

07

©1995 г.

ВЛИЯНИЕ ФОКУСИРУЮЩИХ СВОЙСТВ ФАЗОВЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ КРУПНОМАСШТАБНЫХ РАССЕИВАТЕЛЕЙ НА СТАТИСТИКУ ФОРМИРУЕМЫХ СПЕКЛ-СТРУКТУР

Д.А.Зимняков, А.А.Мишин

Институт машиностроения им. А.А.Благонравова РАН,
Саратовский филиал, 410028, Саратов, Россия
(Поступило в Редакцию 5 июля 1994 г.)

Исследования взаимосвязи статистических свойств частично развитых спекл-полей со структурными характеристиками крупномасштабных рассеивателей при дифракции на них сфокусированных когерентных пучков представляют значительный интерес с точки зрения разработки оптических методов диагностики рассеивающих объектов и сред. Традиционной характеристикой для описания спекл-полей является значение контраста, определяемое как $\mu = \sigma_I / \langle I \rangle = \langle ((I - \langle I \rangle)^2) \rangle^{0.5} / \langle I \rangle$ (I — интенсивность спекл-поля) [1]. Для случая рассеивающих объектов, характеризующихся только фазовой модуляцией освещающего пучка, в качестве структурных параметров для описания распределений фазы граничного поля (непосредственно за рассеивателем) могут быть использованы длина корреляции фазы граничного поля l_ϕ и среднеквадратичное значение флуктуаций фазы σ_ϕ [2].

При анализе взаимосвязи между значением μ и характеристиками рассеивающих объектов может быть введено понятие числа элементарных статистических независимых рассеивателей в пределах освещаемого участка N [1,2]; для значений $\sigma_\phi < 1$ значение N может быть оценено как $N \simeq (W/l_\phi)^2$, где W — диаметр освещаемого участка на поверхности исследуемого объекта. В [3] рассмотрены особенности поведения зависимостей $\mu = f(N)$ в области $N \simeq 1$ для рассеивающих объектов различных типов; вне зависимости от конкретных особенностей используемых моделей рассеивающих объектов связь между величинами μ и N в области $N \simeq 1$ может быть описана весьма простым выражением

$$\mu = \sqrt{1 + C/\langle N \rangle}, \quad (1)$$

где C — коэффициент, зависящий от характеристик рассеивателя; $\langle N \rangle$ — математическое ожидание числа элементарных рассеивателей в пределах освещаемого участка.

Таким образом, характерной особенностью частично развитых спекл-полей при малых значениях $\langle N \rangle$ является существенное превышение μ над 1. Для больших значений $\langle N \rangle$ выражение (1) имеет асимптотику $\mu \rightarrow 1$, что соответствует классическому случаю развитого спекл-поля [1]. В области малых значений $\langle N \rangle$ контраст спекл-поля в соответствии с (1) с уменьшением $\langle N \rangle$ возрастает как $\mu \sim (\langle N \rangle)^{-0.5}$. Возрастание значений статистических моментов интенсивности спекл-поля в области $\langle N \rangle \leq 1$ может быть интерпретировано как проявление “микрولينзового” эффекта, когда отдельные фазовые неоднородности с характерными размерами порядка или более размеров освещаемого участка преобразуют волновой фронт освещающего пучка подобно линзам малых размеров. Наиболее типичным проявлением данного эффекта является наличие максимумов индекса мерцаний рассеянного поля в ближней френелевской зоне при освещении случайного фазового экрана с $\sigma_\phi > 1$ безграничной плоской волной [4]. В работе [5] данный эффект предложено использовать для диагностики крупношероховатых рассеивающих поверхностей, при этом по положению максимума индекса мерцаний (контраста) в пространстве за рассеивателем и значению максимума вычисляются средние по ансамблю неоднородностей значения l_ϕ и σ_ϕ .

В случае использования для освещения исследуемых образцов сфокусированных когерентных пучков и наблюдения формируемого спекл-поля в дальней зоне дифракции статистические свойства образующихся спекл-структур должны зависеть не только от структурных параметров рассеивающего объекта, выражаемых через параметры граничного поля l_ϕ и σ_ϕ , но также от характеристик освещающего пучка и положения образца относительно его перетяжки. Взаимосвязь между радиусом кривизны волнового фронта освещающего пучка и параметром дефокусировки, определяемым положением исследуемого образца относительно перетяжки пучка, может быть использована для восстановления функции распределения локальных фазовых неоднородностей рассеивающего объекта (элементарных рассеивателей) по параметру $\tilde{z} = kl^2/\Delta_\phi$, где l — характерный линейный размер неоднородности; k — волновое число; Δ_ϕ — величина фазового возмущения волнового фронта освещающего пучка, создаваемого данной неоднородностью.

