

07

О влиянии фазовой модуляции рассеянного излучения на асимптотические свойства индекса мерцаний частично когерентных спекл-полей

© Д.А. Зимняков, Р.А. Здражевский, В.А. Трифонов,
Е.В. Гурьянов, А.В. Жимский

Саратовский государственный университет,
E-mail: zimnykov@sgu.ru

Поступило в Редакцию 20 февраля 2003 г.

Анализируется влияние слабой фазовой модуляции многократно рассеянных частично когерентных световых полей на значения дисперсии флуктуаций интенсивности рассеянного поля. Предложен метод диагностики рассеивающих сред на основе использования зондирующего излучения, рассеянного „модулирующей“ средой, и определения индекса мерцания при введении исследуемого объекта в измерительную схему. Приведены результаты экспериментальной апробации метода для модельных рассеивающих сред.

Зондирование случайно-неоднородных сред частично когерентным излучением является одним из перспективных направлений оптической диагностики. Различные модификации метода низкокогерентной интерферометрии, основанного на регистрации интерференционного сигнала в результате наложения частично когерентных объектного и опорного пучков при периодическом изменении разности хода между ними, широко используются для различных медицинских и технических приложений [1–4]. Одним из методов диагностики рассеивающих сред с использованием частично когерентного света является статистический анализ спекл-полей, формируемых при рассеянии зондирующего излучения объектом [5–9]. При этом в качестве диагностического параметра используется значение индекса мерцаний рассеянного поля $\beta_I = \langle(\delta I)^2\rangle/\langle I\rangle^2$ либо его контраст $V = \sqrt{\beta_I}$. Здесь $\langle(\delta I)^2\rangle$, $\langle I\rangle$ — дисперсия флуктуаций и среднее значение интенсивности спеклов в

зоне детектирования. В [8,9] на основе скалярной модели, описывающей интерференцию парциальных составляющих рассеянных полей, характеризуемых плотностью вероятности $\rho(s)$ оптических путей в рассеивающей среде, получено следующее выражение для индекса мерцаний:

$$\beta_I = \int_0^{\infty} |g(\Delta s/l_c)|^2 \mathfrak{R}(\Delta s) d(\Delta s), \quad (1)$$

где $g(\Delta s/l_c)$ — функция когерентности источника излучения, l_c — длина когерентности зондирующего излучения, $\mathfrak{R}(\Delta s)$ — функция плотности вероятности разностей оптических путей парциальных составляющих, определяемая как $\mathfrak{R}(\Delta s) = \int_0^{\infty} \rho(s)\rho(s + \Delta s)ds$. В данном случае диагностика сред сводится к восстановлению значений $\rho(s)$ по экспериментальным зависимостям β_I от l_c путем численного обращения (1) при известной форме $g(\Delta s/l_c)$. По значениям $\rho(s)$ в результате решения обратной задачи теории переноса излучения определяются оптические характеристики среды.

В качестве метода низкокогерентного зондирования рассеивающих сред может быть предложен подход на основе использования зондирующего излучения, рассеянного „модулирующей“ средой, и определения β_I при введении объекта в измерительную схему. Особенностью метода является возможность управления чувствительностью β_I к изменениям оптических свойств объекта путем выбора „модулирующей“ среды при заданных характеристиках источника света. Метод может быть применен для анализа слабо рассеивающих сред, порождающих при использовании традиционных источников низкокогерентного излучения (например, суперлюминесцентных диодов) спекл-поля с $\beta_I \approx 1$, что обуславливает низкую чувствительность β_I к изменениям характеристик объекта. Целью работы является теоретический анализ и экспериментальная апробация метода для случая слабо рассеивающих сред как источников фазовой модуляции прошедшего через „модулирующую“ среду излучения.

Рассматривая выражение (1) для $\langle \Delta s \rangle \gg l_c$, когда $\beta_I \ll 1$, можно показать, что $\beta_I \approx K \mathfrak{R}(0) l_c$, где K — нормировочный коэффициент. Учитывая взаимосвязь между $\mathfrak{R}(\Delta s)$ и $\rho(s)$ и рассматривая фурье-образ

плотности оптических путей $F_\rho(\omega) = \int_0^\infty \rho(s) \exp(-j\omega s) ds$, получим,

