«Оптика атмосферы и океана», **12**, N 4 (1999)

УДК 538.514.8

А.П.Ростов, О.А.Рубцова

ТРАНСФОРМАЦИЯ ЗАКОНА РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ФЛУКТУАЦИЙ ИНТЕНСИВНОСТИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ИЗМЕНЕНИИ ПАРАМЕТРОВ РЕШЕТКИ УГОЛКОВЫХ ОТРАЖАТЕЛЕЙ

Институт оптики атмосферы СО РАН, Томск

Поступила в редакцию 28.12.98 г. Принята к печати 10.02.99 г.

Экспериментально исследуется трансформация распределения вероятностей флуктуаций интенсивности сферической волны, отраженной от решетки уголков. Показано, что с увеличением расстояния между уголками плотность вероятностей стремится к логарифмически нормальному распределению.

В настоящее время основные характеристики оптического излучения в турбулентной среде достаточно хорошо изучены, в том числе и в области сильных флуктуаций интенсивности, которая характеризуется насыщением относительной дисперсии флуктуаций. Вместе с тем вопрос о виде функции распределения флуктуаций интенсивности в условиях насыщения, когда основную роль играют эффекты многократного рассеяния, остается открытым, несмотря на то, что этой проблеме был посвящен ряд работ [1–3], где предлагались различные модели для плотности распределения насыщенных флуктуаций интенсивности.

Принято считать, что в области насыщения рассеянное поле является гауссовым и распределение вероятностей флуктуаций интенсивности приближается к экспоненциальному:

$$P(I) = \langle I\rangle^{-1} \exp\,(-\,I/\langle I\rangle)\,. \qquad (1)$$

Вывод о применимости экспоненциального распределения был сделан и на основе асимптотического анализа поведения нормированных моментов интенсивности [4]:

$$\langle I^n\rangle/\langle I\rangle^n = n!\,[1 + 0{,}21\ \beta_0^{-4/5}\, n(n-1)]\,. \qquad (2)$$

Здесь $\beta_0^2 = 1{,}23\, C_n^2\, k^{7/6}\, L^{11/6}$ – параметр, характеризующий условия распространения на трассе (C_n^2 – структурная характеристика показателя преломления; $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число; L – длина трассы). В предельном случае ($\beta_0 \to \infty$) выражение (2) приводит к соотношению для моментов, которое соответствует экспоненциальному распределению. Однако в эксперименте экспоненциальное распределение не было получено, напротив, экспериментальные измерения [5] для значений $\beta_0 \ge 25$ дают распределение, близкое к логарифмически нормальному:

$$P(I) = (\sqrt{2\pi}\sigma\, I)^{-1} \exp\,[-\,(1/2\sigma^2)\,(\ln I - \xi)^2]\,; \qquad (3)$$

$$\sigma^2 = \ln\,(1 + \beta^2)\,, \quad \xi = \ln\,[\langle I\rangle/(1 + \beta^2)^{1/2}]\,,$$

где $\beta^2 = (\langle I^2\rangle - \langle I\rangle^2)/\langle I\rangle^2$ – относительная дисперсия флуктуаций интенсивности.

Отклонение от гауссовых статистик рассеянного поля объяснялось тем [1, 3], что его компоненты оказываются частично коррелированными за счет крупных неоднородностей. Предложенное в качестве модели для негауссовых статистик рассеянного поля K-распределение [2]:

$$\langle I\rangle\, P(I) = (2/\Gamma(y))\, y^{(y+1)/2}\, I^{(y-1)/2}\, K_{y-1}[2(Iy)^{1/2}]\,; \qquad (4)$$

$$y = 2/(\beta^2 - 1)\,, \quad y > 0\,,$$

исследовалось нами ранее [6, 7], и наши экспериментальные данные подтвердили возможность использования этого распределения для описания плотности вероятности флуктуаций интенсивности в следующих ситуациях: 1) при прямом распространении в условиях сильных флуктуаций, 2) при отражении от матрицы уголковых отражателей. K-распределение асимптотически стремится к экспоненциальному при увеличении параметра β_0.

В настоящей статье мы попытались проследить эволюцию экспериментальных гистограмм от K-распределения к экспоненциальному либо к какому-то иному предельному распределению. Рассуждения были следующими. При многолучевом режиме распространения волны в одну точку пространства попадает уже не один, а несколько лучей, имеющих различные начальные координаты. Если число таких независимых каналов распространения достаточно велико (≥ 12), то рассеянное поле будет удовлетворять гауссовым статистикам. В том случае, когда освещенная область сравнима или меньше пространственной корреляции флуктуаций поля, среднее число независимых каналов распространения невелико и статистики рассеянного поля не будут гауссовыми, а плотность вероятностей в нашем случае приближается к K-распределению.

