

## ГОЛОГРАФИЧЕСКИЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ КОГЕРЕНТНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ ИСТОЧНИКОВ СВЕТА МАЛОЙ ЯРКОСТИ

А. Г. Жиглинский, Г. Г. Кунд и А. О. Морозов

Предложен и экспериментально проверен новый голографический метод определения функции пространственной когерентности (ФПК). Метод пригоден для исследования излучения источников света малой яркости, обладающего достаточной длиной когерентности, и позволяет на одной голограмме записать всю двумерную ФПК излучения.

В настоящее время существуют две группы методов определения функции пространственной когерентности (ФПК) излучения: интерференционные [1-4] и голографические [5-9]. Как известно, последние обладают рядом преимуществ. Так, большая информационная емкость голограммы позволяет записать всю информацию о ФПК сразу, на одной голограмме. При этом определение ФПК сводится к измерению распределения яркости в восстановленном изображении, что делается, как известно, просто и

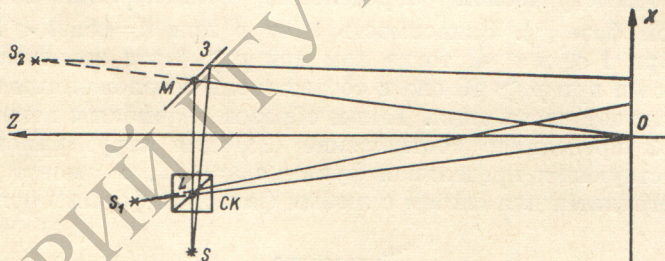


Рис. 1. Схема записи ФПК (СК — светоделительный кубик, З — зеркало).

точно. Голографические методы не нуждаются в применении интерферометров. Однако необходимость применять в этих методах рассеивающий экран [5-9] ограничивает их применение исследованием источников большой яркости. Метод, предложенный в работе [9], кроме того, имеет невысокую точность измерений ФПК, так как на несущее информацию о ФПК восстановленное изображение накладывается недифрагировавшее на голограмме излучение.

Поэтому для исследования ФПК излучения источников малой яркости (какими являются, например, разряды при низком давлении и небольшом токе, имеющие высокую временную когерентность) предлагается следующий метод. Излучение источника делится по амплитуде, и обе волны интерферируют в плоскости голограммы  $XOY$  (рис. 1, где ось  $OY \perp$  плоскости чертежа), причем оптические пути волн неодинаковы, а их разность меньше длины когерентности излучения (последнее легко осуществить, так как излучение спектральной линии газоразрядного источника при небольших токах и давлениях имеет длину когерентности порядка 10 см). В этих условиях в плоскости голограммы волновые фронты имеют разный про-

пространственный масштаб. При этом, если в одной из точек голограммы, например  $(O, O)$  на рис. 1, сходятся лучи, испущенные из мнимых источников  $S_1$  и  $S_2$ , соответствующие одному и тому же первичному лучу  $SL$  реального источника  $S$ , то во всех других точках голограммы будут сходить лучи, испущенные из  $S$  под разными углами. Таким образом, в каждой точке  $(x, y)$  голограммы видность интерференционной картины  $V(x, y)$  будет зависеть от когерентности лучей, сходящихся в этой точке, но испущенных из источника  $S$  под углом друг к другу. Известно [10], что для излучения стационарного пространственно-некогерентного источника степень взаимной когерентности можно представить в виде:  $\gamma(P_1, P_2, \tau) = \gamma(P_1, P_2, O) \cdot \gamma(\tau)$ , где  $\gamma(P_1, P_2, O)$  — степень пространственной когерентности излучения в точках  $P_1$  и  $P_2$ ,  $\gamma(\tau)$  — степень временной когерентности. Поэтому видность интерференционной картины в плоскости  $XOY$  будет иметь вид

$$V(x, y) = |\gamma[\theta(x, y)]| |\gamma(\tau)| \frac{2\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2}, \quad (1)$$