что $\beta_I \approx Kl_c \int_{-\infty}^\infty |F_\rho(\omega)|^2 d\omega$. Введение дополнительного рассеивателя в измерительную систему приводит к изменению статистики оптических путей, которое может быть описано в форме свертки невозмущенной плотности $\rho(s)$ и функции импульсного отклика исследуемого объекта $h(s)$: $\rho'(s) = \rho(s) \otimes h(s)$. В отсутствие возмущений (при введении в измерительную систему оптически однородного объекта) $h(s) = \delta(s)$, где $\delta(s)$ — дельта-функция. Значение β_I при введении рассеивателя определяется как

$$\beta'_I \approx Kl_c \int_{-\infty}^\infty |F_\rho(\omega)H(\omega)|^2 d\omega, \quad (2)$$

где $H(\omega) = \int_0^\infty h(s) \exp(-j\omega s) ds$. В случае слабой фазовой модуляции объектом излучения, рассеянного „модулирующей“ средой, представим $|H(\omega)|^2$ в виде комбинации невозмущенной и возмущенной составляющих: $|H(\omega)|^2 \approx 1 - |\Delta H(\omega)|^2$, тогда

$$\beta'_I = \beta_I - \Delta\beta_I \approx \beta_I - Kl_c \int_{-\infty}^\infty |F_\rho(\omega)\Delta H(\omega)|^2 d\omega. \quad (3)$$

Рассматривая в качестве объекта случайный фазовый экран (СФЭ) [10,11], установим взаимосвязь между его параметрами (радиусом корреляций r_ϕ и дисперсией флуктуаций σ_ϕ^2 фазы граничного поля) и передаточной функцией $H(\omega)$. Возмущения ансамбля парциальных составляющих рассеянного поля обусловлены случайными фазовыми набегами при рассеянии на структуре объекта. Рассматривая модель СФЭ с гауссовой статистикой флуктуаций фазы граничного поля, представим $h(s)$ в форме

$$h(s) \approx \left(1/\sqrt{2\pi}\sigma_s\right) \exp\left\{-\left(s - 3\sigma_s\right)^2/2\sigma_s^2\right\}, \quad (4)$$

с допустимой точностью удовлетворяющей условию $s \geq 0$. Тогда $|H(\omega)|^2 \approx \exp\{-\sigma_s^2\omega^2\}$, а дисперсия значений оптических путей σ_s^2

должна оцениваться, исходя из схемы детектирования рассеянного излучения. В частности, при использовании линзовой системы для формирования изображения поверхности „модулирующей“ среды и статистического анализа спеклов в плоскости изображения величина σ_s^2 определяется структурной функцией флуктуаций фазы граничного поля [10] $D_\phi(\vec{\rho}) = \langle \{\phi(\vec{r}) - \phi(\vec{r} + \vec{\rho})\}^2 \rangle$ и зависит от разрешающей способности линзовой системы. Может быть рассмотрено следующее выражение для σ_s^2 : $\sigma_s^2 \approx K'D_\phi(R)$, где K' — коэффициент, зависящий от длины волны излучения, R — характерный размер участка СФЭ, определяющий дисперсию s в зависимости от разрешающей способности линзовой системы. Примем для $D_\phi(\vec{\rho})$ следующую модель [12]: $D_\phi(\vec{\rho}) = 2\sigma_\phi^2 \{1 - \exp[-(|\vec{\rho}|/r_\phi)^a]\}$, где a — параметр. В результате получим, что $|H(\omega)|^2$ имеет квадратичную асимптотику вида $1 - 2K'P(\sigma_\phi, r_\phi)\omega^2$, где $P(\sigma_\phi, r_\phi) = \sigma_\phi^2 \{1 - \exp[-(R/r_\phi)^a]\}$ и при заданных условиях детектирования имеет место асимптотическая линейная зависимость ΔB_I от $P(\sigma_\phi, r_\phi)$.

