

ПОЛУЧЕНИЕ ИНТЕРФЕРОГРАММ РАДИАЛЬНОГО СДВИГА МЕТОДОМ ГОЛОГРАФИИ

А. В. Лукин, К. С. Мустафин и Р. А. Рафиков

Предложен новый метод получения интерферограмм радиального сдвига с помощью голограмм. Показана возможность его применения для контроля асферических поверхностей с использованием искусственных голограмм. Представлены экспериментальные данные.

Известно применение метода голографии для получения интерферограмм поперечного и продольного сдвига (см., например, [1]).

В данной работе излагается метод получения интерферограмм радиального сдвига, который может найти применение при решении ряда практических задач. Некритичность сдвиговых интерферограмм к внешним воздействиям (вибрация, тепловые и воздушные потоки и др.) позволяет применить данный метод в производственных условиях.

Особый интерес представляет реализация метода радиального сдвига для контроля оптических (в том числе и асферических) поверхностей с использованием искусственных компенсационных голограмм [2].

1. Рассмотрим принцип действия голографического интерферометра радиального сдвига на примере контроля вогнутой оптической поверхности 2 с помощью искусственной голограммы 1 (рис. 1).

Обозначим комплексную амплитуду волны от точечного источника S в плоскости голограммы через $e^{i\varphi_0}$, а амплитуду волны, отраженную от оптической поверхности 2, при освещении ее тем же точечным источником

Рис. 1. Схема получения интерферограмм радиального сдвига.

Стрелками показан ход лучей волн E_{01} (SEADS) и E_{10} (SDAES).

$S - e^{-i\varphi_0}$. Рассчитаем и изготовим искусственную голограмму как результат интерференции двух волн $e^{-i\varphi_0}$ и $e^{-i\varphi_0}$. Тогда амплитудное пропускание такой голограммы при линейной записи будет

$$T_a = T_0 + ae^{i(\varphi_0 - \varphi_a)} + ae^{-i(\varphi_0 - \varphi_a)}, \quad (1)$$

где a — величина, характеризующая дифракционную эффективность голограмм, T_0 — константа.

Пусть точечный источник S , голограмма 1, изготовленная в соответствии с (1), и контролируемая поверхность 2 расположены, как показано на рис. 1. Тогда при освещении голограммы 1 точечным источником S справа за голограммой возникают три волны, из которых в дальнейшем будут представлять интерес следующие две: $E_0 = T_0 e^{i\varphi_0}$, $E_1 = ae^{i\varphi_0}$, соответствующие нулевому и первому порядкам дифракции. Отразившись от поверхности 2, эти волны снова направляются на голограмму, причем волна E_0 трансформируется в волну $E'_0 = kT_0 e^{-i\varphi_0}$, а волна E_1 — в волну $E'_1 = ka e^{-i\varphi_0}$, где k — амплитудный коэффициент отражения поверхности 2.

В результате дифракции на голограмме, слева от нее образуется 6 новых волн, но только две из них являются сферическими и сходятся в точке S , а именно волна $E_{10} = T_0 E_1' = T_0 k a e^{-i\varphi_c}$ (нулевой порядок дифракции волны E_1') и волна $E_{01} = E_0' a e^{i(\varphi_a - \varphi_c)} = T_0 a k e^{-i\varphi_c}$ (первый порядок дифракции волны E_0'). Остальные волны отфильтровываются.

В результате наложения волн E_{01} и E_{10} образуется картина интерференции радиального сдвига с контрастом ≈ 1 , поскольку модули амплитуд этих волн одинаковы.

В случае точного соответствия контролируемой поверхности 2 заданной форме эта картина представляет собой поле равномерной освещенности.

Рассмотрим распределение интенсивности I слева от голограммы, когда поверхность 2 имеет отклонение от заданной формы. В этом случае

$$E_{10} = T_0 k a e^{-i(\varphi_c + \delta_{10})}, \quad (2)$$

$$E_{01} = T_0 k a e^{-i(\varphi_c + \delta_{01})}, \quad (3)$$

где δ_{10} и δ_{01} — фазовые искажения, обусловленные отклонением поверхности 2 от заданной формы и зависящие от параметров установки. Тогда

$$I = |E_{01} + E_{10}|^2 = 4T_0 k a \cos^2\left(\frac{\delta_{01} - \delta_{10}}{2}\right). \quad (4)$$

Уравнение (4) связывает отклонение контролируемой поверхности от заданной формы с видом сдвиговой интерференционной картины. При этом радиальный сдвиг волновых фронтов E_{01} и E_{10} можно характеризовать (рис. 1) либо величиной радиального сдвига $\Delta = FE - FD$, либо величиной относительного радиального сдвига $m = FE/FD$. Отметим, что величина Δ , определяющая чувствительность интерферометра радиального сдвига, как правило, возрастает при удалении от центра поля к краю.

