

Г.Я. Патрушев, О.А. Рубцова

УСРЕДНЯЮЩЕЕ ДЕЙСТВИЕ ПРИЕМНОЙ АПЕРТУРЫ ПРИ ОТРАЖЕНИИ СФЕРИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ ОТ ЗЕРКАЛЬНЫХ ОБЪЕКТОВ В ТУРБУЛЕНТНОЙ АТМОСФЕРЕ

Анализируются экспериментальные функции усреднения при отражении сферической волны от зеркального диска и двумерной матрицы уголковых отражателей в условиях сильных флуктуаций интенсивности. При локации зеркального диска функция усреднения при малых апертурах принимает значения меньшие, чем на прямой трассе и чем это следует из асимптотической теории насыщенных флуктуаций с учетом внутреннего масштаба турбулентности. При размерах апертуры, существенно больших радиуса пространственной когерентности флуктуаций, функция усреднения $G(R)$ близка к зависимости $G(R) \sim R^{-2}$, соответствующей некоррелированному сложению флуктуаций интенсивности по приемной апертуре. При отражении волны от матрицы уголков функция $G(R)$ имеет два масштаба. Быстрое уменьшение флуктуаций потока наблюдается на размере апертуры, равном дифракционному размеру уголка. Медленное уменьшение флуктуаций при больших апертурах приемника (насыщение функции усреднения) обусловлено флуктуациями потока через апертуру матрицы уголковых отражателей.

Влияние усредняющего действия приемной апертуры на величину и временной спектр флуктуаций светового потока при прямом распространении излучения рассматривалось в монографии [1] для случая плоской волны. Результаты экспериментальных исследований, проведенных с наземным лазерным источником, опубликованы в [2], с астрономическим источником в режиме счета фотонов – в [3]. Теоретические и экспериментальные работы, выполненные до 1975 г. в этом направлении, обобщены в монографии [4].

Краткий обзор теоретических и экспериментальных работ, главным образом в США, по прямому распространению излучения приведен в [5].* В ней получены приближенные выражения для функции усреднения $G(R)$ с учетом внутреннего масштаба турбулентности l_0 . Отмеченная ранее в [1] асимптотическая зависимость $G(R)$ для больших по сравнению с радиусом пространственной корреляции флуктуаций размеров $2R$ приемных апертур $G(R) \sim R^{-7/3}$ конкретизирована с учетом l_0 для слабых и насыщенных флуктуаций интенсивности. В эксперименте отмеченное поведение функции усреднения $G(R)$ не обнаружено.

В таких устройствах, как дальномеры, оптические системы слежения и траекторных измерений и т.д., погрешность измерений зависит от величины и спектра флуктуаций принимаемого потока отраженного излучения.

В этой связи нужно отметить статьи [6–10], в которых рассматривалась функция усреднения [7, 8, 10] и временные спектры флуктуаций потока [7, 9] отраженного лазерного излучения. Данные [10] подтвердили выводы [7], где указано на ошибочность результата [6] об уменьшении усредняющего действия апертуры при отражении плоской волны от большого зеркального диска. Насыщение усредняющего действия приемной апертуры на флуктуации интенсивности отраженной от зеркальной точки сферической волны получило экспериментальное подтверждение для слабых флуктуаций интенсивности [8].

Величина и временной спектр флуктуаций светового потока при отражении излучения от матрицы уголковых отражателей, установленных на спутнике [11, 12], и одиночного уголка [9] на приземной трассе исследовались теоретически и экспериментально. Полученное в [11] выражение для плотности вероятностей флуктуаций интенсивности дает значение дисперсии флуктуаций интенсивности волны, отраженной пространственной решеткой уголковых отражателей, несовпадающее с экспериментом [13]. При экспериментальном исследовании временных спектров потока сказались ограниченность частотного диапазона регистрирующей аппаратуры [12].

*Работа [5] стала нам известна после сдачи настоящей статьи в печать, после чего она была доработана.

