

07  
©1995

## ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ СПЕКЛ-ПОЛЕЙ В ЗОНЕ ДИФРАКЦИИ СФОКУСИРОВАННОГО ПРОСТРАНСТВЕННО-МОДУЛИРОВАННОГО ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА НА СЛУЧАЙНОМ ФАЗОВОМ ЭКРАНЕ

*В.П.Рябухо, А.А.Чаусский*

В [1] рассмотрена дифракция на случайном фазовом экране (СФЭ) коллимированного лазерного пучка с пространственной модуляцией в виде регулярных интерференционных полос. Для физически адекватной интерпретации наблюдаемых изменений контраста полос в рассеянном поле предложена модель интерференции идентичных спекл-полей, взаимный сдвиг между которыми линейно возрастает с удалением от экрана. В настоящей работе показано, что дифракция спекл-полей за СФЭ принимает качественно иной характер, если экран располагается в зоне фокусировки пространственно-модулированного лазерного пучка, когда освещенная область на экране имеет, с одной стороны, малые размеры, сравнимые с размерами неоднородностей экрана, а с другой стороны, заметно превышает размеры области пересечения интерферирующих волн в пучке. В этом случае в рассеянном поле формируются две частично идентичные спекл-модулированные волны, интерференция которых уже не приводит к формированию полос средней интенсивности, как это имело место в [1]. Если используется пространственно-модулированный лазерный пучок с параллельными интерференционными полосами периода  $\Lambda$  и дифракционно ограниченная оптическая система с апертурой  $D > \Lambda$ , то в области фокусировки формируются два пространственно разделенных световых пятна (рис. 1). При совпадении этих пятен с рассеивающей поверхностью экрана в дифракционном поле образуются два неидентичных спекл-поля. Результат интерференции этих полей определяется соотношением между периодом полос  $\Lambda$  и размерами спеклов  $\varepsilon_{\perp}$  в плоскости наблюдения, размерами световых пятен на рассеивающей поверхности  $d$  и протяженностью оптических неоднородностей  $l_{\phi}$  экрана. Если  $\Lambda < \varepsilon_{\perp}$  и  $d > l_{\phi}$ , то в пределах отдельных спеклов наблюдаются интерференционные полосы, контраст которых определяется только соотношением интенсивностей интерферирующих

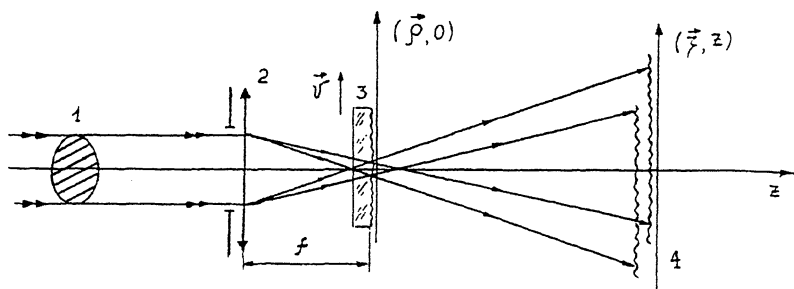


Рис. 1. Схема наблюдения интерференционных полос средней интенсивности в поле дифракции сфокусированного пространственно-модулированного лазерного пучка на движущемся СФЭ:

1 — пространственно-модулированный лазерный пучок; 2 — фокусирующая оптическая система; 3 — движущийся случайный фазовый экран; 4 — плоскость наблюдения.

полей и не зависит от статических характеристик экрана. Если  $\Lambda \geq \varepsilon_{\perp}$ , при  $d > l_{\phi}$  регулярных полос в выходном поле не наблюдается (рис. 2, б). Однако картина существенно меняется при непрерывном перемещении СФЭ в поперечном направлении: в рассеянном поле проявляется система интерференционных полос средней интенсивности (рис. 2, в), контраст которых определяется статистическими характеристиками СФЭ.

Смещение экрана вдоль оптической оси пучка сопровождается увеличением области перекрытия интерферирующих волн в пучке, уменьшением размеров спеклов по сравнению с периодом полос  $\Lambda$  и развитием в дифракционном поле картины полос средней интенсивности при неподвижном экране. Контраст этих полос, как показывает эксперимент, равен контрасту полос при движущемся рассеивателе, что свидетельствует об эквивалентности двух процессов усреднения — по ансамблю спекл-полей (движущийся рассеиватель) и по отдельной реализации спекл-поля (неподвижный рассеиватель).

