

# 斜程大气湍流中点目标回波的闪烁研究

贾 锐 韦宏艳 张洪建 蔡冬梅 李振军

太原理工大学物理与光电工程学院, 山西 太原 030024

**摘要** 为了研究随高度变化的大气湍流外尺度对斜程路径点目标回波闪烁指数的影响,基于修正 Rytov 方法,将斜程路径下双基系统及单基系统点目标回波的闪烁指数模型拓展至中度及强起伏湍流区域。该模型不仅包含内尺度因素,而且考虑了随高度变化的外尺度因素。数值模拟结果表明:当湍流起伏较弱时,外尺度对于闪烁指数的影响远小于内尺度;但当系统处于中度及强起伏湍流时,随高度变化的外尺度因素的影响作用明显,不可忽略。在激光通信、激光探测等系统中,可利用该研究结果对系统所处湍流区域引起的闪烁效应进行预测,以调整系统至最佳配置。

**关键词** 大气光学; 闪烁指数; 修正 Rytov 方法; 外尺度; 内尺度

中图分类号 P427.1

文献标识码 A

doi: 10.3788/CJL201542.1113001

## Scintillation Index of Echo Wave in Slant Atmospheric Turbulence

Jia Rui Wei Hongyan Zhang Hongjian Cai Dongmei Li Zhenjun

College of Physics and Optoelectronics, Taiyuan University of Technology, Taiyuan, Shanxi 030024, China

**Abstract** Based on the modified Rytov method, a model of scintillation index of echo wave from the point target in slant atmospheric turbulence is proposed. The model extends the scintillation index from weak fluctuation regimes to the moderate and strong fluctuation regimes in both monostatic system and bistatic system. Besides the inner scale, the model also contains the outer scale which changes with altitude. Numerical analysis results show that the outer scale affects the scintillation index little in the weak regime but plays an important role in the strong regime. The results above can be used for forecasting the influence of atmospheric turbulence on laser communication systems or laser detection systems.

**Key words** atmospheric optics; scintillation index; modified Rytov method; outer scale; inner scale

**OCIS codes** 010.1290; 010.1330; 010.1350; 010.7060; 290.5930

## 1 引 言

随着信息时代的到来,传统的微波通信系统已经逐渐不能满足人们日益增长的通信需求。因此,众多研究者希望以激光替代微波来传输信号并针对相关领域展开了很多研究。虽然激光通信系统具有通信容量大、功耗低等优势,但目前仍未能普及推广于生产生活中,其中很重要的一个影响因素就是激光波长短,在经过大气信道传输时会受到湍流影响产生光强闪烁效应。光强闪烁是指光波在大气中传输时,如果湍流直径远小于光束直径,会导致光束截面有很多小湍流,此时各自对照射的一小部分光束起散射或衍射作用,最终使得探测器上的光强出现忽大忽小(起伏)的现象,一般用闪烁指数来表示。一方面,光强起伏会影响光通信系统信噪比,导致接收信号失真,从而限制了光通信系统的应用;另一方面,也可以利用光强起伏的特性,利用激光雷达对大气气溶胶浓度进行探测。因此,这对于通信系统所在区域的大气湍流理论预测研究具有重要意义。

目前,光波在水平及斜程大气信道中单程传输理论已趋于完善<sup>[1-6]</sup>,但在激光探测、激光通信等实际应用

收稿日期: 2015-05-21; 收到修改稿日期: 2015-07-08

基金项目: 山西省自然科学基金(2013011006-3)

作者简介: 贾 锐(1990—),男,硕士研究生,主要从事大气湍流中回波闪烁指数方面的研究。E-mail: jiarui2046@126.com

导师简介: 韦宏艳(1979—),女,博士,副教授,主要从事大气湍流中激光光束传输及应用方面的研究。

E-mail: why\_1221@126.com(通信联系人)

中,因为光波需要两次穿越大气湍流,从而使得对于回波闪烁指数的研究日趋紧要。2001年,Andrews等<sup>[7]</sup>利用修正 Rytov 方法推导了水平视距传播路径上可适用于从弱到强起伏条件下的回波闪烁指数模型。2009年,韦宏艳<sup>[8]</sup>将 Rytov 方法的 ABCD 传输矩阵描述形式推广至斜程路径反射器的回波特性计算。2013年,刘向远等<sup>[9]</sup>系统地分析了大气中间层激光钠信标荧光回波光子的影响因素;Gurvich等<sup>[10]</sup>研究了双程路径下后向增强效应对激光雷达系统的影响;程玲等<sup>[11]</sup>利用经典 Rytov 方法对弱起伏湍流区域中斜程路径回波的闪烁指数进行了理论建模,并分析了内尺度、外尺度及波长对闪烁指数的影响。2014年,王利国等<sup>[12]</sup>利用 Rytov 方法和广义惠更斯菲涅耳原理推导了粗糙目标回波的残余闪烁指数。

