

文章编号: 0253-2239(2006)04-0481-6

大气光通信中大气闪烁时间平滑效应研究

高 宠 马 晶 谭立英 于思源 潘 锋

(哈尔滨工业大学可调谐激光技术国家级重点实验室, 哈尔滨 150001)

摘要: 利用大气闪烁的时间平滑效应, 增加光电探测器曝光时间是克服大气闪烁对大气光通信的瞄准、捕获、跟踪链路影响的有效途径之一。基于科尔莫戈罗夫谱, 导出了弱湍流起伏区无限平面波和球面波的大气闪烁时间平滑因子的一般表达式, 并且用几何光学近似得到了在大孔径和小孔径接收情况下的时间平滑因子近似表达式。在孔径远大于菲涅耳区尺度时, 平面波和球面波的时间平滑因子的近似表达式与精确表达式的误差分别小于6%和3%。分析结果表明, 孔径越小, 时间平滑效应越显著, 并且菲涅耳区尺度对时间平滑效应影响的程度也随着孔径的增加而减弱。

关键词: 大气光学; 大气光通信; 时间平滑; 时间平滑因子; 大气闪烁

中图分类号: TN012 文献标识码: A

Time-averaging Effects for Atmospheric Scintillation in Atmospheric Optical Communication

Gao Chong Ma Jing Tan Liying Yu Siyuan Pan Feng

(State Key Laboratory of Tunable Laser Technology, Harbin Institute of Technology, Harbin 150001)

Abstract: Based on time-averaging effects for atmospheric scintillation, extending photoelectric detector's exposure time is one of the effective ways to mitigate the effect of atmospheric scintillation on the link of atmospheric optical communication. Based on the Kolmogorov spectrum, the expressions are derived for time-averaging factors associated with atmospheric scintillations of unbounded plane wave and spherical wave, in the weak turbulence regime. Approximate expressions of the time-averaging factors for small- and large-aperture receivers are provided by use of geometrical optics approximation, respectively. When the aperture is much larger than Fresnel scale, approximate expressions differ from exact numerical results by less than 6% in the case of plane wave and 3% for spherical wave. Results show that the strength of time-averaging effects goes up along with the aperture decrease, and the effect of Fresnel scale on time-averaging effects weakens along with the increase of the aperture.

Key words: atmospheric optics; atmospheric optical communication; time averaging; time-averaging factor; atmospheric scintillation

1 引 言

时间平滑效应是克服大气闪烁^[1~3]的有效途径之一, 已越来越多地应用于以大气为传输媒介的空间光通信的粗跟踪系统中。粗跟踪系统采样频率低, 利用时间平滑效应, 增加探测器曝光时间可以减小大气闪烁强度。

目前有不少对孔径平滑效应的研究^[4~6], 文献[7, 8]实验测量了斜程传输下的时间平滑效应。本文将对水平传输链路的时间平滑效应进行理论分析。

2 大气闪烁时间平滑

在曝光时间为 τ 的情况下, CCD 探测到的信号光强表示为^[7]

$$I = \int_{-\infty}^{+\infty} g(t, \tau) I_0(t) dt, \quad (1)$$

其中 $I_0(t)$ 是曝光时间为无限短的情况下的信号光强。函数

$$g(t, \tau) = \begin{cases} 1/\tau, & |t| \leq \tau/2 \\ 0, & |t| \geq \tau/2 \end{cases} \quad (2)$$

作者简介: 高 宠(1979~), 男, 山西朔州人, 哈尔滨工业大学物理电子学博士研究生, 主要从事大气光学和空间光通信研究。E-mail: gaochong6@126.com

收稿日期: 2005-04-21; 收到修改稿日期: 2005-12-07

则曝光时间为 τ 时的强度起伏时间协方差函数表示为

$$B_I(t, \tau, D) = \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} g(u)g(q)B_I(t+u-q, D)dudq, \quad (3)$$

