических волн.
3. Интерференция немонохроматических волн.

ТЕКСТ ЛЕКЦИИ

Наряду с дифракцией, интерференция является одним из основных, наиболее интересных и тонких явлений, наблюдаемых в волновых полях. По определению, интерференция - это взаимное усиление и ослабление волновых полей в области их перекрытия, приводящие к тому, что в плоскости наблюдения (X,Y) результирующая интенсивность I(x,y) становится функцией разности фаз Δφ(x,y) этих волновых полей. Так, для двух монохроматических волновых полей, излучаемых точечными источниками, разность фаз которых не изменяется заметным образом за время наблюдения или регистрации

$$I(x,y) = I_1(x,y) + I_2(x,y) + 2\sqrt{I_1(x.y)}\sqrt{I_2(x,y)}\cos[\Delta\varphi(x,y)],$$

где $I_1(x,y)$ и $I_2(x,y)$ - интенсивности волновых полей, зарегистрированные поодиночке. Ниже мы убедимся, что интерферирующие волновые поля могут быть получены в основном за счет деления излучения одного и того же источника при помощи вспомогательных оптических элементов, поэтому один из двух или оба источника являются оптическими изображениями одного и того же первоначального источника. Назовем их здесь вторичными источниками.

Рассмотрим интерференционную картину, образованную в пространстве волновыми полями, порожденными двумя такими вторичными монохроматическими точечными источниками S_1 и S_2, излучающими на длине волны λ с одинаковыми начальными фазами (рис. 16). Проведем для этого прямую S_1S_2 и построим плоскость, проходящую через средину S_1 S_2 перпендикулярно к ней. Для любой точки L этой

плоскости S_1 L = S_2 L . Набег фазы волны на любом оптическом пути SL будет равен 2π/SL. Тогда разность фаз Δφ двух волн, приходящих в точку L, составит

$$\Delta\varphi(L) = \frac{2\pi}{\lambda}(S_1L - S_2L) = 0 ,$$

При этом волны складываются синфазно, усиливают друг друга и по всей плоскости наблюдается максимум интенсивности. В связи с периодичностью косинуса, максимумы наблюдаются и для других точек пространства, для которых косинус приобретает значение, равное 1. Отсюда, с учетом получаем условие наблюдения максимума в произвольной точке L.

$$S_2L - S_1L = N\lambda ,$$

где N - целое число, положительное или отрицательное, называемое порядковым номером интерференционного максимума. Это уравнение описывает систему двуполостных гиперболоидов вращения, фокусами которых служат точки S_1 и S_2. Между максимумами располагаются минимумы, описываемые уравнением:

$$S_2L - S_1L = (2N+1)\frac{\lambda}{2} .$$

В сечении, перпендикулярном S_1S_2, интерференционные полосы имеют вид концентрических окружностей, а в сечении, перпендикулярном O_1O_2 и расположенном достаточно далеко от источников S_1 и S_2, излучаемые ими сферические волны вблизи O_1O_2 близки к плоским волнам. Нетрудно показать, что в этом случае интерференционные полосы имеют вид прямых эквидистантных линий, период p которых равен:

$$p = \frac{\lambda}{2\sin(\alpha/2)} ,$$

где α - угол между направлениями распространения волновых полей.

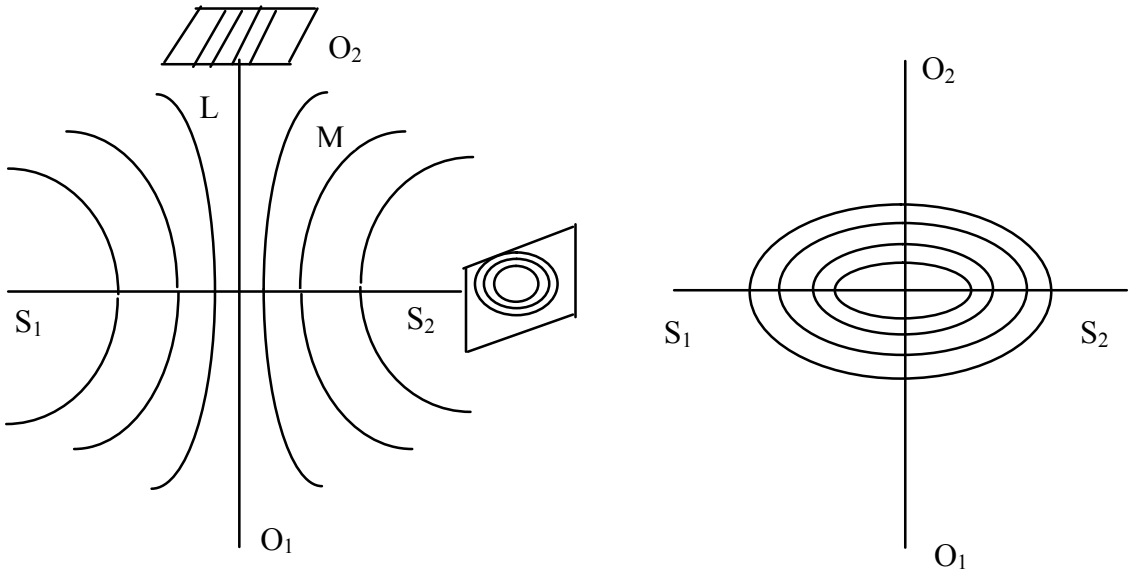


Рис. 19. Сечение интерференционной картины плоскостью, проходящей через источники излучения: а) оба источника излучают расходящиеся сферические волны; б) один из источников излучает расходящуюся сферическую волну, другой - сходящуюся.

Интересно отметить, что если один из источников излучает расходящиеся сферические волны, а в другой, образованный при помощи вспомогательной оптики, волны сходятся (фокусируются), то интерференционные полосы в пространстве имеют вид эллипсоидов вращения, однако картина интерференции в рассмотренных сечениях по своему характеру во многом подобна описанным выше картинам.

Рассмотренная выше интерференционная картина была образована двумя точечными источниками монохроматического излучения, однако реальные источники излучения в большинстве своем – немонохроматические и излучают в некотором диапазоне длин волн. Этот диапазон может целиком или частично восприниматься светочувствительным приемником. Реальные источники излучения в большинстве случаев нельзя считать точечными. Они обладают определенной протяженностью, каждая точка их поверхности излучает независимо от других точек, с быстро и случайно изменяющейся начальной фазой, так что суммарное волновое поле является случайной функцией координат и времени. Два любых таких источника создают случайные статистически независимые друг от друга волновые поля, разность их фаз также изменяется случайным образом и так быстро, что значение косинуса, усредненное за время регистрации, равно нулю и эффекта интерференции не наблюдается.

Для того чтобы наблюдать интерференцию световых волн, излучение от одного источника при помощи вспомогательных оптических элементов делится сначала на две части. Такую операцию нетрудно осуществить, либо разделив первоначальный волновой фронт при помощи расположенных под углом к друг другу зеркал или бипризмы или непрозрачным экраном с отверстиями, либо разделив волновой фронт по амплитуде полупрозрачным зеркалом или дифракционной решеткой. Затем волновые поля накладываются в некоторой области пространства так, как будто они были образованы двумя отдельными источниками излучения. В зависимости от условий деления и совмещения, полученные волновые поля оказываются в той или иной степени подобны друг другу, изменение их начальных фаз в течение времени оказывается хотя бы частично коррелированным, в результате чего возникает и становится наблюдаемым интерференционный эффект.

Обратимся к опыту, в котором исходная световая волна делится на две волны в результате отражения от двух граней плоскопараллельной стеклянной пластины (рис. 17). Если рассмотреть случай отражения в обратном направлении (рис.17а), то падающая волна 1 отражается дважды (от верхней и нижней граней пластины). При этом две отраженные волны, распространяющиеся по направлению 2, окажутся смещенными относительно друг друга в продольном направлении на величину 2nh, где h – толщина пластины, n – показатель преломления стекла. В этом опыте вторую волну, отраженную от нижней грани можно также рассматривать как отстающую по времени на величину $\tau = c/2nh$ от первой волны, где c – скорость света. В другом опыте, изображенном на рис.17б, исходная волна проходит через дифракционную решетку. В пространстве за решеткой две волны, образованные +1ым и –1ым порядками дифракции распространяются под углом α друг к другу и в любом сечении, отстоящем на расстоянии z от дифракционной решетки, оказываются смещенными в поперечном направлении относительно друг друга на величину равную αz.

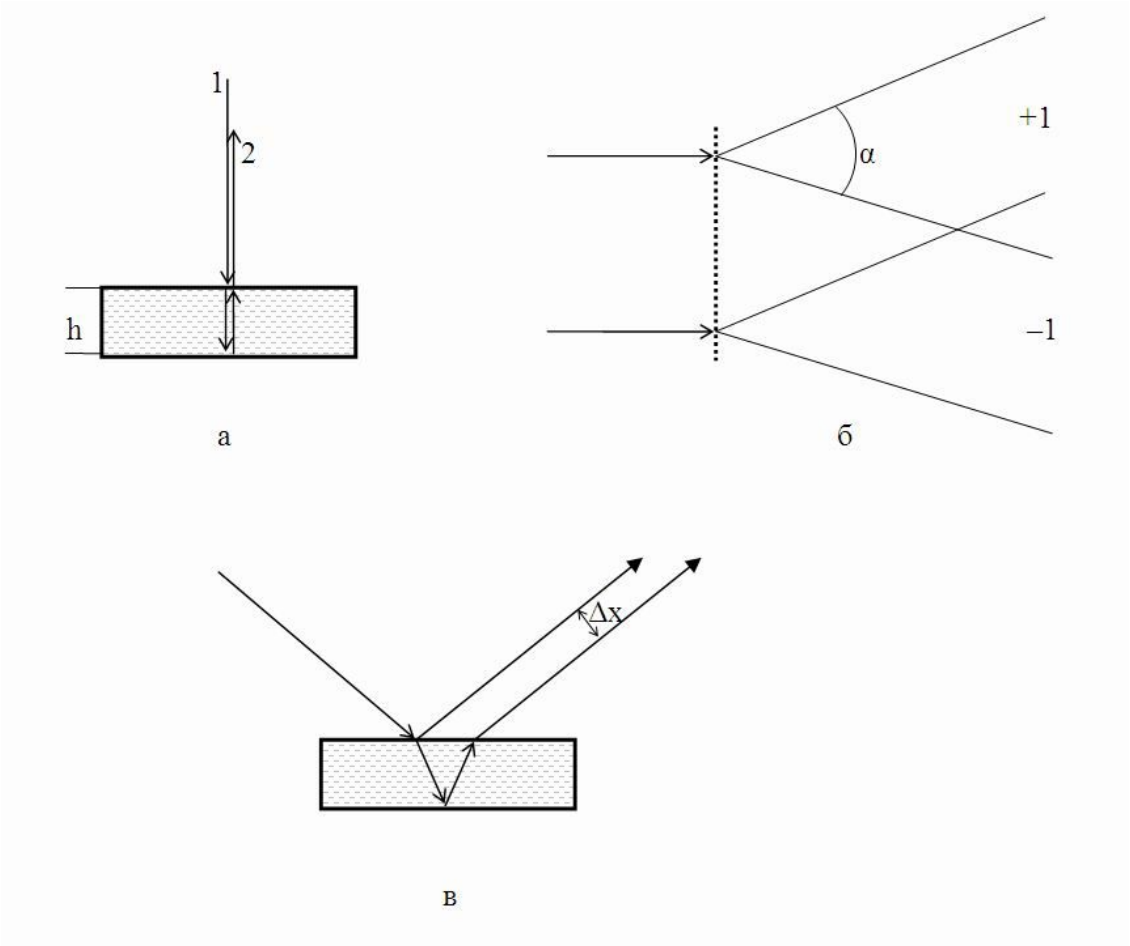


Рис.20. Получение взаимно смещенных волновых полей.

Можно получить также комбинацию продольного и поперечного сдвигов двух волн, полученных делением общей исходной волны. Этот случай проиллюстрирован на рис.17в, где волна, как и на рис.17а делится путем отражения от двух граней пластины, но в условиях наклонного падения и отражения. Из рисунка видно, что в этом случае помимо продольного смещения двух волн, вызванного дополнительным путем, проходимым второй волной внутри пластины, возникает поперечный сдвиг, обозначенный на рисунке через Δx.

Опыт показывает, что чем больше величина продольного или поперечного сдвигов, тем менее подобны, менее сходны друг с другом волновые поля, и тем менее контрастной оказывается создаваемая ими интерференционная картина. Более подробно это явление будет рассмотрено в следующей лекции.

ЛЕКЦИЯ 9

Тема лекции: «Когерентность световых волн»

ПЛАН ЛЕКЦИИ

1. Когерентность. Функция взаимной когерентности.
2. Контраст интерференционных полос.
3. Длина когерентности. Радиус пространственной когерентности.

ТЕКСТ ЛЕКЦИИ

Рассмотрим этот вопрос на примере опыта Юнга (рис. 21).

Излучение от точечного источника S проходит через два точечных отверстия в непрозрачном экране. Эти два отверстия играют роль вторичных источников S_1 и S_2 когерентных волн, которые накладываются друг на друга и интерферируют на экране наблюдения. Если источник S - монохроматический, то наблюдаемая в опыте Юнга картина интерференции имеет вид прямолинейных полос, показанных на рис. 16, причем ширина Δx полос пропорциональна длине волны λ ($\Delta x \sim \lambda$). Если источник S - квазимонохроматический, то есть содержит суперпозицию волн разной длины, то наблюдаемая на экране интерференционная картина также оказывается суперпозицией картин, сформированных волнами различной длины. То есть, в случае квазимонохроматического излучения каждая волна, входящая в его состав, формирует свою интерференционную картину. Эти картины некогерентно складываются одна с другой по интенсивности.

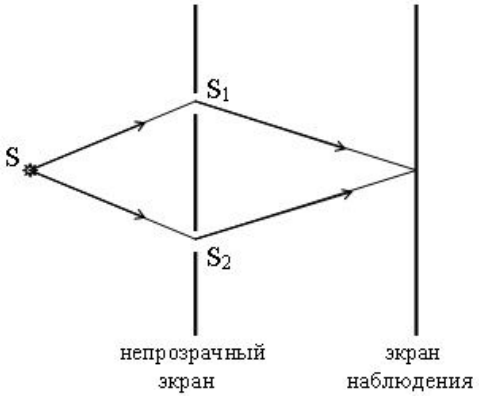


Рис. 21

Чтобы представить себе результат такого сложения, рассмотрим упрощенный случай, когда в спектре излучения квазимонохроматического источника содержатся всего две близкорасположенные длины волны λ_1 и λ_2. В результате на экране наложатся друг на друга две картины интерференционных полос, причем ширина Δx_1 и Δx_2 полос в этих картинах окажется различной. На рис. 22.а показано наложение на экране волн в опыте Юнга от двух вторичных источников S_1 и S_2 (каждый источник излучает волны с длиной λ_1 и λ_2). Распределения интенсивности I_1 и I_2, в интерференционных картинах, соответствующих эти двум длинам волн, показаны на рис. 22.б точечной и пунктирной линиями. В этих двух распределениях максимумы интенсивности в центре экрана совпадают. Этим максимумам соответствует нулевая разность хода интерферирующих волн, так как они расположены на оси симметрии. Положение всех прочих максимумов оказывается различным. Это обусловлено тем, что ширина Δx_1 и Δx_2 интерференционных полос пропорциональна длине волны. Чем дальше от центра, тем больше расходятся максимумы и, наконец, возникает ситуация, когда максимум, соответствующий одной длине волны, накладывается на минимум для другой длины волны. На рис. 22.в показана сумма интенсивностей I_1 и I_2. Видно, что вследствие наложения несовпадающих картин, разница интенсивностей в максимумах и минимумах суммарной картины (контрастность картины) постепенно убывает и в некоторой области экрана становится равной нулю.

Используя понятие когерентности, можно наблюдаемый факт трактовать следующим образом. Квазимонохроматические волны, исходящие от источников S_1 и S_2, когерентны (или частично когерентны) между собой в тех областях экрана, где они формируют интерференционную картину. В тех же областях, где картина интерференция не наблюдается, волны некогерентны. В центральной области экрана и вблизи нее волны от источников S_1 и S_2 имеют малую разность хода, линейно нарастающую по мере удаления от центра. Исчезновение интерференционной картины происходит при достижении разностью хода некоторого предельного значения $l_{ког}$, называемого **длиной когерентности**. Таким образом, две квазимонохроматические волны, полученные от одного источника, являются когерентными, если разность их хода не превышает длину когерентности $l_{ког}$.

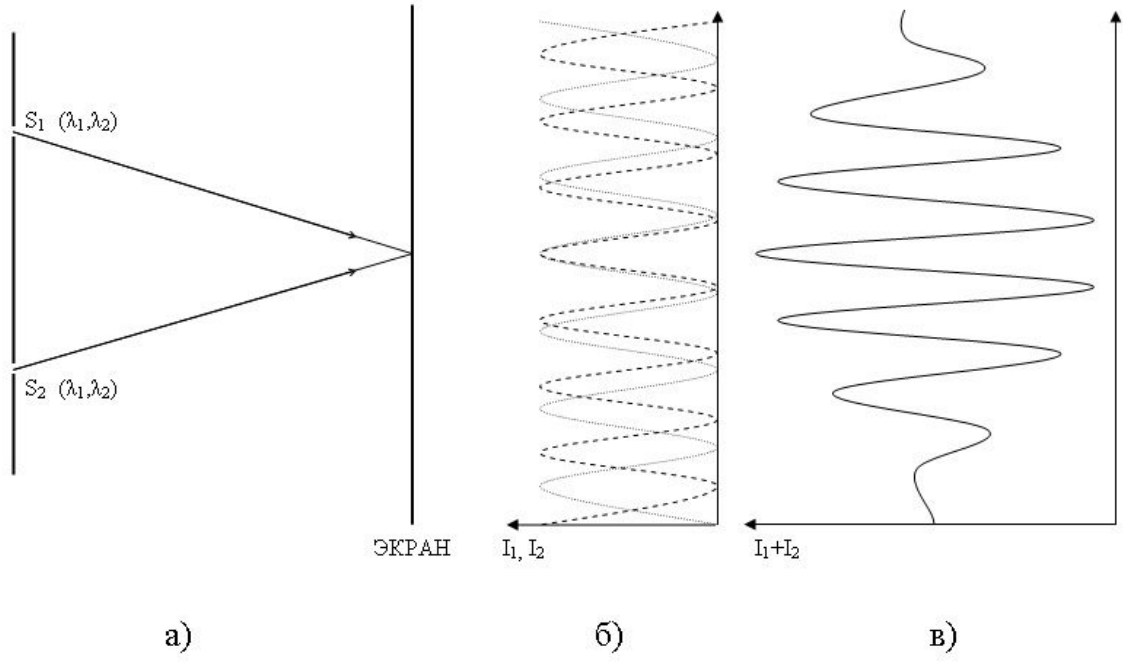


Рис. 22

В нашем упрощенном примере мы рассмотрели квазимонохроматическую волну, содержащую в своем спектре всего две дискретные длины волны λ_1 и λ_2. Если спектр излучения непрерывен и заполняет некоторый диапазон длин волн от λ до $\lambda+\Delta\lambda$, то в опыте Юнга контрастность интерференционных полос упадет до нуля в той области экрана, где максимум интенсивности порядка m для длины волны $\lambda+\Delta\lambda$ совпадет с максимумом интенсивности порядка m+1 для длины волны λ. Из этого условия нетрудно получить, что максимальный порядковый номер m_{max} наблюдаемых интерференционных полос составит

$$m_{max} = \lambda/\Delta\lambda$$

Порядку интерференции m соответствует разность хода λm. Если в качестве m мы подставим в эту разность хода значение m_{max} из последнего выражения, то мы получим предельное значение разности хода, при которой наблюдается интерференция, то есть длину когерентности $l_{ког}$. Таким образом,

$$l_{ког} = \lambda^2/\Delta\lambda$$

Итак, длина когерентности зависит от ширины $\Delta\lambda$ спектра излучения, то есть определяется степенью монохроматичности волны. Большинство окружающих нас источников световых волн имеют широкий спектр и, следовательно, их излучение обладает малой длиной когерентности (в пределах от 1 до 100 мкм). Лишь лазерное

излучение обладает высокой монохроматичностью, обеспечивающей длину когерентности от десятков см до сотен м.

Проведенное нами рассмотрение предполагало, что в опыте Юнга используется точечный источник света S. Теперь мы снимем это ограничение. Пусть источник имеет поперечный размер s. Тогда можно считать, что наш источник состоит из совокупности независимых точечных источников. Естественно, что волны, излучаемые этими независимыми источниками, некогерентны между собой. В результате на экране наблюдения волна от каждого точечного источника сформирует свою интерференционную картину. Интерференционные картины от разных источников будут смещены относительно друг друга, что приведет уменьшению контраста интерференционных полос при их суммировании. В конкретном случае, показанном на рис. 23 взаимное смещение интерференционных картин, образованных излучением от крайних точек источника будет равно размеру источника (при равенстве расстояний l и l').

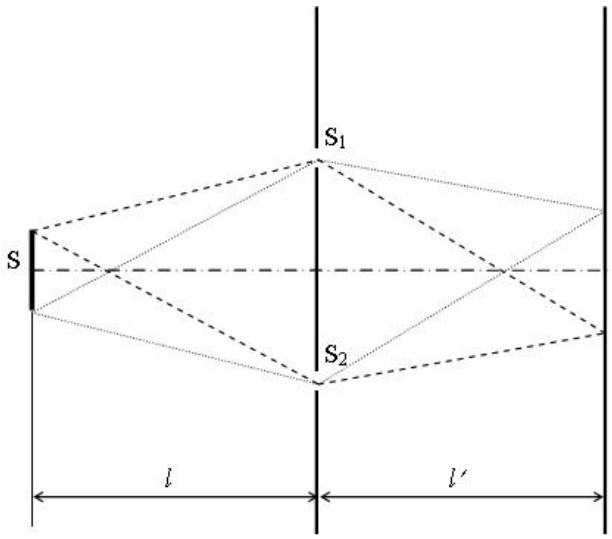


Рис. 23

Будем увеличивать расстояние d между точечными отверстиями в экране. При этом будет уменьшаться ширина интерференционных полос. Когда ширина полос станет соизмеримой с величиной взаимного смещения интерференционных картин, то есть с размером источника, контрастность полос упадет до нуля. При этом интерференционная картина исчезнет. Этот факт можно трактовать следующим образом. Пока расстояние d между отверстиями в экране невелико, излучение вторичных источников S_1 и S_2

оказывается когерентным. Когда расстояние d превышает некоторую предельную величину $d_{ког}$, излучение этих источников становится некогерентным. Величину $d_{ког}$ называют **размером области когерентности**. Нетрудно получить, что

$$d_{ког} = \lambda l/s$$

где s - перечный размер источника. Если, например, в качестве источника излучения использовать Солнце, размер области когерентности окажется равным приблизительно 0,05 мм. Большой размер области когерентности можно получить для излучения лазерных источников.

Теперь перейдем к количественному описанию явления когерентности световых волн.

Для описания сходства, подобия случайных процессов обычно пользуются нормированной функцией корреляции, рассмотренной в лекции 3. В оптике функцию корреляции волновых полей называют функцией взаимной когерентности или просто когерентностью. Таким образом, когерентность – это функция, описывающая корреляционные свойства волновых полей по отношению к сдвигу в пространственно-временных координатах.

Выражение, описывающее процесс интерференции, справедливо только для случая двух монохроматических волновых полей, излучаемых точечными источниками. Такие поля называют полностью когерентными (часто говорят просто – когерентными). Это идеализированный случай. Если источник имеет конечные размеры и излучает в некотором спектральном диапазоне длин волн, то при любом способе деления такой световой волны на две, мы в общем случае получим частично коррелированные между собой волны. Такие волны принято называть частично когерентными и описывать их подобие с помощью функции взаимной когерентности. Использование функции когерентности позволяет обобщить это выражение, распространив его на описание интерференции частично когерентных волн:

$$I(x,y) = I_1(x,y) + I_2(x,y) + 2\sqrt{I_1(x,y)I_2(x,y)}\left|\gamma_{12}(r_1,r_2,\tau)\right| \cdot$$
$$\cdot \cos\left[\Delta\varphi(x,y) + \alpha(r_1,r_2,\tau)\right],$$

где γ_{12} – нормированная функция взаимной когерентности

$$\gamma_{12}(r_1,r_2\tau) = \left|\gamma_{12}(r_1,r_2,\tau)\right| \cos\left[\Delta\varphi(x,y) + \alpha_{12}(r_1,r_2,\tau)\right].$$

Первый сомножитель в правой стороне уравнения представляет собой модуль нормированной функции взаимной когерентности, выражение под косинусом называется аргументом этой функции, а член α_{12} описывает изменение разности фаз волновых полей в частично когерентном излучении по отношению к излучению, полностью когерентному.

Контрастность (видность) интерференционных полос (различие интенсивностей I_{max} в максимуме и I_{min} в минимуме интерференционной картины) принято численно выражать параметром V, определяемом как

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}.$$

Используя выражение (47), нетрудно выразить V через интенсивности I_1 и I_2 двух интерферирующих полей и модуль функции γ_{12} взаимной когерентности:

$$V = \frac{2\sqrt{I_1 I_2}\left|\gamma_{12}\right|}{I_1 + I_2}.$$

Если $I_1 = I_2$, то

$$V = \left|\gamma_{12}(r_1, r_2, \tau)\right|$$

Функцию взаимной когерентности удобно анализировать, представив ее в виде произведения:

$$\gamma_{12}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \tau) = \gamma_{12}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)\gamma(\tau).$$

Это можно сделать, если распределение интенсивности по длинам волн немонохроматического источника не зависит от пространственных координат на поверхности источника или хотя бы в плоскости, параллельной ему и находящейся на некотором расстоянии от него. Данное обстоятельство, выполняющееся для тепловых источников излучения, позволяет использовать отдельно понятия временной когерентности, выражаемой сомножителем *γ(τ)*, и пространственной когерентности, выражаемой сомножителем $\gamma_{12}(r_1, r_2)$.

В разделе 2 было введено понятие интервала корреляции, отображающего ширину центрального пика функции корреляции. Если снова обратиться к опытам по делению волнового поля на два (рис.17), то в данном случае интервал корреляции будет показывать, при какой минимальной величине взаимного смещения двух волновых полей их подобие исчезнет, то есть корреляция станет равной нулю. При этом взаимное смещение можно осуществлять как в продольном (по отношению к направлению распространения), так и в поперечном направлении.

В первом случае (продольного смещения) для интервала корреляции функции временной когерентности введены специальные термины - длина когерентности $l_к$ и время когерентности $\tau_к$ Длина когерентности - это оптический путь, который проходит свет за время когерентности, то есть $l_к = c\tau_к$.

Качественно эти величины могут быть определены из следующих простых соображений. Образовать стационарную интерференционную картину могут только

совпадающие по длине волны световые поля. Результирующая картина в плоскости наблюдения образуется суммированием интенсивностей для всего диапазона длин волн $\Delta\lambda = \lambda_{max} - \lambda_{min}$. Если максимум интерференционной картины порядка N для длины волны λ_{max} пространственно совпадает с максимумом порядка (N +1) для λ_{min}, то в интерференционной картине исчезает различие интенсивностей между I_{max} и I_{min}. Все прочие волны, длина которых лежит в диапазоне $\lambda_{max} \div \lambda_{min}$, дадут в результате интерференции все промежуточные значения от I_{max} до I_{min}. В результате контраст суммарной интерференционной картины станет равным нулю, то есть эффект интерференции пропадает. Выражая условие

$$N\lambda_{\max} = (N+1)\lambda_{\min}$$

через среднюю длину волны $\lambda_{ср.}$ и $\Delta\lambda$ и вводя длину когерентности $l_k = N\lambda_{ср.}$, после простых алгебраических преобразований нетрудно получить, что

$$l_k = \frac{\lambda_{cp}^2}{\Delta\lambda}$$

Похожее рассмотрение позволяет найти интервал корреляции по отношению к поперечному сдвигу. В этом случае он носит название радиуса пространственной когерентности. Нетрудно показать, что радиус r_k пространственной когерентности для волнового поля протяженного источника диаметром d равен

$$r_к = \frac{\lambda}{d} L,$$

где L – расстояние от источника до плоскости наблюдения.

Последние два выражения приблизительны и носят оценочный характер. Более строго соотношение между $\gamma_{12}(\tau)$ и спектральной плотностью мощности устанавливается теоремой Винера-Хинчина, а между $\gamma_{12}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ и распределением интенсивности по источнику – теоремой Ван-Циттерта-Цернике. Согласно этим теоремам названные функции являются Фурье-парами, то есть могут быть выражены друг через друга при помощи преобразования Фурье.

ЛЕКЦИЯ 10

Тема лекции: «Двулучевые интерферометры и их применение в решении научных и инженерных задач»

ПЛАН ЛЕКЦИИ

1. Обощенная схема двулучевого интерферометра
2. Интерферометр Майкельсона.
3. Интерферометр Маха-Цандера.
4. Интерферометр Физо.
5. Интерферометр Жамена.
6. Интерферометр Харихарана-Сена.

ТЕКСТ ЛЕКЦИИ

Применения описанного выше явления интерференции очень важны и обширны. Интерференция света используется для измерения углов, линейных размеров деталей в длинах световой волны, для контроля качества оптических систем, для определения плотности, показателей преломления и дисперсионных свойств веществ, для измерения длины волны излучения и исследования тонкой структуры спектральной линии, а также многих других физических параметров. В большинстве случаев для измерений используют специальные приборы – интерферометры. В основе работы всех интерферометров лежит разделение исходной световой волны на две или более волн, последующем их наложении друг на друга и фиксировании возникающей при этом интерференционной картины.

Общая блок схема всех интерферометров изображена на рис. 24.

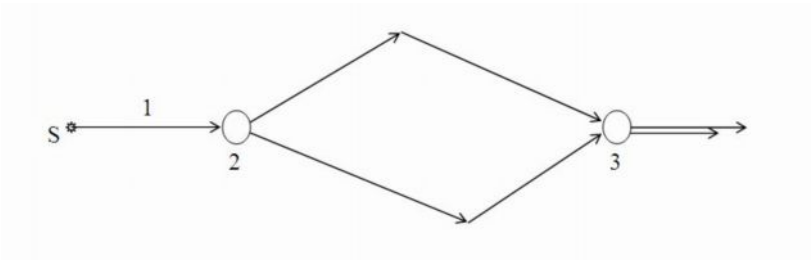


Рис. 24

Излучение 1 от источника S с помощью устройства 2, называемого светоделителем, разделяется на два или более световых пучков. По количеству световых пучков интерферометры подразделяют на двулучевые и многолучевые. Путь каждого пучка, сформированный оптическими элементами интерферометра, называют плечом интерферометра. Пучки, распространяющиеся в плечах интерферометра, затем пространственно совмещают, направляя их в общую зону 3. В большинстве случаев в этой зоне их совмещения также установлено светоделительное устройство, которое выполняет обратную функцию – объединяет два или несколько пучков в один, точнее преобразует пучки, распространявшиеся по разным направлениям в пучки весьма близких направлений. Последнее необходимо для того, чтобы в интерференционной картине, образованной наложением этих пучков, возникли достаточно крупные интерференционные полосы, параметры которых было бы удобно измерять. В длину оптического пути одного или двух плеч интерферометра вносят изменения, помещая на пути пучка исследуемый объект (зеркала, прозрачные среды). Изменения оптической длины пучков сказывается на характере создаваемой ими интерференционной картины. Анализируя изменения интерференционной картины, делают заключения об оптических (а на основе этого и физических) свойствах исследуемого объекта.

Для двулучевого интерферометра порядковый номер N интерференционного максимума связан оптической разностью хода ΔS двух плеч интерферометра соотношением $\Delta S = N\lambda$

Разность хода ΔS в свою очередь выражается через геометрическую длину x_1 и x_2 обоих плеч интерферометра и показатели преломления n_1 и n_2 среды, заполняющей эти плечи: $\Delta S = n_1 x_1 - n_2 x_2$. В итоге получаем

$$N\lambda = n_1 x_1 - n_2 x_2$$

В методах интерферометрии чаще всего фиксируют порядок интерференции N и на основе этого соотношения вычисляют одну из величин: n_1, x_1, n_2, x_2 , λ. Методика определения порядка интерференции N будет описана в следующем разделе. По найденным значениям показателей преломления среды и геометрической длины плеч делают заключения о физических и геометрических параметрах объектов, например таких как, плотность, давление, температура среды, протяженность или величина деформации объекта.

Рассмотрим наиболее употребительные оптические схемы интерферометров. Наибольшее распространение получило деление исходной световой волны по амплитуде. На рис.25 представлена схема интерферометра Майкельсона.

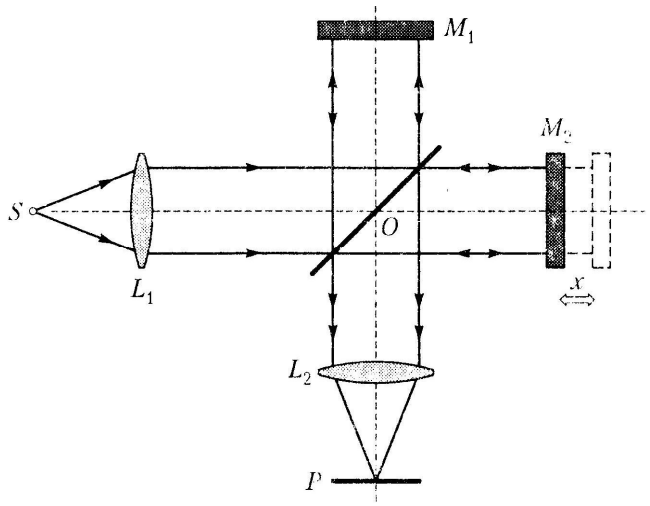


Рис. 25.

Свет от источника S коллимируют линзой L_1 и направляют на полупрозрачное зеркало O, расположенное под углом 45^0 к оси пучка. Свет, отраженный от полупрозрачного зеркала, падает на зеркало M_1, а прошедший через полупрозрачное зеркало – на зеркало M_2. Зеркала M_1 и M_2 отражают пучки в обратном направлении, и полупрозрачное зеркало O вновь объединяет их, направляя на линзу L_2, которая фокусирует общий пучок на фотоприемник P.

Перемещение любого из зеркал, например M_2 на величину x вдоль оси пучка приводит к изменению разности хода в плечах интерферометра на величину 2x. При этом через фотоприемник пройдет $2x/\lambda$ максимумов интерференции. Подсчет числа максимумов позволяет измерять перемещения зеркала интерферометра с точностью, до долей длины волны, что используется при измерении малых перемещений или измерении расстояний с высокой точностью.

Если фокусное расстояние линзы L_2 подобрать таким образом, чтобы она строила изображение зеркала M_1 в плоскости фотоприемника, то интерференционная картина будет отображать отклонения поверхности этого зеркала от плоскости (при условии, что второе зеркало M_2 является плоским). В таком режиме интерферометр используют для контроля плоскостности оптических поверхностей.

Интерферометр Майкельсона позволяет изменять разность хода двух интерферирующих пучков в широких пределах. В результате становится возможным прямое измерение длины когерентности излучения. Для этого нужно сместить зеркало M_2 на такое расстояние x_0, при котором видность интерференционных полос упадет до нуля.

Длина когерентности будет равна удвоенной величине x_0. Информация о длине когерентности позволяет, оценить ширину $\Delta\lambda$ спектра излучения. Если в ходе смещения зеркала M_2 в направлении x непрерывно регистрировать график зависимости интенсивности на фотоприемнике I(x), то на основании теоремы Винера-Хинчина можно рассчитать функцию спектральной плотности мощности как Фурье образ от I(x). Интерферометр, используемый в таком режиме, называют Фурье-спектрометром. Он позволяет исследовать тонкую структуру спектров излучения атомов и молекул.

При внесении в схему интерферометра дополнительных согласующих элементов он может быть использован для контроля качества различных оптических деталей. Такой модифицированный интерферометр называют интерферометром Тваймана–Грина.

Для исследования прозрачных объектов используют интерферометр Маха–Цендера. Его схема представлена на рис.26.

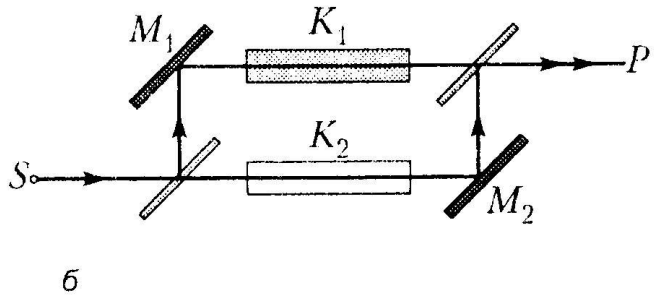


Рис. 26

Излучение источника S разделяется первым полупрозрачным зеркалом на два пучка. Зеркала M_1 и M_2 направляют их на второе полупрозрачное зеркало, вновь соединяющее их в один пучок. В одно из плеч интерферометра помещают исследуемый объект (например K_1), а в другое – образцовый объект сравнения (K_2). Объект K_2 необходим для компенсации разности хода пучков в условиях использования излучения с малой длиной когерентности. К примеру, K_1 и K_2 могут представлять собой одинаковые прозрачные кюветы, в одной из которых находится вещество с известным показателем преломления n_1, а в другой – с неизвестным n_2. Тогда порядок интерференции N на выходе интерферометра будет равен

$$N = (n_1 - n_2)L/\lambda,$$

где L – длина кювет. Из этой формулы можно найти неизвестную величину n_2.

Показатель преломления прозрачных веществ зависит от множества физических параметров вещества: давления, концентрации, температуры, механических напряжений и

др. Это позволяет использовать интерферометр Маха–Цендера для исследования этих параметров.

Например, интерферометр Маха–Цендера используют для исследования потоков воздуха в аэродинамической трубе. С полем скоростей потоков воздуха в трубе связано поле давлений, а, следовательно, и поле плотностей воздуха, а плотность воздуха, в свою очередь, определяет его показатель преломления. В итоге поле скоростей определенным образом отображается в виде интерференционной картины на выходе интерферометра.

Описанные выше схемы интерферометров требуют для своей реализации размещения всех оптических элементов на массивном виброзащищенном основании, чтобы избежать случайных взаимных смещений элементов. Все элементы снабжаются прецизионными юстировочными механизмами. В итоге это, как правило, малосерийные, дорогостоящие и громоздкие приборы, требующие высокой квалификации персонала.

Существуют более простые конструкции интерферометров. На рис. 27 представлена оптическая схема интерферометра Физо, иллюстрирующая его применение для контроля плоскостности оптических поверхностей.

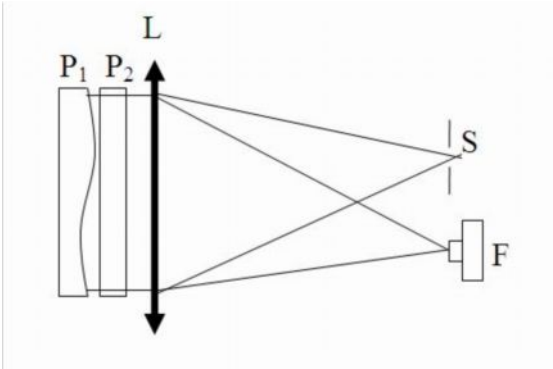


Рис. 27

Излучение от источника S коллимируют линзой L, за которой установлены две приложенные друг к другу пластины. Первую из них (P_2) называют пробным стеклом. Она имеет высокую степень плоскостности поверхностей и играет роль образцового изделия. Вторая пластина P_1 – представляет собой контролируемое изделие. В случае отклонения ее поверхности от плоскости между пластинами образуется неоднородный воздушный зазор. Световые волны, отраженные от двух контактирующих поверхностей пластин, фокусируются линзой L в объектив фотокамеры, накладываются друг на друга на приемной матрице камеры и образуют интерференционную картину. Порядковый номер

N интерференционной полосы в этой картине будет связан с толщиной Δx воздушного зазора между пластинами соотношением

$$\Delta x = N\lambda/2$$

Такой интерферометр прост в эксплуатации и находит применение для контроля изделий в производственных условиях.

Упрощенный вариант интерферометра Маха–Цендера, содержащий всего два оптических элемента, получил название интерферометра Жамена. Его схема представлена на рис. 28.

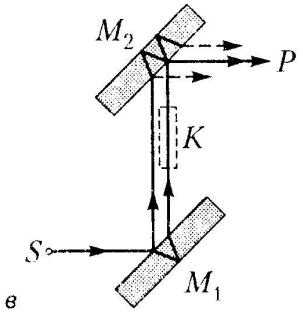


Рис. 28

Он состоит из двух одинаковых плоскопараллельных стеклянных пластин. Луч от источника S при отражении от передней и задней поверхностей первой пластины расщепляется на два луча. Вторая пластина выполняет обратную функцию – сводит оба луча вместе. Интерферометр находит применение для высокоточного измерения показателей преломления веществ. Для этого в одно из плеч помещают кювету с исследуемым веществом, а в другое – точно такую же кювету с веществом, показатель преломления которого известен.

В завершении данного раздела отметим еще два типа интерферометров, у которых два плеча пространственно не разделены (интерферометры общего пути) или разнесены несущественно (интерферометры сдвига).

В качестве примера интерферометра общего пути рассмотрим треугольный интерферометр Харихарана–Сена (рис.29).

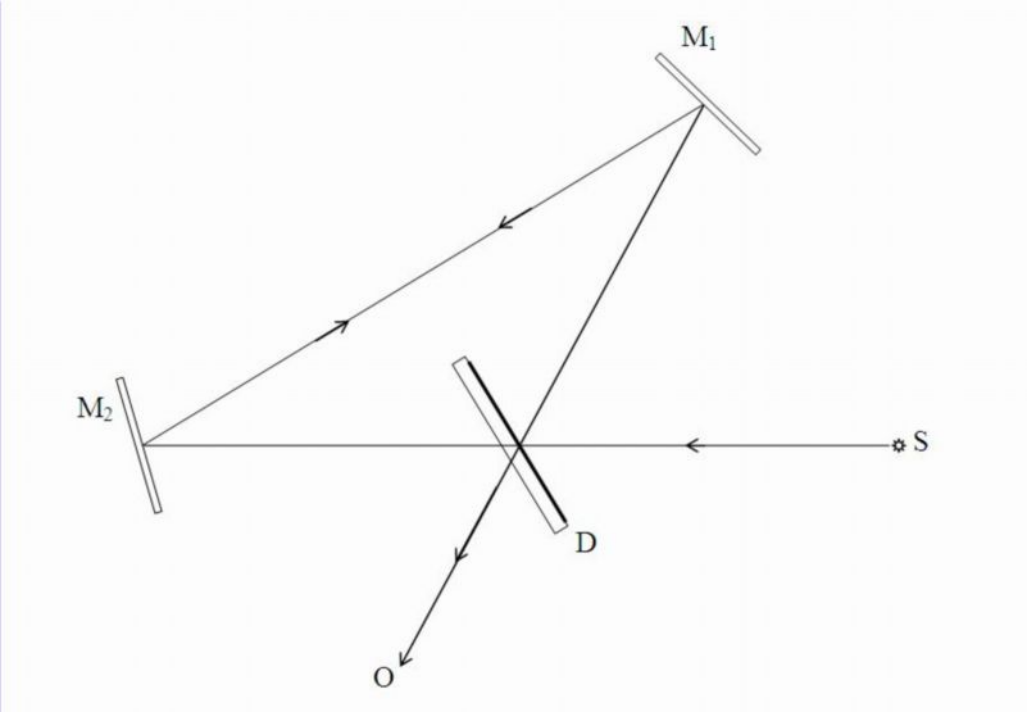


Рис. 29

Пучок света от источника S направляют на полупрозрачный светоделитель D. Пучок, прошедший через светоделитель, и пучок, отраженный от него, распространяются навстречу друг другу по замкнутому пути, образованному делителем D и зеркалами M_1 и M_2. После повторного прохождения или отражения от светоделителя пучки вновь идут в общем направлении O и формируют интерференционную картину. Благодаря тому, что оба плеча интерферометра сформированы одними и теми же оптическими элементами, он оказывается весьма не чувствительным к случайным вибрациям и не требует тщательной юстировки для выравнивания длины плеч как в рассмотренных выше конструкциях. Благодаря общему пути пучков длина обоих плеч оказывается всегда одинаковой.

Если ввести в описанную конструкцию интерферометра общего пути еще одно зеркало (рис.30), он может использоваться в качестве интерферометра сдвига. Небольшой поворот зеркала M_2 вокруг оси, перпендикулярной плоскости чертежа, вызовет поворот отраженных от него лучей (они показаны на рисунке пунктиром). В результате эти повернутые лучи после повторного прохождения через светоделитель окажутся смещенными друг относительно друга, и на выходе интерферометра в каждой точке картины будут интерферировать два луча, исходящие из разных точек исходного волнового фронта, поступающего на вход интерферометра. Такую интерференционную картину называют интерферограммой сдвига. Она, к примеру, позволяет выявить отклонения волнового фронта от плоской или сферической формы.

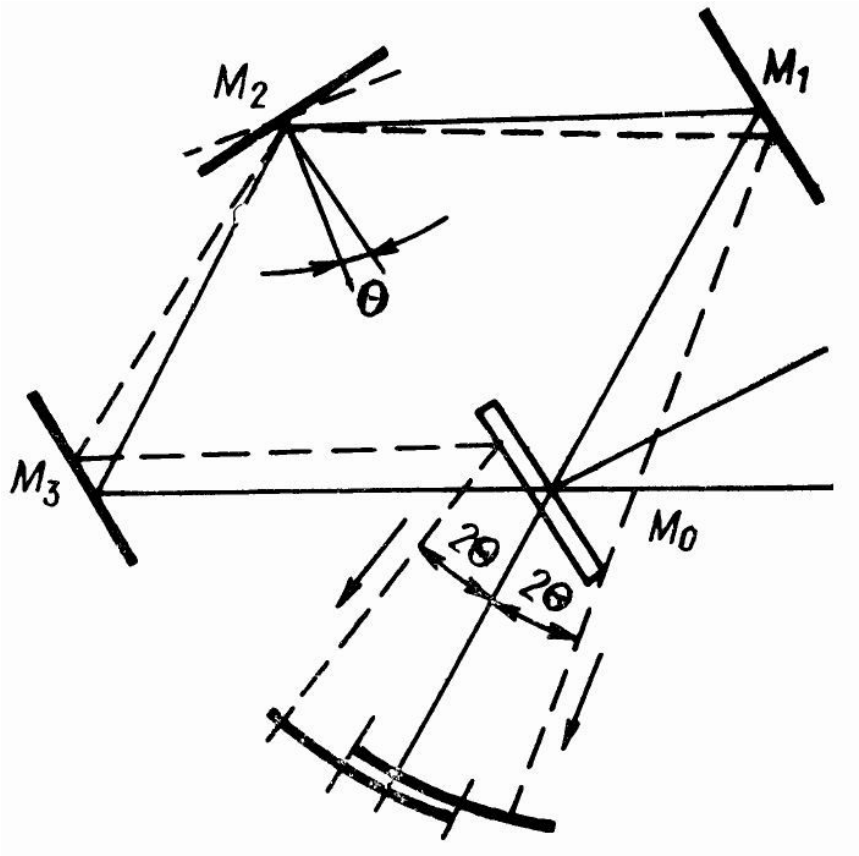


Рис. 30

Интерферометр сдвига находит применение для исследования аберраций оптических систем.

