

АДАПТИВНАЯ ОПТИКА

УДК 535.8

А.Г. Прыгунов, В.П. Сизов, Д.А. Безуглов

МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПЕРЕМЕЩЕНИЙ ОБЪЕКТОВ НА ОСНОВЕ АНАЛИЗА ВОЛНОВЫХ ФРОНТОВ ОПТИЧЕСКОГО ПОЛЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЭТАЛОННЫХ ГОЛОГРАММ

Предложен новый метод определения величин и направления перемещений точечных объектов на основе анализа фазового фронта отраженного светового потока, прошедшего слой турбулентной атмосферы. При этом выделяются и анализируются низкочастотные пространственные составляющие с использованием Фурье-голограмм.

Повышение точности и разрешающей способности оптических локаторов возможно с использованием элементов адаптивной оптики. Очевидно, что известные к настоящему времени методы компенсации вредного влияния турбулентности позволяют решить такую задачу. Однако наряду с традиционными подходами в настоящее время исследователями рассматриваются и альтернативные подходы [1], с помощью которых возможно решение подобных задач.

Предельные возможности используемых в настоящее время адаптивных лазерных измерительных систем ограничиваются тем, что при фазовой компенсации турбулентных искажений остаются некомпенсированными амплитудные флуктуации [2, 3].

Данная статья посвящена разработке интерференционно-голографического метода получения координатной информации о точечном объекте локации путем выделения и анализа низкочастотных пространственных составляющих фазового фронта отраженной объектом измерений оптической волны. При этом производится разделение информации, закодированной в распределении амплитуд и фазовом фронте. Это позволяет исключить ошибки, связанные с амплитудными искажениями, а также компенсировать ошибки, вносимые элементами оптических каналов. Для решения этих задач в качестве фазочувствительного элемента использована эталонная голограмма, записанная при известных параметрах амплитудно-фазового распределения светового потока в ее плоскости.

Рассмотрим процесс измерения перемещений точечного объекта относительно апертуры приемной антенны, роль которой играет эталонная голограмма. Выведем основные математические соотношения, связывающие параметры интерферограммы, формируемой низкочастотными пространственными составляющими в плоскости главного изображения, с вектором перемещений объекта оптической локации. Для этого рассмотрим рис. 1, иллюстрирующий процесс перемещений. В качестве объекта локации будем рассматривать точечный источник оптического излучения. Относительно положения точек P_1^* и P_2^* следует заметить, что в применяемом методе изображений вводится мнимый источник, расположение которого определяется отражателем. Для удобства рассмотрения формирования поля в плоскости голограммы ($z = 0$) этот источник переносится в определенные, связанные с координатами точек P_1 , P_2 и положением отражателя и голограммы точки P_1^* и P_2^* верхнего полупространства.

Изображенная на рис. 1 голограмма записана при известном амплитудно-фазовом распределении в ее плоскости.

После перемещения реального источника из точки P_1 в точку P_2 происходит адекватное этому перемещению формируемого отражателем мнимого точечного источника из точки P_1^* в точку P_2^* . Между координатами мнимого и реального точечных источников существует связь:

$$|R_1^*| = |R_1| = R_1; \quad \alpha_1^* = \alpha_1 + 2\alpha, \quad (1)$$

где R_1^* и R_1 – векторы положений P_1^* и P_1 относительно начала координат.

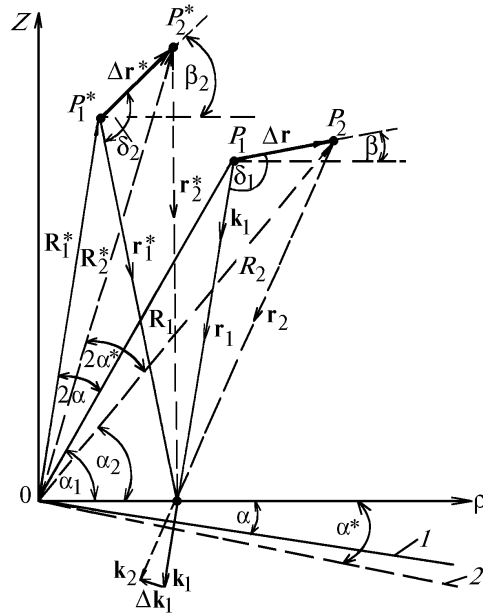


Рис. 1. Иллюстрация перемещения точечного объекта локации: ρ – плоскость эталонной голограммы; 1 – плоскость отражателя при записи; 2 – плоскость отражателя в процессе измерений; P_1, P_2 – положения точечного источника до и после перемещений; P_1^*, P_2^* – положения мнимого источника до и после перемещений; $\mathbf{R}_1, \mathbf{R}_2, \mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{R}_1^*, \mathbf{R}_2^*, \mathbf{r}_1^*, \mathbf{r}_2^*$ – векторы; $\alpha, \alpha^*, \alpha_1, \alpha_2, \beta, \beta_2, \delta_1, \delta_2$ – углы, характеризующие положение точечных объектов в пространстве

