

曝光时间对上行传输光束强度起伏的影响

贾红莉 余自在

(中国空空导弹研究院,河南 洛阳 471009)

摘要:上行传输光束的闪烁起伏影响星地激光链路的稳定性,而利用时间平滑效应增加光电探测器曝光是克服大气闪烁的有效途径之一。考虑曝光时间的平滑效应,分别导出了小天顶角和大天顶角下的时间平滑因子表达式,在此基础上,分析了接收终端离地高度和天顶角对时间平滑效应的影响。研究表明,不管是大天顶角还是小天顶角下的上行传输光束,通过增加探测器的曝光时间都可以大大减少起伏强度,提高瞄准捕获跟踪链路的稳定性。研究结果还表明,随着接收终端离地高度和天顶角的增大,大气闪烁时间平滑作用降低。

关键词:大气光学;大气闪烁;时间平滑;曝光时间;瞄准捕获跟踪链路

中图分类号:TB929.12 **文献标识码:**A

Effect of exposure time on atmospheric scintillation of uplink beams

JIA Hong-li, YU Zi-zai

(China Airborne Missile Academy, Luoyang 471009, China)

Abstract: Extending the exposure time of photoelectric detectors based on time-averaging effects is one of the effective ways to mitigate the extension of an atmospheric scintillation and to reduce the effect of the atmospheric scintillation of uplink optical beams on the reliability of satellite-ground laser links. In consideration of the time-averaging effects of exposure time, the expressions for time-averaging factors for large zenith angles and small zenith angles are derived, respectively. Based on the above, the effects of zenith angles and the heights from ground to an optical transmitter on the time-averaging are analyzed. Analyzed results show that extending the exposure time can mitigate the extension of the atmospheric scintillation of uplink optical beams and can improve the stabilities of the Pointing, Acquisition and Tracking (PAT) links. The results also show that the extension of the time-averaging effects decreases with the increases of the zenith angles and the heights from ground to the optical transmitter.

Key words: atmospheric optics; atmospheric scintillation; time averaging; exposure time; PAT links

1 引言

大气闪烁是指由于大气折射率的随机变化导致的接收信号强度在空间和时间上的随机起伏,它恶化了星地激光链路的瞄准捕获跟踪(Pointing, Acquisition and Tracking, PAT)性能,严重时会导致链路中断^[1~3]。PAT系统的粗跟踪子系统的采样频率较低,通过增加位置传感器的曝光时间,可以降低上行传输链路的强度起伏程度,使粗跟踪子系统有更好的强度起伏动态范围。目前不少工作者对孔径平滑效应进行了大量的研究^[4]。本文的研究主要针对上行传输链路的大天顶角和小天顶角的时间平滑效应而展开。

2 大气闪烁时间平滑

2.1 大气闪烁时间平滑因子

大气具有层流和湍流两种运动状态。大气的运动速度较低时,流线均匀平滑,大气处于层流状态;随着大气运动速度不断增加,当运动速度达到一定程度时,整个大气做不均匀的随机运动,此时大气温度、湿度和压强在较小范围和短时间内快

$$B_I(\rho) = 4\pi^2 H_0^2 (\sec\theta)^3 \int_{h_0}^{H_0} \xi^2 (1 - \xi)^2 dh \int_0^\infty \kappa^5 \Phi_n(\kappa) J_0(\kappa\rho) f_s(\kappa) f_R(\kappa) d\kappa, \quad (2)$$

