

И.П. Лукин

ВЛИЯНИЕ ФЛУКТУАЦИЙ КОНЦЕНТРАЦИИ АЭРОЗОЛЬНЫХ ЧАСТИЦ НА ОПТИЧЕСКУЮ ПЕРЕДАТОЧНУЮ ФУНКЦИЮ АТМОСФЕРЫ

Рассматривается оптическая передаточная функция при наблюдении через атмосферу с учетом влияния флуктуаций концентрации рассеивающих частиц, обусловленных атмосферной турбулентностью. Получены условия, при которых максимально проявляется искажающее влияние этих флуктуаций на качество оптического изображения.

Случайное поле диэлектрической проницаемости воздуха и хаотически расположенные в пространстве дискретные рассеиватели (аэрозоль, гидрометеоры и т. д.) приводят к появлению флуктуаций амплитуды и фазы в оптической волне, распространяющейся в атмосфере. Эти флуктуации, в свою очередь, вызывают флуктуации в пространстве изображения оптической приемной системы. Совместное действие атмосферы и оптической системы обычно рассматривают как случайную линейную фильтрацию, а систему «атмосфера—оптическая система» характеризуют оптической передаточной функцией (ОПФ) [1]. ОПФ — есть Фурье преобразование от распределения интенсивности в пространстве изображения оптической системы, создаваемое точечным источником, находящимся в пространстве предмета. Оптическая передаточная функция незамутненной турбулентной атмосферы хорошо изучена [2—4]. Много работ [5—9] посвящено исследованию оптической передаточной функции рассеивающих сред. Однако во всех этих работах считалось, что турбулентность атмосферы и дискретные рассеиватели вносят свой вклад в искажения оптической волны независимо. Тем не менее недавно было установлено [10], что характеристики пространственно-временного распределения концентрации рассеивающих частиц в атмосфере связаны со случайным полем скорости ветра, т.е. обусловлены турбулентностью атмосферы. В данной статье рассчитывается оптическая передаточная функция атмосферы при наблюдении поверхности Земли из космоса с учетом влияния флуктуаций концентрации рассеивающих частиц.

Оптическую передаточную функцию атмосферы ($M(\mathbf{p})$) приближенно можно представить как произведение ОПФ незамутненной турбулентной атмосферы ($M_T(\mathbf{p})$) и ОПТ рассеивающей среды ($M_p(\mathbf{p})$) [11]:

$$M(\mathbf{p}) \simeq M_T(\mathbf{p}) \cdot M_p(\mathbf{p}),$$

где \mathbf{p} — пространственный масштаб, величина обратно пропорциональная пространственной частоте. Как показано в [12, 13], при наблюдении поверхности Земли из космоса достаточно часто реализуются ситуации, когда рефракционная турбулентность атмосферы не оказывает заметного влияния на качество изображения ($M_T(\mathbf{p}) \simeq 1$), т.е. все искажения связаны с влиянием дискретных рассеивающих частиц (аэрозоль и т. п.) ($M(\mathbf{p}) \simeq M_p(\mathbf{p})$).

Оптическая передаточная функция атмосферы связана с функцией когерентности второго порядка поля сферической волны [1, 2]:

$$M(\mathbf{p}) = \Gamma_2(x, \mathbf{p}),$$

где $\Gamma_2(x, \mathbf{p}) = \langle U(x, \mathbf{p}_0) U^*(x, \mathbf{p}_0 + \mathbf{p}) \rangle$ — функция когерентности второго порядка оптического поля $U(\mathbf{r})$. Сначала рассмотрим рассеяние оптического излучения на больших по сравнению с длиной волны излучения частицах. В этом случае для нахождения функции когерентности второго порядка можно воспользоваться решением уравнения переноса излучения в малоугловом приближении [14] или методом эффективной случайно-неоднородной среды [15—17]. Функция когерентности второго порядка сферической оптической волны в рассеивающей среде при $\bar{a} \gg \lambda$ имеет вид

$$\Gamma_2(x, \rho) = \frac{U_0^2}{x^2} \exp \left\{ -2\pi x \int_0^1 d\xi m_0(x\xi) \int_0^\infty da \rho(a) \times \right. \\ \left. \times \int_0^{\frac{\pi}{2}} d\theta \sin \theta [1 - J_0(\xi \kappa \rho \sin \theta)] f_0(\theta \mathbf{k}) f_0^*(\theta \mathbf{k}) \right\}, \quad (1)$$