2. Количественные соотношения, характеризующие сдвиговые интерферограммы, могут быть получены из (2) и (3). Рассмотрим частный случай, когда 2 — сферическое зеркало с небольшим относительным отверстием.

Пусть центр кривизны зеркала совпадает с точкой C , а голограмма 1 изготовлена так, что при освещении ее точечным источником S формируется сферическая волна с центром в S' , которая после отражения от зеркала 2 снова сходится в точке S . Введем обозначения $SF = R_1$, $S'F = R_2$, $FO = r$, $CO = R_c$, $SC = \sigma$, $AB = y$. Тогда (рис. 1)

$$FE = \frac{y}{1 + \frac{r}{R_1}}; \quad FD = \frac{y}{1 + \frac{r}{R_2}}; \quad \sigma = \frac{R_1 - R_2}{2}; \quad \Delta = FE - FD = \frac{2yr\sigma}{R_c^2 - \sigma^2}. \quad (5)$$

Формула (5) показывает, что величина радиального сдвига пропорциональна y . Аналогично величина относительного радиального сдвига определяется

$$m = \frac{1 + \frac{r}{R_2}}{1 + \frac{r}{R_1}} = \frac{1 + \frac{r}{R_c - \sigma - r}}{1 + \frac{r}{R_c + \sigma - r}}. \quad (6)$$

Из (6) следует, что относительный радиальный сдвиг не зависит от апертуры сферического зеркала 2. Рассмотрим далее влияние поперечного смещения сферического зеркала 2 и изменения его радиуса кривизны на вид интерференционной картины (4).

Напишем формулы голограммной линзы и сферического зеркала

$$\frac{1}{R_1} = \frac{1}{R_2} - \frac{1}{R_r}, \quad (7)$$

$$\frac{1}{R_1 + r} + \frac{1}{R_2 + r} = \frac{2}{R_c}, \quad (8)$$

где R_r — фокусное расстояние голограммы 1. Предположим, что радиус кривизны зеркала 2 изменился на величину ΔR_c (это состояние зеркала 2 на рис. 1 отмечено штрихами). Тогда волна от источника S после отражения от зеркала 2 соберется вблизи точки S' на расстоянии $R_2 + \Delta R_2$ от голограммы. Связь между ΔR_2 и ΔR_c найдем из (8)

$$\Delta R_2 = \left(\frac{R_2 + r}{R_c} \right)^2 2\Delta R_c.$$

Зная ΔR_2 , из (7) можно определить смещение ΔR_{01} фокуса отраженной от 2 волны после дифракции на голограмме (волна E_{01})

$$\Delta R_{01} = \left(\frac{R_1}{R_2} \right)^2 \Delta R_2 = \left(\frac{R_1}{R_c} \right)^2 \left(1 + \frac{r}{R_2} \right)^2 2\Delta R_c. \quad (9)$$

Рассмотрим теперь вторую волну, которая вначале дифрагирует на голограмме, а затем отражается от зеркала 2 и сходится вблизи точки S (волна E_{10}). Для нее смещение фокуса ΔR_{10} в результате изменения R_c на величину ΔR_c определяется из (8)

$$\Delta R_{10} = \left(\frac{R_1 + r}{R_c} \right)^2 2\Delta R_c = \left(\frac{R_1}{R_c} \right)^2 \left(1 + \frac{r}{R_1} \right)^2 2\Delta R_c. \quad (10)$$

Из (9) и (10) видно, что фокусы волн E_{01} и E_{10} при изменении R_c претерпевают различные продольные смещения $\Delta R_{01} \neq \Delta R_{10}$. Возникающая при этом картина интерференции (4) представляет собой систему концентрических колец и позволяет определить величину ΔR_c .