Для средней интенсивности результирующего поля в плоскости наблюдения  $(\zeta, z) = (\xi, \eta, z)$ , удаленной от рассеивающего экрана на некоторое расстояние  $z$  (рис. 1), запишем выражение в форме классического уравнения интерференции

$$\langle I(\zeta, z) \rangle = \langle I_1(\zeta, z) \rangle + \langle I_2(\zeta, z) \rangle + 2|B_{12}(\zeta, z)| \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda}\xi + \alpha\right), \quad (1)$$

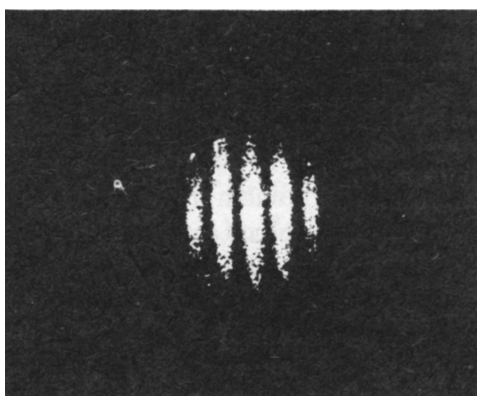
где  $\langle \dots \rangle$  — усреднение по ансамблю реализаций;  $\langle I_1 \rangle$ ,  $\langle I_2 \rangle$ , и  $B_{12}$  — соответственно средние интенсивности и взаимно



*a*



*b*



*b*

Рис. 2. Интерферограммы, наблюдаемые в отсутствие (а), при неподвижном (б) и движущемся (в) СФЭ.

корреляционная функция интерферирующих спекл-полей;  $\alpha = \arg(B_{12})$ . Полное рассеянное поле можно представить в виде суперпозиции флуктуационной (рассеянной)  $\tilde{U}$  и средней (нерассеянной)  $\bar{U}$  составляющих [2]. Поэтому  $B_{12} = \tilde{B}_{12} + \bar{U}_1 \bar{U}_2^*$ , где  $\tilde{B}_{12}$  — корреляционная функция флуктуационных составляющих полей, а  $\bar{U}_1$  и  $\bar{U}_2$  — комплексные амплитуды нерассеянных компонент. Для неидентичных спекл-полей  $\tilde{B}_{12} = 0$  и корреляция реализуется только через нерассеянные компоненты  $B_{12} = \bar{U}_1 \bar{U}_2^*$ .

Если контраст полос в освещающем пространственно-модулированном пучке равен единице,  $V_0 = 1$ , то  $\langle I_1 \rangle = \langle I_2 \rangle$ ,  $\bar{U}_1 = \bar{U}_2$  и для контраста полос  $V$  из (1) получаем

$$V = \frac{\bar{I}_1}{\langle I_1 \rangle} = \frac{\bar{I}_1}{\langle \tilde{I}_1 \rangle + \bar{I}_1}, \quad (2)$$

где  $\langle \tilde{I}_1 \rangle$  и  $\bar{I}_1$  — соответственно интенсивности флуктуационной и нерассеянной составляющих одного из спекл-полей. При равенстве расходимостей этих компонент контраст полос не зависит от расстояния  $z$  и определяется дисперсией базовых флуктуаций поля  $\sigma_\phi^2$  за СФЭ. Действительно, интенсивность среднего (нерассеянного) поля в предположении о гауссовой статистике неоднородностей СФЭ определяется выражением [2,3]

$$\bar{I}_1(\zeta, z) = t_0^2 I_{01}(\zeta, z) \exp(-\sigma_\phi^2), \quad (3)$$

где  $t_0$  — амплитудный коэффициент пропускания СФЭ;  $I_{01}(\zeta, z)$  — интенсивность одной из световых волн в освещающем пространственно-модулированном пучке в отсутствие экрана. В плоскости  $(\rho, 0)$ , непосредственно прилегающей к экрану (рис. 1), имеем очевидные соотношения  $\langle I_1(\rho, 0) \rangle = t_0^2 I_{01}(\rho, 0)$  или, с учетом (3),  $\langle \tilde{I}_1(\rho, 0) \rangle / \bar{I}_1(\rho, 0) = \exp(\sigma_\phi^2) - 1$ . Эти соотношения остаются справедливыми при удалении от экрана, если расходимости флуктуационной и нерассеянной компонент поля равны,  $\tilde{\theta} = \bar{\theta}$ . В этом случае, используя (2), для контраста полос  $V$  в любом сечении поля  $z$  получаем

$$V = \exp(-\sigma_\phi^2). \quad (4)$$

В случае, когда контраст полос в освещающем пучке  $V_0 < 1$ , выражение (4) справедливо для относительного контраста  $V/V_0$ .

