

А.Г. Боровой, Н.И. Вагин, В.В. Демин, В.А. Донченко, А.В. Ивонин,
В.В. Сороковиков, Ф.П. Паршин

МЕТОД СОВМЕСТНОГО ИЗМЕРЕНИЯ ФЛУКТУАЦИЙ АМПЛИТУДЫ И ФАЗЫ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ, РАСПРОСТРАНЯЮЩЕГОСЯ В АТМОСФЕРЕ

Предложен метод измерения квадратурных компонент поля, использующий пространственное разделение поля в фокальной плоскости линзы на когерентную и некогерентную части. Показана возможность использования метода для измерения флуктуации амплитуды и фазы лазерного излучения, распространяющегося в атмосфере.

К настоящему времени выполнено значительное число измерений флуктуации амплитуды и интенсивности лазерного излучения, распространяющегося в атмосфере, см. напр. [1–5]. Экспериментальных работ по измерению флуктуации фазы выполнено значительно меньше. Это связано с трудоемкостью интерферометрических измерений, где зачастую одним из плеч интерферометра является атмосферная трасса [6].

В настоящем сообщении впервые предлагается метод полного эксперимента по измерению флуктуации оптического поля: метод совместного измерения флуктуации амплитуды и фазы, основанный на выделении из поля его когерентной части. К достоинствам предлагаемого метода относится также то, что он достаточно просто реализуется аппаратно.

Опишем вначале идею метода. Как известно, при распространении волнового поля в случайно-неоднородной среде его можно разделить на две части: когерентную или регулярную часть a , соответствующую по структуре падающему полю, и некогерентную часть v , образованную рассеянием на неоднородностях среды:

$$u = a + v. \quad (1)$$

Здесь u поля опущен множитель $I \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r} - i\omega t)$, соответствующий плоской волне, где \mathbf{k} — волновое число; ω — частота; I — вектор, описывающий поляризацию излучения. Величина $u(\mathbf{r}, t)$ является так называемой комплексной амплитудой оптического поля. Точечный квадратичный фотодетектор регистрирует следующий сигнал:

$$I_1 = |a + v|^2 = |a|^2 + |v|^2 + 2|a||v|\cos\varphi, \quad (2)$$

содержащий три неизвестных параметра: амплитуду когерентной $|a|$ и некогерентной $|v|$ части и разность фаз между ними φ . Чтобы определить эти параметры, сдвинем фазу когерентной части на $\pi/2$:

$$I_2 = |ia + v|^2 = |a|^2 + |v|^2 - 2|a||v|\sin\varphi, \quad (3)$$

а затем, полностью перекрывая когерентную часть, получим третий сигнал:

$$I_3 = |v|^2. \quad (4)$$

Если провести все три измерения (2)–(4) за время, меньшее характерного времени флуктуации поля, то величины I_1 , I_2 , I_3 полностью определяют параметры поля в данный момент времени.

Аппаратно такие измерения наиболее просто могут быть осуществлены по схеме, представленной на рисунке. Лазерное излучение проходит через телескопическую систему, которая или оставляет поле без изменений, или, в случае необходимости, изменяет поперечные размеры пучка. Так как когерентная часть в фокальной плоскости линз сосредоточивается в области с небольшими поперечными размерами, то перекрыть когерентную часть или изменить ее фазу можно, поместив на оптической оси соответственно черную или плоско-параллельную пластинку с небольшими поперечными размерами. Так как частота флуктуации поля лазерного излучения, прошедшего атмосферную трассу, достигает 1 кГц, то переключение сигналов I_1 , I_2 , I_3 технически несложно осуществить соответствующим электрооптическим затвором с малыми поперечными размерами.