Это объясняет и негауссовы статистики, полученные нами при отражении сферической волны от матрицы уголковых отражателей [6]. Поле направленной сферической волны при отражении от матрицы уголковых отражателей является суперпозицией парциальных волн, пришедших от отдельных уголков. Несмотря на то, что число уголков в эксперименте было достаточно велико (12), на расстоянии порядка размера матрицы еще имеет место корреляция флуктуаций поля и поэтому среднее число независимых каналов распространения, дающих вклад в принимаемое поле, будет меньше числа уголков. Мы попытались получить предельное распределение, разведя элементы матрицы на расстояние, превышающее радиус корреляции поля волны, чтобы лучи, пришедшие от отдельных уголков, могли считаться независимыми.

Измерения проводились в августе–сентябре 1998 г., в полуденное или близкое к нему время суток, на горизонтальной трассе над ровной подстилающей поверхностью. Излучение He–Ne-лазера ($\lambda = 0{,}63$ мкм) через диафрагму диаметром 1 мм направлялось на отражатель, который был установлен на расстоянии 1000 м от источника. В качестве отражателя использовалась двумерная решетка из 13 призменных уголков (рис. 1), диаметр одного уголка 26 мм. Расстояние между центрами уголковых отражателей Δ изменялось от 26 (матрица) до 208 мм при максимальном разведении. Отраженное излучение принималось фотоприемником ФЭУ-79 с диаметром входной диафрагмы 0,3 мм на расстоянии 5 мм от оптической оси волны.

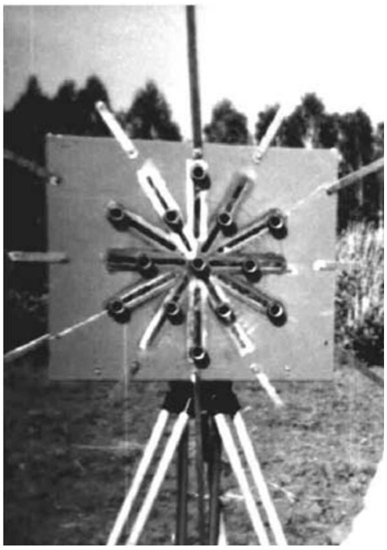

Рис. 1. Решетка уголковых отражателей

Электрический сигнал с выходного усилителя ФЭУ поступал на один из каналов аппаратно-программного комплекса цифровой регистрации, специально разработанного для этого эксперимента. После низкочастотной фильтрации батервортовским фильтром нижних частот 8-го порядка (частота среза 1 кГц с ослаблением 56 дБ на октаву) он преобразовывался в цифровую форму 12-разрядным аналого-цифровым преобразователем, имеющим точность и линейность, равные половине младшего разряда. Далее сигнал уже в виде цифрового потока данных записывался в оперативную память компьютера специально разработанной для этого эксперимента программой реального времени, написанной на языке ассемблера для получения максимального быстродействия и точности периода дискретизации. По окончании реализации полученный массив данных размером чуть более 9 Мбайт переписывался из оперативной памяти на жесткий диск компьютера. При таком методе регистрации вероятность ошибки аппаратуры регистрации была сведена к нулю в отличие от предыдущего комплекса, где она составляла 10^{-6}.

Регистрация сигналов осуществлялась с частотой дискретизации 5 кГц в течение 5 мин. До и после каждой реализации лазерный пучок перекрывался и измерялась фоновая засветка, а затем линейный тренд вычитался из записанной реализации. Кроме того, была проведена запись сигнала с ФЭУ при отсутствии отражателя. При последующей обработке шум ФЭУ исключался с помощью свертки гистограммы флуктуаций интенсивности с гистограммой шума ФЭУ, чтобы получить более достоверные значения вероятности в области глубоких замираний:

$$I = I_s - I_n\,;$$

$$f(I) = \int_{\infty}^{-\infty} f_s(I_s)\, f_n(I_s - 1)\, dI_s\,,$$

где I_s – регистрируемый сигнал, I_n – шум ФЭУ.