В работе исследуются особенности поведения статистических характеристик частично развитых спекл-полей в зоне дифракции Фраунгофера при рассеянии когерентных сфокусированных пучков на крупномасштабных случайных фазовых экранах (СФЭ). В качестве исследуемой характеристики рассеянного поля в параксиальной области выбрано значение коэффициента асимметрии, представляющего собой значение нормированного центрального момента третьего порядка распределения интенсивности $Q_a = \langle (I - \langle I \rangle)^3 \rangle / (\langle (I - \langle I \rangle)^2 \rangle)^{1.5} = \langle (I^3) \rangle - 3\langle I^2 \rangle \langle I \rangle + 2\langle I \rangle^3 / (\langle I^2 \rangle - \langle I \rangle^2)^{1.5}$. Данный параметр более чувствителен к особенностям распределений интенсивности, чем значение контраста спекл-поля; использование статистических моментов более

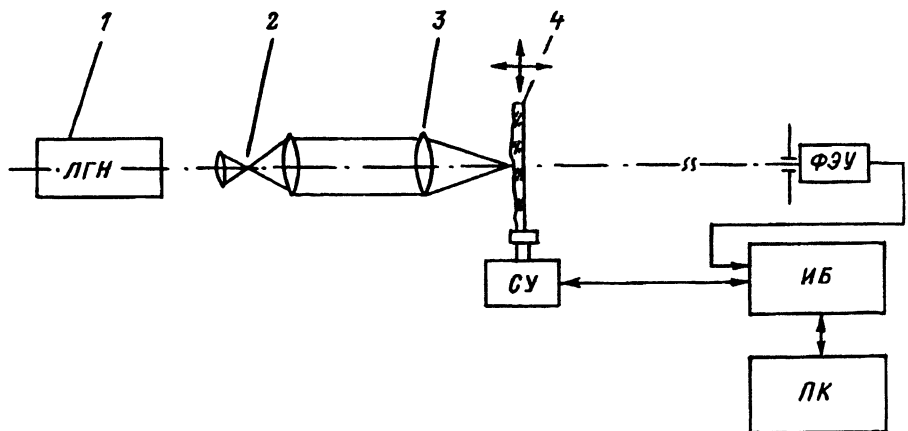


Рис. 1. Схема экспериментальной установки для исследований статистических характеристик спекл-полей при дифракции сфокусированных пучков на крупномасштабных фазовых объектах в проходящем свете.

1 — лазер, 2 — телескопическая система, 3 — фиксирующий объектив ($3.7\times$), 4 — исследуемый образец, СУ — двухкоординатное сканирующее устройство, ИБ — интерфейсный блок, ПК — персональный компьютер.

высоких порядков (4-го и выше) неоправдано вследствие высокой чувствительности их значений по отношению к разбросу измеряемых величин. Схема экспериментальной установки для исследования статистических характеристик динамических спекл-полей в дальней зоне дифракции при сканировании исследуемых образцов в направлении, перпендикулярном оптической оси системы, приведена на рис. 1. В эксперименте исследовалась дифракция сфокусированных гауссовых пучков с различными значениями конфокального параметра на крупношероховатых стеклянных образцах и модельных рассеивателях, имитирующих случайные фазовые экраны (СФЭ) и полученных путем регистрации спеклограмм с последующим отбеливанием. Значения параметров l_ϕ и σ_ϕ для исследуемых образцов, определенные с использованием различных методов, приведены в таблице, где также даны оценки значений обобщенного параметра $z_m = kl_\phi^2/\sigma_\phi^2$ для каждого образца. Значения l_ϕ оценивались по полуширине автокорреляционной функции интенсивности рассеянного поля в параксиальной области зоны Фраунгофера при сканировании образца, расположенного в перетяжке жестко сфокуси-

Значения параметров l_ϕ и σ_ϕ для исследуемых в эксперименте образцов

Номер образца	Тип образца	l_ϕ , мкм	σ_ϕ	$z_m = kl_\phi^2/\sigma_\phi^2$, мм _ф
1	Спеклограмма	~ 8.5	~ 0.39	~ 1.85
2	„	~ 8.5	~ 0.51	~ 1.41
3	Крупношероховатая стеклянная пластина	~ 24.0	~ 10.0	~ 0.58
4	То же	~ 35.0	~ 22.5	~ 0.54