式中 $J_0(x)$ 是零阶贝塞尔函数, $\Phi_n(\kappa)$ 是折射率起伏功率谱, $f_R(\kappa)$ 是接收孔径的滤波函数, $f_s(\kappa) = \text{sinc}^2[\kappa^2 H_0 \sec\theta \xi(1 - \xi)/2k]$, h_0 是发射终端离开地面的高度, H_0 是卫星终端离开地面的高度, θ 是天顶角, $\xi = h/H_0$ 。对于上行传输光束到达卫星时,光束相干长度是几十米到几百米,而卫星终端的接收孔径是几十厘米,所以孔径滤波函数 $f_R(\kappa) \approx 1$ 。

$$\sigma_I^2(\tau) = 4\pi^2 H_0^2 (\sec\theta)^3 \int_{h_0}^{H_0} \xi^2 (1 - \xi)^2 dh \int_0^\infty \kappa^5 \Phi_n(\kappa) f_\tau(\kappa) \text{sinc}^2\left[\frac{\kappa^2 H_0 \sec\theta}{2k} \xi(1 - \xi)\right] d\kappa, \quad (4)$$

在曝光时间 τ 下的信号强度积分等价于空间跨度为 $v\tau$ 的空间平滑,在曝光时间 < 0.1 s 内湍

速随机变化,成为不均匀且随机变化的光学介质,大气进入湍流状态^[5]。

当光波在大气中传输时,光波发生随机折射和衍射。由于湍流运动是一个随机过程,大气的折射率是时间和空间的随机变量,所以需要统计的方法描述光束在湍流大气中传输的光学特性。大气可以看作为一个对传输光束进行调制的线性滤波器,通常用大气折射率起伏功率谱描述折射率起伏的空间分布规律和大气的线性滤波性能,用大气折射率结构常数描述大气折射率随机起伏的幅度。

当传感器的曝光时间大于大气闪烁特征时间 10 ms,将产生时间平均,可有效减小大气闪烁起伏强度。大气闪烁时间平滑因子表示为^[6]:

$$A_\tau = \frac{\sigma_I^2(\tau)}{\sigma_I^2} = \frac{2}{\tau^2} \int_0^\tau (\tau - t) \frac{B_I(t)}{B_I(0)} dt, \quad (1)$$

式中 $B_I(t)$ 是传输光波的强度起伏时间协方差函数, σ_I^2 是曝光时间为无限短的情况下的强度起伏方差, σ_τ^2 是曝光时间为 τ 的情况下的强度起伏方差。

2.2 小天顶角下的大气闪烁时间平滑因子

对于上行传输光束可以近似认为是球面波,其强度起伏空间协方差函数表示为^[7]:

折射率起伏的 Kolmogorov 功率谱表示为:

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

式中 C_n^2 是大气折射率结构常数,被用来描述大气湍流的强度,其与局部的大气条件和距离地面的高度有关。

采用 Kolmogorov 湍流模型,曝光时间 τ 下的强度起伏方差表示为:

流层内部的可以认为是不变的,湍流做整体运动,即泰勒冻结湍流模型,其中 v 是横向风速,则^[5]:

$$f_\tau(\kappa) = (2\pi)^{-1} \int_0^{2\pi} \text{sinc}^2(\kappa v \tau \cos\phi / 2\pi) d\phi, \quad (5)$$

设光束通过大气层的厚度为 l , 则大气对光波的衍射效应对应的特征频率:

$$K_s = [\xi(1 - \xi)H_0 \sec\theta / 2k]^{-1/2} \approx (2k/l)^{1/2}$$

$$\sigma_l^2(\tau) \approx 2\pi H_0^2 (\sec\theta)^3 \int_0^{2\pi} d\phi \int_{h_0}^{H_0} \xi^2 (1 - \xi)^2 dh \int_0^\infty \kappa^5 \Phi_n(\kappa) \text{sinc}^2(\kappa v \tau \cos\phi / 2\pi) d\kappa, \quad (6)$$

则时间平滑因子的表达式:

$$A_\tau = \frac{\sigma_l^2(\tau)}{\sigma_l^2} = \lambda^{7/6} (v\tau)^{-7/3} A_{\tau 0} (q \sec\theta)^{7/6}, \quad (7)$$

式中:

$$A_{\tau 0} = 4\pi^{1/6} \frac{\int_0^{\pi/2} d\phi \int_0^\infty y^{4/3} \text{sinc}^2(y \cos\phi) dy}{\int_0^\infty x^{-11/6} \sin^2 x dx}, \quad (8)$$

$$q = H_0 \left[\frac{\int_{h_0}^{H_0} C_n^2(z) \xi^2 dh}{\int_{h_0}^{H_0} C_n^2(z) \xi^{5/6} dh} \right]^{6/7}, \quad (9)$$

