

РАССЕЯНИЕ И ПЕРЕНОС ОПТИЧЕСКИХ ВОЛН В
АТМОСФЕРЕ

И.П. Лукин

УДК 534.222

ФЛУКТУАЦИИ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛН, ОТРАЖЕННЫХ
ЗЕРКАЛЬНЫМИ ОБЪЕКТАМИ В РАССЕЙВАЮЩЕЙ АТМОСФЕРЕ

В приближении модели непрерывной среды на основе метода плавных возмущений проведено исследование дисперсий и взаимных корреляций флуктуаций логарифма амплитуды или фазы частотно-разнесенных волн, распространяющихся в дискретной рассеивающей среде, состоящей из большого числа крупномасштабных, по сравнению с длиной волны излучения, рассеивателей. Установлено, что при зеркальном отражении в дискретной рассеивающей среде для пучков с начальным размером, меньшим характерного масштаба рассеивающих частиц, наблюдается эффект усиления флуктуаций логарифма амплитуды и фазы и эффект увеличения частотной корреляции флуктуаций логарифма амплитуды и фазы. Поперечный размер пространственной области локализации этих эффектов определяется характерным радиусом рассеивающих частиц.

Развитие оптической локации в атмосфере привлекло внимание к задачам о многократном прохождении излучения через одни и те же случайные неоднородности среды. Решению этих задач в последнее время уделялось большое внимание, см., например, обзор [1] или монографию [2].

Вопрос об изучении флуктуаций оптических волн, вызванных дискретными рассеивателями атмосферы, широко изучался [3–5], однако статистические характеристики флуктуаций волн, отраженных от лоцируемого объекта в дискретной рассеивающей атмосфере, не рассматривались. В данной статье приведены результаты расчета корреляционных функций флуктуаций логарифма амплитуды и фазы частотно-разнесенных оптических волн, отраженных от зеркальной плоскости в рассеивающей среде. С помощью метода плавных возмущений [6, 7] проведено исследование дисперсий и взаимных корреляций флуктуаций логарифма амплитуды или фазы частотно-разнесенных волн. Распространение оптических волн в дискретной рассеивающей среде, состоящей из большого числа крупномасштабных, по сравнению с длиной волны излучения, рассеивателей, проводится в приближении модели непрерывной среды, описываемой эффективной статистикой флуктуаций диэлектрической проницаемости [8, 9]. Примером такой среды может являться атмосфера при выпадении осадков (дождь, град, снег или морось).

Рассмотрим случай распространения двух пучков оптического излучения с разными несущими частотами ω_1 и ω_2 по одной и той же трассе. В качестве граничного условия возьмем коллимированные гауссовские пучки

$$U_j(0, \mathbf{p}) = U_{0j}(\mathbf{p}) = U_{0j} \exp\{-\rho^2 / 2a_{0j}^2\}, \quad (1)$$

где U_{0j} — амплитуда поля в центре выходной апертуры; a_{0j} — эффективный начальный радиус пучка ($j = 1, 2$). Пусть пучки оптического излучения распространяются в направлении оси x из плоскости $x = 0$, проходят слой случайно-неоднородной среды толщиной L , отражаются от бесконечной зеркальной плоскости (т.е. такого отражателя, который обеспечивает полный «перехват» энергии волны) и повторно проходят через тот же самый слой среды и принимаются в плоскости $x = 0$. В работах [8, 9] показано, что монодисперсная среда, состоящая из большого числа дискретных крупномасштабных, по сравнению с длиной волны оптического излучения, рассеивателей с характерным радиусом a и средней концентрацией частиц m_0 , имеет следующие значения для первых двух статистических моментов флуктуаций эффективной диэлектрической проницаемости среды

$$\begin{aligned} \varepsilon(\mathbf{r}; \kappa_j) &= \langle \varepsilon(\mathbf{r}; \kappa_j) \rangle + \varepsilon_{\text{фл}}(\mathbf{r}; \kappa_j): \\ \langle \varepsilon(\mathbf{r}; \kappa_j) \rangle &= 1 + 2\pi i \kappa_j^{-1} m_0 a^2, \\ \langle \varepsilon_{\text{фл}}(\mathbf{r}_1; \kappa_j) \varepsilon_{\text{фл}}(\mathbf{r}_2; \kappa_{j'}) \rangle &= - \langle \varepsilon_{\text{фл}}(\mathbf{r}_1; \kappa_j) \varepsilon_{\text{фл}}(\mathbf{r}_2; \kappa_{j'}) \rangle = \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} d\mathbf{x} \Phi_{\varepsilon}(\mathbf{x}; \kappa_j, \kappa_{j'}) \exp[-i\mathbf{x}(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)], \end{aligned} \quad (2)$$