зонального зондирующего пучка с малым значением конфокального параметра. Значения σ_ϕ для спеклограмм оценивались с использованием методики [3], основанной на измерении значений контраста спекл-поля для двух значений параметра дефокусировки Δz зондирующего пучка: $\Delta z = 0$ и $\Delta z \gg R$ (R — конфокальный параметр зондирующего пучка, параметр дефокусировки Δz определяет положение рассеивающего объекта относительно плоскости перетяжки зондирующего пучка). Для крупношероховатых образцов 3 и 4 значения σ_ϕ оценивались по результатам профилометрических измерений с помощью контактного профилометра в соответствии с выражением $\sigma_\phi = 2\pi(n-1)\sigma_h/\lambda$, где σ_h — среднеквадратичное значение флуктуаций высоты микронеровностей поверхности, n — показатель преломления материала пластины ($n \simeq 1.5$). В эксперименте использовались зондирующие пучки со значениями конфокального параметра $R_1 \simeq 320$ мкм и $R_2 \simeq 680$ мкм. Значения R_1 и R_2 определялись исходя из величины угла расходимости зондирующего пучка в дальней зоне дифракции. При определении значений Q_a смена реализаций спекл-поля осуществлялась за счет сканирования исследуемого образца в направлении, перпендикулярном оптической оси системы. На рис. 2, 3 приведены полученные в результате эксперимента зависимости коэффициента асимметрии Q_a от параметра дефокусировки Δz при сканировании исследуемых образцов пучком с конфокальным параметром $R_1 \simeq 320$ мкм (рис. 2, а; 3, а) и пучком с $R_2 \simeq 680$ мкм (рис. 2, б; 3, б). Обращают на себя внимание следующие характерные особенности этих зависимостей: 1) для спеклограмм максимумы Q_a соответствуют значениям $\Delta z > 0$, в то время как для исследуемых крупношероховатых стеклянных образцов соответствующие значения параметра дефокусировки меньше 0; 2) для освещающих пучков с меньшим значением конфокального параметра пики коэффициента асимметрии для зависимостей $Q_a(\Delta z)$ характеризуются большими значениями Q_a в максимуме, большей "остротой" и меньшей шириной, чем у пучков с $R \simeq 680$ мкм; 3) значения параметра дефокусировки Δz_m , соответствующие положениям максимума Q_a , для стеклянных образцов (рис. 3) существенно превышают соответствующие значения для спеклограмм (рис. 2) $\Delta z_m^{gl} \simeq (3-4) \cdot \Delta z_m^{sp}$.

Различные положения максимумов Q_a относительно плоскости перетяжки освещающего пучка для стеклянных образцов и спеклограмм могут быть обусловлены прежде всего топологическими особенностями рассеивающей поверхности, в первую очередь существенным преобладанием локальных неоднородностей с параметром Δ_ϕ одного знака. Используя более наглядную интерпретацию полученных результатов, можно сделать вывод, что исследованные в работе крупношероховатые стеклянные образцы характеризуются преобладанием "рассеивающих микролинз" ($\Delta_\phi < 0$) в ансамбле локальных неоднородностей, в то время как для спеклограмм свойствен избыток "собирающих микролинз" (локальных неоднородностей со значением параметра $\Delta_\phi > 0$). Данное обстоятельство может быть связано прежде всего с технологическими особенностями получения исследуемых образцов.

Для описания других наблюдаемых с эксперименте особенностей зависимостей $Q_a(\Delta z)$ может быть привлечена следующая феноменологическая модель. Для рассматриваемого случая мгновенное значение интенсивности в произвольный момент времени в точке наблюдения

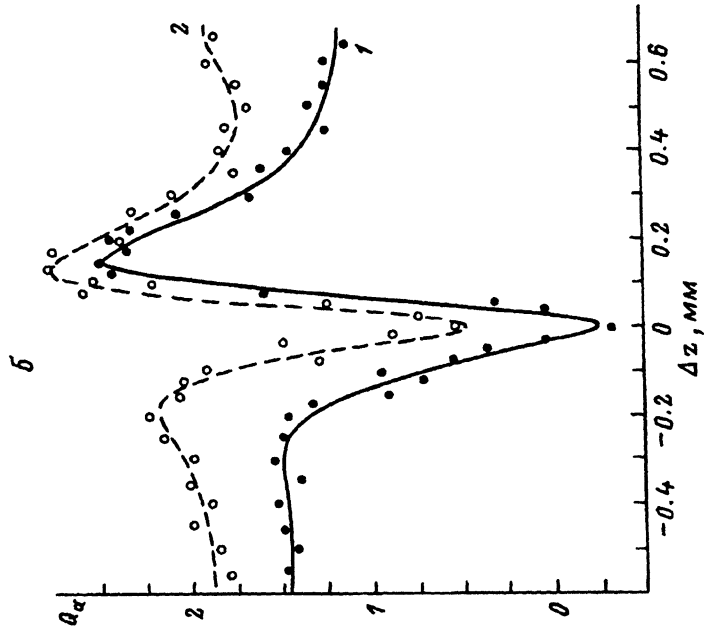
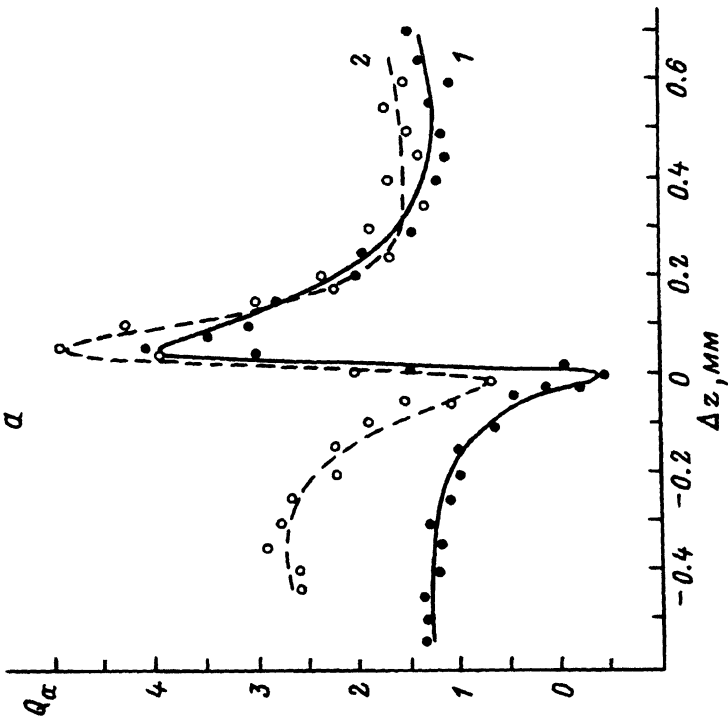


