

文章编号: 0253-2239(2005)04-433-6

高斯波束在湍流大气斜程传输中的闪烁问题研究*

易修雄 郭立新 吴振森

(西安电子科技大学理学院, 西安 710071)

摘要: 根据光波斜程传输理论以及随高度变化的 ITU-R 湍流大气结构常数模型, 将水平传输的修正里托夫方法推广到了斜程传输问题中。导出了高斯波束入射时, 在零内尺度湍流谱模型及考虑湍流内尺度效应和外尺度效应条件下, 从弱起伏湍流区到强起伏湍流区闪烁指数随斜程里托夫方差变化的计算公式。讨论了不同传播高度、不同湍流内、外尺度对高斯波束斜程传输闪烁指数的影响。最后将有关数值计算结果与实验测量结果进行了比较和验证。

关键词: 大气光学; 高斯波束; 光波闪烁; 斜程传输; 修正里托夫解

中图分类号: TN012 文献标识码: A

Study on the Optical Scintillation for Gaussian Beam Propagation in the Slant Path through the Atmospheric Turbulence

Yi Xiuxiong Guo Lixin Wu Zhensen

(School of Science, Xidian University, Xi'an 710071)

Abstract: Based on the theory of optical wave propagation in the slant path and the ITU-R turbulence structure constant model which is dependent on altitude, the modified Rytov method, which is applicable to the optical wave propagation in the horizontal path, is extended to the propagation in the slant path. The formula of scintillation index as a function of the Rytov variance is derived and obtained from weak to strong fluctuation regions with Gaussian beam incidence, and the effect of the turbulence spectrum model with zero and non-zero inner scale in addition to a finite outer scale is included. The influence of different altitudes, different sizes of the inner and outer scale of the turbulence on the scintillation index with Gaussian beam propagation in the slant path is discussed in detail. Finally, the numerical results are compared and verified with the experimental data.

Key words: atmospheric optics; Gaussian beam; optical scintillation; propagation in the slant path; the modified Rytov method

1 引 言

激光大气闪烁一直是随机介质中波传播研究的一个重要问题。有关光波在湍流大气中的传播研究早在 20 世纪 60 年代就有 Tatarski 和 Chernov 等^[1,2]开始了研究, 但他们主要研究水平空间传播下弱起伏区的里托夫(Rytov)解, 且入射波局限于平面波和球面波。修正里托夫方法将经典里托夫方法扩展到了中等湍流和强湍流区的闪烁研究^[3,4]。近年来激光卫星通信和激光制导等诸方面的研究均

要求考虑光波斜程传输问题, 此时大气结构常数随传播路径的变化有很大关系, 而经典的光闪烁理论到目前为止仅能解决大气结构常数不变的水平空间传输问题, 尤其是在中等起伏和强起伏湍流区。关于光波斜程传输问题研究, Andrews 等^[5]首先研究了零内尺度条件下弱起伏区中的高斯波束传播问题, 随后又开展了有关平面波和球面波从弱起伏到强起伏湍流区中的闪烁问题研究^[6]。本文在以上有关研究基础上, 根据 ITU-R 大气结构常数模型^[7,8],

* 国家自然科学基金(60101001)和高等学校优秀青年教师教学和科研奖励计划资助课题。

作者简介: 易修雄(1978~), 男, 湖南涟源市人, 西安电子科技大学无线电物理专业在读硕士研究生。主要从事湍流大气中目标散射特性研究。E-mail: yibrave@163.com

收稿日期: 2004-04-12; 收到修改稿日期: 2004-09-13

将水平传输下的适用于从弱起伏到强起伏湍流区的修正里托夫方法扩展到了斜程传输问题中,推导并得到了高斯波束入射时,在零内尺度模型及考虑湍流内尺度效应和外尺度效应条件下,从弱起伏湍流区到强起伏湍流区的闪烁指数随斜程里托夫方差变化的计算公式,讨论了不同传播高度、不同湍流内、外尺度对高斯波束斜程传输闪烁指数的影响,最后将有关数值