本文基于修正 Rytov 方法并引入随高度变化的外尺度模型,进一步将斜程大气湍流路径点目标(即横向尺寸远小于第一菲涅耳区尺寸的目标)回波的闪烁指数模型拓展至中等及强起伏湍流区域,数值分析了单基系统与双基系统的闪烁指数,并根据计算结果讨论了采用随高度变化的外尺度的必要性。

## 2 湍流参量

为了理论分析的方便,一般将大气湍流引起的折射率起伏作为平稳随机过程来进行处理。本文将点目标的回波闪烁指数公式扩展至中等及强起伏区域,因此空间折射率起伏谱  $\Phi_n$  采用修正 Hill 谱,该谱引入大尺度和小尺度滤波函数并且考虑了内、外尺度,表示形式为<sup>[11]</sup>

$$\Phi_n(\kappa) = 0.033 C_n^2(h) \kappa^{-1/3} G(\kappa, l_0, L_0), \quad (1)$$

$$G(\kappa, l_0, L_0) \equiv G_x(\kappa, l_0, L_0) + G_y(\kappa, l_0) = f(\kappa l_0) g(\kappa L_0) \exp\left(-\frac{\kappa^2}{\kappa_x^2}\right) + \frac{\kappa^{11/3}}{(\kappa^2 + \kappa_y^2)^{11/6}}, \quad (2)$$

式中  $\kappa$  表示大气湍流的空间频率,  $\kappa_x$ 、 $\kappa_y$  分别表示大、小尺度湍流的空间截止频率,  $G(\kappa, l_0, L_0)$  表示空间滤波函数,  $G_x(\kappa, l_0, L_0)$  及  $G_y(\kappa, l_0)$  分别表示大、小尺度滤波函数,  $h$  为传输高度,  $l_0$  及  $L_0$  分别表示内、外尺度,  $f(\kappa l_0)$  及  $g(\kappa L_0)$  为描述内、外尺度修正模型的因子,分别表示为

$$f(\kappa l_0) = \exp\left(-\frac{\kappa^2}{\kappa_l^2}\right) \left[ 1 + 1.802 \frac{\kappa}{\kappa_l} - 0.254 \left(\frac{\kappa}{\kappa_l}\right)^{7/6} \right], \quad (3)$$

$$g(\kappa L_0) = 1 - \exp\left(-\frac{\kappa^2}{\kappa_0^2}\right), \quad (4)$$

其中,  $\kappa_l = 3.3/l_0$ ,  $\kappa_0 = 8\pi/L_0$ 。

由于外尺度随高度变化,且在中度及强起伏区域作用明显,因此,本文采用 Colman 等<sup>[13]</sup>所推出的外尺度估算公式来表示:

$$L_0(h) = \begin{cases} \frac{1}{2} \left[ \frac{4}{1 + \left(\frac{h-8500}{2500}\right)^2} + \frac{5}{1 + \left(\frac{h-7500}{2000}\right)^2} \right], & , h > 2000 \text{ m} \\ L_0(h) = 1.552 \text{ m} & , h \leq 2000 \text{ m} \end{cases} \quad (5)$$

(1) 式中  $C_n^2(h)$  为大气折射率结构常数,本文采用随高度变化的 ITU-R<sup>[14]</sup>大气折射率结构常数模型:

$$C_n^2(h) = 8.148 \times 10^{-56} v_{\text{RMS}}^2(h)^{10} \exp(-h/1000) + 2.7 \times 10^{-16} \exp(-h/1500) + C_{n0}^2 \exp(-h/100), \quad (6)$$

式中  $v_{\text{RMS}}^2 = \sqrt{v_g^2 + 30.69v_g + 348.91}$ , 是垂直路径风速,  $v_g$  是近地面风速(典型值为 2.8 m/s),  $C_{n0}^2$  是地平面附近的大气结构常数(典型值为  $1.7 \times 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ )。

## 3 波束参量

光波波束在通过大气湍流双斜程路径传输中,其光波特性能用对应波束参数来描述<sup>[1]</sup>。其中,用于描述发射机处的初始光波特性的波束参数为

$$\Theta_0 = 1 - \frac{L}{F_0}, \quad \Lambda_0 = \frac{2L}{kW_0^2}, \quad (7)$$

式中  $\Theta_0$  和  $\Lambda_0$  分别为初始光波的无量纲曲率参数和非涅耳率,  $L$  为斜程传输距离,  $k$  为光波波数,  $W_0$  为有效光波半径,  $F_0$  为初始光波的波前相位曲率半径。波束入射到目标反射器的波束参数为

$$\Theta_1 = \frac{\Theta_0}{\Theta_0^2 + \Lambda_0^2} = 1 + \frac{L}{F_1}, \quad \bar{\Theta}_1 = 1 - \Theta_1, \quad \Lambda_1 = \frac{\Lambda_0}{\Theta_0^2 + \Lambda_0^2} = \frac{2L}{kW_1^2}, \quad (8)$$