Схема установки, используемой для апробации предложенного метода, приведена на рис. 1. В качестве источника излучения применен суперлюминесцентный диод ($P_{em} = 10 \text{ mW}$, $\bar{\lambda} = 820 \text{ nm}$, $\Delta\lambda = 16 \text{ nm}$), коллимированный пучок излучения которого пропусклся через волоконно-оптическую пластину (ВОП, толщина 10 mm , диаметр световодов $5 \mu\text{m}$, числовая апертура 0.2), используемую в качестве „модулирующей“ среды. Спекл-модулированные изображения поверхности пластины в отсутствие и при наличии исследуемых объектов регистрировались камерой, использующей прибор с зарядовой связью (ПЗС) VS-СТТ-60-075 („СОБИ Видеоскан“, Россия, объектив — LMZ LMZ13A5M). Апертура объектива выбиралась, чтобы обеспечить средний размер спеклов в плоскости изображения в 3–4 раза больше размера пикселей ПЗС-матрицы, при этом спекл-модуляция изображения создавалась стохастической интерференцией приосевых пучков, распространяющихся от системы „ВОП–объект“. Для исключения влияния деполяризующего действия „модулирующей“ среды на β_I использованы поляризаторы с параллельно ориентированными осями. Обработка изображений производилась путем вычисления β_I для выделенного фрагмента изображения. Значение β_I для изображения поверхности ВОП (без объекта) составило 0.24 ± 0.03 . В качестве исследуемых объектов использовались модельные СФЭ (отбеленные спеклограммы [12] с различными

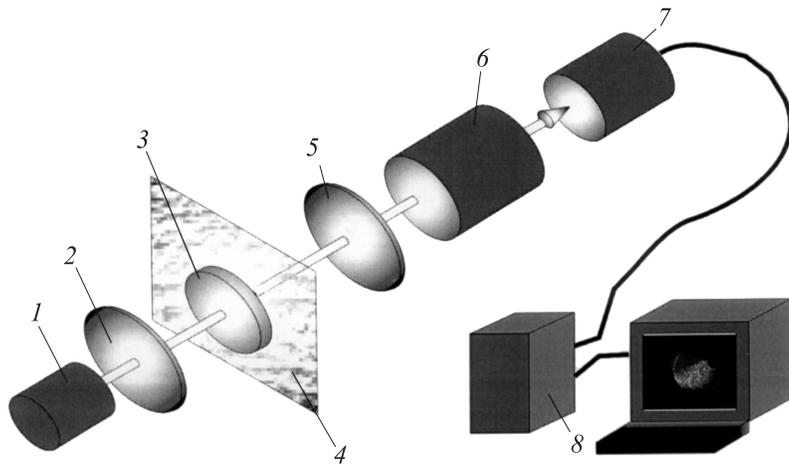


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 — суперлюминесцентный диод с коллиматором, 2 — поляризатор, 3 — „модулирующая“ среда, 4 — исследуемый образец (случайный фазовый экран), 5 — поляризатор, 6 — объектив, 7 — ПЗС-камера, 8 — персональный компьютер.

значениями σ_ϕ , r_ϕ и a). Была проведена предварительная оценка σ_ϕ , r_ϕ и a путем зондирования пространственно модулированным лазерным пучком [13]. Для части объектов автокорреляционные функции флуктуаций $\phi(\bar{r})$ имели осциллирующий характер, при этом период осцилляций учитывался при оценке r_ϕ .

На рис. 2 представлена зависимость $\Delta\beta_I$ от $P(\sigma_\phi, r_\phi)$ для исследуемых образцов. Значение R при вычислении $P(\sigma_\phi, r_\phi)$ использовано в качестве подгоночного параметра, который определялся из соотношения $\Delta\beta_I$ для образцов с существенно различными r_ϕ , но близкими σ_ϕ и a (2 и 7). Величина R составила $3.3 \mu\text{m}$. Приведенные на рис. 2 доверительные интервалы получены путем анализа погрешностей оценки σ_ϕ , r_ϕ , a и определения β_I в нашем эксперименте. Таким образом, данная зависимость для слабо рассеивающих сред с приемлемой точностью допускает линейную аппроксимацию, полученную в рамках разработанной модели. При возрастании $P(\sigma_\phi, r_\phi)$ имеет место естественное увеличение систематической погрешности линейной аппроксимации экспериментальных данных (образец 8), достигающее

