

ГОЛОГРАФИЧЕСКИЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ФУНКЦИЙ
ПРОСТРАНСТВЕННОЙ КОГЕРЕНТНОСТИ*Д. И. Стаселько, В. Б. Воронин и А. Г. Смирнов*

Оценена точность и разрешающая способность голографического метода измерения функций пространственной когерентности. С помощью этого метода исследована пространственная когерентность импульсного лазера на рубине. Обнаружено, что поле излучения на торце лазера, работающего в многомодовом режиме, когерентно в пределах каждого из пятен интенсивности, а в целом функция когерентности носит ступенчатый характер.

Детальное исследование степени пространственной когерентности лазеров важно для понимания процессов, происходящих при генерации стимулированного излучения и в ряде практических приложений (голографии, интерферометрии, исследовании атмосферы и т. д.). В отличие от волновых полей, создаваемых тепловыми источниками, степень когерентности лазеров зависит не только от расстояния между рассматриваемыми точками поля, но и от значений их координат, т. е. является пространственно нестационарной функцией. Для характеристики таких полей необходимо знать полную функцию пространственной когерентности (ФПК), которая включает в себя степень когерентности между всеми точками поля. Применяемые в настоящее время интерференционные методы позволяют найти степень когерентности лишь между произвольно выбранной парой точек (схема Юнга), либо между парами точек, выбранных определенным образом: одной точки по отношению к остальным (схема Линника), зеркально перевернутыми точками (интерферометр Майкельсона с двугранным зеркалом [1]) и т. д. В любом из этих случаев для измерения полной ФПК необходимо провести серию экспериментов при различном выборе рассматриваемых точек. Это создает серьезные трудности при исследовании импульсных лазеров, когерентность которых меняется от вспышки к вспышке. В результате до последнего времени не было проведено сколько-нибудь детальных исследований степени когерентности таких лазеров. Когерентные свойства непрерывных газовых лазеров изучены более подробно (см., например, [1-4]), однако и в этих работах степень когерентности измерялась лишь между несколькими парами точек.

Проблема измерения полных ФПК может быть решена методами голографии. Так, в работе [5] было показано, что голограмма способна зарегистрировать информацию о степени когерентности между всеми точками источника — своеобразный портрет ФПК. Для этого на ней записывается диффузный экран, на который проецируется исследуемое сечение волнового поля источника (например, торец лазера). Одновременно это же или другое сечение проецируется на плоскость голограммы референтным пучком. Если последовательно восстанавливать небольшие участки такой голограммы узким пучком лазера, то распределение интенсивности в восстановленном изображении экрана будет меняться в соответствии со степенью когерентности точек источника, принадлежащих к просвечиваемому участку голограммы, по отношению к остальным точкам источника. Ниже рассмотрены точность и разрешающая способ-

ность описанного метода. Показано, что метод позволяет измерить полную ФПК лазера с точностью, не уступающей точности классических интерференционных методов, при достаточно высоком пространственном разрешении.

Согласно [5], интенсивность $I_M(x, y)$ изображения диффузного экрана, восстановленного малым участком голограммы с координатами x_0, y_0 , определяется распределением интенсивности на экране в момент записи голограммы (первоначальным распределением) $I(x, y)$ и нормированной ФПК источника $\gamma(x_0, y_0; x, y)$

$$I_M(x, y) = c_M I(x, y) |\gamma(x_0, y_0; x, y)|^2. \quad (1)$$

В случае, когда на экран и голограмму проецируется торец лазера, функция $|\gamma|$ определяет степень когерентности точек торца с координатами x_0, y_0 по отношению ко всем остальным его точкам. Значение множителя c_M найдем из условия, что степень когерентности точек источника по отношению к самим себе равна единице. Подставляя в (1) $x = x_0, y = y_0$ и $|\gamma(x_0, y_0; x_0, y_0)| = 1$, находим, что $c_M = I_M(x_0, y_0)/I(x_0, y_0)$. Решая (1) относительно $|\gamma|$, получаем

$$|\gamma(x_0, y_0; x, y)|^2 = \left[\frac{I_M(x, y)}{I_M(x_0, y_0)} \right]_0 \frac{I(x_0, y_0)}{I(x, y)}. \quad (2)$$