Нами исследовано усредняющее действие кольцевой апертуры на дисперсию флуктуаций светового потока при отражении от зеркального диска с диаметром до 500 мм и компактной матрицы высококачественных 12-призменных уголкового отражателей, имеющих общий световой диаметр, равный 12,5 см. Эксперимент проводился с квазисферической волной на аппаратуре и по методике, достаточно подробно описанной в [14, 15]. При этом в установку [14] был добавлен канал для измерения мгновенной интенсивности отраженного излучения. Определение структурной характеристики показателя преломления C_n^2 и внутреннего масштаба турбулентности l_0 проводилось оптическим способом в условиях слабых флуктуаций интенсивности на вспомогательной трассе, длиной 200 м. Внутренний масштаб l_0 измерялся по временному спектру флуктуаций интенсивности [16].

На рис. 1 приведены результаты экспериментов по измерению функции усреднения $G(R)$ квазисферической волны при ее отражении от зеркального диска диаметром 500 м на трассе длиной $L \approx 1200 \div 1250$ м до отражателя в двух циклах измерений. Для данных первого цикла, представленных на рис. 1 точками, наружный диаметр приемной апертуры изменялся до 60 мм, а диаметр неиспользуемого внутреннего круга равнялся примерно 1,5 мм.

Во втором цикле, где данные представлены вертикальными отрезками, размах которых означает разброс функции $G(R)$, наружный диаметр приемной кольцевой апертуры изменялся до 500 мм, внутренний был равен примерно 5 мм [14]. Здесь же для сравнения сплошными линиями даны функции усреднения $G(R)$ сферической волны, используемой в эксперименте [5], для прямой трассы с учетом внутреннего масштаба турбулентности l_0 для слабых (1) и сильных (2) флуктуаций; крестиками представлены данные [5, рис. 14], кроме двух экспериментальных значений при малых апертурах, когда $G(R) = 1$. По оси абсцисс внизу отложено отношение радиуса приемной апертуры к размеру первой зоны Френеля на трассе с отражением $2L$; вверху – отношение радиуса приемной апертуры к радиусу когерентности ρ_0 сферической волны: $\rho_0 = [0,545 C_n^2 K^2 L l_0^{-1/3}]^{-1/2}$ [5], где K – волновое число излучения.

Как видно из рисунка, при малых апертурах (до 60 мм) наши результаты близки к данным [5], однако в целом находятся несколько выше. Это отличие вряд ли связано с небольшой разницей в турбулентных условиях распространения: наши данные получены при $\beta_0(L) = [1,21 C_n^2 K^{7/6} L^{11/6}]^{1/2} = 2 \div 5$; $l_0 = 5 \div 6$ мм; измерения [5], приведенные на рисунке, получены при $\beta_0(L) = 4,6 \div 5$; $l_0 = (5,98 \pm 0,35)$ мм. Видимо, это связано с тем, что для отраженной квазисферической волны флуктуации интенсивности имеют больший, чем на прямой трассе, радиус пространственной корреляции для приосевой области [17, 18], что и проявляется при использовании небольших апертур.

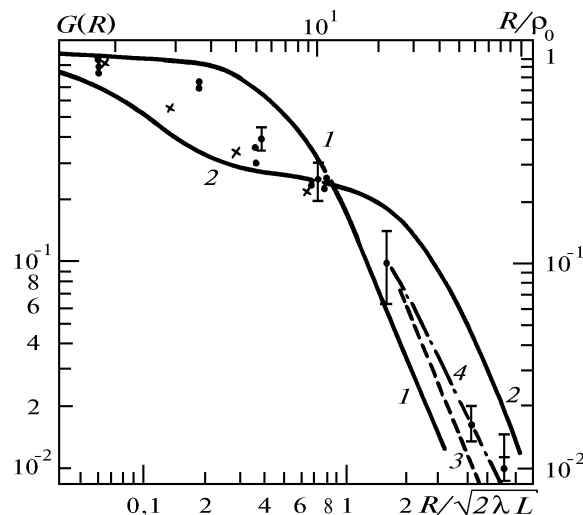


Рис. 1. Сравнение функции усреднения $G(R)$ для сферической волны при отражении от зеркального диска с функциями усреднения для слабых (1) и сильных (2) флуктуаций интенсивности и с экспериментальными (крестики) данными [5]