где  $|\gamma[\theta(x, y)]|$  — степень пространственной когерентности лучей, испущенных из источника  $S$  под углом  $\theta$  друг к другу и сходящихся на голограмме в точке  $(x, y)$ ;  $I_1$  и  $I_2$  — световые потоки в точке  $(x, y)$  от  $S_1$  и  $S_2$  соответственно. Используем известную связь между яркостью восстановленного изображения  $I_r$  и видностью интерференционной картины  $V$  [11]:  $I_r = \text{const } \alpha^2 (E_0) V^2 I_0$ , где  $\alpha(E_0)$  — тангенс угла наклона кривой амплитудного пропускания фотопластинки на линейном участке,  $I_0$  — яркость восстанавливающего пучка. Тогда при восстановлении голограммы через достаточно малые участки в окрестности точки  $(x, y)$ , такие, чтобы в их пределах взаимную когерентность лучей от  $S_1$  и  $S_2$  можно было считать постоянной, яркость восстановленного изображения промодулирована квадратом степени взаимной когерентности этих лучей

$$I_r(x, y) = \text{const } \alpha^2 (E_0) \left( \frac{2\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2} \right)^2 |\gamma(\tau)|^2 |\gamma[\theta(x, y)]|^2 I_0. \quad (2)$$

Учитывая, что в точке  $(O, O)$  рис. 1 ФПК равна единице, так как здесь сходятся лучи от  $S_1$  и  $S_2$ , соответствующие одному и тому же исходному лучу  $SL$ , и нормируя (2) на  $I_r(O, O)$ , получим

$$\frac{I_r(x, y)}{I_r(O, O)} = \frac{|\gamma[\tau(x, y)]|^2}{|\gamma[\tau(O, O)]|^2} \frac{K(x, y) [1 + K(O, O)]^2}{K(O, O) [1 + K(x, y)]^2} |\gamma[\theta(x, y)]|^2,$$

где  $K \equiv I_1/I_2$ , откуда для ФПК окончательно получаем

$$|\gamma[\theta(x, y)]| = \left\{ \frac{|\gamma[\tau(O, O)]|}{|\gamma[\tau(x, y)]|} \left[ \frac{K(O, O)}{K(x, y)} \right]^{1/2} \frac{1 + K(x, y)}{1 + K(O, O)} \right\} \left[ \frac{I_r(x, y)}{I_r(O, O)} \right]^{1/2}. \quad (3)$$

Множитель в фигурных скобках может быть легко рассчитан, если известен контур излучаемой источником линии и геометрия установки.

Теперь найдем угловое смещение волновых фронтов  $\theta$  друг относительно друга в разных точках голограммы. Можно показать (рис. 1), что для условий, когда  $LM \ll SO$ ;  $x, y \ll SO$ , с точностью до множителя  $\{1 + (x^2 + y^2)/(SO)^2\}$  выполняется линейная связь между углом  $\theta$  и расстоянием до точки сведения соответствующих лучей

$$\theta(x, y) = \frac{LM \sqrt{x^2 + y^2}}{(SO)^2}. \quad (4)$$

Разрешаемое смещение волновых фронтов  $\Delta$  определяется в соответствии с (4) формулой

$$\Delta = \frac{LM}{SO} \delta_{\text{восст.}}, \quad (5)$$

где  $\delta_{\text{восст.}}$  — размер площадки (в направлении смещения волновых фронтов), через которую восстанавливается голограмма.

Из (5) видно, что для улучшения разрешения надо увеличивать расстояние от источника до голограммы  $SO$ , а также уменьшать разность хода пучков  $LM$  и величину  $\delta_{\text{восст.}}$ . Значительному уменьшению  $LM$  препятствует рассеяние лучей нулевого порядка на фотоэмульсии при восстановлении голограммы, а увеличению  $SO$  мешает, кроме того, и уменьшение освещенности голограммы. Величина  $\delta_{\text{восст.}}$  ограничена снизу из-за дифракции пучков нулевого и первого порядков, которая при малых  $\delta_{\text{восст.}}$  приводит к их переложению.