Здесь индекс нуль у первого члена в правой части означает, что отношение интенсивностей точек x, y и x_0, y_0 восстановленного изображения измеряется при наблюдении через область, соответствующую точке x_0, y_0 . Очевидно, что точность измерения зависит от точности измерения величин, входящих в (2). Наибольшая точность обеспечивается путем прямого фотометрирования полей $I_M(x, y)$ и $I(x, y)$, однако зарегистрировать первоначальное распределение импульсного источника $I(x, y)$ можно только фотографически. В этом случае трудно добиться точности измерений лучше 10–20%. Однако, как будет показано ниже, в самой голограмме содержится достаточно информации о первоначальном распределении, что позволяет обойтись без дополнительного фотографического этапа и тем самым существенно повысить точность измерений $|\gamma|$. Действительно, предположим, что голограмма последовательно восстанавливается через области с координатами x_1, y_1 и x_2, y_2 . В соответствии с (2) степень когерентности между этими точками равна

$$|\gamma(x_1, y_1; x_2, y_2)|^2 = \left[\frac{I_M(x_2, y_2)}{I_M(x_1, y_1)} \right]_1 \frac{I(x_1, y_1)}{I(x_2, y_2)} \quad (3)$$

при наблюдении через область x_1, y_1 и

$$|\gamma(x_2, y_2; x_1, y_1)|^2 = \left[\frac{I_M(x_1, y_1)}{I_M(x_2, y_2)} \right]_2 \frac{I(x_2, y_2)}{I(x_1, y_1)} \quad (4)$$

при наблюдении через область x_2, y_2 . Но $|\gamma(x_2, y_2; x_1, y_1)| = |\gamma(x_1, y_1; x_2, y_2)|$ в силу взаимности функции когерентности. Решая (3) и (4) относительно $|\gamma|$, с учетом этого условия находим, что

$$|\gamma(x_2, y_2; x_1, y_1)| = \sqrt[4]{\left[\frac{I_M(x_1, y_1)}{I_M(x_2, y_2)} \right]_2 \left[\frac{I_M(x_1, y_1)}{I_M(x_2, y_2)} \right]_1}, \quad (5)$$

$$\frac{I(x_1, y_1)}{I(x_2, y_2)} = \sqrt{\left[\frac{I_M(x_1, y_1)}{I_M(x_2, y_2)} \right]_2 \left[\frac{I_M(x_1, y_1)}{I_M(x_2, y_2)} \right]_1}. \quad (6)$$

Таким образом, измеряя отношения интенсивностей одних и тех же точек, восстановленных соответствующими им участками голограммы, можно найти не только степень когерентности между этими точками, но и первоначальное отношение их интенсивностей. Вследствие широкого динамического диапазона голограммы точность таких измерений су-

щественно выше, чем в случае использования фотографического фотометрирования.

Разрешающая способность метода оценивалась числом элементов ФПК N , разрешаемых голограммой по сечению исследуемого пучка. Значение N ограничивается меньшей из двух величин: числом N_r независимых элементов, через которые можно восстановить голограмму, или же числом элементов N_v , разрешаемых в восстановленном изображении при реконструкции этих площадок. N_r и N_v выражаются через геометрические параметры записи и реконструкции голограммы как