ЛЕКЦИЯ 11

Тема лекции: «Принципы расшифровки интерферограмм. Метод фазовых шагов.»

ПЛАН ЛЕКЦИИ

1. Два режима работы интерферометра
2. Считывание координат интерференционных полс
3. Метод фазовых шагов.
4. Сшивка фазы в точках разрыва.

ТЕКСТ ЛЕКЦИИ

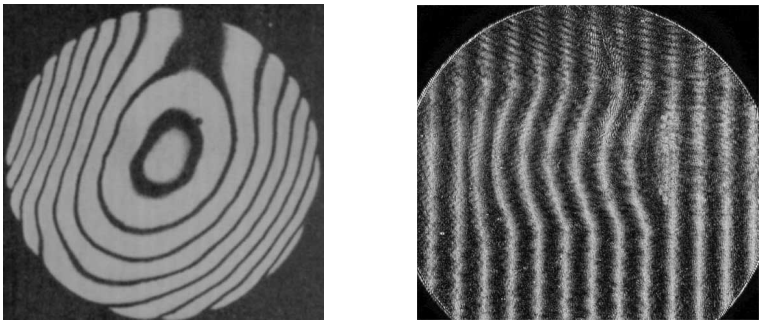
Пространственное распределение интенсивности в интерференционной картине на выходе интерферометра приближенно описывается выражением

$$I(x,y) = I_1(x,y) + I_2(x,y) + 2\sqrt{I_1(x.y)}\sqrt{I_2(x,y)}\cos[\Delta\varphi(x,y)]$$

Первые два слагаемых обычно представляют собой константы. Значение третьего слагаемого зависит от величины Δφ(x,y) – разности фаз двух интерферирующих пучков. Выше указывалось, что один из этих пучков является образцовым, а второй – промодулирован по фазе исследуемым объектом. В большинстве интерферометров фаза образцового пучка в выходной плоскости является константой или линейной функцией координат. Тогда величина Δφ(x,y) с точностью до константы или линейной функции представляет собой распределения фазы φ(x,y) объектного пучка.

Получение количественных данных в интерференционных измерениях заключается в определении пространственного распределения фазы φ(x,y) объектного пучка по распределению интенсивности в интерферограмме. Следующий этап - пересчет φ(x,y) в пространственное распределение исследуемого физического параметра или физической величины, например, скорости аэродинамического потока, температуры пламени, отклонений от заданного размера и формы изделий.

Обсудим подробнее первоначальный этап расчета. В классической интерферометрии существуют два возможных режима настройки и работы интерферометра. Если фаза образцового пучка в выходной плоскости интерферометра является константой, то $\Delta\varphi(x,y) = \varphi(x,y)$, то есть интерференционная картина непосредственно отражает распределение фазы в объектном пучке. При этом любая интерференционная полоса является линией равных фаз объектного пучка. Можно сказать, что интерферограмма представляет собой систему линий равного уровня фазы объектного пучка (см. рис. 31а). Такая интерферограмма подобна топографической карте с системой горизонталей. В соседних линиях фаза отличается на 2π. Подобный режим настройки интерферометра называют режимом полосы бесконечной ширины (о происхождении этого термина сказано ниже).



а б

Рис. 31

В другом режиме, называемом режимом полос конечной ширины, одно из зеркал в плечах интерферометра поворачивают так, чтобы между интерферирующими пучками на выходе интерферометра образовался бы малый угол α. Тогда в отсутствие исследуемого объекта возникнет система прямых эквидистантных интерференционных полос. Подбирая угол α, можно сделать период получаемых интерференционных полос удобным для визуального наблюдения (например, несколько миллиметров). Эта система линий как бы является картой волнового фронта объектного пучка. Пусть теперь в пучок внесен исследуемый объект, отвечающий следующим требованиям: он занимает центральную часть рабочей зоны, вызванное им изменение оптического пути невелико по сравнению с длиной волны, причем оно плавно изменяется по полю объекта, спадая к нулевому значению на его краях. Тогда картина прямых интерференционных полос в области, занятой объектом, подвергается возмущению (рис. 31б). Интерференционные полосы изгибаются, и интерферограмма фактически представляет собой систему наклонных

сечений объекта. Величина Δp прогиба (отклонения) каждой полосы от своего невозмущенного положения пропорциональна фазе φ(x,y) объектного пучка. Ее находят из соотношения

$$\varphi(x,y) = 2\pi\, \Delta p/p$$

Режим настройки интерферометра на полосы конечной ширины при $\alpha \to 0$ плавно переходит в первый режим. При этом в соответствии с (46) период полос $p \to \infty$, поэтому такую настройку называют режимом полосы бесконечной ширины.

Расшифровка интерферограммы начинается с определения начала отсчета - интерференционной полосы нулевого порядка, для которой φ(x.y) = 0. В классических интерферометрах с источниками теплового излучения для решения этой задачи используется тот факт, что видность V интерференционных полос равна модулю функции когерентности интерферирующих полей $|\gamma_{12}(r_1, r_2, \tau)|$. Там, где разность хода двух интерферирующих пучков равна нулю, модуль функции когерентности $|\gamma_{12}(r_1, r_2, 0)|$ приобретает максимальное значение. Таким образом, интерференционная полоса нулевого порядка – самая контрастная среди прочих полос. Чтобы выделить ее более отчетливо, используется источник излучения с широким спектром или убирается светофильтр, ограничивающий спектр источника. Тогда длина когерентности существенно уменьшается, и все остальные интерференционные полосы кроме полосы нулевого порядка почти исчезают вследствие потери контрастности.

Затем, ориентируясь на априорные данные и опыт предыдущей работы, оператор определяет номера (порядки интерференции) всех остальных интерференционных полос. Полосы нумеруются последовательно с учетом возможных экстремумов. В затруднительных случаях, например, при определении направления возрастания или убывания порядковых номеров оператор может вводить в образцовое плечо интерферометра небольшое известное дополнительное приращение оптического пути, и отмечая при этом направление смещения полос, может выделить на интерферограмме области возрастания и убывания порядковых номеров интерференционных полос.

Затем найденные номера интерференционных полос умножают на 2π и находят, таким образом, значение фазы в максимумах интерферограммы, то есть в центрах светлых интерференционных полос. Считается, что опытный оператор при определении координаты центра полосы допускает ошибку в одну десятую доли периода полос. Из центров интерференционных полос найденное значение φ(x.y) интерполируют в промежуточные точки путем построения плавной кривой. Рис. 32 иллюстрирует

построение кривой, отображающей распределение фазы φ(x) вдоль выбранного на интерферограмме сечения АА.

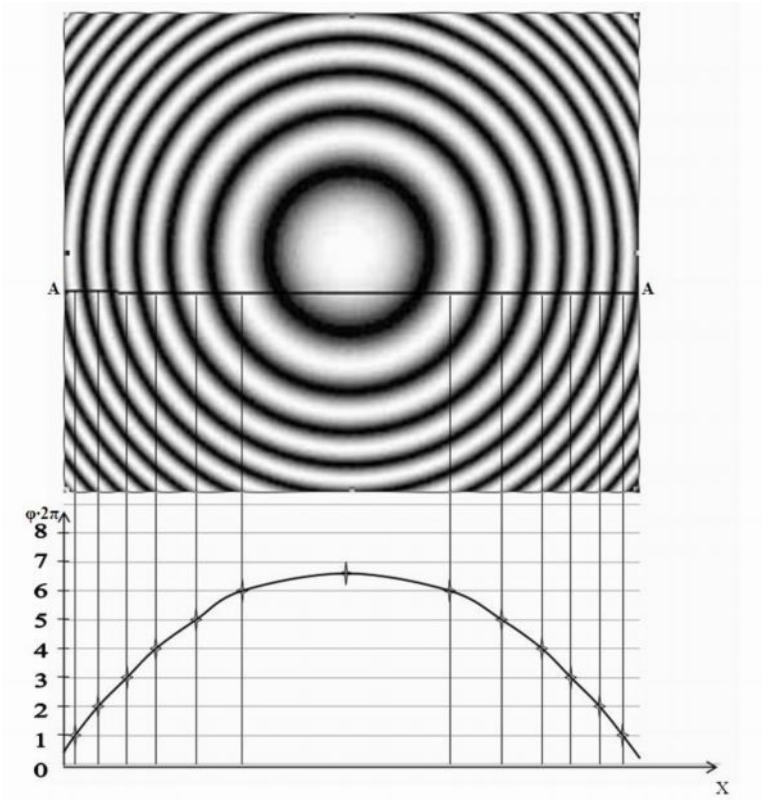


Рис. 32

На заключительном этапе получения количественных данных полученное (дискретное) пространственное распределение φ(x,y) пересчитывается в пространственное распределение исследуемых оптических величин и параметров.

Эта рутинная работа в настоящее время компьютеризирована. Тем не менее, определение порядковых номеров интерференционных полос по-прежнему осталось за оператором.

Вероятно, к важнейшим достижениям интерферометрии за последние десятилетия, можно отнести разработку метода фазовых шагов и других методов, развитых на его основе. Названный метод позволил, во-первых, автоматизировать процесс расшифровки интерферограмм и получения количественных данных на элементной базе современных средств компьютерной обработки изображений, и во-вторых - повысить точность измерений.

Рассмотрим интерференционную картину, образованную наложением двух волн. Распределение интенсивности I(x,y), может быть представлено в виде

$$I(x,y) = a(x,y) + b(x,y)\cos\varphi(x,y),$$

где *a(x,y)* - средняя интенсивность, *b(x,y)* - амплитуда модуляции интенсивности, *φ (x, y)* - разность фаз интерферирующих полей.

Допустим, с помощью подвижного зеркала мы изменяем фазу опорной волны на величину δφ. Тогда новое распределение интенсивности $I_1(x,y)$ в интерференционной картине будет

$$I = a(x,y) + b(x,y)\cos[\varphi + \delta\varphi],$$

Проведем эту операцию изменения фазы N раз, добавляя к фазе одной из волн постоянную величину +δφ. Получим соответствующий ряд значений интенсивности I_k, k = 1, 2, ...N. Периодическая функция I(x, y) может быть разложена в ряд Фурье. Коэффициенты разложения $A_1(x,y)$ и $B_1(x,y)$ выражаются формулами

$$A_1(x,y) = \sum I_k(x,y)\cos(2\pi k / N)$$

$$B_1(x,y) = \sum I_k(x,y)\sin(2\pi k / N)$$

Искомая величина φ(x, y) равна

$$\varphi(x,y) = arctg\frac{B_1(x,y)}{A_1(x,y)},$$

Рассмотрим следующий конкретный случай. Пусть $\delta\varphi = 120^0$ и регистрируется три распределения интенсивности I_1, I_2, I_3 , соответствующие фазовым сдвигам $+120^0$, 0 и - 120^0 . Пример таких трех интерферограмм, отличающихся по фазе на 120^0 приведен на рис. 33. Для этого случая последняя формула приводится к виду:

$$\varphi(x,y) = arctg\frac{\sqrt{3(I_1 - I_3)}}{2I_2 - I_1 - I_3},$$

Такой способ выгоден тем, что требует минимального количества фазовых шагов и, следовательно, минимального объема памяти, необходимого для ввода и обработки интерференционной картины, однако с практической точки зрения неудобен тем, что требует точного контроля величины фазового сдвига между шагами, т. е. точной калибровки фазосдвигающего устройства. Кроме того, метод чувствителен к шумам в оптическом и электронном тракте, что в итоге снижает точность измерений. Для устранения этих недостатков предложены четырех, пяти и семи шаговые методы.

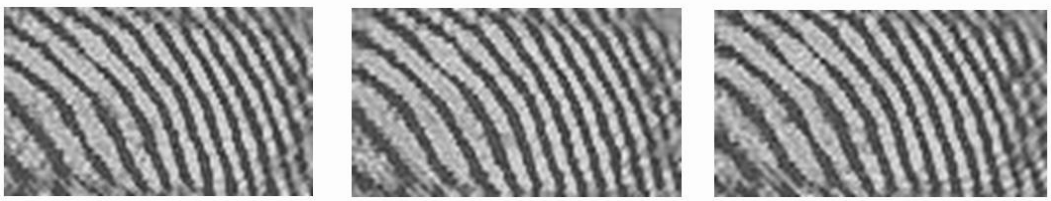


Рис. 33

Первоначально метод фазовых шагов был использован в классической интерферометрии. Ступенчатое изменение фазы опорного волнового поля в заданной последовательности проводилось смещением зеркала, прикрепленного к пьезокерамическому элементу, управляемому компьютером. Процесс измерения полностью автоматизирован и занимает доли секунды (время, необходимое для ввода нескольких кадров). Для каждого пикселя производится вычисление по указанным выше алгоритмам. Полученное в результате распределение фазы имеет разрывы величиной π. Для получения непрерывного распределения фазы необходимо произвести операцию сшивки фазы в точках разрывов. Для этого к каждому элементу массива фазы прибавляется πn, где n - целое число. Число n выбирается для каждого элемента таким образом, чтобы разность между значениями данного и какого-либо уже обработанного соседнего элемента была меньше π по абсолютной величине. В результате на выходе получается распределение фазы $\varphi(x, y)$ в виде непрерывной гладкой функции.

ЛЕКЦИЯ 12

Тема лекции: «Многолучевая интерференция. Эталон Фабри – Перо.»

ПЛАН ЛЕКЦИИ

1. Многолучевая интерференция в плоскопараллельной пластине.
2. Формула Эйри. Фактор резкости полос.
3. Параметры эталона Фабри – Перо как спектрального прибора.
4. Интерференционные зеркала и светофильтры.

ТЕКСТ ЛЕКЦИИ

Выше мы рассмотрели оптические схемы двулучевых интерферометров и описали интерференционные картины, возникающие при наложении двух волн. Распределение интенсивности в этих картинах зависит по закону косинуса от разности фаз интерферирующих волн. Косинус - весьма гладкая функция, поэтому малым приращениям разности фаз соответствует малое изменение интенсивности или малое, почти не заметное смещение интерференционных полос. Это ограничивает чувствительность двулучевых интерферометров. В связи с этим при решении некоторых задач используют многолучевые интерферометры, в которых интерференционная картина формируется при наложении многих волн. В результате может быть получена резкая зависимость интенсивности в интерференционной картине от разности фаз накладываемых волн. В качестве примера можно привести дифракционную решетку. В любом дифракционном порядке накладываются и интерферируют большое число вторичных волн, исходящих из всех щелей решетки. В результате интерференционные максимумы оказываются резко сужеными, по сравнению со случаем интерференции двух волн.

Одним из наиболее распространенных типов многолучевых интерферометров является эталон Фабри – Перо, представляющий собой плоскопараллельную пластинку, на поверхности которой нанесены частично отражающие покрытия (рис. 34). Их характеризуют коэффициентом отражения по интенсивности R и по амплитуде ρ, а также

коэффициентом пропускания по интенсивности T и по амплитуде τ ($R = \rho^2$ и $T = \tau^2$). При отсутствии поглощения в отражающих слоях T + R = 1.

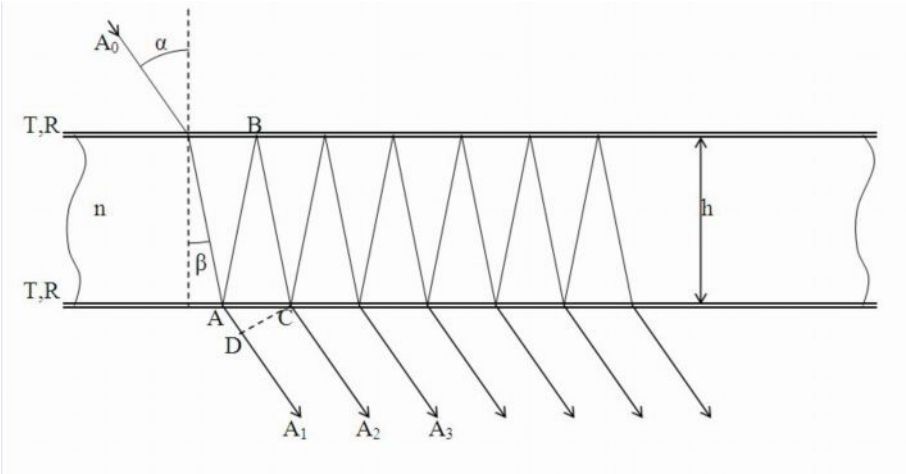


Рис. 34

Пусть на пластинку падает волна под углом α. В результате многократных отражений преломленной волны внутри пластины наружу выйдет совокупность волн, распространяющихся по одному направлению (рис. 29), но получивших последовательно нарастающую от волны к волне фазовую задержку. Фазовая задержка $\Delta\varphi$ между двумя ближайшими волнами (например A_1 и A_2) возникнет на дополнительном пути ABC, пройденном волной A_2 внутри пластины, из которого надо вычесть отрезок AD, равный отставанию волны A_1 по сравнению с A_2 в воздухе. Разность хода Δx этих волн таким образом составит

$$\Delta x = 2ABn - AD,$$

где n - показатель преломления. Соответственно фазовая задержка $\Delta\varphi$ будет равна $(2\pi/\lambda)\Delta x$. После несложных тригонометрических преобразований с учетом закона преломления можно получить следующее выражение для Δx через толщину h пластинки, показатель преломления n и угол преломления β (согласно закону преломления $\sin\alpha = n\sin\beta$):

$$\Delta x = 2hn\cos\beta.$$

Таким образом,

$$\Delta\varphi = (4\pi/\lambda)\, hn\cos\beta$$

Все волны A_1, A_2 …A_n, прошедшие через пластину, складываются по комплексной амплитуде. Пусть амплитуда падающей волны равна A_0. Тогда амплитуда волны A_1 в результате прохождения волны через оба частично прозрачных слоя составит $A_0\tau^2$. Амплитуда волны A_2 с учетом двукратного отражения волны внутри пластины и фазового набега $\Delta\varphi$ составит $A_1\rho^2 e^{i\Delta\varphi}$. Аналогично, амплитуда каждой следующей волны будет

получаться умножением амплитуды предыдущей на множитель $\rho^2 e^{i\Delta\varphi}$. В результате суммарная амплитуда от сложения всех волн будет представлять собой сумму ряда

$$A = A_0\tau^2(1 + \rho^2 e^{i\Delta\varphi} + \rho^4 e^{i2\Delta\varphi} + \rho^6 e^{i3\Delta\varphi} + \ldots)$$

Выражение в скобках представляет собой убывающую геометрическую прогрессию со знаменателем $q = \rho^2 e^{i\Delta\varphi}$ по модулю меньшим 1. Сумма геометрической прогрессии равна

$$\sum_k^{\infty} q^k = \frac{1}{1-q}$$

Используя эту формулу, получаем

$$A = A_0 \frac{\tau^2}{1-\rho^2 e^{i\Delta\varphi}}$$

Коэффициент пропускания всей пластины $T(\Delta\varphi)$ равен отношению результирующей интенсивности прошедшей волны, к интенсивности падающей

$$T(\Delta\varphi) = \left(\frac{A}{A_0}\right)^2 = \frac{T^2}{\left|\, 1 - \mathrm{R}e^{i\Delta\varphi} \,\right|^2}$$

Преобразуем знаменатель этого выражения.

$$|1 - Re^{i\Delta\varphi}|^2 = (1 - Re^{i\Delta\varphi})(1 - Re^{-i\Delta\varphi}) = 1 - Re^{i\Delta\varphi} - Re^{-i\Delta\varphi} + R^2 = 1 - 2\cos\Delta\varphi + R^2$$

Добавим и вычтем 2R

$$1 - 2R + R^2 + 2R(1 - \cos\Delta\varphi) = (1 - R)^2 + 4R\sin^2(\Delta\varphi/2) = T^2 + 4R\sin^2(\Delta\varphi/2)$$

Здесь использовано тригонометрическое соотношение $1 - \cos\Delta\varphi = \sin^2(\Delta\varphi/2)$.
Окончательно выражение для $T(\Delta\varphi)$ можно представить в виде (формула Эйри):

$$T(\Delta\varphi) = \frac{1}{1 + F\sin^2\dfrac{\Delta\varphi}{2}},$$

где величина $F = \dfrac{4R}{(1-R)^2}$ называется фактором резкости.

Из формулы Эйри следует, что пропускание, а следовательно и интенсивность зависит от сдвига фазы $\Delta\varphi$, Светлое кольцо (максимум пропускания) получится при $\sin \Delta\varphi /2 = 0$ ($\Delta\varphi = 2\pi m$). Минимумы интенсивности будут при $|\sin \Delta\varphi /2| = 1$.

Поскольку величина $\Delta\varphi$ определяется углом β наклона светового пучка в эталоне, то из всего спектра направлений освещающего пластинку излучения будет пропущен лишь дискретный набор направлений β, удовлетворяющих условию

$$2\pi m = (4\pi/\lambda)hn\cos\beta.$$

Совокупность лучей, идущих под равным углом к нормали к поверхности пластины, образует интерференционную полосу в виде кольца. Разным порядкам интерференции m будут соответствовать разные углы β, то есть интерференционные полосы разного радиуса. Такую картину полос называют полосами равного наклона (рис. 35.)

Рис. 35. Фотография полос равного наклона, полученных в эталоне Фабри - Перо

Примечательно, что пропускание в максимуме равно 1. Пропускание T_{min} в минимуме составляет

$$T_{\min} = \left(\frac{1-R}{1+R}\right)^2$$

Очевидно, что чем больше R, тем меньше интенсивность прошедшего света в минимуме. Влияние коэффициента отражения на профиль интерференционных полос

показано на рис. 36. При большом значении R (или F) светлые полосы превращаются в очень тонкие линии.

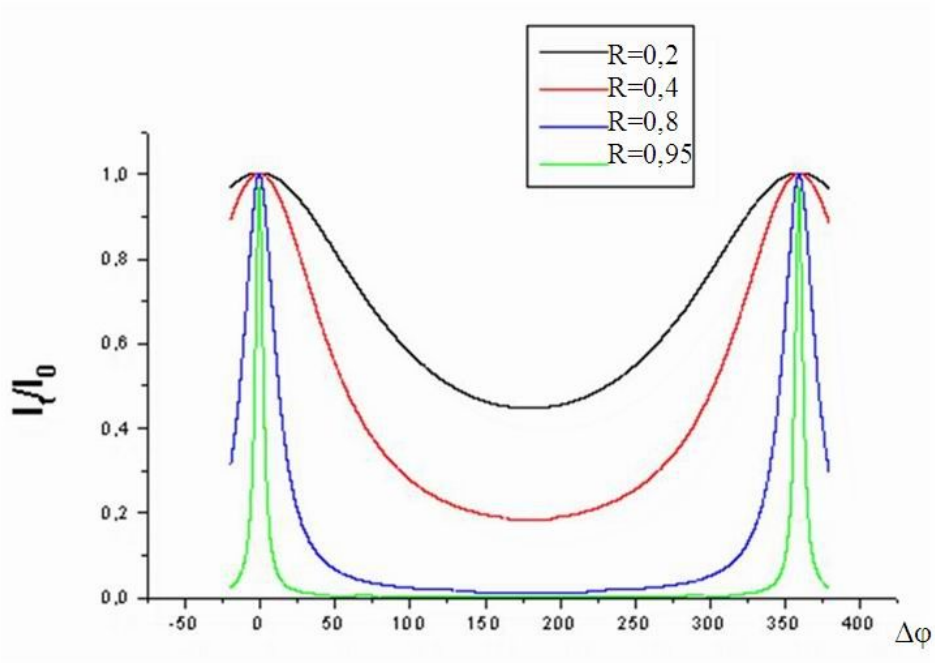


Рис. 36

Из условия максимумов (63) следует, что изменение длины волны будет отображаться в изменении β, а следовательно и радиусов интерференционных полос. Поскольку светлые полосы представляют собой очень тонкие линии, то смещение полос будет заметным даже при очень малом изменении длины волны. В результате оказывается возможным использовать эталон Фабри – Перо как высокоразрешающий спектральный прибор.

Для этих целей эталон Фабри – Перо выполняют обычно в виде двух частично прозрачных зеркал, напыленных на толстые стеклянные пластины 1 и 2 (рис. 37). Эти пластины прижаты зеркальными поверхностями к полому цилиндру 3 из пьезокерамики. За счет пьезоэффекта оказывается возможным изменять расстояние h между зеркалами в пределах долей длины волны, что позволяет управлять положением интерференционных полос в выходной плоскости интерферометра.

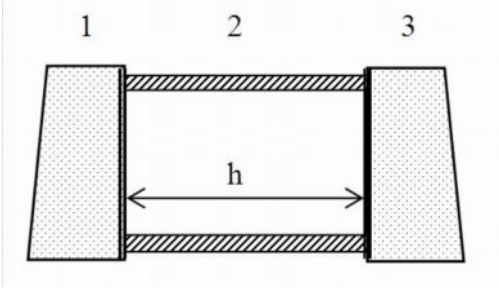


Рис. 37

На вход подают излучение, содержащее некоторый спектр длин волн. Каждая спектральная составляющая отображается на выходе своей определенной совокупностью интерференционных колец (как на рис. 35). При плавном изменении величины h радиусы колец меняются, и кольца последовательно пересекают точечный фотоприемник. Таким образом, формируется сигнал, отображающий спектр длин волн.

Рассмотрим некоторые параметры эталона Фабри – Перо как спектрального прибора.

1. Рабочий диапазон.

Изменение длины волны возможно в пределах $\delta\lambda$, ограниченных условием, чтобы кольцо с номером m для длины волны λ, соответствующей нижней границе диапазона, не накладывалось бы на кольцо с номером $m - 1$ для длины волны $\lambda + \delta\lambda$ соответствующей верхней границе диапазона. Это условие приводит к соотношению

$$\lambda m = (\lambda + \delta\lambda)(m - 1)$$

полагая, что $\delta\lambda <<$, получим, что $\delta\lambda = \lambda/m$. Порядок интерференции m примерно равен числу длин волн, укладывающихся на двойной длине эталона (2h), то есть $m = 2h/\lambda$. Отсюда рабочий диапазон

$$\delta\lambda = \lambda^2/2h$$

Величину h обычно выбирают большой (в пределах десяти сантиметров), поэтому рабочий диапазон эталона Фабри – Перо оказывается очень малым.

2. Разрешение.

Под разрешением спектрального прибора понимают минимальную разность $\Delta\lambda$ между двумя соседними длинами волн λ_1 и λ_2, которые могут быть восприняты спектральным прибором раздельно. В эталоне Фабри – Перо разрешение определяется шириной ε интерференционной полосы. Ее определяют на уровне 0,5 от высоты максимума. Из формулы Эйри при $R \approx 1$ и $F >> 1$ можно получить

$$\varepsilon = \frac{4}{\sqrt{F}} \approx 2(1 - R).$$

Отношение расстояния между полосами к ширине полосы, равное $2\pi/\varepsilon$, называют резкостью интерференционной картины. По критерию Релея в предельном случае могут быть разрешены две длины волны λ_1 и λ_2, для которых максимумы в интерференционной картине отстоят на величину ε, то есть на ширину максимума. Разность $\Delta\lambda$ этих длин волн может быть найдена из следующей пропорции: разность $\Delta\lambda$ отображается расстоянием ε, рабочий диапазон $\delta\lambda$ отображается расстоянием 2π между полосами. Отсюда следует, что

$$\Delta\lambda = \frac{\delta\lambda\varepsilon}{2\pi} = \frac{\lambda^2\varepsilon}{4\pi h}$$

Обычно разрешающую способность спектрального прибора характеризуют разрешающей силой $\Re$, равной отношению средней длины волны λ к разрешению $\Delta\lambda$.

$$\Re = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = \frac{4\pi h}{\varepsilon\lambda} \approx \frac{2\pi h}{\lambda(1-R)}$$

Например, при λ = 0,5 мкм, h = 10 см и R = 0,95 получаем $\Re \approx 10^8$, что на три порядка лучше, чем у спектроскопов с дифракционной решеткой. И это не предел. В настоящеевремя могут изготовлять зеркала с коэффициентом отражения R = 0,999.

Интерференционные зеркала и светофильтры.

На принципе многолучевой интерферометрии работают многослойные зеркала с диэлектрическими покрытиями. Они состоят из чередующихся тонких слоев с высоким и низким показателем преломления. Оптическая толщина слоев составляет $\lambda/4$. При освещении такого многослойного зеркала по нормали к его поверхности разность хода двух волн, отраженных от двух границ любого слоя составит $\lambda/2$. Разность фаз этих волн должна была бы составить π, но при отражении волны от оптически более плотной среды происходит изменение фазы волны на π. Разность фаз двух волн, отраженных от двух границ любого слоя, составит в итоге 2π. В результате вся совокупность отраженных волн окажется синфазной. Амплитуды волн, отраженных от всех границ раздела слоев, сложатся. Коэффициент отражения будет зависеть от количества слоев m, которое выбирают нечетным.

Например, многослойное зеркало с чередующимися слоями из ZnS (n=2,3) и MgF_2 (n=1,38) имеет коэффициент отражения R = 0,86 в случае m = 5 слоев и R = 0,993 в случае m = 11 слоев.

Такие диэлектрические зеркала применяют в лазерных резонаторах.

Принцип многолучевой интерференции использован в интерференционных светофильтрах. Интерференционный светофильтр представляет собой эталон Фабри –

Перо с малой величиной h зазора между отражающими поверхностями. Его конструкция показана на рис. 38

Рис. 38

Фильтр состоит из двух напыленных на стеклянные подложки серебряных зеркал, между которыми располагают слой диэлектрика, оптической толщиной в $\lambda_0/2$. Под величиной λ_0 здесь имеется ввиду длина волны, на пропускание которой рассчитан фильтр. Тогда при нормальном освещении фильтра разность фаз всех прошедших через фильтр волн (с учетом многократных отражений на зеркалах) будет кратна 2π только для спектральной составляющей излучения с длиной волны λ_0. Эти волны сложатся в фазе. Для всех прочих спектральных составляющих оптическая толщина диэлектрика будет отличаться от полуволновой. Для них условие синфазности прошедших волн не будет выполнено. Таким образом, в прошедшем через фильтр излучении будет выделена спектральная составляющая с длиной волны.

Подобные интерференционные фильтры имеют прозрачность в узком диапазоне длин волн порядка 10 нм. Строго говоря, условие синфазности прошедших волн выполняется не только для длины волны λ_0, но и для всех волн, длина которых удовлетворяет условию $\lambda/2 = hn/m$, где n – показатель преломления диэлектрика, m – целое число. При m = 1 мы получим λ_0, а при m = 2 получим $\lambda_0/2$. Таким образом, если фильтр рассчитан, скажем, на длину волны 0,65 мкм (красный свет), то он будет прозрачен и для длины волны 0,325 мкм. Эта длина волны, однако, лежит за пределами видимого диапазона в ультрафиолетовой области спектра.

ЛЕКЦИЯ 13

Тема лекции: «Фурье – спектроскопия»

ПЛАН ЛЕКЦИИ

1. Принципы спектроскопии, щелевые приборы.
2. Преобразование Фурье в спектроскопии.
3. Принцип действия Фурье-спектрометра.
4. Разрешающая способность Фурье-спектрометра.
5. Преимущества Фурье-спектроскопии.

ТЕКСТ ЛЕКЦИИ

Спектроскопия – важная и обширная область оптики. В спектроскопии исследуется зависимость интенсивности излучения различных источников от длины волны излучения. В связи с тем, что источниками электромагнитного излучения являются атомы и молекулы вещества, спектральные исследования сыграли ключевую роль в познании Вселенной. С их помощью удалось понять строение не только атомов и молекул, но и таких астрофизических объектов, как Солнце, звезды, планеты, и получить подробную информацию об их движении. Разработанная теория спектров и накопленные эмпирические данные позволили создать метод спектрального анализа для качественного и количественного определения состава химических веществ.

Спектральные приборы – это устройства, которые позволяют визуализировать спектр, то есть зависимость интенсивности излучения от длины волны. Это осуществляют, например, пространственным разделением потока полихроматического, то есть сложного излучения на отдельные монохроматические составляющие. Для солнечного света возможность разложения на непрерывную последовательность лучей разных цветов впервые экспериментально показал И.Ньютон в 1704. Направив на трехгранную призму узкий пучок света, проникавший в затемненную комнату через маленькое отверстие в ставне окна, он получил на противоположной стене изображение окрашенной полоски с радужным чередованием цветов, которая была названа им латинским словом spectrum.

Со времен Ньютона оптическая спектроскопия всегда была одним из самых информативных методов исследования вещества. За прошедшее время существенно модернизированы способы регистрации излучения. Однако принципы построения спектральных приборов до середины XX века практически не менялись. Большинство приборов традиционно строили по одной и той же схеме. Излучение фокусируется на входную щель прибора, прошедшее излучение параллельным пучком направляется на диспергирующий элемент (долгое время это была призма, в XX веке она стала заменяться на дифракционную решетку) и после фокусировки на выходной щели излучение регистрируется каким-либо приемником излучения (рис 39а).

Во второй половине XX века началось бурное развитие интерференционной спектроскопии с преобразованием Фурье. Метод получил название Фурье-спектроскопии.

Он отчается от классического метода отсутствием диспергирующего элемента. Получение спектра происходит в два этапа: сначала, регистрируется интерферограмма исследуемого излучения, затем путем ее Фурье преобразования вычисляется спектр. Началом Фурье-спектроскопии считается 1880 г., когда Майкельсон изобрел свой интерферометр. Однако отсутствие ЭВМ и электронных приемников излучения не позволило Майкельсону сколько-нибудь значительно развить Фурье-спектроскопию в то время. Необходимая экспериментальная техника появилась лишь в 1950-х годах.

Фурье-спектрометр представляет собой двулучевой интерферометр, в котором плавно осуществляют изменение разности хода интерферирующих пучков. Это приводит к модуляции интенсивности монохроматических составляющих излучения, причем частота модуляции однозначно определяется длиной волны. Возникающий при этом на приемнике сигнал представляет собой Фурье-преобразование от функции распределения энергии по частотам, т.е. от спектра исследуемого излучения. Для получения обычного спектра с помощью компьютера производят обратное Фурье-преобразование.

Такие спектрометры обеспечили резкое повышение спектрального разрешения, информативности и скорости получения информации по сравнению с другими оптическими спектрометрами. Рассмотрим более подробно принцип действия Фурье-спектрометра. Фурье-спектрометр - это интерферометр Майкельсона (рис.39б), который освещается исследуемым излучением, одно из зеркал перемещается с постоянной скоростью, а получившаяся на выходе кривая зависимости отсчета фотоприемного устройства от разности хода лучей в плечах интерферометра подвергается Фурье-анализу и тем самым преобразуется в распределение интенсивности по частотам (длинам волн). В некоторых случаях такая сложная методика оказывается более эффективной, чем прямой анализ спектра.

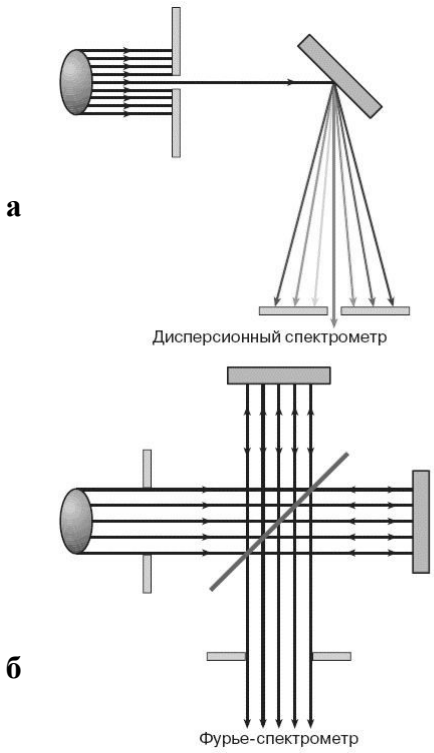


Рис. 39

Возможность использования интерферометра для измерения спектра основана на однозначной связи спектра и функции временной корреляции оптического сигнала. Поток исследуемого излучения делится светоделителем на две волны, которые после прохождения разных оптических путей интерферируют и попадают на фотоприемник. Интенсивность I результирующей волны на фотоприемнике связана с интенсивностями I_1 и I_2 интерферирующих волн соотношением

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1}\sqrt{I_2}\cos\left[\frac{2\pi\Delta}{\lambda}\right],$$

где λ - длина волны излучения; Δ - разность хода лучей. Предположим, что исходная волна I_0 делится на равновеликие части, т.е. $I_1=I_2=0{,}5I_0$, тогда

$$I = I_0\left(1+\cos\left[\frac{2\pi\Delta}{\lambda}\right]\right)$$

Если на фотоприемный элемент попадает свет, имеющий спектральное распределение I(λ), то отсчет фотоприемника S(Δ) соответствуют сумме отсчетов, вызываемых каждой монохроматической составляющей спектра.

$$S(\Delta) = \int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} I(\lambda)\left(1+\cos\left[\frac{2\pi\Delta}{\lambda}\right]\right)d\lambda$$

Мы предполагаем здесь, что чувствительность фотоприемника постоянна в диапазоне длин волн от λ_{min} до λ_{max}. Разобьем это выражение на сумму двух интегралов. Обратим внимание, что второе слагаемое равно первому в случае Δ=(0). Обозначим первое слагаемое S´(0), а второе - S´(Δ):

$$S'(\Delta) = \int_{\lambda_{min}}^{\lambda_{max}} I(\lambda)\left(\cos\left[\frac{2\pi\Delta}{\lambda}\right]\right)d\lambda$$

Тогда

$$S(\Delta) = S'(0) + S'(\Delta)$$

$$S'(\Delta) = S(\Delta) - 0.5\, S(0)$$

т.к. S(0) = 2S´(0).

Кривую S´(Δ) называют интерферограммой. Интерферограмма это зависимость сигнала от изменения оптической разности хода. Воспользовавшись математическим понятием косинусного преобразования Фурье, видим, что интерферограмма есть косинусный Фурье-образ функции I(λ) (ограничение пределов интегрирования в конечных величинах возможно, поскольку функция I(λ) отлична от нуля лишь в некотором диапазоне длин волн от λ_{min} до λ_{max}). Проведя операцию обратного Фурье-преобразования $F^{-1}\{\ \}$ интерферограммы, можно вычислить спектр:

$$I(\lambda) = F^{-1}\{S'(\Delta)\}$$

На самом деле, поскольку мы имеем дело не с полным, а с косинусным Фурье-преобразованием, а они эквивалентны только для симметричных функций, то обратное преобразование восстановит не I(λ), а I(λ)+I(-λ), но второе слагаемое нас пока не интересует и в дальнейшем для простоты вычислений будем работать не с косинусным, а с экспоненциальным Фурье-преобразованием. Таким образом, процесс получения спектра на Фурье-спектрометре сводится к следующим этапам:

- измерение S(Δ) путем регистрации сигнала как функции изменения оптической разности хода;

- экспериментальное определение значения S(0), т.е. регистрация сигнала в точке нулевой разности хода (разность хода в интерферометре будет равна нулю, если оптические длины пути обоих плеч будут равны).

Этой точке соответствует абсолютный максимум отсчетов S(Δ);- вычисление обратного преобразования Фурье - выражения S(Δ)-0.5 S(0) (выполняется на компьютере).В дальнейшем для простоты будем искать только относительное спектральное распределение J(λ), а также для удобства введем новую переменную σ =1/λ, называемую волновым числом.

Разрешающую способность Фурье-спектрометра можно найти, определив его так называемую аппаратную функцию, представляющую отклик прибора на идеальную монохроматическую волну, то есть на чистую спектральную составляющую. Этот отклик будет являться разрешением прибора. Спектр J(σ) монохроматической волны выражается дельта-функцией δ (σ -σ_0), где σ_0 – волновое число данной монохроматической волны. Направим эту волну на вход Фурье-спектрометра. Тогда:

$$S(\Delta) = \int \delta(\sigma - \sigma_0) e^{-i2\pi\sigma\Delta} d\sigma = e^{-i2\pi\sigma_0\Delta}$$

Обратное преобразование дает:

$$J(\sigma) = \int_{-\Delta_{\max}}^{+\Delta_{\max}} e^{-i2\pi\sigma_0\Delta} e^{i2\pi\sigma\Delta} d\Delta = \frac{\sin\left[\pi(\sigma - \sigma_0)\Delta_{\max}\right]}{\left[\pi(\sigma - \sigma_0)\Delta_{\max}\right]} \qquad (г)$$

где Δ_{max} - максимальная разность хода, достигаемая в интерферометре при смещении подвижного зеркала.

Поскольку это - результат освещения прибора монохроматическим излучением, это и есть аппаратная функция Фурье-спектрометра (на рис. 40 - сплошная линия). Не следует удивляться, что восстановленный спектр в некоторых местах имеет отрицательные интенсивности. Физический смысл спектральной составляющей с отрицательной интенсивностью означает, что данная спектральная составляющая находится в противофазе к составляющим с положительной интенсивностью. Этот факт не имеет для нас значения. За интервал разрешения принимается величина δ σ, равная расстоянию от максимума σ_0 до первого нуля. Из последней формулы следует, что σ_1, удовлетворяет условию

$$\delta\sigma = \sigma_0 - \sigma_1 = 1/\Delta_{max}.$$

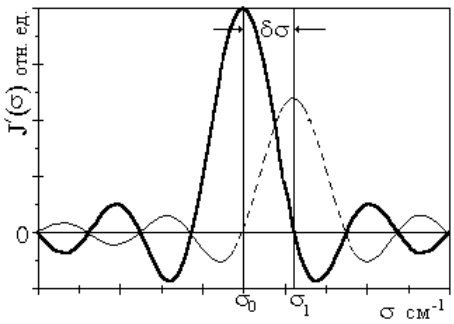


Рис.40

Две спектральные линии считаются разрешенными, если расстояние между ними в шкале волновых чисел не меньше δ σ.

$$\delta\sigma = \frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda + \sigma\lambda} \approx \frac{\delta\lambda}{\lambda^2} \ .$$

Если принять, что $\Delta_{max} = 2L$, где L - максимальное перемещение одного из зеркал в процессе эксперимента от положения $\Delta = 0$, то

$$\delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2L}.$$

Таким образом, разрешение Фурье-спектрометра зависит от максимальной разности хода в приборе. Теоретически интерферограмма должна быть симметрична относительно точки $\Delta=0$ (отсутствие симметрии говорит о плохой настройке интерферометра) , поэтому обычно сканирование начинают незадолго до точки $\Delta=0$, чтобы только зафиксировать максимум интерферограммы и продолжают до некоторого значения Δ_{max}. Недостаток аппаратной функции заключается в слишком большой высоте вторичных максимумов, которые могут искажать спектр при наличии в нем линий с разной относительной интенсивностью. Причиной осцилляций служат резкие границы интегрирования в уравнении (г). Осцилляции можно сгладить, если перед вычислением подынтегральное выражение в (г) умножить на некоторую функцию $A(\Delta)$, плавно спадающую к границам интегрирования, например, $A=1-|2\Delta/\Delta_{max}|$. Эта операция называется аподизацией, она подавляет осцилляции, хотя и несколько ухудшает разрешение.

Преимущества Фурье-спектроскопии перед другими спектроскопическими методами, использующими разложение в спектр, определяются, прежде всего,

энергетическими выигрышами, получившими название выигрыша Жакино и выигрыша Фелжетта.

Первый состоит в том, что у Фурье-спектрометров входное отверстие гораздо больше, чем у дисперсионных приборов, свет в которые попадает через узкую входную щель. Этот выигрыш виден из сравнения входных частей систем, изображенных на рис. 34, он может доходить до сотен раз.

Второй выигрыш (Фелжетта) связан с тем, что в обычных спектрометрах регистрируется каждый спектральный интервал поочередно, в то время как в фурье-спектрометрах время регистрации каждого спектрального интервала равно времени регистрации всего спектра. Выигрыш Фелжетта пропорционален где M - число разрешаемых интервалов в зарегистрированном спектре. Причину его возникновения можно понять из сравнения выходных частей систем на рис. 34, а его величина также достигает сотен раз. Оба фактора вместе могут давать выигрыш в величине регистрируемой энергии в четыре порядка.

Существенным преимуществом метода является также отсутствие ограничений в спектральном разрешении за счет размеров оптических элементов. Трудно ожидать, что размеры дифракционных решеток или тем более призм будут больше 50 см. Таким образом, естественным пределом разрешения приборов, использующих пространственную дисперсию, является величина 0,02 $см^{-1}$. В то же время уже сейчас налажен серийный промышленный выпуск Фурье-спектрометров с разрешением до 0,002 $см^{-1}$.

Поскольку Фурье-спектрометры не требуют очень узких входных и выходных щелей, требования к созданию оптических схем без аберраций при их конструкции сильно снижаются. По этой причине становится возможным создание оптических схем с большим отношением диаметра объектива к его фокусу (относительным отверстием), обычно 1 : 3, что делает такие приборы более компактными по сравнению со щелевыми. Такое преимущество оказывается тем более важным, что для обеспечения максимально широкого спектрального диапазона в спектральных приборах обычно применяется зеркальная оптика, для которой безаберрационные схемы создавать труднее, чем при использовании линз.

Возможности фурье-спектроскопии позволили с успехом применить ее для газового анализа, и в первую очередь для анализа состава атмосферы как Земли, так и других планет. По спектрам планет Марса, Венеры, Юпитера был определен состав их верхних атмосфер, были изучены также спектры некоторых звезд.

ЛЕКЦИЯ 14

Тема лекции: «Адаптивная оптика (часть 1)»

ПЛАН ЛЕКЦИИ

1. Астрономические телескопы.
2. Принципы адаптивной оптики.
3. Конструкция управляемых зеркал.

ТЕКСТ ЛЕКЦИИ

Мы приступаем к рассмотрению новой области оптики, которая блестящим образом использует последние технологические достижения для решения весьма сложной научно-технической проблемы. Эта проблема обозначилась в связи с развитием оптических средств наблюдения удаленных объектов. Неоднородность, турбулентность атмосферы приводит к быстро меняющемуся во времени искажению волнового фронта световой волны и вследствие этого к дрожанию и размыванию изображения, построенного оптическим прибором. Эта проблема тем острее, чем выше увеличение оптического прибора: зрительной трубы, бинокля, телескопа. Она проявляется в первую очередь в астрономии.

Астрономические телескопы подразделяются по типу оптических систем на три больших класса: линзовые (рефракторы), зеркальные (рефлекторы) и зеркально-линзовые. Все крупные телескопы, как правило, зеркальные, поскольку они полностью свободны от присущей линзовым системам хроматической аберрации - искажения изображения из-за неодинакового преломления в линзе лучей с различными длинами волн.

Оптические системы зеркальных телескопов состоят обычно из двух зеркал: главного и вспомогательного. Главное зеркало - вогнутое, большого диаметра (или, как говорят специалисты, с большой апертурой), а вспомогательное гораздо меньшего размера. Поверхности зеркал могут иметь различную форму (сферическую, параболическую или гиперболическую). Главное зеркало 1 отражает весь собранный свет

на небольшое вспомогательное зеркало 2 (или систему зеркал), которое направляет его к наблюдателю или на фотоприемник и строит изображение наблюдаемого объекта (рис.41).