其中 $B_I(t, D)$ 是曝光时间为无限短的情况下, 孔径接收的强度起伏时间协方差函数, D 是接收孔径。

把(2)式代入(3)式得

$$B_I(t, \tau, D) = \frac{1}{\tau^2} \int_{-\tau/2-\tau/2}^{\tau/2} \int_{-\tau/2}^{\tau/2} B_I(t+u-q, D)dudq = \frac{1}{\tau^2} \int_{-\tau}^{\tau} (\tau - |t'|)B_I(t+t', D)dt' =$$

$$\frac{1}{\tau^2} \int_{-\tau+t}^{\tau+t} (\tau - |t' - t|)B_I(t', D)dt', \quad (4)$$

根据“泰勒冻结湍流”假设, 曝光时间为 τ 的强度起伏空间协方差函数表示为

$$B_I(\rho, \rho_\tau, D) = \frac{1}{\rho_\tau^2} \int_{-\rho_\tau+\rho'}^{\rho_\tau+\rho'} (\rho_\tau - |\rho' - \rho|)B_I(\rho', D)d\rho', \quad (5)$$

其中 $\rho_\tau = \nu\tau$ 是曝光时间与横向风的乘积, ν 是光束传播方向上的横向风速, $B_I(\rho, D)$ 是曝光时间为无限短的情况下, 孔径接收的强度起伏空间协方差函数。

则曝光时间为 τ 时的孔径接收的强度起伏方差

$$\sigma_i^2(D, \tau) = \frac{2}{\rho_\tau^2} \int_0^{\rho_\tau} (\rho_\tau - \rho)B_I(\rho, D)d\rho, \quad (6)$$

时间平滑因子表示为

$$A = \frac{\sigma_i^2(D, \tau)}{\sigma_i^2(D)} = \frac{2}{\rho_\tau^2} \int_0^{\rho_\tau} (\rho_\tau - \rho) \frac{B_I(\rho, D)}{B_I(\rho=0, D)}d\rho, \quad (7)$$

其中 $\sigma_i^2(D)$ 是曝光时间为无限短的情况下孔径接收的强度起伏方差。

3 平面波大气闪烁时间平滑因子

3.1 平面波时间平滑因子表达式

平面波的强度起伏空间协方差函数表示为^[9]

$$B_{I, \mu}(\rho, D) = 8\pi^2 k^2 L \int_0^\infty \kappa \Phi_n(\kappa) J_0(\kappa \rho) \exp\left(-\frac{\kappa^2 D^2}{16}\right) \left[1 - \frac{\kappa}{L\kappa^2} \sin\left(\frac{L\kappa^2}{k}\right)\right] d\kappa, \quad (8)$$

其中 $k = 2\pi/\lambda$ 是光波波数, λ 是波长, L 是光波传输路程, $J_0(\kappa\rho)$ 是零阶贝塞尔函数, $\Phi_n(\kappa)$ 是湍流谱密度函数, 采用科尔莫戈罗夫谱湍流模型

$$\Phi_n(\kappa) = 0.033 C_n^2 \kappa^{-11/3}, \quad (9)$$

其中 C_n^2 是折射率起伏结构常数。

把(9)式代入(8)式积分得平面波强度起伏协方差函数

$$B_{I, \mu}(\rho, D) = -7.0749\sigma_i^2 \left(\frac{kD^2}{16L}\right)^{5/6} {}_1F_1\left(-\frac{5}{6}; 1; -\frac{4\rho^2}{D^2}\right) +$$

$$3.859\sigma_i^2 \text{Im}\left\{\left(\frac{kD^2}{16L} + i\right)^{11/6} {}_1F_1\left[-\frac{11}{6}; 1; -\left(\frac{D^2}{4} + i\frac{4L}{k}\right)^{-1} \rho^2\right]\right\}, \quad (10)$$

其中 ${}_1F_1(a; c; z)$ 是合流超几何函数, $\text{Im}\{\cdot\}$ 表示取括弧中函数的虚部, Rytov 方差 $\sigma_i^2 = 1.23C_n^2 k^{7/6} L^{11/6}$ 。

