

РАССЕЯНИЕ И ПЕРЕНОС ОПТИЧЕСКИХ ВОЛН В АТМОСФЕРЕ И ОКЕАНЕ

УДК 551.521

А.Г. Боровой, Н.И. Вагин, Н.А. Вострецов, А.Ф. Жуков

О ДВУХ МАСШТАБАХ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ КОРРЕЛЯЦИИ ФЛУКТУАЦИЙ ИНТЕНСИВНОСТИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ДИСПЕРСНЫХ СРЕДАХ

Приведены результаты анализа экспериментальных данных по распространению лазерного пучка в грубодисперсном аэрозоле. Показано, что существует область оптических толщ, для которых имеются два масштаба флуктуации интенсивности. Один – дифракционный радиус корреляции, монотонно убывающий с увеличением оптической толщи. Другой – квазиизотропный радиус, много меньше дифракционного.

При распространении лазерного излучения в грубодисперсном аэрозоле уже на коротких трассах наблюдается существенно многократное рассеяние. В результате экспериментов было обнаружено, что флуктуации интенсивности излучения в грубодисперсном аэрозоле в ряде случаев имеют некоторые особенности по сравнению с флуктуациями интенсивности излучения в других случайно-неоднородных средах. Так, например, авторами [1] обнаружен новый режим затухания флуктуаций при распространении лазерного излучения в снегопадах. Этими же авторами предлагается модель флуктуаций света в осадках, в основу которой положено разделение многократно рассеянного поля на два поля: многократно дифрагированное на контуре частиц и преломленное.

При интерпретации флуктуаций интенсивности оказалось, что каждая составляющая имеет различные радиусы корреляции, т.е. в грубодисперсных средах имеются два масштаба пространственной корреляционной функции интенсивности. В данной статье приведены результаты исследования соотношения между вкладами этих полей во флуктуации интенсивности. С этой целью был проведен следующий лабораторный эксперимент. Модельная среда просвечивалась гауссовым пучком лазера ЛГ-79. В качестве среды выбрана взвесь полистероловых частиц в воде. Длина кюветы составляла 20 см, вода в которой непрерывно перемешивалась, диапазон диаметров частиц – от 100 мкм до 1,2 мм.

Нас интересовала пространственная корреляционная функция интенсивности излучения, выходящего из кюветы. Но прямое измерение корреляционной функции наталкивается на две трудности: требуется высокое пространственное разрешение (радиус корреляции интенсивности квазиизотропного излучения может быть порядка длины волны), и сложно провести разделение в одной функции на две составляющие. Поэтому мы применили следующий экспериментальный прием. Плоскость наблюдения была расположена на некотором расстоянии z от кюветы, и измерения проводились не только в пределах пучка, но и при смещении от оси пучка в поперечном направлении, т.е. мы имеем дело только с квазиизо-

тропным излучением. При этом мы наблюдали дифракцию случайных волн. А в этом случае поперечная функция когерентности однозначно связана с функцией когерентности излучения в интересующей нас плоскости $z = 0$ [2]:

$$\Gamma(\mathbf{r}, \mathbf{R}, z) = \left(\frac{k}{2\pi z}\right)^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \Gamma_0(\mathbf{r}', \mathbf{R}') \times \exp\left(-\frac{ik}{z}(\mathbf{r} - \mathbf{r}')(\mathbf{R} - \mathbf{R}')\right) d\mathbf{r}' d\mathbf{R}'; \quad (1)$$

$$\mathbf{r} = \mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1, \quad \mathbf{R} = (\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2)/2.$$