Рис. 2. Зависимости коэффициента асимметрии распределений интенсивности частично развитого спекл-поля в дальней зоне дифракции от параметра дефокусировки.

а — $R_1 = 320$ мкм, б — $R_2 = 680$ мкм. Исследуемые образцы — спеклограммы; 1 — образец 1, 2 — образец 2.

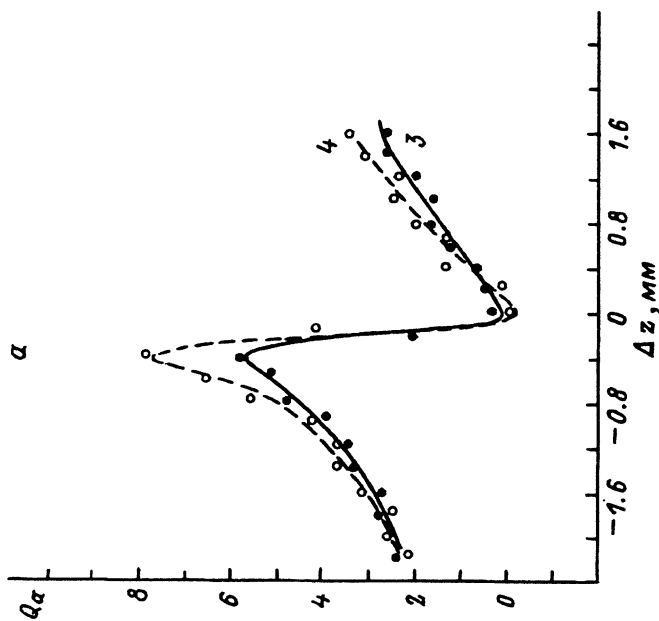
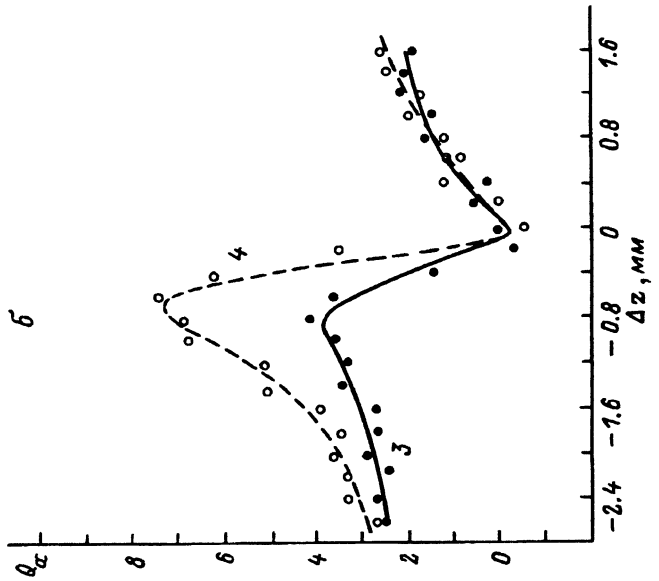


Рис. 3. То же, что и на рис. 2 (включая а, б).
3, 4 — образцы 3, 4 соответственно.