计算结果与实验测量结果进行了比较和验证。

2 零内尺度模型下高斯波束的斜程传输

如果忽略外尺度效应的影响,在经典柯尔莫戈罗夫(Kolmogorov)谱的基础上,近期 Andrews 等^[3]在 Hill 等的基础上给出了修正的大气折射率谱模型

$$\phi_n(\kappa) = 0.033C_n^2(h)\kappa^{-11/3} \left[f(\kappa l_0) \exp\left(-\frac{\kappa^2}{\kappa_x^2}\right) + \frac{g(L)\kappa^{11/3}}{(\kappa^2 + \kappa_y^2)^{11/6}} \right], \quad (1)$$

(1) 式中的 $f(\kappa l_0)$ 表示为^[3,4]

$$f(\kappa l_0) = \exp\left(-\frac{\kappa^2}{\kappa_l^2}\right) \left[1 + 1.802\left(\frac{\kappa}{\kappa_l}\right) - 0.254\left(\frac{\kappa}{\kappa_l}\right)^{7/6} \right], \quad \kappa_l = \frac{3.3}{l_0}, \quad (2)$$

$C_n^2(h)$ 为随高度 h 变化的湍流大气结构函数,它可以表示为^[7]

$$C_n^2(h) = 0.00594 \left(\frac{v}{27}\right)^2 (10^{-5}h)^{10} \exp\left(\frac{-h}{1000}\right) + 2.7 \times 10^{-16} \exp\left(\frac{-h}{1500}\right) + A \exp\left(\frac{-h}{100}\right). \quad (3)$$

其中 $v^2 = \sqrt{v_g^2 + 30.69v_g + 348.91}$ 是垂直路径风速, v_g 是近地面风速, A 是在近地面的大气结构常数 $C_n^2(0)$ 。传播距离为 $L = h \sec \zeta$, ζ 是天顶角。 κ_x, κ_y 分别为大、小尺度湍流的空间截止频率,它们分别对应于湍流的大、小尺度参量。 l_0 是湍流内尺度参量, $g(L)$ 表示有限宽光波束在传输一定距离 L 后的修正函数^[4], 修正里托夫近似下闪烁指数可以表示为^[4]

$$\sigma_i^2 = \exp(\sigma_{\ln x}^2 + \sigma_{\ln y}^2) - 1. \quad (4)$$

在旁轴近似下,自由空间中距离为 L 处的高斯波束可以写为^[4,5]

$$U_0(r, L) = \frac{1}{\Theta_0 + i\Lambda_0} \exp\left(ikL - \frac{r^2}{W^2} - \frac{ikr^2}{2F}\right), \quad (5)$$

其中单位振幅高斯波束参量可以表示为^[4,5]

$$\Theta_0 = 1 - \frac{L}{F}, \quad \Lambda_0 = \frac{2L}{kW_0^2}, \quad (6)$$

$$W = W_0(\Theta_0^2 + \Lambda_0^2)^{1/2}, \quad F = \frac{F_0(\Theta_0^2 + \Lambda_0^2)(\Theta_0 - 1)}{\Theta_0^2 + \Lambda_0^2 - \Theta_0}, \quad (7)$$

$$\Theta = \frac{\Theta_0}{\Theta_0^2 + \Lambda_0^2} = 1 + \frac{L}{F}, \quad \bar{\Theta} = 1 - \Theta = -\frac{L}{F}, \quad \Lambda = \frac{\Lambda_0}{\Theta_0^2 + \Lambda_0^2} = \frac{2L}{kW^2}, \quad (8)$$

其中 Θ_0, Λ_0 和 Θ, Λ 分别是发射和接收机平面处无量纲参量, W_0, F_0 和 W, F 分别表示在发射和接收机处的波束束宽和相前曲率半径。弱起伏条件下高斯波束入射时的轴向部分对数起伏方差可以表示为^[8]

$$\sigma_{\ln I, i}^2(L) = 8\pi^2 k^2 L \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \kappa \phi_n(\kappa) \exp\left(-\frac{\Delta \kappa \xi^2}{k}\right) \left\{ 1 - \cos\left[\frac{L \kappa^2}{k} \xi (1 - \bar{\Theta} \xi)\right] \right\} d\kappa d\xi. \quad (9)$$

