

А.П. Ростов, О.А. Рубцова

## ПЛОТНОСТЬ ВЕРОЯТНОСТЕЙ СИЛЬНЫХ И НАСЫЩЕННЫХ ФЛУКТУАЦИЙ ИНТЕНСИВНОСТИ ПРИ ЛОКАЦИИ УГОЛКОВЫХ ОТРАЖАТЕЛЕЙ В ТУРБУЛЕНТНОЙ АТМОСФЕРЕ

Анализируются экспериментальные данные по дисперсии и плотности вероятностей флуктуаций интенсивности при отражении плоской волны от решетки уголковых отражателей при  $\beta_0 \sim 2 \div 12$ . Показано, что насыщение флуктуаций интенсивности происходит быстрее, а уровень их снижается с увеличением числа отражателей в решетке уголков. Установлена трансформация закона распределения флуктуаций интенсивности при увеличении числа отражателей в матрице уголков и изменении условий распространения.

Различные статистические характеристики флуктуаций интенсивности оптической волны, отраженной от уголкового отражателя, исследовались теоретически и экспериментально в целом ряде работ ([1–3] и литература к ним). Для практики представляет большой интерес случай отражения от пространственной решетки уголковых отражателей, которые используются, например, в системах измерения угловых координат различных объектов. Исследование флуктуационных характеристик интенсивности при совместном влиянии турбулентности атмосферы и интерференции волн от отдельных отражателей, образующих решетку, проводилось в [4], однако полученное в ней выражение для плотности вероятностей флуктуаций интенсивности дает значение дисперсии флуктуаций, не согласующееся с экспериментом [5].

В настоящей статье проводится анализ поведения среднеквадратического отклонения и плотности вероятностей флуктуаций интенсивности плоской волны при отражении от двумерной матрицы призматических уголковых отражателей в зависимости от уровня атмосферной турбулентности и числа уголков в решетке при сильных и насыщенных флуктуациях интенсивности. Для сравнения приводятся данные, полученные при отражении плоской волны от зеркального диска на V-образной трассе при тех же условиях распространения. Проводится сравнение модельных плотностей вероятностей с экспериментальными данными.

Измерения проводились в июле-августе 1995 г. в дневное время суток на горизонтальной трассе над ровной подстилающей поверхностью. На излучателе квазиплоская волна формировалась линзовым объективом диаметром 500 мм с эффективным размером пучка на выходе по уровню  $e^{-1}$ , приблизительно равным 8,5 см. Отражатель располагался на расстоянии  $L = 1240$  м от источника. Он представлял собой двумерную решетку высококачественных уголковых отражателей, диаметр одного отражателя  $\approx 2,6$  см. Для выделения отраженного сигнала использовалось диагональное зеркало, выполненное на скошенном торце кварцевого цилиндра диаметром 1 мм, подвешенного на тонких ( $\approx 0,3$  мм) проволочных растяжках в центре пучка. Лазерное излучение ( $\lambda = 0,63$  мкм) принималось фотоприемником ФЭУ-79 с диаметром входной диафрагмы  $\approx 0,3$  мм.

Были проведены измерения для случаев 1, 4, 16 и 26 отражателей в решетке уголков. Измерения для плоского зеркала проводились параллельно по методике, описанной в [6]. Контроль турбулентного состояния атмосферы осуществлялся по флуктуациям интенсивности на эталонной трассе длиной  $L_1 = 200$  м. Регистрация сигналов с ФЭУ осуществлялась на цифровом магнитофоне по четырем каналам с частотой дискретизации 5 кГц по каждому каналу в течение 5 мин. Высокая достоверность записи и воспроизведения цифровой информации (коэффициент выпадения не более  $10^{-7}$ ) и динамический диапазон (12 разрядов) позволяли надежно оценивать гистограммы в диапазоне значений сигнала  $0,01 \leq I/\langle I \rangle \leq 20-25$ .