где U_0 — амплитуда оптической волны, прошедшей слой рассеивающей среды; x — расстояние от приемной оптической системы до поверхности Земли; $m_0(\xi)$ — концентрация рассеивающих частиц в элементарном объеме усреднения V , зависящая от высоты над поверхностью Земли; $p(a)$ — функция распределения рассеивающих частиц по размерам; a — радиус рассеивающей частицы; \bar{a} — среднее значение радиуса рассеивающих частиц; $\kappa = 2\pi/\lambda$, λ — длина волны излучения в вакууме; $f_0(\kappa)$ — амплитуда рассеяния оптической волны на отдельной частице; $J_0(x)$ — функция Бесселя нулевого порядка. Формула (1) записана для наблюдения в надир при $x > \kappa \bar{a}^2$. Амплитуда рассеяния оптической волны на большей по сравнению с длиной волны оптического излучения рассеивающей частице может быть записана следующим образом [14]:

$$f_0(\kappa) \simeq i \frac{\kappa a^2}{2} \frac{2J_1(\kappa a)}{\kappa a} \simeq i \frac{\kappa a^2}{2} \exp\left(-\frac{\kappa^2 a^2}{8}\right),$$

где $J_1(x)$ — функция Бесселя первого порядка. Модуль комплексной степени когерентности сферической волны $\gamma_2(\rho) = \Gamma_2(\rho) / \Gamma_2(0)$ в этом случае имеет вид

$$\gamma_2(\rho) = \exp\left\{-\pi x \int_0^1 dz m_0(xz) \int_0^\infty da p(a) a^2 \left[1 - \exp\left(-\xi^2 \frac{\rho^2}{a^2}\right)\right]\right\}.$$

Результаты расчета модуля комплексной степени когерентности сферической волны, распространяющейся в однородной ($m_0(\xi) = m_0$) монодисперсной ($p(a) = \delta(a - \bar{a})$) крупномасштабной ($\bar{a} \gg \lambda$) среде, представлены на рисунке для разных значений оптической толщи рассеивающего слоя $\tau = \pi m_0 \bar{a}^2 x = 0,1$ (кривая 1); 1 (2); 10 (3). При малых оптических толщах рассеивающего слоя ($\tau \leq 1$) модуль комплексной степени когерентности сферической волны спадает на пространственных расстояниях $\rho \sim \bar{a}$ от 1 до $\exp(-\tau)$, а затем сохраняет это значение когерентности при любых ρ . В плотных рассеивающих средах ($\tau > 1$) $\gamma_2(\rho)$ имеет пространственный масштаб $\rho_\kappa \sim (m_0 x)^{-1/2} \sim \bar{a} / \sqrt{\tau} < \bar{a}$, на котором когерентность волны уменьшается от 1 до 0.

Однако данная модель оптического канала связи для систем наблюдения поверхности Земли из космоса не учитывает наличия в атмосфере флуктуаций концентрации аэрозольных частиц [10]. Концентрацию рассеивающих частиц можно представить в виде суммы средней концентрации и флуктуационной добавки, причем $m_0 = \langle m_0 \rangle + m'_0$, а m'_0 — гауссовская случайная величина. В [10, 18] показано, что флуктуации концентрации аэрозоля обусловлены атмосферной турбулентностью и имеют спектр флуктуаций вида

$$\Phi_{m_0}(\kappa) = \begin{cases} 0,033 C_{m_0}^2 \varphi_0(\kappa) \kappa^{-11/3} & \text{при } \kappa < 1 \text{ м}^{-1}, \\ \frac{5\chi \nu^{1/2}}{4\pi \varepsilon^{1/2}} \kappa^{-3} (1 + \kappa l_s) e^{-\kappa l_s} & \text{при } \kappa > 10 \text{ м}^{-1}, \end{cases}$$

где $C_{m_0}^2$ — структурная характеристика флуктуаций концентрации аэрозоля; $\varphi_0(\kappa) = (1 + \kappa_0^2 / \kappa^2)^{-11/6}$; $\kappa_0 = 2\pi / L_0$, L_0 — внешний масштаб турбулентности; $l_s = 5,5(D^2 \nu / \varepsilon)^{1/4}$; χ — скорость диссипации градиента температуры; ν — кинематическая вязкость воздуха; ε — скорость диссипации турбулентной кинетической энергии; D — коэффициент температуропроводности. Наибольшие значения пространственных масштабов корреляции флуктуаций концентрации аэрозоля в атмосфере по данным эксперимента [19, 20] составляют сотни метров. Поэтому при наблюдении поверхности Земли из космоса, когда $x \lesssim 100$ км, по трассе распространения оптического излучения укладывается большое количество некоррелированных по флуктуациям концентрации аэрозоля рассеивающих объемов. Так как радиус первой зоны Френеля $\sim \sqrt{\lambda x}$ в оптическом и инфракрасном диапазонах меньше масштаба корреляции флуктуаций концентрации атмосферного аэрозоля, то для расчета функции когерентности второго порядка можно положить, что значение концентрации атмосферного аэрозоля изменяется только по лучу распространения оптического излучения, т.е. зависит только от x . Таким образом, в любой момент времени можно считать, что интегрирование вдоль трассы распространения приводит к усреднению флуктуаций концентрации атмосферного аэрозоля.