式中  $\Theta_1$  和  $\Lambda_1$  分别为目标平面光波的无量纲曲率参数和非涅耳率,  $W_1$  为入射波的半径,  $F_1$  为入射波的曲率半径。若入射光束为准直高斯波束, 其初始光波的无量纲曲率参数和非涅耳率为  $\Theta_0 = \Lambda_0 = 1$ , 球面波的波束参量为  $\Theta_1 = \Lambda_1 = 0$ 。

#### 4 斜程大气湍流中点目标回波闪烁指数

图 1 为激光传输示意图, 光波由地面发射器发射至点目标并经点目标反射返回至接收器, 期间两次穿越大气湍流区域, 其中图 1(a) 为双基系统示意图, 图 1(b) 为单基系统示意图。当接收器与发射器距离大于非涅耳半径时, 称为双基系统, 否则称为单基系统。在双基系统中, 入射光束与反射光束相互独立地穿越大气湍流, 上行线路与下行线路之间无相关作用。在单基系统中, 光束经由折叠路径 ( $AECFA$ ) 与相反路径 ( $ABCD$  与  $ADCBA$ ) 传播时, 由于入射光束与反射光束穿越同一大气湍流, 由大气湍流引起的复相位扰动中含有两种路径所对应的相关项, 进而引起对闪烁指数构成影响的后向散射放大作用 (BSAE)<sup>[1,15]</sup>。

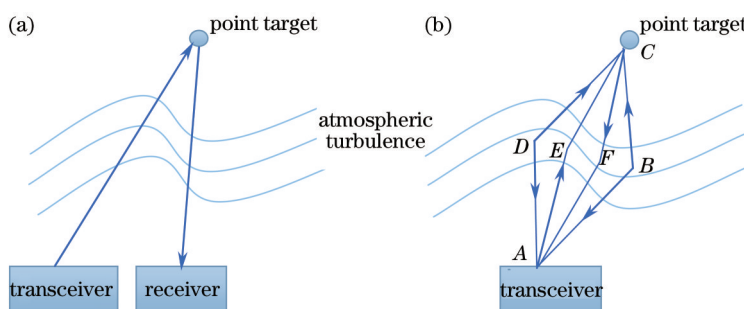


图 1 激光传输示意图。(a) 双基系统; (b) 单基系统

Fig.1 Schematic diagram of laser transmission. (a) Biastatic system; (b) monostatic system

下文以高斯波束为发射光束分别对两种系统的回波闪烁指数公式进行推导。

##### 4.1 双基系统

采用双基系统时, 点目标回波的闪烁指数  $\sigma_r^2(r, 2L)_{\text{biastatic}}$  可表示为<sup>[11]</sup>

$$\sigma_r^2(r, 2L)_{\text{biastatic}} \equiv \sigma_r^2(2L)_{\text{biastatic}} = \exp[\sigma_{\ln I, \text{beam}}^2(0, L) + \sigma_{\ln I, \text{sp}}^2(L)] - 1, \quad (9)$$

式中  $r$  表示接收器平面观察点的径向矢量,  $\sigma_{\ln I, \text{beam}}^2(0, L)$  为发射光束 (高斯波) 的轴向对数振幅方差,  $\sigma_{\ln I, \text{sp}}^2(L)$  为散射光束 (球面波) 的对数振幅方差。

由文献[3-4]可以得到

$$\sigma_{\ln I, \text{beam}}^2(0, L) = \sigma_{\ln X, \text{beam}}^2(0, L) + \sigma_{\ln Y, \text{beam}}^2(0, L), \quad (10)$$

式中  $\sigma_{\ln X, \text{beam}}^2(0, L)$  与  $\sigma_{\ln Y, \text{beam}}^2(0, L)$  分别表示大、小尺度的对数振幅方差 (轴向),

$$\sigma_{\ln Y, \text{beam}}^2(0, L) = \frac{0.509\sigma_c^2}{\left[1 + 0.69(\sigma_c^2)^{6/5}\right]^{5/6}}, \quad (11)$$

$$\sigma_{\ln X, \text{beam}}^2(0, L) = \sigma_{\ln X, \text{beam}}^2(0, l_0) - \sigma_{\ln X, \text{beam}}^2(0, l_0, L_0), \quad (12)$$