На рис. 1 приведена зависимость нормированных среднеквадратических значений флуктуаций интенсивности  $\beta = \sqrt{\langle I^2 \rangle / \langle I \rangle^2} - 1$  от параметра  $\beta_0^2 = 1,23 C_n^2 k^{7/6} L^{11/6}$  (где  $C_n^2$  – структурная характеристика показателя преломления;  $k = 2\pi/\lambda$  – волновое число;  $L$  – длина трассы), харак-

теризующего интенсивность атмосферной турбулентности. Кривая линия соответствует усредненным экспериментальным данным, приведенным в [7] для плоской волны на прямой трассе.

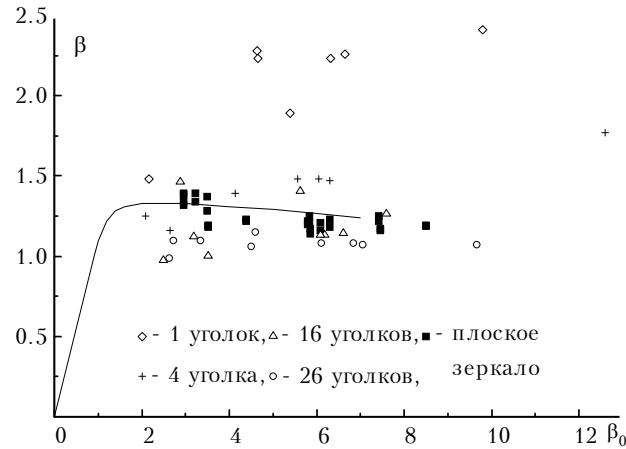


Рис. 1. Зависимость индекса мерцаний флуктуаций интенсивности  $\beta$  от параметра  $\beta_0$

Как видно из представленных на рис. 1 данных, насыщение флуктуаций интенсивности происходит быстрее, а уровень их снижается с увеличением числа отражателей в решетке уголков. Так, для одного уголка насыщение не было достигнуто вплоть до  $\beta_0 \approx 10$ . Значение индекса мерцаний при  $\beta_0 = 9,8$  было максимальным и составляло  $\beta = 2,4$ . Для 4 уголков насыщение также не наблюдалось до значений  $\beta_0 \approx 12$ , однако индекс мерцаний в фокусе был приблизительно на единицу меньше, чем в предыдущем случае. Для 16 уголков насыщение можно считать достигнутым при  $\beta_0 \sim 6-8$ , и уровень его  $\beta \approx 1,3$ . Для 26 уголков флуктуации насыщаются на уровень  $\beta = 1$ , соответствующий уровню насыщения на прямой трассе. Насыщение флуктуаций, в отличие от прямого распространения, происходит монотонно.

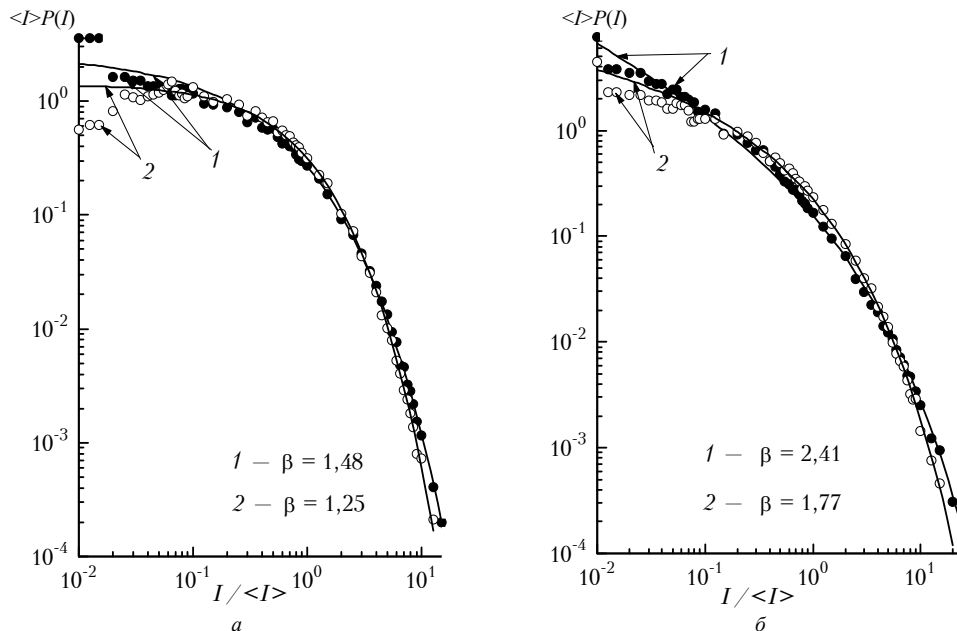


Рис. 2. Сравнение гистограмм нормированных значений интенсивности с  $K$ -распределением для плоской волны, отраженной от уголкового отражателя (1) и от набора 4 уголков (2) при  $\beta_0 \sim 2$  (а); при  $\beta_0 \sim 11$  (б)