При этом с увеличением z радиус когерентности возрастает как для дифракционного излучения, так и для квазиизотропного. Таким образом, был выбран следующий порядок измерений. В проходящем излучении, на различных расстояниях от кюветы (65; 90; 115 и 146 см), устанавливалась фотодиодная линейка, позволяющая регистрировать интенсивность излучения в 100 точках (с шагом 50 мкм) на отрезке 5 мм, расположенном поперек трассы. Отдельное измерение сводилось к тому, что предварительно регистрировался профиль гауссова пучка, прошедшего кювету с водой без частиц, затем с помощью непрерывного перемешивания воды создавалась взвесь частиц и в память компьютера записывалось 200 реализаций случайного распределения интенсивности излучения в этих же точках. Кроме того, фотолинейка смещалась на 3 мм в поперечном направлении, и записывался еще один массив данных. Создавая различную плотность взвеси, мы получали различные значения оптической толщи $1,7 < \tau < 10,8$ (для измерения которой дополнительной линзой фокусировали излучение). Кроме того, необходимы параметры гауссова пучка, которые специально были определены. В результате для плоскости $z = 0$ комплексная амплитуда

$$A = \exp\left(-\frac{r^2}{a_0} - \frac{ik}{2R_f} r^2\right) \quad (2)$$

имела следующие параметры:

$$R_f = 1570 \text{ мм}, \quad a_0 = 0,314 \text{ мм}.$$

Статистическая обработка полученных данных позволила сделать оценки для двух пространственных функций: для профиля средней интенсивности в проходящем излучении $I(R)$ и для корреляционной функции интенсивности квазиизотропного излучения $K(r)$ (при поперечном смещении фотолинейки). На рис. 1 приведен пример $I(R)$ для значения оптической толщи, равной $\tau = 7,6$, и при $z = 115$ см.

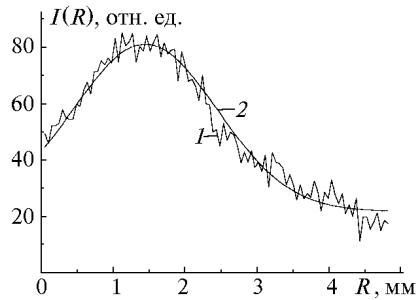


Рис. 1. Профиль средней интенсивности при $z = 115$ см и $\tau = 7,6$ (кривая 1 – эксперимент, кривая 2 проведена по формуле (7), $h = 0,36$, $R_g = 1,43$ мм)

На рис. 2 представлены результаты измерения $K(r)$ для двух значений оптической толщи $\tau = 2,2$ и $8,2$, при расположении фотолинейки на расстоянии от кюветы $z = 146$ см.

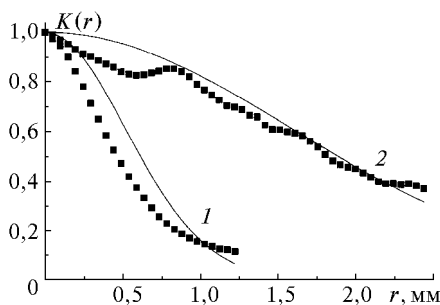


Рис. 2. Корреляционные функции интенсивности при $z = 146$ см; кривая 1 – $\tau = 2,2$; 2 – $\tau = 8,2$; квадраты – эксперимент

Проанализируем зависимости полученных функций от оптической толщи. Сначала рассмотрим уширение гауссова пучка при увеличении τ и z . Для этого воспользуемся соотношением (1) и определим функцию когерентности в плоскости $z = 0$ для данного эксперимента. Во-первых, для этой цели ограничимся функцией когерентности дифракционного излучения, поскольку будем рассматривать $I(R)$ в пределах углов, характерных для дифракции самого невозмущенного пучка. Во-вторых, хотя возможно определение этой функции когерентности, зависящей от размеров частиц, более корректно [3], ограничимся более простой модельной функцией, а именно гауссоидой. Разумеется, первое предположение накладывает ограничение на τ со стороны больших значений, а второе – со стороны малых оптических толщ. Таким образом, примем

$$\Gamma_0(\mathbf{r}', \mathbf{R}') = \exp \left(-\frac{2\mathbf{R}'^2}{a_0} - \frac{\mathbf{r}'^2}{r_{\text{ef}}^2} - \frac{ik}{R_f} \mathbf{R}' \mathbf{r}' \right), \quad (3)$$