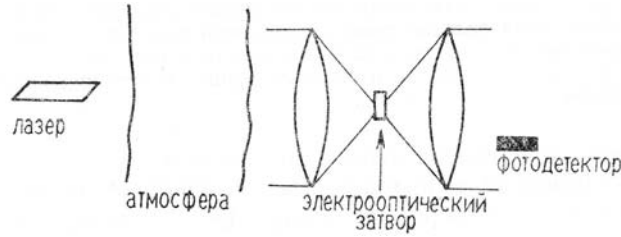


Рис. 1

Остановимся на физической интерпретации предложенного метода и границах его применимости. Во-первых, отметим, что при интерферометрических измерениях детерминированных полей в оптике принято пользоваться наглядными физическими понятиями амплитуды A и фазы Φ поля: $u = Ae^{i\Phi}$. При измерениях случайно-неоднородных полей понятия амплитуды и фазы становятся неудобными, так как они являются нелинейными функциями поля. При экспериментальном измерении, например двумерных гистограмм распределения случайно-неоднородного поля, более удобно пользоваться линейными характеристиками ξ и η поля, которые принято называть квадратурными составляющими: $u = \text{Re}u + i \text{Im}u = \xi + i\eta$. Параметры ξ и η вместо параметров A и Φ широко используются, в частности, в статистической радиофизике при исследовании флуктуации поля в УКВ диапазоне. В выражениях (2) и (3) величины $|v| \cos\varphi$ и $|v| \sin\varphi$ являются квадратурными проекциями некогерентной части поля на его регулярную когерентную часть. Следовательно, предложенная схема измерений (2)–(4) позволяет с минимальной математической обработкой находить флуктуации квадратурных компонент поля лазерного излучения.

Во-вторых, остановимся на разделении (1) поля на когерентную и некогерентную части. Отметим, что оптическая схема, представленная на рисунке, фактически является стандартной схемой, используемой для пространственной фильтрации излучения в когерентной оптике, а использование в фокальной плоскости плоско-параллельных или черных пластинок в значительной степени сходно с принципом работы фазового микроскопа. Обычно когерентная часть определяется как среднее по ансамблю стохастического поля $a = \langle u \rangle$. В данном случае выделение когерентной части происходит в фокальной плоскости приемной линзы за счет усреднения (или интегрирования) поля по поверхности линзы. Для полей, обладающих пространственной эргодичностью, эти усреднения эквивалентны. В общем случае в фокальной плоскости вклад от крупномасштабных (по сравнению с диаметром линзы) неоднородностей поля сосредоточивается вблизи, а от мелкомасштабных — вдали от оптической оси. Поэтому данную схему измерений можно трактовать также как измерение мелкомасштабных флуктуаций поля относительно его крупномасштабных неоднородностей.

Оценим возможности использования метода в атмосферной оптике. Вначале рассмотрим рассеивающую среду, состоящую из частиц аэрозоля или осадков, хорошо моделируемую также в лабораторных условиях. Здесь когерентная часть поля — это прямое поле от источника излучения, ослабленное рассеивающей средой по экспоненте $e^{-\tau/2}$, где τ — оптическая толщина. Для коллимированного, например, лазерного пучка в фокальной плоскости линзы когерентная часть поля образует пятно с угловыми размерами $\Theta_0 = \lambda/D$, интенсивность которого ослаблена средой как $e^{-\tau}$ (λ — длина волны, D — диаметр освещенной части линзы). Оставшаяся часть энергии $1 - e^{-\tau}$ более плавно распределяется по углам, образуя угловой спектр некогерентной части поля $F(\Omega)$:

$$1 - e^{-\tau} = \int F(\Omega) d\Omega, \quad (5)$$

где $d\Omega$ — элемент телесного угла. Поглощение излучения в веществе частиц легко учитывается, и мы не будем его учитывать, чтобы не загромождать изложение. Для частиц с диаметром $d \gg \lambda$ угловой спектр при небольших оптических толщах $\tau \lesssim 1$ пренебрежимо мал при углах $\Theta_1 \gtrsim \lambda/d$, а при $\tau > 1$ угловой размер пятна от некогерентной части поля увеличивается приблизительно как $\tau\lambda/d$.

С учетом вышеизложенного оценим точность предлагаемого метода измерения поля. Погрешность метода связана с тем, что при измерениях (3)–(4), когда когерентная часть преобразуется электрооптическим затвором с угловым размером $\Theta_0 \approx \lambda/d$, в этом телесном угле искажается некогерентная часть поля. Это искажение будет незначительным, если интеграл от углового спектра $F(\Omega)$ в этом телесном угле будет мал по сравнению с интегралом по всем направлениям (5). В результате получаем оценку погрешности $\delta \approx (\Theta_0/\Theta_1)^2 \approx (d/D)^2$ при $\tau < 1$. Точность увеличивается с увеличением оптической толщи $\delta \approx d^2/(D\tau)^2$ при $\tau > 1$. Таким образом, практически во всех атмосферно-оптических ситуациях метод позволяет измерять флуктуации поля, вызванные аэрозолями или осадками.