其中,  $\sigma_c^2$  为仅仅考虑内尺度时弱起伏下的闪烁指数<sup>[3]</sup>,  $\sigma_{\ln X, \text{beam}}^2(0, l_0)$  为仅考虑湍流内尺度效应的大尺度对数振幅方差 (轴向), 计算公式为<sup>[3]</sup>

$$\sigma_{\ln \chi, \text{beam}}^2(0, l_0) = 1.06\sigma_0^2 \int_0^1 \frac{C_n^2(h)}{C_{n0}^2} \left\{ \Gamma\left(-\frac{5}{6}\right) \left[ a^{\frac{5}{6}} - (a^2 + b^2)^{\frac{12}{5}} \cos\left(\frac{5}{6}\phi\right) \right] + \frac{1.802}{Q_l^{1/2}} \Gamma\left(-\frac{1}{3}\right) \left[ a^{\frac{1}{3}} - (a^2 + b^2)^{\frac{1}{6}} \cos\left(\frac{1}{3}\phi\right) \right] - \frac{0.254}{Q_l^{7/12}} \Gamma\left(-\frac{1}{4}\right) \left[ a^{\frac{1}{4}} - (a^2 + b^2)^{\frac{1}{8}} \cos\left(\frac{1}{4}\phi\right) \right] \right\} d\xi, \quad (13)$$

其中,  $\Gamma(\cdot)$  表示 Gamma 函数,  $a = 1/Q_l + 1/\eta_x + \Lambda_1 \xi^2$ ,  $b = \xi(1 - \bar{\Theta}_1 \xi)$ ,  $Q_l = Lk_l^2/k$ ,  $\phi = \arctan(b/a)$ ,  $1/\eta_x = 0.38/(1 - 3.21\bar{\Theta}_1 + 5.29\bar{\Theta}_1^2) + 0.629Q_l^{1/6} [\sigma_1^{1/6} \sigma_2 / (1 + 2.2\bar{\Theta}_1)]^{6/7}$ ,  $\sigma_0^2 = 1.23C_{n0}^2 k^{7/6} L^{11/6}$ , 为表征湍流强度的 Rytov 方差,  $\sigma_1 = 2.25k^{7/6} L^{11/6} \int_0^1 C_n^2(h) [\xi(1 - \bar{\Theta}_1 \xi)]^{5/6} d\xi$ ,  $\sigma_2 = k^{7/6} L^{11/6} \int_0^1 C_n^2(h) [\xi(1 - \bar{\Theta}_1 \xi)]^2 d\xi$ 。

(12)式中,  $\sigma_{\ln \chi, \text{beam}}^2(0, l_0, L_0)$  为考虑了湍流外尺度效应的大尺度对数振幅方差(轴向), 计算公式为<sup>[4]</sup>

$$\sigma_{\ln \chi, \text{beam}}^2(0, l_0, L_0) = 1.06\sigma_0^2 \int_0^1 \frac{C_n^2(h)}{C_{n0}^2} \left\{ \Gamma\left(-\frac{5}{6}\right) \left[ a_1^{\frac{5}{6}} - (a_1^2 + b^2)^{\frac{12}{5}} \cos\left(\frac{5}{6}\phi_1\right) \right] + \frac{1.802}{Q_l^{1/2}} \Gamma\left(-\frac{1}{3}\right) \left[ a_1^{\frac{1}{3}} - (a_1^2 + b^2)^{\frac{1}{6}} \cos\left(\frac{1}{3}\phi_1\right) \right] - \frac{0.254}{Q_l^{7/12}} \Gamma\left(-\frac{1}{4}\right) \left[ a_1^{\frac{1}{4}} - (a_1^2 + b^2)^{\frac{1}{8}} \cos\left(\frac{1}{4}\phi_1\right) \right] \right\} d\xi, \quad (14)$$

式中  $a_1 = 1/Q_l + 1/\eta_x + 1/Q_0 + \Lambda_1 \xi^2$ ,  $\phi_1 = \arctan(b/a_1)$ ,  $Q_0 = Lk_0^2/k$ 。

选取波束参数  $\Theta_0 = \Lambda_0 = 1$  代入(14)式中进行推导, 即可得到高斯波束的对数光强起伏; 同理, 将  $\Theta_1 = \Lambda_1 = 0$  代入, 即可得到球面波对数光强起伏。将所得两种对数方差代入(9)式, 就可以求出双基系统时点目标回波的闪烁指数公式。

#### 4.2 单基系统

在单基系统下, 折叠路径与相反路径会引起后向散射放大作用(BSAE), 所以相对于双基系统, 要考虑 BSAE 参数, 表示为<sup>[1]</sup>

$$N(\mathbf{r}) = \exp[B_{\ln I}^{\text{ir}}(\mathbf{r}, L)] = \exp[B_{\ln \chi}^{\text{ir}}(\mathbf{r}, L) + B_{\ln \nu}^{\text{ir}}(\mathbf{r}, L)], \quad (15)$$

式中  $B_{\ln I}^{\text{ir}}(\mathbf{r}, L)$  表示对数光强相关函数,  $B_{\ln \chi}^{\text{ir}}(\mathbf{r}, L)$ 、 $B_{\ln \nu}^{\text{ir}}(\mathbf{r}, L)$  分别表示大、小尺度因子。由于(15)式在距离光轴一个菲涅耳区大小时会迅速减小至 0, 且在中度及强起伏区域小尺度因子的作用消失, 因此 BSAE 参数可以表示为

$$N(\mathbf{r}) \approx N(0) = \exp[B_{\ln I}^{\text{ir}}(0, L)] \approx \exp[B_{\ln \chi}^{\text{ir}}(0, L)], \quad (16)$$