После усреднения выражения для функции когерентности сферической волны по флуктуациям концентрации атмосферного аэрозоля вместо формулы (1) получим следующее соотношение:

$$\Gamma_2(x, \rho) = \frac{U_0^2}{x^2} \exp \left\{ -2\pi \langle m_0 \rangle x \int_0^1 d\xi \int_0^\infty da \rho(a) \int_0^{\pi/2} d\theta \sin \theta |f_0(\theta \mathbf{k})|^2 \times \right.$$

$$\times [1 - J_0(\xi \kappa \rho \sin \theta)] - 2\pi^2 \langle m_0'^2 \rangle \times$$

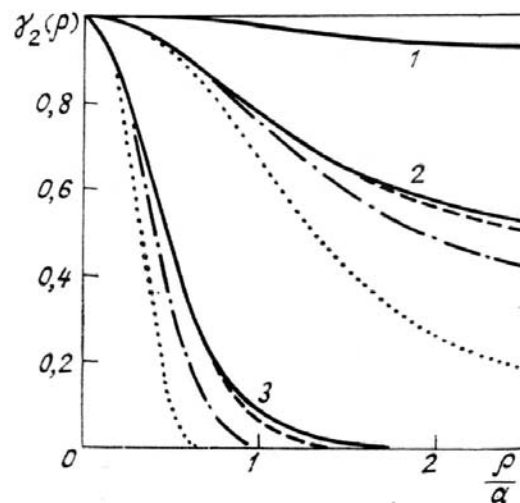
$$\left. \times \left[x \int_0^1 d\xi \int_0^\infty da \rho(a) \int_0^{\pi/2} d\theta \sin \theta |f_0(\theta \mathbf{k})|^2 [1 - J_0(\xi \kappa \rho \sin \theta)] \right]^2 \right\},$$

где $\langle m_0'^2 \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} \int dx \Phi_{m_0}(x)$ — дисперсия флуктуаций концентрации атмосферного аэрозоля. На рисунке

пунктирными, штрихпунктирными и точечными кривыми показан ход модуля комплексной степени когерентности сферической волны, распространяющейся в рассеивающей атмосфере с флуктуациями концентрации рассеивающих частиц. Хорошо видно, что при малых оптических толщах ($\tau \lesssim 0,1$) пространственная структура поля оптической волны почти не отличается от аналогичной для среды с постоянным значением концентрации атмосферного аэрозоля. При $\tau \sim 1$ в области малых пространственных разностей $\rho < \bar{a}$ заметной зависимости $\gamma_2(\rho)$ от дисперсии флуктуаций концентрации атмосферного аэрозоля не наблюдается. Зато для $\rho > \bar{a}$ (при $\tau \sim 1$) в крупномасштабной рассеивающей среде уровень

когерентности вместо $\approx e^{-\tau}$ становится равным $\exp \left\{ -\tau \left[1 + \frac{1}{2} \frac{\langle m_0'^2 \rangle}{\langle m_0 \rangle^2} \tau \right] \right\}$, т.е. при $\langle m_0'^2 \rangle \sim \langle m_0 \rangle^2 / \tau$ влияние

флуктуаций концентрации атмосферного аэрозоля на качество изображения становится существенным. С увеличением оптической толщи рассеивающего слоя ($\tau > 1$) влияние флуктуаций концентрации атмосферного аэрозоля будет проявляться на все более мелких пространственных масштабах.



Модуль комплексной степени когерентности сферической волны, распространяющейся в монодисперсной крупномасштабной рассеивающей среде. $\tau = 0,1$ (1); 1 (2); 10 (3). Сплошные линии — $\langle m_0'^2 \rangle = 0$; пунктирные — $\langle m_0'^2 \rangle = 0,1 \langle m_0 \rangle^2$; штрихпунктирные — $\langle m_0'^2 \rangle = \langle m_0 \rangle^2$; точечные — $\langle m_0'^2 \rangle = 5 \langle m_0 \rangle^2$