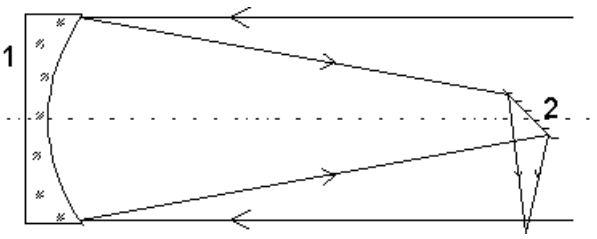


Рис. 41. Схема телескопа Ньютона. 1 – параболическое зеркало, 2 – плоское зеркало.

Размер главного зеркала определяет возможности телескопа. Чем больше размер главного зеркала, тем больше света оно соберет, тем более слабые объекты становятся доступными наблюдению. Освещенность изображения звезды, создаваемого телескопом пропорциональна квадрату относительного его отверстия – $(D/f)^2$, где D – диаметр главного зеркала, f – его фокусное расстояние. Не менее важным является и другой параметр телескопа – угловое разрешение, определяющий минимальное угловое расстояние между двумя близко расположенными звездами, при котором их изображения в телескопе воспринимаются раздельно. Согласно критерию разрешения Релея угловое разрешение телескопа равно $1{,}22\lambda/D$, где λ – длина волны света. Таким образом, оба важнейших параметра телескопа зависят от диаметра главного зеркала. Однако создание высококачественных зеркал диаметром более полутора метров - сложная техническая задача, требующая весьма совершенных технологий в области оптики и точного приборостроения, и прогресс на этом пути связан с преодолением многих трудностей. Не вдаваясь здесь в детали, отметим, что до 1975 года наиболее крупным телескопом в мире был американский телескоп имени Хейла с зеркалом диаметром пять метров, установленный на горе Паломар. В 1975 году этот рекорд был побит - на Северном Кавказе, близ станицы Зеленчукской, закончилось строительство крупнейшего в мире телескопа с зеркалом диаметром шесть метров. На этом гигантомания монолитных зеркал завершилась.

Сейчас наступает новый этап в создании наземных телескопов, которые можно с полным основанием назвать приборами XXI века. Во-первых, они очень "большие" - диаметр их главного зеркала 8-10 метров. Во-вторых, они построены с использованием новых принципов. Их зеркала подстраиваются таким образом, чтобы свести к минимуму расфокусировку изображения, вызванную неоднородностью атмосферы и связанную с

перепадами плотности воздуха, его конвективными потоками и ветром. Такая оптика, "умеющая" приспосабливаться к быстро меняющимся условиям, называется адаптивной. Для повышения разрешающей способности телескопов применяются также методы оптической интерферометрии с большой базой.

Очень важным является то обстоятельство, что во всех этих телескопах главное зеркало образовано отдельными зеркалами (субапертурами), число которых различно в разных телескопах (от 100 до 300). Для чего главное зеркало составляют из множества отдельных зеркал? На первый взгляд может показаться, что делают так лишь для того, чтобы избежать трудностей изготовления сплошного цельного зеркала большого диаметра. Этот фактор действительно играет роль, но главная причина в другом. Дело в том, что отдельные небольшие зеркала делают управляемыми, реализуя тем самым принцип адаптивной оптики. Этот принцип состоит в следующем.

От телескопа требуется получить как можно более ясное изображение удаленной звезды, которое должно выглядеть одной точкой. Свет от далекой звезды распространяется в виде сферической волны, проходящей огромное расстояние в космическом пространстве. Практически фронт волны, достигшей верхних слоев атмосферы Земли, можно считать плоским из-за гигантского радиуса сферы - расстояния до звезды. Но прежде чем попасть в телескоп, волна проходит через земную атмосферу, и турбулентность воздуха (случайные изменения плотности из-за вариаций температуры и других параметров под действием ветровых потоков) нарушает плоскую форму фронта. Он становится похож на непрерывно волнующуюся морскую поверхность. Это приводит к тому, что изображение звезды превращается из «точки» в дрожащую и бурлящую кляксу. Изображение искажается.

Для характеристики искажения обычно используют параметр r_0 – радиус когерентности волнового фронта, определяемый как расстояние, на котором среднеквадратическое значение случайной разности хода волн, вызванной турбулентностью, достигает 0,4 длины волны. В видимом диапазоне, на волне длиной 500 нм, в подавляющем большинстве случаев r_0 лежит в интервале от 2 до 20 см; условия, когда r_0 = 10 см, считаются типичными. Угловое разрешение крупного наземного телескопа, работающего через турбулентную атмосферу с короткой экспозицией, равно разрешению идеального телескопа диаметром r_0, работающего вне атмосферы. Поскольку значение r_0 возрастает пропорционально длине волны излучения ($r_0 \sim \lambda^{6/5}$), то атмосферные искажения в инфракрасном диапазоне меньше, чем в видимом диапазоне.

Адаптивная оптика призвана скомпенсировать искажения и восстановить изначальную (плоскую) форму волнового фронта. Наиболее просто это можно

осуществить для небольших наземных телескопов, диаметр которых сравним с r_0. В этом случае можно считать, что в пределах объектива волновой фронт плоский и в каждый момент времени наклонен случайным образом на некоторый угол. Наклон фронта соответствует смещению изображения в фокальной плоскости или, как говорят астрономы, дрожанию (в физике атмосферы принят термин «флуктуации угла прихода»). Для компенсации дрожания в таких телескопах достаточно ввести плоское управляемое зеркало, наклоняющееся по двум взаимно перпендикулярным осям. Опыт показывает, что такое простейшее исполнительное устройство в системе адаптивной оптики малого телескопа весьма существенно повышает качество изображения при длительных экспозициях.

Для зеркал большего диаметра коррекция заключается в том, чтобы до того, как свет соберется в фокусе телескопа, намеренно внести в приходящий волновой фронт такие же искажения, как и обусловленные турбулентностью, но с обратным знаком. Наиболее естественный путь для этого - разделить главное зеркало на отдельные зоны и измерить наклон волнового фронта в каждой. После обработки быстродействующими электронными схемами эта информация используется для управления корректорами, изгибающими отдельные зоны зеркала так, что часть волны, которая приходит позже, проходит более короткий путь до фокуса. Для этого на зеркало с обратной стороны наклеиваются пьезоэлектрические толкатели. Процесс измерения геометрии волнового фронта и регулировки кривизны поверхности зеркала занимает несколько сотых долей секунды. Когда адаптивная оптика работает должным образом, все части волнового фронта приходят в точку фокуса одновременно, давая предельно четкое изображение.

Принципиальная схема системы адаптивной оптики показана на рис. 42. Турбулентность исправляется корректором фазы - деформируемым зеркалом, находящимся в параллельном пучке около выходного зрачка телескопа. Сигналы для управления деформируемым зеркалом приходят от датчика волнового фронта, который в реальном времени измеряет оптические аберрации, остающиеся после исправлений. Система стремится свести аберрации к нулю, постоянно подстраивая форму деформируемого зеркала.

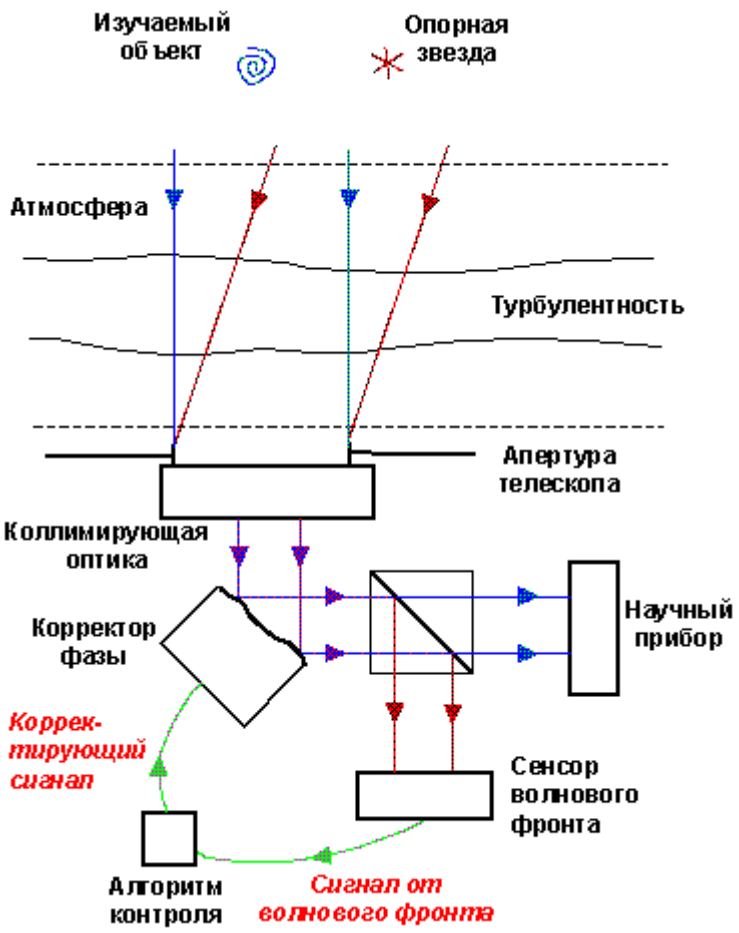


Рис. 42

Свет, используемый для исследования аберраций, дает опорная звезда, В ее качестве может выступать настоящая звезда или искусственная лазерная опорная звезда. Использование излучения опорной звезды обусловлено тем, что для измерения искажений волнового фронта требуется достаточно большое количество света. Поэтому эффективная компенсация влияния атмосферной турбулентности при наблюдении слабых объектов (а именно они больше всего интересуют астрономов) возможна только тогда, когда достаточно близко от объекта находится яркая звезда. Подсчитано, что для уверенной работы адаптивной системы в видимой области спектра при средних условиях яркость этой опорной звезды должна быть как минимум 10-ой звездной величины. Система подстраивает форму деформируемого зеркала до получения наиболее четкого изображения опорной звезды. При этом получается четкое изображение и для всех близко расположенных объектов. Это изображение проецируется на приемную матрицу (научный прибор).

Нетрудно оценить необходимое количество управляемых элементов деформируемого зеркала. У телескопов большого диаметра (D) на площади объектива

укладывается порядка $(D/r_0)^2$ квазиплоских элементов волнового фронта. Таким же должно быть и число управляемых элементов. Так, например, на крупном телескопе (D = 8–10 м) полное исправление формы волнового фронта в оптическом диапазоне потребует корректирующего зеркала с $(10\ м\ /\ 10\ см)^2$ = 10 000 управляемыми элементами. При нынешнем развитии систем адаптивной оптики это практически невыполнимо. Однако в близком инфракрасном диапазоне, где значение r_0 = 1 м, корректирующее зеркало должно содержать около 100 элементов, что вполне достижимо. Например, система адаптивной оптики интерферометра. Очень большого телескопа (VLT) Европейской южной обсерватории в Чили имеет корректирующее зеркало из 60-ти управляемых элементов.

Для выработки сигналов, управляющих формой корректирующего зеркала, обычно анализируется мгновенное изображение яркой одиночной звезды. В качестве приемника используется анализатор волнового фронта, размещенный у выходного зрачка телескопа. Он работает следующим образом.

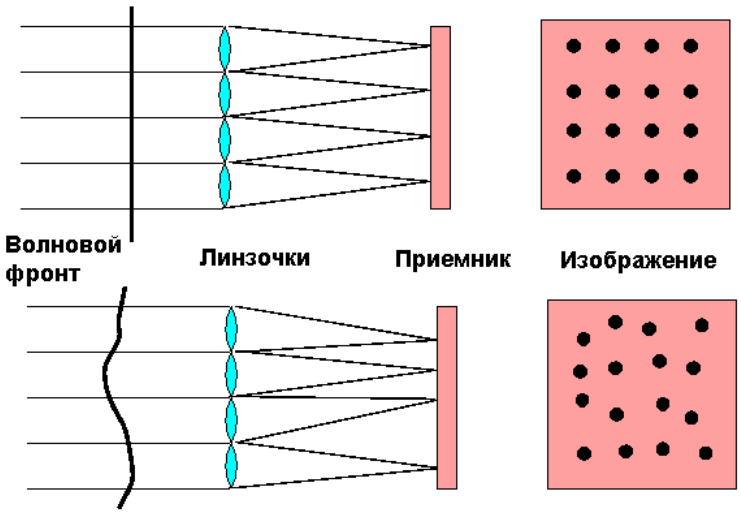


Рис. 43

Изображение выходного зрачка проектируется на массив линз - двумерную решетку из маленьких одинаковых линз (рис. 43). Каждая линза занимает малую часть апертуры, называемую субзрачком, и строит изображение источника. Все изображения строятся на одном детекторе, обычно на матрице ПЗС.

Когда входящий волновой фронт плоский, все изображения расположены в правильном порядке, определяемом геометрией массива линз. Когда волновой фронт искажается, изображения смещаются от своих заданных положений. Смещение центра изображения в двух перпендикулярных направлениях x,y пропорциональны средним наклонам волнового фронта по x,y в субапертурах. В результате датчик измеряет наклоны

волнового фронта. Далее они анализируются компьютером и сам волновой фронт математически восстанавливается по массиву измеренных наклонов, с точностью до постоянной, которая не играет роли при построении изображения. Разрешение такого датчика равно размеру субапертуры.

Рассмотрим используемые конструкции деформируемого зеркала

1. Деформируемые зеркала: сегментные.

Первые деформируемые зеркала состояли из отдельных сегментов, каждый из которых управлялся тремя пьезоэлектрическими актуаторами (толкателями). По распространенной в настоящее время технологии к массиву пьезоэлектрических актуаторов прикрепляется тонкая лицевая пластина (рис. 39). Актуаторы не изготавливаются отдельно, многослойная пьезокерамическая пластина делится на отдельные актуаторы. Этот тип деформируемого зеркала использован в системе адаптивной оптики телескопа Джемини.

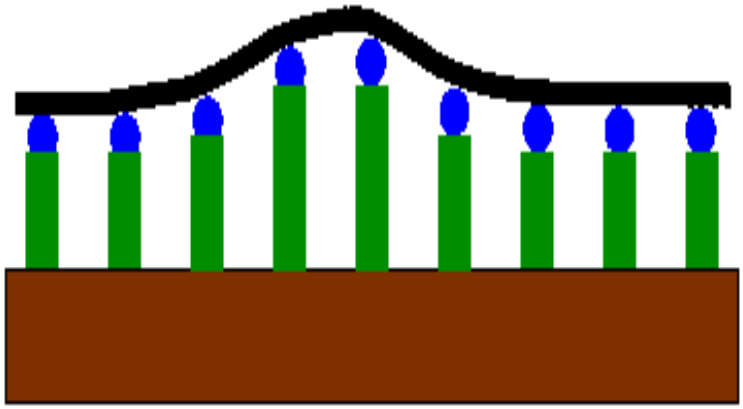


Рис. 44

2. Деформируемые зеркала: биморфные.

Биморфное зеркало состоит из двух пьезоэлектрических пластин, которые скреплены между собой и поляризованы в противоположных направлениях (параллельных осям). Массив электродов расположен между двумя пластинами. (рис. 45а). Лицевая и обратная поверхности заземлены. Лицевая поверхность работает как зеркало.

Когда к электроду прикладывается напряжение, одна пластина сжимается, а противоположная - растягивается, что приводит к местному искривлению. Местная

кривизна пропорциональна напряжению, поэтому эти деформируемые зеркала называются зеркалами кривизны.

Сложность свойств биморфных зеркал в том, что в них контролируется не форма поверхности, а ее кривизна. Для одного приложенного напряжения V, деформация пропорциональна $V\rho^2$, где ρ - это пространственный размер деформируемой области.

Геометрия электродов биморфных деформируемых зеркал радиально-кольцевая (рис. 45б), чтобы наилучшим образом соответствовать апертуре телескопа, имеющей форму кольца. Для данного количества электродов (то есть данного количества контролируемых параметров) биморфные зеркала дают самую высокую степень исправления турбулентности, выше чем у сегментных зеркал.

Рис.45а

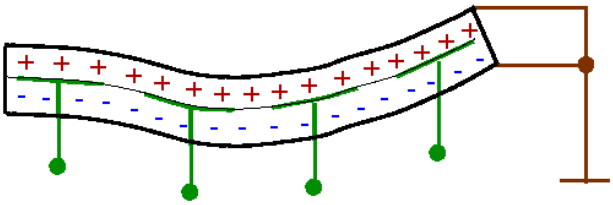
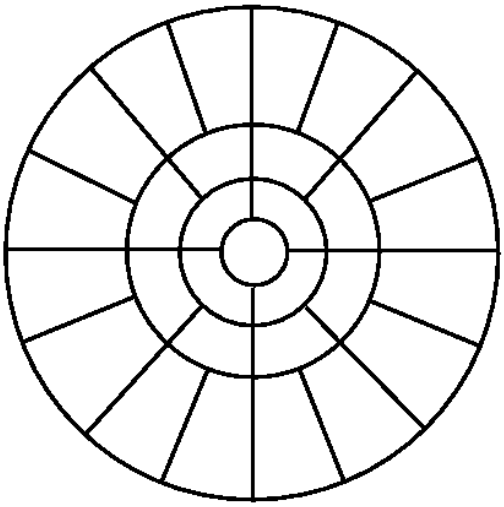


Рис.45б



ЛЕКЦИЯ 15

Тема лекции: «Адаптивная оптика (часть 2)»

ПЛАН ЛЕКЦИИ

1. Время отклика адаптивной системы.
2. Искусственная звезда.
3. Звездный интерферометр Майкельсона.

ТЕКСТ ЛЕКЦИИ

Рассмотрим теперь динамические характеристики адаптивной системы.

Сколь быстрым должен быть отклик исполнительного механизма, чтобы успевать корректировать атмосферные искажения волнового фронта? Этот вопрос связан с так называемой атмосферной постоянной времени – характерным временем изменения фазы волны вследствие атмосферной турбулентности.

Часто турбулентность можно смоделировать как экраны, дающие постоянный сдвиг фазы, которые перемещаются ветром перед телескопом (рис. 46). Зная пространственные свойства фазовых экранов (структурную функцию) и скорость ветра, можно установить временное поведение возмущений. Атмосферная постоянная времени τ_0 определяется как $\tau_0 = 0{,}31 r_0/V$, где V- скорость ветра, усредненная по высоте. Параметр τ_0 определяет, какой быстрой должна быть система адаптивной оптики. Типичное значение τ_0 составляет несколько мс.

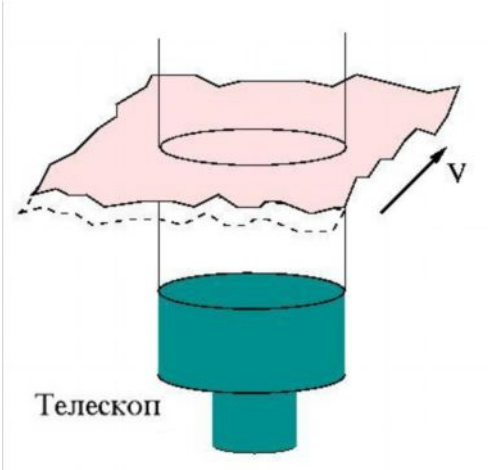


Рис. 46

Искусственная звезда.

Для быстрого анализа изображения в системе адаптивной оптики используется опорная звезда, которая должна быть весьма яркой, поскольку ее свет делится анализатором волнового фронта на сотни каналов и в каждом из них регистрируется с частотой около 1 кГц. К тому же яркая опорная звезда должна располагаться на небе вблизи изучаемого объекта. Однако в поле зрения телескопа далеко не всегда встречаются подходящие звезды: ярких звезд на небе не так много, поэтому до недавних пор системам адаптивной оптики были доступны наблюдения лишь 1% небосвода. Чтобы снять это ограничение, было предложено использовать «искусственный маячок», который располагался бы вблизи изучаемого объекта и помогал зондировать атмосферу. Эксперименты показали, что для работы активной оптики очень удобно при помощи специального лазера создавать в верхних слоях атмосферы «искусственную звезду» – маленькое яркое пятно, постоянно присутствующее в поле зрения телескопа. Как правило, для этого используется лазер непрерывного действия с выходной мощностью в несколько ватт, настроенный на частоту резонансной линии натрия (например, на линию D_2 Na). Его луч фокусируется в атмосфере на высоте около 90 км, там, где присутствует естественный слой воздуха, обогащенный натрием, свечение которого как раз и возбуждается лазерным лучом. Физический размер светящейся области составляет около 1 м, что с расстояния в 100 км воспринимается как объект с угловым диаметром около 1″.

Эксперименты с системами адаптивной оптики начались в конце 1980-х, а к середине 1990-х уже были получены весьма обнадеживающие результаты. С 2000 практически на всех крупных телескопах используются такие системы, позволяющие

довести угловую разрешающую способность телескопа до его физического (дифракционного) предела. Это существенно улучшило качество наблюдаемой картины: теперь угловой диаметр изображений звезд составляет 0,07″ для длины волны 2,2 мкм и 0,04″ для - 1,2 мкм.

Звездный интерферометр Майкельсона.

Особенно перспективно использование в телескопах нового поколения метода интерферометрии с большой базой. Этим методом можно измерять угловые диаметры астрономических объектов. Звездный интерферометр, изобретенный Майкельсоном, представляет собой два укрепленных на общей раме зеркала S_1 и S_4 , причем расстояние между ними (длину базы) можно изменять (рис.47). Свет от звезды, попадающий на оба зеркала, делится на два пучка, которые при помощи вспомогательных зеркал S_2,S_3 и линзы сводятся вместе и образуют интерференционную картину в виде чередующихся темных и светлых полос. Существенно, что интерференционная картина возникает только тогда, когда разность хода пучков близка к нулю (не превышает длину когерентности для белого света ~ 1 мкм). Ориентировка базы перпендикулярно направлению на звезду обычно обеспечивает необходимое уравнивание оптических путей пучков. Работа звездного интерферометра основана на зависимости контраста (резкости, четкости) интерференционных полос от длины базы. Фактически звездный интерферометр позволяет измерить размер r_k области пространственной когерентности излучения звезды. Он связан соотношением (53) с размером d звезды и расстоянием L до нее

$$r_к = \frac{\lambda}{d} L .$$

Тогда угловой размер звезды $\alpha = d / L$ может быть определен по формуле

$$\alpha = \frac{\lambda}{r_k} .$$

Для определения размера области пространственной когерентности изменяют длину базы до получения минимального контраста (картина полностью размывается, полосы неразличимы).

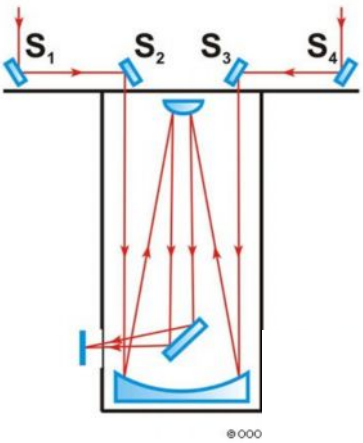


Рис. 47

Чем длиннее база d, тем меньший угловой диаметр α можно измерить, то есть разрешающая способность интерферометра определяется отношением λ/d, где λ - длина волны света. В первом звездном интерферометре максимальная величина базы составляла 6 метров. Чтобы повышать разрешение дальше, необходимо было увеличивать базу. Так возникла идея складывать пучки, собранные отдельными телескопами.

Такой принцип применен в упоминавшемся выше телескопе VLT. Этот телескоп не имеет аналогов. Он состоит из четырех отдельных 8-метровых телескопов; сооружение последнего, четвертого телескопа планируется завершить в следующем году. Эти телескопы могут либо использоваться независимо, либо работать единой группой, объединяясь с тремя подвижными вспомогательными 1,8-метровыми телескопами, образуя уникальный оптический VLT-интерферометр (VLTI).

Свет от звезды приходит на оба телескопа и через оптическую систему, включающую в себя, кроме главного и вспомогательного, несколько плоских зеркал, направляется в общее приемное устройство, расположенное в центральной лаборатории. При этом в одном из телескопов свет проходит через оптическую линию задержки, длина которой регулируется таким образом, чтобы разность хода приходящих на телескопы световых пучков была равна нулю. При нулевой разности хода на приемном устройстве возникает интерференционная картина. Далее измерительная процедура аналогична используемой в звездном интерферометре Майкельсона.

Поле зрения каждого из телескопов в интерферометре VLTI составляет 2 угловые секунды. Используя различные длины и ориентации базовых линий (расстояний между телескопами), можно добиться углового разрешения, которое получалось бы от одного телескопа с диаметром объектива, равным наибольшей длине базы, - 130 метров для четырех 8-метровых телескопов и 200 метров для трех 1,8-метровых вспомогательных телескопов.

ЛЕКЦИЯ 16

Тема лекции: «Лазерная доплеровская анемометрия»

ПЛАН ЛЕКЦИИ

1. Доплеровский сигнал как интерференция волн и как биения частот.
2. Оптическая дифференциальная схема анемометра
3. Лазерная анемометрия по изображениям частиц.

ТЕКСТ ЛЕКЦИИ

Лазерная доплеровская анемометрия

Рассмотрим ситуацию, когда в интерферометре Майкельсона одно из зеркал движется вдоль направления падающего луча с постоянной скоростью. Возникающее при этом периодическое изменение интенсивности на выходе интерферометра Майкельсона можно объяснить двумя способами, используя формально различные, но фактически эквивалентные методические подходы: интерферометрический и основанный на эффекте Доплера. Действительно, периодическое изменение интенсивности можно представить и как зависящую от времени интерференционную картину, образующуюся в связи с изменением фазы одного из волновых полей, и как биение частот световых волн, одна из которых смещена из-за эффекта Доплера. Указанное обстоятельство находит свое отражение и в уравнениях, соответствующих обоим случаям.

Фазу волны, отраженной от движущегося зеркала обозначим $\varphi(z)$, где z – координата зеркала.

$$\varphi(z) = 2kz,$$

где k – волновое число. Коэффициент 2 обусловлен тем, что в плече интерферометра волна проходит удвоенный путь (туда и обратно). Если z нарастает со временем, фаза

волны непрерывно меняется, что может быть представлено как изменение частоты. Чтобы показать это в уравнении световой волны $E(t) = E_0\cos(\omega t - kr)$ рассмотрим текущую фазу волны $(\omega t - kr)$. Длину пути r, проходимого волной, представим состоящей из двух частей: фиксированной r_0, определяемой расположением источника света интерферометра и приемника, и переменной во времени z, обусловленной движением зеркала. Текущая фаза волны тогда запишется как $(\omega t - kr_0 - 2kz)$. Циклическая частота ω может быть найдена как производная от этой текущей фазы по времени. Действительно, при z = const

$$\frac{\partial}{\partial t}(\omega t - kr_0 - 2kz) = \omega .$$

Для движущегося зеркала z = z(t) и

$$\frac{\partial}{\partial t}(\omega t - kr_0 - 2kz) = \omega - 2kV ,$$

где $V = \frac{\partial z}{\partial t}$ — скорость движения зеркала. Слагаемое $2kV$ в последнем выражении является добавкой к частоте, обусловленной эффектом Доплера. Таким образом, в рассмотренном случае доплеровское смещение частоты Ω выражается формулой

$$\Omega = 2kV$$

Итак, в рамках интерферометрического подхода, где измеряемой величиной является фаза, по которой получают текущее значение координаты (z). В рамках доплеровского подхода измеряемой величиной является доплеровское смещение частоты Ω. По его величине, определяют скорость движения.

В итоге между методами интерферометрии, применяемыми для определения перемещений отражающих объектов, и допплеровскими методами определения скорости перемещения тех же объектов существует достаточно тесная аналогия.

Эффект Доплера широко используется в радиолокации для определения скорости летящих целей, а также в астрономии для определения скорости движения звезд и галактик. В нерелятивистском приближении (для малых скоростей движения приемника или излучателя) регистрируемая частота ω волны составляет

$$\omega = \omega_0(1 \pm V/c),$$

где ω_0 – частота излучателя, с – скорость света, знак «+» берется при движении излучателя и приемника навстречу друг другу, знак «-» – при их удалении друг от друга.

При тех значениях скоростей, с которыми мы имеем дело в земных условиях, доплеровский сдвиг частоты составляет ничтожно малую долю частоты световой волны, имеющей порядок 10^{15} Гц. Спектральная ширина источников излучения обычно значительно превосходит величину доплеровского сдвига, поэтому доплеровские методы измерения скоростей в технической оптике не использовались. Ситуация изменилась с появлением лазеров, имеющих чрезвычайно узкий спектр излучения. Возник метод лазерной доплеровской анемометрии, используемый для измерения скоростей потоков жидкостей и газов.

В этом методе информативным параметром, характеризующим скорость, является разность частот двух волн: рассеянной и опорной (в случае схемы с опорным пучком) или двух рассеянных (дифференциальная схема). В настоящее время наибольшее распространение получила дифференциальная схема, на основе которой разработаны лазерные доплеровские анемометры (ЛДА), позволяющие измерять одну, две и три проекции вектора скорости частиц, характеризующих скорость потока.

Пояснить принцип работы ЛДА с дифференциальной оптической схемой можно на основе интерференционной модели. Принципиальная оптическая схема доплеровского анемометра показана на рис 48.

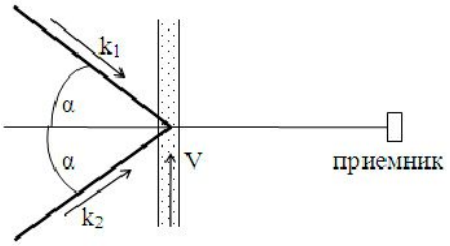


Рис. 48

Два узких лазерных пучка с волновыми векторами k_1 и k_2 пересекаются в потоке мелких рассеивающих частиц, движущихся со скоростью V. В области их пересечения образуется поле интерференционных полос с периодом

$$p = \lambda/2\sin\alpha.$$

Эти полосы расположены перпендикулярно направлению движения частиц. В результате в ходе движения частиц рассеянный ими свет периодически меняет свою интенсивность.

Период изменения интенсивности равен времени прохождения частицей расстояния p, то есть равен p/V. Тогда частота f колебаний интенсивности рассеянного света составит

$$f = \frac{2V \sin \alpha}{\lambda} \qquad (д)$$

Эти периодические колебания интенсивности регистрируются приемником, и их частота f далее измеряется электронным анализатором спектра. В итоге на основе этой формулы определяют скорость потока частиц.

С другой стороны работу данной дифференциальной схемы можно объяснить на основе доплеровского эффекта. Каждый из лазерных пучков при рассеянии на движущейся частице испытывает доплеровское смещение частоты Ω, величина которого в общем случае определяется скалярным произведением векторов **k** и **V**.

$$\Omega = \mathbf{kV}$$

Тогда разность ΔΩ циклических частот двух рассеянных частицей пучков составит

$$\Delta\Omega = \mathbf{V}(\mathbf{k_1} - \mathbf{k_2}).$$

С учетом геометрии схемы рис. 48

$$\Delta\Omega = 2Vk \sin\alpha.$$

Кроме того, учтем, что $f = \Delta\Omega/2\pi$, тогда последняя формула переходит в (д). То есть работу дифференциальной схемы можно представить как результат интерференции в плоскости приемника излучения двух рассеянных волн, имеющих разные частоты.

В используемых на практике схемах ЛДА применяют смещение по частоте двух зондирующих лазерных пучков (рис. 49).

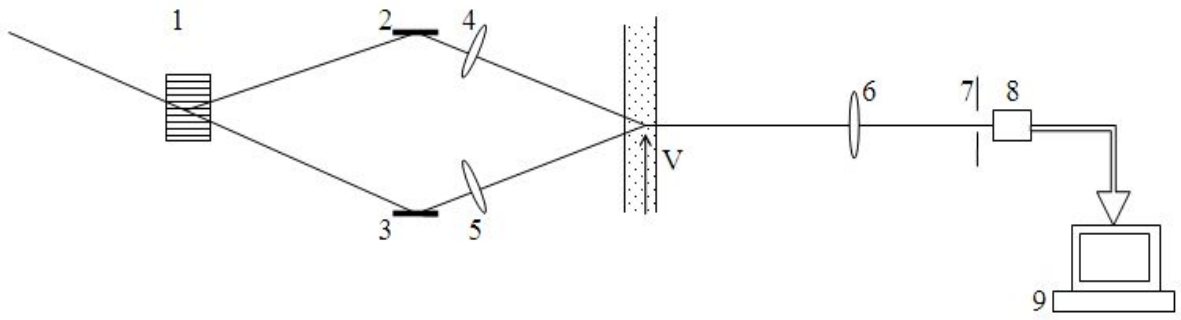


Рис. 49. Схема ЛДА:
1 – акустооптическая ячейка, 2,3 – зеркала, 4,5,6 – линзы, 7 – диафрагма, 8 – фотоприемник, 9 – компьютер.

Для этой цели используют дифракцию Брэгга на акустических волнах, возбуждаемых в акустооптической ячейке. Нулевой и первый порядки дифракции за счет эффекта Доплера оказываются смещены относительно друг друга по частоте на частоту f_0 акустических колебаний, возбуждаемых в ячейке. Эти порядки дифракции и фокусируют под углом друг к другу в исследуемую область потока. На эту же область потока сфокусирован и фотоприемник, сопряженный с компьютером, осуществляющим спектральный анализ сигнала. Введение предварительного сдвига частот зондирующих пучков позволяет различать знак скорости, то есть куда направлен вектор скорости — вверх или вниз. Действительно, для неподвижных частиц частота регистрируемого приемником сигнала составит f_0. При движении частиц в одну сторону она увеличится, а в противоположную – уменьшится.

Доплеровский метод обеспечивает большую локальность измерений, так как лазерные пучки можно сфокусировать в пятно, размеры которого составляют единицы микрометра. В настоящее время лазерные доплеровские анемометры выпускаются серийно с большим разнообразием конструкций, измеряемых параметров потока, областей применения.

Лазерная анемометрия по изображениям частиц (PIV-метод)

В отличие от локального доплеровского метода лазерная анемометрия по изображениям частиц является полевым методом, позволяющим получить информацию о потоке в выбранном сечении. Суть данного метода заключается в следующем (рис. 50).

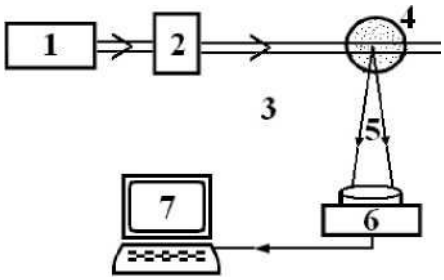


Рис.50. Блок-схема PIV-системы:
1 — двухимпульсный лазер, 2 — оптическая система, 3 — лазерная плоскость, 4 — исследуемый микропоток, 5 — рассеянное излучение, 6 — ПЗС фотоприемник, 7 — компьютер.

Исследуемый поток 4, содержащий частицы, зондируется не узким лазерным пучком, а лазерной плоскостью 3, т.е. астигматическим пучком, у которого ширина существенно превосходит его толщину. Такой пучок получается с помощью специальной оптической системы. Лазер 1 работает в двухимпульсном режиме, интервал между короткими импульсами может варьироваться. Рассеянное частицами излучение 5 регистрируется с помощью матричного фотоприемника 6, сигнал с которого подается в компьютер 7. Используются специальные корреляционные алгоритмы обработки двух оптических изображений потока с частицами, которые позволяют получить информацию о поле скоростей.

Такие PIV-измерительные системы выпускаются зарубежными фирмами серийно. Разработаны варианты систем для исследования микропотоков: micro-PIV.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Том IV. Оптика. — М.: ФИЗМАТЛИТ, 2005. - 792 с.

2. Дж. Гудмен. Введение в Фурье-оптику. – М.: Мир, 1970.

3. Ландсберг Г.С. Оптика. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2003 г. - 848 с.

4. Штанько А.Е., Иванова С.Д. Голографические измерительные системы: учебное пособие / - М .: ГОУ ВПО МГТУ «Станкин», 2011. - 120 с.

ЛЕКЦИЯ 1

Тема лекции: «Научно-технические предшественники голографии»

ПЛАН ЛЕКЦИИ

1. Фотография с несущей пространственной частотой.
2. Фотография Липпмана.
3. Интерферометрия в полосах конечной ширины.

ТЕКСТ ЛЕКЦИИ

Голография — это сравнительно новое направление науки и техники, возникшее на стыке физической оптики, квантовой электроники и теории информации и означающее, в переводе на русский язык «полную запись». Действительно, в отличие от традиционных методов получения изображения, основанных на регистрации интенсивности волнового поля, отраженного от фотографируемого объекта, в голографии записываются пространственные распределения амплитуды и фазы, а в некоторых случаях — длина волны и поляризация, то есть регистрируются все основные параметры волнового поля. Представляется целесообразным начать изложение основ голографии с разработанных ранее и наиболее близких к ней методов-предшественников: фотографии с несущей пространственной частотой и интерферометрии, хотя основатели голографии пришли к ее идее совсем другими путями.

Фотография с несущей пространственной частотой была предложена Р. Вудом еще в 1899 году. Ключевым обстоятельством в методе Р. Вуда было использование дифракционной решетки. Напомним, что дифракционная решетка состоит из повторяющихся прозрачных и непрозрачных линий, нанесенных на стеклянную основу с периодом порядка одного микрона. Как известно, дифракция освещающего излучения на такой периодической структуре приводит к тому, что прошедшее или отраженное излучение распространяется по нескольким, пространственно разделенным направлениям, называемым дифракционными порядками. Их число и яркость определяются профилем и контрастом штрихом, составляющих решетку. При фотографировании по методу Р. Вуда дифракционная решетка, установленная вплотную к фотоэмульсии, контактно перепечатывается на нее с контрастом, определяемым пространственным распределением интенсивности по объекту.

Поскольку фотографировалась дифракционная решетка, освещенная изображением предмета, то в его ярких участках изображение этой решетки имеет максимальный контраст, в темных — нулевой, а для серых участков реализуется промежуточный случай. В соответствии с этим при освещении такой фотографии в нулевом порядке дифракции наблюдается обычное негативное изображение, а в ненулевых порядках — позитивное. Таким образом, в фотографии с несущей пространственной частотой запись пространственного распределения интенсивности освещающего излучения по фотографируемому предмету происходит за счет модуляции контраста высокочастотной (несколько сотен линий на 1 мм) несущей низкочастотным изображением объекта. Отметим, что в радиотехнике метод модуляции низкочастотной информацией высокочастотной временной несущей был предложен несколько позже. В современной оптике фотография с несущей пространственной частотой находит ряд применений, например, для записи изображений на прозрачные (фазовые) среды, изменяющие под действием света либо рельеф поверхности, либо показатель преломления, либо то и другое одновременно.

Оригинальный метод получения цветных фотографий в 1891 году разработал французский ученый, лауреат Нобелевской премии Г. Липпман. Согласно этому методу, при обычном фотографировании предмета вплотную к фотоэмульсии со стороны, противоположной падающему на нее свету, прикладывалось зеркало (рис.1).

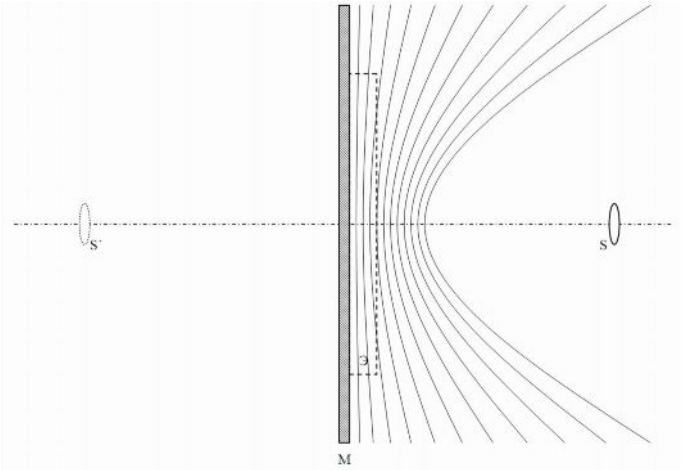


Рис.1. Схема фотографирования по методу Липпмана.
М– зеркало, Э – фотоэмульсия, S — объектив, проецирующий изображение предмета в плоскость фотоэмульсии, S´ — отражение объектива в зеркале М.

Интерференция прямого и отраженного волновых полей приводила к образованию трехмерной интерференционной картины, напоминающей семейство гиперболоидов вращения при интерференции двух сферических волн. В непосредственной близости от

зеркала эти гиперболоиды весьма близки к плоскостям, отстоящим одна от другой на пол длины волны. После фотообработки на местах этих плоскостей образуются частично отражающие слои металлического серебра. Совокупность таких отражающих плоскостей образует объемную дифракционную решетку. Если направить белый свет по нормали на эту решетку, то волны, отраженные от всех слоев, окажутся в одной фазе лишь для той длины волны, которая была использована в процессе фотографирования. В результате эта волна будет иметь максимальную интенсивность, а волны с иной длиной волны подавлены. Таким образом, воспроизведется цвет объекта.

Впоследствии были разработаны более простые и удобные методы получения цветных изображений, и идеи Г. Липпмана временно, до появления голографии, оказались забытыми.

Одновременно в физической оптике, как самостоятельное направление, развивалась интерферометрия прозрачных фазовых предметов, характеризующихся тем, что освещающее излучение пропускается ими без поглощения, то есть не изменяется действительная часть комплексной амплитуды. Целью этого вида интерференционных измерений является визуализация пространственного распределения показателя преломления по исследуемому предмету. В одном из режимов работы интерферометра в плоскость наблюдения под небольшим (около минуты) углом направляются два волновых поля, образующих регулярную интерференционную картину, имеющую вид параллельных эквидистантных прямых с периодом несколько миллиметров, что удобно для визуального наблюдения. Когда одно из волновых полей вносится в исследуемый объект, прямолинейные интерференционные полосы искривляются, и их переменный изгиб характеризует пространственное распределение показателя преломления по прозрачному предмету. Рассматривая такую интерферограмму как запись распределения фазы волнового поля, ученые не догадывались, что фактически имеют дело с голограммой этого волнового поля.

Таким образом, в фотографии с несущей пространственной частотой было показано, что распределение интенсивности (квадрата амплитуды) по предмету можно записать, модулируя контраст высокочастотных интерференционных полос. В свою очередь, пример интерферометрии фазовых объектов говорит о том, что фазовая информация может быть записана за счет изгиба полученных интерференционным методом полос несущей пространственной частоты. Объединение этих принципов естественно приводит к голографии, обычно определяемой как метод записи и восстановления волновых полей.

ЛЕКЦИЯ 2

Тема лекции: «Основополагающие методы получения голограмм.»

ПЛАН ЛЕКЦИИ

1. Голография с внеосевой опорной волной.
2. Описание процесса записи и восстановления изображения.
3. Дифракция Брэгга.
4. Голограммы Денисюка.

ТЕКСТ ЛЕКЦИИ

Еще в 1947 г. Д. Габор выдвинул идею полной записи информации, содержащейся в волновом поле. Согласно Д. Габору, одновременная запись амплитудных и фазовых характеристик происходит за счет наложения на предметное волновое поле однородного опорного волнового поля и регистрации образующейся интерференционной картины, получившей название «голограмма», а восстановление — при дифракции на ней считывающего излучения.

В связи с наличием ряда принципиальных и чисто технических трудностей практическая реализация идей Д. Габора задержалась до 1962 года, когда советский ученый Ю. Н. Денисюк и американские ученые Е. Лейт и Дж. Упатниекс предложили современные методы получения голограмм, в которых обходятся принципиальные ограничения варианта, первоначально предложенного Д. Габором, а изобретение лазера сняло основные технические трудности.

Упрощенная схема получения голограммы отражающего предмета, предложенная Е. Лейтом и Дж.Упатниексом, показана на рис. 2.

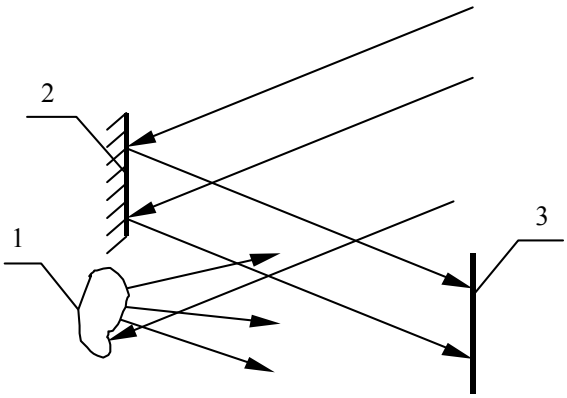


Рис. 2. Упрощенная схема получения голограммы отражающего предмета.

Расширенный луч лазера освещает предмет 1 и расположенное рядом с ним зеркало 2. Отраженное от предмета волновое поле попадает на фотопластинку 3, перекрываясь там с отраженным от зеркала невозмущенным волновым полем, используемым как опорное. После проявления на фотопластинке-голограмме остается зарегистрированная интерференционная картина, образованная при наложении предметного и опорного волновых полей. Следовательно, в отличие от обычного метода фотографической записи, в плоскость голограммы проецируется не изображение предмета, а интерференционная картина, несущая информацию о пространственном распределении амплитуды и фазы предметного волнового поля. Будем считать в первом приближении, что амплитудное пропускание фотопластинки *A(x,y)* после ее проявления пропорционально интенсивности света, то есть квадрату амплитуды в регистрируемой интерференционной картине. Тогда *A(x,y)* можно представить следующим образом:

$$\begin{aligned} A(x,y) &= \left| a(x,y)e^{i\varphi(x,y)} + a_0 e^{i\omega_0 x} \right|^2 = \\ &= a^2(x,y) + a^2 + a_0 a(x,y) e^{i\varphi(x,y)} e^{-i\omega_0 x} + a_0 a(x,y) e^{-i\varphi(x,y)} e^{i\omega_0 x}. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь $a(x,y)e^{i\varphi(x,y)}$ – распределение комплексной амплитуды предметного волнового поля в плоскости фотопластинки, $a_0 e^{i\omega_0 x}$ - распределение комплексной амплитуды опорного волнового поля в плоскости той же фотопластинки.

Осветив фотопластинку — голограмму, поставленную в первоначальное положение, только опорным волновым полем $a_0 e^{i\omega_0 x}$ (рис. 3), найдем, что волновое поле непосредственно за ней равно

$$A(x,y)a_0 e^{i\omega_0 x} = \left[a^2(x,y) + a_0^2\right] a_0 e^{i\omega_0 x} + a_0^2 a(x,y) e^{i\varphi(x,y)} + a_0^2 a(x,y) e^{-i\varphi(x,y)} \cdot e^{2i\omega_0 x} \quad (2)$$

Первый член в выражении (2) описывает промодулированное сомножителем $\left[a^2(x,y)+a_0^2\right]$ опорное волновое поле $a_0 e^{i\omega_0 x}$. Физически он представляет собой нулевой порядок дифракции освещающего излучения. Он распространяется без изменения направления. Второй член $a_0^2 a(x,y)e^{i\varphi(x,y)}$ соответствует волновому полю, распространяющемуся в первом порядке дифракции, и с точностью до постоянного множителя a_0^2, совпадает с первоначальным предметным волновым полем. Таким образом, интерференционная картина, зарегистрированная на голограмме, при восстановлении действует как сложная дифракционная решетка, структура которой такова, что дифракция на ней создает восстановленное первоначальное предметное волновое поле в плюс первом порядке дифракции (рис. 3). Наблюдатель, смотрящий через голограмму по этому направлению, увидит за ней объемную копию предмета, так называемое мнимое изображение $1'$, расположенное там же, где находится предмет в процессе записи. Последний член в выражении (2) описывает сопряженное (действительное) изображение $1''$, самофокусирующееся перед голограммой.