将(10)式代入(7)式得平面波时间平滑因子表达式

$$A_\mu = 3.8591 \frac{\sigma_i^2}{\sigma_i^2(D)} \left[\left(\frac{D^2 k}{16L}\right)^2 + 1\right]^{11/12} \cos\left[\frac{11}{6} \arctan\left(\frac{16L}{kD^2}\right)\right] \text{Im}\left\{{}_2F_2\left[-\frac{11}{6}, \frac{1}{2}; \frac{3}{2}, 2; -\left(\frac{D^2}{4} + i\frac{4L}{k}\right)^{-1} \rho^2\right]\right\} +$$

$$3.8591 \frac{\sigma_i^2}{\sigma_i^2(D)} \left[\left(\frac{D^2 k}{16L}\right)^2 + 1\right]^{11/12} \sin\left[\frac{11}{6} \arctan\left(\frac{16L}{kD^2}\right)\right] \text{Re}\left\{{}_2F_2\left[-\frac{11}{6}, \frac{1}{2}; \frac{3}{2}, 2; -\left(\frac{D^2}{4} + i\frac{4L}{k}\right)^{-1} \rho^2\right]\right\} -$$

$$\begin{aligned}
& 7.0749 \frac{\sigma_1^2}{\sigma_1^2(D)} \left(\frac{D^2 k}{16L}\right)^{5/6} {}_2F_2\left(-\frac{5}{6}, \frac{1}{2}; \frac{3}{2}, 2; -\frac{\rho_c^2}{D^2/4}\right) = \\
& 3.8591 \frac{\sigma_1^2}{\sigma_1^2(D)} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-11/6)_n (1/2)_n}{(3/2)_n (2)_n} (-1)^n \left(\frac{k\rho_c^2}{4L}\right)^n \left[\left(\frac{D^2 k}{16L}\right)^2 + 1\right]^{11/12-n/2} \sin\left[\left(-n + \frac{11}{6}\right) \arctan\left(\frac{16L}{kD^2}\right)\right] - \\
& 7.0749 \frac{\sigma_1^2}{\sigma_1^2(D)} \left(\frac{D^2 k}{16L}\right)^{5/6} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-5/6)_n (1/2)_n}{(3/2)_n (2)_n n!} (-1)^n \left(\frac{\rho_c^2}{D^2/4}\right)^n, \quad (11)
\end{aligned}$$

其中 ${}_2F_2(a, b; c, d; z)$ 是广义超几何函数, $(a)_n$ 定义为 $(a)_n = \Gamma(a+n)/\Gamma(a)$, $n = 0, 1, \dots$, $\text{Re}\{\cdot\}$ 表示取括弧中函数的实部。

当接收孔径无限小时, A_{pl} 可以表示为

$$\begin{aligned}
A_{pl} &= 3.8591 \text{Im} \left[i^{11/6} {}_2F_2\left(-\frac{11}{6}, \frac{1}{2}; \frac{3}{2}, 2; i \frac{k\rho_c^2}{4L}\right) \right] - 1.5386 \left(\frac{k\rho_c^2}{4L}\right)^{5/6} = \\
& 3.8591 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-11/6)_n (1/2)_n}{(3/2)_n (2)_n} \left(\frac{k\rho_c^2}{4L}\right)^n \sin[(n+11/6)\pi/2] - 1.5386 \left(\frac{k\rho_c^2}{4L}\right)^{5/6}. \quad (12)
\end{aligned}$$

3.2 在大孔径和小孔径接收下的平面波时间平滑因子近似表达式

当接收孔径大于菲涅耳区尺度 ($D \gg \sqrt{L/k}$) 或曝光时间大于相关时间 ($\tau \gg \sqrt{L/k}/\nu$) 时, 尺度小于菲涅耳区尺度的折射率涡导致的小尺度空间频率分量将被过滤掉。而尺度小于菲涅耳区尺度的折射率涡导致光波的衍射形变, 尺度大于菲涅耳区尺度的折射率涡导致光波的折射形变, 所以此时采用几何光学近似, 对(8)式进行积分得平面波空间协方差函数

$$B_{I,pl}(\rho, D) = 0.1638 \sigma_1^2 \left(\frac{D^2 k}{16L}\right)^{-7/6} {}_1F_1\left(\frac{7}{6}; 1; -\frac{\rho^2}{D^2/4}\right), \quad (13)$$