式中

$$B_{\ln \chi}^{\text{ir}}(0, L) = B_{\ln \chi}^{\text{ir}}(l_0) - B_{\ln \chi}^{\text{ir}}(L_0), \quad 1 < \Lambda_0 < \infty, \quad (17)$$

其中,  $B_{\ln \chi}^{\text{ir}}(l_0)$  与  $B_{\ln \chi}^{\text{ir}}(L_0)$  表示考虑湍流内、外尺度时的对数光强相关函数, 它们可以表示为

$$B_{\ln \chi}^{\text{ir}}(l_0) = 8\pi^2 k^2 L \int_0^1 \int_0^\infty \kappa f(\kappa, l_0) \exp\left(-\frac{\kappa^2}{\kappa_x^2}\right) \exp\left(-\frac{\Lambda_1 L \kappa^2 \xi^2}{2k}\right) \times \left\{ \cos\left(\frac{L \kappa^2 \xi^2 \Theta_1}{2k}\right) - \cos\left[\frac{L \kappa^2}{2k} \xi(2 - 2\xi + \Theta_1 \xi)\right] \right\} d\kappa d\xi, \quad (18)$$

$$B_{\ln \chi}^{\text{ir}}(L_0) = 8\pi^2 k^2 L \int_0^1 \int_0^\infty \kappa f(\kappa, l_0) \exp\left(-\frac{\kappa^2}{\kappa_0^2}\right) \exp\left(-\frac{\kappa^2}{\kappa_x^2}\right) \exp\left(-\frac{\Lambda_1 L \kappa^2 \xi^2}{2k}\right) \times \left\{ \cos\left(\frac{L \kappa^2 \xi^2 \Theta_1}{2k}\right) - \cos\left[\frac{L \kappa^2}{2k} \xi(2 - 2\xi + \Theta_1 \xi)\right] \right\} d\kappa d\xi. \quad (19)$$

分别对(18)、(19)式进行推导, 得到

$$B_{\ln \chi}^{\text{ir}}(l_0) \approx 1.06\sigma_0^2 \int_0^1 \frac{C_n^2(h)}{C_{n0}^2} \left\{ \Gamma\left(-\frac{5}{6}\right) \left[ (a_2^2 + b_2^2)^{\frac{12}{5}} \cos\left(\frac{5}{6}\phi_2\right) - (a_2^2 + c_2^2)^{\frac{12}{5}} \cos\left(\frac{5}{6}\phi_3\right) \right] + \frac{1.802}{Q_l^{1/2}} \Gamma\left(-\frac{1}{3}\right) \left[ (a_2^2 + b_2^2)^{\frac{1}{6}} \cos\left(\frac{1}{3}\phi_2\right) - (a_2^2 + c_2^2)^{\frac{1}{6}} \cos\left(\frac{1}{3}\phi_3\right) \right] - \frac{0.254}{Q_l^{7/12}} \Gamma\left(-\frac{1}{4}\right) \left[ (a_2^2 + b_2^2)^{\frac{1}{8}} \cos\left(\frac{1}{4}\phi_2\right) - (a_2^2 + c_2^2)^{\frac{1}{8}} \cos\left(\frac{1}{4}\phi_3\right) \right] \right\} d\xi, \quad (20)$$

$$\begin{aligned}
 B_{\ln x}^{\text{ir}}(L_0) \approx & 1.06\sigma_0^2 \int_0^1 \frac{C_n^2(h)}{C_n^2} \left\{ \Gamma\left(-\frac{5}{6}\right) \left[ (a_3^2 + b_2^2)^{\frac{12}{5}} \cos\left(\frac{5}{6}\phi_4\right) - (a_3^2 + c_2^2)^{\frac{12}{5}} \cos\left(\frac{5}{6}\phi_5\right) \right] + \right. \\
 & \frac{1.802}{Q_l^{1/2}} \Gamma\left(-\frac{1}{3}\right) \left[ (a_3^2 + b_2^2)^{\frac{6}{5}} \cos\left(\frac{1}{3}\phi_4\right) - (a_3^2 + c_2^2)^{\frac{6}{5}} \cos\left(\frac{1}{3}\phi_5\right) \right] - \\
 & \left. \frac{0.254}{Q_l^{7/12}} \Gamma\left(-\frac{1}{4}\right) \left[ (a_3^2 + b_2^2)^{\frac{8}{5}} \cos\left(\frac{1}{4}\phi_4\right) - (a_3^2 + c_2^2)^{\frac{8}{5}} \cos\left(\frac{1}{4}\phi_5\right) \right] \right\} d\xi, \quad (21)
 \end{aligned}$$