где

$$\Phi_s(\mathbf{x}; \kappa_j, \kappa_{j'}) = \frac{1}{2\pi} \frac{m_0 a^4}{\kappa_j \kappa_{j'}} \left[\frac{2J_1(\mathbf{x}a)}{\mathbf{x}a} \right]^2;$$

$\kappa_j = \frac{\omega_j}{c} = \frac{2\pi}{\lambda_j}$ – волновое число оптического излучения; λ_j – длина волны оптического излучения в вакууме; $j, j' = 1, 2$.

Известно [6], что корреляционные функции флуктуаций логарифма амплитуды и фазы можно записать через корреляционные функции комплексной фазы

$$B_{z,s}(\rho, \rho; \kappa_j, \kappa_{j'}) = \frac{1}{2} [\langle \psi_1(\rho; \kappa_j) \psi_1^*(\rho; \kappa_{j'}) \rangle \pm \langle \psi_1(\rho; \kappa_j) \psi_1(\rho; \kappa_{j'}) \rangle] \quad (3)$$

где $\psi_1(\rho, \kappa)$ – комплексная фаза оптической волны с длиной волны λ , рассчитанная в первом приближении метода плавных возмущений. Можно показать, аналогично [7], что при малых оптических толщах рассеивающего слоя τ ($\tau = \pi m_0 a^2 L < 1$) для среды с флуктуациями эффективной диэлектрической проницаемости вида (2), корреляционные функции комплексной фазы гауссовских коллимированных пучков (1) с разными несущими частотами ω_j и $\omega_{j'}$ на локационной трассе имеют вид

$$\begin{aligned} \langle \psi_1(\rho; \kappa_j) \psi_1^*(\rho; \kappa_{j'}) \rangle &= \pi^2 \kappa_j \kappa_{j'} \int_0^L dx \int_0^\infty d\mathbf{x} \Phi_s(\mathbf{x}; \kappa_j, \kappa_{j'}) \mathbf{x} \times \\ &\times \left\{ \exp \left[i \frac{(2L-x)(\gamma_{j'}^* \kappa_j - \gamma_j \kappa_{j'})}{2\kappa_j \kappa_{j'}} x^2 \right] J_0(\mathbf{x} | \gamma_j - \gamma_{j'}^* | \rho) + \right. \\ &+ \exp \left[i \frac{\mathbf{x} \kappa_j \hat{\gamma}_{j'} - (2L-x) \kappa_{j'} \gamma_j}{2\kappa_j \kappa_{j'}} x^2 \right] J_0(\mathbf{x} | \gamma_j - \hat{\gamma}_{j'}^* | \rho) + \\ &+ \exp \left[i \frac{(2L-x) \kappa_j \gamma_{j'}^* - \mathbf{x} \kappa_{j'} \hat{\gamma}_j}{2\kappa_j \kappa_{j'}} x^2 \right] J_0(\mathbf{x} | \hat{\gamma}_j - \gamma_{j'}^* | \rho) + \\ &+ \exp \left[-i \frac{\mathbf{x} \kappa_j \hat{\gamma}_{j'} + (2L-x) \kappa_{j'} \gamma_j}{2\kappa_j \kappa_{j'}} x^2 \right] J_0(\mathbf{x} | \gamma_j - \hat{\gamma}_{j'}^* | \rho) \left. \right\} \quad (4) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \langle \psi_1(\rho; \kappa_j) \psi_1(\rho; \kappa_{j'}) \rangle &= \pi^2 \kappa_j \kappa_{j'} \int_0^L dx \int_0^\infty d\mathbf{x} \Phi_s(\mathbf{x}; \kappa_j, \kappa_{j'}) \mathbf{x} \times \\ &\times \left\{ \exp \left[-i \frac{(2L-x)(\kappa_{j'} \gamma_j + \kappa_j \gamma_{j'})}{2\kappa_j \kappa_{j'}} x^2 \right] J_0(\mathbf{x} | \gamma_j - \gamma_{j'} | \rho) + \right. \\ &+ \exp \left[-i \frac{\mathbf{x} \kappa_j \hat{\gamma}_{j'} + (2L-x) \kappa_{j'} \gamma_j}{2\kappa_j \kappa_{j'}} x^2 \right] J_0(\mathbf{x} | \gamma_j - \hat{\gamma}_{j'}^* | \rho) + \\ &+ \exp \left[-i \frac{(2L-x) \kappa_j \gamma_{j'} + \mathbf{x} \kappa_{j'} \hat{\gamma}_j}{2\kappa_j \kappa_{j'}} x^2 \right] J_0(\mathbf{x} | \hat{\gamma}_j - \gamma_{j'} | \rho) + \\ &+ \exp \left[-i \frac{\mathbf{x} (\kappa_j \hat{\gamma}_{j'} + \kappa_{j'} \hat{\gamma}_j)}{2\kappa_j \kappa_{j'}} x^2 \right] J_0(\mathbf{x} | \hat{\gamma}_j - \hat{\gamma}_{j'}^* | \rho) \left. \right\}, \end{aligned}$$