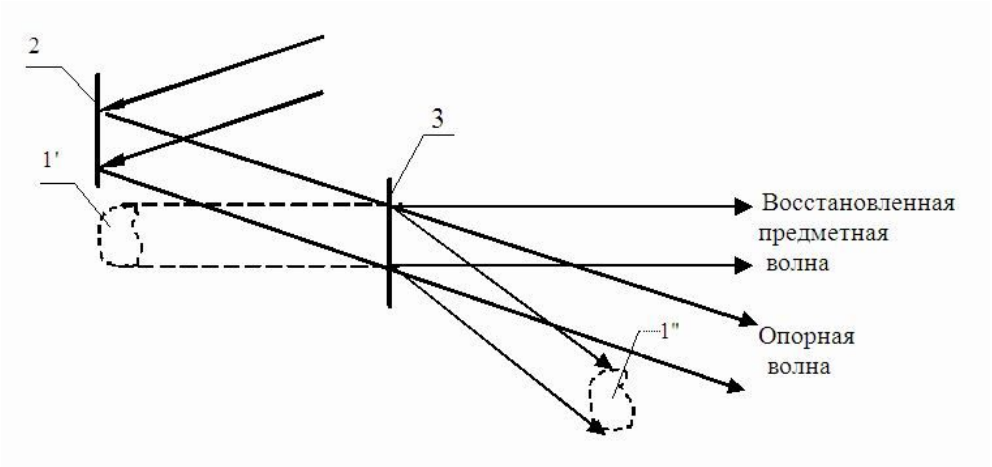


Рис. 3. Наблюдение восстановленного изображения.

Весьма наглядно пояснить принцип записи и восстановления волнового поля можно на примере простейшего предмета, состоящего из одной светящейся точки О. В этом случае голограмма образована интерференционной картиной, возникающей при взаимодействии плоской опорной и сферической предметной волн (рис. 4). Из рисунка видно, что пределах голограммы угол α между направлениями опорной и предметной волн окажется различным для разных точек голограммы.

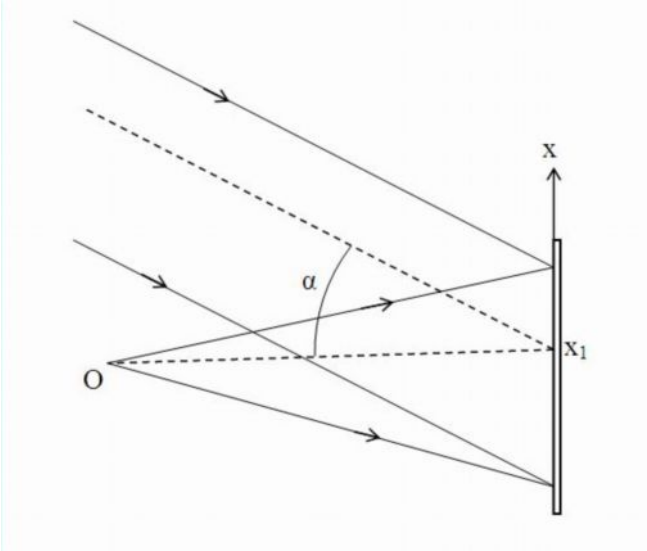


Рис. 4

Период p интерференционной картины, образованной этими волнами, связан с углом α соотношением:

$$p = \frac{\lambda}{2\sin(\alpha/2)} \approx \frac{\lambda}{\sin\alpha} \tag{3}$$

При освещении проявленной фотопластинки-голограммы одной лишь опорной волной возникнет явление дифракции на периодической структуре интерференционных полос (как на дифракционной решетке). Угол дифракции (для первого порядка дифракции) в любой точке x_1 голограммы определится периодом p полос в соответствии с формулой для дифракционной решетки

$$\sin\alpha = \frac{\lambda}{p} \tag{4}$$

Из сопоставления формул (3) и (4) можно заключить, что в любой точке голограммы угол дифракции восстанавливающей волны (в первом порядке) совпадает с углом между опорной и предметной волнами во время записи голограммы. Благодаря этому в первом порядке дифракции будет полностью воспроизведена сферическая предметная волна с центром в точке О.

Отметим также, что в соответствии с принципом Гюйгенса — Френеля каждая точка поверхности освещенного предмета является источником сферической волны, которая перекрывает при записи всю открытую для нее часть фотопластинки-голограммы и, следовательно, информация о ней записана по всей фотопластинке. В то же время, в

каждой точке фотопластинки записывается информация о всех сферических волнах, попадающих на нее от различных точек предметов. Поэтому, в частности, изменение размеров освещенного участка голограммы при восстановлении изображения сказывается только на его разрешении. Аналоги этого явления в классических методах передачи информации отсутствуют.

Иную схему записи голограмм предложил Ю. Н. Денисюк. Она показана на рис. 5.

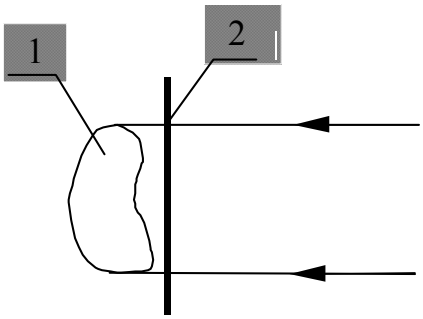


Рис. 5. Схема получения голограммы по методу Ю.Н.Денисюка.

Излучение лазера освещает диффузно отражающий предмет 1 через фотопластинку 2 и попадает обратно на фотопластинку-голограмму, где регистрируется интерференционная картина, образованная двумя встречными волнами. При этом интерференционные полосы располагаются, как и в фотографии Липпмана, параллельно поверхности фотоэмульсии, образуя объемную дифракционную решетку. Если направить на проявленную фотопластинку освещающую волну, то за счет дифракции на этой трехмерной решетке будет восстановлена встречная предметная волна. При наблюдении со стороны освещающей волны наблюдатель увидит мнимое изображение предмета за голограммой. Как и фотография Липпмана голограмма Денисюка осуществляет селекцию диапазона длин волн восстанавливающего излучения. Из всего спектра она выделяет лишь ту длину волны, которая была использована при записи голограммы. Механизм такой селекции пояснен ниже.

Рассмотрим прохождение плоской волны через трехмерную структуру, представляющую собой совокупность большого числа параллельных частично отражающих плоскостей расположенных на равном расстоянии p друг от друга (рис. 6). Пусть угол падения волны составляет θ. Разность хода волн, отраженных от двух соседних слоев 1 и 2 представляет собой сумму катетов AB и BC. Отраженные волны окажутся в фазе, когда эта разность хода будет кратна длине волны, то есть при выполнении условия

$$2p\cos\theta = m\lambda \qquad (5)$$

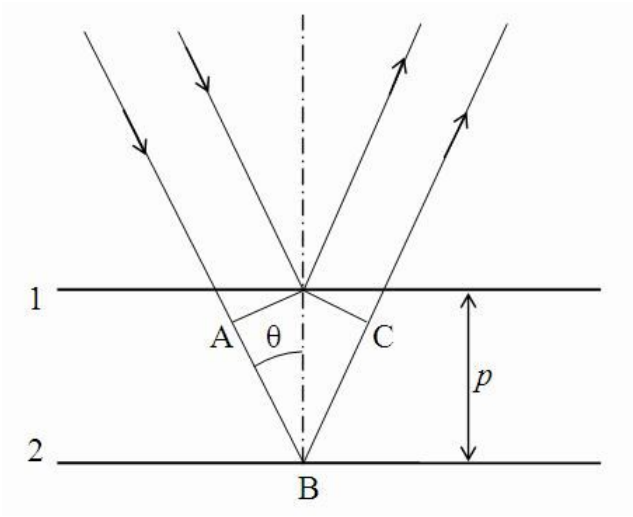


Рис. 6

Условие (5) определяет синфазность волн, отраженных не только от соседних слоев, но и вообще от всей совокупности отражающих поверхностей. При выполнении этого условия отраженные волны сформируют под углом отражения дифракционный максимум. Для фиксированных значений p и θ условие (5) выполняется только для одной конкретной длины волны λ. Для любой другой длины волны излучения условие (5) удовлетворяться не будет. Таким образом, если направить на такую трехмерную структуру белый свет, то из всей совокупности длин волн она выделит в отраженном свете только одну, удовлетворяющую условию дифракционного максимума. Описанное явление называют дифракцией Брэгга. Благодаря селективности дифракции Брэгга трехмерная структура действует на излучение как частотный фильтр. При малых углах падения $\cos\theta \approx 1$ и из (5) следует, что $p = \lambda/2$. Именно с таким периодом образуются интерференционные полосы при записи голограммы Денисюка, где накладываются друг на друга два встречных пучка. При этом образующиеся интерференционные слои примерно параллельны фотопластинке и на толщине фотоэмульсии порядка нескольких десятков микрометров укладывается большое число параллельных слоев с периодом $\lambda/2$ (0,2 – 0,3 микрометра). Строго говоря, форма интерференционных слоев отражает форму волнового фронта предметной волны. С помощью фотообработки добиваются модуляции показателя преломления эмульсии в интерференционных слоях, благодаря чему они приобретают частично отражающие свойства. При освещении голограммы каждый слой отражает волну, форма волнового фронта которой воспроизводит форму волнового фронта предметной волны. Вся

совокупность отражающих слоев за счет механизма дифракции Брэгга осуществляет селекцию лишь одной длины волны из всего спектра длин волн освещающего излучения. Если в процессе фотообработки толщина фотоэмульсии не изменялась, то в результате такой селекции будет выделена именно та длина волны, на которой осуществлена запись голограммы. Это свойство голограмм Денисюка позволяет использовать на стадии восстановления волнового поля источники белого света.

ЛЕКЦИЯ 3

Тема лекции: «Интересные и необычные свойства голограмм»

ПЛАН ЛЕКЦИИ

1. Паралакс.
2. Распределенность и избыточность информации.
3. Суперпозиция записей.
4. Ассоциативный принцип памяти.

ТЕКСТ ЛЕКЦИИ

3.1. Параллакс.

После своего изобретения голография привлекла к себе внимание в первую очередь как изобразительное средство.

В отличие от фотографии голограмма формирует трехмерное объемное изображение сцены. Надо сказать, что способы получения объемных изображений были известны и раньше. Для этого использовались методы стереопроекции, заключающиеся в том, что зафиксированные с двух разных точек фотографии предмета или сцены затем с помощью специального оптического устройства проецировались так, чтобы одна из них была видна только левым глазом наблюдателя, а другая – только правым. Для этой цели чаще всего использовали специальные очки или растровый экран, формирующий ограниченную область наблюдения, где пространственно разделены зоны для левого и правого глаза. Пользоваться такими оптическими устройствами не очень удобно.

Восстановленное голографическое изображение является полной оптической копией предмета. Оно не требует каких-либо специальных устройств для наблюдения и создает

полную иллюзию реальности предмета. Наблюдатель, если позволяют размеры голограммы, может оглядывать объект с разных ракурсов. Перемещая точку зрения, он может заглянуть за предмет и частично увидеть, что находится за ним. Такое изменение взаимного расположения разно удаленных предметов называют параллаксом. На стереофотографиях зафиксирован один единственный ракурс и параллакс отсутствует.

3.2. Распределенность и избыточность информации

Если при записи голограммы предмет находится на некотором удалении от голограммы, то сферическая волна от каждой точки предмета расходится и освещает всю поверхность голограммы, то есть каждая точка предмета записана на всей голограмме. Этим голограмма принципиально отличается от фотографии. Каждая точка фотографии отображает лишь одну конкретную точку предмета.

С распределенностью информации неразрывно связано еще одно свойство голограмм – избыточность записи. Поскольку информация о любой точке предмета распределена по всей голограмме, то разделение голограммы на части или утеря отдельных ее частей не приводит к потере информации. Каждый участок голограммы позволяет наблюдать через него весь объект. Образно можно сказать, что в каждой точке голограммы записан весь предмет, и наоборот, каждая точка предмета записана на всей голограмме.

Избыточность голографической записи создает высокую надежность хранения информации. Действительно, частичное повреждение голограммы практически не сказывается на изображении предмета, даваемом голограммой, в то время как любая царапина на фотографии приводит к невосполнимой утрате информации.

3.3. Суперпозиция записей

На один и тот же участок голограммы может быть наложено несколько записей. Например, можно записать несколько разных предметов. Для того, чтобы иметь возможность раздельно восстанавливать изображения этих предметов, каждый из них записывают со своей опорной волной. Для восстановления нужного изображения предмета используют соответствующую опорную волну.

Чтобы наложить большое число записей на один участок голограммы, используют объемные регистрирующие среды. При каждой последующей записи изменяют направление опорной волны. В результате может быть достигнута высокая объемная плотность информации.

3.4. Ассоциативный принцип памяти

При записи голограммы в качестве опорной волны можно использовать не только простейшую плоскую или сферическую волну, но и произвольную волну, у которой волновой фронт промодулирован какой-либо сложной функцией. С такой голограммы изображение предмета может быть восстановлено только той же самой модулированной опорной волной. Можно наложить на одну голограмму несколько записей, причем для каждой использовать свою модулированную особым образом волну. Такая голограмма является фактически элементом ассоциативной памяти, поскольку на определенную входную информацию (модулированная опорная волна) она откликается ассоциированной выходной информацией (конкретное записанное изображение).

Многие философы, психологи и нейрофизиологи полагают, что человеческий мозг и человеческая память действуют на голографических принципах. И действительно для этого предположения есть основания, поскольку установлено, что запоминаемая в мозгу информация обычно не сосредоточена в каких-либо конкретных элементах, то есть распределена. При этом принцип организации памяти носит не адресный, а ассоциативный характер, то есть человек может вспомнить одно событие по ассоциации с другим или по предъявленному фрагменту информации вспомнить всю информацию целиком.

ЛЕКЦИЯ 4

Тема лекции: «Экспериментальные аспекты голографии»

ПЛАН ЛЕКЦИИ

1. Источники излучения.
2. Регистрирующие среды.
3. Голографические установки.

ТЕКСТ ЛЕКЦИИ

4.1. Источники излучения

Главные принципы голографии, основанные на явлениях интерференции и дифракции, выглядят достаточно просто. Сами эти явления были подробно изучены и описаны еще в первой половине XIX века, поэтому может возникнуть недоумение, почему голографию изобретали так долго? В настоящем разделе мы познакомимся с теми существенными трудностями, с которыми приходится сталкиваться при попытках экспериментального воплощения принципов голографии.

Мы уже упоминали, что голография была изобретена Д. Габором в 1947 году, однако на практике реализовать голографический способ записи и восстановления световой волны удалось только после изобретения лазеров в 1962 году. Такая задержка в реализации голографии обусловлена высокими требованиями к когерентности излучения, используемого при записи голограммы.

На голограмме должна быть зафиксирована картина интерференции опорной и предметной волн. Для этого необходимо, чтобы эти волны были когерентными. В любой схеме записи голограммы (см., например, схему на рис. 2) в произвольной точке голограммы встречаются и накладываются друг на друга два луча (предметный и опорный), прошедшие разную длину пути от источника до голограммы. Выровнять длины этих лучей для различных точек предмета и голограммы невозможно. Поэтому необходимо, чтобы длина когерентности используемого излучения, определяющая предельно допустимую для наблюдения интерференции разность хода волн, превосходила бы разницу в длине предметного и опорного лучей. Практически длина когерентности излучения должна быть сопоставимой с размерами предмета. Этому требованию не

удовлетворяет излучение обычных тепловых и люминесцентных источников света. Лишь лазерные источники могут иметь длину когерентности от сантиметров до сотен метров (в зависимости от типа лазеров).

Для записи голограмм используют главным образом три типа лазеров:

- газовые лазеры непрерывного излучения, например гелий-неоновые и аргоновые;
- импульсные твердотельные лазеры, например, рубиновый, неодимовый;
- полупроводниковые лазеры.

Все конструктивные и технологические меры, направленные на достижение высокой когерентности излучения этих лазеров, существенно ограничивают мощность их излучения. Поэтому лазеры, предназначенные для голографии, имеют, как правило, сравнительно невысокую мощность. Для гелий-неоновых и полупроводниковых лазеров она составляет десятки мВт. Мощность ионного аргонового лазера может составлять единицы Вт. Энергия импульса твердотельного лазера составляет единицы Дж. Длина волны излучения лазеров, используемых для голографии лежит в пределах видимого и инфракрасного диапазонов.

К излучению, используемому для восстановления изображения, записанного на голограмму, предъявляются менее жесткие требования. Во многих случаях требуется монохроматическое излучение, создаваемое точечными источниками. Этим требованиям удовлетворяет излучение любых лазеров. Для голограмм Денисюка, а также для радужных голограмм, которые мы рассмотрим ниже, на стадии восстановления может использоваться полихроматическое излучение, например белый свет.

4.2. Регистрирующие среды

Для записи голограмм используются различные фоточувствительные материалы. Наиболее традиционные из них – фотопластинки, представляющие собой желатиновую фотоэмульсию, нанесенную на стекло. Фоточувствительным элементом эмульсии являются кристаллы бромида серебра. Эти кристаллы под воздействием световой энергии активируются. Активированные кристаллы с помощью химической реакции, называемой проявлением, восстанавливаются до металлического серебра в виде мельчайших черных хлопьев. В результате области фотопластинки, на которые исходно попадал свет, после проявления выглядят почерневшими. Степень почернения зависит от величины световой экспозиции (произведению освещенности на время экспозиции). В результате прозрачность фотопластинки оказывается функцией освещенности во время экспонирования. Таким образом, пространственное распределение прозрачности

фотопластинки передает картину интерференции опорной и предметной волн во время экспонирования голограммы. Записанную таким образом голограмму называют амплитудной голограммой, поскольку на стадии восстановления изображения она модулирует прошедшую через нее восстанавливающую волну по амплитуде.
Важной характеристикой голограммы является ее дифракционная эффективность. Эта величина показывает, какая доля световой энергии восстанавливающей волны после дифракции на голограмме переходит в восстановленную волну, распространяющуюся в первом порядке дифракции. Соответствующие расчеты показывают, что максимально достижимая дифракционная эффективность амплитудной голограммы составляет 6,25%.
Амплитудная голограмма, полученная на фотопластинке, может быть преобразована в так называемую фазовую голограмму. Для этого проявленную фотопластинку, подвергают химической реакции отбеливания. В ходе этой реакции металлическое серебро превращают в прозрачную соль серебра, имеющую высокий показатель преломления.
В результате фотопластинка оказывается всюду в равной степени прозрачной, но пространственно модулирует восстанавливающую волну по фазе, так как набег фазы в экспонированных участках оказывается из-за высокого показателя преломления большим, чем в неэкспонированных участках. Такую голограмму называют фазовой. Ее максимальная дифракционная эффективность составляет 33,4%. Таким образом, отбеливание позволяет существенно повысить дифракционную эффективность.
Фазовые голограммы можно изготовлять напрямую, минуя промежуточную стадию амплитудной голограммы. Для этой цели применяют фотопластинки с бихроматной желатиной. Эмульсия таких пластинок содержит бихромат калия или аммония, который под действием света вызывает полимеризацию (твердение) эмульсии. В итоге на голограмме возникает пространственная модуляция показателя преломления эмульсии.
Существенно, что пространственная фазовая модуляция света в бихроматной желатине достигается без потерь энергии световой волны. Благодаря этому такие эмульсии особенно эффективны для записи голограмм Денисюка. При восстановлении изображений с таких голограмм используется дифракция Брэгга на трехмерной решетке, сформированной в объеме эмульсии, поэтому важно, чтобы поглощение света в объеме эмульсии было незначительным. Дифракционная эффективность голограмм Денисюка, изготовленных на бихроматной желатине может быть близкой к 100%.
Имеются также другие светочувствительные материалы, полимеризующиеся под действием света. Их объединяют общим названием фотополимеры. Они используются для записи фазовых голограмм.

Важнейшими характеристиками всех фотоматериалов являются светочувствительность и разрешающая способность. В голографии светочувствительность определяют как среднюю световую энергию, которой необходимо облучить 1см^2 фотоматериала для получения максимального значения дифракционной эффективности голограммы. За разрешающую способность материала принимают максимальную пространственную частоту интерференционных полос, которые могут быть раздельно зарегистрированы на этом материале. Эти две характеристики взаимосвязаны. Чем выше разрешение материала, тем ниже его светочувствительность. Такое противоречие создает серьезные экспериментальные трудности при записи голограмм.

Дело в том, что пространственные частоты интерференционных полос в плоскости голограммы обычно лежат в пределах 1000 ÷ 2000 линий/мм, а для голограмм Денисюка достигают 5000 линий/мм. Фотоматериалы, обеспечивающие такое разрешение имеют крайне низкую светочувствительность. Так как мощность лазеров для голографии сравнительно невелика, для записи голограмм требуется большое время экспозиции, за которое будет набрана необходимая энергия. Оно может составлять десятки секунд и даже минуты. При таком большом времени экспонирования возникает проблема обеспечения стабильности всех элементов, формирующих волновые поля.

За последние десятилетия наблюдается существенный прогресс в сфере матричных фотоприемников (ПЗС-матриц). Он открыл весьма интересные возможности их использования при регистрации голограмм. Они будут подробно рассмотрены в последующих разделах.

4.3. Голографические установки

Чтобы записать голограмму, нужно сформировать две волны – опорную и предметную и направить их на фотопластинку. Для этого лазерный луч пропускают через ряд оптических элементов, формирующих эти волны. Совокупность оптических элементов образует оптическую схему записи голограммы. Пример оптической схемы для записи голограммы отражающего объекта приведен на рис. 7.

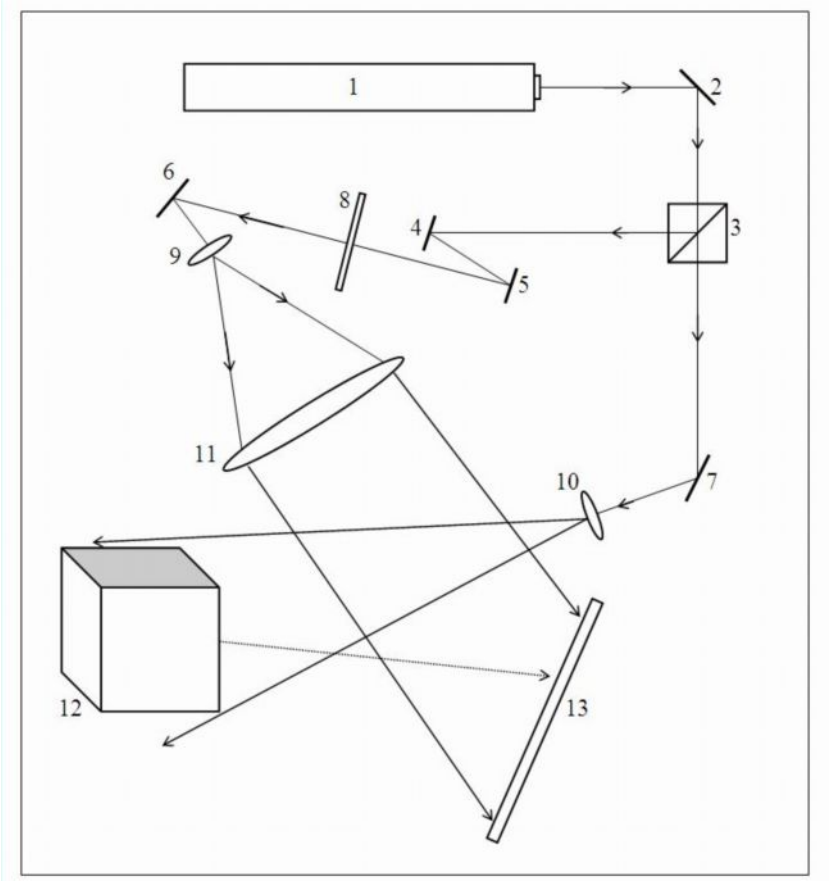


Рис. 7

Луч лазера 1 с помощью зеркала 2 направляют в светоделитель 3, расщепляющий его на два луча. Луч, прошедший сквозь светоделитель напрямую, направляют зеркалом 7 на линзу 10. После прохождения через линзу луч расширяется и освещает предмет 12, регистрируемый на голограмму 13. В итоге эта ветвь оптической схемы формирует предметную волну. Другой луч, выходящий из светоделителя (отраженный в светоделителе), с помощью зеркал 4, 5 и 6 направляют на расположенные софокусно линзы 9 и 11. Эти линзы образуют коллиматор, увеличивающий диаметр лазерного луча до размеров голограммы 13. Эта ветвь оптической схемы формирует опорную волну. Обе волны накладываются друг на друга в плоскости голограммы. Наличие в опорной ветви двух зеркал 4 и 5 необходимо для выравнивания длины оптического пути обеих ветвей схемы от светоделителя до голограммы (что выполняется изменением расстояния между этими зеркалами). Элемент 8 представляет собой ослабитель (темное стекло), необходимый для установления оптимального соотношения интенсивностей опорной и предметной волн.

Этот пример наглядно показывает, что схема записи голограммы содержит большое число оптических элементов. Во время экспонирования голограммы все элементы должны быть

неподвижны относительно друг друга. Если какой-либо элемент во время экспозиции сместить на ¼ длины волны, то это вызовет изменение положения интерференционных полос, и картина полос на голограмме полностью смажется. В обычных условиях в помещениях всегда наблюдаются вибрации пола и стен (от оборудования, транспорта, движения людей и т.п.). Уровень этих вибраций, как правило, превышает указанную выше величину ¼ λ, поэтому элементы оптической схемы должны быть тщательно защищены от вибраций. С этой целью их располагают на массивном (порядка 1000 кг) жестком основании, размером от одного до нескольких метров. Основание устанавливают на амортизаторы и все это располагают в подвальных помещениях с малым уровнем вибраций. Фотография одной из голографических установок приведена на рис. 8.

Рис. 8

Если для записи голограммы используют излучение импульсного лазера, необходимость в виброзащите отпадает, так как за время импульса, обычно не превышающее десяти наносекунд, элементы оптической схемы не успеют сместиться вследствие вибраций.

ЛЕКЦИЯ 5

Тема лекции: «Изобразительная голография. Часть 1»

ПЛАН ЛЕКЦИИ

1. Требования к источникам излучения.
2. Тиражирование голограмм.
3. Радужные голограммы.
4. Многоракурсные голограммы.

ТЕКСТ ЛЕКЦИИ

Оптическая голография имеет разнообразные научные и технические приложения, однако для массового сознания наиболее яркое приложение связано с изобразительными возможностями записи и восстановления объемных изображений трехмерных объектов. Здесь можно воспользоваться следующей аналогией: если развитие полиграфии позволило в свое время массовой аудитории получить доступ к картинам великих художников, то ожидается, что развитие голографии позволит добиться аналогичного эффекта в отношении скульптурных шедевров, исторических реликвий, драгоценностей и т. д. Однако столь существенное расширение возможностей требует соответствующей оплаты. Стоимость голограмм с полноценным изобразительным эффектом оказывается очень высокой.

5.1. Требования к источникам излучения

При попытках воспользоваться в широких масштабах способностью голограмм воспроизводить полноценные объемные изображения трехмерных предметов (3D изображения) возникают две проблемы. Дело в том, что качество восстановленного изображения зависит от характеристик световой волны, используемой для восстановления голограммы и, в первую очередь, от ее спектрального состава и угловых размеров источника света. В общем случае для полноценного восстановления изображения требуется монохроматическое излучение с той же длиной волны, которая использовалась при записи голограммы, причем источник излучения должен быть точечным. Нетрудно показать, что нарушение этих условий приводит к ухудшению резкости изображения. Рассмотрим для примера голограмму с внеосевым опорным пучком.

На рис. 9 показана голограмма H, при записи которой использованы волна, рассеянная предметом O, и опорная волна от точечного источник R.

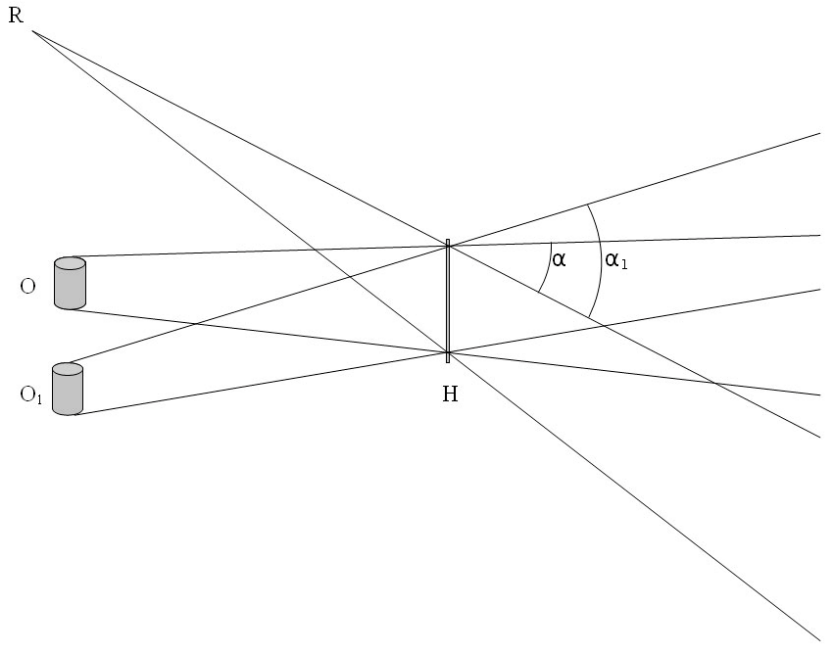


Рис. 9

Пусть эти волны с длиной волны λ встречаются на голограмме под средним углом α. Они сформируют интерференционную картину с периодом $p = \lambda/\sin\alpha$. Эта интерференционная картина на стадии восстановления голограммы играет роль дифракционной решетки. Если восстанавливать голограмму опорной волной с той же длиной волны λ, то восстановленная голограммой предметная волна вследствие дифракции на решетке пойдет в прежнем направлении, так как угол дифракции α на решетке определяется соотношением $\sin\alpha = \lambda/p$. Если теперь для восстановления голограммы использовать опорную волну с другой длиной волны λ_1, то угол дифракции изменится, и восстановленная предметная волна пойдет по отношению к опорной волне под иным углом α_1, определяемым из соотношения $\sin\alpha_1 = \lambda_1/p$. В результате при наблюдении через голограмму мы увидим, что изображение предмета смещено по отношению к исходному положению. Если же излучение источника опорной волны R немонохроматично и содержит в своем составе непрерывный спектр длин волн в диапазоне от λ до λ_1, то для каждой длины волны из этого спектра возникнет свое изображение, и все эти смещенные относительно друг друга изображения будут накладываться. В итоге суммарная картина окажется смазанной. Итак, немонохроматичность световой волны на стадии восстановления голограммы приводит к спектральному размытию восстановленного изображения.

Пусть теперь на стадии восстановления голограммы мы изменяем положение источника опорной волны и переносим его из точки R в точку R_1 (см. рис. 10)

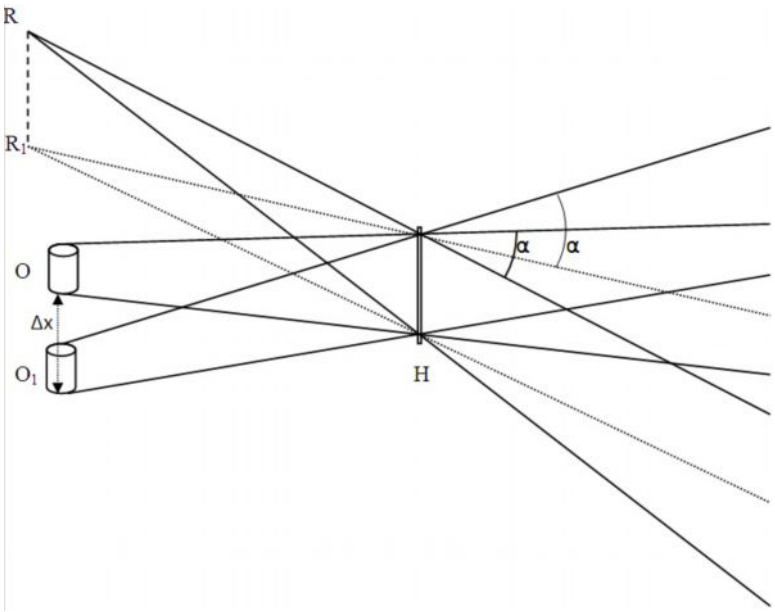


Рис. 10

Фактически, мы поворачиваем опорную волну на некоторый угол. При этом в приближении малых углов дифракции α восстановленная волна также повернется соответствующим образом так, чтобы угол α между новой восстанавливающей волной и новой восстановленной сохранился и составлял бы по-прежнему α. В результате наблюдатель увидит восстановленное изображение предмета в новом положении. Если теперь использовать для восстановления голограммы волну не от точечного источника, а от протяженного источника, занимающего в пространстве весь отрезок RR_1, то каждой точке этого источника будет соответствовать свое восстановленное изображение. Все изображения будут смещены относительно друг друга, и при их наложении получится смазанная картина.

Из рассмотренных примеров ясно, что использование голограмм в изобразительных целях предъявляет к источникам излучения, используемым на стадии восстановления изображения, весьма жесткие требования. Строго говоря, этим требованиям удовлетворяют только лазеры. В настоящее время их стоимость достаточно высока. Кроме того, изображения, полученные в лазерном излучении, имеют характерную случайную модуляцию интенсивности, называемую спекл-эффектом. Этот эффект существенно снижает художественные достоинства изображения. Эти сложности вынудили искать решение проблемы путем использования таких схем записи голограмм, которые позволили бы снизить требования к источникам восстанавливающего излучения.

С этой точки зрения внимание, прежде всего, было обращено к голограммам, полученным по оптической схеме Ю.Н. Денисюка, в которой на фотопластинку с противоположных сторон направляют два встречных пучка лазерного излучения: предметный и опорный (рис. 5). Выше мы упоминали, что голограмма Денисюка формируется за счет трехмерной интерференционной картины в объеме фотоэмульсии. На стадии восстановления голограммы происходит дифракция Брэгга на трехмерной решетке, зарегистрированной в эмульсии. Дифракция Брэгга обладает селектирующими свойствами по отношению к длине волны, в результате чего при восстановлении голограммы Денисюка источником белого света в дифрагированной волне присутствует лишь узкий спектральный диапазон длин волн, близких к длине волны лазерного излучения, использованного при записи голограммы. В результате спектральное размытие изображения, обусловленное немонохроматичностью источника, оказывается весьма несущественным.

Чтобы свести к минимуму также и размытие изображение, обусловленное конечными размерами восстанавливающего источника, используют источники с малыми угловыми размерами. Это, как правило, галогенные лампы с малым размером светящегося тела. Кроме того, при записи голограммы предмет стремятся расположить по возможности вплотную к голограмме. Это уменьшает линейное размытие Δx изображения (см. рис. 10), так как при заданных угловых размерах источника размытие Δx уменьшается с уменьшением расстояния от голограммы до предмета. В итоге с помощью голограмм Денисюка удается добиться получения объемных изображений с приемлемыми изобразительными свойствами. Это и обусловило их использование в голографической изобразительной технике.

Размеры голограмм Денисюка могут достигать одного метра. Используются, главным образом, одноцветные изображения, однако могут изготовляться и голограммы, передающие изображение многоцветного объекта в цветах, близких к натуральным.

С этой целью голограмму составляют из трех слоев, каждый из которых, записываемый по отдельности, содержит голограмму Денисюка, полученную в свете красного, зеленого или синего лазера. Совместное восстановление этих трех монохромных голограмм общим источником белого света позволяет получить полноценное цветное изображение.

5.2. Тиражирование голограмм

Еще одной важной проблемой в развитии изобразительной голографии является технология массового тиражирования (копирования) голограмм. Наиболее распространены два способа копирования готовых голограмм.

Первый способ называют интерференционным копированием. Голограмму, подлежащую копированию будем называть в дальнейшем мастер-голограммой. Суть способа заключается в том, что изображение, восстановленное мастер-голограммой, записывают на новую голограмму. Для мастер-голограммы, изготовленной по схеме Денисюка интерференционное копирование сводится к тому, что на голограмму вплотную накладывают фотопластинку и освещают со стороны фотопластинки лазерным излучением (см. рис. 11) с той же длиной волны, что и при записи мастер-голограммы.

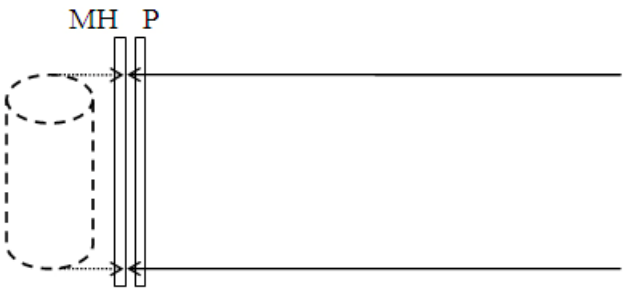


Рис. 11 . Схема копирования голограммы Денисюка;
МН – мастер-голограмма, Р – фотопластинка.

Падающая на пластинку волна играет для новой голограммы роль опорной волны, а волна, прошедшая сквозь нее восстанавливает изображение с мастер-голограммы и образует предметную волну. После проявления фотопластинки она по своим свойствам почти не отличается от мастер-голограммы.

Однако в ходе интерференционного копирования голограмме-копии можно придать новые изобразительные свойства. Для этой цели используют действительное изображение, восстанавливаемое мастер-голограммой. Соответствующая оптическая схема представлена на рис.12. Мастер-голограмму восстанавливают излучением, падающим со стороны предмета. В этом случае возникает действительное изображение предмета, расположенное по ту же сторону от голограммы, что и падающий луч. Фотопластинку, на которую записывают копию, устанавливают не вплотную к голограмме, а, к примеру, так, чтобы она рассекла действительное изображение предмета. Полученная голограмма-копия при восстановлении ее волной со стороны мастер-голограммы позволит наблюдать интересный изобразительный эффект, когда некоторые детали предмета как бы выступают из плоскости голограммы и находятся перед ней.

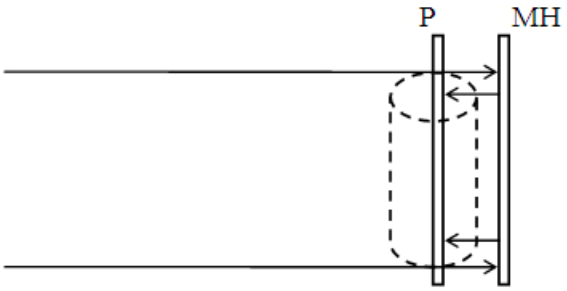


Рис. 12 . Схема копирования действительного изображения;
МН – мастер-голограмма, Р – фотопластинка.

Следует заметить, что описанная технология интерференционного копирования не слишком существенно отличается от технологии изготовления самих голограмм и поэтому интерференционные голограммы-копии достаточно дороги. Их тиражи, как правило, невелики.

Другой способ копирования голограмм заключается в воспроизведении рельефной структуры голограммы методом тиснения. Подобным способом еще в XIX веке копировали дифракционные решетки, нарезанные алмазным резцом на стекле. Однако этим способом можно тиражировать лишь так называемые тонкие голограммы, интерференционная структура которых отображена в поверхностном рельефе. Голограммы Денисюка для копирования этим способом не подходят, так как их интерференционная структура принципиально трехмерна и записана не на поверхности, а в объеме фотоэмульсии.

К тонким голограммам можно отнести голограммы, полученные по схеме Лейта с внеосевым опорным пучком. Если такая голограмма записана на фоторезисте, фотополимере или другом материале, изменяющем свою толщину в зависимости от величины экспозиции, то после проявления ее интерференционная структура будет отображена в виде поверхностного микрорельефа. Этот рельеф методами гальванопластики переносят на металлическую основу и далее размножают путем штамповки (тиснения) на термопластичном материале. Получается высокопроизводительный и дешевый (при больших тиражах) способ тиражирования голограмм.

ЛЕКЦИЯ 6

Тема лекции: «Изобразительная голография. Часть 2»

ПЛАН ЛЕКЦИИ

1. Радужные голограммы.
2. Многоракурсные голограммы.

ТЕКСТ ЛЕКЦИИ

Радужные голограммы

К сожалению, голограммы Лейта, записанные с внеосевым опорным пучком, как отмечалось выше, восстанавливают резкое изображение только в монохроматическом излучении, что неудобно при широком использовании. Эта трудность была успешно преодолена Бентоном в его так называемых радужных голограммах. Идея Бентона заключается в следующем.

При восстановлении голограммы Лейта белым светом различные спектральные составляющие восстановленного излучения распространяются под углом друг к другу. Из рис. 9 видно, что на очень большом удалении от голограммы эти спектральные составляющие пространственно разделятся, так что наблюдатель, удаленный на большое расстояние от голограммы, смог бы увидеть в излучении лишь одной спектральной составляющей относительно резкое монохромное изображение предмета. Такой способ разделения спектральных составляющих восстановленного излучения практически неудобен, так как изображение желательно разглядывать с расстояния наилучшего зрения. Бентон предложил способ разделения всех спектральных составляющих восстановленного излучения на любом заранее выбранном расстоянии.

Метод Бентона требует записи голограммы в два этапа. На первом этапе по схеме Лейта записывают обычную голограмму предмета (рис.13а). При этом предмет располагают от голограммы на расстоянии наилучшего зрения или чуть дальше. Затем с этой голограммы восстанавливают действительное изображение предмета. Для этого голограмму освещают волной, сопряженной по отношению к опорной волне (сопряженная волна получается путем обращения направления распространения исходной волны в противоположную сторону). При этом голограмму закрывают маской в виде узкой горизонтальной щели (рис. 13б).

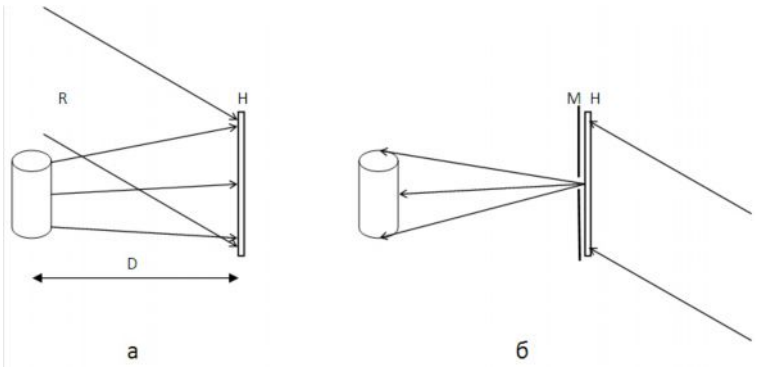


Рис. 13 . Схема записи (а) и восстановления (б) первичной голограммы; Н – голограмма, м – маска, D – расстояние наилучшего зрения.

В результате изображение предмета восстанавливается цилиндрическим пучком, расходящимся из этой щели. Теперь восстановленное действительное изображение используют как предмет и записывают на новую голограмму.

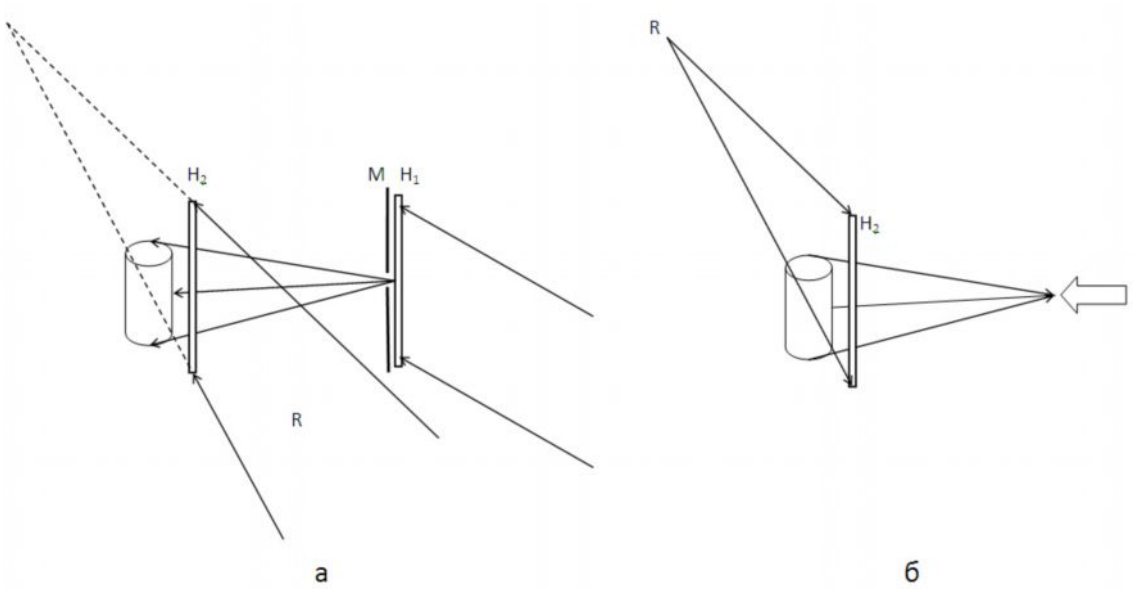


Рис.14 . Схема записи вторичной голограммы (а) и наблюдение восстановленного изображения (б); H_1 – первичная голограмма, H_2 – вторичная голограмма, R – опорный пучок, стрелкой показано положение глаз наблюдателя.

Фотопластинку для записи голограммы располагают поблизости от предмета (рис. 14а). Голограмму записывают с параллельным или медленно сходящимся опорным пучком. Затем эту голограмму восстанавливают сопряженным пучком (рис. 14б).
Голограмма восстанавливает записанную на нее цилиндрическую предметную волну, которая в своем обратном ходе сходится и фокусируется в линию там, где располагалась щелевая маска при записи данной голограммы (на расстоянии наилучшего зрения от

голограммы). Если глаза наблюдателя расположены на этой линии фокуса, то он видит предмет целиком и имеет возможность оглядывать его по горизонтали в пределах длины щели, то есть воспринимает изображение как объемное.

Если теперь при восстановлении этой голограммы используют источник белого света, то голограмма будет действовать как дифракционная решетка, и восстановленные предметные пучки для разных спектральных составляющих пойдут по разным направлениям. В результате каждая спектральная составляющая сфокусируется в свою линию. Эти линии для всех спектральных составляющих будут пространственно разделены и расположены параллельно друг другу. В глаза наблюдателя, находящегося на расстоянии наилучшего зрения, попадет одна из этих линий, то есть лишь одна спектральная составляющая, в результате чего он увидит монохромное, не смазанное спектральным размытием изображение. Если наблюдатель будет смещаться в вертикальном направлении, его глаза будут последовательно пересекать линии разных спектральных составляющих, и он увидит плавное изменение цвета восстановленного изображение. Последовательность изменения цветов будет такой же, как в радуге. По этой причине голограммы этого типа называют радужными голограммами. Более простая одноступенчатая схема получения радужных голограмм предложена Н.Г. Власовым.