把(13)式代入(6)式, 得到在大孔径接收或长曝光时间 ($\tau \gg \sqrt{L/k}/\nu$) 下的平面波强度起伏方差

$$\sigma_{I,pl}^2(D, \tau) = 0.1638 \sigma_1^2 \left(\frac{D^2 k}{16L}\right)^{-7/6} {}_2F_2\left(\frac{7}{6}, \frac{1}{2}; 2, \frac{3}{2}; -\frac{\rho_c^2}{D^2/4}\right), \quad (14)$$

$$\text{在大孔径接收下, 上式变为} \quad \sigma_{I,pl}^2(D, \tau) = \sigma_{I,pl}^2(D) {}_2F_2\left(\frac{7}{6}, \frac{1}{2}; 2, \frac{3}{2}; -\frac{\rho_c^2}{D^2/4}\right), \quad (15)$$

由广义超几何函数的性质, 得到在大孔径 ($D \geq 4 \sqrt{L/k}$) 接收情况下, A_{pl} 近似表达式

$$A_{pl} \approx \begin{cases} \left[1 - 0.7776 \left(\frac{\rho_c}{D}\right)^2\right], & \left(\frac{\rho_c}{D} \leq \frac{1}{2}\right) \\ \left[0.7298 \left(\frac{\rho_c}{D}\right)^{-1} - 0.1318 \left(\frac{\rho_c}{D}\right)^{-7/3}\right], & \left(\frac{\rho_c}{D} > \frac{1}{2}\right) \end{cases} \quad (16)$$

大孔径接收下得到的近似公式(16)和精确公式(11)的误差小于 6%。

在长曝光时间 ($\tau \gg \sqrt{L/k}/\nu$) 和小孔径接收情况下, (14) 式变为

$$\sigma_{I,pl}^2(D, \tau) = 0.1638 \sigma_1^2 \left(\frac{D^2 k}{16L}\right)^{-7/6} \left[0.7298 \left(\frac{\rho_c}{D}\right)^{-1} - 0.1318 \left(\frac{\rho_c}{D}\right)^{-7/3}\right] \approx 1.96 \left(\frac{D}{\sqrt{L/k}}\right)^{-2/3} \left(\frac{\rho_c}{D}\right)^{-1} \sigma_{I,pl}^2(D), \quad (17)$$

由内插值法得到在小孔径 ($D \leq 2 \sqrt{L/k}$) 接收下 A_{pl} 近似表达式

$$A_{pl} \approx \left[1 + 0.51(D/\sqrt{L/k})^{2/3}(\rho_c/D)\right]^{-1}, \quad (18)$$

小孔径接收时得到的近似公式(18)和精确公式(11)的误差小于 23%。

4 球面波大气闪烁时间平滑因子

4.1 球面波时间平滑因子表达式

球面波的强度起伏空间协方差函数表示为^[9]

$$B_{I,sp}(\rho, D) = 8\pi^2 k^2 L \int_0^\infty \int_0^\infty \kappa \Phi_n(\kappa) J_0(\kappa \rho) \exp\left(-\frac{\kappa^2 D^2}{16}\right) \left\{1 - \cos\left[\frac{L\kappa^2 \xi}{k}(1-\xi)\right]\right\} d\kappa d\xi, \quad (19)$$

基于科尔莫戈罗夫谱湍流模型, 对(19)式进行积分得

$$B_{I,sp}(\rho, D) = -7.0749\sigma_1^2 \left(\frac{kD^2}{16L}\right)^{5/6} {}_2F_2\left(-\frac{5}{6}, \frac{1}{2}; 1, \frac{3}{2}; -\frac{\rho^2}{D^2/4}\right) + 7.0749\sigma_1^2 \left(\frac{k}{L}\right)^{5/6} \operatorname{Re} \left\{ \int_0^1 \left[\frac{D^2}{16} + i \frac{L\xi(1-\xi)}{k} \right]^{6/5} {}_1F_1\left(-\frac{5}{6}, 1; -\frac{\xi^2 \rho^2}{4b^2}\right) d\xi \right\}, \quad (20)$$