где L – расстояние от излучающих апертур до отражателя;

$$\begin{aligned} \gamma_j &= \frac{1 + i\alpha_j x}{1 + 2i\alpha_j L}; \quad \hat{\gamma}_j = \frac{1 + i\alpha_j (2L - x)}{1 + 2i\alpha_j L}; \\ \alpha_j &= 1/(\kappa_j a_0^2); \quad j = 1, 2. \end{aligned}$$

Анализ выражений (3), (4) для корреляционных функций флуктуаций логарифма амплитуды и фазы пучка со спектром флуктуаций диэлектрической проницаемости среды вида (2) показывает, что

корреляционные функции зависят от трех безразмерных параметров: ρ/a , $d = L/(\kappa a^2)$ и $\Omega_0 = \kappa a_0^2/L$, где Ω_0 — число Френеля передающей апертуры, а d — волновой параметр, определяющий ближнюю и дальнюю зоны относительно характерного радиуса рассеивающих частиц. Параметр ρ/a задает конфигурацию локационной трассы. Сначала рассмотрим случай отражения строго назад ($\rho = 0$).

Дисперсия флуктуаций логарифма амплитуды плоской волны ($\Omega_0 = \infty$) при $d \gg 1$, т.е. при $L \gg \kappa a^2$, что выполняется, например, в дожде (когда $a \sim 10^{-3}$ м) для $\kappa \sim 10^7 \text{ м}^{-1}$ уже на трассах протяженностью в сотню метров, имеет вид

$$\sigma_\chi^2(\Omega_0 = \infty) \approx \pi m_0 a^2 L. \quad (5)$$

Отсюда следует, что дисперсия флуктуаций логарифма амплитуды плоской волны, отраженной от бесконечного плоского зеркала (5), равна $2\sigma_{\chi_{\text{св}}}^2(\Omega_0 = \infty)$, где $\sigma_{\chi_{\text{св}}}^2(\Omega_0 = \infty) = \frac{\pi}{2} m_0 a^2 L$ — дисперсия флуктуаций логарифма амплитуды плоской волны на связной трассе длиной L [10]. Таким образом, известное для турбулентной атмосферы усиление флуктуаций плоской волны на локационной трассе [1, 2, 7], в дискретной рассеивающей среде отсутствует.

Аналогичное рассмотрение можно провести для сферических волн ($\Omega_0 = 0$). В этом случае происходит усиление флуктуаций логарифма амплитуды оптической волны при отражении от плоского зеркала в случайно-неоднородной среде, т. к.

$$\sigma_\chi^2(\Omega_0 = 0) \approx 2\pi m_0 a^2 L = 4\sigma_{\chi_{\text{св}}}^2(\Omega_0 = 0). \quad (6)$$