Радужные голограммы благодаря возможности их массового тиражирования методом тиснения нашли широкое применение в изобразительной голографии. Но в еще большей степени их используют как защитные метки для защиты документов, ценных бумаг и фирменных товаров от подделки. Это своего рода голографическая печать, удостоверяющая подлинность. Объемность изображения и радужный эффект таких печатей не воспроизводятся при попытках их копирования и подделки с помощью сканеров, принтеров и ксероксов.

Для того, чтобы наносить защитные метки на документы разработана специальная самоклеющаяся термопластичная пленка с зеркальным отражающим слоем. В заводских условиях производят тиснение голографических меток на пленке, затем поверх оттисненного рельефа наносят термоклей, температура термоактивации которого ниже температуры размягчения термопластичного слоя пленки. Перенос метки на документ осуществляют горячим штампом, активирующим клей, который и обеспечивает надежную адгезию метки с бумагой.

Многоракусные голограммы

Оптическая голография предоставляет интересную возможность синтезировать объемные изображения сцены по ее отдельным фотографиям, снятым с различных ракурсов.

В настоящее время напрямую записать голограмму архитектурного памятника или какого-либо пейзажа технически невозможно. Однако способность голограммы объединять в себе запись множества различных изображений позволяет решать подобные задачи путем последовательного записывания на одну голограмму всех ракурсов данной сцены, предварительно зафиксированных фотоаппаратом.

На рис. 15 показана схема многоракурсного фотографирования. Стрелками показаны положения, которые последовательно занимал фотоаппарат при фотографировании объекта. Обычно фотографируют несколько десятков ракурсов.

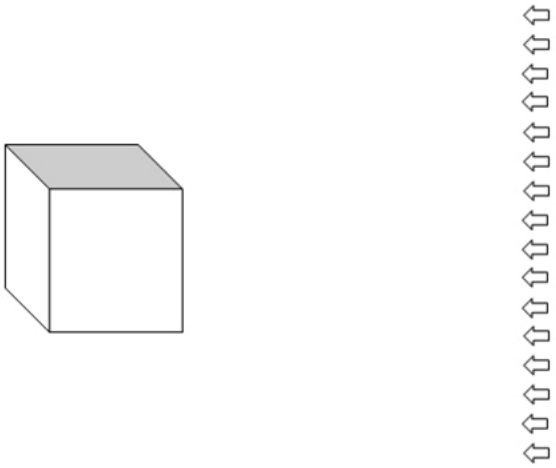


Рис. 15

Далее используют двухступенчатую схему Бентона для получения многоракурсной радужной голограммы. При записи первичной голограммы в качестве предмета на расстоянии наилучшего зрения устанавливают один из отснятых слайдов S (например, первый) и освещают его на просвет через матовый рассеиватель C (рис. 16а). При этом перед голограммой H устанавливают непрозрачную маску M со горизонтальной щелью, длиной порядка 65 мм (расстояние между центрами глаз). Щель устанавливают в положение 1. Производят экспонирование, затем сменяют слайд на второй, щель перемешают на ее длину вниз и устанавливают в положение 2, снова экспонируют и так далее. В итоге получается первичная голограмма в виде щели, по длине которой распределены голограммы всех ракурсов.

Первичную голограмму используют для записи вторичной голограммы. Ее записывают по схеме рис. 14а. В результате полученная радужная голограмма дает не только объемное изображение объекта, но и позволяет оглядывать его путем изменения точки наблюдения в пределах угла зрения, который обеспечивается совокупностью отснятых ракурсов.

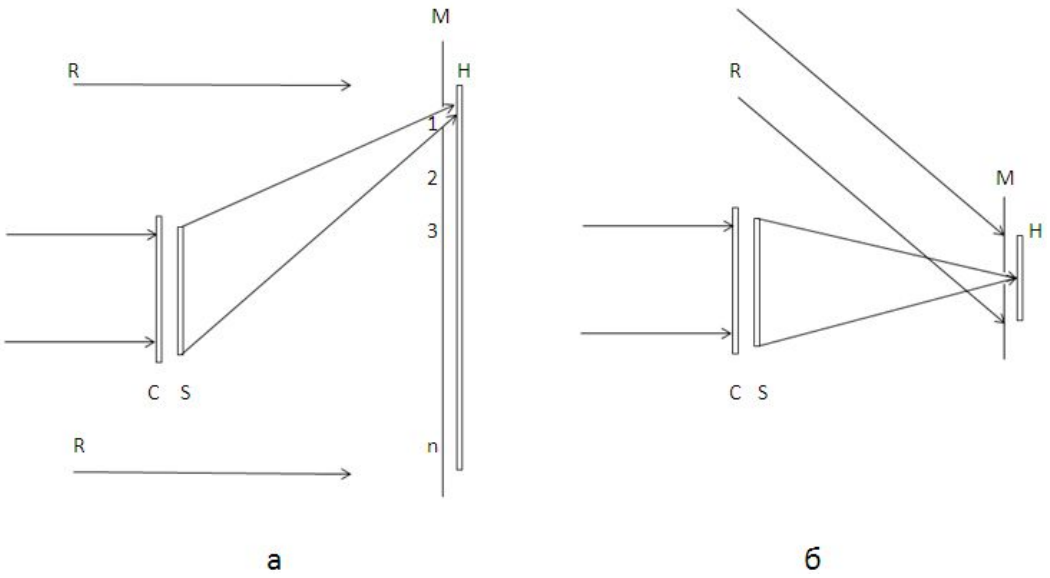


Рис. 16. Схема записи первичной голограммы, а – вид сверху, б – вид сбоку.

ЛЕКЦИЯ 7

Тема лекции: «Системы голографической памяти»

ПЛАН ЛЕКЦИИ

1. Принципы цифровой голографической записи.
2. Схема записи голографических оптических дисков.
3. Голографические установки.
4. Голографические системы кодирования информации

ТЕКСТ ЛЕКЦИИ

Необходимость увеличения объема хранимой информации и увеличения скорости адресного доступа к ней требуют непрерывного совершенствования запоминающих устройств, в том числе и наиболее распространенных из них -оптических дисковых систем памяти. Так до середины 90-х годов были распространены действующие в ближнем ИК диапазоне системы памяти на CD-RW дисках, позволяющие на диске диаметром 120 мм записать до 1 Гбайта информации. Им на смену пришли системы на дисках DVD-RW, работающие практически в том же диапазоне длин волн и позволяющие за счет более совершенных оптической системы и алгоритма обработки сигнала увеличить объем

хранимой информации до 4 Гбайт. Переход к более короткой длине волны — 405 нм (DVD BR "blue — ray") дает возможность уплотнить запись и позволяет, сохранив все преимущества используемых в DVD системах алгоритмов обработки сигналов, довести объем информации, сохраняемой на одностороннем диске диаметром 120 мм, до 100 Гбайт.

Дальнейший прогресс в разработке дисковых систем оптической памяти разработчики связывают с использованием метода оптической голографии, позволяющего использовать не только поверхность, но и весь объем диска. По теоретическим оценкам использование объемной голографической записи позволит довести плотность хранения информации на дисках до величины в 1 Тбит/см^3.

Голографические запоминающие устройства (ГЗУ) записывают и считывают информацию, представляемую в виде двумерных растров битов — масок с отверстиями, называемых страницами. Последние представляют собой высококачественные бинарные оптические изображения. Такой параллельный способ представления информации позволяет реализовывать высокие скорости при ее обмене, достигающие гигабита в секунду, при малом времени доступа, не превышающем 1 мс. Данные в ГЗУ, как правило, распределяются по объему регистрирующей среды, в то время, как в магнитных и простых оптических системах памяти они хранятся на поверхности носителя.

В результате достигается высокая надежность хранения.

Принцип действия ГЗУ состоит в следующем. Битовая информация, т.е. 0 или 1, с помощью пространственного модулятора света вводится в предметный пучок, падающий на поверхность регистрирующей среды, на которую направляется также и опорный пучок. Так регистрируется голограмма. При ее освещении параллельным пучком на обращении она формирует копию объектного пучка, распространяющегося в обратном направлении, и, тем самым, восстанавливает изображение зарегистрированной страницы информации. Воспроизведенная таким образом цифровая информация считывается с помощью матрицы фотоприемников, располагаемых в плоскости фокусировки страницы. При этом высокая угловая селективность объемных голограмм, достигающая для сред толщиной в 1 см величины порядка 0,001°, позволяет осуществлять их мультиплексирование, т.е. позволяет записывать множество независимо восстанавливаемых голограмм в одном объеме регистрирующей среды. Смена страниц информации может осуществляться различными способами, например, изменением угла падения восстанавливающего пучка лучей или изменением положения этого пучка на поверхности регистрирующей среды. Комбинированные способы смены страниц, содержащие оба указанных варианта, обычно используются в системах памяти, выполняемых на основе трехмерных голографических

дисков. Основным сдерживающим фактором в развитии голографических систем памяти долгие годы являлось отсутствие регистрирующие среды, пригодной для мультиплексной объемной голографической записи.

Ситуация изменилась в конце девяностых годов с разработкой объемных фотополимерных сред для объемной голографической записи.

Американская компания InPhase Technologies сообщила о совместной разработке с японской фирмой Hitachi Maxell Ltd голографического диска, размером с диск DVD, способного хранить 300 Гбайт информации (что соответствует 20 художественным фильмам) и обладающего скоростью доступа к информации в 10 раз превышающую скорость, реализуемую в DVD системах. Скорость записи информации составляет 23 Мб в секунду при времени экспонирования 1 страницы 2,7 мс.

Информация записывается во всей толще диска, составляющей примерно 1,5 мм, методом углового мультиплексирования. Шаг мультиплексирования составляет 0,067 градуса. Рабочая длина волны записи и считывания информации составляет 407 нм. Запись и считывание информации в системе осуществляются двумя разными лазерными чипами с одинаковыми

характеристиками. Модуляция опорной волны в устройстве осуществляется с помощью микроэлектромеханического зеркального устройства.

В течение ближайших 5 лет, компания предполагает выпускать линейку систем голографической дисковой памяти с емкостями от 800 Гб до 1,6 Тб при скоростях доступа к информации 120 Мбит в секунду.

Предназначенные для использования в системе диски выполняются на прозрачной пластиковой подложке, на поверхность которой спирально нанесена дорожка пит, используемых для адресации и сервисной информации точно так же, как это делается в обычных CD и DVD дисках. Поверхность дорожки пит покрыта отражающим слоем из алюминия. Поверх слоя алюминия на диск нанесен прозрачный слой полимера, полностью закрывающий питы и имеющий плоскую верхнюю поверхность. На нее нанесено многослойное диэлектрическое зеркало, отражающее излучение сине-зеленой области спектра и пропускающее излучение красной области спектра. На диэлектрическое покрытие нанесен тонкий защитный слой полимера. Поверх него нанесен слой голографической фотополимерной регистрирующей среды, защищенный сверху еще одним защитным полимерным слоем. Сервоинформация с диска считывается на отражение через регистрирующую среду и многослойное диэлектрическое зеркало с помощью сфокусированного излучения лазерного диода, излучающего в красной области

спектра. Реализуемые в системе принципы адресации и фокусировки оптической головки совершенно идентичны тем, что реализуются в CD системах.

Запись информации на диске осуществляется с помощью излучения лазерного диода, работающего в синей области спектра. Это излучение проходит через расширитель пучка, после чего направляется на работающий на отражение микрозеркальный пространственный модулятор света. В центральной области апертуры модулятора отображается фазовое изображение страницы записываемой информации, а на ее кольцевой периферии — участки радиальной дифракционной решетки, предназначаемой для формирования опорного пучка лучей (рис. 17).

При этом каждая из страниц информации отображается в виде совокупности субстраниц с помощью основного высокоапертурного объектива оптической головки.

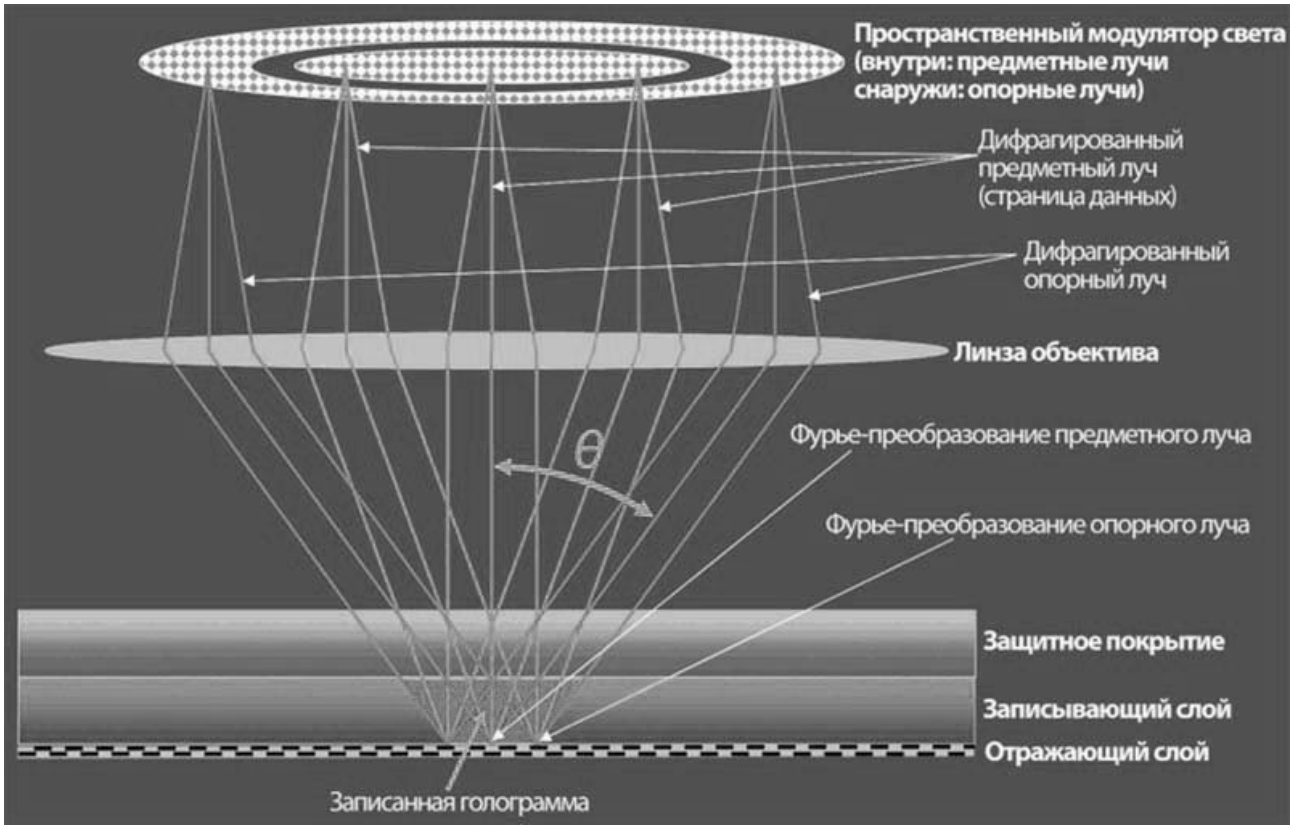


Рис. 17

Сформированные с помощью пространственного модулятора света опорный и объектный пучки лучей пропускаются через основной объектив головки, отражаются от находящегося на диске многослойного диэлектрического зеркала и фокусируются в объеме регистрирующей среды. Там они формируют объемную пропускающую голограмму страницы информации. Считывание информации осуществляется аналогичным образом. Отличие процедур считывания и записи информации состоит лишь

в том, что на стадии считывания информации на пространственном модуляторе света отображается лишь кольцеобразная радиальная дифракционная структура, формирующая восстанавливающий пучок лучей. Считывание восстановленных страниц информации осуществляется с помощью высокоскоростного CMOS приемника. При этом число пикселей фотоприемного устройства выбирается примерно в три раза большим, чем число пикселей пространственного модулятора света. Это позволяет существенно упростить алгоритм распознавания бит информации. Изменение пространственной частоты дифракционной структуры, формирующей опорный пучок лучей, позволяет осуществлять мультиплексирование регистрируемых страниц информации. При этом динамический диапазон используемой в системе регистрирующей среды позволяет осуществлять запись до 20 страниц информации на одном и том же ее участке.

По заключению разработчиков, такая технология голографической записи информации будет принята в качестве основной при создании следующих поколений относительно простых и недорогих систем голографической дисковой памяти. Пока что описанная технология рассчитана для использования лишь в архивах, т.к. стоимость голографических дисков, оформленных в непрозрачных картриджах (см. рис. 18) варьируется от 120 до 180 долл. Сам же привод стоит около 15 тыс. долл.

Рис. 18. Привод для голографических дисков и сам диск в картридже.

Компания NTT продемонстрировала прототип накопителя высокой емкости, в основу которого положена технология изготовления многослойных тонкопленочных голограмм, а также устройство для считывания данных. Емкость носителя (сто слоев) размерами с почтовую марку — 1 Gb (рис. 19).

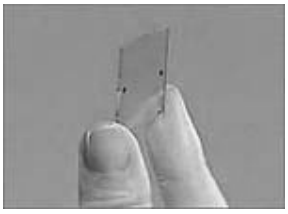


Рис. 19. Голографическая карта (слева) и устройство чтения.

Достоинства новой технологии состоят в высокой плотности записи, малых размерах дисковода, низком энергопотреблении, возможности дешевого массового производства носителей, трудности несанкционированного копирования данных с них и простоте утилизации. Предполагается, что вследствие дешевизны носителей и малых размеров такие устройства могут заменить другие устройства ROM. Рассматривают их и как заменитель бумаги в качестве носителя информации. Эти карты будут полезны при массовом распространении игр, музыки, кинофильмов и электронных изданий, поскольку клонирование их пиратами затруднено.

Первые кард-ридеры (стоимостью несколько сот долларов) и носители емкостью 1 Gb ($1-2) уже появились на рынке.

В заключении отметим основные достоинства голографической памяти:

- высокая плотность записи и большая скорость чтения;
- параллельная запись информации (не по одному биту, а целыми страницами);
- высокая точность воспроизведения страницы;
- низкий уровень шума при восстановлении данных;
- неразрушающее чтение;
- длительный срок хранения данных — 30-50 и более лет;
- конкурентоспособность с другими оптическими технологиями.

При подготовке данного раздела использованы материалы с сайта http://www.holography.by/infocenter/news/2009/149/.

Голографические системы кодирования информации, использующие пучки со случайным распределением фазы

В настоящее время большинство голографических систем ограничения доступа и идентификации строится на основе рельефно-фазовых голограмм (голографических меток), изготавливаемых методом тиснения. При этом интенсивное развитие технологии изготовления мастер-голограмм и технологии их тиражирования обуславливает неуклонное снижение стойкости рельефно-фазовых голограмм к копированию и фальсификации. Такое положение дел приводит к необходимости использования в рассматриваемых системах других типов голограмм, обеспечивающих принципиально более высокую степень защиты от подделок. Для этой цели предложено использовать голограммы, получаемые с помощью пучков со случайным распределением фазы. Создано соответствующее цифровое устройство ограничения доступа и идентификации, сочетающее в себе электронные биометрические технологии с полностью цифровым

методом голографического хранения данных, закодированных путем использования опорного пучка со случайным распределением фазы.

Устройство представляет собой карту, на которой в цифровой форме хранятся все данные о человеке: документы, фотография, отпечатки пальцев. Причем хранятся в виде голограмм, мультиплексированных методом фазового кодирования опорного пучка.

Использованная для кодирования фазовая маска — диффузный рассеиватель располагается вне устройства в установке чтения карт, что делает невозможным несанкционированное считывание и копирование информации с карт вне специализированной установки.

Запись информации на карте осуществляется с помощью ПЗС камеры и оптоэлектронного модуля для снятия отпечатков пальцев. Полученная с этих устройств цифровая информация первоначально кодируется с помощью цифрового электронного кода и затем преобразуется в страницу в виде распределения коэффициента пропускания пространственного модулятора света с электронной адресацией.

Проходящий через этот модулятор параллельный пучок лазерного излучения считывает и несет на себе отображенную модулятором информацию. Последняя записывается на фотополимерной регистрирующей среде в виде голограмм Фурье с помощью опорного пучка, предварительно прошедшего через диффузный рассеиватель, изготовленный методом литографии. При этом текстовый документ, фотография и отпечатки пальцев регистрируются последовательно на одном и том же участке фотополимера с использованием техники углового мультиплексирования.

Считывание информации, записанной на карте, осуществляется в специальном устройстве путем освещения карты восстанавливающим пучком, прошедшим через рассеиватель, полностью идентичный рассеивателю, использовавшемуся на стадии записи голограммы. Восстановленный с помощью голограммы пучок лучей направляется на светочувствительную поверхность CMOS камеры, преобразуется с ее помощью в цифровой сигнал, обрабатывается и визуализируется на экране монитора. Применение в устройстве цифровых технологий записи и обработки информации позволяет осуществлять сравнение восстановленных с помощью карты изображений с оригиналами документов путем оценки уровня битовых ошибок, что существенно упрощает процедуру идентификации личности по фотографии и рисунку папиллярных линий.

В качестве источника излучения в устройствах записи и считывания карт используется полупроводниковый лазер, излучающий на длине волны 532 нм. Регистрация голограмм

осуществляется на фотополимере. Модуляция амплитуды объектного пучка в устройстве записи информации осуществляется с помощью жидкокристаллического пространственного модулятора света фирмы Epson, содержащего 640 x 480 пикселей, размером 42 x 42 мкм^2 каждый. Регистрация информации в устройстве восстановления голограмм осуществляется с помощью CMOS камеры, состоящей из 800 x 600 пикселей, размером 8x8 мкм^2 каждый. Запись голограмм осуществляется объектным и опорным пучками лучей, симметрично падающими на поверхность регистрирующей среды. Угол схождения этих пучков выбран равным 6 угловым градусам, что соответствует несущей пространственной частоте примерно в 200 мм$^{-1}$. Размер голограммы составляет, 2x2 мм^2. Используемая в устройствах записи и восстановления карт фазовая маска со случайным распределением фазовой составляющей ее коэффициента пропускания изготовлена методом литографии, на слое фоторезиста, нанесенного на стеклянную подложку, и характеризуется бинарными фазовыми сдвигами 0 и π радиан. Она состоит из 64 x 64 пикселей, каждый из которых имеет размеры 200 x 200 мкм^2. Структура маски такова, что она не может быть ни скопирована, ни зарегистрирована с помощью ПЗС камер. Именно это ее свойство позволяет использовать фазовую маску в качестве ключа при кодировании и раскодировании информации.

ЛЕКЦИЯ 8

Тема лекции: «Голографические оптические элементы (ГОЭ). Часть 1»

ПЛАН ЛЕКЦИИ

1. Голограмма-линза.
2. Голограмма – корректор аберраций.
3. Голографические установки.

ТЕКСТ ЛЕКЦИИ

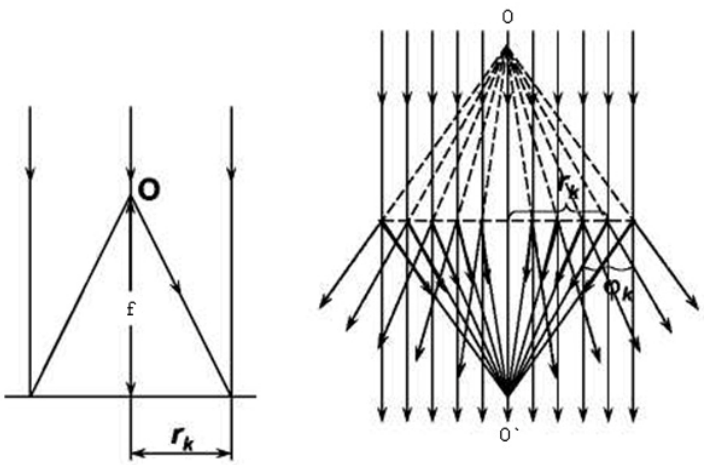
В лекции 2 мы рассмотрели основные принципы голографии и определили голографию как двухступенчатый процесс записи и восстановления световой волны. Мы установили, что на стадии восстановления голограмма преобразует падающую на нее восстанавливающую волну в предварительно записанную на ней волну. Таким образом, голограмма осуществляет функцию преобразования волнового фронта. Это свойство

преобразования волнового фронта находит широкое применение. Голограммы, используемые для такого преобразования, называют голографическими оптическими элементами (ГОЭ). Иногда их называют также дифракционными оптическими элементами.

Вообще говоря, любые оптические элементы, состоящие из отражающих и преломляющих поверхностей, выполняют указанную функцию преобразования волнового фронта. Так, например, линза или объектив преобразуют расходящийся сферический волновой фронт в сходящийся. Комбинированием оптических элементов можно осуществить весьма сложные преобразования, например проецирование изображений. Как правило, оптические системы представляют собой сложные, прецизионные и дорогостоящие оптико-механические устройства, зачастую имеющие большие габариты и массу. В ряде случаев эти сложные устройства могут быть заменены одним единственным ГОЭ. Область применения ГОЭ в настоящее время весьма обширна. Рассмотрим наиболее важные из них.

Голограмма-линза

Рассмотрим осевую голограмму сферической волны, записанную с плоской опорной волной (рис. 20а). Пусть центр этой волны расположен на расстоянии f от голограммы. В этом случае голограмма образована интерференционной картиной, возникающей при взаимодействии плоской опорной и сферической предметной волн. Такая интерференционная картина аналогична зонной пластинке Френеля, вид которой отображен на рис. 21. Можно видеть, что период интерференционных полос в этой картине непостоянен и уменьшается по мере удаления от центра пластины.



а б

Рис. 20. Схема записи голограммы сферической волны с центром в точке О (а); дифракция на структуре голограммы при освещении ее плоской монохроматической волной (б).

Если осветить такую голограмму осевой плоской волной, то в результате дифракции этой волны на структуре интерференционных полос возникнут дифракционные порядки. Волна, образованная первым порядком дифракции, окажется расходящейся сферической волной с центром в точке О, то есть воспроизведет записанную сферическую волну. Волна, образованная минус первым порядком дифракции, будет сходиться в точку О´, симметричную к точке О относительно плоскости голограммы (рис. 20б). Если эту голограмму рассматривать как оптическую систему, то можно сказать, что она строит изображение бесконечно удаленного точечного источника в точке О´. Таким образом, данная голограмма может рассматриваться как линза с фокусным расстоянием f. Это и есть простейший ГОЭ.

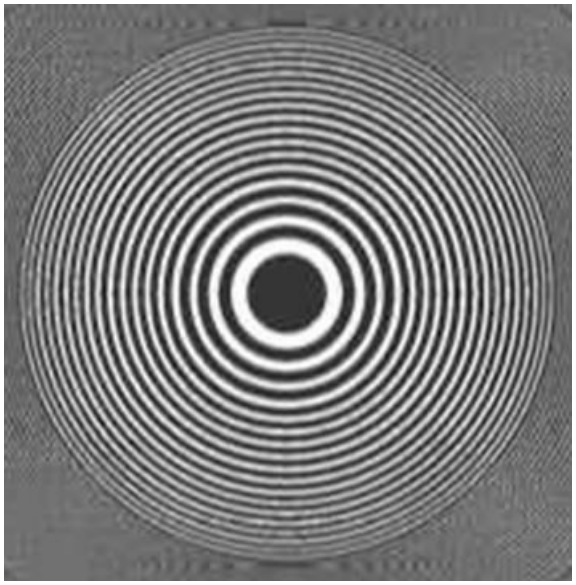


Рис. 21. Вид зонной пластинки Френеля, полученной при взаимодействии плоской и сферической когерентных монохроматических волн.

При записи голограммы в качестве опорной волны можно было брать не плоскую волну, а сферическую волну, расходящуюся из точки R, а в качестве предметной – сферическую волну, сходящуюся в некоторую точку О за голограммой (рис. 22). После проявления такая голограмма будет преобразовывать волну, исходящую из точки R, в волну, сходящуюся в точку О, то есть будет подобна линзе, строящей изображение источника R в точке О. Если сместить источник восстанавливающей волны в положение R´ (см. рис. 22), то его изображение, построенное голограммой-линзой соответственно сместится в

положение O′, причем точки O′, R и осевая точка G голограммы будут лежать на одной прямой.

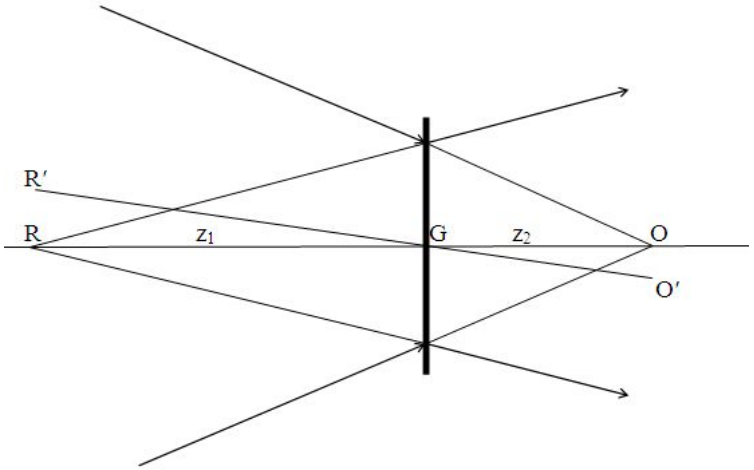


Рис. 22

Благодаря этому свойству голограмма-линза будет проецировать любой плоский предмет, расположенный в окрестности точки R, в геометрически подобное ему изображение в окрестности точки O. По своим отображающим свойствам такая голограмма-линза подобна обычной линзе, например связь между координатой z_1 источника и координатой z_2 изображения выражается формулой линзы

$$1/z_1 - 1/z_2 = 1/f$$

где f – фокусное расстояние голограммы-линзы. Голограмме-линзе, также как и обычной линзе, свойственны основные виды аберраций.

Тем не менее, в отличие от обычной линзы голограмма-линза обладает двумя существенными особенностями. Во-первых, на формируемое ею изображение накладываются волны, идущие в другие дифракционные порядки (самая интенсивная из них – волна нулевого порядка), что портит изображение. Во-вторых, из-за того, что угол дифракции на структуре голограммы зависит от длины волны, положение и масштаб изображения, построенного голограммой-линзой, также зависит от длины волны, то есть голограмма-линза обладает сильной хроматической аберрацией. Нужно добавить, кроме того, что на формирование изображения идет не вся энергия световой волны, а лишь некоторая ее доля, равная дифракционной эффективности голограммы. Вследствие этого осевые голограммы-линзы не получили распространения.

Для частичного устранения этих недостатков используют внеосевые голограммы-линзы. С этой целью при записи голограммы создают некоторый угол между осями

расходящейся опорной и сходящейся предметной волн (см. рис. 23). В результате на стадии восстановления голограммы дифракционные порядки пространственно разделяются, то есть устраняется их наложение на изображение, построенное голограммой-линзой. Хроматических аберраций удается избежать, если использовать голограмму-линзу в монохроматическом излучении.

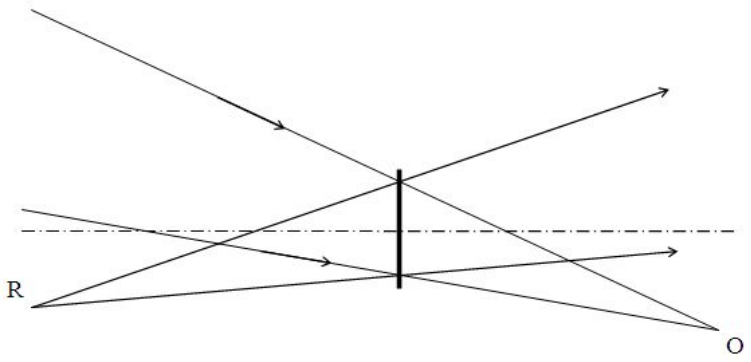


Рис. 23

В качестве примера эффективного использования голограммы-линзы можно указать на систему лазерной локации атмосферы (лидар). Она состоит из мощного лазера, излучение которого направляют в атмосферу, и оптической системы, принимающей рассеянное в обратном направлении излучение. Поскольку интенсивность обратно рассеянного излучения весьма мала, то диаметр объектива, фокусирующего это излучение на фотоприемник, делают большим (порядка одного метра). Поскольку в данном случае объектив используется для монохроматического излучения, то использование вместо дорогостоящего и массивного объектива легкой голограммы-линзы оказывается весьма эффективным, так как значительно упрощает и удешевляет конструкцию лидара.

Голограмма – корректор аберраций

При использовании обычной оптической системы в монохроматическом излучении можно корректировать ее аберрации с помощью специальной голограммы, осуществляющей преобразование искаженного аберрациями волнового фронта в правильный сферический волновой фронт. Схема записи и практического использования такой корригирующей голограммы представлена на рис. 24а. В оптическую систему L, подлежащую коррегированию, направляют монохроматическую волну от точечного источника S, расположенного в центре пространства объектов. Оптическая система формирует искривленный сходящийся волновой фронт F. Этот фронт записывают на голограмму H вместе со сферической опорной волной R, сходящейся во внеосевую точку C.

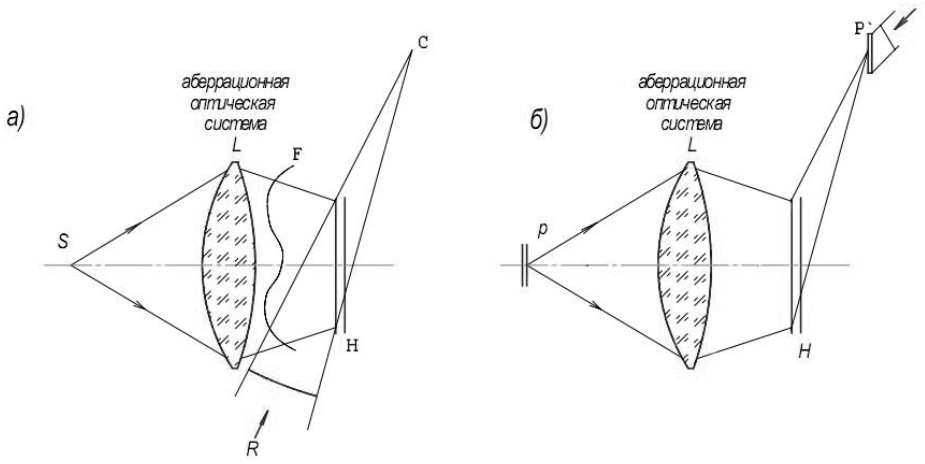


Рис. 24

После проявления голограмму устанавливают в то же самое положение относительно системы L, которое она занимала при записи (рис. 24б). Объект P небольшого углового размера располагают вблизи точки S. Теперь волна, испускаемая каждой точкой объекта, после прохождения через оптическую систему и дифракции на голограмме будет превращаться в сферическую волну и фокусироваться в точку в области, близкой к точке схождения опорной волны R. Таким образом, в этой области будет сформировано почти безаберрационное изображение P`предмета P.

Надо заметить, что полное устранение аберраций в рассматриваемой схеме возможно только для одной осевой точки предмета S. Для внеосевых точек предмета возникнут аберрации, вносимые самой коррегирующей голограммой. Однако для предмета небольших угловых размеров они будут несущественны.

В настоящее время описанный принцип используется для коррекции аберраций главного зеркала телескопа, которые могут быть вызваны статическими или динамическими (например, тепловыми) искажениями его формы.

ЛЕКЦИЯ 9

Тема лекции: «Голографические оптические элементы (ГОЭ). Часть 2»

ПЛАН ЛЕКЦИИ

1. Голограмма – формирователь образцового фронта
2. Голографические зеркала и фильтры.
3. ГОЭ в системах индикации.
4. ГОЭ в качестве концентраторов световой энергии

ТЕКСТ ЛЕКЦИИ

Для контроля формы поверхности оптических деталей обычно используют интерферометры. При этом у волны, освещающей контролируемое изделие, стремятся создать такой волновой фронт, чтобы в каждой точке изделия волна падала по нормали к поверхности изделия. Другими словами форма волнового фронта должна быть подобна предполагаемой форме поверхности образцового изделия. С этой целью в схему интерферометра вводят дополнительную оптическую систему – формирователь образцового фронта. Однако создать такой формирователь из традиционных оптических элементов (зеркал и линз) – нелегкая задача особенно в случае контроля асферических поверхностей. Использование голограммы в качестве формирователя образцового фронта позволяет значительно упростить эту задачу.

Такие формирователи выполнятся в виде синтезированных на компьютере осесимметричных голограмм. Рассчитанная на компьютере структура голограммы физически воплощается путем процарапывания или лазерного испарения тонкого алюминиевого или хромового слоя, нанесенного на стеклянную подложку. Осесимметричность голограммы позволяет изготовлять ее с помощью круговых движений резца относительно подложки. В настоящее время таким способом могут изготовлять голограммы с пространственной частотой линий до 1000 мм$^{-1}$.

В качестве примера на рис. 25 приведена схема интерферометра Тваймана – Грина с синтезированным голограммным оптическим элементом предназначенным для контроля асферических вогнутых поверхностей.

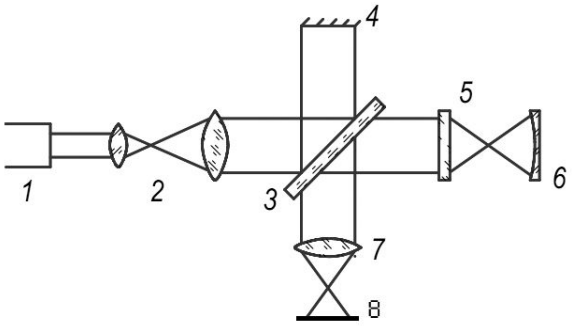


Рис. 25

По своей оптической схеме этот интерферометр напоминает интерферометр Майкельсона. Луч лазера 1, расширенный коллиматором 2, направляют на светоделитель 3, формирующий два плеча интерферометра. В его рабочей ветви между контролируемой асферической поверхностью 6 и светоделителем 3 установлен голографический элемент 5 – формирователь образцового фронта. Он преобразует поступающий на вход интерферометра плоскопараллельный световой пучок в сходящийся пучок с фронтом заданной формы, который направляют на контролируемую поверхность. При обратном ходе лучей, отраженных от зеркала 4 и поверхности 6, они накладываются и интерферируют в плоскости приемной ПЗС матрицы 8. Если форма контролируемой поверхности точно совпадает с формой образцового волнового фронта и они соосны, то после отражения от поверхности форма фронта не изменится и при обратном ходе волны голограмма 5 совершит обратное преобразование асферического волнового фронта в плоский. В противном случае полученный в ходе обратного преобразования фронт будет отличаться от плоского, что будет выявлено в интерференционной картине на выходе интерферометра.

Голографические зеркала и фильтры

Выше отмечалось, что при дифракции Брэгга на трехмерных решетках у дифрагированной волны возникает эффект селекции определенной длины волны в соответствии с условием Брэгга (5). Этот эффект позволяет использовать трехмерные решетки, изготовленные голографическим способом по схеме Денисюка, в качестве зеркал или фильтров, выделяющих из всего спектра излучения узкий диапазон длин волн.

Для изготовления решеток используют слои бихроматной желатины, толщиной от 10 до 100 мкм. Их наносят на плоскую или сферическую стеклянную подложку. Схема записи трехмерных голографических решеток представлена на рис. 26. Светочувствительный слой желатины 3 через тонкий слой иммерсионной жидкости 2 прижат к зеркальной

отражающей поверхности 1. Иммерсия введена для устранения отражения света от воздушного промежутка между желатиной и зеркалом.

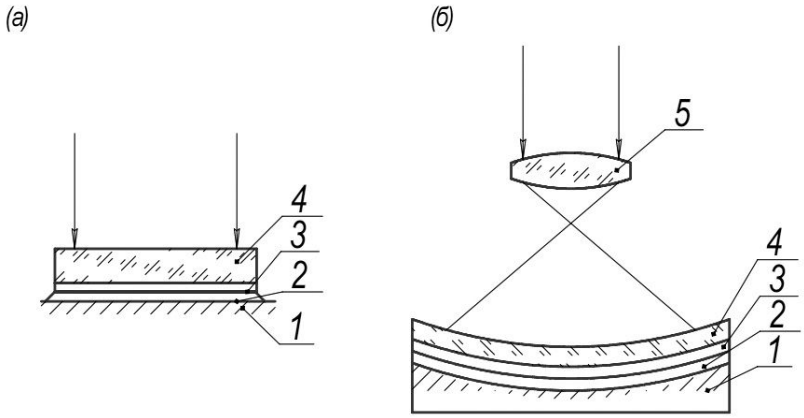


Рис. 26

Если направить волну излучения лазера со стороны стеклянной подложки 4, то в светочувствительном слое 3 будут интерферировать две встречные волны, формирующие интерференционную картину в виде чередующихся плоскостей (в схеме а) или сфер (в схеме б), отстоящих друг от друга на λ/2. После проявления структура интерференционной картины будет зафиксирована в виде модуляции оптической плотности желатины. Она и будет представлять собой трехмерную решетку. Изготовленные подобным образом голографические трехмерные решетки действуют как зеркала и являются аналогами диэлектрических многослойных интерференционных зеркал, имеющих очень высокий коэффициент отражения для узкого диапазона длин волн. В настоящее спектральная полуширина коэффициента отражения голографических зеркал составляет 5 – 10 нм. Вне пределов этого узкого спектрального диапазона голографическое зеркало является прозрачной пластиной, пропускающей 90% падающего излучения. Таким образом, голографическое зеркало в проходящем излучении действует как фильтр, блокирующий узкий спектральный диапазон. Это позволяет использовать подобные зеркала в качестве защитного средства, предотвращающего нежелательную засветку приемных оптоэлектронных устройств мощным лазерным излучением. С этой же целью голографические зеркала-фильтры используют в очках, предназначенных для защиты зрения от лазерного излучения.

ГОЭ в системах индикации

Спектральная селективность голографических зеркал позволяет создать на их основе дисплеи, обладающие интересными возможностями. В качестве примера рассмотрим

авиационный голографический дисплей, формируемый на лобовом стекле кабины или на стекле шлема пилота. Дисплей по своей структуре представляет собой описанное выше голографическое зеркало, селективно отражающее излучение заданной длины волны и свободно пропускающее все остальное излучение. Это голографическое зеркало формирует на отражение в поле зрения пилота унесенное в бесконечность изображение экрана монитора с оперативной информацией. Принципиальная схема такого дисплея представлена на рис. 27. Излучение с экрана Т монитора попадает на голограмму Н. Голограмма выполнена в виде вогнутого зеркала, формирующего для пилота Е мнимое изображение экрана монитора на бесконечном удалении. При этом изображение благодаря селективности зеркала оказывается монохромным, а все поступающее снаружи сквозь голограмму излучение позволяет пилоту беспрепятственно наблюдать обстановку почти без изменения его спектрального состава, то есть в привычном режиме. Пилот видит приборную доску, наложенную на пространство впереди самолета, и ему нет необходимости переводить взгляд с местности на доску или перефокусироваться с одного на другое.

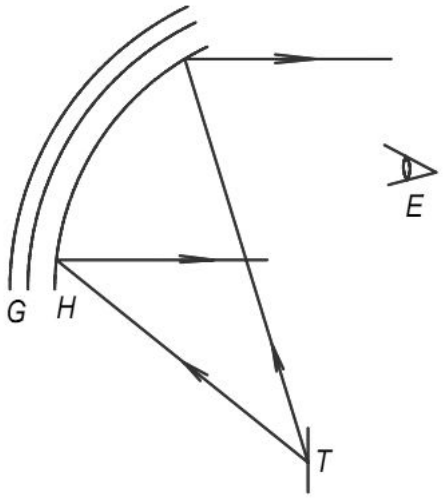


Рис. 27.

Аналогичный принцип индикации используется в голографических прицелах. В них с помощью специального голограммного оптического элемента формируют изображение прицельной марки на заданном расстоянии стрельбы. Для формирования голограммой изображения марки используется малогабаритный полупроводниковый лазер, работающий на длине волны 650нм. Схема записи голограммы прицельной марки представлена на рис.28. В ней транспарант с изображением прицельной марки, установлен близко от фокальной плоскости линзы, направляющей прошедшее через транспарант излучение на голограмму. В результате на голограмме записывается удаленное на

большое расстояние (100 – 150 м) мнимое изображение прицельной марки. В данной схеме опорный и предметный пучки падают на голограмму с одной стороны, то есть такая голограмма восстанавливает изображение на просвет.

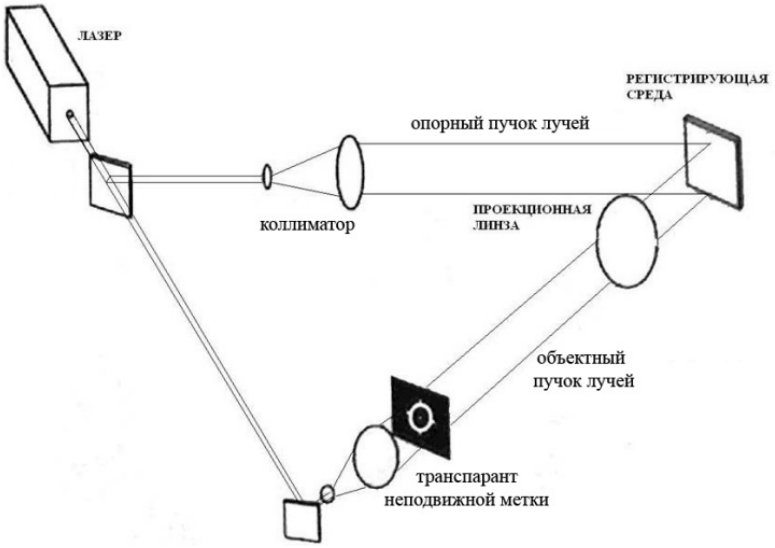


Рис. 28

Действие голографического прицела пояснено на рис. 29.

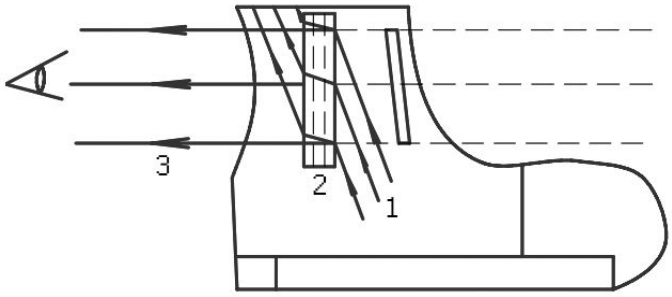


Рис. 29

Параллельный пучок 1 излучения лазера под большим углом падает на голограмму 2 и восстанавливает вдоль линии визирования волну 3, формирующую в глазу стрелка мнимое изображение прицельной марки, наложенное на видимую сквозь голограмму (в нулевом порядке дифракции) цель. Дифракционную эффективность голограммы делают небольшой (порядка 1%), чтобы яркость метки не превосходила бы существенно яркости наблюдаемых сквозь прицел предметов. При стрельбе с таким прицелом нет необходимости располагать глаз стрелка строго на линии ствола, поскольку вследствие совмещения изображения марки с целью отсутствует их взаимный параллакс при смещении линии визирования. Прицелы комплектуются сменными голограммами,

формирующими прицельные марки различного вида: точки, концентрические окружности, перекрестия.