式中

$$\begin{aligned}
 a_2 = & 1/Q_l + 1/\eta_b + \Lambda_1 \xi^2/2, \quad b_2 = \Theta_1 \xi^2/2, \quad c_2 = \xi(2 - \xi^2 + \Theta_1 \xi), \quad a_3 = 1/Q_l + 1/Q_0 + 1/\eta_b + \Lambda_1 \xi^2/2, \\
 \phi_2 = & \arctan(b_2/a_2), \quad \phi_3 = \arctan(c_2/a_2), \quad \phi_4 = \arctan(b_2/a_3), \quad \phi_5 = \arctan(c_2/a_3), \\
 1/\eta_b = & 0.38/(1 - 3.21\bar{\Theta}_1 + 5.29\bar{\Theta}_1^2) + 0.629Q_l^{1/6} [\sigma_1^{1/6} \sigma_{2b}/(1 + 2.2\bar{\Theta}_1)]^{6/7}, \\
 \sigma_{2b} = & 0.25k^{7/6} L^{11/6} \int_0^1 C_n^2(h) \xi^2 [(2 - 2\xi + \Theta_1 \xi)^2 - \Theta_1^2 \xi^2] d\xi.
 \end{aligned}$$

将上文推导的BSAE参数(16)式与双基系统下的闪烁指数(9)式代入下式<sup>[1]</sup>

$$\sigma_r^2(r, 2L)_{\text{monostatic}} \approx \sigma_r^2(2L)_{\text{bistatic}} + 2 \left\{ \exp[-B_{\ln l}^{\text{ir}}(0, L)] - \exp[-2B_{\ln l}^{\text{ir}}(0, L)] \right\} [1 + \sigma_r^2(2L)_{\text{bistatic}}], \quad (22)$$

即可得到单基系统下斜程大气湍流中点目标回波闪烁指数。

## 5 数值分析

第4节推导结果表明,点目标回波的闪烁指数是通过在轴计算得到。本文讨论的是斜程传输问题,一般在水平路径上  $C_n^2(h)$  为常数,而在斜程路径上,  $C_n^2(h)$  是随高度变化的,所以在这些表达式中保留了  $C_n^2(h)$  的路径积分形式。取发射激光波束宽度为 1 cm,  $H=L/3$ ,  $L$  取值为 20 km, 利用 Matlab 对第4节中所推导的点目标回波闪烁指数公式进行数值分析。

图2给出了双基与单基系统的闪烁指数随湍流起伏强度变化的曲线,计算中外尺度采用(5)式所得随高度变化的大气湍流外尺度。由图中可以看出,单基系统与双基系统点目标回波闪烁指数都表现为随着湍流起伏强度的增大先增大后减小。在单基系统中,由于后向散射放大作用的存在,点目标回波的闪烁指数峰值约为双基系统的2.18倍。由于在双基系统中,上行线路与下行线路之间无相关作用,其回波闪烁指数公式特性与单斜程路径的回波闪烁指数公式相似,而关于内、外尺度在单斜程路径中的影响已有较多研究,因此下面仅以单基系统为例来分析大气湍流内尺度及外尺度对点目标激光回波闪烁指数的影响。

为了定量地比较分析内尺度及外尺度对于回波闪烁指数的影响,在回波闪烁指数计算中,利用固定的外尺度值来替换随高度变化的外尺度。图3给出了3种不同湍流强度下,回波闪烁指数随湍流内、外尺度的变化关系。从图中可以看出,当湍流分别处于弱起伏 ( $\sigma_0 = 1$ )、中等起伏 ( $\sigma_0 = 6$ ) 与强起伏 ( $\sigma_0 = 30$ ) 状态下,外

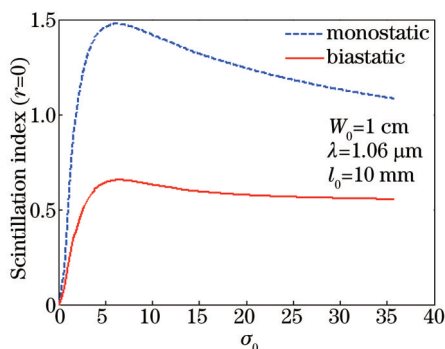


图2 单基系统与双基系统的点目标回波轴向闪烁指数随湍流起伏强度的变化关系

Fig.2 On-axis scintillation indexes as functions of the root-mean-square Rylov variance respectively for a monostatic channel and a biastatic channel