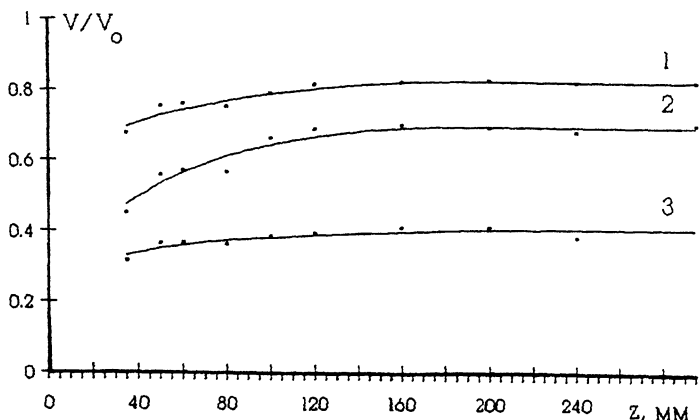


Рис. 3. Изменение относительного контраста полос средней интенсивности в зависимости от расстояния между экраном и плоскостью наблюдения для экранов с различными статистическими параметрами  $\sigma_\phi^2$  и  $l_\phi$  при неизменной расходимости освещающего лазерного пучка.

Если расходимость флуктуационной компоненты превышает расходимость среднего поля,  $\tilde{\theta} > \bar{\theta}$ , то за экраном имеется зона, где  $\langle \tilde{I}_1 \rangle$  убывает быстрее, чем  $\bar{I}_1$ . Поэтому контраст полос, согласно (2) возрастает с увеличением расстояния  $z$ . Однако для достаточно больших значений  $z$  интенсивности обеих составляющих поля становятся обратно пропорциональными  $z^2$  и контраст полос стремится к максимальному значению  $V_{\max}$ , определяемому как дисперсией  $\sigma_\phi^2$ , так и радиусом корреляции  $l_\phi$  неоднородностей экрана.

На рис. 3 показаны экспериментальные графики относительного контраста полос средней интенсивности  $V/V_0$  в зависимости от расстояния  $z$  между СФЭ и плоскостью регистрации полос для образцов с заведомо различными параметрами  $\sigma_\phi^2$  и  $l_\phi$ , определяющими расходимость флуктуационной компоненты рассеянного поля ( $\sigma_{\phi 3}^2 > \sigma_{\phi 2}^2 > \sigma_{\phi 1}^2$ ;  $l_{\phi 3} > l_{\phi 1} > l_{\phi 2}$ ,  $\tilde{\theta}_2 > \tilde{\theta}_1 > \tilde{\theta}_3$ ). Расходимость освещающего пучка  $\theta$  в каждом случае оставалась неизменной, приблизительно равной расходимости рассеянного поля за третьим образцом,  $\bar{\theta} \approx \tilde{\theta}_3$ . Поэтому для данного образца наблюдается заметно более медленное увеличение контраста полос.

В качестве образцов использовались фазовые (отбеленные) спеклограммы, хорошо удовлетворяющие модели "случайный фазовый экран".

Таким образом, уравнивая тем или иным способом расходимости освещающего пучка и флуктуационной компо-

ненты рассеянного поля, получаем полосы средней интенсивности, контраст которых в соответствии с (4) определяется дисперсией фазовых флуктуаций поля, а значит, и дисперсией неоднородностей экрана. При этом рассеивающая поверхность экрана может и не совпадать с плоскостью фокусировки лазерного пучка.

Полученные результаты могут быть использованы в задачах диагностики нестационарных рассеивающих сред, турбулентных потоков, степени шероховатости и дефектности поверхности движущихся объектов.

Авторы выражают благодарность проф. В.В.Тучину за плодотворные дискуссии, В.Л.Хомутову и А.Е.Гриневичу за помощь в эксперименте.

### Список литературы

- [1] *Рябуто В.П., Аветисян Ю.А., Гриневич А.Е., Зимняков Д.А., Голубенцева Л.И.* // Письма в ЖТФ. 1994. Т. 20. В. 11. С. 74-78.
- [2] *Рытов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский Б.И.* Введение в статистическую радиофизику. Случайные поля. М., 1978. 463 с.
- [3] *Goodman J.W.* // *Laser Speckle and Related Phenomena. Topics in Applied Physics. V. 9.* Berlin: Springer-Verlag, 1984. P. 9-75.

Саратовский государственный  
университет

Поступило в Редакцию  
27 февраля 1995 г.

Саратовский филиал Института  
машинovedения им. А.А.Благонравова

---