где

$$\frac{1}{r_{\text{ef}}^2} = \frac{1}{\rho^2} + \frac{1}{2a_0^2}; \quad (4)$$

ρ – радиус когерентности дифракционного излучения в плоскости $z = 0$. Тогда согласно [2] профиль средней интенсивности на расстоянии z будет

$$I(R, z) = \frac{1}{u^2} \exp \left(-\frac{2R^2}{a^2(z)} \right), \quad (5)$$

где

$$a(z) = a_0 u, \quad u^2 = \left(\frac{z}{R_f} + 1 \right)^2 + \left(\frac{2\sqrt{2}z}{ka_0 r_{\text{ef}}} \right)^2. \quad (6)$$

Экспериментально измеренные профили $I(R)$, как видно из рис. 1, имеют несколько другой вид, чем зависимость (5), а именно

$$I(R) = I_0 [h + \exp(-R^2/R_g^2)]. \quad (7)$$

Причем h имеет простой смысл – это отношение лучевой интенсивности в направлении вперед квазиизотропного излучения к соответствующей величине дифракционного излучения. Таким образом, отождествляя второе слагаемое в формуле (7) с функцией (5), можно приравнять экспериментальную ширину пучка R_g дифракционной $R_g = a(z)/\sqrt{2}$ и по (4) и (6) вычислить ρ .

Такие расчеты были проведены по всей совокупности наших данных, и результаты в виде зависимостей от оптической толщи представлены на рис. 3 для радиуса когерентности, а на рис. 4 для величины h . Из рис. 3 видно, что ρ монотонно убывает с увеличением τ ; сглаживающая кривая, проведенная сплошной линией, соответствует зависимости

$$\rho = b/\tau, \quad (8)$$

где $b = 1,21$ мм.

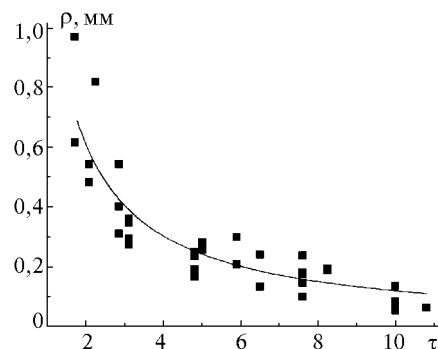


Рис. 3. Зависимость радиуса когерентности дифракционного излучения от оптической толщи; квадраты – эксперимент

Из рис. 4 видно, что доля квазиизотропного излучения сначала растет, а в районе $\tau = 10,0$ рост замедляется. Совместное действие двух факторов, уменьшение радиуса когерентности дифракционного излучения и увеличение вклада квазиизотропного, радиус которого много меньше дифракционного и приводит к затуханию флуктуаций. Подчеркнем, что значение оптических толщ, начиная с которых это происходит, имеет величину $\tau = 4,0$ и, по-видимому, незначительно зависит от размеров самих рассеивателей, например в [1] для снегопадов $\tau = 5,0$.

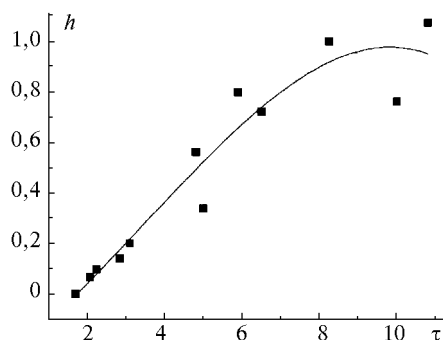


Рис. 4. Зависимость отношения h от оптической толщи; квадраты – эксперимент

Обратимся теперь к корреляционным функциям $K(r)$, измеренным в рассеянном излучении. Радиус корреляции определим как параметр гауссоиды (на рис. 2 приведены сплошными линиями) R_k :

$$K(r) = \exp(-r^2/R_k^2). \quad (9)$$

Приведенные на рис. 5 экспериментальные данные показывают существенное возрастание радиуса корреляции при увеличении оптической толщи.