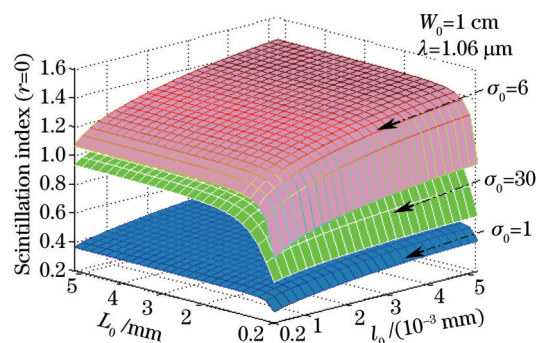


图3 单基系统中3种起伏强度下,闪烁指数随大气湍流内、外尺度的变化关系

Fig.3 On-axis scintillation indexes as functions of the inner scale and outer scale respectively for 3 regimes of fluctuation



尺度为 1 m 时,内尺度由 1 mm 增至 5 mm,闪烁指数分别增大了约 24.82%、20.32%、15.19%;内尺度为 1 mm 时,外尺度由 1 m 增至 5 m,闪烁指数分别增大约 3.74%、10.32%、38.53%。结果表明:在弱起伏湍流区域,闪烁指数受内尺度作用明显,外尺度的影响可忽略;随着湍流起伏强度的增强,外尺度对于闪烁指数的贡献逐渐增大,内尺度对于闪烁指数的贡献逐渐减小。这是由于对闪烁起主要作用的是与相关长度同尺度的湍流,相关长度随着湍流强度的增加而减小。湍流较弱时,造成闪烁的主要是非涅耳半径大小的湍流;在中等强度湍流区域,内尺度大小的湍流逐渐成为主要影响因素;随着湍流强度继续增大,内尺度对闪烁指数的贡献逐渐减小。

图 3 的分析中外尺度取定值,而在实际大气中湍流的外尺度是随高度变化的,如图 4 所示。可以看出,当高度大于 2 km 时,外尺度在 0.5~4.5 m 之间变化。而由图 3 可以看出,在中等及强起伏湍流中,外尺度在 0.5~2.5 m 之间变化对闪烁指数的影响尤为显著。所以,在计算斜程回波闪烁指数的过程中若将外尺度设为定值,在弱起伏区域中影响较小,但在中等及强起伏区域中会带来较大误差。为了验证此结果,图 5 给出了当外尺度分别为固定值 0.5、5 m 及利用(5)式所得随高度变化的值时,单基系统的点目标回波闪烁指数随湍流起伏强度的变化关系。由图中可以看出,当  $\sigma_0 = 30$  时,外尺度为 5 m 所得闪烁指数比利用随高度变化的外尺度所得到的闪烁指数增大了约 6.19%,而外尺度为 0.5 m 所得闪烁指数比利用随高度变化的外尺度所得到的闪烁指数减小了约 22.12%。数值计算结果与理论分析一致。

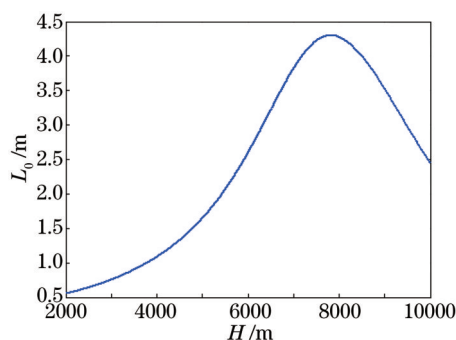


图 4 外尺度随高度变化关系

Fig.4 Outer scale as a function of altitude

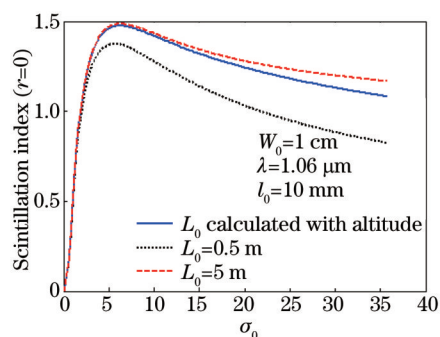


图 5 3 种外尺度时,回波闪烁指数随湍流起伏强度的变化关系

Fig.5 On-axis scintillation indexes as functions of the root-mean-square Rytov variance respectively for 3 values of the outer scale

## 6 结 论

基于修正 Rytov 方法并采用随高度变化的大气湍流外尺度,通过对斜程大气湍流路径下点目标回波闪烁指数的推导及数值分析,得出如下结论:在单基系统中,折叠路径与相反路径会产生后向散射放大作用,导致光强闪烁效应大于双基系统;在弱起伏区域,外尺度对于闪烁指数的影响远小于内尺度,但是随着湍流起伏强度的增大,外尺度的作用逐渐增大,而内尺度的作用逐渐减小;在斜程传输中,对于闪烁指数的计算必须采用随高度变化的外尺度,否则会因忽略外尺度的变化所造成的影响而产生较大误差。

在构建如自由空间光通信、激光雷达测量大气气溶胶浓度等系统时,必须考量大气湍流对于回波的光强起伏的影响,此时可以采用所推导的闪烁指数模型进行计算分析,进而选择适当的系统配置以取得最佳预期效果。