можно представить как результат суперпозиции двух статистически независимых случайных процессов, один из которых представляет собой “фоновую” компоненту малой амплитуды, а второй — случайную последовательность импульсов со значительной амплитудой и малым значением средней частоты следования, формируемых в момент появления в освещаемой области элементарных рассеивателей, “согласованных” по параметру \tilde{z} со значением кривизны волнового фронта освещающего пучка. В последнем случае происходит переотображение распределения интенсивности в плоскости перетяжки зондирующего пучка локальной неоднородностью в апертуру фотоприемника, расположенного в параксиальной области дальней зоны дифракции. Для плотности вероятности регистрируемого значения интенсивности можно записать следующее выражение:

$$\rho(I) = (1 - \chi)\rho_b(I) + \chi\rho_i(I), \quad (2)$$

где $\rho_b(I)$, $\rho_i(I)$ — функции плотности вероятности, описывающие соответственно распределения интенсивности для “фоновой” компоненты сигнала и последовательности импульсов от “согласованных” с зондирующим пучком локальных неоднородностей; $\chi \ll 1$ — параметр, определяемый вероятностью попадания неоднородности, согласованной по параметру z_m с кривизной волнового фронта пучка, в освещаемую область.

Для рассматриваемого случая выполняются следующие соотношения:

$$\langle I_i \rangle \gg \langle I_b \rangle, \quad \langle I_i^2 \rangle \gg \langle I_b^2 \rangle \dots,$$

где

$$\langle I_b^k \rangle = \int_0^{\infty} I^k \rho_b(I) dI, \quad \langle I_i^k \rangle = \int_0^{\infty} I^k \rho_i(I) dI.$$

Соответственно значения статистических моментов до 3-го порядка включительно могут быть представлены как

$$\langle I \rangle = (1 - \chi)\langle I_b \rangle + \chi\langle I_i \rangle,$$

$$\langle I^2 \rangle = (1 - \chi)\langle I_b^2 \rangle + \chi\langle I_i^2 \rangle,$$

$$\langle I^3 \rangle = (1 - \chi)\langle I_b^3 \rangle + \chi\langle I_i^3 \rangle, \quad (3)$$

а значения контраста и коэффициента асимметрии равны

$$V = \frac{\left\{ (1 - \chi)\langle I_b^2 \rangle + \chi\langle I_i^2 \rangle - [(1 - \chi)\langle I_b \rangle + \chi\langle I_i \rangle]^2 \right\}^{0.5}}{(1 - \chi)\langle I_b \rangle + \chi\langle I_i \rangle},$$

$$Q_a = \left\{ (1 - \chi)\langle I_b^3 \rangle + \chi\langle I_i^3 \rangle - 3[(1 - \chi)\langle I_b^2 \rangle + \chi\langle I_i^2 \rangle] [(1 - \chi)\langle I_b \rangle + \chi\langle I_i \rangle] + 2[(1 - \chi)\langle I_b \rangle + \chi\langle I_i \rangle]^3 \right\} / \left\{ (1 - \chi)\langle I_b^2 \rangle + \chi\langle I_i^2 \rangle - [(1 - \chi)\langle I_b \rangle + \chi\langle I_i \rangle]^2 \right\}^{1.5} \quad (4)$$

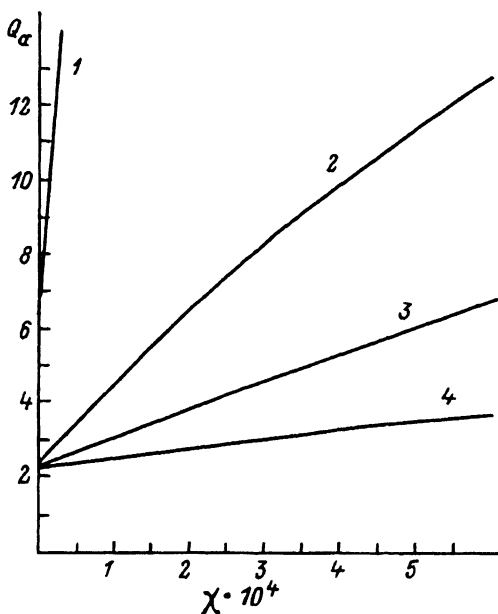


Рис. 4. Зависимости коэффициента асимметрии интенсивности частично развитого спекл-поля от параметра χ для различных соотношений между статистическими моментами фоновой и импульсной компоненты (результаты моделирования).

1 — $\langle I_b \rangle / \langle I_i \rangle = 0.02$, 2 — $\langle I_b \rangle / \langle I_i \rangle = 0.05$,
3 — $\langle I_b \rangle / \langle I_i \rangle = 0.07$, 4 — $\langle I_b \rangle / \langle I_i \rangle = 0.1$.