$$N_r \approx \left(\frac{D_r}{d_r} \right)^2, \quad (7)$$

$$N_v \approx \left(\frac{D_v}{d_v} \right)^2, \quad (8)$$

где D_r и d_r — диаметры голограммы и восстанавливающего ее пучка, а D_v и d_v — соответственно диаметры восстановленного изображения торца и диафрагмы в плоскости этого изображения, используемой при измерении его интенсивности. Диаметр d_v должен быть достаточно велик, чтобы сгладить влияние зернистой структуры, которая возникает при наблюдении диффузного экрана в пределах ограниченной апертуры и когерентном освещении. На практике d_v должен в $5 \div 10$ раз превосходить размер зерен d_3 , который, как известно, определяется апертурой реконструируемого участка голограммы и равен $(\lambda/d_r)L$ (L — расстояние от голограммы до восстановленного изображения, λ — длина волны, на которой записывалась голограмма). Подставляя в (8) $d_v = 10 (\lambda/d_r)L$, получаем

$$N_v \approx \left(\frac{D_v d_r}{10 \lambda L} \right)^2. \quad (9)$$

Из (7) и (9) следует, что расширяя диаметр восстанавливаемого участка голограммы d_r , мы уменьшаем N_r и одновременно увеличиваем N_v . Наибольшая разрешающая способность достигается при $N_v = N_r$. Приравняв (7) и (9), находим оптимальный размер восстанавливаемого участка голограммы $d_{\text{гопт.}}$ и предельное число элементов ФПК, разрешаемых по сечению пучка лазера N_{max}

$$d_{\text{гопт.}} = \left(10 \lambda L \frac{D_r}{D_v} \right)^{1/2}, \quad (10)$$

$$N_{\text{max}} = \left(\frac{D_r}{d_{\text{гопт.}}} \right)^2 = \frac{D_r D_v}{10 \lambda L}. \quad (11)$$

Согласно (11), для увеличения разрешающей способности метода необходимо увеличивать размеры голограммы и изображения, а также уменьшать расстояние между ними. На практике наиболее эффективно увеличение размера голограммы, поскольку при увеличении D_v и уменьшении L возрастает угловой размер объекта и падает его контраст. Кроме того, при этом увеличивается разность хода от крайних точек объекта до голограммы, что повышает требования к временной когерентности исследуемого источника.

Схема и методика проведения эксперимента по записи голограмм полной ФПК была аналогична приведенной в работах [5, 6]: на голограмму и диффузный экран проецировался торец рубинового лазера, увеличенный соответственно в 14 и 7 раз. Пространственная когерентность лазера варьировалась введением в резонатор диафрагм различного диаметра. Схема резонатора и установки для измерения параметров лазера приведена в работе [7]. Здесь отметим только, что лазер излучал одиночные импульсы, длина когерентности которых достигала 10 м [8]. Расстояние от экрана до голограммы составляло 400 мм, угол между объектным и референтным пучками был равен 6° , голограммы записывались на пластинках «Микрат ВР». Для установления соответствия координат точек голо-

граммы и восстановленного ею изображения, а также для отсчета этих координат в лазерный пучок вблизи торца помещалось перекрестие.

Схема реконструкции голограмм показана на рис. 1. Пучок излучения He—Ne лазера, прошедший через диафрагму d_r диаметром 3 мм и ослабленный оптическим клином ОК, посылался поворотным зеркалом З на голограмму. Различные участки голограммы последовательно восстанавливались путем ее поступательного перемещения в двух взаимно перпендикулярных направлениях. В плоскости восстановленного действительного изображения помещалась диафрагма d_b диаметром 1 мм, прикрепленная к ФЭУ. Размеры d_r и d_b были близки к рассчитанным по формуле (10) (2.4 и 1.2 мм соответственно). Разрешающая способность метода в данном эксперименте составляла ~ 400 , что соответствовало линейному разрешению на торце, равному 0.3 мм.