有关高斯波束的径向部分对数振幅起伏方差在文献[5]中已做过讨论,本文重点分析高斯波束在斜程路径传输中的轴向部分闪烁指数,它可以表示为^[4]

$$\sigma_i^2(0, L) = \exp[\sigma_{\ln I, i}^2(L)] - 1. \quad (10)$$

高斯波束在饱和区域的闪烁指数为^[4,8]

$$\sigma_i^2(0, L) \approx 1 + 32\pi^2 k^2 L \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \kappa \phi_n(\kappa) \sin^2\left[\frac{L \kappa^2}{2k} \xi (1 - \bar{\Theta} \xi)\right] \exp\left(-\frac{\Delta \kappa^2 \xi^2}{k}\right) \exp\left\{-\int_0^1 D\left[\frac{L \kappa}{k} \omega(\tau, \xi)\right] d\tau\right\} d\kappa d\xi, \quad (11)$$

在弱起伏区域,内尺度所引起的效应可以忽略,利用柯尔莫戈罗夫谱

$$\phi_n(\kappa) = 0.033C_n^2(h)\kappa^{-11/3}, \quad (12)$$

将(12)式代入(9)式可以得到高斯波束在斜程传播轴向部分的里托夫方差

$$\sigma_{i,B}^2 = 8.702u_1 k^{7/6} H^{5/6} \sec^{11/6} \zeta, \quad (13)$$

这里 H 是发射机到地面的高度, 而 u_1 可以表示为

$$u_1 = \int_0^H C_n^2(h) \xi^{5/6} \left\{ [(\Delta\xi)^2 + (1 - \bar{\Theta}\xi)^2]^{5/12} \cos\left(\frac{5}{6}\varphi_1\right) - (\Delta\xi)^{5/6} \right\} dh, \quad (14)$$

其中 $\xi = h/H$, 参量 $\varphi_1 = \arctan[(1 - \bar{\Theta}\xi)/\Delta\xi]$ 。另一方面, 经过推导并用平面波和球面波在饱和区域的闪烁指数来表示高斯波束入射时的闪烁指数^[4]

$$\sigma_i^2(0, L) = 1 + \frac{1.156k^{7/6}L^{5/6}}{\left[1.09275k^{7/5}L^{5/6} \int_0^H C_n^2(h) dh\right]^{7/5}} [p + (s - p) \times \bar{\Theta}] = 1 + \gamma, \quad (15)$$

其中

$$p = \int_0^H C_n^2(h) \xi^2 \beta_p^{-7/5} dh, \quad s = \int_0^H C_n^2(h) \xi^2 (1 - \xi)^2 \beta_s^{-7/5} dh. \quad (16a)$$

$$\beta_p = \xi^{5/3} \left(1 - \frac{5}{8}\xi\right), \quad \beta_s = \frac{3}{8}\xi^{5/3} (1 - \xi)^{5/3}, \quad (16b)$$

将文献[3,4]提出的修正的里托夫方法用于高斯波束斜程传输。根据(1)式中的有效柯尔莫戈罗夫谱且不考虑内尺度效应 [$f(\kappa_0) = 1$], 利用(3)式、(4)式和(9)式可以得到大尺度下的对数振幅方差为

$$\sigma_{\ln x}^2 = \beta \times \eta_x^{7/6}, \quad (17)$$

其中

$$\beta = 0.6519k^{7/6}L^{5/6} \int_0^H C_n^2(h) \xi^2 (1 - \bar{\Theta}\xi)^2 dh, \quad (18)$$

(17) 式中的 $\eta_x = L\kappa_x^2/k$ 是低通(大尺度)滤波器平方归一化空间截止频率。在弱起伏区域, 大尺度和小尺度对数振幅方差总和应达到由(13)式所给定的高斯波束的里托夫方差。然而由于在这个区域所有尺寸湍流都可能存在, 因此对于大、小尺度间的截止频率的确定有一定粗略性。可以证明弱起伏下高斯波的水平传输结论可以用于高斯波束斜程传输^[4,8]。另外将(13)式与里托夫方差做比较, 可以看出就相当于大气结构常数 C_n^2 , 而且经过计算可以发现, (14)式中 u_1 和近地面大气结构常数基本成正比关系, 高斯波束的斜程传输等价于 C_n^2 为某一常数的高斯波束水平传输。取大尺度对数振幅方差与里托夫方差 $\sigma_{i,B}^2$ 间满足^[5]

$$\sigma_{\ln x}^2 \approx 0.49\sigma_{i,B}^2. \quad (19)$$

另外大尺度的强度方差在饱和区域必须与(15)式一致。进一步设定 $1/\eta_x = a + b^{[3]}$, 这里 a 代表在弱起伏区域的参量, b 代表在饱和区域的参量。由弱起伏和饱和区域的闪烁指数来近似表示就得出

$$a = \left(\frac{\beta}{0.49\sigma_{i,B}^2}\right)^{6/7}, \quad b = \left(\frac{2\beta}{\gamma}\right)^{6/7}, \quad (20)$$