Выражения (4) в случае равенства нулю интенсивности “фоновой” составляющей спекл-поля при малых значениях параметра χ имеют асимптотики вида

$$V \approx \frac{(\langle I_i^2 \rangle)^{0.5}}{\chi^{0.5} \langle I_i \rangle}, \quad Q_a \approx \frac{\langle I_i^3 \rangle}{\chi^{0.5} \langle I_i^2 \rangle}. \quad (5)$$

Таким образом, поведение контраста спекл-поля со статистикой интенсивности, описываемой выражением (2), при равенстве нулю интенсивности “фоновой” компоненты для малых значений χ подчиняется зависимости, аналогичной зависимости (1) (в области малых $\langle N \rangle$). На рис. 4 приведены графики зависимости коэффициента асимметрии спекл-поля от параметра χ для различных значений отношений $\langle I_b \rangle / \langle I_i \rangle$ в случае импульсов гауссовой формы. Из рисунка видно, что для малых χ зависимости $Q_a(\chi)$ характеризуется наличием линейного участка, крутизна которого резко убывает с возрастанием вклада “фоновой” компоненты в интенсивность спекл-поля.

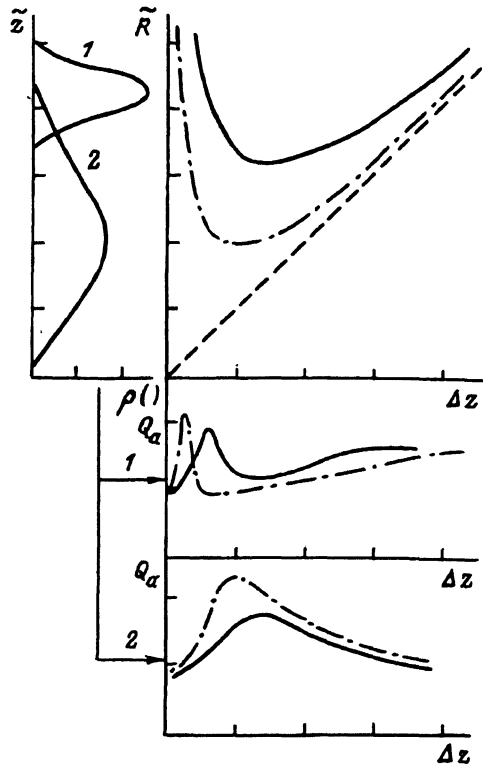


Рис. 5. Диаграмма, иллюстрирующая зависимость формы кривых $Q_a(\Delta z)$ от формы функций плотности вероятности $\rho(\tilde{z})$ исследуемых образцов и зависимостей $\tilde{R}(\Delta z)$ для зондирующих пучков.

На рис. 5 приведена диаграмма, иллюстрирующая влияние величины конфокального параметра зондирующего пучка на поведение зависимостей Q_a от параметра фокусировки Δz при сканировании объектов с различными распределениями (кривые 1, 2) локальных неоднородностей по параметру \tilde{z} . Для заданных значений конфокального параметра R зондирующего пучка и параметра дефокусировки Δz значение параметра \tilde{z} неоднородностей, формирующих импульсную компоненту интенсивности спекл-поля, равно

$$\tilde{z} = \Delta z (1 + R^2 / \Delta z^2). \quad (6)$$

На диаграмме показано поведение зависимостей $Q_a(\Delta z)$, построенных в предположении о малости параметра χ в выражении (4) (о линейном характере зависимостей $Q_a(\chi)$). С помощью данной диаграммы возможна интерпретация всех качественных особенностей, присущих зависимостям коэффициента асимметрии от параметра дефокусировки и наблюдаемых в эксперименте. Положение максимума и ширина пика коэффициента асимметрии зависят от соотношения между значениями $\langle \tilde{z} \rangle$, $(\langle (\tilde{z} - \langle \tilde{z} \rangle)^2 \rangle)^{0.5}$ для исследуемого рассеивающего объекта и значением конфокального параметра R . В случае, когда $\langle \tilde{z} \rangle - K(\langle (\tilde{z} - \langle \tilde{z} \rangle)^2 \rangle)^{0.5} > 2R$ (K — коэффициент, определяемый видом функции плотности вероятности $\rho(\tilde{z})$ ансамбля неоднородностей), положение максимума на зависимости $Q_a(\Delta z)$ определяется из условия согласования (выражение (6)) радиуса кривизны волнового фронта зондирующего пучка и z' , соответствующего модальному значению $\rho(\tilde{z})$, а ширина пика коэффициента асимметрии определяется значением параметра $R^2(\langle (\tilde{z} - \langle \tilde{z} \rangle)^2 \rangle)^{0.5} / \langle \tilde{z} \rangle^2$ (кривая 1 на диаграмме). Узкий и острый пик Q_a соответствует участку убывания радиуса кривизны волнового фронта \tilde{R} зондирующего пучка с ростом Δz в диапазоне от 0 до $2R$. При дальнейшем возрастании Δz для значения параметра дефокусировки, удовлетворяющем условию $\Delta z \simeq \tilde{z} + \sqrt{\tilde{z}^2 - 4R^2}$, должен наблюдаться второй пик Q_a (значительно меньшей амплитуды и более широкий, чем первый). Резкое уменьшение амплитуды второго пика, соответствующего участку зависимости $\tilde{R}(\Delta z)$ с положительным значением $d\tilde{R}/d(\Delta z)$ для $\Delta z > 2R$, обусловлено возрастанием вклада фоновой составляющей в значения статистических моментов спекл-поля при увеличении параметра дефокусировки [2]. Возрастание конфокального параметра R приводит к смещению максимума Q_a в область больших значений Δz , уменьшению амплитуды и возрастанию ширины пика. Подобные качественные особенности наблюдаются в эксперименте для всех зависимостей $Q_a(\Delta z)$, полученных для образцов спеклограмм (рис. 2,а;3,а). При выполнении условия $\tilde{z}' < 2R$ зависимость $Q_a(\Delta z)$ будет характеризоваться наличием широкого пика, положение максимума которого определяется из условия $\Delta z \simeq 2R$. Из рис. 5 очевидно, что для получения более полной информации о статистических характеристиках ансамбля индивидуальных рассеивателей исследуемого объекта необходимо уменьшать значение конфокального параметра зондирующего пучка. В случае $\tilde{z}_m > R$ зависимости $Q_a(\Delta z)$ будут характеризоваться наличием двух пиков, первый из ко-