Для исключения влияния нестабильности параметров восстанавливающего источника и ФЭУ одновременно с измерениями интенсивности

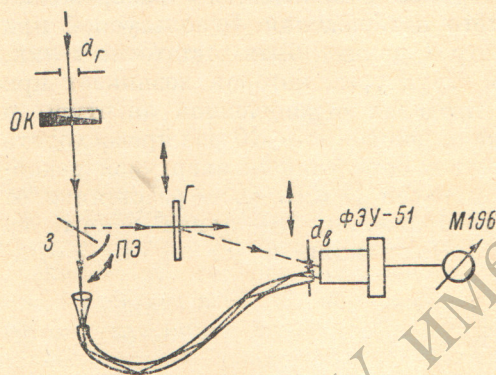


Рис. 1. Схема восстановления функции пространственной когерентности.

восстановленного изображения тем же ФЭУ контролировался и падающий на голограмму световой поток. Для этого пучок, прошедший через зеркало З, направлялся на торец ФЭУ гибким световодом С. Применение световода позволило сохранить условия освещения ФЭУ пучком сравнения независимо от перемещений ФЭУ. С помощью оптического клина значение сигнала сравнения, отсчитываемое по прибору (микроамперметр М194, класс 0.5), поддерживалось равным 100 делениям. Интенсивности падающего потока и восстановленного изображения измеря-

лись поочередно с помощью поворотного экрана в течение 5–10 сек. Результаты измерений фиксировались в том случае, если после измерения интенсивности восстановленного изображения величина сигнала сравнения оставалась равной 100 делениям. Таким образом, использованная нами схема позволила свести инструментальную погрешность измерений $I_M(x, y)$ к величине, определяемой классом точности микроамперметра. Измеренные отношения интенсивностей корректировались с учетом шума голограммы и рассеивающих характеристик диффузного экрана, после чего по формуле (5) проводился расчет $|\gamma|$. Величина такой поправки в условиях эксперимента не превосходила 5–6%.

Оценим погрешность данного метода. Систематические ошибки метода обусловлены нелинейностью голограммы и ФЭУ, а также неточностью учета индикатрисы диффузного экрана. Благодаря выбору линейных рабочих участков ФЭУ и фотоматериала для записи голограммы, а также выбору расстояния от объекта до голограммы достаточно большим, чтобы сгладить влияние неравномерности индикатрисы рассеяния диффузного экрана, систематическая погрешность измерений была уменьшена до 2–3%. Случайные ошибки метода вызываются главным образом погрешностью измерения интенсивностей точек восстановленного изображения, а также неточностью определения координат этих точек, связанной с малостью апертуры восстанавливаемой площадки голограммы. Поскольку погрешность, обусловленная второй из названных причин, зависит еще от характера изменения интенсивности в выбранных точках, дисперсия измеренных значений $|\gamma|$ определялась как в точках с плавным ходом интенсивности, так и в точках, где интенсивность менялась сильно. В каждом случае проводилось по 40 одинаковых измерений. На пологих участках распределений относительная дисперсия составляла 0.005–0.01, на кру-

тых она достигала $0.015 \div 0.02$.¹ Таким образом, если в первом случае было достаточно сделать один—два отсчета, то во втором для устранения влияния случайных погрешностей требовалось провести от 10 до 40 измерений. На практике мы ограничивались тремя измерениями, поэтому суммарная ошибка, обусловленная систематической и случайной погрешностью, может быть оценена как $3 \div 5\%$ от измеряемой величины. Это значение близко к погрешности измерения $|\gamma|$ с помощью классических интерференционных методов ($1 \div 6\%$ [3, 4]). Следует иметь в виду, что указанная точность голографического метода достигалась в условиях, когда степень когерентности между рассматриваемыми точками была близка к единице ($|\gamma| \geq 0.5$). При измерении меньших значений $|\gamma|$ точность