Коэффициент пропускания T используемой в качестве фазочувствительного элемента эталонной голограммы может быть представлен следующим образом:

$$T = T_0 + T_1 \cos(\mathbf{k}_1 \mathbf{r}_1 - \mathbf{k}_1^* \mathbf{r}_1^*), \quad (2)$$

где T_0 – коэффициент затухания прямой волны; T_1 – коэффициент затухания дифрагированной волны; $\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_1^*$ – волновые векторы.

Перемещение светящейся точки P_1 характеризуется вектором смещения $\Delta \mathbf{r}$. Направление и модуль этого вектора определяют пространственную частоту ω формируемой интерферограммы.

Поле в плоскости голограммы от точечного источника P_2 можно представить в виде

$$E_2 = E_{02}^{k_2} r_2 + E_{02д} \exp[j(\mathbf{k}_1 \mathbf{r}_1 - \mathbf{k}_1^* \mathbf{r}_1^* + \mathbf{k}_2 \mathbf{r}_2)] + E_{02д} \exp[-j(\mathbf{k}_1 \mathbf{r}_1 - \mathbf{k}_1^* \mathbf{r}_1^* - \mathbf{k}_2 \mathbf{r}_2)], \quad (3)$$

где $E_{02}, E_{02д}$ – амплитуды недифрагированной и дифрагированной волн. Поле в этой плоскости от точечного источника P_2^* запишем в виде

$$E_2^* = E_{02}^* \exp(j \mathbf{k}_2^* \mathbf{r}_2^*) + E_{02д}^* \exp[j(\mathbf{k}_1 \mathbf{r}_1 - \mathbf{k}_1^* \mathbf{r}_1^* + \mathbf{k}_2 \mathbf{r}_2)] + E_{02д}^* \exp[-j(\mathbf{k}_1 \mathbf{r}_1 - \mathbf{k}_1^* \mathbf{r}_1^* - \mathbf{k}_2^* \mathbf{r}_2^*)], \quad (4)$$

где E_{02}^* и $E_{02д}^*$ – амплитуды недифрагированной и дифрагированной волн.

Главное изображение будет образовано членами $E_{02} \exp(j \mathbf{k}_2 \mathbf{r}_2)$ и $E_{02д}^* \exp[j(\mathbf{k}_1 \mathbf{r}_1 - \mathbf{k}_1^* \mathbf{r}_1^* + \mathbf{k}_2^* \mathbf{r}_2^*)]$.

Интенсивность интерференционной картины в плоскости главного изображения можно представить в следующем виде:

$$I = I_0 + I_1 \cos \varphi, \quad (5)$$

где I_0 – член, характеризующий постоянный световой фон; I_1 – максимальная амплитуда интенсивности интерференционных полос, а распределение фазы светового потока в плоскости голограммы

$$\varphi = \mathbf{k}_1 \mathbf{r}_1 - \mathbf{k}_1^* \mathbf{r}_1^* - \mathbf{k}_2 \mathbf{r}_2 + \mathbf{k}_2^* \mathbf{r}_2^*, \quad (6)$$

где

$$\mathbf{k}_2 = \mathbf{k}_1 + \Delta \mathbf{k}_1; \quad \mathbf{k}_2^* = \mathbf{k}_1^* + \Delta \mathbf{k}_1^*; \quad \mathbf{r}_2 = \mathbf{r}_1 - \Delta \mathbf{r}; \quad \mathbf{r}_2^* = \mathbf{r}_1^* - \Delta \mathbf{r}^*. \quad (7)$$

В выражении (6) опущены фазовые составляющие, обусловленные турбулентностью атмосферы. Допустимость этого можно обосновать следующим образом. Первые два члена в выражении (6) характеризуют амплитудно-фазовое распределение в плоскости голограммы при ее экспонировании. Они представляют собой фазовую разность световых полей действительного и мнимого источников, в каждом из которых присутствуют члены, обусловленные фазовыми атмосферными искажениями. Поэтому они будут взаимно скомпенсированы, за исключением контролируемой фазовой помехи, обусловленной углом и расстоянием между голограммой и отражателем. Аналогичные рассуждения могут быть проведены для третьего и четвертого членов в выражении (6), которые характеризуют фазовую разность световых полей действительного и мнимого изображений точечного объекта в ходе измерений.