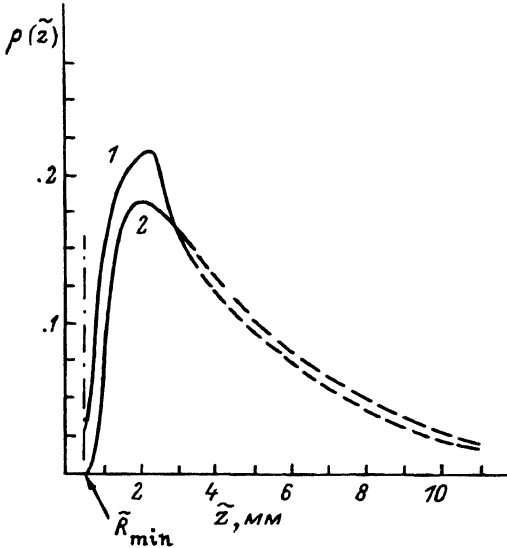


Рис. 6. Функции плотности вероятности $\rho(\tilde{z})$ для спеклограмм (образцы 1 и 2), восстановленные по зависимостям $Q_a(\Delta z)$ (рис. 2, а).

торых, более узкий и с большей амплитудой, соответствует начальному участку зависимости $\tilde{R}(\Delta z)$, характеризуемому отрицательным значением $d\tilde{R}/d(\Delta z)$; а второй, с малой амплитудой и широкий, соответствует “восходящей” ветви зависимости $\tilde{R}(\Delta z)$, в области больших Δz имеющей асимптотику $R \simeq \Delta z$.

Исследование зависимости коэффициента асимметрии спекл-поля от параметра дефокусировки при использовании зондирующего пучка с малым значением конфокального параметра в области значений $0 < \Delta z < R$ позволяет осуществлять реконструкцию эмпирических функций плотности вероятности распределений ансамбля локальных неоднородностей рассеивающего объекта по обобщенному параметру $\tilde{z} = kl_\phi^2 / \Delta\phi$. Методика построения $\rho(\tilde{z})$ для исследуемых образцов основана на следующих предположениях: 1) в области малых значений параметра χ зависимость $Q_a(\chi)$ для рассматриваемого образца является линейной; 2) при заданном значении параметра дефокусировки Δz величина Q_a пропорциональна плотности вероятности $\rho(\tilde{z})$ для ансамбля неоднородностей, причем текущее значение \tilde{z} связано с Δz соотношением (6).

На рис. 6 приведены функции плотности вероятности $\rho(\tilde{z})$ для образцов 1 и 2 (спеклограмм), восстановленные с использованием предложенной методики по зависимостям $Q_a(\Delta z)$ (рис. 2, а). При реконструкции $\rho(\tilde{z})$ учитывалось влияние изменений статистических характеристик “фоновой” компоненты спекл-поля на значения Q_a ; поведение статистических моментов “фоновой” компоненты в области значений $\Delta z \simeq R$ описывалось с использованием результатов, полученных в [3].

Область вероятных значений параметра \tilde{z} , полученная в результате восстановления для образца 2, полностью “перекрывается” значениями радиуса кривизны волнового фронта зондирующего пучка \tilde{R} при изменении Δz от 0 до значения $R_1 \simeq 320$ мкм; для образца 1 в соответ-

ствии с результатами восстановления характерно частичное “перекрывание” (рис. 6). Распределение фазовых неоднородностей для данного образца характеризуется наличием локальных рассеивателей с $\tilde{z} < R_1$, вклад которых в формирование “импульсной” составляющей интенсивности спекл-поля отсутствует. Форма пика зависимости $Q_a(\Delta z)$ для данной спеклограммы свидетельствует, однако, о том, что концентрация фазовых неоднородностей с малыми значениями параметра \tilde{z} невелика и выполняется условие

$$\int_0^{2R_1} \rho(\tilde{z}) dz \ll \int_{2R_1}^{\infty} \rho(\tilde{z}) dz.$$

Масштабирование восстановленных значений $\rho(\tilde{z})$ производилось путем нормировки на единицу величины

$$\int_0^{\tilde{z}_{\max}} \rho(\tilde{z}) dz \simeq \sum_{i=1}^M \rho(\tilde{z}_i) \Delta h \simeq 1,$$

где M — число отсчетов на зависимости $Q_a(\Delta z)$, используемых для восстановления ФПВ; Δh — шаг дискретизации восстанавливаемых функций.