Отметим, что на связной трассе $\sigma_{\chi_{\text{св}}}^2(\Omega_0 = \infty) = \sigma_{\chi_{\text{св}}}^2(\Omega_0 = 0)$ [10], а на локационной — $2\sigma_\chi^2(\Omega_0 = \infty) = \sigma_\chi^2(\Omega_0 = 0)$. Что касается дисперсий флуктуаций фазы плоской и сферической волн, то в ближней зоне ($d \lesssim 1$) они малы по сравнению с σ_χ^2 , а в дальней зоне ($d \gg 1$) — $\sigma_\chi^2(\Omega_0) \approx \sigma_S^2(\Omega_0)$. Это связано с переходом от резких геометрических теней от рассеивающих частиц на приемнике при $d \lesssim 1$ к дифракционным теням — в дальней зоне. Нетрудно убедиться, что совпадение в дальней зоне наблюдается для всех статистических характеристик флуктуаций логарифма амплитуды и фазы оптических волн.

Нормированные дисперсии флуктуаций логарифма амплитуды и фазы на оси коллимированного пучка ($\beta = \sigma_S^2(\Omega_0)/\tau$ — сплошные линии, $\gamma = \sigma_\chi^2(\Omega_0)/\tau$ — пунктирная линия) в зависимости от дифракционного размера излучающей апертуры при отражении от бесконечного плоского зеркала в монодисперсной рассеивающей среде представлены на рис. 1 (1 — $d = 1$; 2 — $d = 100$). Сравнение с аналогичными результатами для связной трассы [10] показывает, что 1) графики для β и γ становятся несимметричными относительно $\Omega_0 = 1$; 2) разность между дисперсиями флуктуаций логарифма амплитуды и фазы оптического пучка при отражении меньше, чем для связной трассы (как видно из рис. 1 при $d = 100$ $\beta = \gamma$) и 3) заметное увеличение уровня флуктуаций параметров пучка при отражении, по сравнению с флуктуациями пучка на связной трассе, наблюдается лишь для малых излучающих апертур ($\Omega_0 \lesssim 0,1$) на коротких трассах ($L \lesssim 10\kappa a^2$).

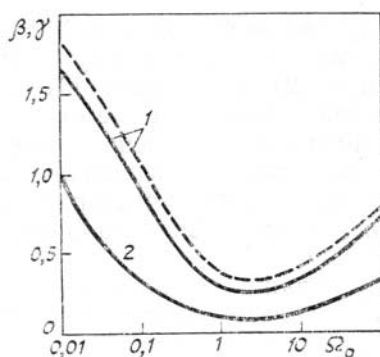


Рис. 1

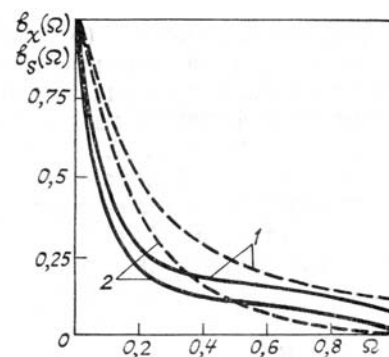


Рис. 2

При отражении в дискретной рассеивающей среде плоской волны от бесконечного плоского зеркала эффекта усиления флуктуации нет (5), однако он наблюдается при отражении сферических волн (6). Это объясняется тем, что теневая картина на приемнике, обусловленная дискретными рассеивателями,

для плоской волны имеет вид одиночных теней (тени от одного рассеивателя при прямом и обратном прохождении волны перекрываются), а для сферической волны теневая картина на приемнике состоит из двойных теней от каждого рассеивателя. Отличие поведения дисперсий флуктуаций параметров гауссовского пучка в дискретной рассеивающей среде и в турбулентной атмосфере [11] связано с тем, что радиус корреляции флуктуаций диэлектрической проницаемости L_ε рассеивающей среды меньше радиуса первой зоны Френеля ($L_\varepsilon^p \sim a \ll \sqrt{L/\kappa}$), а в турбулентной атмосфере он больше ($L_\varepsilon^t \sim L_0 \gg \sqrt{L/\kappa}$, где L_0 — внешний масштаб турбулентности) [2, 11]. Поэтому при $L_\varepsilon^t \gg \sqrt{L/\kappa}$ в рассеивающем объеме, существенном для распространения излучения, флуктуации диэлектрической проницаемости воздуха полностью коррелированы, а при $L_\varepsilon^p \ll \sqrt{L/\kappa}$ этот объем разбивается на отдельные некоррелированные зоны.