Более полную информацию о характере флуктуаций процесса дает плотность вероятностей его мгновенных значений. Были проанализированы гистограммы мгновенных значений интенсивности для 76 реализаций и проведено сравнение с модельными распределениями. На

рис. 2 приве дены характерные гистограммы нормированных значений интенсивности для 1 и 4 уголков при различных  $\beta_0$ , здесь же для сравнения нанесены плотности вероятностей  $K$ -распределения

$$\langle I \rangle P(I) = (2/\Gamma(y)) y^{(y+1)/2} I^{(y-1)/2} K_{y-1} [2 (Iy)^{1/2}], y = 2/(\beta^2 - 1), y > 0, \quad (1)$$

где  $K_\nu(z)$  – функция Макдональда;  $\Gamma(z)$  – гамма-функция. Как видим,  $K$ -распределение хорошо описывает экспериментальные данные для 1 уголка при всех рассматриваемых условиях турбулентности (в данном случае в области, близкой к фокусу флуктуаций). При отражении от набора 4 уголков для  $\beta_0 \sim 11$  модель (1) также хорошо аппроксимирует гистограмму (рис. 2, б). С уменьшением  $\beta_0$  наблюдается некоторое отклонение от  $K$ -распределения в области глубоких замираний (рис. 2, а).

Еще меньшая вероятность замираний видна при отражении от матрицы 16 и 26 уголков (рис. 3). Здесь экспериментальные значения лежат между значениями  $K$ -распределения и логарифмически нормального распределения

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

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

В области  $I > \langle I \rangle$  все они достаточно близки, и различия между ними находятся в пределах статистической погрешности измерений.

Гистограммы, полученные для прямого распространения, ведут себя таким же образом, что и для 16 и 26 уголков во всем рассматриваемом диапазоне значений параметра  $\beta_0$ , когда значения их индексов мерцаний  $\beta$  близки (рис. 3). С увеличением  $\beta$ , при фиксированном  $\beta_0$ , плотность вероятностей приближается к  $K$ -распределению, особенно это проявляется в режиме сильных фокусировок, где уровень флуктуаций при отражении плоской волны от набора 16 и 26 уголков существенно ниже, чем на прямой трассе.