即有

$$\frac{1}{\eta_x} = \left(\frac{\beta}{0.49\sigma_{i,B}^2}\right)^{6/7} + \left(\frac{2\beta}{\gamma}\right)^{6/7}, \quad (21)$$

根据(17)式和(21)式, 进而可以得到

$$\sigma_{\ln x}^2 = \frac{0.49\sigma_{i,B}^2}{[1 + (0.98\sigma_{i,B}^{4/5}/\gamma)^{6/7} \sigma_{i,B}^{12/5}]^{7/6}}. \quad (22)$$

小尺度对数强度方差可化成^[4]

$$\sigma_{\ln y}^2 = E \times \eta_y^{-5/6}, \quad (23)$$

$$\text{其中} \quad E = 1.3038k^{7/6}L^{5/6} \int_0^H C_n^2(h) dh,$$

在弱起伏区域, 类似于大尺度情况, 在斜程传输下小尺度对数振幅起伏方差和里托夫方差满足关系式

$$\sigma_{\ln y}^2 = 0.51\sigma_{i,B}^2. \quad (24)$$

在饱和区域, 小尺度的对数强度方差要达到 $\ln 2$, 于是进一步设定 $\eta_y = c + d$, 其中 c 是在弱起伏区域的参量, d 是饱和区域的参量, 根据(23)式、(24)式, 可以推导出

$$c = \left(\frac{E}{0.51\sigma_{i,B}^2}\right)^{6/5}, \quad d = \left(\frac{E}{\ln 2}\right)^{6/5}, \quad (25)$$

因此有

$$\eta_y = \left(\frac{E}{0.51\sigma_{i,B}^2}\right)^{6/5} + \left(\frac{E}{\ln 2}\right)^{6/5}, \quad (26)$$

根据(23)式、(26)式可以得到

$$\sigma_{\ln y}^2 = \frac{0.51\sigma_{i,B}^2}{(1 + 0.69\sigma_{i,B}^{12/5})^{5/6}}. \quad (27)$$

综合(4)式、(22)式和(27)式, 就可以得到零内尺度情况下, 高斯波束在湍流大气斜程传输时从弱起伏到强起伏区的轴向部分闪烁指数随斜程里托夫方差的变化关系

$$\sigma_i^2(0, L) = \exp \left[\frac{0.49\sigma_{i,B}^2}{1 + (0.98\sigma_{i,B}^{4/5}/\gamma)^{6/7}\sigma_{i,B}^{12/5}} + \frac{0.51\sigma_{i,B}^2}{(1 + 0.69\sigma_{i,B}^{12/5})^{5/6}} \right] - 1. \quad (28)$$

图 1 根据(28)式给出了零内尺度和不同高度的平面波^[9]和高斯波束斜程传输时闪烁指数随里托夫方差的变化曲线。计算中入射波长 $\lambda = 0.488 \mu\text{m}$, 波束束宽 $W_0 = 1 \text{ cm}$, 近地面大气结构常数 $C_n^2(0)$ 取为 $1.7 \times 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$, 风速 $v = 21 \text{ m/s}$, 天顶角 $\zeta = 60^\circ$ 。从图中可以看出, 曲线变化与水平传输时(不考虑内尺度效应)闪烁指数随里托夫方差的变化规律是一致的^[3, 4]。在中等起伏和强起伏区域, 对于相同的高度和里托夫方差, 高斯波束传播下的闪烁指数比平面波传播下的闪烁指数要大。对于高斯波或平面波传播, 在相同的里托夫方差情况下, 高度值越大, 闪烁指数值相对越小。