Из наших результатов видно, что в диапазоне значений размеров приемных апертур $0 < R < \sqrt{2\lambda L}$ происходит большее усреднение сильных флуктуаций по сравнению со случаем слабых флуктуаций, но меньшее, чем это следует из асимптотической теории [5]. Для размеров апертуры $R > \sqrt{2\lambda L}$ функция усреднения принимает большее значение, чем следует из асимптотической теории для насыщенных флуктуаций, и меньшее по сравнению со случаем слабых флуктуаций. При $R > 1,5\sqrt{2\lambda L}$ экспериментальные данные убывают по зависимости, близкой к степенной $G(R) \sim R^{-\mu}$, причем μ ближе к 2 (прямая 4), чем к 2,33 (прямая 3), которая предсказана в [1] на основе применения закона сохранения энергии для пространственной корреляционной функции флуктуаций интенсивности. При этом крайняя правая точка, соответствующая диаметру 500 мм, находится немного выше зависимости R^{-2} , которая соответствует суммированию независимых случайных флуктуаций по приемной апертуре.

Как нам представляется, здесь необходимо учесть следующее обстоятельство. В проведенных нами измерениях осуществлялся визуальный контроль за перехватом отражателем излучения. Однако даже при полном перехвате сфокусированного пучка отражателем и приемной апертурой диаметром 500 мм на этой трассе наблюдаются относительные флуктуации фототока примерно в 1% (0,01).

Эти флуктуации нельзя полностью отнести на счет неравномерной чувствительности площадки фотокатода приемного ФЭУ, они скорее связаны с флуктуациями оптической толщи трассы τ за счет движения частиц аэрозоля по трассе. В наших экспериментах относительные флуктуации потока β_p^2 при апертуре 500 мм составляли $0,02 \div 0,06$, при относительных среднеквадратических значениях интенсивности $\beta_I^2 = 3,6 \div 4$.

Следует отметить, что в эксперименте [5] также наблюдались отклонения от расчетных зависимостей в ту же сторону, что и у нас, при слабых флуктуациях интенсивности, когда флуктуации потока становились очень малыми (рис. 10–12 в [5]). Из наших данных видно, что нет предсказываемого асимптотической теорией четкого разделения двух масштабов изменения функции усреднения: $G(R) \sim (R/\rho_0)^{-2}$, $R \geq \rho_0$; $(R/\rho_0)^{-7/3}$, $R \gg \rho_0$. Скорее несколько условно первый масштаб соответствует убыванию $G(R) \sim R^{-1/2}$, $R/\rho_0 \leq 9\rho_0$; второй наблюдается при $R/\rho_0 > 20$, $G(R) \sim R^{-2}$.

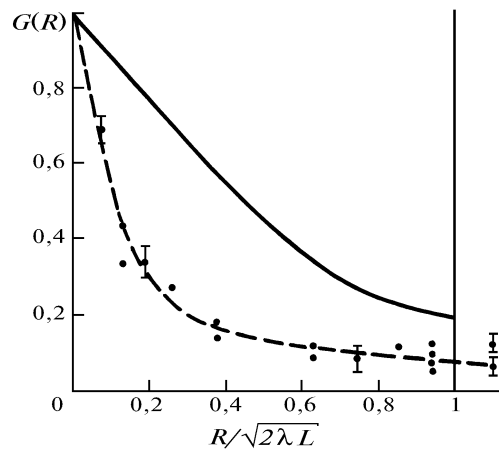


Рис. 2

На рис. 2 приведена экспериментальная функция усреднения при отражении квазисферической волны от двумерной матрицы, составленной из двенадцати уголкового отражателей высокого качества (отклонение двугранных углов при вершине отдельных уголков не превышало $2 \div 5$ угл.с) с гексагональным расположением уголков. Световой диаметр одного уголка равнялся $\approx 2,5$ см, диаметр всей матрицы был близок к 12,5 см. Значения параметра $\beta_0(L)$ равнялись $2,5 \div 3,1$, кроме крайней точки, положение которой по оси абсцисс соответствует значению $R/\sqrt{2\lambda L} = 6,2$ (масштаб по оси абсцисс после значения $R/\sqrt{2\lambda L} = 1$ изменен). Сплошной

линией представлена функция усреднения для сферической волны на прямой трассе в условиях слабых флуктуаций интенсивности [4], $\beta_0(L) < 1$.