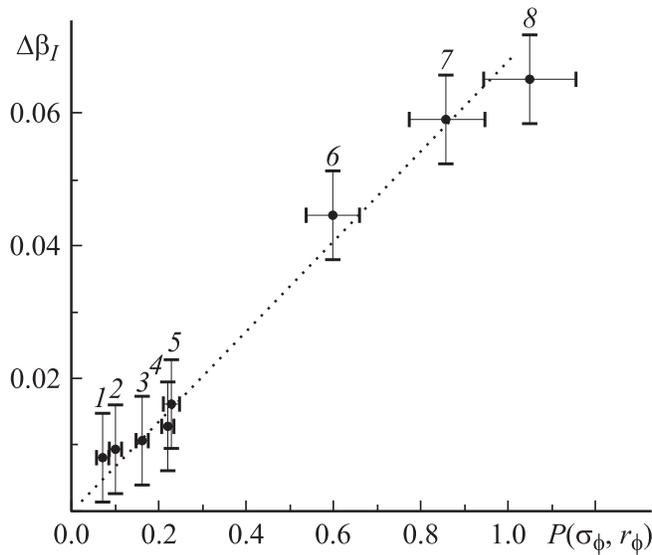


Рис. 2. Зависимость изменения индекса мерцаний рассеянного поля в плоскости изображения от параметра $P(\sigma_\phi, r_\phi)$ при введении объекта (СФЭ) в оптическую схему: 1 — $\sigma_\phi = 0.7$, $r_\phi = 7 \mu\text{m}$, $a = 2$ (осциллирующая автокорреляционная функция флуктуаций фазы граничного поля); 2 — $\sigma_\phi = 1.4$, $r_\phi = 21 \mu\text{m}$, $a = 1.6$; 3 — $\sigma_\phi = 1.6$, $r_\phi = 18.5 \mu\text{m}$, $a = 1.6$; 4 — $\sigma_\phi = 1.7$, $r_\phi = 18 \mu\text{m}$, $a = 1.5$; 5 — $\sigma_\phi = 1.95$, $r_\phi = 19 \mu\text{m}$, $a = 1.6$; 6 — $\sigma_\phi = 1.4$, $r_\phi = 6.5 \mu\text{m}$, $a = 1.6$ (осциллирующая автокорреляционная функция флуктуаций фазы граничного поля); 7 — $\sigma_\phi = 1.3$, $r_\phi = 4.1 \mu\text{m}$, $a = 1.6$; 8 — $\sigma_\phi = 1.25$, $r_\phi = 3 \mu\text{m}$, $a = 1.65$.

больших значений для образцов с $\sigma_\phi \geq 2$ и малыми значениями r_ϕ (на графике не показаны).

Разработанный метод может быть предложен для экспресс-анализа слабо рассеивающих сред путем оценки $P(\sigma_\phi, r_\phi)$ по измеренным значениям $\Delta\beta_I$. Дополнительные возможности в части определения σ_ϕ , r_ϕ и a могут быть достигнуты при использовании различных условий детектирования, приводящих к различным значениям R .

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 01-02-17493) и АФГИР (грант REC-006).

Авторы благодарят проф. В.П. Рябухо за любезно предоставленные образцы спеклограмм.

Список литературы

- [1] *Fercher A.F.* // J. Biomed. Opt. 1996. V. 1. N 2. P. 157–173.
- [2] *Tearney G.J., Brezinski M.E., Bouma B.E.* et al. // Science. 1997. V. 267. N 5321. P. 2037–2039.
- [3] *Drexler W., Morgner U., Kartner F.X.* et al. // Optics Letters. 1999. V. 24. N 17. P. 1221–1223.
- [4] *Boas D.A., Bizheva K.K., Siegel A.M.* // Optics Letters. 1998. V. 23. N 5. P. 319–321.
- [5] *Thompson C.A., Webb K.J., Weiner A.M.* // JOSAA. 1997. V. 14. N 9. P. 2269–2277.
- [6] *Hausler G., Herrmann J.M., Kummer R.* et al. // Optics Letters. 1996. V. 21. N 14. P. 1087–1089.
- [7] *Eigensee A., Hausler G., Herrmann J.M.* et al. // Proc. SPIE. 1996. V. 2925. P. 169–178.
- [8] *Kuznetsova L.V., Zimnyakov D.A.* // Proc. SPIE. 2000. V. 4001. P. 217–223.
- [9] *Oh J.-T., Zimnyakov D.A., Akchurin G.G.* // Proc. SPIE. 2002. V. 4705. P. 137–144.
- [10] *Рытов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский В.И.* Введение в статистическую радиофизику. Ч. II. Случайные поля. М.: Наука, 1978. 464 с.
- [11] *Гудмен Дж.* Статистическая оптика. М.: Мир, 1988. 528 с.
- [12] *Рябухо В.П.* // Оптика и спектроскопия. 2003. Т. 94. № 3. С. 513–520.
- [13] *Рябухо В.П., Аветисян Ю.А., Суманова А.Б.* // Оптика и спектроскопия. 1995. Т. 79. № 2. С. 299–306.