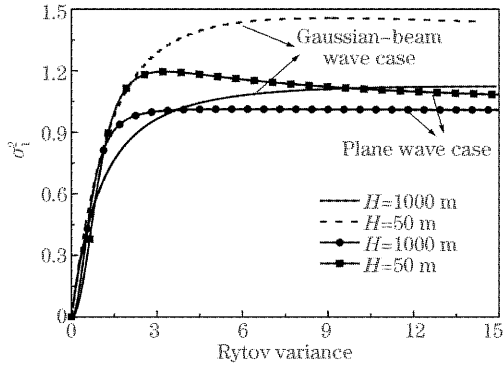


图 1 不同高度零内尺度模型下高斯波束和平面波斜程传播时闪烁指数随斜程里托夫方差的变化

Fig.1 Scintillation index in the case of zero-inner scale for Gaussian beam and plane wave propagation in the slant path with different altitude

图 2 给出了高斯波入射时在一定高度上不同风速情况下闪烁指数随天顶角的变化情况。可以看出

随着天顶角的增大, 传播距离越远, 闪烁指数逐渐增大并达到饱和, 此时经典里托夫方法不再适用。在 10 km 高度以上, 风速影响较明显, 风速越大, 闪烁指数越大, 对其它入射波长也有类似结果。另外通过计算还可以发现, 在弱起伏到中等强度区域, 风速对闪烁指数的影响比较大, 风速越大, 闪烁指数相对偏大, 但到强起伏区, 风速的影响将减少, 最终将达到相同值。对于确定的天顶角, 同时发现近地面大气结构常数 $C_n^2(0)$ 对闪烁指数的影响较大, 近地面大气结构常数越大, 闪烁指数越大。

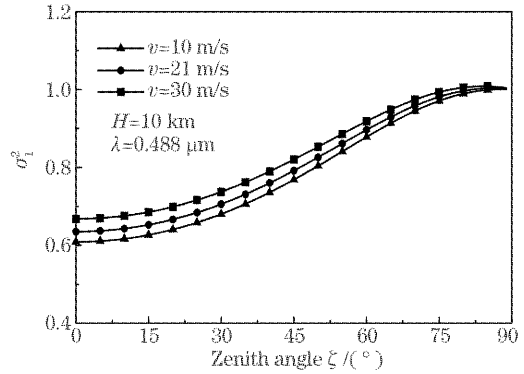


图 2 高斯波束斜程传播时不同风速下闪烁指数随天顶角的变化

Fig.2 Scintillation index vs zenith angle with different wind speed for Gaussian beam propagation in the slant path

3 非零内尺度模型下高斯波束的斜程传输

当考虑内尺度效应时, 将考虑内尺度的修正大气谱模型(1)式代入到(9)式, 在弱起伏区域, 经过推导可以得到高斯波束轴向部分的里托夫方差

$$\sigma_{i,G}^2 = 1.303k^{7/6}L^{5/6}u_2, \quad (29)$$

其中

$$u_2 = \int_0^H C_n^2(h) \left\{ \Gamma\left(-\frac{5}{6}\right) \left\{ \left(\Lambda\xi^2 + \frac{1}{Q_i}\right)^{5/6} - \left[\left(\Lambda\xi^2 + \frac{1}{Q_i}\right)^2 + \xi(1 - \overline{\Theta\xi})^2 \right]^{5/12} \cos\left(\frac{5\varphi_2}{6}\right) \right\} + \frac{1.802\Gamma(-1/3)}{Q_i^{1/2}} \left\{ \left(\Lambda\xi^2 + \frac{1}{Q_i}\right)^{1/3} - \left[\left(\Lambda\xi^2 + \frac{1}{Q_i}\right)^2 + \xi^2(1 - \overline{\Theta\xi})^2 \right] \cos\left(\frac{\varphi_2}{3}\right) \right\} - \frac{0.254\Gamma(-1/4)}{Q_i^{1/2}} \left\{ \left(\Lambda\xi^2 + \frac{1}{Q_i}\right)^{1/4} - \left[\left(\Lambda\xi^2 + \frac{1}{Q_i}\right)^2 + \xi^2(1 - \overline{\Theta\xi})^2 \right]^{1/8} \cos\left(\frac{\varphi_2}{4}\right) \right\} \right\} dh. \quad (30)$$