Перейдем к турбулентной атмосфере. Если формально воспользоваться известным выражением для коэффициента экстинкции $\sigma \approx 0,01k^2C_e^2L^{5/3}$ [2], где $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число, C_e^2 — структурная постоянная и L_0 — внешний масштаб турбулентности, то окажется, что оптическая толщина атмосферы $\tau = \sigma L$ достигает значения $\tau \sim 1$ уже на трассах длиной L порядка 10–20 м. Казалось бы, когерентная часть поля на горизонтальных километровых трассах будет пренебрежимо мала по сравнению с некогерентной частью. Вместе с тем хорошо известно, что изображения объектов, которые формируются только когерентной частью поля, хорошо передаются через всю толщу атмосферы по вертикальным трассам и через слои толщиной в несколько десятков километров по горизонтальным трассам. Это связано с тем, что крупные неоднородности турбулентной атмосферы в основном не искажают структуру поля, а только искривляют траекторию его «центра тяжести», т.е. приводят к случайной рефракции. В фокальной плоскости линзы такое излучение даст так же, как и в рассеивающей среде, яркое пятно, но смещенное относительно оптической оси за счет случайной рефракции. Именно этот факт и объясняет передачу изображений на большие расстояния в турбулентной атмосфере. Экстинкция этого пятна и образование углового спектра некогерентной части поля (5), как и в рассмотренной выше рассеивающей среде, будут связаны с мелкомасштабными неоднородностями.

Строгий расчет этих явлений не входит в задачу данного сообщения. Для оценок приближенно примем, что неоднородности с размерами $R > D$ вызывают случайную рефракцию когерентной части поля, а с размерами $R < D$ — экстинкцию когерентной части и образование некогерентной части поля. Тогда коэффициент экстинкции в турбулентной атмосфере существенно уменьшится: $\sigma' \approx 0,01k^2C_e^2D^{5/3}$ и определенная таким образом когерентная часть поля будет существенна уже на трассах в несколько километров. Если электрооптический затвор (см. рисунок) будет оставаться неподвижным, то его угловые размеры надо выбрать такими, чтобы за счет случайной рефракции когерентная часть поля не вышла за его пределы. Дрожание пятна от когерентной части поля в фокальной плоскости линзы можно определить из известного выражения для структурной функции фазы [1–6] на расстоянии D , в результате получаем следующие угловые размеры Θ_0 электрооптического затвора: $\Theta_0^2 \approx C_e^2LD^{-1/3} = 100\tau'L / (kD)^2 = 100\tau' / (kD)^2$. Нам осталось оценить погрешность метода δ , вызванную искажением некогерентной части поля электрооптическим затвором. При оптических толщинах $\tau' < 1$ угловой спектр $F(\Omega)$ будет иметь угловые размеры $\Theta_1 \approx \lambda/l$, где l — внутренний масштаб турбулентности. В результате получим: $\delta \approx (\Theta_0 / \Theta_1)^2 \approx \tau'(l/D)^2$. При увеличении оптической толщины $\tau' > 1$ погрешность, как и для рассеивающих сред, уменьшается: $\delta \approx l^2 / (\tau'D)^2$.

В заключение отметим практическую значимость предлагаемого метода. Метод дает простой и удобный способ измерения двумерной плотности распределения поля. Ее измерение прояснило бы дискутируемый в литературе вопрос, является ли поле лазерного излучения в атмосфере логнормальным или гауссовым. Использование двух или нескольких фотодетекторов позволит измерять недоступные ранее многоточечные функции распределения. А измерение корреляционных функций квадратурных составляющих открывает ряд новых возможностей для диагностики атмосферы оптическими методами.

1. Зуев В.Е. Распространение лазерного излучения в атмосфере. — М.: Радио и связь, 1981.
2. Рытов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский В.И. Введение в статистическую радиофизику. Ч. II. — М.: Наука, 1978.
3. Лазерное излучение в турбулентной атмосфере/Гурвич А.С, Кон А.И., Миронов В.Л., Хмелевцов С.С. — М.: Наука, 1976.
4. Распространение лазерного пучка в атмосфере/Под ред. Д. Стробен. — М.: Мир, 1981.
5. Исимару А. Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. Т. 2, М.: Мир, 1981.
6. Когерентность лазерного излучения в атмосфере/Беленький М.С., Лукин В.П., Миронов В.Л., Покасов В.В. Новосибирск: Наука, 1985.

Институт оптики атмосферы, Томск
Сибирский физико-технический институт
им. В. Д. Кузнецова, Томск
Томский госуниверситет
им. В.В. Куйбышева

Поступила в редакцию
5 января 1988 г.

A. G. Borovoy, N. I. Vagin, V. V. Dyomin, V. A. Donchenko, F. P. Parshin, V. V. Sorokovikov. **Concurrent Measurement of Laser Amplitude and Phase Fluctuations in the Atmosphere.**

Reported here is a way of measuring the field quadrature components based on spatial separation of the electromagnetic wave in the lens focal plane into coherent and incoherent parts. The utility of the proposed approach for determination of laser amplitude and phase fluctuations in the atmosphere is discussed.