Корреляционные функции флуктуаций логарифма амплитуды и фазы частотно-разнесенных плоских волн ($\rho = 0$) имеют вид

$$\begin{aligned}
B_{\chi,S}(\kappa, \Omega) &\equiv B_{\chi,S}\left(\frac{\kappa}{1-\Omega}, \frac{\kappa}{1+\Omega}\right) \equiv B_{\chi,S}(\kappa_1, \kappa_2) = \\
&= \frac{\pi^2 \kappa^2 L}{2(1-\Omega^2)} \int_0^1 d\xi \int_0^\infty dx \Phi_\varepsilon\left(x; \frac{\kappa}{1-\Omega}, \frac{\kappa}{1+\Omega}\right) x \cdot \left\{ \cos\left((2-\xi)\frac{\Omega}{\kappa} Lx^2\right) \pm \right. \\
&\pm \cos\left((2-\xi)\frac{Lx^2}{\kappa}\right) + \cos\left((\xi-(1-\Omega))\frac{Lx^2}{\kappa}\right) \pm \cos\left((1-\Omega(1-\xi))\frac{Lx^2}{\kappa}\right) + \\
&+ \cos\left((\xi-(1+\Omega))\frac{Lx^2}{\kappa}\right) \pm \cos\left((1+\Omega(1-\xi))\frac{Lx^2}{\kappa}\right) + \\
&\left. + \cos\left(\xi\Omega\frac{Lx^2}{\kappa}\right) \pm \cos\left(\xi\frac{Lx^2}{\kappa}\right) \right\}, \tag{7}
\end{aligned}$$

где $\kappa = 2\kappa_1\kappa_2/(\kappa_1 + \kappa_2)$ — волновое число, соответствующее среднему значению длины волны в вакууме; $\Omega = (\kappa_1 - \kappa_2)/(\kappa_1 + \kappa_2) = (\lambda_2 - \lambda_1)/(\lambda_1 + \lambda_2)$ — относительный разнос волновых чисел ($0 \leq \Omega < 1$). При $\Omega = 0$, т.е. при $\kappa_1 = \kappa_2$ $B_{\chi,S}(\kappa, \Omega) \equiv \sigma_{\chi,S}^2$. Зависимость коэффициентов корреляции флуктуаций логарифма амплитуды и фазы

$$b_{\chi,S}(\kappa, \Omega) = B_{\chi,S}(\kappa_1, \kappa_2) / [B_{\chi,S}(\kappa_1, \kappa_1) \cdot B_{\chi,S}(\kappa_2, \kappa_2)]^{1/2} \tag{8}$$

от параметра Ω имеет следующий вид:
при $\Omega < d^{-1}$

$$b_{\chi,S}(\kappa, \Omega) \simeq 1 - \alpha \cdot d^2 \Omega^2, \tag{9}$$

при $d^{-1} < \Omega < 1$

$$b_{\chi,S}(\kappa, \Omega) \sim \frac{1 \pm \Omega^2}{d^2 \Omega^2},$$

где $\alpha = 21,32$.

Поскольку для атмосферных трасс $d \gg 1$, то $b_{\chi,S}(\kappa, \Omega)$ с увеличением Ω быстро спадают практически до нуля, т.к. при $\Omega > d^{-1}$ $b_{\chi,S}(\kappa, \Omega) \approx 0$. Таким образом, интервал частотной корреляции флуктуаций логарифма амплитуды и фазы плоских волн в дискретной рассеивающей среде на локационной трассе определяется как $\Omega_\kappa \sim d^{-1} = \kappa a^2 / L$. Приближенная оценка интервала частотной корреляции в дальней зоне ($d \gg 1$) может быть получена также из качественных соображений. Так как угловая ширина существенной для рассеяния области $\sim \lambda/a$, то разность хода, возникающая при распространении в среде за счет рассеяния, имеет порядок $\sim L\lambda^2/a^2$, а соответствующее ему время задержки $\sim L\lambda^2/(ca^2)$. Ширина полосы частот связана с временем задержки соотношением неопределенности и, следовательно, $\Omega_\kappa \sim \kappa a^2 / L = d^{-1}$. На рис. 2 представлены результаты расчета нормированных корреляционных функций флуктуаций логарифма амплитуды (1) и фазы (2) частотно-разнесенных плоских волн (сплошные линии), распространяющихся в монодисперсной рассеивающей среде, проведен-

ного по формулам (7)–(8) при $d = 5$. Если сравнить коэффициенты корреляции флуктуаций логарифма амплитуды или фазы частотно-разнесенных плоских волн на локационной (9) и связанной трассе длиной $2L$ [9], то окажется, что они совпадают.