这里 $\Gamma(a)$ 是伽马函数, $Q_i = \frac{10.89L}{kl_0^2}$, $\varphi_2 = \arctan\left[\frac{\xi(1 - \overline{\Theta\xi})}{\Lambda\xi^2 + 1/Q_i}\right]$ 。在饱和区域利用谱模型(1)式并结合(11)式, 可以得到饱和区域的闪烁指数^[4]

$$\sigma_i^2(0, L) = 1 + \gamma_i, \quad (31)$$

其中

$$\gamma_l = 1.208k^{7/6}L^{5/6}Q_l^{1/6}[\rho_l + (s_l - \rho_l)\bar{\Theta}], \quad (32a)$$

$$s_l = 0.4182k^{7/6}L^{5/6}Q_l^{7/6}\xi(1-\xi)^2 \int_0^H C_n^2(h)dh, \quad (32b)$$

$$\rho_l = \int_0^H C_n^2(h)\xi^2 \left[(1+\alpha_{p,l})^{-7/6} + \frac{1.802\Gamma(5/3)}{\Gamma(7/6)}(1+\alpha_{p,l})^{-5/3} - \frac{0.254\Gamma(7/4)}{\Gamma(7/6)}(1+\alpha_{p,l})^{-7/4} \right] dh, \quad (32c)$$

$$\alpha_{p,l} = 1.255k^{7/6}L^{5/6}Q_l^{7/6}\xi^2 \left(1 - \frac{2}{3}\xi \right) \times \int_0^H C_n^2(h)dh. \quad (32d)$$

内尺度条件下,轴向部分大尺度对数强度方差可以由(1)式、(3)式、(4)式和(9)式得出,即

$$\sigma_{\ln x}^2(l_0) = \beta \times \left(\frac{\eta_x Q_l}{\eta_x + Q_l} \right)^{7/6} \times \left[1 + 1.75 \left(\frac{\eta_x}{\eta_x + Q_l} \right)^{1/2} - 0.254 \left(\frac{\eta_x}{\eta_x + Q_l} \right)^{7/12} \right], \quad (33)$$

因弱起伏部分参量分子、分母可以消去与大气结构参量相关的部分,从而可以得到

$$\frac{1}{\eta_x} = \frac{0.38}{1 - 3.21\bar{\Theta} + 5.29\bar{\Theta}^2} + \left(\frac{2\beta}{\gamma_l} \right)^{6/7}, \quad (34)$$

同样可推得内尺度情况下小尺度对数强度方差为

$$\sigma_{\ln y}^2 = \frac{0.51\sigma_{i,G}^2}{(1 + 0.69\sigma_{i,G}^{12/5})^{5/6}}. \quad (35)$$

综合以上结果,可以得到斜程传播过程中考虑内尺度情况下轴向高斯波束的闪烁指数

$$\sigma_i^2(0, L) = \exp \left[\sigma_{\ln x}^2(l_0) + \frac{0.56\sigma_{i,G}^2}{(1 + 0.69\sigma_{i,G}^{12/5})^{5/6}} \right] - 1. \quad (36)$$

图3根据(36)式给出了内尺度模型下高斯波束斜程传播在不同高度和不同内尺度情况下的闪烁指数随里托夫方差的 $\sigma_{i,G}^2$ 变化曲线,其中入射波长 $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$,其它有关计算参量与图1中相同。可以看出,对于相同高度和相同的里托夫方差,随着内尺度的增大闪烁指数是增大的,这与水平传输时修正里托

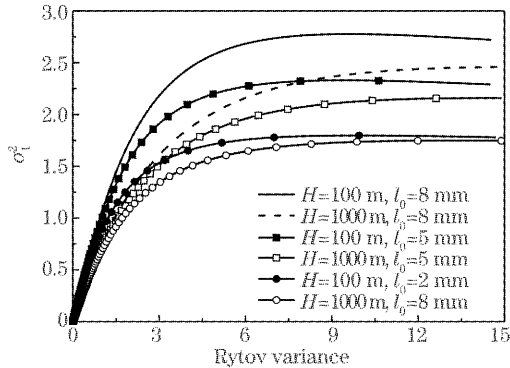


图3 不同高度、内尺度下高斯波束斜程传播时闪烁指数随里托夫方差的变化

Fig.3 Scintillation index of Gaussian beam propagation in the slant path vs Rytov variance with different inner scale and altitude