ГОЭ в качестве концентраторов световой энергии

Голографические решетки используют в качестве концентраторов световой энергии в солнечных батареях.

Кремниевые элементы солнечных батарей имеют высокую стоимость, поэтому для сокращения их площади при сохранении производимой ими электрической мощности солнечный свет с большой площади облучения концентрируют на сравнительно малых по размеру кремниевых элементах. Для этой цели традиционно используют зеркала и линзы. Это тоже не дешевые элементы. Такие концентраторы оказываются громоздкими и их использование существенно ухудшает внешний вид крыш домов, использующих солнечные энергетические установки. Более того, для их эффективной работы требуется снабжать батарею системой поворота ее вслед за солнцем.

Использование голографических концентраторов солнечной энергии значительно упрощает решение задачи. Концентратор представляет собой ГОЭ, зажатый между двумя слоями стекла (рис. 30).

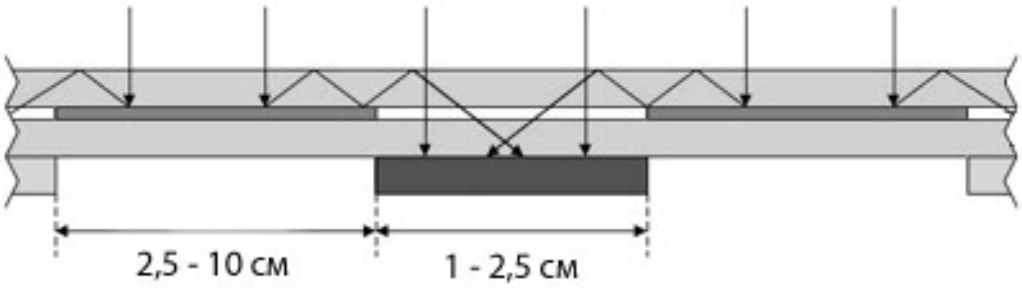


Рис. 30. Разрез голографической фотоэлектрической батареи.

Толщина каждого из двух слоёв стекла — 3,2 миллиметра (показаны светло серой заливкой), толщина голографической плёнки (темно серая заливка) — 7 микрон. Черным цветом выделена фотоэлектрическая ячейка.

ГОЭ представляет собой суперпозицию множества голографических решеток различного периода и ориентации. Падающее на ГОЭ излучение дифрагирует под значительным углом и далее за счет явления многократного полного внутреннего отражения распространяется вдоль стеклянных слоев, пока не попадет на кремниевый элемент (см. рис.30.). Каждая из решеток, входящих в состав ГОЭ, эффективно собирает свет при

определенном положении солнца. Вся совокупность решеток позволяет функционировать этой системе большую часть светового дня при неизменной ориентации.

Немаловажное преимущество голограммных оптических элементов, используемых в качестве концентраторов солнечной энергии, состоит в возможности использования их спектральной селективности для выделения наиболее эффективного для преобразования в электрическую энергию диапазона солнечного излучения и отсечения теплового излучения, обуславливающего необходимость отвода тепла от кремниевых фотоприемных панелей.

Помимо эффективности и сравнительной дешевизны существенным преимуществом такой системы является плоскостность конструкции, что позволяет свободно располагать ее на крышах, стенах, дверях и т.д. Внешний вид солнечной батареи с ГОЭ показан на рис. 31.

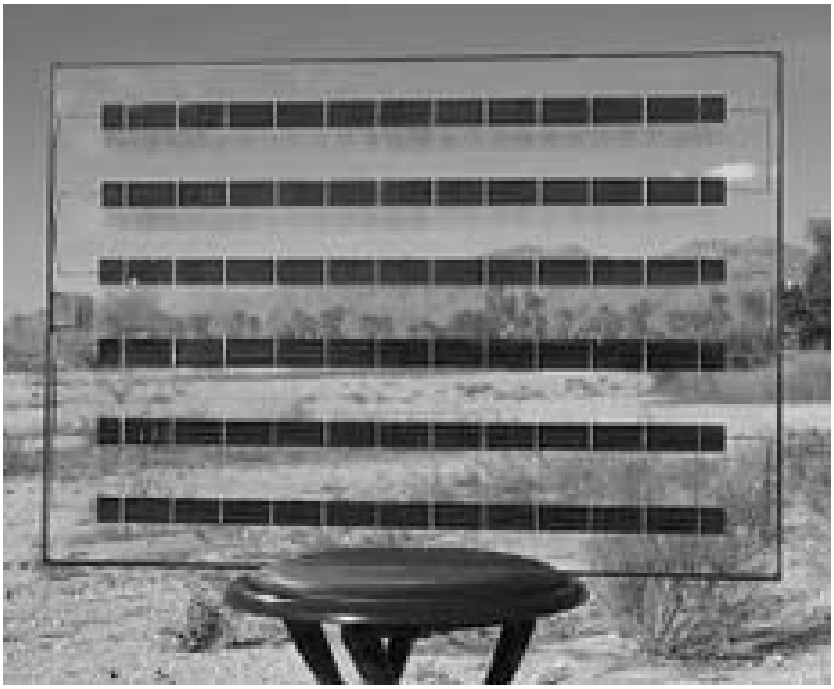


Рис. 31

ЛЕКЦИЯ 10

Тема лекции: «Голографическое распознавание образов»

ПЛАН ЛЕКЦИИ

1. Принципы корреляционного метода распознавания образов
2. Коррелятор Вандер-Люгта.
3. Коррелятор совместного Фурье преобразования.

ТЕКСТ ЛЕКЦИИ

Одним из путей создания ЭВМ следующего поколения является переход на оптическое излучение как носитель информации. Уже сейчас создаются отдельные блоки будущих оптических компьютеров, и проверяется эффективность заложенных в них принципов. Некоторые из них функционируют на основе голографических методов записи, обработки и считывания информации. В этом разделе мы познакомимся с одним из таких перспективных методов – методом голографического корреляционного распознавания изображений.

Проблема распознавания изображений является весьма актуальной в системах промышленных роботов, в аэрокосмических системах ориентации, наведения и обнаружения, в медицинских приборах и др. В настоящее время основным методом распознавания является структурно-лингвистический метод, устанавливающий соответствие образа с эталоном по набору характерных признаков – деталей изображения. Метод является сложным и длительным, так как требует последовательного перебора всех элементов разложения в анализируемом изображении. Корреляционный метод распознавания, реализуемый с помощью голографии и когерентной оптики, позволяет производить параллельный анализ больших массивов информации с высокой производительностью и осуществлять распознавание объектов с указанием их координат практически в реальном времени.

В общем случае постановка задачи распознавания сводится к следующему.

Объект, подлежащий распознаванию, (будем в дальнейшем называть его *образ*) включен в какой-то контекст, то есть находится в среде иных изображений (например, в качестве образа выступает конкретная буква в тексте). Этот образ и все изображение, в которое он

включен, будем рассматривать как оптические сигналы. Тогда они могут быть представлены в виде двумерных функций распределения волнового поля. Алгоритм корреляционного распознавания образов основан на вычислении корреляционной функции образа, представленного функцией f_o и всего изображения, представленного функцией f_i. Обозначим корреляционную функцию образа и изображения как φ_{oi}. Согласно определению корреляционной функции

$$\varphi_{oi}(x) = \int_{-\infty}^{\infty} f_o(\xi) f_i^*(\xi + x) d\xi \tag{6}$$

где символ * обозначает комплексное сопряжение.
В краткой операторной форме:

$$\varphi_{oi}(x) = f_o(x) * f_i(x)$$

Если анализируемое изображение содержит искомый образ, то корреляционная функция имеет выраженный корреляционный максимум (корреляционный пик), по положению которого можно установить локализацию образа в поле изображения.
С использованием известных свойств корреляционных функций и свойств Фурье преобразования, описанных в разделе 2 части I настоящего курса, вычисление корреляционной функции можно свести к более простым операциям с Фурье образами, поскольку Фурье преобразованием функции корреляции является произведение Фурье образа одной из функций на комплексно сопряженный Фурье образ другой. Это утверждение доказано теоремой Винера – Хинчина. Если воспользоваться введенными выше обозначениями, то это свойство можно выразить следующим образом:

$$\mathbf{F}[f_o * f_i] = F_o F_i^* \tag{7}$$

Где F_o и F_i – Фурье образы функций f_o и f_i соответственно, оператор **F** обозначает операцию Фурье преобразования.
Такой алгоритм может быть реализован методом голографической сопряженной фильтрации, предложенным Вандер-Люгтом.

Коррелятор Вандер-Люгта

В этом методе оптическими средствами последовательно выполняются три операции.

1. Фурье преобразование от распределения света на входном транспаранте, содержащем анализируемое изображение.
2. Умножение его на комплексно-сопряженный спектр искомого образа.
3. Обратное Фурье преобразование, формирующее корреляционную функцию образа и изображения.

В упрощенном виде оптическая схема голографического фильтра Вандер-Люгта представлена на рис. 32.

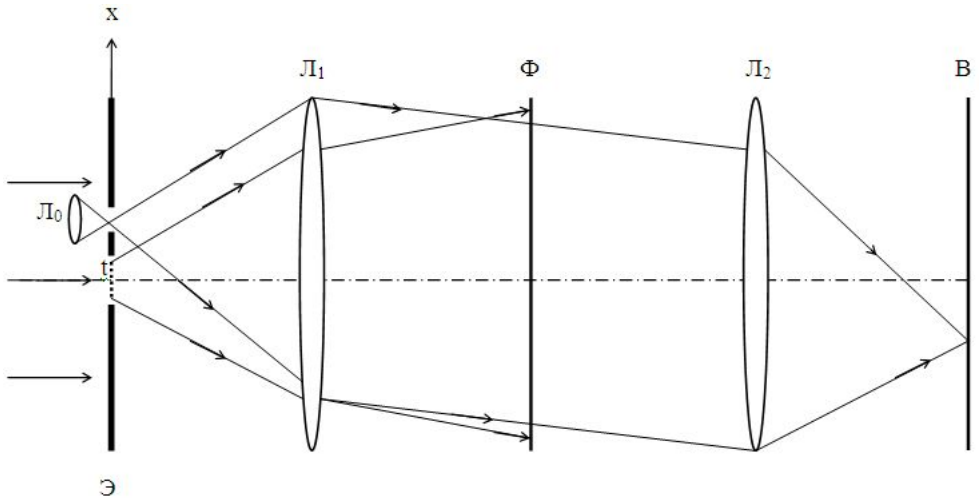


Рис. 32

Она представляет собой систему из двух софокусных линзЛ$_1$ и Л$_2$, последовательно выполняющих прямое и обратное преобразование Фурье. В передней фокальной плоскости линзы Л$_1$ расположен непрозрачный экран Э с двумя окнами. Одно из них расположено по центру на оптической оси системы, другое – в стороне от оси. Плоскость этого экрана является входной плоскостью системы. Задняя фокальная плоскость Ф линзы Л$_1$ является Фурье плоскостью.

Предварительно изготовляют голографический сопряженный фильтр образа. С этой целью транспарант , содержащий изображение отдельно взятого образа, устанавливают в центральное окно входной плоскости. Перед другим окном устанавливают дополнительную линзу Л$_0$, задний фокус которой совпадает с входной плоскостью. Линзу Л$_0$ вместе с транспарантом освещают плоской волной, распространяющейся вдоль оптической оси. При этом линза Л$_0$ формирует в верхнем окне точечный источник сферической волны, описываемый δ-функцией вида $\delta(x-x_0)$, где x_0 – координата источника сферической волны в плоскости экрана. После преломления в линзе Л$_1$ эта волна превращается в плоскую волну, падающую наклонно на Фурье плоскость. Эта волна

играет роль опорной волны R. Распределение поля этой волны в Фурье плоскости имеет вид $R = He^{i\omega x_0}$, где H – амплитуда волны, ω – Фурье координата.

Волна, прошедшая через центральное окно входной плоскости, оказывается промодулированной функцией пропускания t транспаранта и формирует в задней фокальной плоскости Ф линзы $Л_1$ Фурье образ T транспаранта. Эта волна играет роль предметной волны. В Фурье плоскости устанавливают фотопластинку и регистрируют Фурье голограмму. Она представляет собой картину интерференции опорной и предметной волн. Распределение интенсивности I(x,y) в этой картине имеет вид:

$$I = |T + R|^2 = T^2 + R^2 + TR^* + T^*R = T^2 + H^2 + T\,He^{-i\omega x_0} + T^*\,He^{i\omega x_0} \qquad (8)$$

Следует обратить внимание, что последнее слагаемое содержит комплексно-сопряженный спектр T^* записанного на голограмму образа.

После проявления фотопластинку устанавливают на прежнее место и теперь освещают одной лишь предметной волной (верхнее окно во входной плоскости перекрывают). Тогда в Фурье плоскости Ф, где расположена голограмма, при прохождении через нее предметной волны произойдет перемножение поля T этой волны на пропускание I голограммы, выражаемое формулой (8). В результате сразу за голограммой поле I_1 прошедшей волны можно представить следующим образом.

$$I_1 = TI = T^3 + TH^2 + T^2\,He^{-i\omega x_0} + TT^*\,He^{i\omega x_0} \qquad (9)$$

Видно, что последнее слагаемое содержит произведение TT^*. Это произведение в результате обратного Фурье преобразования, осуществляемого линзой $Л_2$, в соответствии с формулой (7) сформирует в задней фокальной плоскости В поле, описываемое автокорреляционной функцией исходного образа t.

С физической точки зрения формирование этой автокорреляционной функции можно объяснить следующим образом. На стадии восстановления наша голограмма работает для падающей на нее предметной волны как комплексный фильтр, который оказывает влияние не только на амплитуду, но и на фазу волны. Этот фильтр, комплексно-сопряженный по отношению к предметной волне, представлен последним слагаемым в (8). Факт комплексной сопряженности физически означает, что фильтр имеет такое же фазовое распределение, как и предметная волна, но только с противоположным знаком фазы. Другими словами, падающая на фильтр волна, содержащая локальные искривления волнового фронта, подвергается со стороны фильтра искривлению в обратную сторону, и в итоге на выходе из фильтра волна оказывается плоской. Эта плоская волна фокусируется

линзой $Л_2$ в небольшое пятно, являющееся автокорреляционным пиком входного образа t. В последнем слагаемом выражения (9) помимо TT^* содержится сомножитель $e^{i\alpha x_0}$, описывающий линейное изменение фазы вдоль координаты x. Такое распределение имеет плоская волна распространяющаяся под некоторым углом к оптической оси системы. Точно такой же фазовый сомножитель содержится и в опорном волновом поле R. Таким образом, можно заключить, что слагаемое $TT^* He^{i\alpha x_0}$ описывает вышедшую из нашего комплексного фильтра волну с плоским фронтом, распространяющуюся в том же направлении, что и опорная волна. Поскольку эта волна формирует автокорреляционный пик, то его положение в выходной плоскости системы совпадет с точкой, в которую должен был бы сфокусироваться опорный пучок, если бы он не был перекрыт на стадии восстановления голограммы.

В описанном опыте на стадии восстановления голограммы мы устанавливали образ в то же самое место входного окна, что и при ее записи. Если образ будет занимать при восстановлении иное положение, например, будет смещен куда-либо от оси системы, то нетрудно показать, что на выходе системы соответствующее смещение получит автокорреляционный пик образа. Таким образом, положение автокорреляционного пика отображает положение введенного во входную плоскость образа.

Пусть теперь мы восстанавливаем голограмму, установив на вход системы транспарант с иным изображением S, отличным от нашего образа. Тогда, проводя рассуждения как и в первом случае, мы можем видеть, что сразу за голограммой восстановленное поле будет содержать слагаемое $ST^* He^{i\alpha x_0}$, которое после обратного Фурье преобразования, осуществляемого линзой $Л_2$, сформирует функцию корреляции образа t с изображением s. Поскольку функции t и s существенно различны, то их корреляционная функция не будет содержать выраженного максимума. Этот факт можно трактовать как отсутствие отклика на текущий входной сигнал.

Теперь предъявим на вход системы наш исходный образ t в контексте какого-либо иного изображения s, то есть пусть входной сигнал представлен суммой t + s. Поскольку наша оптическая система линейна, то на сумму двух сигналов она реагирует суммой двух соответствующих откликов. То есть на выходе системы будет сформирована сумма из двух функций: автокорреляционной функции образа t и взаимно корреляционной функции от функций t и s. Автокорреляционная функция образа t будет содержать автокорреляционный пик, выделяющийся на фоне «размазанной» функции взаимной корреляции t и s. Положение этого пика будет отображать положение образа t во входной плоскости. Таким образом, описанная система позволяет не только выделить

определенный сигнал из контекста (то есть среди других сигналов), но и указать его локализацию в пространстве.

К достоинствам метода голографической сопряженной фильтрации Вандер-Люгта следует отнести высокое быстродействие. Когда голографический фильтр изготовлен, то распознавание можно проводить практически в реальном времени. Однако метод имеет и серьезные недостатки. Наиболее существенный из них заключается в слишком высокой чувствительности коррелятора Вандер-Люгта к изменению входной информации.

В частности, поворот изображения на угол 5^0 или изменение масштаба изображения на 5% приводят к исчезновению автокорреляционного пика и к невозможности различения образа. В связи с этим был разработан другой метод фильтрации, названный методом совместного Фурье преобразования.

Коррелятор совместного Фурье преобразования

Метод реализуют с помощью коррелятора совместного преобразования. В отличие от коррелятора Вандер-Люгта здесь на вход одновременно поступают два сигнала: исходный образ и анализируемое изображение. Принципиальная схема коррелятора совместного преобразования представлена на рис. 33.

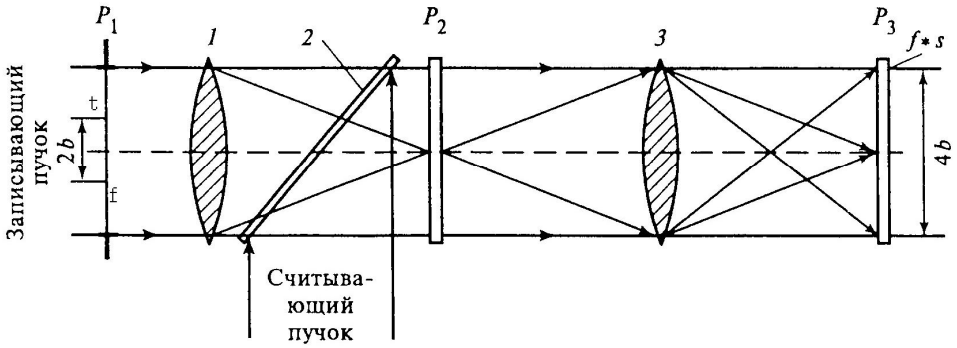


Рис. 33

Она также как и коррелятор Вандер-Люгта состоит их двух софокусных линз 1 и 3, осуществляющих прямое и обратное преобразование Фурье. Во входной плоскости P_1 расположены два окна отстоящие друг от друга на расстояние 2b. В одном из окон располагают транспарант с исходным образом t, а в другом – транспарант с анализируемым изображением f. Входную плоскость освещают плоской волной, распространяющейся по оси системы. В Фурье плоскости P_2 волны, прошедшие через

окна, накладываются под углом друг к другу и интерферируют. Распределение интенсивности I в картине интерференции будет иметь вид

$$I = |T + F|^2 = T^2 + F^2 + TF^* + T^*F \qquad (10)$$

Интерференционную картину регистрируют на расположенную в этой плоскости светочувствительную среду, которую в дальнейшем мы будем называть совместным голографическим фильтром. После записи информацию с голографического фильтра считывают плоской волной, которая распространяется по оси системы. Ее вводят с помощью полупрозрачного зеркала 2. Сразу за фильтром волновое поле окажется промодулированным пропусканием фильтра (10). В нем содержатся слагаемые $TF^* + T^*F$. После обратного Фурье преобразования, осуществляемого линзой 3, каждое из этих слагаемых сформирует в выходной плоскости P_3 корреляционную функцию образа t с анализируемым изображением f. Центры этих корреляционных функций будут располагаться по обе стороны от оптической оси на расстоянии 2b (при условии, что фокусные расстояния линз 1 и 3 равны). В выходной плоскости P_3 располагают матричный фотоприемник, воспринимающий корреляционную функцию. Если в составе анализируемой функции f содержится образ t, то корреляционная функция на выходе будет содержать корреляционный пик. Таким образом, коррелятор совместного преобразования также как и коррелятор Вандер-Люгта позволяет выделять нужный сигнал из контекста.

На первый взгляд может показаться, что коррелятор совместного преобразования менее удобен в задачах распознавания одного и того же образа среди разных картин. Действительно, для этого требуется последовательно записывать совместные голографические фильтры для каждой новой картины, в то время как в корреляторе Вандер-Люгта для всех входных изображений используется один и тот же фильтр. Тем не менее, оказалось, что при современном уровне развития оптоэлектронных средств регистрации световых полей, этот недостаток оборачивается достоинством.

В настоящее время разработаны оптически управляемые пространственные модуляторы света (ПМС) на основе структур металл – диэлектрик – полупроводник – жидкий кристалл. Такой пространственный модулятор выполнен в виде многослойной пластины, оптические свойства которой изменяются под воздействием излучения с определенной длиной волны. Это излучение используют для записи информации в виде пространственного распределения интенсивности. Считывание этой информации с пространственного модулятора производят излучением с другой длиной волны, которая

лежит вне диапазона чувствительности модулятора. В результате запись и считывание могут быть совмещены во времени.

Такой пространственный модулятор света использован для оперативной записи совместных голографических фильтров в корреляторе совместного преобразования. В нем запись фильтра и воспроизведение корреляционный функции осуществляются почти мгновенно. Оптическая схема подобного динамического коррелятора совместного преобразования приведена на рис. 34.

Пучок света от лазера 1 расширяется коллиматором 2 и с помощью светоделителя *3* и зеркала *4* разделяется на эталонный пучок 5 и объектный пучок *6. В* эталонном пучке помещен эталонный транспарант 7, а в объектном пучке — анализируемый транспарант 8. В качестве транспарантов 7 и 8 используют жидкокристаллические модуляторы света, управляемые компьютером. Фурье-объектив *9* формирует взаимномодулированные Фурье-образы эталонного и объектного изображений на ПМС *11.*

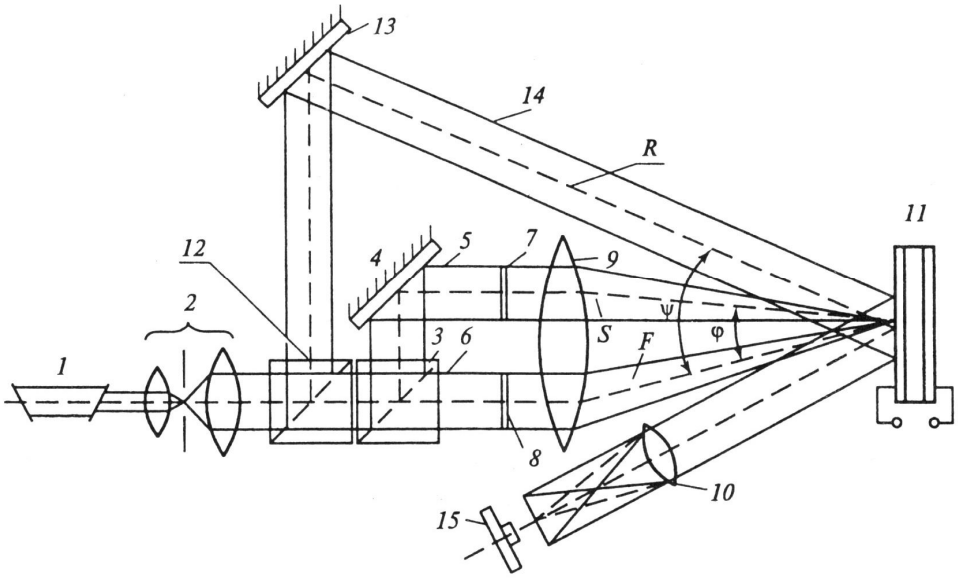


Рис. 34

Считывающий пучок *14,* полученный с помощью светоделителя 12, направляется зеркалом 13 на ПМС *11* и отражается в направлении еще одного Фурье-объектива *10,* создающего изображение корреляционного поля в выходной плоскости коррелятора. Считывание корреляционного поля осуществляется видеокамерой 15.

Таким образом, на ПМС падают одновременно три световых пучка, два из которых представляют собой Фурье-образы волн эталонного и анализируемого изображений. Пучки *F* и *S* распространяются под углом φ друг к другу и используются для динамической записи голографического фильтра на ПМС. Третий пучок *R* представляет

собой считывающую плоскую волну света, которая после отражения от ПМС формирует две корреляционные волны, которые, в свою очередь, отделяются от остальных отраженных волн выбором соответствующих значений углов φ. При R — const распределение комплексных амплитуд света в одном из первых порядков дифракции соответствует двумерной функции корреляции сравниваемых изображений, как это было показано выше.

Динамический характер записи фильтров и считывания корреляционных функций легко позволяет обеспечить процесс распознавания образов в реальном времени. Это позволяет преодолеть трудности, связанные с излишней чувствительностью коррелятора к вариациям масштаба и углового расположения образа. С этой целью осуществляют последовательный перебор функций корреляции анализируемого изображения с массивом образов различного масштаба и ориентации.

ЛЕКЦИЯ 11

Тема лекции: «Основные методы голографической интерферометрии»

ПЛАН ЛЕКЦИИ

1. Метод двух экспозиций.
2. Метод исследования объекта в реальном времени.
3. Метод усреднения по времени.

ТЕКСТ ЛЕКЦИИ

Голографическая интерферометрия — одно из основных научно-технических применений голографии и принципиально новый этап в развитии интерферометрии. Благодаря голографической интерферометрии необычайно расширились области применения интерференционных методов в науке и технике.

До изобретения голографии все интерференционные измерения требовали для своей реализации пространственного совмещения двух сравниваемых волновых полей, причем оба поля должны были реально существовать в момент проведения измерения или регистрации. Голография открыла возможность записи волнового поля и его последующего восстановления (воспроизведения). Этот факт, в свою очередь, открыл две принципиально новых возможности интерференционных измерений: исследование

случайных диффузно-рассеянных волновых полей и интерференционное сравнение волновых полей, существовавших в различные моменты времени. Для решения этих задач используются, главным образом, три метода голографической интерферометрии. Рассмотрим их особенности.

Метод двух экспозиций

В этом методе волновое поле исследуемого объекта записывают на одну и ту же голограмму дважды: первый раз – в исходном состоянии, второй раз – в измененном состоянии, после оказания на объект исследуемого воздействия. Например, необходимо исследовать напряженно-деформированное состояние какой-либо детали. Тогда эту деталь записывают на голограмму первый раз в недеформированном состоянии, затем, не меняя взаимного расположения детали и голограммы (а также прочих элементов оптической схемы), нагружают деталь исследуемой нагрузкой. В результате деталь деформируется. Это деформированное состояние детали вновь регистрируют на голограмму. В итоге на голограмме оказываются зарегистрированными два несколько различающихся предметных волновых поля. Их отличие обусловлено тем, что микроперемещения поверхности детали, вызванные ее деформацией, приводят к изменению длины оптического пути для предметной волны (рис. 35). В результате изменяется и фаза предметной волны.

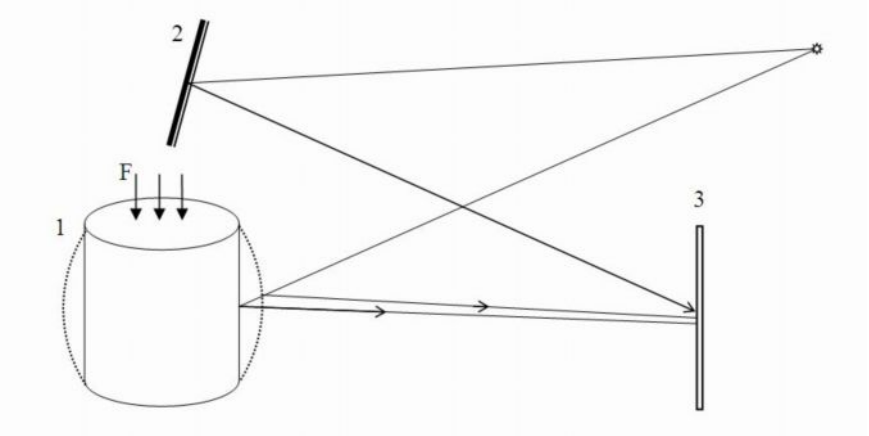


Рис. 35. Запись голограммы по методу двух экспозиций.
1 – исследуемый предмет (пунктирной линией показана деформация его поверхности под действием нагрузки F), 2 – зеркало, 3 – голограмма.

Поскольку голограмма записывает амплитуду и фазу волнового поля, а затем позволяет это поле восстановить, то при восстановлении предметного поля такой дважды экспонированной голограммой будут одновременно восстановлены оба волновых поля,

существовавших во время первой и второй экспозиции. Они пространственно совмещены, поэтому возникнет их интерференция. Наблюдатель, находящийся за голограммой увидит восстановленное изображение детали, промодулированое интерференционными полосами. Эта интерференционная картина отображает разность фаз двух волн, которая, в свою очередь, зависит от микроперемещений поверхности детали под действием деформирующей нагрузки.

Таким образом, метод двух экспозиций позволяет сравнивать интерференционным способом два состояния объекта, существующие в разные моменты времени. Другая замечательная особенность метода заключается в том, что к объекту исследования не предъявляется никаких специальных требований, касающихся оптических свойств его поверхности.

В методах классической интерферометрии объект должен был обладать зеркальной поверхностью простой формы (плоской, сферической, параболической), чтобы имелась возможность размещать в плече сравнения образцовый объект такой же формы. Для объекта, обладающего шероховатой диффузной поверхностью, изготовить образцовый объект, повторяющий всю микроструктуру шероховатостей поверхности, невозможно. Поэтому в классических интерферометрах диффузно рассеивающие элементы не используются.

Голографическая интерферометрия предоставляет нам возможность иметь объект сравнения, совершенно идентичный по микроструктуре поверхности с рабочим объектом. Роль такого объекта сравнения выполняет исходное состояние исследуемого объекта, зарегистрированное во время первой экспозиции. Рассеянное им волновое поле, содержащее информацию о его микроструктуре, записано на голограмму. Волновое поле, рассеянное объектом в измененном состоянии (во время второй экспозиции), отличается от первого поля на некоторую детерминированную (не случайную) величину, отображающую деформацию объекта. Эта ситуация поясняется на рис. 35а, где изображены два волновых фронта предметной волны, соответствующие первой и второй экспозиции. Случайные составляющие обоих фронтов (микронеровности) оказываются коррелированными, то есть подобными друг другу, так как возникли в результате отражения от одной и той же поверхности объекта. Средние же линии фронтов различаются, так как форма отражающей поверхности объекта несколько изменилась вследствие его деформации. Голографическая интерферограмма отображает разность положений двух фронтов. Поскольку случайная составляющая у них одинакова, разность оказывается гладкой детерминированной функцией.

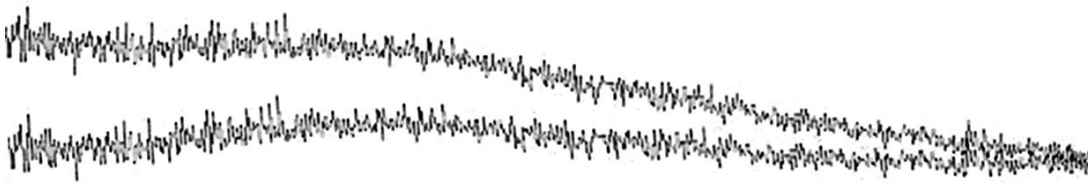


Рис. 35а

Итак, метод голографической интерферометрии позволяет определять детерминированную разность фаз двух случайных (по пространственным координатам), но взаимно коррелированных полей. В результате методом голографической интерферометрии можно исследовать объекты с диффузно-рассеивающей поверхностью, к каковым относятся почти все окружающие нас предметы. На рис. 36 для примера показана голографическая интерферограмма, отображающая деформации блока двигателя в области крышки коренного подшипника. Интерференционные полосы отображают распределение перемещений в элементах блока при имитации рабочей нагрузки на вал двигателя.

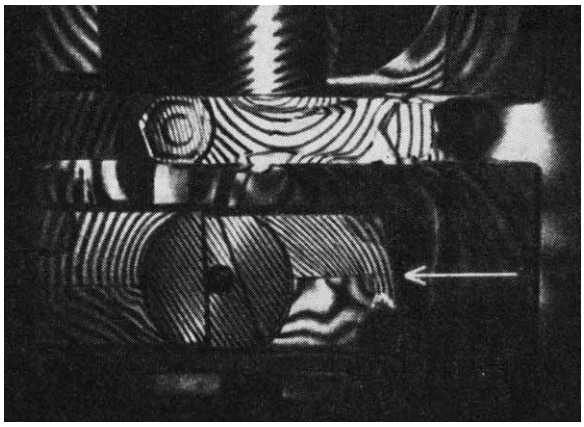


Рис. 36

Интересным вариантом метода двух экспозиций является метод записи голограммы с помощью сдвоенного лазерного импульса. Обычно первый из импульсов синхронизируют так, чтобы он пришелся на момент времени, непосредственно предшествующий началу некоторого исследуемого быстропротекающего процесса, а второй импульс производят после начала процесса, в интересующей нас фазе его развития. В качестве таких процессов могут выступать процессы взрыва, горения, распространения ударных волн и т.д. Изменяя задержку по времени между импульсами можно изучать различные стадии развития процесса.

Метод исследования объекта в реальном времени

Этот метод отличается от метода двух экспозиций тем, что на голограмму записывают одно только исходное состояние объекта. При этом после проявления голограмму возвращают на то же место, которое она занимала в процессе экспонирования. Для этого используют специальные прецизионные устройства. В другом варианте голограмму проявляют на месте экспонирования, не вынимая ее из крепежного приспособления. На голограмму вновь направляют ту же опорную и ту же предметную волны, что и при экспонировании. Опорная волна восстановит записанную на голограмме предметную волну. Эта восстановленная волна создаст мнимое изображение объекта, совпадающее пространственно с присутствующим здесь же объектом. Это изображение будет в дальнейшем играть роль трехмерной оптической копии предмета. В пространстве за голограммой теперь будут накладываться друг на друга две предметные волны. Одна восстановлена голограммой, другая представляет собой реальную предметную волну, отраженную от объекта. Если состояние объекта не изменялось, то обе волны идентичны и разность их фаз равна нулю. В идеале при наблюдении через голограмму мы увидим объект, не отличимый на глаз от наложенного на него изображения. Если теперь изменять состояние объекта, например, деформировать его, то его поверхность сместится по отношению к записанному изображению и возникнет разность фаз двух предметных волн (реально существующей и записанной на голограмму). Теперь при наблюдении через голограмму мы увидим на объекте интерференционную картину, отображающую его деформацию. С помощью такой картины можно изучать динамику процесса деформации.

Метод усреднения во времени

Метод используется для исследования вибраций объектов. Вибрирующую поверхность объекта записывают на голограмму, при этом время экспозиции выбирают существенно большим, чем период колебаний. В этих условиях фотопластинка-голограмма регистрирует среднюю во времени интенсивность, то есть усредненный результат интерференции опорной и предметной волн. Несколько упрощая ситуацию можно сказать, что в результате на голограмме окажутся зарегистрированными два предметных волновых поля, которые соответствуют двум крайним амплитудным положениям вибрирующего объекта. И действительно, в ходе вибрации объект вблизи этих

амплитудных положений движется медленно и как бы на мгновение замирает, то есть пребывает в этих положениях ощутимую долю периода. Все прочие фазы колебания он проходит быстро. Таким образом, среди всех записанных на голограмму состояний колебательного процесса объекта весовая доля крайних амплитудных положений окажется наибольшей. Предметное волновое поле, восстановленное такой голограммой, будет содержать две волны, соответствующие двум крайним амплитудным положениям. В результате интерференции этих волн на изображении объекта возникнет картина интерференционных полос также как и на голограмме, записанной по методу двух экспозиций. При определенных условиях эти полосы будут являться линиями равных амплитуд вибраций. На рис. 37 показаны голографические интерферограммы, полученные методом усреднения во времени. Объектом служила турбинная лопатка, в которой возбуждали резонансные колебания на различных частотах. Для каждой частоты наблюдается свое характерное распределение амплитуд колебаний.

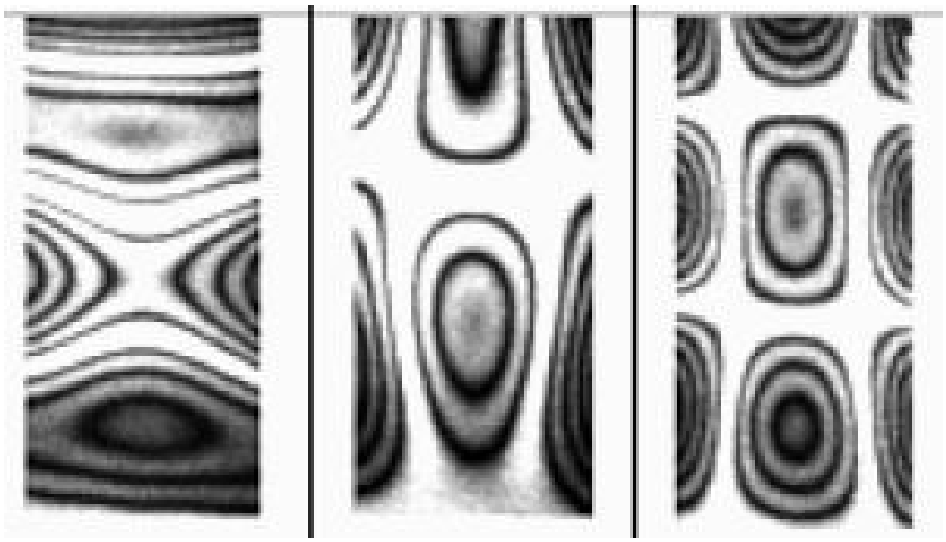


Рис. 37

ЛЕКЦИЯ 12

Тема лекции: «Применение методов голографической интерферометрии»

ПЛАН ЛЕКЦИИ

1. Преимущества голографических интерферометров и их использование в измерительной технике.
2. Принципы расшифровки голографических интерферограмм.

ТЕКСТ ЛЕКЦИИ

В любом из трех описанных методов голографической интерферометрии оптическая схема записи голограммы фактически является схемой двулучевого интерферометра. Характерной особенностью голографического интерферометра является тот факт, что две интерферирующие волны — образцовую и рабочую записывают в разные моменты времени, что позволяет последовательно формировать их с помощью одних и тех же оптических элементов. В этих условиях к качеству оптических элементов не предъявляется жестких требований, так как их дефекты в равной степени окажут влияние на фазу обеих сравниваемых волн и не скажутся на их разности фаз, от которой зависит характер интерферограммы. В результате голографические интерферометры оказываются конструктивно более простыми и дешевыми, чем классические.

Благодаря новым возможностям, предоставляемым голографической интерферометрией она нашла многочисленные применения в исследовании напряженно-деформированного состояния деталей и конструкций при различных воздействиях, изучении резонансных колебаний ответственных узлов конструкций (например, турбинных лопаток), исследовании быстропротекающих процессов.

Сравнение двух состояний отражающих объектов в некоторых случаях позволяет получать информацию и о их внутренних дефектах – инородных предметах, несплошностях, дефектах в сварке или склейке или микротрещинах. Для их выявления изделие подвергается однородной тепловой или механической деформации, приводящей к незначительному смещению поверхности. Те участки поверхности, под которыми расположены дефекты, отличаются по величине перемещения на несколько микрон и легко обнаруживаются по частоте и расположению интерференционных полос на восстановленном изображении. Таким методом контролируются внутренние дефекты в

автомобильных шинах, сотовых панелях, сложных составных изделиях типа металл-металл, металл-графит, металл-резина, в лопатках авиационных двигателей.

Принципы расшифровки голографических интерферограмм

В разделе 5.3 части I настоящего курса мы рассмотрели принципы расшифровки интерферограмм, получаемых методами классической интерферометрии. Это интерферограммы прозрачных или зеркальных отражающих объектов. Для таких объектов предметный пучок имеет лишь одно возможное направление – либо направление освещающего пучка (для прозрачных объектов), либо направление зеркально отраженного пучка (для зеркально отражающих объектов). Возможность варьирования направления наблюдения при фиксированном направлении освещения объекта отсутствует. Каждое направление освещения в итоге позволяет получить лишь одну интерферограмму.

В голографической интерферометрии обычно исследуют диффузно-отражающие объекты. Каждая точка диффузной поверхности рассеивает падающую волну по всем направлениям, в результате мы можем наблюдать диффузный объект в широком диапазоне различных направлений. Картины интерференции, полученные описанными выше методами, также допускают наблюдение их в различных направлениях. При этом оказывается, что разность хода интерферирующих волн, зафиксированных на голограмме, зависит от направления наблюдения. Это приводит к тому, что интерференционная картина изменяется при изменении направления наблюдения восстановленного изображения. Таким образом, одна голографическая интерферограмма предоставляет возможность получить набор интерференционных картин, содержащих разную информацию, что расширяет возможности интерферометрии при изучении физических характеристик объектов.

Опишем интерференцию волн рассеянных некоторой точкой А диффузного объекта, который записан на голограмме в двух состояниях. Пусть во время первой экспозиции точка А занимала положение A_1, а во время второй – A_2. Перемещение A_1 A_2 в общем случае может иметь все три проекции на оси координат. Обозначим это перемещение вектором $\mathbf{\Delta r}$. Введем также единичные вектора $\boldsymbol{\rho}_{\mathbf{o}}$ и $\boldsymbol{\rho}_{\mathbf{н}}$ по направлениям освещения и наблюдения точки А соответственно (рис. 38).

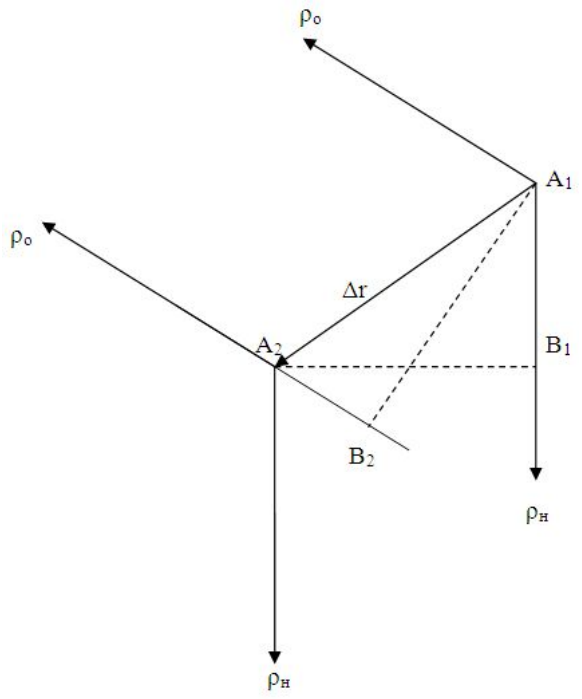


Рис. 38

Ввиду малости $\mathbf{\Delta r}$ будем считать, что $\boldsymbol{\rho}_{\mathbf{o}}$ и $\boldsymbol{\rho}_{\mathbf{н}}$ для точек A_1 и A_2 одинаковы. Из рис. 38 видно, что луч, освещающий точку A_2, оказывается длиннее луча, освещающего точку A_1, на величину отрезка A_2B_2, равную скалярному произведению векторов $\mathbf{\Delta r}$ и $\boldsymbol{\rho}_{\mathbf{o}}$. В то же время луч, рассеянный точкой A_2 в направлении наблюдения, оказывается короче луча, рассеянного точкой A_1, на величину отрезка A_1B_1, равную скалярному произведению векторов $\mathbf{\Delta r}$ и $\boldsymbol{\rho}_{\mathbf{н}}$. В итоге полная разность хода δ для волн, рассеянных точками A_1 и A_2 составит $\mathbf{\Delta r}(\boldsymbol{\rho}_{\mathbf{н}} - \boldsymbol{\rho}_{\mathbf{o}})$. Максимум интерференции для рассматриваемой точки будет наблюдаться при условии, что $\delta = m\lambda$, где m – целое число, называемое порядком интерференции, λ – длина волны. В результате условие наблюдения максимума будет выражено соотношением

$$\mathbf{\Delta r}(\boldsymbol{\rho}_{\mathbf{н}} - \boldsymbol{\rho}_{\mathbf{o}}) = m\lambda. \qquad (11)$$

Вектор $(\boldsymbol{\rho}_{\mathbf{н}} - \boldsymbol{\rho}_{\mathbf{o}})$ называют вектором чувствительности перемещений (это вектор, соединяющий концы векторов $\boldsymbol{\rho}_{\mathbf{н}}$ и $\boldsymbol{\rho}_{\mathbf{o}}$). Если вектор $\mathbf{\Delta r}$ перемещения точки A совпадает по направлению с вектором чувствительности $(\boldsymbol{\rho}_{\mathbf{н}} - \boldsymbol{\rho}_{\mathbf{o}})$, то скалярное произведение в левой части (11), а следовательно и порядок интерференции m принимают максимальное из возможных значений. Если же перемещение $\mathbf{\Delta r}$ происходит перпендикулярно вектору чувствительности, то указанное скалярное произведение равно нулю, то есть такое перемещение не вносит вклада в интерференционную картину.

При изменении направления наблюдения $\boldsymbol{\rho}_{\text{н}}$ будет изменяться вектор чувствительности и порядок интерференции m. Это позволяет нам для трех различных направлений наблюдения $\boldsymbol{\rho}_{\text{н}1}$, $\boldsymbol{\rho}_{\text{н}2}$ и $\boldsymbol{\rho}_{\text{н}3}$ составить три уравнения

$$\begin{aligned} \Delta\mathbf{r}(\boldsymbol{\rho}_{\text{н}1} - \boldsymbol{\rho}_{\text{о}}) &= m_1\,\lambda \\ \Delta\mathbf{r}(\boldsymbol{\rho}_{\text{н}2} - \boldsymbol{\rho}_{\text{о}}) &= m_2\,\lambda \\ \Delta\mathbf{r}(\boldsymbol{\rho}_{\text{н}3} - \boldsymbol{\rho}_{\text{о}}) &= m_3\,\lambda. \end{aligned} \tag{12}$$

Если представить скалярные произведения в левой части уравнений выразить через проекции векторов на координатные оси, то получим систему из трех уравнений

$$\begin{aligned} \Delta r_x\,(\rho_{\text{н}1} - \rho_{\text{о}})_x + \Delta r_y\,(\rho_{\text{н}1} - \rho_{\text{о}})_y + \Delta r_z\,(\rho_{\text{н}1} - \rho_{\text{о}})_z &= m_1\,\lambda \\ \Delta r_x\,(\rho_{\text{н}2} - \rho_{\text{о}})_x + \Delta r_y\,(\rho_{\text{н}2} - \rho_{\text{о}})_y + \Delta r_z\,(\rho_{\text{н}2} - \rho_{\text{о}})_z &= m_2\,\lambda \\ \Delta r_x\,(\rho_{\text{н}3} - \rho_{\text{о}})_x + \Delta r_y\,(\rho_{\text{н}3} - \rho_{\text{о}})_y + \Delta r_z\,(\rho_{\text{н}3} - \rho_{\text{о}})_z &= m_3\,\lambda, \end{aligned} \tag{13}$$

решение которой относительно Δr_x, Δr_y и Δr_z позволяет найти эти проекции вектора перемещения $\Delta\mathbf{r}$ рассматриваемой точки А.