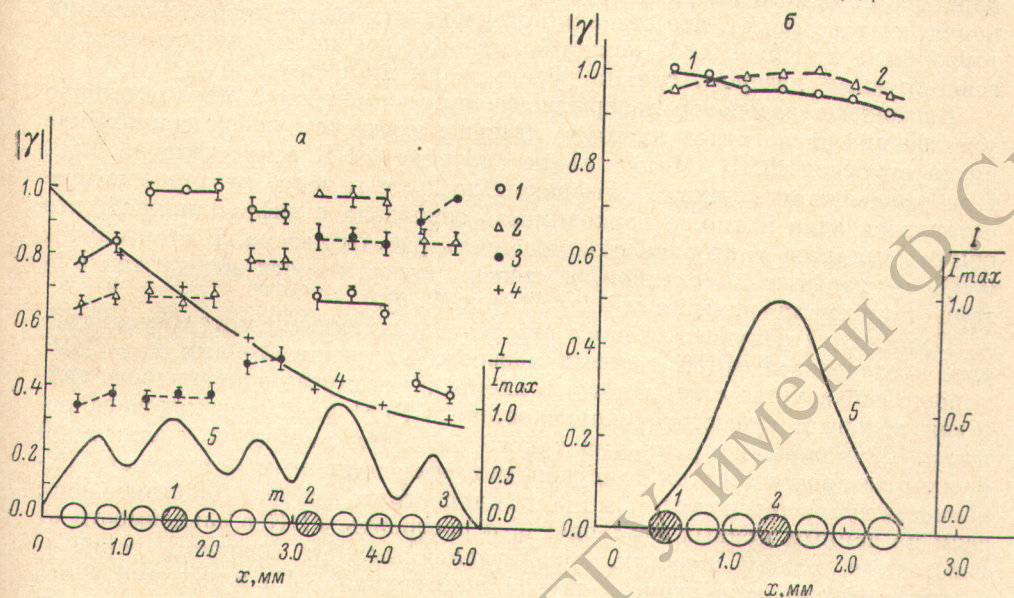


Рис. 2. Функции пространственной когерентности на торце рубинового лазера, определенные относительно произвольно выбранных точек.

1 — точек 1, 2 — точек 2, 3 — точек 3, 4 — функция пространственной когерентности, определенная для пар точек, симметрично удаленных от точки m , 5 — распределения интенсивности на торце лазера. а — работа лазера без диафрагмы в резонаторе, б — с диафрагмой диаметром 1.5 мм.

ухудшалась. Снижение точности измерений $|\gamma|$ малокогерентных точек обусловлено тем, что яркость этих точек сильно падает, они становятся малококонтрастными и теряются в шуме голограммы. В нашем эксперименте при контрасте наиболее ярких участков восстановленного изображения около 150 минимальное значение $|\gamma|$, доступное для измерения, составляло 0.15.

С помощью описанной методики были выполнены измерения ФПК импульсного лазера на рубине. Результаты измерений приведены на рис. 2. Степень когерентности определялась между всеми точками, лежащими вдоль диаметра торца лазера и обозначенными на этом рисунке кружками. Показаны также распределения интенсивности на торце лазера, построенные по данным этих же измерений с помощью формулы (6) (кривые 5). Рис. 2, а относится к режиму работы лазера без диафрагмы в резонаторе, когда генерировал весь торец диаметром 5 мм. Расходимость излучения в этом случае превосходила дифракционную примерно в 7 раз. Рассматривая кривые 1—3 на рис. 2, а можно заметить несколько особенностей поведения ФПК многомодового импульсного лазера. Во-первых,

¹ Относительная дисперсия $\sigma_{\gamma}/|\bar{\gamma}|$ определялась по формуле $\sigma_{\gamma}/|\bar{\gamma}| = \frac{1}{|\bar{\gamma}|} \sqrt{\sum (|\bar{\gamma}| - |\gamma_i|)^2 / (n-1)}$, где $|\bar{\gamma}|$ — среднеарифметическое всех измеренных значений, $|\gamma_i|$ — значение ФПК в данной реализации, $n = 40$ — число измерений.