Контроль турбулентного состояния атмосферы осуществлялся по флуктуациям интенсивности на трассе длиной 100 м. Дополнительный контроль стационарности турбулентности осуществлялся с помощью ультразвукового анемометра-термометра, расположенного на расстоянии 50 м от измерительного павильона.

Всего было проведено 17 серий измерений по 3–4 реализации с различным положением уголков. Значения параметра $\beta_0(L)$ находились в диапазоне от 1 до 7.

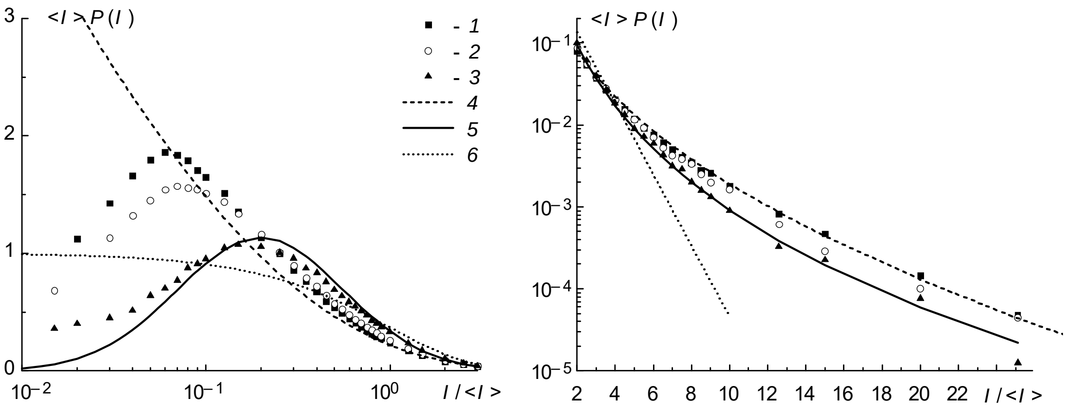

Рис. 2. Гистограммы нормированных значений интенсивности для $\beta_0(L) = 1$: *1* – $\Delta = 26$ мм; *2* – 36 мм; *3* – 208 мм; *4* – *K*-распределение, соответствующее гистограмме 1; *5* – логарифмически нормальное распределение, соответствующее гистограмме 3; *6* – экспоненциальное распределение

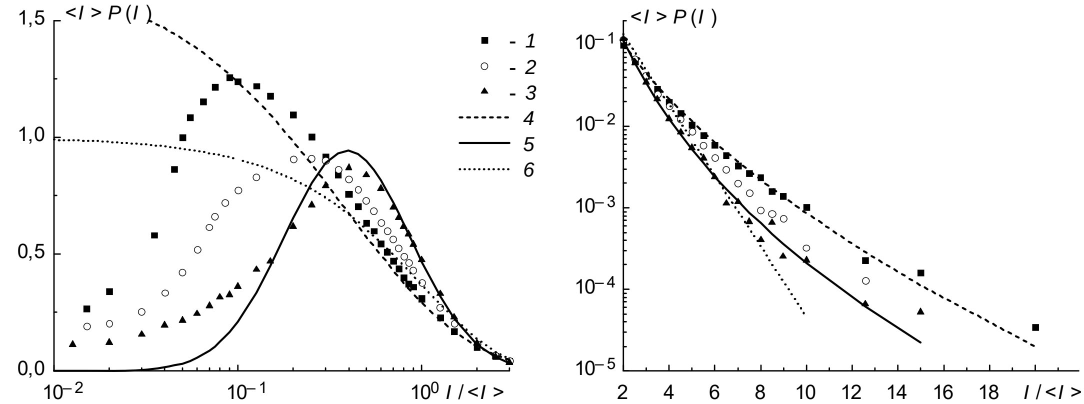

Рис. 3. Гистограммы нормированных значений интенсивности для $\beta_0(L) = 7$: *1* – $\Delta = 26$ мм; *2* – 36 мм; *3* – 120 мм; *4* – *K*-распределение, соответствующее гистограмме 1; *5* – логарифмически нормальное распределение, соответствующее гистограмме 3; *6* – экспоненциальное распределение