Предложенный метод очень удобен для измерения однородной ФПК, которая зависит только от расстояния между точками на фронте волны

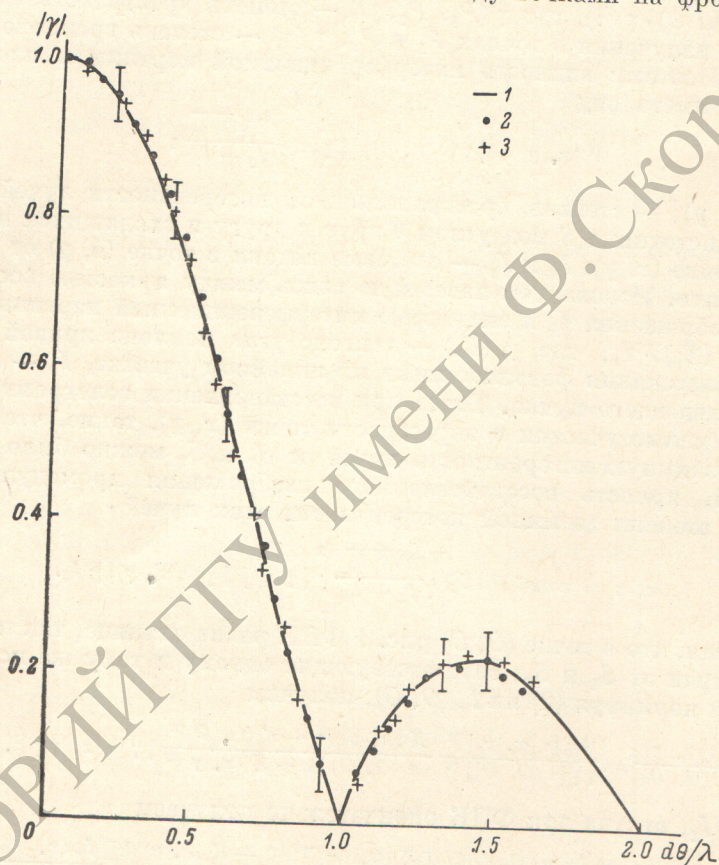


Рис. 2.

1 — расчет по теореме Ван-Циттерта—Цернике для прямоугольной щели; 2 — эксперимент с полым катодом; 3 — эксперимент с лазером и матовым рассеивателем.

и не зависит от координат этих точек. В этом случае вся ФПК источника записывается сразу, на одной голограмме. В случае неоднородной ФПК данный метод не дает возможности записать всю информацию на одной голограмме, в чем он уступает методу, предложенному в [5], однако измерения можно провести по точкам, за несколько экспозиций.

Известно, что свойством однородности обладает ФПК излучения плоского пространственно-некогерентного источника, которая описывается теоремой Ван-Циттерта—Цернике [12]. Поэтому для проверки метода с помощью лазера и вращающегося матового рассеивателя моделировался пространственно-некогерентный плоский источник. Величина пространственной когерентности излучения последнего измерялась предложенным методом и параллельно рассчитывалась с помощью теоремы Ван-Циттерта—Цернике. Параметры схемы выбирались так, что выражение в фигурных скобках в (3) оставалось равным единице для всех точек голограммы с точностью до 0.3%. Поэтому для получения информации

о ФПК было достаточно извлечь квадратный корень из нормированной интенсивности изображения, восстанавливаемого различными участками голограммы.