从式(7)可以看出, 时间平滑因子是曝光时间、横向风、波长、天顶角和折射率结构常数的函数。式(7)在满足条件 $\tau \gg \sqrt{l/kv^2}$ 时适用, 当 $\tau \ll \sqrt{l/kv^2}$ 时, $A \approx 1$, 则在整个范围内, 时间平滑因子能够近似为:

$$A_\tau = \frac{1}{1 + A_{\tau 0}^{-1} (\rho_\tau^2 / \lambda q \sec\theta)^{7/6}}, \quad (10)$$

式中 $\rho_\tau = \tau v$ 是曝光时间与横向风速的乘积。

2.3 大天顶角下的大气闪烁时间平滑因子

Andrews 等人在 1999 年提出了修正 Rytov 近似法, 并建立了适用于强湍流区的唯象闪烁模型^[1]。修正 Rytov 近似法假设大尺度湍流产生的光波折射过程和小尺度湍流产生的光波衍射过程

$$B_{\ln x}(\rho) = \sigma_{\ln x}^2 \frac{1}{\mu_0} \int_{h_0}^H C_n^2(h) \xi^{-1/3} (1 - \xi)^{-1/3} \times {}_1F_1 \left[\frac{7}{5}; 1; \frac{-k\rho^2 \eta_x (1 - \xi)^{1/3}}{3L\xi^{5/3}} \right] dh, \quad (13)$$

式中 $\eta_x = L\kappa_x^2/k$, κ_x 是大尺度湍流对应的截止频率, $\mu_0 = \int_{h_0}^H C_n^2(h) \xi^{-1/3} (1 - \xi)^{1/3} dh$ 。

$$B_{\ln y}(\rho) = 0.944 \left(\frac{k\rho^2 \eta_y}{L} \right)^{5/12} \sigma_{\ln y}^2 \frac{1}{\mu_1} \int_{h_0}^H C_n^2(h) \left(\frac{h - h_0}{H - h_0} \right)^{-5/6} \times K_{5/6} \left[\left(\frac{h - h_0}{H - h_0} \right) \sqrt{\frac{k\rho^2 \eta_y}{L}} \right] dh, \quad (14)$$

曝光时间对应的特征频率 $K_\tau = 2/v\tau$, 当满足 $K_\tau \ll K_s$ 即 $\tau \gg \sqrt{l/kv^2}$ 时, 采用几何光学近似即 $f_s(\kappa) \approx 1$, 此时将式(5)代入式(4), 得强度起伏方差:

是相互独立的, 并把大气湍流引起的起伏看成是大尺度湍流引起的起伏对小尺度湍流引起的起伏的调制的结果。为了考虑光波相干性的变化, 修正 Rytov 近似法把大气看作为一个可以滤去适量的空间频率波分量的线性滤波器, 这样可以较好地分析强湍流区的湍流效应。归一化光强被表示为 $I = xy$, 其中 x 是由大尺度湍流引起的强度起伏, 而 y 是与大尺度湍流相独立的小尺度湍流引起的强度起伏。

对于大天顶角传输链路, 把大气看成为一个线性过滤波器, 滤波器的滤波功能通过湍流谱密度函数表示。在不考虑湍流外尺度的作用时, 修正 Rytov 近似法给出的折射率功率谱模型表示为^[1]:

$$\Phi_n(\kappa) =$$

$$0.033 C_n^2 \kappa^{-11/3} [G_x(\kappa) + G_y(\kappa)], \quad (11)$$

式中 $G_x(\kappa)$ 和 $G_y(\kappa)$ 分别是大尺度湍流和小尺度湍流的空间滤波函数。

大尺度湍流和小尺度湍流分别对应的对数强度起伏方差为 $\sigma_{\ln x}^2$ 和 $\sigma_{\ln y}^2$ 。定义大尺度引入的强度起伏的时间平滑因子 $A_x = \sigma_{\ln x}^2(\tau) / \sigma_{\ln x}^2$, 小尺度引入的强度起伏的时间平滑因子 $A_y = \sigma_{\ln y}^2(\tau) / \sigma_{\ln y}^2$, 则时间平滑后接收信号的对数强度归一化起伏方差表示为:

$$\sigma_{\ln I}^2 = A_x \sigma_{\ln x}^2 + A_y \sigma_{\ln y}^2, \quad (12)$$

大尺度湍流对应的协方差函数表示为^[8]:

小尺度湍流对应的协方差函数表示为^[8]:

式中 $\eta_y = L\kappa_y^2/k, \kappa_y$ 是小尺度湍流对应的截止频率, $\mu_1 = \int_{h_0}^H C_n^2(h) dh$ 。

$$A_{\ln x} = \frac{1}{\mu_0} \int_{h_0}^H C_n^2(h) \xi^{-1/3} (1 - \xi)^{-1/3} {}_2F_2(1/2, 7/5; 3/2, 2; \frac{-k\rho_\tau \eta_x (1 - \xi)^{1/3}}{3L\xi^{5/3}}) dh, \quad (15)$$

式中 σ_1^2 是 Rytov 方差, ${}_2F_2(a, b; c, d; x)$ 是广义超几何函数。

$$A_{\ln y} = \frac{2.642}{\mu_1} \int_{h_0}^H C_n^2(h) \left[\begin{array}{l} 0.359 {}_3F_3(1/2, 1; 1/6, 3/2, 2; \xi^2 \frac{k\rho_\tau^2 \eta_y}{4L}) \\ - 0.558 2(\xi^2 \frac{k\rho_\tau^2 \eta_y}{4L})^{5/6} {}_1F_2(4/3; 7/6; 17/6; \xi^2 \frac{k\rho_\tau^2 \eta_y}{4L}) \end{array} \right] dh, \quad (16)$$

3 模拟分析

光束垂直(或倾斜)通过大气时,大气湍流分布是不均匀的,必须考虑分布不均匀带来的影响。对于描述大气湍流强度的折射率结构常数 $C_n^2(h)$,最广泛使用的 Hufnagel-Valley (HV) 模型表示为^[9]:

$$C_n^2(h) = 0.00549(v/27)^2(10^{-5}h)^{10} \cdot \exp(-h/1000) + 2.7 \times 10^{-16} \cdot \exp(-h/1500) + A \exp(-h/100), \quad (17)$$

其中 A 是地面的折射率结构常数 $C_n^2(0)$ 。

下面模拟分析离地高度 $h_0 = 0$ 的地面终端发射的上行传输光束的时间平滑因子变化规律,其中选取横向风速 $v = 21 \text{ m/s}$,地面折射率结构常数

由式(13)得大尺度湍流引起的强度起伏的时间平滑因子表达式:

由式(14)得小尺度湍流引起的强度起伏的时间平滑因子表达式:

$C_n^2(0) = 1 \times 10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$, 波长 $\lambda = 0.6 \text{ }\mu\text{m}$ 。图1给出了在天顶角 θ 分别为 $0^\circ, 30^\circ$ 和 60° 下的时间平滑因子变化规律。图2给出了离地高度 H_0 分别为 $10, 100$ 和 1000 km 下的时间平滑因子变化规律。从图1可以看出,随着天顶角的增大,时间平滑作用降低。从图2可以看出,随着离开地面高度的增大,时间平滑作用也相应降低,这主要是因为相干半径随着离地高度的增大而增大。