Итак, голографическая интерферометрия позволяет исследовать трехмерные перемещения диффузно отражающих объектов. Эта возможность достигается путем фиксации трех интерференционных картин для трех различных направлений наблюдения и их совместной расшифровки по описанному алгоритму.

Следует отметить, что процедура такой расшифровки оказывается весьма трудоемкой.

ЛЕКЦИЯ 13

Тема лекции: «Спекл-интерферометрия»

ПЛАН ЛЕКЦИИ

1. Спекл-эффект.
2. Спекл-фотография.
3. Методы анализа спекл-фотографий.

ТЕКСТ ЛЕКЦИИ

Спекл-эффект

Вскоре после появления лазеров было замечено, что когерентное излучение, отразившееся от предметов с диффузно рассеивающей поверхностью или прошедшее через матовое стекло, оказывается случайным образом промодулированным по интенсивности (рис. 39)

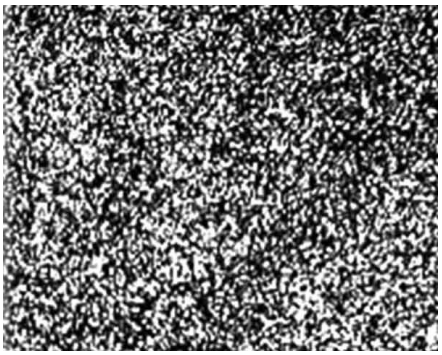


Рис. 39

Эта случайная пространственная модуляция по внешнему виду напоминающая случайно рассыпанные зерна, получила название спекл-эффекта (от англ. speckle — зерно, пятно), а сами случайные пятна стали называть спеклами. Образование спекл-эффекта объясняется перенесением случайных свойств микрошероховатостей диффузно рассеивающей поверхности на отраженное или прошедшее излучение. Волновые поля, рассеянные различными точками такой поверхности, приобретают случайное изменение фазы, и интенсивность в любой плоскости наблюдения, расположенной на некотором расстоянии от диффузно рассеивающей поверхности, определяется суммарной интерференционной картиной, образованной этими полями. Эта картина также носит случайный характер.

Обычно принимается модель освещенного диффузного рассеивателя, как состоящего из совокупности элементарных точечных источников, причем амплитуды и фазы каждого из них статистически независимы друг от друга и от амплитуд и фаз остальных рассеивателей, а фазы рассеивателей равномерно распределены в интервале — π, + π, что эквивалентно утверждению о том, что среднеквадратическая высота микроструктуры поверхности превышает длину волны.

В этих предположениях корреляционные свойства диффузно когерентного излучения и средний размер элементов спекл-структуры, то есть размер спеклов можно определить по аналогии с теоремой Ван-Циттерта Цернике. Напомним, что согласно этой теореме функция пространственной когерентности для протяженного теплового источника квазимонохроматического излучения определяется преобразованием Фурье от распределения интенсивности по источнику. В частности для источника в форме круга поперечные размеры $r_к$ области пространственной когерентности равны

$$r_к = 1{,}22\lambda(L/d), \qquad (14)$$

где λ- длина волны, d — диаметр источника, L — расстояние от плоскости источника до плоскости наблюдения.

Как в источнике теплового излучения, так и в когерентно освещенном участке диффузно рассеивающей поверхности начальные фазы элементарных источников распределены случайным образом. Это позволяет нам воспользоваться для описания корреляционных свойств диффузно когерентного излучения теоремой Ван-Циттерта Цернике. Исходя из этого можно утверждать, что размер области корреляции интенсивности диффузно когерентного излучения для рассеивающей поверхности в форме круглого диска диаметром d, отстоящего на расстояние L от точки наблюдения, будет равен величине $r_к$, определяемой формулой (14). Это и есть средний размер спеклов.

Случайные свойства диффузно когерентного излучения проявляются не только в хаотическом пространственном распределении интенсивности, но и в случайном изменении фазы. Исследования, проведенные методами интерферометрии, показывают, что фаза диффузно когерентного волнового поля случайным образом изменяется при переходе от одного спекла к другому, но сохраняет приблизительно постоянную величину в пределах каждого спекла.

Спекл-эффект возникает не только в свободном пространстве, но и в пространстве изображения, построенного оптической системой. Для этого необходимо, чтобы элемент разрешения оптической системы был бы заметно больше характерного размера

микронеровностей рассеивающей поверхности. Тогда в пределы одного элемента разрешения системы (в пределы диска Эйри) попадают взаимно когерентные волновые поля, отраженные от нескольких микронеровностей поверхности и распределение интенсивности при их наложении и интерференции приобретает случайный характер. Таким образом, в плоскости изображения диффузно рассеивающей поверхности средний размер элементов спекл-структуры будет определяться по аналогии с формулой (14), только в данном случае роль круглого диффузного диска диаметром d будет играть выходной зрачок оптической системы, а величина L будет представлять собой расстояние от выходного зрачка до плоскости изображения. При этих условиях средний размер спеклов в точности совпадает с размером диска Эри.

Важно отметить, что формула (14) определяет лишь средний размер элементов спекл-структуры, а реализация случайного распределения интенсивности полностью определяется конкретным распределением микрошероховатостей, то есть микроструктурой рассеивающей поверхности. Поэтому любое смещение или деформация поверхности объекта приводит к смещению или деформации спекл-структуры, сформированной в рассеянном им излучении. Указанная зависимость между изменениями объекта и соответствующим изменением спекл-структуры была положена в основу нового направления в интерференционных измерениях, получившего общее название *спекл-интерферометрия*. Оно основано на использовании пространственной корреляции интенсивности диффузно когерентного излучения. В рамках этого направления выделяют группу наиболее простых с экспериментальной точки зрения методов, называемых *спекл-фотографией.*

Спекл-фотография

На рис. 40а приведена схема наиболее простого эксперимента по наблюдению интерференционной картины, обусловленной взаимной корреляцией спекл-структур. Он был поставлен в 1968 г. Дж. Берчем и Дж. Токарским.

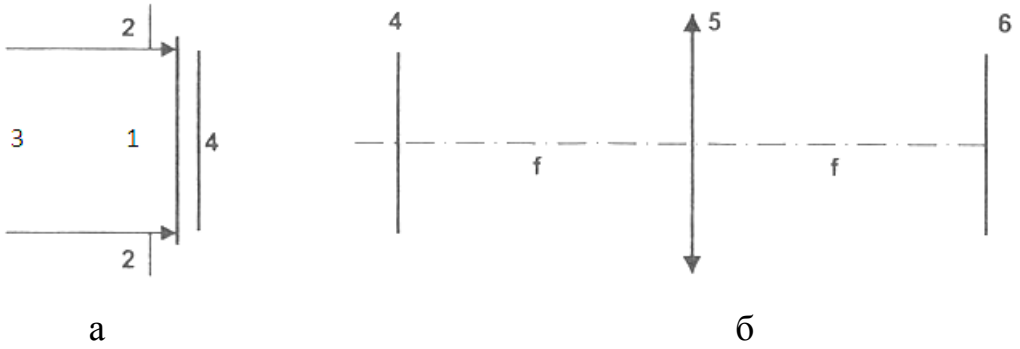


Рис. 40. Эксперимент Берча-Токарского.

а — регистрация спекл-структур, б — наблюдение интерференционного эффекта.

Матовое стекло 1, ограниченное диафрагмой 2, освещается лазерным излучением 3. Вблизи матового стекла расположена фотопластинка 4, экспонируемая дважды — до и после поперечного смещения матового стекла на величину Δx. Пусть величина Δx на порядок больше, чем средний размер элементов спекл-структуры.

Проявленную фотопластинку освещают лазерным излучением и наблюдают картину дифракции в дальней зоне (в области Фраунгофера). Необходимые условия наблюдения просто осуществить, поместив фотопластинку 4 в передней фокальной плоскости линзы 5, а наблюдение производить в ее задней фокальной плоскости 6 (рис. 40б).

Считая, как обычно, что амплитудное пропускание фотопластинки $T(x,y)$ пропорционально зарегистрированным случайным распределениям интенсивностей $I(x,y)$ и $I(x + \Delta x,y)$, представим его в следующем виде:

$$T(x,y)=const + [I(x,y)+I(x+\Delta x,y)] \qquad (15)$$

При освещении фотопластинки плоской волной сразу за ней амплитуда волны приобретет распределение (15). Слагаемые в (15) описывают две идентичные волны, распространяющиеся параллельно друг другу, но смещенные в поперечном направлении на расстояние Δx друг относительно друга. Линза сводит их в задней фокальной плоскости под углом α равным $\Delta x/f$. Из-за того, что эти идентичные волны приходят в фокальную плоскость по углом друг к другу, между ними образуется разность хода Δz, линейно зависящая от координаты x по закону $\Delta z = \alpha x = x\ \Delta x/f$. Вследствие этого образуется линейно зависящая от координаты x разность фаз этих волн, которая в результате интерференции волн приводит к образованию интерференционной картины, состоящей из прямолинейных параллельных, равноотстоящих полос (рис. 41) с периодом p равным

$$p = \lambda f/\Delta x. \qquad (16)$$

Измерив величину p мы можем по формуле (16) найти Δx.

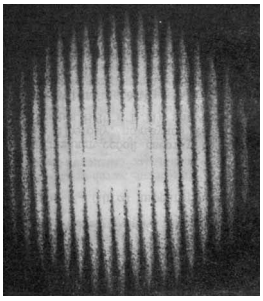


Рис. 41

Направление интерференционных полос перпендикулярно направлению смещения Δx. Эта картина по своему виду похожа на картину интерференционных полос, получаемую от двух точечных источников, смещенных относительно друг друга на Δx в поперечном направлении и отстоящих от экрана на расстояние f (полосы Юнга). Отличие состоит лишь в том, что в нашем случае эта регулярная картина полос промодулирована случайным распределением интенсивности, обусловленным спекл-эффектом. Такое отличие объясняется тем, что каждый элемент спекл-структуры зафиксирован на фотопластинке дважды, и можно считать, что при ее освещении образуется множество хаотически расположенных пар точечных источников, но при этом все пары характеризуются одной и той же величиной Δx и вносят вклад в формирование полос Юнга.

Основное значение описанного опыта Берча-Токарского заключается в том, что в нем найдены условия, при выполнении которых визуально наблюдаемый интерференционный эффект обусловлен пространственной корреляцией не самих волновых полей, как это имеет место в классической и голографической интерферометрии, а их интенсивностей. В представленной на рис. 40а оптической схеме отсутствует традиционная опорная ветвь, как, например, в интерферометре Майкельсона или схемах получения голограмм. На фотопластинке регистрируется лишь пространственное распределение интенсивности диффузно когерентного излучения, случайно модулированного по пространственным координатам.

Описанный опыт позволяет измерять лишь перемещения матового стекла как единого целого. Если исследуемый объект подвергают деформации, то различные точки его поверхности перемешаются на разную величину. Чтобы исследовать такое поле перемещений, регистрацию спекл-структуры проводят не в свободном пространстве, как

на рис. 40а, а в плоскости изображения объекта. Фактически методика исследования заключается в двукратном фотографировании объекта, освещенного лазерным излучением, на одну и ту же пластинку по схеме рис. 42. В промежутке времени между первым и вторым кадром объект деформируют.

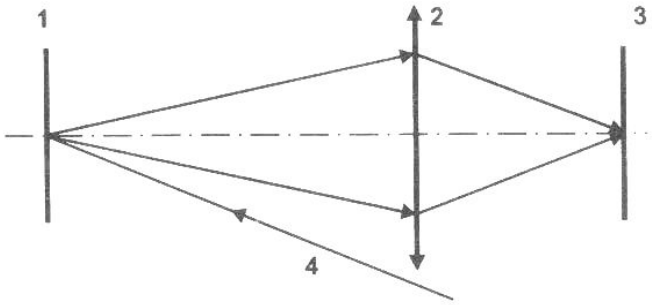


Рис. 42. Схема получения спекл-фотографии;
1 – объект, 2- оптическая система, 3 – фотопластинка, 4 – освещающее излучение.

Затем проявленную пластинку освещают лазерным лучом. При этом выбирают для освещения лишь небольшой участок спекл-фотографии, в пределах которого смещение можно считать постоянным. Это можно сделать, например, используя неразведенный луч лазера 1 (рис. 43), диаметр которого составляет 2-3 мм, и наблюдая интерферограмму на матовом стекле, помещенном на расстоянии нескольких десятков сантиметров.

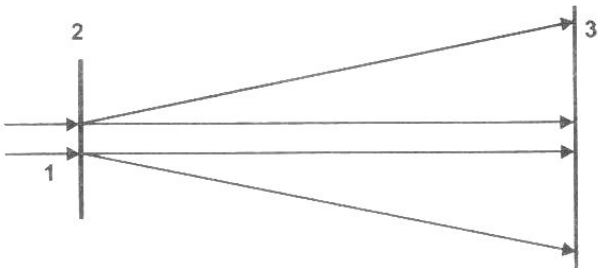


Рис. 43. Наблюдение интерферограммы.
1 — луч лазера, 2 — спекл-фотография, 3 — плоскость наблюдения.

Наблюдаемая в этом случае картина полос будет иметь такой же характер, как в опыте Берча-Токарского и величину локального перемещения анализируемой точки объекта вычисляют на основе формулы 16. Последовательно сканируя фотопластинку лазерным лучом, определяют все поле перемещений поверхности объекта.

Имеется и другой подход к анализу информации, содержащейся в спекл-фотографии. Его называют методом оптической фильтрации. В этом методе для построения интерференционной картины используется не весь конус лучей, рассеянных на спекл-

фотографии, а лишь пучок лучей определенного направления. Схема получения интерферограммы со спекл-фотографии приведена на рис. 44.

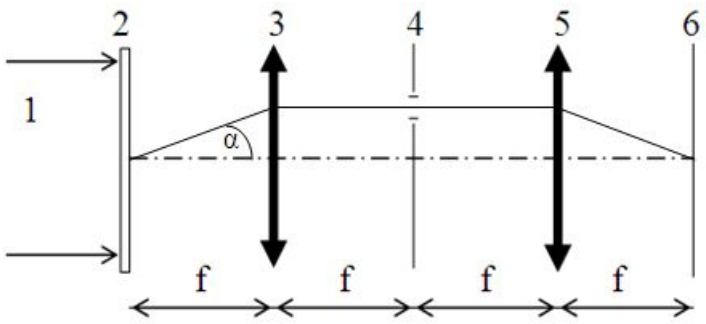


Рис. 44

Анализируемую спекл-фотографию 2 освещают целиком расширенным лучом 1 лазера. В задней фокальной плоскости линзы 3 устанавливают маску 4 с внеосевым отверстием. Оно действует как фильтр и пропускает только лучи, рассеянные на спекл-фотографии под углом α к оптической оси линзы. Лучи всех прочих направлений задерживаются маской 4. Линза 5 строит в отфильтрованных лучах изображение объекта, зафиксированное на спекл-фотографии 2. Спекл-фотографию 2 можно рассматривать как совокупность пар смещенных относительно друг друга спеклов. В каждой паре представлен один и тот же спекл, зафиксированный до деформации и после деформации объекта. Величина взаимного смещения Δx в каждой паре спеклов соответствует локальному смещению поверхности объекта при его деформации. Лучи, рассеянные парой спеклов 1 и 2 в фильтруемом направлении наблюдения будут обладать оптической разностью хода $\Delta z = \alpha\Delta x$, где угол α определяет выделенное фильтром направление наблюдения (рис. 45).

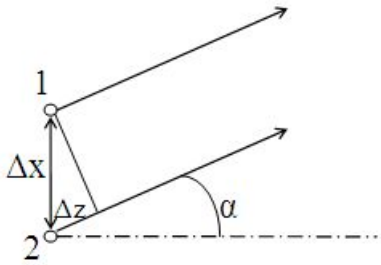


Рис. 45. К образованию разности хода, лучей, рассеянных парой смещенных спеклов 1 и 2.

Если эта разность хода кратна целому числу m длин волн, то есть $\alpha\Delta x = m\lambda$, то в соответствующем участке изображения в выходной плоскости 6 будет наблюдаться

максимум интерференции для данной пары лучей. При выполнеии же условия $\alpha\Delta x = m\lambda + \lambda/2$ будет наблюдаться минимум интерференции.

Вся совокупность содержащихся на спекл-фотографии пар спеклов сформирует в выходной плоскости 6 картину темных и светлых полос, отображающих поле перемещений, вызванных деформацией объекта. Причем в этой картине будет отображена лишь компонента перемещения в направлении, определяемом положением фильтрующего отверстия. Схема, изображенная на рис. 44 выделяет вертикальную компоненту перемещения. Пример картины, полученной методом оптической фильтрации, приведен на рис. 46.

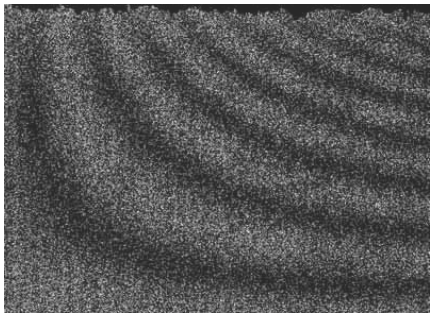


Рис. 46

Чувствительность метода спекл-фотографии можно оценить из соображения, что минимальная величина перемещения, которая может быть зарегистрирована, должна, по крайней мере, превосходить размер элемента спекл-структуры. Тогда с учетом формулы (14), определяющей средний размер элемента спекл-структуры, получим для плоскости объекта оценку минимальной величины Δx_{min}

$$\Delta x_{min} = 1{,}22\lambda f/dM,$$

где f – фокусное расстояние оптической системы, с помощью которой получена спекл-фотография, M – масштаб изображения объекта на спекл-фотографии.

В настоящее время спекл-фотография используется для определения пространственного распределения тангенциальных перемещений, то есть перемещений в плоскости поверхности объекта. В то же время с помощью голографической интерферометрии более удобно определять нормальные по отношению к поверхности перемещения. Поэтому для раздельного определения всех трех проекций были разработаны комбинированные методы, согласно которым голограмма записывается в варианте сфокусированного изображения или по методу Ю. Н. Денисюка при ее расположении вблизи поверхности объекта. Тогда в первом порядке дифракции излучения, освещающего голограмму,

восстанавливается обычное голографическое изображение, по которому определяют нормальную проекцию перемещения. В то же время в нулевом порядке дифракции такие голограммы эквивалентны спекл-фотографии, и по ним определяют тангенциальные проекции.

Существенным преимуществом спекл-фотографии по сравнению с голографической интерферометрией являются значительно меньшие требования к защите элементов оптической схемы от вибраций, что позволяет проводить измерения без специальных средств виброзащиты. Это обусловлено тем, что в методе спекл-фотографии нет деления светового пучка на две ветви, и для регистрации используется лишь один пучок. По этой же причине требования к когерентности излучения, используемого для получения спекл-фотографий, также существенно снижены. Однако за эти преимущества приходится расплачиваться снижением чувствительности измерений приблизительно в 10 раз. Этого недостатка лишены многочисленные методы измерений, объединенные в группу, под названием *корреляционная спекл-интерферометрия.*

ЛЕКЦИЯ 14

Тема лекции: «Корреляционная спекл-интерферометрия. Часть 1»

ПЛАН ЛЕКЦИИ

1. Краткая теория.
2. Исследование тангенциальных перемещений.
3. Исследование нормальных перемещений.

ТЕКСТ ЛЕКЦИИ

Краткая теория

Выше указывалось, что микроструктура поверхности диффузно рассеивающего объекта может быть описана случайной функцией пространственных координат. При освещении таких объектов лазерным излучением возникает случайная пространственная модуляция оптической длины пути рассеянной волны. В результате информация о поверхностной микроструктуре переносится на фазу рассеянного волнового поля, и она становится

случайной функцией пространственных координат. Пользуясь образным выражением, можно сказать, что шероховатости рассеивающей поверхности как бы переносятся на волновое поле и переходят в "шероховатости" волновой поверхности рассеянного поля.
В любой плоскости, удаленной от диффузно рассеивающего объекта, пространственное распределение интенсивности можно представить в виде суммарной интерференционной картины множества волн, пришедших от всей совокупности случайных рассеивателей, расположенных на объекте. Поскольку фазы волн, исходящих от этих рассеивателей случайны, то и указанное распределение интенсивности носит случайный характер, образуя так называемую спекл-структуру, представляющую собой хаотически расположенные светлые и темные пятна, называемые спеклами (рис.39).
Было показано, что средний размер элементов (зерен) спекл-структуры определяется угловыми размерами α диффузно рассеивающей поверхности и составляет λ/α, где λ – длина волны. Важно отметить, что угловой размер α диффузно рассеивающей поверхности определяет лишь средний размер элементов спекл-структуры, а конкретная реализация случайного распределения интенсивности зависит от конкретных подробностей микроструктуры рассеивающей поверхности.
Рассмотрим изображенный на рис. 47 опыт по интерференции двух волн: одна из них является обычной сферической волной (она формируется линзой 6), а другая – волной, рассеянной на диффузной поверхности (она образуется при прохождении луча через матовое стекло 5).
Пусть угол между средними направлениями распространения этих волн равен нулю. Если бы обе волны были сферическими, то их волновые поверхности в области наложения двух волн должны были бы полностью совпасть. Поскольку одна из волн имеет "шероховатую" волновую поверхность, в плоскости экрана возникают локальные случайные разности фаз двух волн, и результат их интерференции представляет картину случайно распределенных максимумов и минимумов интерференции.

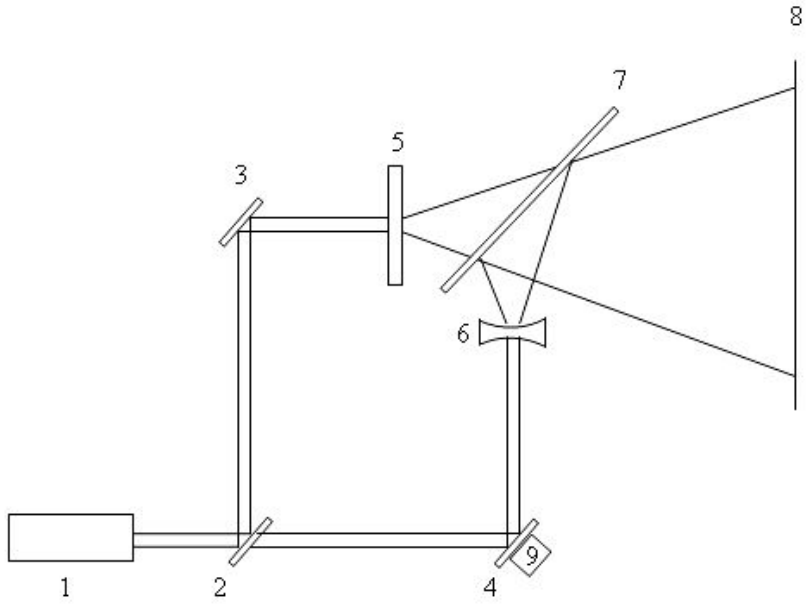


Рис. 47. Опыт по интерференции.
1 – лазер, 2,7 – полупрозрачные зеркала, 3,4 – зеркала, 5 – матовое стекло, 6 – отрицательная линза, 8 – экран, 9 – пьезоэлемент.

В целом по своему характеру эта картина не отличается от описанной выше спекл-структуры. Размеры элементов спекл-структуры в этой интерференционной картине также в среднем равны λ/α, где α – угловой размер освещенного участка матового стекла 5. Однако в этой картине конкретная реализация случайного распределения интенсивности зависит не только от конкретных подробностей микроструктуры матового стекла, но и от разности фаз $\Delta\varphi$ двух интерферирующих волн.

Будем менять эту разность фаз $\Delta\varphi$ плавным перемещением зеркала 4 с помощью пьезоэлемента 9. Результирующая интенсивность I двух накладываемых волн в каждом спекле будет меняться по закону косинуса:

$$I = I_1 + I_2 + 2(I_1 I_2)^{1/2}\cos\Delta\varphi, \qquad (17)$$

где I_1 и I_2 – соответственно интенсивности сферической и диффузно рассеянной волн. Однако во всех спеклах изменения интенсивности окажутся различными. Это обусловлено тем, что исходные начальные разности фаз интерферирующих волн во всех спеклах были различны. Вследствие этого графики изменения результирующей интенсивности I от вносимой разности фаз $\Delta\varphi$ для разных спеклов будут несогласованными по своей начальной фазе, то есть все косинусные кривые, определяемые выражением (17), для разных спеклов будут смещены относительно друг друга вдоль оси $\Delta\varphi$. Эта ситуация проиллюстрирована на рис. 48 на примере трех

различных спеклов. Зависимость интенсивности в них от разности фаз Δφ показана тремя косинусоидами.

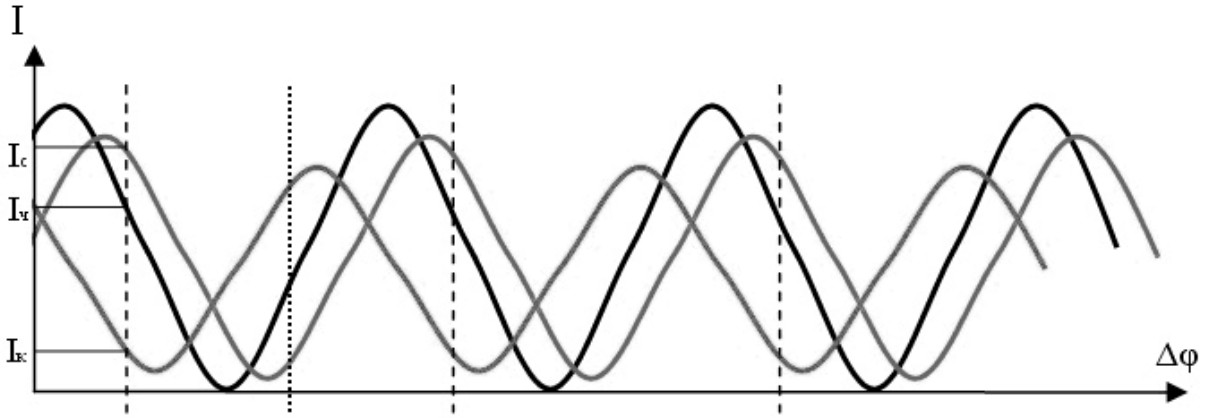


Рис.48

Можно видеть, что при произвольном изменении Δφ результирующая интенсивность в различных спеклах меняется как бы несогласованно (в одних – возрастает, в других – убывает). Получаемая в результате новая спекл-картина оказывается некоррелированной с первоначальной. Однако если Δφ изменить на величину, кратную 2π, то результирующая интенсивность во всех спеклах не изменит своего значения (см. пунктирные сечения на рис. 48). Таким образом, при изменении Δφ на величину 2πn, где n – целое число, мы получим новую спекл-картину, полностью коррелированную с первоначальной.

В описанном опыте мы накладывали детерминированную сферическую волну на диффузно рассеянную случайную. Все вышеприведенные рассуждения сохраняют свою силу и в случае наложения двух диффузно рассеянных волн. Например, заменим в схеме на рис. 47 линзу 6 матовым стеклом. Тогда на экране 8 наложатся два диффузно рассеянных поля со случайно распределенной разностью фаз. Результирующая интенсивность определится соотношением (17), и также как и в первом случае будет меняться по закону косинуса при плавном изменении Δφ.

Итак, при наложении на спекл-структуру дополнительного волнового поля и плавном изменении разности фаз этих двух полей, периодически чередуются пространственная декорреляция и корреляция результирующего распределения интенсивности. Это свойство используется в методах корреляционной спекл-интерферометрии.

Эти методы предназначены для регистрации изменений разности фаз двух волновых полей. По крайней мере, одно из этих волновых полей получено в результате диффузного рассеяния излучения на каком-либо исследуемом объекте. Изменение физического состояния объекта, например, его деформирование, приводит к изменению оптической

длины пути рассеянной на нем волны и, следовательно, к изменению разности фаз двух полей. Регистрация изменений разности фаз с помощью корреляционной спекл-интерферометрии позволяет получить информацию об изменениях физического состояния объекта.

По своей технической реализации и возможностям методы корреляционной спекл-интерферометрии весьма близки к уже рассмотренным методам голографической интерферометрии. Так, например, с помощью корреляционной спекл-интерферометрии можно проводить интерференционное сравнение двух состояний объекта, существующих в разные моменты времени (метод двух экспозиций), а также получать картины распределения амплитуд вибраций методом усреднения по времени. Тем не менее, корреляционная спекл-интерферометрия позволяет значительно расширить круг решаемых задач. С ее помощью оказывается возможным применить к диффузно отражающим (рассеивающим) объектам все известные ранее методы классической интерферометрии, например, интерферометрию сдвига и интерференционное сравнение контролируемого изделия с образцовым (контроль формы).

Ниже мы рассмотрим основные методы корреляционной спекл-интерферометрии, позволяющие решать различные задачи интерференционных исследований.

Исследование тангенциальных перемещений

В разделе 10 было показано, что при интерференционном исследовании диффузно отражающих объектов вклад в образование интерференционной картины вносят перемещения поверхности объекта вдоль вектора чувствительности. Наличие избирательной чувствительности объясняется тем, что перемещение поверхности вдоль вектора чувствительности в наибольшей степени меняет длину оптического пути предметной волны. Если же перемещение происходит по нормали к вектору чувствительности, то длина оптического пути остается неизменной.

В схемах интерферометров обычно используют объектную волну, рассеянную по нормали к поверхности объекта. В этих условиях вектор чувствительности составляет незначительный угол с нормалью, в результате чего основной вклад в образование интерференционной картины вносят перемещения, перпендикулярные поверхности объекта (они порождаются чаще всего прогибом поверхности). Однако с точки зрения исследования напряженного состояния объекта чаще представляет интерес наблюдение перемещений, происходящих в плоскости поверхности объекта (тангенциальные перемещения), так как именно эти перемещения приводят к напряжениям растяжения или сжатия.

В голографической интерферометрии для нахождения тангенциальных перемещений необходимо параллельно зарегистрировать три голографических интерферограммы, различающихся направлением наблюдения объекта, и затем путем решения трех соответствующих уравнений вида (13) найти искомые перемещения. Это достаточно трудоемкая процедура. Корреляционная спекл-интерферометрия позволяет получать интерферограммы, отображающие только тангенциальные перемещения вдоль заданной оси. Две другие проекции перемещений не вносят вклад в образование интерференционной картины. Таким образом, необходимая информация может быть получена за один шаг. Рассмотрим метод получения таких интерферограмм.

В этом методе обе волны, интерферирующие в плоскости регистрации, получают в результате отражения от поверхности исследуемого объекта. Оптическая схема регистрации спекл-интерферограмм представлена на рис. 49

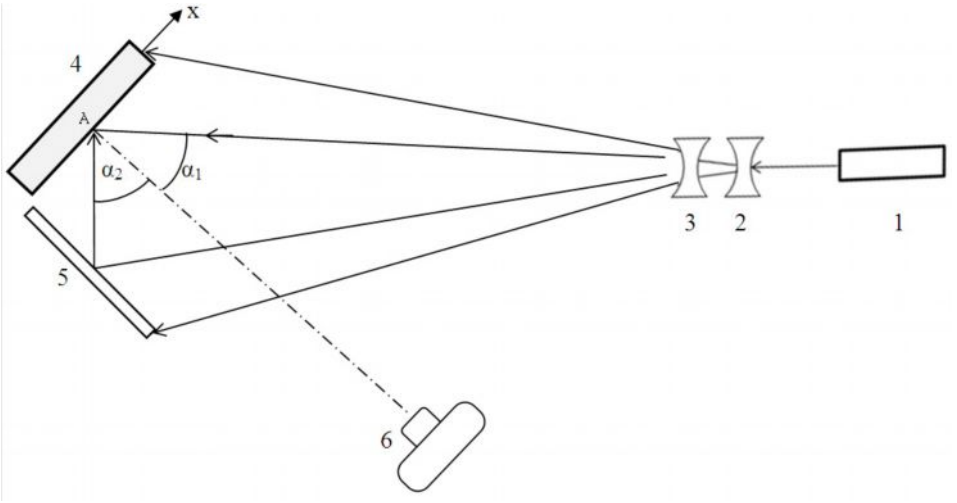


Рис. 49

Луч лазера 1 расширяют с помощью двух линз 2 и 3. Одна из них – цилиндрическая, что обеспечивает преимущественное расширение лазерного пучка в плоскости чертежа. Расширенный пучок освещает исследуемый объект 4 и зеркало 5. Исследуемая поверхность объекта и зеркало ориентированы таким образом, чтобы угол падения α_1 прямого лазерного пучка и угол падения α_2 пучка, отраженного от зеркала оказались бы равными. Спекл-интерферограмму регистрируют с помощью цифрового фотоаппарата 6, сфокусированного на поверхность объекта. При этом на приемной матрице аппарата накладываются и интерферируют два волновых поля, рассеянные на диффузной поверхности объекта. Рассмотрим произвольную точку А поверхности объекта.

Если точка А в ходе деформирования объекта перемещается вдоль нормали к его поверхности, то такое перемещение вследствие симметрии одинаковым образом изменяет

длину оптического пути обеих объектных волн (длина пути каждой из этих волн складывается из длины освещающего луча и длины луча наблюдения). В результате одинакового изменения длины разность фаз этих волн не изменяется. Таким образом, перемещения вдоль нормали к поверхности объекта не будут менять картины интерференции двух наложенных волновых полей.

Если точка А в ходе деформирования объекта перемещается перпендикулярно плоскости рисунка, то длина оптического пути обеих объектных волн остается неизменной (в приближении малых перемещений). В результате и эта проекция перемещений не будет изменять картины интерференции полей. Лишь перемещение вдоль оси x, лежащей в плоскости рисунка и перпендикулярной к нормали приводит к удлинению оптического пути одной из объектных волн и укорочению другой. Это изменяет разность фаз при наложении этих волн. Из рис. 50 , на котором некоторая точка А поверхности объекта изображена в двух положениях (A_1 – до деформации и A_2 – после деформации) видно, что путь волны 1, падающей слева удлинился в результате перемещения Δx на величину d равную $\Delta x \sin\alpha$, а путь волны 2, падающей справа, укоротился на ту же величину d.

В итоге произошло изменение разности хода двух волн на величину 2d. Соответственно изменится и соотношение фаз этих волн. Итак, лишь одна тангенциальная проекция перемещения объекта вдоль оси x способна вносить вклад в изменение картины интерференции в плоскости приемной матрицы.

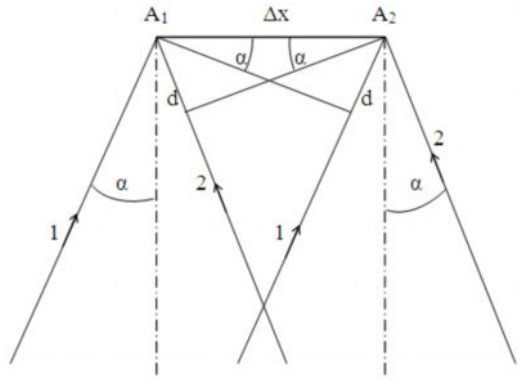


Рис. 50

Методика получения интерферограммы, отображающей перемещения в направлении оси x состоит в следующем. По схеме рис. 49 объект фотографируют дважды: один раз в исходном состоянии, другой – после его деформирования. Оба кадра вводят в компьютер и производят поэлементное вычитание распределений интенсивностей этих кадров, то есть для каждого пикселя в изображении находят величину ΔI, равную разности интенсивностей I_1 и I_2 первого и второго кадров. Величина ΔI зависит от того, насколько

изменилась в результате деформации объекта разность фаз двух волн, интерферирующих на каждом из этих кадрах. Если разность фаз изменилась на величину, кратную 2π, то, в соответствии с изложенным выше (см. рис. 48 с пояснениями), результат интерференции на первом и втором кадре будет одним и тем же, и величина ΔI окажется равной нулю. При любом ином изменении разности фаз величина ΔI будет среднестатистически отлична от нуля. Таким образом, после вычитания кадров мы получим изображение объекта, промодулированное по яркости. Те области объекта, в которых разность фаз двух волн изменилась на величину, кратную 2π, будут черными, а все прочие – светлыми. Если учесть, что изменение разности фаз на 2π вызывается изменением разности хода волн на одну длину воны λ, то получается, что черные полосы будут представлять собой геометрическое место точек, в которых величина изменения разности хода волн $2d = m\lambda$ (m – целое число). Поскольку $d = \Delta x \sin\alpha$, то получаем для черных полос условие

$$\Delta x = m\,\lambda/2\sin\alpha$$

Итак, черные полосы являются геометрическим местом точек, имеющих равную величину тангенциального перемещения Δx. Соседние черные полосы различаются по порядковому номеру m на единицу, следовательно, величина тангенциального перемещения Δx в двух соседних полосах отличается на $\lambda/2\sin\alpha$. Эту величину называют ценой полосы.

Ниже описан эксперимент, реализующий изложенную методику.

Для получения спекл-интерферограмм использована оптическая схема, изображенная на рис. 49. Схема собрана на виброзащищенной плите голографической установки УИГ – 22. Угол α двухстороннего освещения объекта составлял 45^0.

Источником излучения является полупроводниковый лазер мощностью 20 мВт с длиной волны излучения равной 0,53 мкм. Объектом исследования служит брус из оргстекла размером 200×80×20мм, покрытый белой матовой краской.

В ходе эксперимента исследуют тепловые деформации бруса, вызванные его неравномерным нагревом. Нагрев бруса осуществляют со стороны его верхней грани (рис. 51) с помощью проволочного резистора R, по которому пропускают ток. Оргстекло имеет низкий коэффициент теплопроводности, вследствие чего тепло, выделяемое резистором, медленно распространяется по высоте от верхней грани бруса. В результате в первые минуты нагрева температура верхней части бруса заметно превосходит температуру его нижней части, что приводит к преимущественному расширению его верхних слоев и, как следствие, к изгибу, показанному на рис. 51 пунктирной линией.

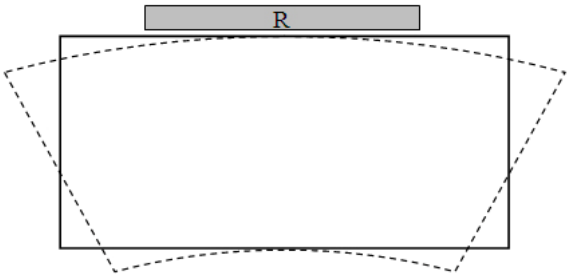


Рис. 51

Регистрацию спекл-интерферограмм производят цифровой фотокамерой Canon EOS 300D с форматом кадра 3000×2000 пикселей, снабженной фотообъективом Гелиос-40, с фокусным расстоянием 85 мм. При фотографировании используют малое значение относительного отверстия объектива (1:16). Это вызвано необходимостью разрешить на фотографируемом изображении спекл-структуру. В соответствии с формулой (14) средний размер спеклов в плоскости изображения равен $1{,}22\lambda/\gamma$, где γ – относительное отверстие объектива. При $\gamma = 1/16$ и $\lambda = 0{,}53$ мкм получаем размер спеклов порядка 10 мкм. Шаг пикселей на приемной матрице фотокамеры составляет 7 мкм. Таким образом, на один спекл приходится более одного пикселя, и можно считать, что в данных условиях спекл-структура изображения разрешается фотоаппаратом. Однако сильное диафрагмирование объектива приводит к низкой освещенности изображения, вследствие чего при фотографировании объекта приходится использовать большую выдержку – 1 с. Для получения спекл-интерферограммы объект фотографируют дважды: первый раз в холодном состоянии, второй – после двух-трех минут нагрева. Оба кадра водят в компьютер и, используя редактор изображений PHOTOSHOP, вычитают один из другого. Затем с помощью инструментов управления контрастностью и яркостью изображения добиваются получения контрастной картины интерференционных полос.
Полученная с помощью такой методики корреляционная спекл-интерферограмма представлена на рис. 52 . Проанализируем характер поля тепловых перемещений, отображенных на этой интерферограмме.

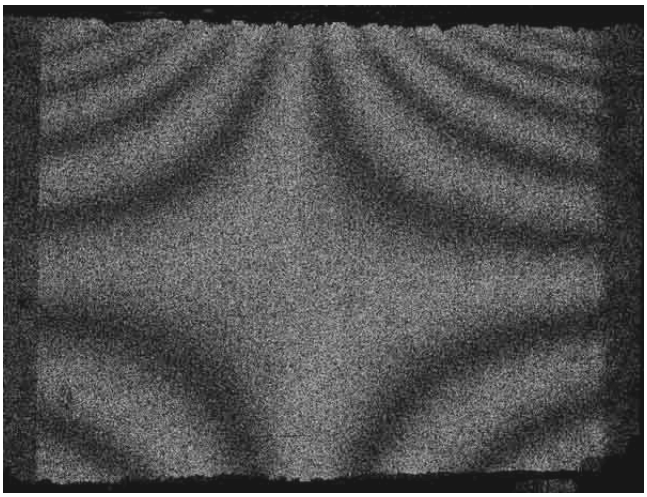


Рис. 52

Центральная интерференционная полоса в форме креста представляет собой геометрическое место точек, для которых смещение Δx равно нулю (при изгибе бруса осевая линия не меняет своей длины, а центральное вертикальное сечение вследствие симметрии поля перемещений остается неподвижным). Часть бруса выше осевой линии расширена в горизонтальном направлении (вдоль оси x), а ниже осевой линии – сжата. По интерферограмме мы можем измерить величину деформации расширения или сжатия вдоль любого горизонтального отрезка. Для этого необходимо подсчитать число m периодов интерференционных полос, укладывающихся на этом отрезке. Если на отрезке укладывается не целое число периодов, то надо учитывать и дробные части периодов, входящих в отрезок. Выше указывалось, что цена одной интерференционной полосы равна $\lambda/2\sin\alpha$, что при реализованном в нашей схеме значении угла освещения $\alpha = 45^0$ составляет 0,375 мкм. Умножив цену полосы на m, мы получим величину удлинения (укорочения) отрезка. Поделив ее затем на длину L отрезка, получим относительное удлинение ε, то есть деформацию. Таким образом,

$$\varepsilon = m\,\lambda/2L\sin\alpha$$

Определив величину ε для ряда отрезков, расположенных на разной высоте, мы можем построить график распределения деформации ε по высоте бруса. Для условий нашего опыта этот график будет иметь линейный вид.

Исследование перемещений, нормальных к поверхности объекта

При деформировании тонких пластин и оболочек напряжения растяжения и сжатия часто сопряжены с их прогибом. Для определения этого прогиба необходимо визуализировать поле перемещений, происходящих по нормали к поверхности. Рассмотрим методику такой визуализации на основе корреляционной спекл-интерферометрии.

Выше указывалось, что вклад в образование интерферограммы вносят перемещения объекта вдоль вектора чувствительности. В условиях, когда освещение и наблюдение объекта ведется по направлениям, близким к нормали к его поверхности, вектор чувствительности также оказывается перпендикулярным к поверхности объекта. Эти условия достаточно просто реализуемы. Соответствующая оптическая схема регистрации спекл-интерферограмм представлена на рис. 53

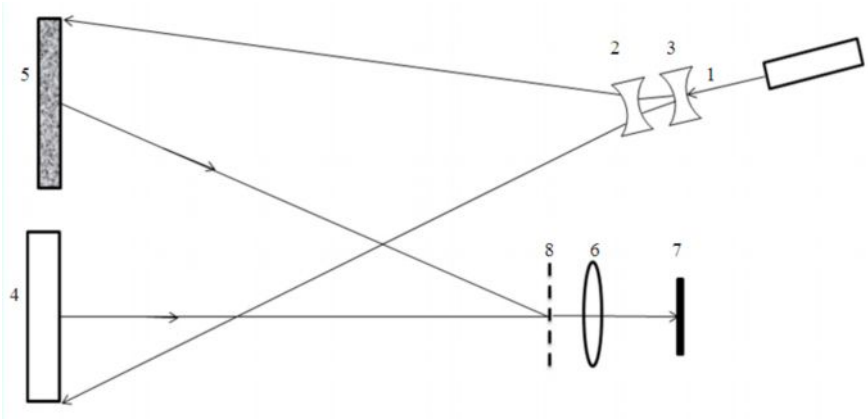


Рис. 53

Пучок лазерного излучения 1 расширяют системой из двух линз 2 и 3. Одна из них – цилиндрическая предназначена для дополнительного расширения пучка в горизонтальном направлении. Расширенный пучок освещает исследуемый объект 4 вместе с установленным рядом с ним диффузным рассеивателем 5. С помощью фотообъектива 6 формируют изображение объекта в плоскости ПЗС-матрицы 7. Отверстие диафрагмы объектива (не показано на рис.) делают как и в предыдущей схеме малым, например, 1:16, чтобы размер элементов спекл-структуры изображения в плоскости приемной матрицы превосходил бы шаг пикселей. В качестве опорного волнового поля используют

излучение, отраженное от диффузного рассеивателя 5. Для введения его в объектив 6 и наложения на объектное поле используют дифракционную решетку 8 с углом дифракции в первом порядке, равным среднему угловому расстоянию между объектом 4 и рассеивателем 5. Дифракционную эффективность решетки подбирают так, чтобы обеспечить равенство интенсивностей нулевого и первого порядков дифракции. Этим требования удовлетворяют только фазовые решетки, полученные, например, голографическим способом. В качестве диффузного рассеивателя используют светлую диффузно-отражающую пластину, размером не менее размера самого объекта. При этих условиях в плоскости приемной матрицы на изображение объекта, сформированное в нулевом порядке дифракции, накладывается изображение диффузного рассеивателя, сформированное в первом порядке дифракции.

В результате интерференции этих двух полей возникает новая спекл-структура, конкретная реализация которой определяется разностью фаз $\Delta\varphi$ интерферирующих полей. Изменение разности фаз $\Delta\varphi$ на величину $(2m+1)\pi$, где m – целое число, приводит к полной декорреляции указанной интерференционной спекл-структуры, в то время как при изменении разности фаз $\Delta\varphi$ на величину $2\pi m$ спекл-структура сохраняется, то есть оказывается коррелированна с первоначальной. Это свойство используется для получения спекл-интерферограммы, отображающей поле перемещений поверхности объекта.

С этой целью, как и в предыдущей схеме, производят двукратную регистрацию спекл-структуры – до и после деформирования объекта. Оба изображения вводят в компьютер и производят поэлементное вычитание их интенсивностей. На разностном изображении черные полосы будут являться геометрическим местом точек, в которых изменение фазы объектного волнового поля вследствие его деформации кратно 2π. Если направления освещения и наблюдения объекта близки к нормали к его поверхности, то указанное изменение фазы будет происходить при перемещении поверхности на величину $\lambda/2$ вдоль нормали. Эта величина и представляет собой цену полосы на полученной спекл-интерферограмме.

В качестве объекта исследования используется пластина, закрепленая по контуру шестью винтами (рис.54). Пластина нагружалась изгибающим моментом, приложенным через рычаг к центру пластины.