При совмещении волновых фронтов в качестве источника  $S$  (рис. 1) использовался He—Ne лазер, лучи которого сводились зеркалом  $Z$  с точностью 0.1 мм. Эксперимент проводился на установке УИГ-2Г. Регистрация интенсивности при восстановлении осуществлялась фотоэлектрически. Пространственное разрешение  $\Delta$  при определении ФПК составляло по фронту волны около  $3 \cdot 10^{-2}$  мм (при  $SO=1$  м,  $LM=15$  мм,  $LO=0.95$  м,  $\delta_{\text{восст.}}=2$  мм). Величина  $\delta_{\text{восст.}}=2$  мм давала достаточное количество независимых точек на кривой ФПК, но не была минимально возможной. Измерения были проведены при размерах источника 0.4–1.2 мм.

По результатам обработки десяти голограмм абсолютная дисперсия в определении ФПК составила 0.04. Результаты измерений совпали с расчетом по теореме Ван-Циттерта—Цернике (рис. 2). Ошибка единичного измерения представлена на рис. 2 вертикальной чертой у некоторых точек. Совпадение эксперимента с расчетом подтверждает правильность метода.

Далее метод был опробован при определении ФПК излучения газоразрядной лампы с полым катодом. Лампы этого типа работают при малых давлениях ( $\approx 1$  мм рт. ст.) и токах ( $\approx 10$  мА), в связи с чем яркость ее спектральных линий невелика. Тем не менее светосила метода оказалась достаточной для измерений. Спектральная линия выделялась монохроматором, выходная щель которого являлась источником  $S$  в схеме рис. 1, и регистрировалась на пленке Изопанхром-18 при экспозиции 10–20 мин. Опыты проводились при  $|\gamma(\tau)| \geq 0.7$ , при этом яркость восстановленного изображения даже при малых значениях ФПК значительно превышала количество света, рассеянного зернами фотоэмульсии. Источник излучения был однородным по радиусу, а расстояние до голограммы (1 м) было выбрано много больше глубины источника (1 см). В этих условиях результат определения ФПК также совпадает в пределах погрешности с расчетом по теореме Ван-Циттерта—Цернике (рис. 2).

Таким образом, в работе предложен и экспериментально проверен голографический метод определения ФПК излучения источников света малой яркости, обладающих достаточной длиной когерентности, в котором на одной голограмме записывается вся двумерная однородная ФПК этого излучения. Метод позволил также повысить точность измерений ФПК в сравнении с другими голографическими методами.

#### Литература

- [1] Л. Г. Назарова. Опт. и спектр., 29, 757, 1970.
- [2] Г. В. Дрейден, Ю. И. Островский, Е. И. Шедова. Опт. и спектр., 32, 367, 1972.
- [3] А. Г. Арутюнян, С. А. Ахманов, Ю. Д. Голяев, В. Г. Тункин, А. С. Чиркин. ЖЭТФ, 64, 1511, 1973.
- [4] Н. Г. Власов, Г. В. Скроцкий, Е. Г. Соловьев. Сб.: Проблемы голографии, вып. 1, 85. М., 1973.
- [5] Д. И. Стаселько, Ю. Н. Денисюк. Опт. и спектр., 28, 323, 1970.
- [6] Д. И. Стаселько, В. Б. Воронин, А. Г. Смирнов. Опт. и спектр., 34, 564, 1973.
- [7] G. Hesse, S. Hessler, F. Zollner. Wiss. Z. F.—Schiller—Univ. Jena, Math.—naturwiss. R., 22, 277, 1973.
- [8] I. N. Ross. Opt. Acta, 22, 639, 1975.
- [9] F. Hitoshi, A. Toshimitsu. Optik, 39, 99, 1973.
- [10] Э. Вольф, Л. Мандель. Усп. физ. наук, 88, 619, 1966.
- [11] Р. Кольер, К. Беркхарт, Л. Лин. Оптическая голография, М., 1973.
- [12] М. Борн, Э. Вольф. Основы оптики. «Наука», М., 1973.

Поступило в Редакцию 28 мая 1976 г.