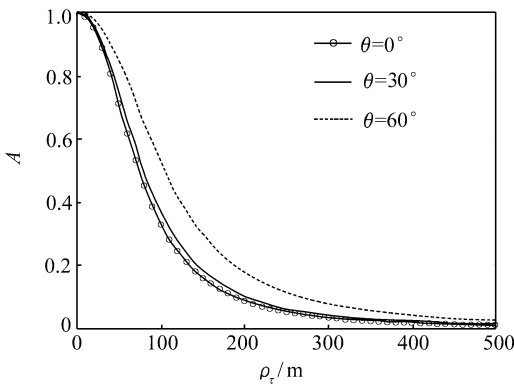


图1 在不同天顶角 θ 下,时间平滑因子随 ρ_τ 的变化规律

Fig. 1 Time-averaging factor vs. ρ_τ in different zenith angles

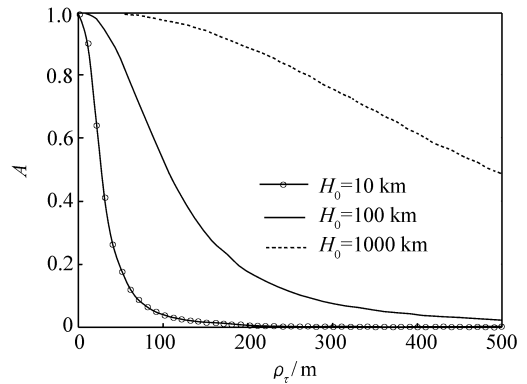


图2 在不同离地高度 H_0 下,时间平滑因子随 ρ_τ 的变化规律

Fig. 2 Time-averaging factor vs. ρ_τ in different values of H_0

4 结论

本文针对上行传输光束,理论研究了曝光时间对大气闪烁的影响,分别导出了小天顶角和大天顶角下的时间平滑因子表达式。理论研究表明,在星地激光链路中,不管是大天顶角还是小天顶角下的上行传输光束,通过增加探测器的曝

光时间都可以大大减小闪烁起伏强度,显著提高了瞄准捕获跟踪链路的稳定性,并且随着接收终

端离地高度和天顶角的增大,大气闪烁时间平滑作用降低。

参考文献:

- [1] ANDREWS L C, PHILLIPS R L, HOPEN C Y, *et al.*. Theory of optical scintillation[J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 1999, 16(6):1417-1429.
- [2] AL-HABASH M A, ANDREWS L C, PHILLIPS R L. Mathematical model for the irradiance probability density function of a laser beam propagating through turbulent media[J]. *Opt. Eng.*, 2001, 40(8):1554-1562.
- [3] AL-HABASH M A, ANDREWS L C. New mathematical model for the intensity PDF of a laser beam propagating through turbulent media[J]. *SPIE*, 2000, 3706:103-110.
- [4] ZHANG Y X, ZHU T, TAO C. Aperture-averaging effects for weak to strong scintillations in turbulent atmosphere[J]. *Chinese Opt. Lett.*, 2004, 2(7):373-375.
- [5] 张逸新. 随机介质中光的传播与成像[M]. 北京:国防工业出版社, 2002.
ZHANG Y X. *Optical Wave Propagation and Imaging in the Random Media* [M]. Beijing: National Defence Industry Press, 2002. (in Chinese)
- [6] TOYOSHIMA M, ARAKI K. Effects of time averaging on optical scintillation in a ground-to-satellite atmospheric propagation[J]. *Appl. Optics*, 2000, 39(12):1911-1919.
- [7] MIRPNOV V L, NOSOV V V. On the theory of spatially limited light beam displacements in a random inhomogeneous media[J]. *J. Opt. Soc. Am.*, 1977, 67(8):1073-1080.
- [8] ANDREWS L C, PHILLIPS R L, HOPEN C Y. Scintillation model for a satellite communication link at large zenith angles[J]. *Opt. Eng.*, 2000, 39(12):3272-3280.
- [9] ANDREWS L C, PHILLIPS R L, HOPEN C Y. *Laser Beam Scintillation with Applications* [M]. Bellingham: SPIE Optical Engineering Press, 2001:60-300.

作者简介:贾红莉(1982—),女,甘肃兰州人,硕士,主要从事大气光学及信号处理的研究。E-mail:jiahongli82@163.com