(19)式代入(7)式得球面波时间平滑因子表达式:

$$B_{I,sp}(\rho, D) = -7.0749 \frac{\sigma_1^2}{\sigma_1^2(D)} \left(\frac{kD^2}{16L}\right)^{5/6} {}_2F_2\left(-\frac{5}{6}, \frac{1}{2}, \frac{1}{2}; \frac{3}{2}, \frac{3}{2}, 2; -\frac{\rho^2}{D^2/4}\right) + 7.0749 \frac{\sigma_1^2}{\sigma_1^2(D)} \left(\frac{k}{L}\right)^{5/6} \operatorname{Re} \left\{ \int_0^1 \left[\frac{D^2}{16} + i \frac{L\xi(1-\xi)}{k} \right]^{6/5} {}_1F_1\left(-\frac{6}{6}, \frac{1}{2}; \frac{3}{2}, 2; -\frac{\xi^2 \rho^2}{4b^2}\right) d\xi \right\}, \quad (21)$$

当接收孔径无限小时,

$$A_{sp} = \operatorname{Re} \left[{}_2F_2\left(\frac{1}{2}, \frac{11}{6}; \frac{3}{2}, 2; -i \frac{k\rho_\tau^2}{4L}\right) \right] - 3.7321 \operatorname{Im} \left[{}_2F_2\left(\frac{1}{2}, \frac{11}{6}; \frac{3}{2}, 2; -i \frac{k\rho_\tau^2}{4L}\right) \right] - 0.419 \left(\frac{k\rho_\tau^2}{4L}\right)^{11/6} \operatorname{Im} \left[{}_3F_3\left(1, \frac{7}{3}, \frac{11}{3}; \frac{17}{6}, \frac{10}{3}, \frac{23}{6}; -i \frac{k\rho_\tau^2}{4L}\right) \right] - 1.4283 \left(\frac{k\rho_\tau^2}{4L}\right)^{5/6} = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(11/6)_n (1/2)_n}{(3/2)_n (2)_n} \left(-\frac{k\rho_\tau^2}{4L}\right)^n \cos\left(\frac{n\pi}{2}\right) - 3.7321 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{11/6)_n (1/2)_n}{(3/2)_n (2)_n} \left(-\frac{k\rho_\tau^2}{4L}\right)^n \sin\left(\frac{n\pi}{2}\right) - 1.4283 \left(\frac{k\rho_\tau^2}{4L}\right)^{5/6} - 0.4192 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(1)_n (7/3)_n (11/3)_n}{(17/6)_n (10/3)_n (23/6)_n} (-1)^n \left(\frac{k\rho_\tau^2}{4L}\right)^{n+11/6} \sin\left(\frac{n\pi}{2}\right). \quad (22)$$

4.2 大孔径和小孔径接收下的球面波时间平滑因子近似表达式

当接收孔径远大于菲涅耳区尺度或曝光时间远大于相关时间时,采用几何光学近似,对(19)式积分得

$$B_{I,sp}(\rho, D) = 0.0163\sigma_1^2 \left(\frac{kD}{16L}\right)^{-7/6} {}_3F_3\left(\frac{7}{6}, \frac{3}{2}, 2; 1, 3, \frac{7}{2}; -\frac{\rho^2}{D^2/4}\right), \quad (23)$$

把(23)式代入(6)式,得到在大孔径接收或长曝光时间($\tau \gg \sqrt{L/k}/\nu$)下的球面波强度起伏方差

$$\sigma_{I,sp}^2(D, \tau) = 0.0164\sigma_1^2 \left(\frac{D^2 k}{16L}\right)^{-7/6} {}_2F_2\left(\frac{1}{2}, \frac{7}{6}; 3, \frac{7}{2}; -\frac{\rho_\tau^2}{D^2/4}\right), \quad (24)$$

在大孔径接收情况下,上式变为

$$\sigma_{I,sp}^2(D, \tau) = \sigma_{I,sp}^2(D) {}_2F_2\left(\frac{1}{2}, \frac{7}{6}; 3, \frac{7}{2}; -\frac{\rho_\tau^2}{D^2/4}\right), \quad (25)$$

由广义超几何函数的性质,得到在大孔径($D \geq 3 \sqrt{L/k}$)接收情况下 A_{sp} 近似表达式

$$A_{sp} \approx \begin{cases} \left[1 - 0.2224 \left(\frac{\rho_\tau}{D}\right)^2\right], & \left(\frac{\rho_\tau}{D} \leq 1\right) \\ \left[1.8245 \left(\frac{\rho_\tau}{D}\right)^{-1} - 2.6698 \left(\frac{\rho_\tau}{D}\right)^{-7/3}\right], & \left(\frac{\rho_\tau}{D} > 1\right) \end{cases} \quad (26)$$