Аналогичное рассмотрение для мелкомасштабной рассеивающей среды (при $\tau < 1$) обнаруживает слабую зависимость качества изображения при наблюдении через атмосферу от флуктуаций концентрации рассеивающих частиц. Кроме того, как показывают данные эксперимента [19], концентрация крупномасштабной ($a > 10^{-6}$ м) фракции атмосферного аэрозоля флуктуирует значительно сильнее мелкомасштабной ($a \sim (0,15 \div 1,0) \cdot 10^{-6}$ м). Таким образом, при наблюдении поверхности Земли из космоса наибольшие искажения изображения из-за флуктуаций концентрации аэрозоля будут наблюдаться для диапазона длин волн $\lambda < 10^{-6}$ м. При $\lambda > 10^{-6}$ м с увеличением длины волны оптического излучения вклад флуктуаций концентрации атмосферного аэрозоля в ухудшение резкости изображения будет уменьшаться.

В заключение отметим, что полученные результаты применимы для оценки качества изображения в оптических системах, в которых поперечные размеры входной апертуры не превышают десятка мет-

ров. Для апертур больших размеров при $\tau \lesssim 1$ пространственная структура принятого поля оптической волны будет иметь двухмасштабный характер. Первый масштаб ($\rho \sim \bar{a}$), рассмотренный в данной статье, обусловлен процессом рассеяния на аэрозольных частицах. Второй связан с флуктуациями концентрации атмосферного аэрозоля, вызванными увлечением частиц аэрозоля вихрями атмосферной турбулентности, и составляет по данным [20] ~ 100 м.

1. Гудмен Дж. Введение в Фурье оптику. М.: Мир, 1970. 109 с.
2. Hufnagel R.E., Stanley N.R. // *J. Opt. Soc. Amer.* 1964. V. 54. № 1. P. 52–61.
3. Fried D.L. // *J. Opt. Soc. Amer.* 1966. V. 56. № 10. P. 1372–1379.
4. Fried D.L. // *J. Opt. Soc. Amer.* 1966. V. 56. № 10. P. 1380–1384.
5. Ishimaru A. // *Appl. Optics.* 1978. V. 17. № 3. P. 348–352.
6. Крутиков В.А., Петров П.Г. // *II Всес. сов. по атмосферной оптике. (Тезисы докл.)*. Томск: ИОА СО АН СССР, 1980. Ч. 1, С. 142–145.
7. Зуев В.Е., Белов В.В., Борисов Б.Д. и др. // *ДАН СССР*. 1983. Т. 268. № 2. С. 312–324.
8. Kuga Y., Ishimaru A. // *J. Opt. Soc. Amer.* 1985. V. A2. № 12. P. 2330–2335.
9. Koreika N.S. // *Opt. Eng.* 1985. V. 24. № 4. P. 707–712.
10. Корреляционные методы лазерно-локационных измерений скорости ветра / Матвиенко Г.Г., Задде Г.О., Фердинандов Э.С. и др. Новосибирск: Наука, 1985. 224 с.
11. Koreika N.S., Solomon S., Gensay Y. // *J. Opt. Soc. Amer.* 1981. V. 71. № 7. P. 892–901.
12. Fried D.L., Mevers G.E. // *Appl. Optics.* 1974. V. 13. № 11. P. 2620–2622.
13. Грачёва М.Е., Гурвич А.С. // *Изв. АН СССР. Сер. ФАО*. 1980. Т. 16. № 10. С. 1107–1111.
14. Исимару А. Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. Т. 1. М.: Мир, 1981. 280 с.
15. Лукин И.П. // *Изв. вузов. Сер. Радиофизика*. 1981. Т. 24. № 2. С. 144–150.
16. Лукин И.П. // *Квантовая электроника*. 1979. Т. 6. № 8. С. 1756–1760.
17. Лукин И.П. // *Изв. вузов. Сер. Физика*. 1980. № 8. С. 51–55.
18. Hill R.J., Clifford S.F. // *J. Opt. Soc. Amer.* 1978. V. 68. № 7. P. 892–899.
19. Graedel T.E., Franey J.P. // *J. Geoph. Res.* 1974. V. 79. № 36. P. 5643–5645.
20. Белан Б.Д., Гришин А.И., Задде Г.О. и др. // *Изв. АН СССР. Сер. ФАО*. 1987. Т. 23. № 4. С. 402–408.

Институт оптики атмосферы СО АН СССР,
г. Томск

Поступила в редакцию
21 мая 1990 г.

I. P. Lukin. Influence of the Aerosol Number Density Fluctuations on the Atmospheric Transfer Functions.

An analysis of the atmospheric optical transfer function for the case of observations through the atmosphere taking into account the fluctuations of aerosol number density caused by atmospheric turbulence. The conditions under which the influence of these fluctuations on the quality of optical image is the strongest are determined.