Как видно из сравнения данных для уголкового отражателя (рис. 2) и зеркального диска (рис. 1), пространственное усреднение при отражении от двенадцати уголков при одном и том же размере приемной апертуры в несколько раз больше при малых апертурах ($R < \sqrt{\lambda L}$) несмотря на то, что диаметр отражающего зеркала (≈ 500 мм) существенно больше диаметра матрицы уголкового отражателя (≈ 125 мм). При $R/\sqrt{2\lambda L} > 0,6$ функция усреднения убывает очень медленно. Так, при $R/\sqrt{2\lambda L} \approx 0,94$ среднее значение функции $G(R) = 0,09$, а при $R/\sqrt{2\lambda L} = 6,2$ среднее значение $G(R) = 0,07$ и получено по восьми значениям функции усреднения $G(R)$ при $\beta_0(L) = 1,9 \div 5,2$. На рис. 2 это крайняя точка с указанием разброса принимаемых значений функции $G(R)$.

Такое поведение функции усреднения становится понятным, если учесть, что изображение одного уголка диаметром 2,6 см примерно равно 5,2 см на приемном объективе и полностью <проваливается> в апертуру диаметром 6 см, так как случайные блуждания изображения уголка в таких условиях не превышают двух угловых секунд [14]. Следовательно, флуктуации потока через приемную апертуру диаметром 6 см будут практически совпадать с флуктуациями потока через апертуру пространственной решетки угловых отражателей. Это подтверждается прямым сравнением флуктуаций потоков от матрицы уголкового отражателя и эквивалентного по площади зеркального диска при приеме на апертуру диаметром 500 мм. При значении $\beta_0(L) = 4,5$ флуктуации интенсивности отраженного от уголков излучения становятся близкими к насыщенным [13], что и объясняет очень медленное убывание функции усреднения с увеличением диаметра приемной апертуры.

Большее усредняющее действие приемной апертуры при отражении от матрицы из 12 уголков по сравнению с зеркальным диском большего диаметра при малых $R < \sqrt{2\lambda L}$ объясняется тем, что для квазисферической волны высококачественные уголки отражают излучение практически в одну и ту же пространственную область, так как турбулентные блуждания пучков, отраженных от каждого отдельного уголка, сильно коррелируют. Это приводит к весьма изрезанной, мелкомасштабной структуре излучения при сильных флуктуациях, радиус пространственной корреляции которых существенно меньше, чем при отражении при тех же условиях от зеркального диска.

Уменьшение числа уголков в решетке при прочих равных условиях приводит к уменьшению усредняющего действия при том же диаметре приемной апертуры за счет увеличения флуктуаций потока через апертуру отражателя, которое обуславливает также, но в меньшей степени, увеличение флуктуаций принимаемой интенсивности. Это видно из измерений функции $G(R)$ для трех компактно расположенных уголков (их общий диаметр примерно равен 5,5 см) при одном размере приемной апертуры $R/\sqrt{2\lambda L} = 6,2$ (500 мм), которые на рис. 2 приведены над данными для 12 уголков и той же приемной апертурой. Для этих данных среднее значение функции усреднения $G(R) = 0,12$ для 6 измерений ($i = 1, 2, \dots, 6$); относительные среднеквадратические значения флуктуаций потока $\beta_p = 0,69$; диапазон изменения $\beta_{pi} = 0,633 \div 0,774$. Аналогично для флуктуаций интенсивности: $\beta_I = 1,98$, $\beta_{II} = 1,83 \div 2,16$; при этом значения параметра $\beta_0(L)$ изменялись в диапазоне $\beta_0(L) = 3 \div 5,5$.

Авторы приносят глубокую благодарность О.А. Пельмскому, А.И. Петрову, А.П. Ростову за поддержку проведенных исследований.