大孔径接收下得到的近似公式(26)和精确公式(21)的误差小于3%。

在长曝光时间($\tau \gg \sqrt{L/k}/\nu$)和小孔径接收情况下,(24)式变为

$$\sigma_{I,sp}^2(D, \tau) = 0.0164\sigma_1^2 \left(\frac{D^2 k}{16L}\right)^{-7/6} \left[1.8245 \left(\frac{\rho_\tau}{D}\right)^{-1} - 2.6698 \left(\frac{\rho_\tau}{D}\right)^{-7/3}\right] \approx 4 \left(\frac{D}{\sqrt{L/k}}\right)^{-2/3} \left(\frac{\rho_\tau}{D}\right)^{-1} \sigma_{I,sp}^2(D), \quad (27)$$

由内插值法得到在小孔径($D \leq 2 \sqrt{L/k}$)接收下 A_{sp} 近似表达式:

$$A_{sp} \approx \left[1 + 0.25 \left(\frac{D}{\sqrt{L/k}}\right)^{2/3} \left(\frac{\rho_\tau}{D}\right)\right]^{-1}, \quad (28)$$

小孔径接收下得到的近似公式(28)和精确公式(21)的误差小于25%。

5 模拟分析与实验验证

图1是在不同的比值 D/ρ_τ 下,时间平滑因子随比值 $D/\sqrt{L/k}$ 的变化曲线。从(11)式和(21)式可以看出曝光时间与横向风的乘积 ρ_τ 、接收孔径 D 和菲涅耳区尺度 $\sqrt{L/k}$ 等因素影响时间平滑效应。从图1可以看出,随着接收孔径的增大,菲涅耳区尺度

对时间平滑效应的影响减弱。从(16)式和(26)式看出在大孔径接收时,菲涅耳区尺度的影响可以忽略,此时时间平滑因子仅仅是 ρ_r 与 D 比值的函数。

图 2 是在不同的孔径下,时间平滑因子随曝光时间与横向风速的乘积 ρ_r 的变化曲线,是在菲涅耳区尺度为 1.8 cm 下得到的。从图可以看出时间平滑因子随着 ρ_r 的增加而减小,接收孔径越小,时间平滑效应越显著。可作如下解释:大气闪烁起伏的减小是孔

径平滑和时间平滑共同作用的结果,接收孔径和曝光时间起低通滤波作用,对接收光信号强度起伏进行调制,对应的空间截止频率分别为 $\kappa_s = 2/\pi D$ 和 $\kappa_r = 1/v\tau$, 其作用分别是仅允许 $\kappa < \kappa_s$ 和 $\kappa < \kappa_r$ 的低空间频率波通过并到达给定位置处。孔径越小,孔径对应的空间截止频率就越大,孔径平滑滤去的高空间频率波就越少,时间平滑能够滤去的高空间频率波就越多,因而时间平滑效应越显著。

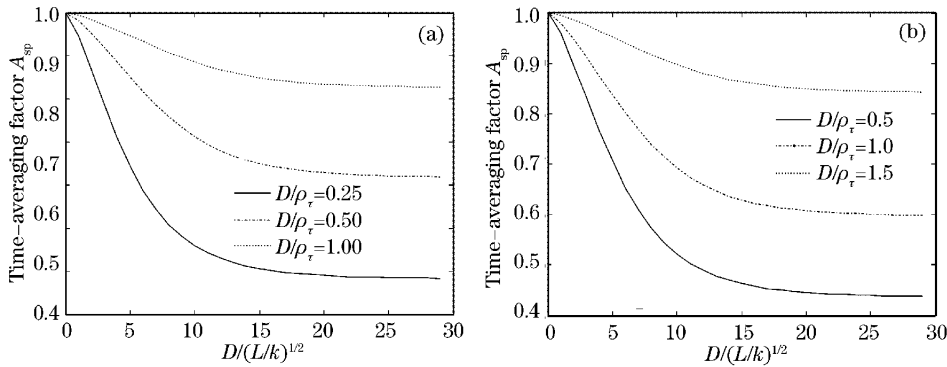


图 1 时间平滑因子随 $D/\sqrt{L/k}$ 的变化规律。(a) 平面波 (b) 球面波

Fig. 1 Time-averaging factor versus with $D/\sqrt{L/k}$ for the different value of D/ρ_r . (a) Plane wave, (b) spherical wave