Подставляя (7) в (6), получим

$$\varphi = (\mathbf{k}_1 + \Delta \mathbf{k}_1) \Delta \mathbf{r} - (\mathbf{k}_1^* + \Delta \mathbf{k}_1^*) \Delta \mathbf{r}^* - \Delta \mathbf{k}_1 \mathbf{r}_1 + \Delta \mathbf{k}_1^* \mathbf{r}_1^*. \quad (8)$$

Полагая $\Delta r \ll r_1$, можно допустить, что векторы $\Delta \mathbf{k}_1$ и \mathbf{r}_1 ортогональны. Такое же допущение относится и к векторам $\Delta \mathbf{k}_1^*$ и \mathbf{r}_1^* . Тогда

$$\varphi = \mathbf{k}_1 \Delta \mathbf{r} - \mathbf{k}_1^* \Delta \mathbf{r}^* + \Delta \mathbf{k}_1 \Delta \mathbf{r} - \Delta \mathbf{k}_1^* \Delta \mathbf{r}^*. \quad (9)$$

Рассматривая треугольники, образованные векторами \mathbf{r}_1 , $\Delta \mathbf{r}$, \mathbf{r}_2 и \mathbf{k}_1 , $\Delta \mathbf{k}_1$, \mathbf{k}_2 , получим

$$(\mathbf{k}_1 + \Delta \mathbf{k}_1) \Delta \mathbf{r} = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta \mathbf{r} \left(\cos \delta_1 - \frac{\Delta r \sin^2 \delta_1}{r_1 - \Delta r \cos \delta_1} \right). \quad (10)$$

Аналогичное соотношение получается при рассмотрении мнимых источников. В результате выражение для φ выглядит как

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta \mathbf{r} \left(\cos \delta_1 - \cos \delta_2 - \frac{\Delta r \sin^2 \delta_1}{r_1 - \Delta r \cos \delta_1} + \frac{\Delta r^* \sin^2 \delta_2}{r_1^* - \Delta r^* \cos \delta_2} \right), \quad (11)$$

где

$$\cos \delta_1 = \frac{r \cos \beta - R_1 \cos(\beta - \alpha_1)}{R_1 - r \cos \alpha_1}; \quad (12)$$

$$\cos \delta_2 = \frac{r \cos \beta_2 - R_1 \cos(\beta_2 - \alpha_1 - 2\alpha)}{R_1 - r \cos(\alpha_1 + 2\alpha)}; \quad (13)$$

$$\operatorname{tg} \beta_2 = \frac{\sin(\alpha_1 - \beta) \sin(2\alpha^* + \alpha_2) - \sin(\alpha_1 + 2\alpha) \sin(\alpha_2 - \beta)}{\sin(\alpha_1 - \beta) \cos(2\alpha^* + \alpha_2) - \cos(\alpha_1 + 2\alpha) \sin(\alpha_2 - \beta)}; \quad (14)$$

$$\operatorname{tg} \alpha_2 = \frac{\Delta r \sin \beta + R_1 \sin \alpha_1}{\Delta r \cos \beta + R_1 \cos \alpha_1}; \quad (15)$$

$$\Delta r^* = R_1 \frac{\sin[(\alpha_1 + 2\alpha) - (\alpha_2 + 2\alpha^*)]}{\sin(\alpha_2 + 2\alpha^* - \beta_2)}. \quad (16)$$

Использование выражений (11)÷(16) позволяет определить распределение интенсивности света по оси ρ . Оно зависит от R_1 , α_1 – известных координат точки P_1 , заданных углов α^* и α , от искомого вектора перемещения Δr , характеризуемого модулем Δr и углом β .

Измеряя положение минимумов интенсивности, получим систему трансцендентных уравнений для определения параметров Δr и β , которую можно решить численным методом. Для устранения неоднозначности удобно использовать результаты измерений при различных α^* .

Поясним более подробно случай, когда в силу малости отношения $\Delta r/R_1$ третьим и четвертым слагаемыми в формуле (11) можно пренебречь. Для этого разложим выражения (12) и (13) в степенной ряд [4] по параметру ρ/R_1 , удерживая квадратичные члены. Вычислим производную $d\varphi/d\rho$ и получим соотношение для пространственной частоты интенсивности по оси ρ в виде

$$\omega = \frac{d\varphi}{d\rho} = \frac{2\pi \Delta r}{\lambda R_1} [\cos \beta - \cos \alpha_1 - \cos^2 \alpha_1 \cos(\beta - \alpha_1) - \cos \beta_2 + \cos(\alpha_1 + 2\alpha) \cos(\beta_2 - \alpha_1 - 2\alpha)] +$$

$$+ \frac{4\pi \Delta r \rho}{\lambda R_1^2} [\cos \beta \cos \alpha_1 - \cos^2 \alpha_1 \cos(\beta - \alpha_1) - \cos \beta_2 \cos(\alpha_1 + 2\alpha) + \cos^2(\alpha_1 + 2\alpha) \cos(\beta_2 - \alpha_1 - 2\alpha)]. \quad (17)$$

Вблизи начала координат, т.е. при малом ρ/R_1 , частота определяется первым слагаемым выражения (17) и сложным образом зависит от определяемых параметров Δr и β .