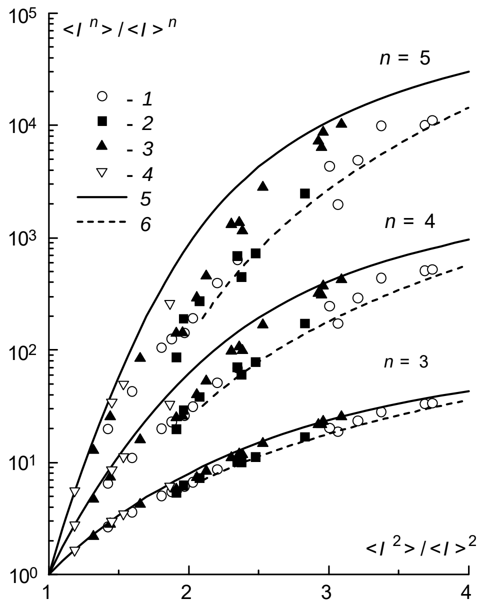

Рис. 4. Нормированные моменты интенсивности 3, 4 и 5-го порядков: *1* – $\Delta = 26$ мм; *2* – 36 мм; *3* – 120 мм; *4* – 208 мм; *5* – моменты логарифмически нормального распределения; *6* – моменты *K*-распределения

На рис. 2, 3 приведены характерные гистограммы мгновенных значений интенсивности для различных значений Δ в разных турбулентных условиях: а) область малых и промежуточных значений интенсивности, б) область больших значений интенсивности. Здесь же для сравнения нанесены модельные плотности вероятностей (1), (3), (4). Как видно из представленных данных, при значениях $\Delta = 26$ мм гистограмма хорошо аппроксимируется *K*-распределением для $I/<I>$, превышающих значение моды. Для $I/<I>$ меньшей моды расхождение довольно заметное, однако эта область глубоких замираний не оказывает существенного влияния на значения высших моментов. Если же такие детали, как статистика глубоких замираний и положение моды распределения, не представляют особого интереса, то *K*-распределение можно принять в качестве модели для случая малых Δ. С увеличением Δ гистограмма трансформируется к более симметричному виду и при максимальном $\Delta = 208$ мм для $\beta_0(L) = 1$, $\Delta = 120$ мм для $\beta_0(L) = 7$ логарифмически нормальное распределение лучше согласуется с экспериментальными данными, чем экспоненциальное.

Последнее следует и из зависимости высших нормированных моментов от второго нормированного момента интенсивности (рис. 4). Здесь также приведены кривые, соответствующие моментам распределений (3) и (4), вычисленных с учетом смещения за счет ограниченности динамического диапазона для условий эксперимента ($I_{max} = 4095$, $<I> = 75$) [8,9]. Экспериментальные моменты с увеличением Δ отклоняются от моментов *K*-распределения и приближаются к логарифмически нормальной зависимости.

Таким образом, эксперимент показал, что при увеличении числа независимых каналов распространения плотность вероятностей флуктуаций интенсивностей лазерного излучения в турбулентной атмосфере не приближается, как предполагалось, к экспоненциальному, а стремится к логарифмически нормальному распределению.

1. *Гочелашвили К.С., Шишов В.И.* // ЖЭТФ. 1978. Т. 74. Вып. 6. С. 1974.
2. *Jakeman E.*// J. Phys. A: Math. Gen. 1980. V. 13. P. 31.
3. *Churnside J.H., Hill R.J.* // J. Opt. Soc. Am. A. 1987. V. 4. N 4. P. 727.
4. *Якушкин И.Г.*// Изв. вузов СССР. Радиофизика. 1978. Т. 21. N 8. С. 1194.
5. *Гурвич А.С., Кон А.И., Миронов В.Л., Хмелевцов С.С.* Лазерное излучение в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1976. 277 с.
6. *Патрушев Г.Я., Петров А.И., Рубцова О.А.*// Оптика атмосферы. 1989. Т. 2. N 3. С. 277.
7. *Патрушев Г.Я., Ростов А.П., Рубцова О.А.*// Оптика атмосферы и океана. 1995. Т. 8. N 6. С. 819.
8. *Патрушев Г.Я., Печеркина Т.П., Ростов А.П.*// Автометрия. 1985. N 3. С. 22.
9. *Consortini A., Hill R.J.* // Optics Lett. 1987. V. 12. N 5. P. 304.

A.P. Rostov, O.A. Rubtsova. **Transformation of Distribution Law at Fluctuations of Laser Radiation Intensity on Variation of Parameters of Angle Reflectors Grating.**

Transformation of probabilities distribution of intensity fluctuations of a spherical wave reflected from a grating of angles is investigated experimentally. It is shown, that with increase of distance between angles the probability’s density approaches to log-normal distribution.