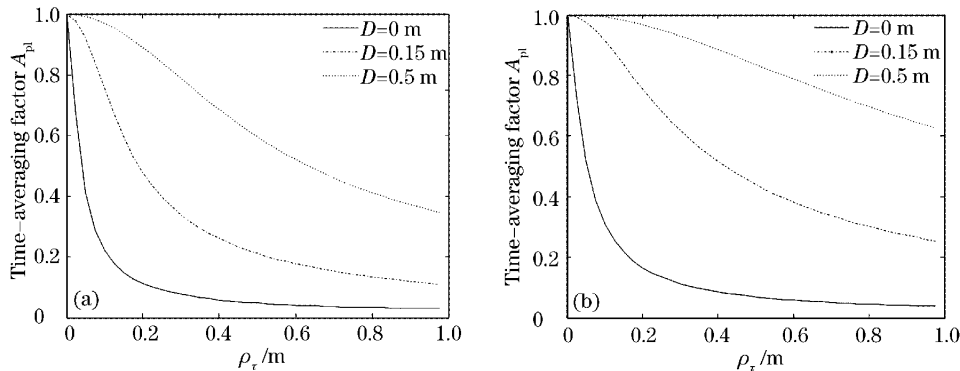


图 2 时间平滑因子随 ρ_r 的变化规律。(a)平面波, (b)球面波

Fig. 2 Time-averaging factor versus the value of ρ_r . (a) Plane wave, (b) spherical wave

图 3 是实验测量得到的时间平滑因子随曝光时

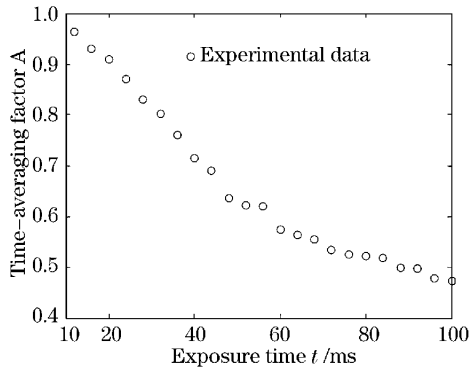


图 3 时间平滑因子随曝光时间变化规律

Fig. 3 The time-averaging factor versus exposure time

间的变化曲线,实验是选用氦氖激光器,在传输距离 $L=600$ m,接收孔径 $D=7$ cm 下进行的。从图可以看出,时间平滑因子随曝光时间的增加而迅速下降。实验受到背景噪声、探测器噪声和风速抖动等因素的干扰。

6 衰落冗余分析

考虑到大气横向风速、飞行器的运动和光的传输等因素,大气闪烁起伏特征时间一般为 10 ms,大气闪烁的主要起伏频率在几十到几百赫兹内。当曝光时间大于大气闪烁特征时间时,发生时间平滑效应。在大气光通信中,瞄准捕获跟踪系统用于通信

链路的建立和保持,它的二级结构分为粗跟踪和精跟踪两部分。粗跟踪系统的采样频率一般都不大于 30 Hz,因此其允许的最大曝光时间大于大气闪烁特征时间,将产生时间平滑效应。

在弱湍流区,强度起伏服从对数正态分布^[5],设衰落冗余为 M ,则信号衰落概率表示为

$$F(M) = \frac{1}{2} \left[1 + \operatorname{erf} \left(\frac{-0.23M + \sigma_1^2/2}{\sqrt{2\sigma_1^2}} \right) \right], \quad (29)$$