Для того чтобы сравнить чувствительность метода к изменению ΔR_c с чувствительностью обычной интерферометрии, предположим, что в точке S расположен источник опорной волны. Тогда при взаимодействии этой волны с волной E_{01} слева от точки S образуется обычная двухлучевая интерференционная картина и относительную чувствительность рассматриваемого метода можно определить как

$$\eta_1 = \frac{\Delta R_{01} - \Delta R_{10}}{\Delta R_{01}} = 1 - \left(\frac{1 + \frac{r}{R_1}}{1 + \frac{r}{R_2}} \right)^2, \quad (11)$$

или, учитывая (6), $\eta_1 = 1 - (1/m^2)$. Выражение (11) справедливо и для случая продольного смещения поверхности 2. Из (11) видно, что варьируя величины r и σ , можно изменить η_1 в широких пределах.

Следует отметить, что с помощью схемы рис. 1 можно получить также интерферограммы при настройке интерферометра на полосы конечной ширины, например, путем перемещения на величину Δh зеркала 2 перпендикулярно оптической оси. При этом, как показывает анализ, фокусы волн E_{01} и E_{10} смещаются от положения S в направлении, перпендикулярном оптической оси на величины Δh_{01} и Δh_{10} , определяемые соотношениями

$$\Delta h_{01} = \frac{R_1}{R_2} \left(1 + \frac{R_2 + r}{R_1 + r} \right) \Delta h, \quad (12)$$

$$\Delta h_{10} = \left(1 + \frac{R_1 + r}{R_2 + r} \right) \Delta h. \quad (13)$$

Относительную чувствительность метода к поперечному смещению Δh зеркала 2 можно определить [подобно (11)] соотношением

$$\eta_2 = \frac{\Delta h_{01} - \Delta h_{10}}{\Delta h_{01}} = \frac{r(R_1 - R_2)}{R_1(R_2 + r)}. \quad (14)$$

Используя (5) и (6), выражение (14) можно переписать в виде

$$\eta_2 = \frac{\Delta}{ym} \left(1 + \frac{r}{R_c - r - \sigma} \right) \quad (15)$$

или при $\sigma \ll R_c$.

$$\eta_2 \approx \frac{2r\sigma}{R_c(R_c - r + \sigma)}. \quad (16)$$

Из (14)–(16) видно, что η_2 , так же как и η_1 , может изменяться в пределах $0 \leq \eta_2 \leq 1$.

Очевидно, рассматриваемый метод пригоден для контроля и цилиндрических поверхностей. При этом можно использовать линейные искусственные голограммы.

3. Экспериментальное опробование метода производилось с помощью установки, собранной по схеме рис. 2. В качестве источника света использовался лазер типа ЛГ-38. Как видно из рис. 2, голограммы здесь используются в отраженном свете. Это исключает необходимость учета аберраций, обусловленных подложкой голограммы.

Искусственные голограммы рассчитывались и изготавливались по методу, изложенному в [2].

Заметим, что схема рис. 2 пригодна также для контроля выпуклых сферических и асферических поверхностей. В этом случае волны E_{01} и E_{10} формируются за счет отражения от задней поверхности контролируемой детали.

На рис. 3, а и г приведены снимки кружков наименьшего рассеяния, полученные при контроле вогнутых сферической ($R_c = 500.1$ мм, св. $\phi = 67$ мм, $r = 300$ мм, $\sigma = 16$ мм) и параболической ($y^2 = 606.6 x$, св. $\phi = 110$ мм) поверхностей соответственно.

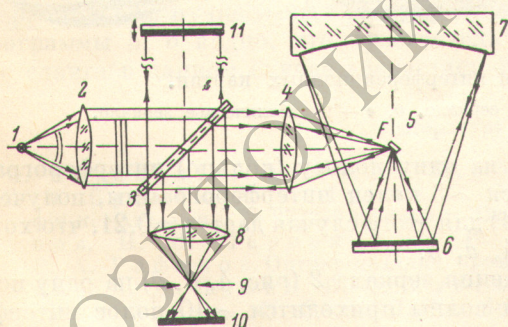


Рис. 2. Схема установки.

1 — источник света; 2 — коллиматор; 3 — светоделитель; 4, 8 — объективы; 5, 11 — зеркала; 6 — голограмма; 7 — контролируемая деталь; 9 — диафрагма (нож Фуко); 10 — экран.