Приведенные выше результаты относились к случаю плоских волн. Для ненаправленных сферических волн легко провести аналогичное рассмотрение. Так, данные расчета нормированных корреляционных функций флуктуации логарифма амплитуды (1) и фазы (2) частотно-разнесенных сферических волн, распространяющихся в монодисперсной рассеивающей среде, изображены для $d = 5$ на рис. 2 пунктирными линиями. Нетрудно заметить, что при одинаковых значениях d и Ω частотная корреляция в сферической волне выше, чем в плоской. Асимптотические формулы $b_{\chi,s}(\kappa, \Omega)$ для сферических волн хорошо согласуются с численными расчетами и совпадают с (9) при $\alpha = 0,53$. Таким образом, оказалось, что уровень частотной корреляции флуктуаций логарифма амплитуды или фазы частотно-разнесенных волн на локационной трассе больше уровня частотной корреляции на связанной трассе длиной $2L$ [9]. Уровни частотной корреляции флуктуаций логарифма амплитуды или фазы сферических волн, отраженных в дискретной рассеивающей среде, совпадают с аналогичными уровнями для связанной трассы длиной L . Следовательно, для сферических волн можно говорить об эффекте увеличения частотной корреляции флуктуаций логарифма амплитуды и фазы оптического излучения на локационной трассе. Для ограниченных гауссовских пучков уровни частотной корреляции находятся между предельными значениями, соответствующими случаям плоских и сферических волн. Оценки показывают, что двукратное прохождение через одни и те же неоднородности в дискретной рассеивающей среде приводит к уменьшению частотной декорреляции для пучков с начальным размером $a_0 < a$.

Известно [7], что статистические характеристики волны, отраженной в случайно-неоднородной среде, существенно зависят от конфигурации трассы распространения. Аналогичная картина наблюдается и в дискретной рассеивающей среде. Для сферических волн геометрия распространения определяется только расстоянием между источниками и приемником ρ . Корреляция принимает максимальное значение при отражении строго назад, т.е. когда $\rho = 0$. При увеличении ρ она монотонно спадает к предельному значению, равному $0,5 B_{\chi,s}(\kappa, \Omega)$. Отметим, что характерным масштабом, на котором происходит существенное изменение $B_{\chi,s}(\kappa, \Omega; \rho)$, является радиус рассеивающих частиц a . При распространении плоских волн зависимости статистических характеристик оптического излучения от конфигурации локационной трассы не наблюдается.

Таким образом, при зеркальном отражении в дискретной рассеивающей среде для пучков с начальным размером, меньшим характерного масштаба рассеивающих частиц, наблюдается эффект усиления флуктуаций логарифма амплитуды и фазы и эффект увеличения частотной корреляции флуктуаций логарифма амплитуды и фазы. Причем оба эффекта локализованы в пространстве в узкой области вокруг оптической оси пучка. Поперечный размер области локализации эффектов усиления определяется характерным радиусом рассеивающих частиц.