## 参 考 文 献

- 1 Andrews L C, Phillips R L. Laser Beam Propagation Through Random Media[M]. Bellingham, WA: SPIE press, 2005.
- 2 Liu Jun, Wu Pengli, Gao Ming. Wander and spreading of polarized and partially coherent laser propagation on slant path in turbulence atmospheric[J]. Chinese J Laser, 2012, 39(10): 1013002.
- 刘 钧,吴鹏利,高 明. 偏振部分相干激光斜程湍流大气传输的漂移扩展[J]. 中国激光, 2012, 39(10): 1013002.
- 3 Yang Ruike, Wu Zhensen, Zhang Peirong. Study of scintillation for infrared laser beam propagating in atmospheric turbulence on

- Earth-space paths[J]. International Journal of Infrared and Millimeter Waves, 2004, 25(6): 1003-1011.
- 4 Yang Ruike, Liu Kexiang, Wu Zhensen, *et al.*. Scintillation of beam wave propagation along earth-space paths from outer-scale of turbulent atmosphere[J]. Chinese Journal of Radio Science, 2006, 21(6): 899-903.  
杨瑞科, 刘科祥, 吴振森, 等. 湍流大气外尺度对波束地-空传播闪烁影响研究[J]. 电波科学学报, 2006, 21(6): 899-903.
- 5 Wang Rui, Wang Tingfeng, Sun Tao. Simulation model of laser atmospheric transmission characteristics using arbitrary thickness random phase screen[J]. Chinese J Lasers, 2013, 40(8): 0813001.  
王 锐, 王挺峰, 孙 涛. 任意厚度随机相位屏激光大气传输特性仿真模型[J]. 中国激光, 2013, 40(8): 0813001.
- 6 Huang Yongping, Duan Zhichun, He Yehuan, *et al.*. Change of turbulence distance for partially coherent flat-topped beams propagating through non-Kolmogorov turbulence[J]. Chinese J Lasers, 2014, 41(9): 0913002.  
黄永平, 段志春, 贺也洹, 等. 部分相干平顶光束在非Kolmogorov大气湍流中湍流距离的变化[J]. 中国激光, 2014, 41(9): 0913002.
- 7 Andrews L C, Phillips R L. Monostatic lidar in weak-to-strong turbulence[J]. Waves in Random Media, 2001, 11(3): 233-245.
- 8 Wei Hongyan. Laser Beam Propagation on the Slant Path Through the Turbulent Atmosphere and the Characteristics of Returned Waves by Targets[D]. Xi'an: Xidian University, 2009.  
韦宏艳. 斜程湍流大气中激光波束传输及目标回波特性[D]. 西安: 西安电子科技大学, 2009.
- 9 Liu Xiangyuan, Qian Xianmei, Liu Dandan, *et al.*. Influencing factors and numerical simulation for the number of return photons from sodium laser beacon[J]. Chinese J Lasers, 2013, 40(6): 0613001.  
刘向远, 钱仙妹, 刘丹丹, 等. 激光钠信标荧光回波光光子数的影响因素及其数值模拟[J]. 中国激光, 2013, 40(6): 0613001.
- 10 Gurvich A S, Kulikov V A. Lidar sensing of the turbulence based on the backscattering enhancement effect[C]. SPIE, 2013, 8610: 8610U.
- 11 Cheng Ling, Wei Hongyan, Zhang Hongjian, *et al.*. Scintillation index of echo wave in slant atmosphere turbulence[J]. High Power Laser and Particle Beams, 2013, 25(9): 2262-2266.  
程 玲, 韦宏艳, 张洪建, 等. 斜程大气湍流中激光回波的闪烁指数[J]. 强激光与粒子束, 2013, 25(9): 2262-2266.
- 12 Wang Ligu, Wu Zhensen, Wang Mingjun. Numerical research on effect of the size of the target in turbulence on the residual scintillation index[J]. Acta Optica Sinica, 2014, 34(2): 0201003.  
王利国, 吴振森, 王明军. 大气湍流中目标尺寸对回波闪烁残余指数影响的数值研究[J]. 光学学报, 2014, 34(2): 0201003.
- 13 Coulman C E, Vernin J, Coquegniot Y, *et al.*. Outer scale of turbulence appropriate to modeling refractive-index structure profiles [J]. Applied Optics, 1988, 27(1): 155-160.
- 14 ITU-R P. On Propagation Data and Prediction Methods Required for the Design of Space-to-Earth and Earth-to-Space Optical Communication Systems[R]. Budapest: Radio Communication Study Group Meeting, 2001.
- 15 Aksenov V P, Banakh V A, Buldakov V M, *et al.*. Distribution of fluctuations of light intensity behind the objective of a telescope after reflection in a turbulent atmosphere[J]. Soviet Journal of Quantum Electronics, 1985, 15(10): 1404-1406.

栏目编辑: 史 敏