Представленные на рис. 2 и 5 данные можно интерпретировать следующим образом. Наблюдаемая на эксперименте спекл-структура обусловлена только преломленным полем. Вместе с тем области в рассеивающей среде, имеющие размер порядка радиуса когерентности в дифрагированном поле (8), выступают как некоторые эффективные некогерентные источники. Согласно теореме Ван Циттерта – Цернике такие источники дают спекл-картину с угловым радиусом корреляции $\theta \sim \lambda/\rho$.

На рис. 5 сплошная кривая рассчитана в этой модели для радиуса когерентности, представленного формулой (8). Поскольку рассчитанные и экспери-

ментально измеренные данные на рис. 5 достаточно хорошо совпадают, то, с одной стороны, это подтверждает изложенную интерпретацию спекл-структур, а с другой – открывает новый метод для измерения радиуса когерентности в многократно дифрагированном поле. Такой метод актуален при больших оптических толщах среды, когда предыдущий метод, использующий уширение пучка (см. рис. 1), становится неэффективным.

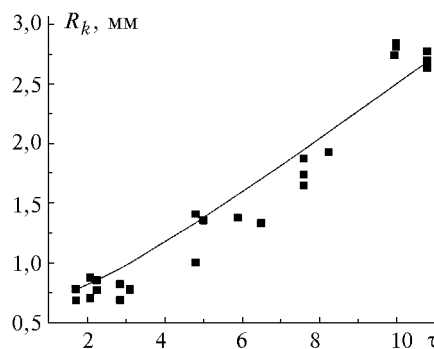


Рис. 5. Зависимость радиуса корреляции рассеянного излучения от оптической толщи при $z = 146$ см; квадраты – эксперимент

В целом же по результатам проведенного эксперимента можно сделать следующий вывод. Существует область оптических толщ, для которых в грубодисперсном аэрозоле флуктуации интенсивности лазерного пучка имеют два пространственных масштаба. Им соответствуют дифракционный монотонно убывающий с увеличением τ радиус корреляции и квазиизотропный, который намного меньше дифракционного. Причем в проходящем излучении до $\tau < 3,0$ можно пренебрегать квазиизотропным полем, а при $\tau = 4,0$ его вклад во флуктуации становится заметным. Что касается вопроса, до каких значений оптических толщ эти два масштаба сильно различаются, следует учитывать размеры рассеивателей, параметры пучка, а также длину трассы.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 96-02-16388а).

1. Боровой А.Г., Вострецов Н.А., Жуков А.Ф., Каргин Б.А., Пригарин С.М. Оптика атмосферы и океана. 1997. Т. 10. №3. С. 227–233.
2. Введение в статистическую радиофизику и оптику / С.А. Ахманов, Ю.Е. Дьяков, А.С. Чиркин М.: Наука, 1981. 639 с.
3. Боровой А.Г. // Изв. вузов. Радиофизика. 1982. Т. 25. №4. С. 301–400.

Институт оптики атмосферы СО РАН,
Томск

Поступила в редакцию
1 августа 1997 г.

A.G. Borovoi, N.I. Vagin, N.A. Vostretsov, A.F. Zhukov. About Two Space Scales of Correlation of a Laser Beam Fluctuations in Disperse Medium.

Results of the analysis of experimental data on propagation of a laser beam in strongly scattering medium are presented. It is shown, that there is the range of optical depths, for which fluctuations of intensity have two space scales. The first scale is the diffraction radius of correlation, monotonically decreasing with an increase of optical depth. The second scale is the quasiisotropic radius, which is much smaller than the first scale.