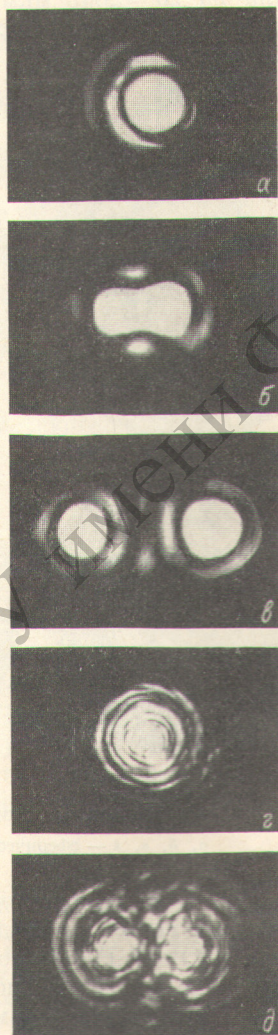


Рис. 3. Снимки пятен рассеяния.

а, б, в — сферическое зеркало, диаметр пятна рассеяния 11 мкм; г, д — параболическое зеркало, диаметр пятна рассеяния 28 мкм.

Снимки рис. 3, б, в, д получены при поперечном смещении контролируемой поверхности, из которых видно, что имеет место раздвоение кружка, соответствующее разности смещения фокусов волн E_{01} и E_{10} . Если для высококачественного зеркала (рис. 3, б, в) форма кружков рассеяния заметно не изменяется при введении поперечного смещения, то для параболического зеркала (рис. 3, д) одновременно с раздвоением имеет место также изменение формы кружка и перераспределение энергии в нем. Более сложная форма кружков рассеяния на рис. 3, г, д обусловлена

абберациями и несовершенством формы параболического зеркала (точность изготовления $3'' \div 5''$). Следует также отметить, что диаметры раздвоенных кружков рассеяния (рис. 3, б, в) неодинаковы, что обусловлено разными угловыми апертурами волн E_{01} и E_{10} .

Рис. 4 иллюстрирует влияние продольных и поперечных смещений и отклонений контролируемой поверхности от заданной формы на вид интерференционных картин, получаемых по схеме рис. 1. Интерферограммы рис. 4, а, г получены при продольном смещении сферического зеркала на $\Delta r = 2045$ мкм с использованием опорной волны (рис. 4, а) и без опорной волны (рис. 4, г). Интерферограммы рис. 4, б, д получены аналогичным образом, но при поперечном смещении зеркала 2 на $\Delta h = 66$ мкм.

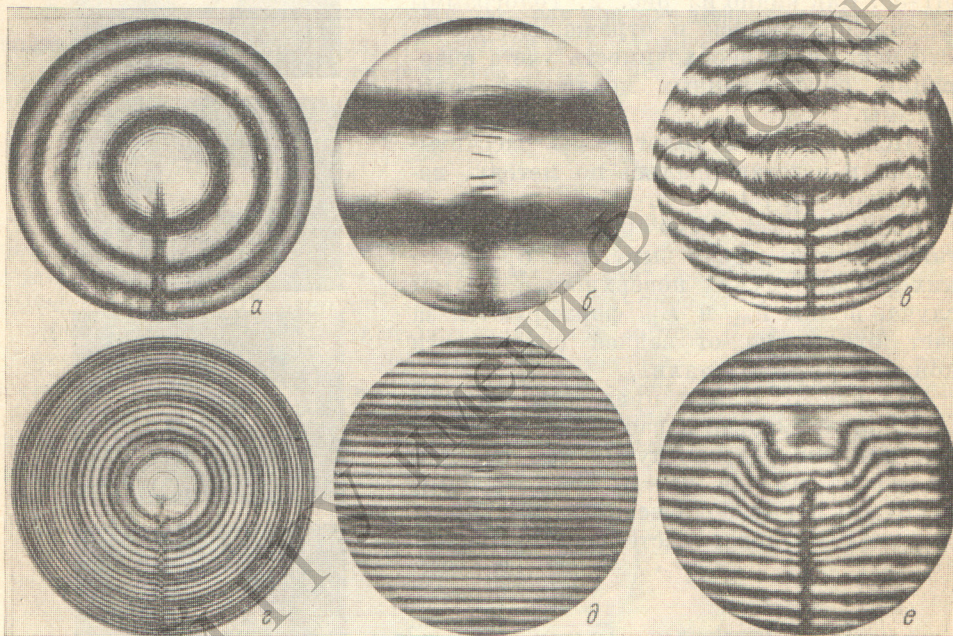


Рис. 4. Снимки интерференционных картин.