В заключение рассмотрим метод измерения внутреннего масштаба турбулентности атмосферы (l_0), работоспособный при выпадении осадков. Все известные способы определения внутреннего масштаба турбулентности по измерениям статистических характеристик флуктуаций параметров оптического излучения, прошедшего слой атмосферы, неработоспособны в замутненной атмосфере [6, 11]. Используя результаты, полученные в данной статье, можно предложить методику определения l_0 , работоспособную и при наличии в атмосфере рассеивающих частиц. Способ основывается на измерении частотной корреляции флуктуаций логарифма амплитуды оптических волн. Ранее было показано [7], что нормированная корреляционная функция флуктуаций логарифма амплитуды частотно-разнесенных волн зависит от единственного метеопараметра — внутреннего масштаба турбулентности. "Как как атмосферная турбулентность и дискретные рассеиватели в области слабых флуктуаций дают аддитивные вклады во флуктуации оптических волн [8–10], и поскольку при выполнении условия $\Omega > \Omega_k$ корреляция флуктуаций логарифма амплитуды частотно-разнесенных волн в дискретной рассеивающей среде практически равна нулю (9), а при одинаковых значениях начальных дифракционных параметров оптических пучков с ω_1 и ω_2 разность их дисперсий флуктуаций логарифма амплитуды определяется лишь разностью дисперсий флуктуаций логарифма амплитуды оптических пучков, прошедших слой турбулентной атмосферы, то отношение корреляционной функции флуктуаций логарифма амплитуды частотно-разнесенных гауссовских пучков к разности их дисперсий зависит от единственного метеопараметра l_0 как в чистой, так и в замутненной атмосфере. Таким образом, вклад рассеивающих частиц в флуктуации логарифма амплитуды оптических волн удается устранить, а значит, измерить внутренний масштаб атмосферной турбулентности без искажений, вносимых присутствием дискретных рассеивателей.

Работоспособность описанного метода можно проиллюстрировать следующим образом. В работах [12–13] приведены результаты измерения корреляционной функции флуктуаций интенсивности частотно-разнесенных волн (при $\Omega = 0,18$) в турбулентной среде. Если по методике, описанной выше, обработать данные эксперимента, относящиеся к области слабых флуктуаций, то среднее значение внутреннего масштаба турбулентности окажется равным $0,5$ мм, в то время как по методическим [12–

13] следует, что $l_0 \sim 0,4-0,9$ мм. Таким образом, получено удовлетворительное совпадение данных метеорологических [12–13] и оптических способов измерения внутреннего масштаба турбулентности.

1. Кравцов Ю.А., Саичев А.И. //УФН. 1982. Т. 137. Вып. 3. С. 501.
2. Банах В.А., Миронов В.Л. Локационное распространение лазерного излучения в турбулентной атмосфере. Новосибирск: Наука. 1986. 173 с.
3. Боровой А.Г., Крутиков В.А. //Оптика и спектроскопия. 1976. Т. 40. Вып. 4. С. 728.
4. Крутиков В.А. //Изв. вузов. Радиофизика. 1979. Т. 22. № 1. С. 84.
5. Боровой А.Г. //Изв. вузов. Радиофизика. 1982. Т. 25. № 4. С. 391.
6. Рытов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский В.И. Введение в статистическую радиофизику. М.: Наука. 1978. 463 с.
7. Лукин И.П. //Акустический журнал. 1978. Т. 24. Вып. 6. С. 899.
8. Лукин И.П. //Квантовая электроника. 1979. Т. 6. № 8. С. 1756.
9. Лукин И.П. //Оптика и спектроскопия. 1981. Т. 51. Вып. 6. С. 1083.
10. Лукин И.П. Флуктуации световой волны в рассеивающей среде. IV. М, 1980. 26 с. Деп. в ВИНТИ 11.04.80. № 894-80.
11. Гурвич А.С., Кон А.И., Миронов В.Л., Хмелевцов С.С. Лазерное излучение в турбулентной атмосфере. М.: Наука. 1976. 277 с.
12. Гурвич А.С., Кан В. //Изв. вузов. Радиофизика. 1979. Т. 22. № 7. С. 843.
13. Gurvich A.S., Kan V., Pokasov V.I.V. //Optica Acta. 1979. V. 26. № 5. P. 555.

Институт оптики атмосферы
СО АН СССР, Томск

Поступила в редакцию
5 сентября 1988 г.

I. P. Lukin. **Fluctuations of Optical Waves Reflected by a Mirror in the Scattering Atmosphere.**

Theoretical study of statistical properties of frequency-separated waves propagating through discrete scatterers is reported. Within the framework of the continuous medium approximation variances and the amplitude logarithm and phase fluctuation correlation functions of Gaussian beams are calculated on the basis of the smooth perturbation method. It is shown that the mirror reflection of the beams, whose initial cross-section is smaller than the characteristic size of scatterers, increases the amplitude logarithm and phase fluctuations and improves the frequency correlation of those quantities. The domain, where these effects are found to occur, is determined by the scatterer radius.