излучение оказалось практически полностью когерентным в пределах каждого из пятен на торце. Далее, степень когерентности резко менялась при переходе от одного пятна к другому. Наблюдаемые уступы нельзя объяснить разбросом измеренных значений $|\gamma|$, так как при попытке провести через экспериментальные точки плавную кривую часть из них отклонялась от этой кривой на величину, в $2 \div 3$ раза превосходящую погрешность измерений. В то же время хорошую аппроксимацию экспериментальных значений $|\gamma|$ давало представление ФПК в виде ряда ступенек. По существу, вторая из отмеченных особенностей является следствием первой: если в пределах каждого из пятен ФПК близка к единице, то при переходе от одного пятна к другому она должна меняться скачком. Наконец, из того факта, что степень когерентности между любыми точками торца была не ниже 0.35, можно заключить, что поля поперечных мод, генерируемых лазером, сильно перекрывали друг друга.

Введение в резонатор лазера диафрагмы диаметром 3.5 мм вызывало уменьшение числа пятен на торце лазера и соответствующее сокращение числа ступенек ФПК. Минимальное значение ФПК возрастало до 0.60. При уменьшении диаметра диафрагмы до 2 мм и далее на торце лазера оставалось одно пятно, а расходимость совпадала с дифракционной, что обычно является критерием одномодовости работы лазера. В этом случае ФПК не испытывала скачков, а степень когерентности между точками торца принимала значения от 0.9 до 1 (рис. 2, б).

Сопоставим полученные нами результаты с данными интерференционных исследований ФПК газовых лазеров. Полученный нами ход ФПК хорошо согласуется с найденным в работе [3] в случае одномодового действия лазера и существенно отличается от [1, 4] для многомодового режима. Возможными причинами такого различия наряду со спецификой работы лазеров являются присущие интерференционным методам ограниченность числа точек отсчета и произвольность их выбора. Действительно, если по данным кривых 1—3 рис. 2, а построить ФПК в зависимости от расстояния между точками, равноудаленными от середины торца — точки m (аналогично схеме с двугранным зеркалом [1] или схеме Юнга в [4]), то такая кривая (кривая 4 на рис. 2, а) утрачивает отмеченные выше характерные особенности и становится по виду полностью подобной кривым, полученным с помощью интерференционных методов.

Авторы благодарны Ю. Н. Денисюк и Г. В. Папаяну за обсуждение данной работы.

Литература

- [1] Р. Р. Герке, Ю. Н. Денисюк, В. И. Локшин. Опт.-мех. промышл., № 7, 22, 1968.
- [2] M. Bertolotti, B. Diano, D. Sette. Nuovo Cimento, 33, 1705, 1964.
- [3] M. Jánossy, L. Csillag, K. Kantor. Phys. Lett., 18, 124, 1966; L. Csillag, M. Jánossy, K. Kantor. Phys. Lett., 20, 636, 1966.
- [4] Л. Г. Назарова. Опт. и спектр., 29, 757, 1970.
- [5] Д. И. Стаселько. Лекция на I школе по голографии, М., январь 1969; Ю. Н. Денисюк, Р. Р. Герке, Д. И. Стаселько. Способ контроля поперечных типов колебаний ОКГ. Авт. свид. № 276270; Д. И. Стаселько, Ю. Н. Денисюк. Опт. и спектр., 28, 323, 1970; W. Mirande, I. Weingartner. Opt. Commun., 2, 97, 1970; C. C. Aleksoff. J. Opt. Soc. Am., 60, 741, 1970.
- [6] Р. Р. Герке, Ю. Н. Денисюк, Д. И. Стаселько. Опт.-мех. промышл., № 7, 19, 1971.
- [7] Д. И. Стаселько, А. Г. Смирнов, Ю. Н. Денисюк. Опт. и спектр., 25, 910, 1968.
- [8] Д. И. Стаселько, Ю. Н. Денисюк, А. Г. Смирнов. Опт. и спектр., 26, 413, 1969.
- [9] Л. З. Румшинский. Математическая обработка результатов эксперимента. М., 1971.

Поступило в Редакцию 16 сентября 1971 г.