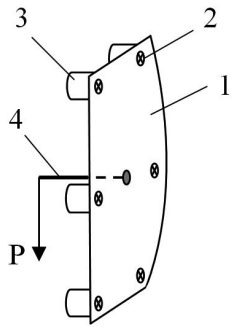


Рис.54. Схема нагружения объекта, 1 – пластина; 2 – винты крепления; 3 – опоры; 4 – рычаг; P – нагрузка.

В качестве источника когерентного излучения использовался полупроводниковый лазер с длиной волны 0,53 мкм, мощностью 20 мВт. Дифракционная решетка 8 представляла собой фазовую голографическую решетку с пространственной частотой 350 мм$^{-1}$. Цифровая фотокамера зеркального типа имела матрицу форматом 3000x2000 пикселей с шагом 7 мкм. Для четкого разрешения спел-структуры необходимо, чтобы средний размер элементов спекл-структуры превосходил шаг пикселей. Это условие обеспечивалось при относительном отверстии объектива 1:16.

Интерферограмма, отображающая прогиб этой пластины под действием приложенной нагрузки, показаны на рис. 55 . Центры колец соответствуют точкам максимального прогиба. Его величин вычисляется как произведение порядка интерференции m на цену полосы, равную $\lambda/2$. Порядок интерференции в экстремуме представляет собой число интерференционных полос, укладывающихся между неподвижной частью пластины, расположенной около двух средних винтов, и центром колец. Так, для верхнего экстремума (впадина) m = 6,5, а для нижнего (выпуклость) m = 7 . Соответствующие величины прогибов составят 1,72 и 1,85 мкм.

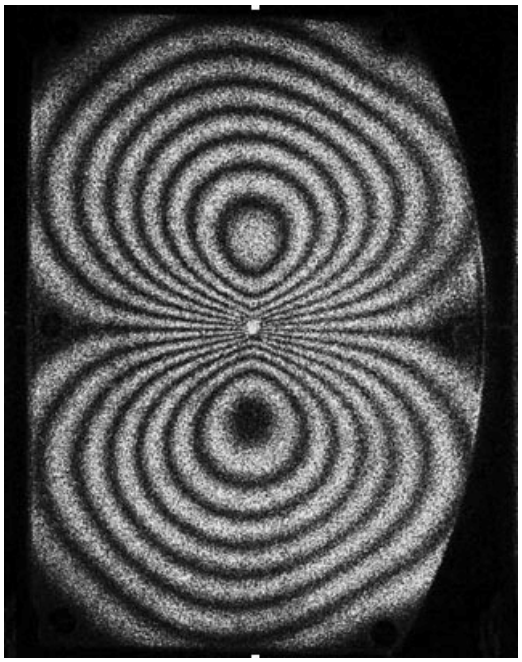


Рис. 55

ЛЕКЦИЯ 15

Тема лекции: «Корреляционная спекл-интерферометрия. Часть 2»

ПЛАН ЛЕКЦИИ

1. Исследование вибраций методом усреднения по времени
2. Спекл –интерферометрия сдвига.
3. Расшифровка спекл-интерферограмм сдвига.

ТЕКСТ ЛЕКЦИИ

Исследование вибраций методом усреднения по времени

Описанный эксперимент иллюстрирует использование спекл-интерферометра для визуализации статических перемещений, возникающих под действием постоянной нагрузки, приложенной между двумя экспозициями. При этом во время экспонирования исследуемый объект был неподвижен. Однако в рамках корреляционной спекл-интерферометрии можно исследовать и поле перемещений движущейся, например, вибрирующей поверхности. Для этой цели также как и в голографической

интерферометрии используют метод усреднения во времени. Метод заключается в следующем.

По схеме рис. 53 производят регистрацию неподвижного объекта. Затем объект приводят в состояние вибрирования с постоянной во времени амплитудой и производят регистрацию вибрирующего объекта. В результате на первом кадре оказывается зафиксированной обычная картина интерференции двух спекл полей – опорного и объектного. Второй кадр также содержит картину интерференции этих полей, но она представляет собой результат усреднения по времени интерференционной картины, меняющейся вследствие движения объекта в ходе вибраций.

Изменение интерференционной картины в ходе вибраций носит периодический характер. В простейшем случае гармонических колебаний разность фаз $\Delta\varphi$ опорного и объектного полей меняется во времени по закону косинуса

$$\Delta\varphi(t) = \Delta\varphi(0) + (4\pi a/\lambda)\cos\omega t, \qquad (18)$$

где $\Delta\varphi(0)$ – разность фаз в отсутствие колебаний объекта, a – амплитуда, ω – частота колебаний. В соответствии с этим и результирующая интенсивность I в любой точке картины будет меняться во времени по закону

$$I(t) = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1}\sqrt{I_2}\cos[\Delta\varphi(t)], \qquad (19)$$

где I_1 и I_2 - интенсивности опорного и объектного волновых полей. С учетом (18) формула (19) примет вид

$$I(t) = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1}\sqrt{I_2}\cos\left[\frac{4\pi a}{\lambda}\cos\omega t\right].$$

Здесь для простоты положили $\Delta\varphi(0) = 0$.

В ходе экспонирования произойдет усреднение по времени последнего (интерференционного) слагаемого. Его среднее значение $I_{ср}$ находится интегрированием этого слагаемого по периоду колебания $T = 2\pi/\omega$. Интегрирование дает для $I_{ср}$ значение

$$I_{ср} = cJ_0^2(4\pi a/\lambda),$$

где J_0 – функция Бесселя нулевого порядка, $4\pi a/\lambda$ – аргумент этой функции Бесселя, c – некоторая константа. График первых нескольких осцилляций функции J_0^2 показан на рис. 56.

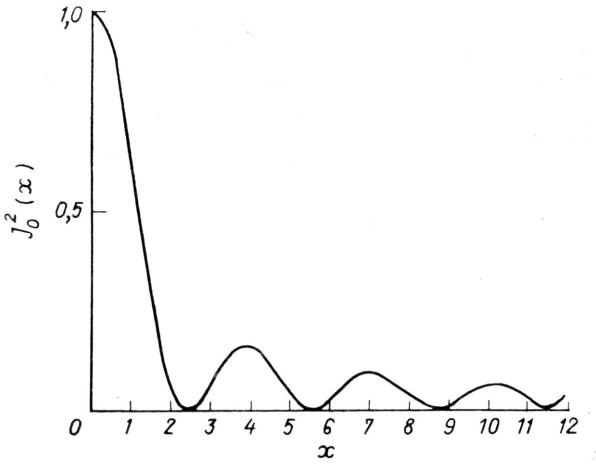


Рис. 56

Таким образом, усредненное значение интерференционного слагаемого $I_{ср}$ находится в квазипериодической зависимости от амплитуды а вибраций. Соответственно и результирующая интенсивность I(t) также будет иметь квазипериодические осцилляции по мере изменения амплитуды а вибраций.

$$I(t) = I_1 + I_2 + cJ_0^2(4\pi a/\lambda),$$

В тех участках поверхности объекта, в которых амплитуда колебания равна нулю (на узловых линиях), величина I(t) на первом и втором кадрах будет одной и той же. Спекл структуры обоих кадров на этих участках будут полностью коррелированны. В результате поэлементного вычитания интенсивностей этих кадров на указанных участках разность интенсивностей будет равна нулю. Частичная корреляция спекл структур первого и второго кадров будет также иметь место в тех участках поверхности объекта, где функция Бесселя J_0^2 имеет локальные максимумы. Здесь будет наблюдаться отличное от нуля значение разности интенсивностей двух кадров, но оно, тем не менее, будет меньшим, чем в иных участках, где J_0^2 не достигает своего максимума. В результате на разностном изображении темные полосы будут являться геометрическим местом точек равных амплитуд вибраций, причем амплитуда вибраций а такова, что функция Бесселя $J_0^2(4\pi a/\lambda)$ имеет локальный максимум. Например, первый максимум $J_0^2(4\pi a/\lambda)$ соответствует амплитуде а = 0,165 мкм при λ = 0,53 мкм.

Из рис. 56 видно, что максимумы J_0^2 последовательно убывают по величине. Соответственно этому убывает по величине и степень корреляции спекл структур на первом и втором кадрах, что проявляется в быстром падении контраста полос по мере увеличения номера максимума. В итоге на интерферограмме удается различить лишь

первые несколько полос. Примеры таких интерферограмм приведены на рис. 57, где показаны спекл-интерферограммы колебаний круглой мембраны, опертой в четырех точках при ассиметричном возбуждении колебаний на различных частотах.

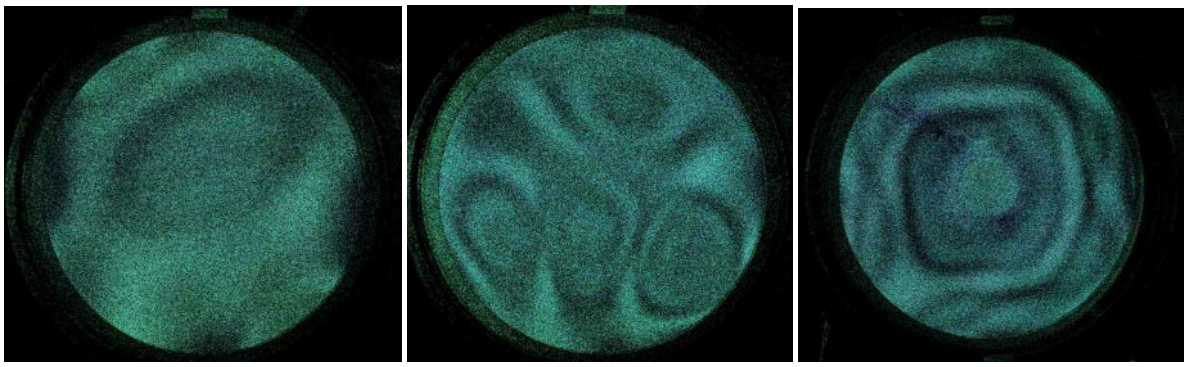


Рис. 57

Спекл-интерферометрия сдвига

В части I настоящего курса упоминались интерферометры сдвига, в которых отсутствует опорная ветвь (раздел 5.2). Интерференционная картина возникает в результате деления по амплитуде предметного пучка на два идентичных и последующего наложения их друг на друга с небольшим поперечным сдвигом. Тогда на выходе интерферометра в каждой точке картины будут интерферировать два луча, прошедшие через разные точки или разные сечения объекта. Такую интерференционную картину называют интерферограммой сдвига.

Интерферометры сдвига выгодно отличаются от обычных двулучевых интерферометров простотой конструкции и существенно меньшей чувствительностью к мешающему действию случайных вибраций. Однако в классическом и голографическом вариантах область применения интерферометрии сдвига была ограничена фазовыми объектами, то есть либо зеркально отражающими, либо прозрачными, пропускающими излучение без диффузного рассеяния. Это ограничение обусловлено тем, что волновое поле, полученное в результате рассеивания на диффузной поверхности, характеризуется случайным распределением амплитуды и фазы (спекл-структурой). Если величина поперечного сдвига в интерферометре превышает характерный размер элементов спекл-структуры, то накладываемые волновые поля оказываются пространственно не коррелированными и не дают регулярной интерференционной картины. Спекл-интерферометрия позволяет снять это ограничение и распространить интерферометрию сдвига на диффузно рассеивающие объекты.

Это достигается тем, что регулярную интерференционную картину, как и во всех описанных выше методах корреляционной спекл-интерферометрии, получают в виде разности распределений интенсивностей двух спекл-полей, отображающих два различных состояния объекта.

На рис. 58 приведена оптическая схема регистрации спекл-интерферограмм сдвига.

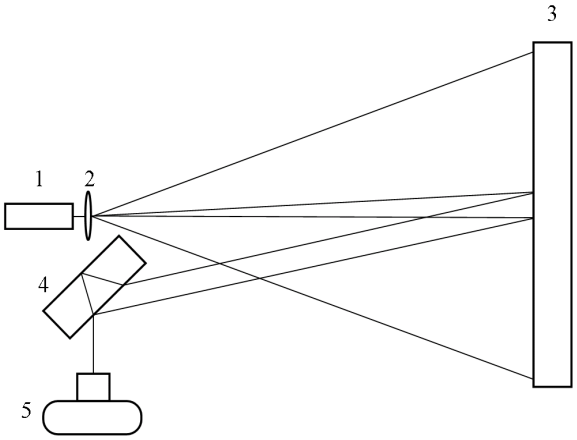


Рис. 58

Излучение лазера 1 расширяют линзой 2 и направляют расширенный пучок на исследуемый объект 3 Излучение, рассеянное диффузной поверхностью объекта, отражается от двух граней плоскопараллельной стеклянной пластины 4, расположенной под углом к направлению падения излучения. Отраженное от обеих граней излучение направляют в объектив цифрового фотоаппарата 5. В результате фотоаппарат "видит" два отражения объекта в пластине, смещенные относительно друг друга на некоторую величину, зависящую от толщины пластины и угла падения лучей. Объектив фотоаппарата фокусируют на поверхность объекта. При этом на приемной матрице аппарата оказывается сдвоенное изображение объекта, и каждый пиксель воспринимает лучи, пришедшие от двух различных точек объекта, отстоящих друг от друга на определенное расстояние поперечного сдвига.

На рис. 59 показан пример такого сдвоенного изображения.

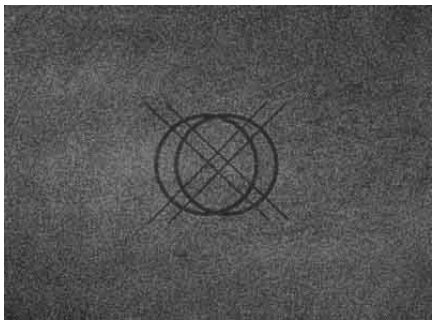


Рис. 59

Каждое из двух наложенных изображений объекта образовано диффузно рассеянным полем, поэтому в обоих изображениях содержится спекл-структура. Эти два поля интерферируют в плоскости приемной матрицы. В соответствии с описанным выше, распределение интенсивности в результирующей интерференционной картине зависит от разности фаз интерферирующих полей. При деформировании объекта эта разность фаз может изменяться, вследствие изменения оптической длины путей двух интерферирующих волн. Эта ситуация пояснена на примере, изображенном на рис. 60, где показаны две точки объекта А и В, изображения которых совмещаются в соответствующей точке С приемной матрицы фотоаппарата. Будем называть эти точки объекта сопряженными.

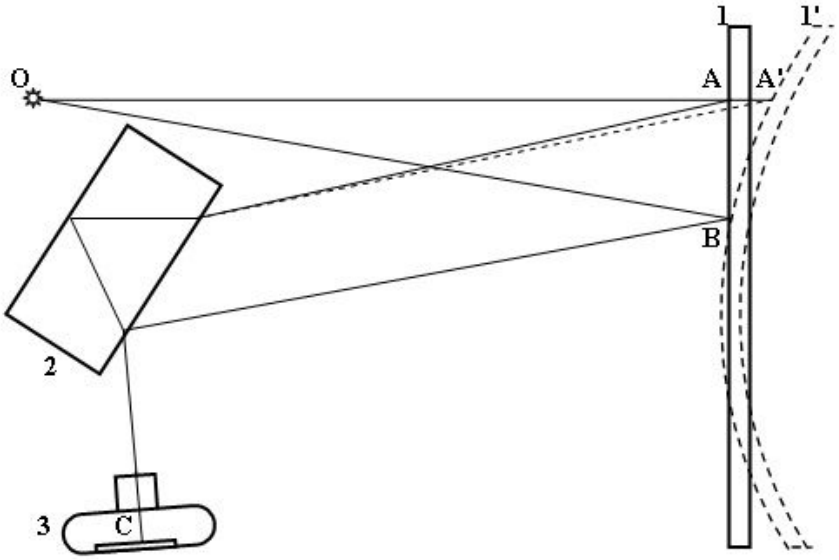


Рис. 60

Пусть объект 1 после деформации занял положение 1'. Тогда разность хода двух интерферирующих лучей, попадающих в точку С, изменится приблизительно на удвоенную величину отрезка АА' (мы для простоты предполагаем, что положение точки В

при деформации не изменилось). Если величина 2AA' кратна целому числу длин волн, то результирующая интенсивность в точке C до деформации объекта и после нее будет одной и той же. При любой другой величине деформации результирующая интенсивность на приемной матрице изменится.

Каждому пикселю приемной матрицы соответствует своя пара сопряженных точек объекта. При деформации объекта произойдет изменение разности хода во всех сопряженных парах лучей. Мы можем визуализировать эти изменения, если поэлементно вычтем два распределения интенсивности, зарегистрированные фотоаппаратом: результирующую интенсивность на приемной матрице до деформации объекта и после деформации. После вычитания нулевая интенсивность окажется в тех участках изображения, для которых сопряженные пары лучей изменили разность хода на целое число длин волн. Во всех прочих участках изображения разность интенсивностей среднестатистически будет отлична от нуля. Таким образом, в полученной картине черные полосы будут линиями равных изменений разности хода сопряженных лучей. Причем, при переходе к каждой следующей интерференционной полосе разность хода возрастает на одну длину волны. Пример картины, полученной по описанной методике, приведен на рис. 61.

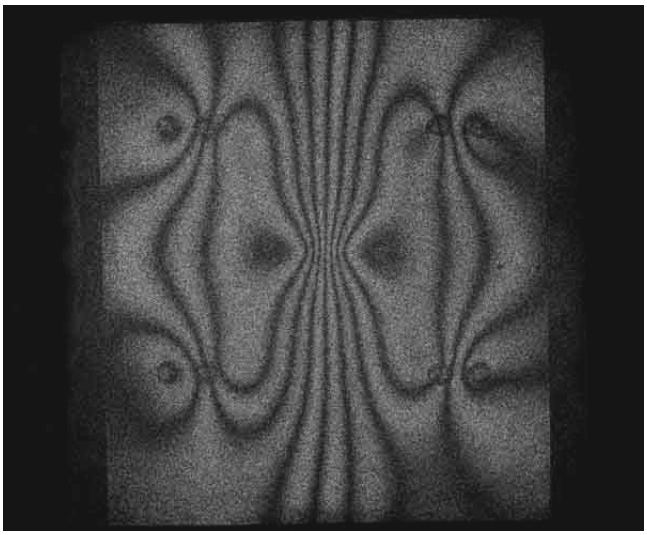


Рис. 61

Объектом служила тонкая стальная пластина, закрепленная винтами в четырех точках. Для деформирования пластины использовали магнит, вызывающий ее прогиб.

Если направления освещающего и рассеянного излучения близки к направлению нормали к поверхности объекта, как изображено на рис.4, то изменение разности хода сопряженных лучей происходит при повороте поверхности объекта вокруг оси,

перпендикулярной плоскости рисунка. В ходе деформировании объекта различные участки его поверхности повернутся на различные углы. Полученные по описанной выше методике картины полос отобразят распределение этих локальных углов поворота.

По полученным интерферограммам можно построить график распределения локальных углов поворота в любом выбранном сечении. Для этого интерферограмму нужно отобразить на экране компьютера в любом графическом редакторе. На интерферограмме проводят линию выбранного сечения. С помощью курсора вдоль этой линии отмечают координаты ее пересечений с черными интерференционными полосами. С учетом масштаба изображения эти координаты приводят к реальным координатам на поверхности объекта. Находят интерференционную полосу нулевого порядка, соответствующую нулевому углу поворота (это можно сделать, анализируя общий характер деформирования объекта). Присваивают всем полосам порядковые номера m, отсчитывая их от полосы нулевого порядка, причем полосам, лежащим справа от нулевой полосы, присваивают положительные номера, а лежащим слева – отрицательные. Локальные углы поворота α во всех точках пересечения полос с выбранным сечением рассчитывают по формуле

$$\alpha = m\frac{\lambda}{2d} \ , \qquad (20)$$

где, d – величина сдвига между сопряженными точками на объекте. В формуле (20) величина $\frac{\lambda}{2d}$ представляет собой локальный угол поворота, соответствующий одной интерференционной полосе. Это значение можно получить, положив величину 2AA' = λ и AB = d (см. рис. 60). Вычисленные значения α откладывают в удобном масштабе напротив точек пересечения соответствующих полос с выбранным сечением. Соединяют отложенные точки гладкой кривой.

Несомненным достоинством интерферометров такого типа, помимо обширной области применения, является простота и надежность.

ЛЕКЦИЯ 16

Тема лекции: «Цифровая голографическая микроскопия»
»

ПЛАН ЛЕКЦИИ

1. Краткая теория
2. Цифровая голография.
3. Цифровая голография микрообъектов.
4. Оптическая схема голографического микроскопа.
5. Получение амплитудных и фазовых изображений микрообъектов.

ТЕКСТ ЛЕКЦИИ

Краткая теория

Цифровая голографическая микроскопия – новый метод получения изображений микрообъектов без использования увеличивающих оптических систем. В основу метода положена цифровая голографическая запись волны, рассеянной микрообъектом, и последующее компьютерное восстановление этой волны в ее обратном ходе от плоскости голографической регистрации к объекту. Такое математическое моделирование процесса обратного хода волны позволяет рассчитать распределение амплитуды и фазы поля в любой плоскости, и в частности, в плоскости, пересекающей микрообъект. В этом случае мы получаем изображение микрообъекта, причем в нем содержится информация не только о распределении интенсивности волны по объекту, отображающая его прозрачность, но и весьма существенная с физической точки зрения информация о распределении фазы волнового поля по объекту, отображающая его оптическую плотность. Прежде чем описать метод, напомним необходимые сведения о голографической записи волнового поля.

Голография – метод полной записи волнового поля, при котором регистрируется не только распределение интенсивности волны (как при фотографировании), но и распределение ее фазы. Для регистрации фазы используется явление интерференции. На регистрируемое волновое поле рассеянного предметом 1 (рис.1), накладывают

дополнительную так называемую опорную волну, отраженную от зеркала 2. В результате интерференции двух волн возникает интерферецонная картина, в которой отображается как интенсивность, так и разность фаз предметной и опорной волн. Эту интерференционную картину записывают на светочувствительную среду 3.

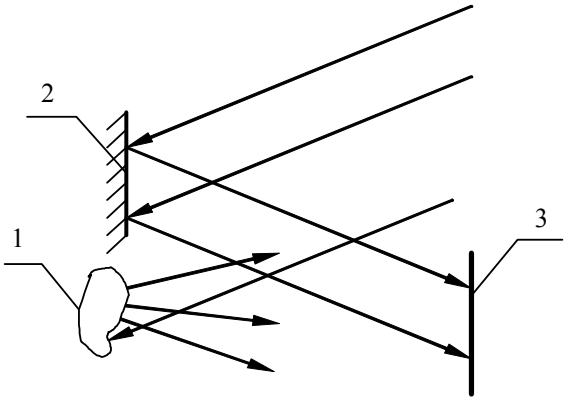


Рис. 1

Записанную таким образом информацию называют голограммой волнового поля. Результирующая интенсивность *I(x,y)* двух волн, интерферирующих в плоскости голограммы, пропорциональна квадрату суммы их комплексных амплитуд.

$$I(x,y)=\left|a(x,y)e^{i\varphi(x,y)}+a_0e^{i\omega_0x}\right|^2=a^2(x,y)+a^2+a_0a(x,y)e^{i\varphi(x,y)}e^{-i\omega_0x}+$$
$$+a_0a(x,y)e^{-i\varphi(x,y)}e^{i\omega_0x}. \qquad (1)$$

Здесь $a(x,y)e^{i\varphi(x,y)}$ - комплексная амплитуда предметного волнового поля, $a_0e^{i\omega_0x}$ - комплексная амплитуда опорного волнового поля (оно представлено здесь в виде плоской волны). В классическом варианте голографии для восстановления предметного волнового поля через голограмму пропускают опорную волну $a_0e^{i\omega_0x}$. Если прозрачность голограммы пропорциональна *I(x,y)*, то после прохождения голограммы распределение комплексной амплитуды этой волны будет равно произведению *I(x,y)* $a_0e^{i\omega_0x}$, то есть

$$I(x,y)a_0e^{i\omega_0x}=\left[a^2(x,y)+a_0^2\right]a_0e^{i\omega_0x}+a_0^2a(x,y)e^{i\varphi(x,y)}+a_0^2a(x,y)e^{-i\varphi(x,y)}\cdot e^{2i\omega_0x}. \qquad (2)$$

Одно из трех слагаемых этой суммы (второе) с точностью до постоянного множителя a_0^2 совпадает с предметной волной. Оно описывает восстановленную голограммой предметную волну. При правильном выборе пространственной частоты ω_0, зависящей от угла между направлениями распространения опорной и предметной волн, все три волны, описываемые вышеприведенными тремя слагаемыми, разделятся в пространстве за голограммой, так как будут распространяться под углом друг к другу.

Цифровая голография

Цифровая регистрация голограммы на матричный фотоприемник и введение поля интенсивности *I(x,y)* в компьютер открывает весьма интересные возможности получения исчерпывающей информации о предметном волновом поле, без физического восстановления самой предметной волны. Действительно, третье слагаемое в *I(x,y)* с точностью до постоянного множителя a_0 представляет собой поле предметной волны. Ее физическое восстановление может быть заменено компьютерным моделированием процесса обратного хода волны этой от голограммы к предмету. Для этого, в общем случае, можно воспользоваться интегралом Кирхгофа [Сивухин Д.В. Общий курс физики, т.4 Оптика, с. 288.], позволяющим вычислить волновое поле в любой произвольной плоскости, если известно поле в некой исходной плоскости (в нашем случае – в плоскости голограммы) В основе таких расчетов, фактически, лежит принцип Гюйгенса – Френеля.

Расчеты существенно упрощаются для так называемых Фурье-голограмм, представляющих собой запись волнового поля в дальней зоне (зоне Фраунгофера). Для прозрачных предметов принципиальная схема записи Фурье-голограмм изображена на рис. 2.

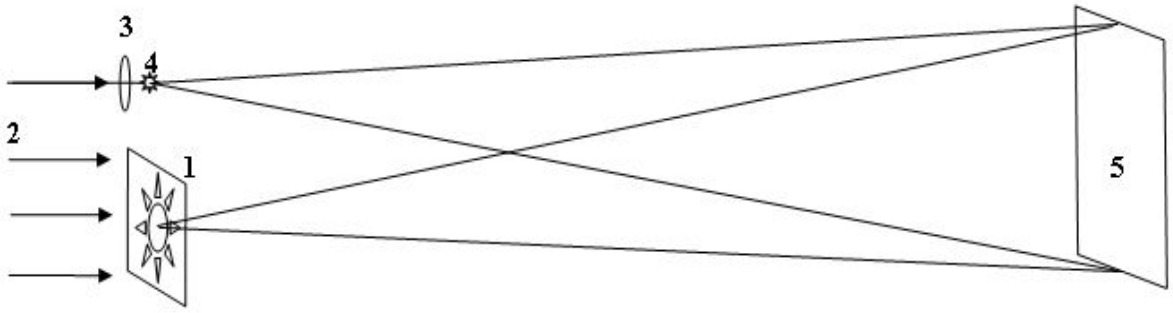


Рис. 2

Предмет 1 просвечивают плоской волной 2. В плоскости предмета поблизости от него размещают точечный источник сферической опорной волны 4, сформированный

излучением, собранным в фокусе линзы 3. Рассеянное предметом излучение и опорную волну накладывают друг на друга в плоскости голограммы 5, где располагают фоточувствительную приемную матрицу. Расстояние d от матрицы до плоскости предмета выбирают так, чтобы оно существенно превосходило размеры предмета и расстояние между предметом и источником опорной волны 4. В этих условиях матрица будет находиться по отношению к предмету в дальней зоне, а поле предметной волны в плоскости матрицы будет представлять собой картину дифракции Фраунгофера на предмете. Иными словами можно сказать, что излучение, исходящее из каждой точки предмета, создаст в плоскости матрицы почти плоскую волну, причем угол падения этой плоской волны на матрицу будет линейно зависеть от координаты соответствующей излучающей точки предмета. Таким образом, можно сказать, что совокупность всех точек предмета создает в плоскости матрицы угловой спектр плоских волн. Каждой такой волне, как было показано в лабораторной работе ″Оптическая фильтрация. Опыт Аббе″ соответствует в плоскости матрицы циклическое изменение фазы с пространственной частотой, пропорциональной углу падения. В результате совокупность точек в плоскости предмета переходит в совокупность пространственных частот в плоскости матрицы. Это означает, что распределение комплексной амплитуды предметного волнового поля на матрице связано Фурье-преобразованием с распределением комплексной амплитуды по предмету.

Этот факт еще нагляднее выявляется при наложении на предметное волновое поле волны от точечного источника 4, расположенного в одной плоскости с предметом. Волна от любой точки предмета в результате интерференции с этой опорной волной создаст в плоскости матрицы картину прямолинейных интерференционных полос, пространственная частота которой будет пропорциональна расстоянию между источником 4 и рассматриваемой точкой объекта. Такая картина полос наглядно отображает конкретную гармоническую составляющую спектра волнового поля на матрице. Разные точки объекта отобразятся на матрице интерференционными картинами разной частоты. Таким образом, координатам в плоскости объекта ставятся в соответствие пространственные частоты на матрице (голограмме). Это и означает, что волновые поля в плоскости предмета и плоскости голограммы связаны между собой Фурье-преобразованием.

Пусть на приемную матрицу в цифровом виде зафиксировано распределение интенсивности $I(x,y)$. Это распределение, введенное в компьютер, будем называть цифровой голограммой. Смоделируем математически процесс восстановления предметного волнового поля. Предположим, что наша цифровая голограмма – это

пластина с функцией прозрачности $I(x,y)$, где x,y – координаты в плоскости пластины. Направим на нашу голограмму плоскую волну по нормали к ее поверхности. Тогда сразу после прохождения голограммы распределение комплексной амплитуды будет равно $I(x,y)$. Теперь смоделируем процесс распространения этой волны от плоскости голограммы в обратном направлении к плоскости предмета. Он сведется, как отмечено выше, к преобразованию Фурье от распределения комплексной амплитуды $I(x,y)$.

$$F(\omega_x,\omega_y)=\iint_{-\infty}^{\infty} I(x,y)e^{-i(\omega_x x+\omega_y y)}dxdy\,, \qquad (3)$$

где ω_x, ω_y – Фурье координаты в плоскости предмета, связанные с обычными декартовыми координатами x,y в этой плоскости линейными соотношениями:

$$x = \omega_x(d/k); \quad y = \omega_y(d/k),$$

где d – расстояние от плоскости предмета до голограммы. Поскольку функция $I(x,y)$ представляется в соответствии с (1) четырьмя слагаемыми, то и ее Фурье-образ $F(\omega_x,\omega_y)$ также будет содержать четыре соответствующих слагаемых. Два первых будут представлять собой так называемый нулевой порядок дифракции. Это распределение поля вблизи начала координат с максимумом в нуле. Остальные два слагаемых будут описывать поля, соответствующие двум сопряженным восстановленным изображениям предмета (в плюс первом и минус первом порядках дифракции). Эти изображения будут отстоять от начала координат на расстояние $x = \omega_0(d/k) = \alpha d$, где α – средний угол между опорной и предметной волнами при записи Фурье-голограммы, k – волновое число.

Такое математическое восстановление предметной волны повторяет все особенности физического восстановления волнового поля путем освещения голограммы плоской восстанавливающей волной. Однако математический процесс восстановления обладает большей гибкостью по сравнению с физическим и расширяет возможности получения детальной информации о предметном волновом поле. В частности, при физическом восстановлении предметной волны мы вынуждены воспринимать (регистрировать) эту волну фотоприемником, реагирующим на интенсивность (глаз, фотопленка, ПЗС-матрица). При этом информация о фазе предметной волны безвозвратно теряется. В случае математического восстановления волны мы получаем комплексную амплитуду волны $ae^{i\varphi}$, отображающую и ее амплитуду a, и фазу φ. Это открывает возможность отображать раздельно амплитудный и фазовый профиль предметной волны. Амплитудный профиль представляет собой привычное для нас изображение объекта. Фазовый профиль дает нам фазовое изображение объекта. Оно может содержать в себе

информацию о многих важных геометрических и физических параметрах объекта и поэтому является существенно более информативным, чем амплитудное изображение.

Цифровая голография микрообъектов

Пусть в схеме рис. 2 в качестве предмета помещен микрообект. Предметное поле в плоскости регистрирующей матрицы, как отмечалось выше, будет представлять собой картину дифракции Фраунгофера на объекте. Характерный размер этой картины можно оценить на примере простого предмета в виде узкой щели, шириной b. Центральный максимум дифракционной картины в этом случае будет иметь ширину Δx равную

$$\Delta x = 2d\,\lambda/b,$$

где λ – длина волны. Чем меньше размер предмета b, тем больше величина Δx, то есть тем крупнее дифракционная картина. Таким образом, сама природа предлагает нам удобный способ развертывания информации о тонкой структуре микрообъекта. Эта информация оказывается распределенной по картине дифракции излучения на микрообъекте, причем дифрагировавшее на объекте волновое поле обладает вполне удобными для нас макроразмерами, позволяющими регистрировать его на голограмму как есть, без предварительного увеличения.

Итак, для голографической регистрации микрообекта можно воспользоваться схемой рис.2. Если с записанной голограммы мы будем восстанавливать предметную волну физически, то она сформирует изображение микрообъекта в масштабе 1 : 1, то есть без увеличения. Однако если процесс восстановления смоделировать, как описано выше, в компьютере, то восстановленное изображение микрообъекта можно вывести на дисплей с любым удобным увеличением. Таким образом, цифровая голографическая запись микрообъектов дает возможность получить их увеличенные изображения без использования каких-либо увеличивающих оптических систем. Такой метод называют безлинзовой голографической микроскопией.

Естественно, как и в обычном оптическом микроскопе в предлагаемом безлинзовом голографическом микроскопе разрешение мелких деталей микрообъекта будет ограничено дифракционным пределом разрешения, определяемым радиусом диска Эри[1]. Однако отсутствие линз в безлинзовом микроскопе позволяет избежать неизбежно вносимых ими аберраций и улучшить качество изображения.

[1] Диском Эри называют центральный дифракционный максимум в построенном оптической системой изображении точечного источника.

Оптическая схема голографического микроскопа

Оптическая схема записи цифровых голограмм микрообъектов с использованием волоконно-оптических элементов представлена на рис. 3.

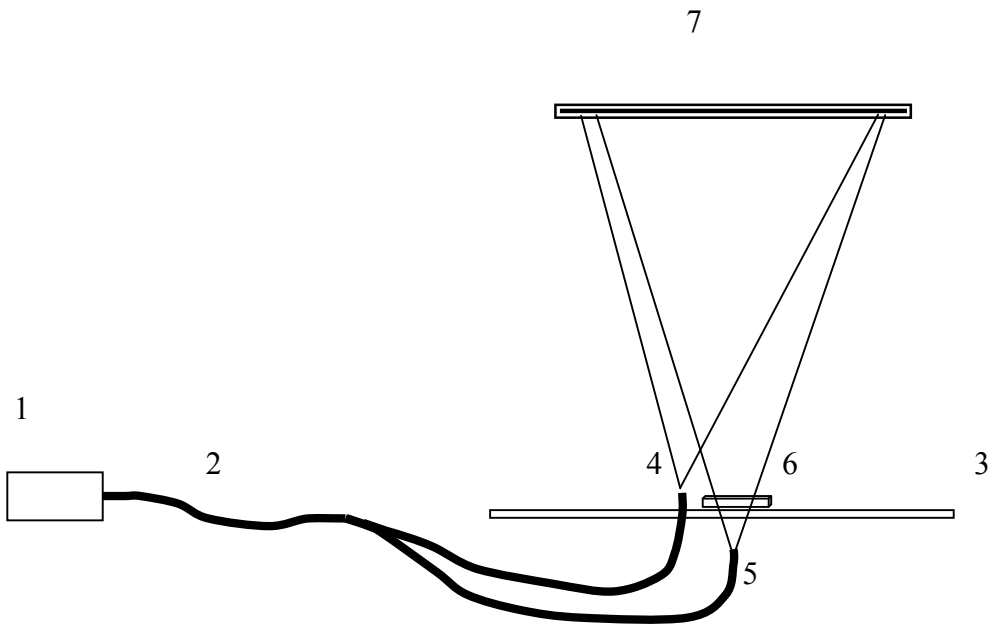


Рис.3

Устройство состоит из источника когерентного излучения 1, оптически сопряженной с ним системы световодов 2,4,5, формирующих две когерентные сферические волны, предметного столика 3 и регистрирующей приемной матрицы 7. Источником излучения служит полупроводниковый лазер мощностью 10 мВт с длиной волны равной 0,65 мкм.

Система формирования двух когерентных сферических волн выполнена из одномодового световода 2 с разветвителем Y-типа. Излучающие торцы световодов располагаются у предметного стекла 3. Торец 4, расположенный выше предметного стекла 3, излучает опорную волну. Излучение, исходящее из другого торца 5, расположенного под предметным стеклом, проходит через объект 6, лежащий на стекле 3, и образует объектную волну. Обе волны попадают на приемную матрицу 7, расположенную над предметным стеклом. Устройство снабжено юстирующими приспособлениями, позволяющими плавно изменять взаимное расположение излучающих торцов световодов.

Благодаря интегральному исполнению, схема не нуждается в тщательной и кропотливой юстировке и оказывается достаточно виброустойчивой, что позволяет использовать ее в условиях лабораторного практикума.

Внешний вид лабораторного варианта безлинзового голографического микроскопа, собранного по схеме рис. 3, представлен на рис.4.

Рис.4

Для записи цифровой голограммы микрообъекта его помещают на предметное стекло над торцом 5 световода. Другой торец 4 световода с помощью юстировочного механизма располагают строго на одном уровне с объектом. Оба световода излучают сферические волны с углом расходимости порядка 0,1 рад. Волна, прошедшая через микрообъект, и опорная волна, излучаемая торцом 4, распространяются вверх и накладываются друг на друга в плоскости приемной матрицы цифровой фотокамеры (с удаленным фотообективом). Матрица содержит 3000x2000 пикселей, расположенных с шагом 7 мкм. Эта приемная матрица регистрирует картину интерференции опорной и предметной волн. Время экспозиции составляет 1/100 с. Отснятый кадр вводят в компьютер. Он и является цифровой голограммой микрообъекта. На рис. 6а показан Увеличенный фрагмент цифровой голограммы тест-объекта, на котором хорошо видна картина интерференции опорной и предметной волн. Эта картина фактически является Фурье-голограммой тест-объекта.

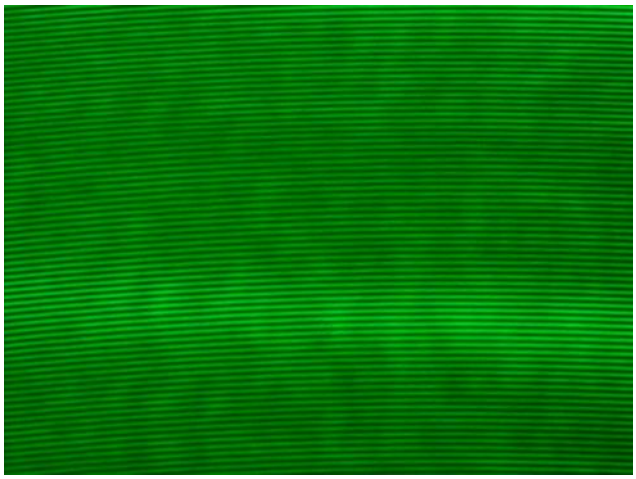


Рис. 6

Для компьютерного восстановления изображения тест-объекта используют двумерное преобразование Фурье от распределения интенсивности по отснятому кадру. На рис. 7 показано распределение интенсивности (квадрата модуля) Фурье-образа отснятого кадра. Отчетливо выделяются три максимума. Центральный, является Фурье-образом первых двух слагаемых в уравнении голограммы (1), а два другие расположенные симметрично по отношению к центру – Фурье-образы третьего и четвертого слагаемых. Они представляют собой восстановленные сопряженные изображения микрообъекта, записанного на голограмму.

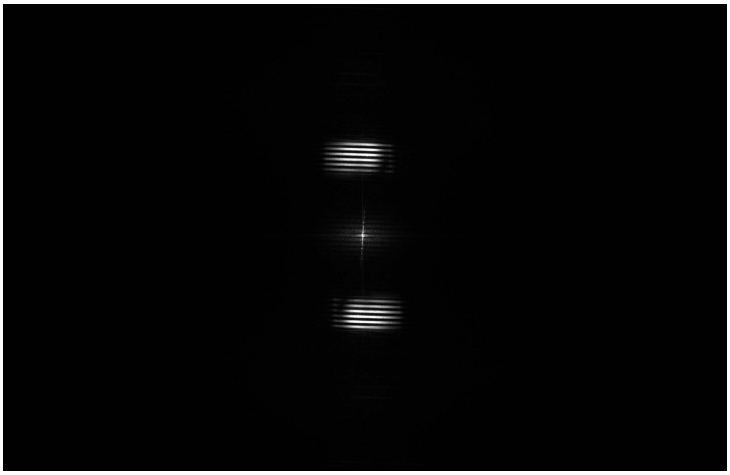


Рис. 7

На рис. 8 в увеличенном масштабе показано одно из этих изображений. Оно воспроизводит распределение интенсивности предметной волны в плоскости тест-объекта (в качестве тест объекта использована решетка с шагом 100 мкм).

Рис. 8

Такое изображение принципиально не отличается от изображения, которое можно увидеть в обычный микроскоп.

По иному выглядит фазовое изображение микрообъекта. Его можно визуализировать следующим образом.

После выполнения двумерного Фурье преобразования отснятой голограммы вычисляют фазу Фурье-образа F для всех точек Фурье-плоскости по формуле

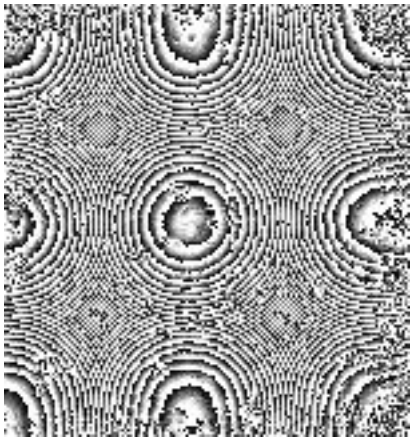
$$\varphi = \frac{\mathrm{Im}(F)}{\mathrm{Re}(F)},$$

где $\mathrm{Im}(F)$ и $\mathrm{Re}(F)$ – соответственно мнимая и действительная части Фурье образа F распределения интенсивности по голограмме. Вычисленные значения фазы лежат в интервале от $-\pi/2$ до $+\pi/2$. Этот интервал разбивают на 256 градаций и каждой из них присваивают соответствующий уровень яркости. В результате получают фазовое изображение в условных тонах. На таком изображении линии равной яркости являются линиями равной фазы.

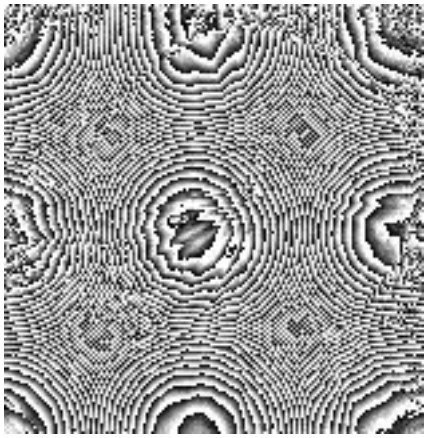
На рис. 9а для примера показано фазовое изображение участка сферической волны (при записи голограммы по схеме рис. 3 объект отсутствовал). Это изображение в центре несколько напоминает интерференционную картину колец Ньютона, но в отличие от интерференционных полос, кольца на фазовом изображении сферической волны имеют в любом сечении пилообразный профиль распределения яркости. Скачки яркости возникают из-за разрыва фазы в точках $\pm\pi/2$.

Если такую сферическую волну пропустить через объект, он промодулирует ее по фазе, то есть в каждой точке добавит дополнительный набег фазы. В итоге прошедшая

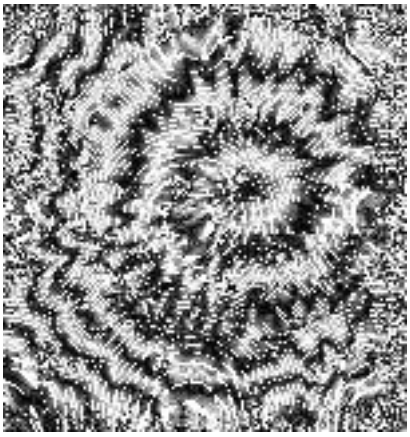
через объект волна в общем случае потеряет свою сферичность, что отобразится на фазовом изображении искривлением колец (рис. 9б). Такую картину анализировать неудобно, так как она одновременно содержит информацию и о кривизне падающего на объект волнового фронта, и о распределении фазы по объекту. Но можно убрать лишнюю информацию (о кривизне волнового фронта) посредством вычитания двух фазовых изображений: одно отображает чистую сферическую волну без объекта, другое ее же, но пропущенную через объект. В итоге будет выделено фазовое изображение объекта как бы освещенного плоской волной по нормали к его поверхности (рис. 9в).



а



б



в

Рис. 9

Фазовые изображения: а) сферической волны;

б) сферической волны, прошедшей через объект

в) одного лишь объекта (разность изображений а) и б))

Методика вычитания фазовых изображений может быть применена и для фиксации изменений состояния объекта. Для этого записывают две цифровые голограммы одного и того же объекта в разных его физических состояниях. Если изменение состояния объекта приводит к изменениям фазового набега прошедшей через него волны, то эти изменения отображаются на разностном фазовом изображении, полученном путем вычитания фазового изображения объекта в исходном состоянии из его же фазового изображения в измененном состоянии. При этом кривизна предметной волны не отобразится на разностном изображении, так как вызванный ей набег фазы одинаков для обоих вычитаемых изображений.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленный курс лекций содержит изложение основополагающих и современных методов оптических измерений и оптической обработки информации, основанных на последних достижениях оптоэлектроники.

Быстрый прогресс методов цифровой регистрации оптических изображений и их компьютерной обработки обеспечивает постоянно возрастающее значение оптоэлектроники в современной науке и технике. Данный курс лекций существенно расширяет кругозор студентов, способствует их умению ориентироваться в этой новой области научных знаний и находить решения возникающих вопросов. Конспект лекций может быть получен студентами в электронном виде.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. С.Г. Каленков, А.Е. Штанько. Цифровая корреляционная спекл-интерферометрия. // Фотоника, №4, 2010, с.58-60.

1. Кольер Р., Беркхарт К., Лин Л. Оптическая голография. М.:Мир, 1973, 686 с.

2. Л.М. Сороко. Основы голографии и когерентной оптики. М.: Наука, 1971, 616 с.

3. Д. Гудмен. Введение в Фурье-оптику. М.: Мир, 1970, 364 с.

4. Ю.И. Островский, М.М. Бутусов, Г.В. Островская. Голографическая интерферометрия. М,: Наука, 1977, 339 с.

5. Р. Джоунс, К. Уайкс. Голографическая спекл-интерферометрия. М.: Мир, 1986, 327 с.

6. С.Н. Корешев. Основы голографии и голограммной оптики. СПб: СПбГУ ИТМО, 2009, 97с.