С наименьшей достоверностью восстанавливаются участки ФПВ, соответствующие наибольшей скорости изменения радиуса кривизны волнового фронта зондирующего пучка с ростом Δz и реконструируемые по участкам зависимостей $Q_a(\Delta z)$ с наибольшим значением крутизны $|d(Q_a)/d(\Delta z)|$. На рис. 6 соответствующие участки показаны штриховой линией; здесь же отмечено минимальное значение параметра \tilde{z} для исследуемых фазовых неоднородностей, соответствующее конфокальному параметру зондирующего пучка.

Для крупномасштабных образцов 3 и 4, характеризуемых малыми значениями параметра z_m , реконструкция ФПВ не производилась, поскольку область возможных значений параметра \tilde{z} для них и область изменения \tilde{R} при возрастании Δz перекрываются лишь частично, что приводит к уширению пика коэффициента асимметрии (рис. 3); максимум Q_a при этом регистрируется для значения Δz , равного конфокальному параметру зондирующего пучка. Для данного случая реконструкция ФПВ для всей области возможных значений параметра \tilde{z} невозможна, однако может быть осуществлено качественное восстановление участка ФПВ для больших значений \tilde{z} с целью оценки относительных величин поверхностной концентрации фазовых неоднородностей рассеивающего объекта с различными \tilde{z} , удовлетворяющими условию $\tilde{z} > R$.

Результаты восстановления (рис. 6) и сделанные выводы относительно ФПВ распределений \tilde{z} для образцов 3 и 4 косвенно подтверждаются результатами оценки параметра z_m (см. таблицу), характеризующего фокусирующие свойства неоднородностей [4]; необходимо отметить, что значения z_m для образцов 1 и 2 ($z_{m1} \simeq 1.85$ мм, $z_{m2} \simeq 1.41$ мм) коррелируют с модальными значениями для восстановленных ФПВ

($\bar{z}_1^{\max} \simeq 2.35$ мм, $\bar{z}_2^{\max} \simeq 2.00$ мм), хотя последние существенно превышают их. Видимо, это обстоятельство обусловлено различием в методах определения обобщенных параметров локальных неоднородностей. Отношение \bar{z}^{\max}/z_m для исследованных образцов имеет значение, близкое к 1.35. Для образцов 3 и 4 значения z_m равны соответственно $z_{m3} \simeq 0.58$ мм, $z_{m4} \simeq 0.54$ мм, что существенно меньше минимального радиуса кривизны волнового фронта зондирующего пучка с конфокальным параметром $R_2 \simeq 680$ мкм ($\tilde{R} \simeq 1360$ мкм) и сопоставимо с минимальным радиусом кривизны для $R_1 \simeq 320$ мкм ($\tilde{R} \simeq 640$ мкм).

Таким образом, предложенный метод анализа характеристик фазовых неоднородностей для крупномасштабных рассеивающих объектов может быть использован для восстановления функций плотности распределений по обобщенному параметру \bar{z} , который можно интерпретировать как эквивалентное фокусное расстояние локальной неоднородности. При известном для данного ансамбля элементарных рассеивателей распределении по одному из структурных параметров (l_ϕ или Δ_ϕ) функция плотности вероятности распределения значений второго параметра может быть получена с использованием восстановленной с помощью предложенного метода $\rho(z)$.

Авторы выражают благодарность В.В. Тучину и В.П. Рябухо за плодотворное обсуждение полученных результатов.

Список литературы

- [1] *Dainty J.C.* Laser speckle and Related Phenomena. Topics in Applied Physics. Vol. 9. Berlin: Springer, 1975. 286 p.
- [2] *Kadono H., Asakura T., Takai N.* // *Optik*. 1988. Vol. 80. N 3. P. 115–120.
- [3] *Jakeman E.* // *Opt. Engin.* 1984. Vol. 23. N 3. P. 453–461.
- [4] *Рытов С.М., Кравцов Ю.А., Титарский В.И.* Введение в статистическую радиофизику. Ч. 2. Случайные поля. М.: Наука, 1978. 464 с.
- [5] *Ангельский О.В., Магун И.И., Максимяк П.П. и др.* // *Опт. и спектр.* 1991. Т. 71. Вып. 6. С. 1021–1026.