а, б, в, г — сферическое зеркало, д, е — параболическое зеркало.

Из рис. 4, а, г видно, что на одну полосу (кольцо) интерферограммы без опорной волны приходится ~ 5 колец интерферограммы, полученной с опорной волной. Расчет по (11) для этого случая дает $\eta_1 = 0.21$, что хорошо согласуется с данными рис. 4, а, б.

В случае поперечного смещения зеркала 2 (рис. 4, б, д) на одну полосу интерферограммы без опорной волны приходится ~ 10 полос интерферограммы с опорной волной, а рассчитанное по (15) значение $\eta_2 = 0.1$, что также хорошо согласуется с данными рис. 4, в, г.

Снимок рис. 4, д иллюстрирует влияние местного отклонения параболической поверхности от заданной формы (яма в центральной зоне ~ 0.6 мкм) на вид сдвиговой интерференционной картины. На рис. 4, д заметно искривление полос в средней зоне интерферограммы (~ 0.3 полосы), соответствующее этой местной ошибке. Искривление полос в краевой зоне объясняется абберациями, возникающими при поперечном смещении контролируемого параболического зеркала. Для сравнения на рис. 4, е приведен снимок интерферограммы этого же зеркала, полученной с использованием опорной волны при отсутствии бокового сдвига волновых фронтов E_{01} и E_{10} .

Таким образом, приведенные данные свидетельствуют о возможности практического использования предложенного метода для контроля опти-

ческих (в том числе и асферических) поверхностей. Вместе с тем для получения количественных данных необходима более детальная проработка вопросов расшифровки сдвиговых интерферограмм, получаемых с помощью искусственных голограмм.

Следует отметить, что предложенный метод получения интерферограмм радиального сдвига в отличие от известных [3] обеспечивает возможность настройки интерферометра на полосу бесконечной ширины

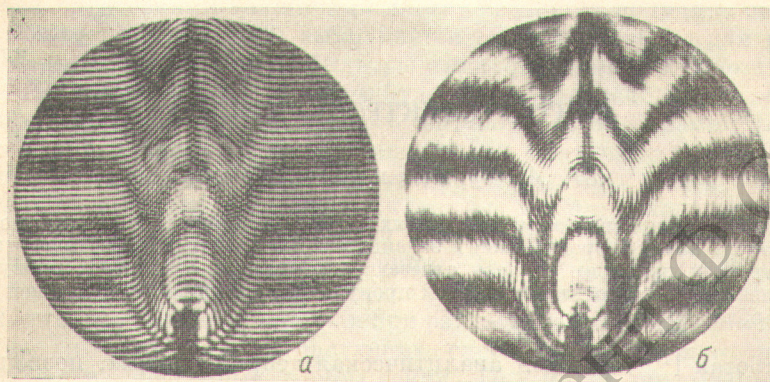


Рис. 5. Интерферограммы пламени спиртовки.

а — с опорной волной, б — без опорной волны.

и при контроле асферических поверхностей, что существенно упрощает анализ интерферограмм.

В заключение отметим, что рассматриваемый метод может быть полезен также и при решении задач, связанных с исследованием фазовых неоднородностей. Иллюстрацией этому могут служить интерферограммы пламени спиртовки, полученные при настройке интерферометра (схема рис. 2) на полосы конечной ширины с использованием опорной волны (рис. 5, а) и без опорной волны (рис. 5, б). Спиртовка была установлена в параллельном пучке между светоделителем 3 и объективом 4. Из интерферограммы 5, б видно, что чувствительность интерферометра радиального сдвига в данном случае возрастает от центра к краю поля.

Литература

- [1] O. Grundahl. J. Opt. Soc. Am., 58, 865, 1968; 61, 169, 1971.
- [2] Г. Н. Буйнов, А. В. Лукин, С. О. Мирумянц, К. С. Мустафин. Авт. свид. № 277269 от 1969 г. Бюлл. изобр. № 24, 1970; Г. Н. Буйнов, Н. П. Ларионов, А. В. Лукин, К. С. Мустафин, Р. А. Рафиков. Оптико-механич. промышл., № 4, 6, 1971; Н. П. Ларионов, А. В. Лукин, К. С. Мустафин. Опт. и спектр., 32, 396, 1972.
- [3] P. Narayanan, D. Sen. J. Sci. Instr., 38, 428, 1961; Optica Acta, 9, 159, 1962.

Поступило в Редакцию 6 июня 1973 г.