Для исследования возможностей разработанного метода было проведено математическое моделирование процесса измерений с помощью ЭВМ. Эталонная голограмма была получена при $R_1 = 1000$ м, $\alpha_1 = 83^\circ$, $\alpha = 3^\circ$. Результаты моделирования приведены на рис. 2. Семейство кривых *A* соответствует $\alpha^* = 3,1^\circ$, а семейство кривых *B* получается, если измерения производятся при $\alpha^* = 5,05^\circ$. Предположим, что измерение при α^* дало результат $\omega_1 = 33$. Такая частота, как видно из рис. 2, соответствует нескольким векторам перемещений (например, $\Delta r = 4$ м, $\beta = 15^\circ$; $\beta = 30^\circ$, $\Delta r = 5$ м и др.). Для устранения получившейся неоднозначности используем измерение частоты при α^* , в результате которого, например, получилось значение $\omega_2 = 10$. Из кривых семейства *B* видно, что при этом перемещение может быть также различным ($\Delta r = 4$ м, $\beta = 26,4^\circ$; $\Delta r = 5$ м; $\beta = 30^\circ$ и др.). Однако из всего набора возможных Δr и β только значение $\Delta r = 5$ м, $\beta = 30^\circ$ получается одновременно и в первом, и во втором случаях. Следовательно, оно и является действительным перемещением точечного объекта.

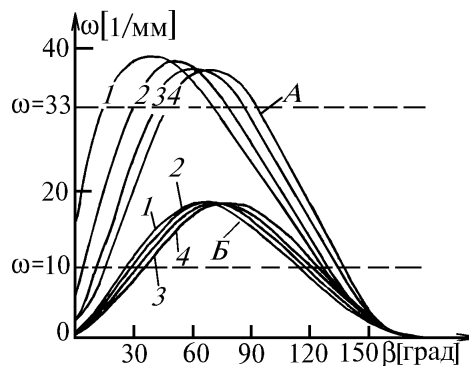


Рис. 2. Зависимость пространственной частоты интерферограммы от направления и величины перемещения источника. Кривая 1 – $\Delta r = 4$ м; 2 – 5; 3 – 7; 4 – 10 м

Таким образом, алгоритм определения вектора перемещения точечного источника сводится к измерению пространственных частот вблизи начала координат ($\rho \approx 0$) при различных α^* , приравнянию первого слагаемого выражения (17) этим значениям, нахождению корней получившихся уравнений и их сравнению.

Отметим, что измерения для различных α^* должны происходить одновременно, что легко выполнимо технически. Кроме того, возможно использование измерений и при большем чис-

ле различных α^* , что может увеличить надежность полученных результатов и уменьшить время определения перемещений.

На базе разработанного метода была синтезирована структура оптической системы для измерения перемещений движущегося объекта [5].

1. Мищенко Е.Н., Мищенко С.Е., Безуглов Д.А. // Оптика атмосферы и океана. 1992. Т. 5. N 12. С. 1305–1308.
2. Устинов Н. Д. и др. Методы обработки оптических полей в лазерной локации. М.: Наука, 1983. 272 с.
3. Лукин В. П. // Оптика атмосферы. 1989. Т. 2. N 6. С. 563–572.
4. Бронштейн И.Н., Семендяев К.А. Справочник по математике для инженеров и учащихся вузов. М.: Наука, 1981. 720 с.
5. А. с. 1780073 СССР, МКИ⁵ G 01 S 17/00. Приемное устройство лазерного локатора / Серобабин А.Т., Прыгунов А.Г. Оpubл. в БИ, 1992.

Ростовское
высшее командно-инженерное училище РВ

Поступила в редакцию
20 сентября 1994 г.

A.G. Prygunov, V.P. Sizov, D.A. Bezuglov. Method for Objects Movement Determination Based on Analysis of Optical Fields Wavefront Using Model Holograms.

A new method is suggested for determination of magnitude and direction of point objects movement based on analysis of light wavefront reflected from objects and passed through turbulent atmosphere. Therewith low frequency space components are isolated and analyzed using Fouries holograms.