1. Татарский В. И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1967. 548 с.
2. Houstad G. E., Strohben J. W., Berger R. U., Henegram J. M. // J. Opt. Soc. Amer. 1974. V. 64. N 2. P. 161.
3. Yee R. S., Bufton J. L. // Opt. Commun. 1974. V. 22. N 3. P. 377.
4. Гурвич А. С., Кон А. И., Миронов В. Л., Хмелевцов С. С. Лазерное излучение в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1976. 277 с.
5. Churnside J. H. // Appl. Optics. 1991. V. 30. N 15. P. 1982.
6. Лукин В. П., Покасов В. В. // Тезисы докл. I Всесоюз. совещания по атмосферной оптике. Томск. 1976. Т. 4. N 1. С. 134.
7. Монастырный Е. А., Патрушев Г. Я., Петров А. И., Покасов В. В. // Квантовая электроника. 1980. Т. 7. N 7. С. 1580–1582.

8. Беленький М.С., Макаров А.А., Миронов В.Л., Покасов В.В. // Известия вузов. Сер. Радиофизика. 1978. Т. 21. N 2. С. 299–301.
9. Григорьевский В.И., Ломакин А.И., Тараканов С.В. // Известия вузов. Сер. Радиофизика. 1986. Т. 29. N 3. С. 364–366.
10. Song Zhenfang, Feng Xuerfong, Han Shoucken, Lin Yuiochum, Ding Quang // Chines Physics Laser. 1988. V. 16. N 6. P. 442.
11. Bufton J.L., Iyer R.S., Taylor L.S. // Appl. Optics. 1977. V. 16. N 9. P. 2408.
12. Bufton J.L. // Appl. Optics. 1977. V. 16. N 9. P. 2654.
13. Патрушев Г.Я., Петров А.И., Рубцова О.А. // Оптика атмосферы. 1989. Т. 2. N 3. С. 277–382.
14. Патрушев Г.Я., Пелымский О.А., Петров А.И. // Известия вузов. Сер. Радиофизика. 1989. Т. 32. N 6. С. 673–679.
15. Патрушев Г.Я., Петров А.И., Покасов В.В. // Известия вузов. Сер. Радиофизика. 1983. Т. 26. N 7. С. 823–831.
16. Монастырный Е.А., Патрушев Г.Я., Петров А.И., Покасов В.В. Способ определения внутреннего масштаба турбулентности и устройство для его осуществления. А.С. N 913794, 1981.
17. Зуев В.Е., Банах В.А., Покасов В.В. // Оптика турбулентной атмосферы. Л.: Гидрометеоздат, 1988. 271 с.
18. Иванов А.П., Патрушев Г.Я., Ростов А.П. // Оптика атмосферы и океана. 1993. Т. 6. N 5. С. 523–528.

Институт оптики атмосферы СО РАН,
Томск

Поступила в редакцию
3 июня 1993 г.

G. Ya. Patrushev, O. A. Rubtsova. Averaging Effect of the Receiving Aperture on Scintillations of Spherical Waves Reflected from Specular Objects in the Turbulent Atmosphere.

This paper deals with the analysis of experimental aperture averaging functions for the cases of a spherical wave reflected from a specularly reflecting disc and a matrix of corner cube retroreflectors under conditions of strong intensity fluctuations. In the case of a specularly reflecting disc the aperture averaging function for smaller receiving apertures is lower, than that taking place for direct propagation and compared to its value calculated by asymptotic theory of saturated fluctuations taking into account the inner scale of turbulence. When the receiving aperture essentially exceeds the radius of spatial coherence of fluctuations, the averaging function $G(R)$ is close to the dependence $G(R) R^{-2}$ that corresponds to the absence of correlation between the wave intensity fluctuations over the receiving aperture. In the case of a reflection from a matrix of corner cube retroreflectors the function $G(R)$ has two scales. A rapid decrease of the intensity fluctuations occurs on the aperture size that equals the diffraction size of a corner cube. A slow decrease of the fluctuations at large receiving apertures (saturation of averaging) is caused by fluctuations of the flux over the aperture of a corner cube matrix.