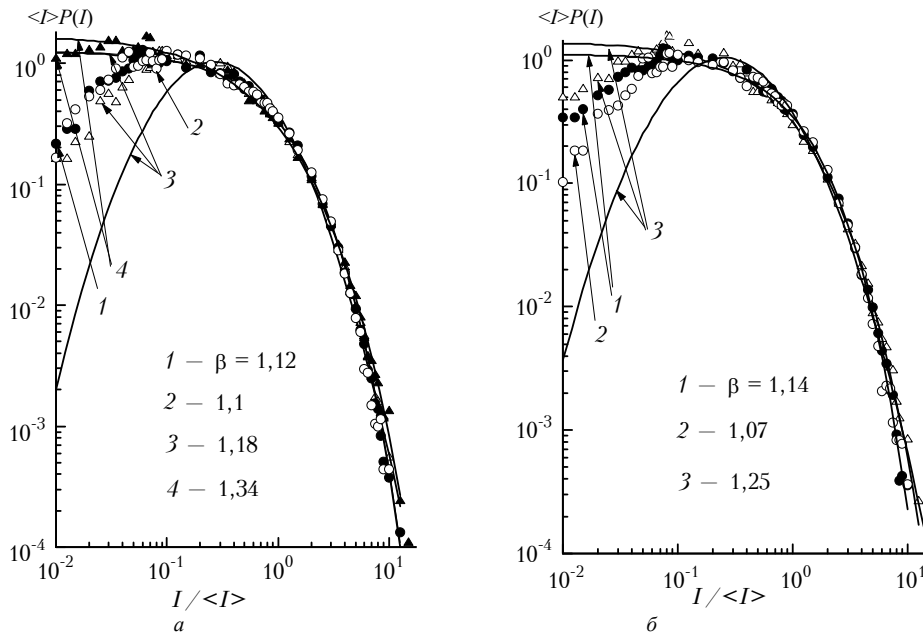


Рис. 3. Сравнение гистограмм нормированных значений интенсивности с  $K$ -распределением и логарифмически нормальным распределением для плоской волны, отраженной от набора 16 (1), 26 (2) уголков и плоского зеркала (3, 4) при  $\beta_0 \sim 3$  (а), при  $\beta_0 \sim 7$  (б)

Полученные результаты можно объяснить следующим образом. При отражении плоской волны от матрицы уголков она разбивается на узкие коллимированные пучки. Случайные блуж-

дания такого пучка как целого в случае отражения от одного уголка приводят к увеличению вероятности высоких выбросов и глубоких замираний (что как раз характерно для  $K$ -распределения, в отличие от логарифмически нормального), которые заметно увеличивают относительную дисперсию флуктуаций интенсивности. С увеличением числа уголков в решетке размер пятна в плоскости приема увеличивается, вклад случайных блужданий в дисперсию снижается и флуктуации приближаются к среднему уровню, что и определяет трансформацию закона распределения.

В случае отражения сферической волны от матрицы уголков, рассмотренном нами ранее [5], каждый пучок, отраженный от уголка, падает на источник, поэтому решетку уголковых отражателей можно считать самофокусирующей системой, у которой фокусное расстояние совпадает с длиной трассы. Здесь, в отличие от плоской волны, случайные блуждания пучков, отраженных от уголков, не вносят существенного вклада во флуктуации интенсивности, а определяются вариациями интерференционной картины в плоскости наблюдения [5] и мы имеем  $K$ -распределение в условиях насыщения для случая достаточно большого числа уголков (12), а насыщение флуктуаций происходит на уровень, соответствующий сфокусированному пучку.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 94-02-03734-а).

1. Банах В. А., Миронов В. Л. Локационное распространение лазерного излучения в турбулентной атмосфере. Новосибирск: Наука, 1986. 197 с.
2. Патрушев Г. Я., Петров А. И., Покасов В. В. // Оптика и спектроскопия. 1986. Т. 61. Вып. 3. С. 587–589.
3. Григорьевский В. И., Ломакин А. Н., Тараканов С. В. // Изв. вузов СССР. Радиофизика. 1986. Т. 29. С. 364–365.
4. Bufton J. L., Iyer R. S., Taylor L. S. // Appl. Optics. 1977. V. 16. N 9. P. 2408–2413.
5. Патрушев Г. Я., Петров А. И., Рубцова О. А. // Оптика атмосферы. 1989. Т. 2. N 3. С. 277–282.
6. Патрушев Г. Я., Ростов А. П., Рубцова О. А. // Оптика атмосферы и океана. 1995. Т. 8. N 6. С. 819–825.
7. Гурвич А. С., Кон А. И., Миронов В. Л., Хмелевцов С. С. Лазерное излучение в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1976. 277 с.

Институт оптики атмосферы СО РАН,  
Томск

Поступила в редакцию  
22 декабря 1995 г.

A. P. Rostov, O. A. Rubtsova. **Probability Density of Strong and Saturated Fluctuations of Intensity at Corner Reflectors Locating in Turbulent Atmosphere.**

The experimental data are analyzed on the dispersion and probability density of intensity fluctuations when reflecting a plane wave from the corner reflectors matrix at  $\beta_0 \sim 2 \div 12$ . It is shown that the saturation of the intensity fluctuations is faster and the level of the fluctuations decreases when the quantity of the reflectors in the corner matrix increases. The transformation of the law of the intensity fluctuations distribution is determined for the case when the quantity of the reflectors in the corner matrix increases and the propagation conditions change.