其中误差函数

$$\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp(-t^2) dt.$$

图 4 是在不同曝光时间下,链路的衰落冗余随衰落概率的变化规律。在图中,考虑横向风和终端运动选取 $v=10$ m/s,孔径 $D=15$ cm,曝光时间分别为 1 ms、20 ms、30 ms,对应的时间平滑因子分别为 1、0.45、0.38,曝光时间为 1 ms 时的归一化强度起伏方差为 0.2。从图 4 可以看出,在一定衰落概率下,链路所需的衰落冗余随着曝光时间的增加而减小。所以利用时间平滑效应,可以有效减小链路需要的衰落冗余,进而降低系统对激光器发射功率的要求,并提高链路的稳定性。

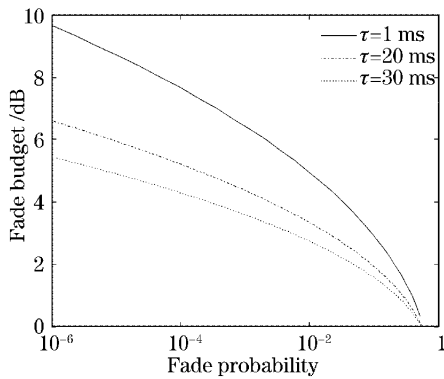


图 4 衰落冗余随衰落概率的变化规律

Fig. 4 Fade budget versus fade probability

7 结 论

基于科尔莫戈罗夫谱,导出了弱湍流起伏区无限平面波时间平滑因子的解析表达式和球面波时间平滑因子的积分表达式,并用几何光学近似和内插值法得到了平面波和球面波时间平滑因子的近似表达式。结果表明,在大孔径接收下,平面波和球面波的时间平滑因子的近似表达式与精确表达式的误差分别小于 6% 和 3%;孔径越小,时间平滑效应越显著。

参 考 文 献

- 1 Ma Dongtang, Wei Jibo, Zhuang Zhaowen. Performance evaluation and channel modeling of multiple-beam propagation for atmospheric laser communication[J]. *Acta Optica Sinica*, 2004, **24**(8): 1020~1024 (in Chinese)
- 2 马东堂,魏急波,庄判文. 大气激光通信中多光束传输性能分析和信道建模[J]. *光学学报*, 2004, **24**(8): 1020~1024
- 3 Liu Jianguo, Huang Yinbo, Wang Yingjian. Numerical analysis of intensity fluctuation scale characteristics in space laser communication[J]. *Acta Optica Sinica*, 2005, **25**(8): 1009~1012 (in Chinese)
- 4 刘建国,黄印博,王英俭. 空间激光通信中光通信强度起伏尺度特征的数值分析[J]. *光学学报*, 2005, **25**(8): 1009~1012
- 5 Wang Jianye, Rao Ruizhong, Liu Xiaochun. Comparison of experimental study of atmospheric coherence length[J]. *Chin. J. Lasers*, 2005, **32**(1): 64~66 (in Chinese)
- 6 汪建业,饶瑞中,刘晓春. 大气相干长度的对比实验研究[J]. *中国激光*, 2005, **32**(1): 64~66
- 7 Andrew L C. Aperture-averaging factor of optical scintillations of plane and spherical waves in the atmosphere[J]. *J. Opt. Soc. Am.*, 1992, **A9**(4): 597~600
- 8 Zhang Yixin. *Optical Wave Propagation and Imaging in the Random Media* [M]. Beijing: National Defence Industry Press, 2002. 228~240 (in Chinese)
- 9 张逸新. 光波在随机介质中的传播与成像[M]. 北京: 国防工业出版社, 2002. 228~240
- 10 Zhang Yixin, Zhu Tuo, Tao Chunkan. Aperture-averaging effects for weak to strong scintillations in turbulent atmosphere[J]. *Chin. Opt. Lett.*, 2004, **2**(7): 373~375
- 11 Stroud P. Statistics of intermediate duration averages of atmospheric scintillation[J]. *Opt. Engng.*, 1996, **35**(2): 543~548
- 12 Toyoshima M, Araki K. Effects of time averaging on optical scintillation in a ground-to-satellite atmospheric propagation[J]. *Appl. Opt.*, 2000, **39**(12): 1911~1919
- 13 Andrew L C. Aperture averaging and the temporal spectrum of optical scintillations[C]. *Proc. SPIE*, 1999, **3866**: 110~118