夫方法分析得到的结果是一致的^[4]。另外在相同内尺度条件下,随着高度的增大,相同内尺度条件下,闪烁指数是减小的。通过计算还可以发现随着高度的进一步增大,内尺度的影响会越来越不明显,主要是由于斜程传播路径上大气结构常数分布不均匀导致相关长度变大所致。

4 考虑内、外尺度模型下高斯波束的斜程传输

从理论上研究湍流外尺度对闪烁指数的影响,首先引入一个修正的大尺度滤波器函数

$$G_x(\kappa_0, \kappa_{x0}) = f(\kappa_0) \left[\exp \left(-\frac{\kappa^2}{\kappa_x^2} \right) - \exp \left(-\frac{\kappa^2}{\kappa_{x0}^2} \right) \right], \quad (37)$$

这里 $\kappa_0 \approx 8\pi/L_0$, $\kappa_{x0}^2 = \kappa_x^2 \kappa_0^2 / (\kappa_x^2 + \kappa_0^2)$,在考虑内、外尺度情况下,大尺度对数强度方差可以表示为^[4]

$$\sigma_{\ln x}^2(l_0, L_0) = \sigma_{\ln x}^2(l_0) - \sigma_{\ln x}^2(L_0), \quad (38)$$

上式中的 $\sigma_{\ln x}^2(l_0)$ 可由(33)式得到。通过对比,就可以得到如下的表示式

$$\eta_x = L\kappa_{x0}^2/k = \eta_x Q_0 / (\eta_x + Q_0), \quad (39)$$

其中 $Q_0 = 64\pi^2 L / (kL_0^2)$, η_x 由方程(34)给定,用(39)式替换(33)式中的 η_x ,就可以导出 $\sigma_{\ln x}^2(L_0)$ 。因此在考虑内尺度和外尺度情况下高斯波束的轴向闪烁指数可以表示为

$$\sigma_i^2(0, L) = \exp \left[\sigma_{\ln x}^2(l_0) - \sigma_{\ln x}^2(L_0) + \frac{0.51\sigma_{i,G}^2}{(1 + 0.69\sigma_{i,G}^{12/5})^{5/6}} \right] - 1. \quad (40)$$

我们根据(40)式计算了外尺度模型下高斯波束斜程传播时,不同高度和在不同外尺度情况下的闪烁指数随里托夫方差 $\sigma_{i,G}^2$ 的变化曲线,如图4所示。其中内尺度 $l_0 = 5 \text{ mm}$ 。从图中可以看出,与不

考虑外尺度情况($L_0 = \infty$)不同,外尺度对闪烁指数的影响越明显;另外在相同外尺度条件下,随着高度的增大,闪烁指数同样是减小的。文献[10]给出了闪烁指数的实验测量结果。

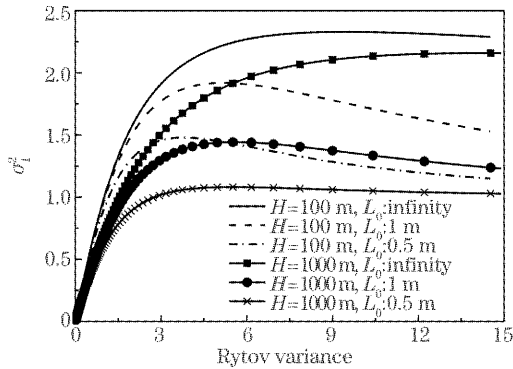


图4 不同高度、外尺度下高斯波束斜程传播时闪烁指数随里托夫方差的变化

Fig. 4 Scintillation index of Gaussian beam propagation in the slant path vs Rytov variance with different outer scale and altitude

为将本文有关计算结果加以验证,图5中给出了考虑外尺度下($L_0 = 0.5$ m),不同内尺度时修正里托夫解与实验数据的比较,图中 $H = 100$ m, $\lambda = 0.488$ μm 。实验测量数据的内尺度范围为3~7 mm。从图中不难发现不考虑内尺度影响时($l_0 = 0$ mm)的闪烁指数值比实验结果要小,而在考虑有限的外、内尺度效应的条件下,比不考虑内尺度效应更接近实验结果,这与有关的理论分析^[5]和实验比较^[10]得到的结果也是一致的。值得注意的是如不考虑外尺度效应或考虑了外尺度效应但仅考虑水平传输问题时^[4],理论计算结果在饱和区与有关实验

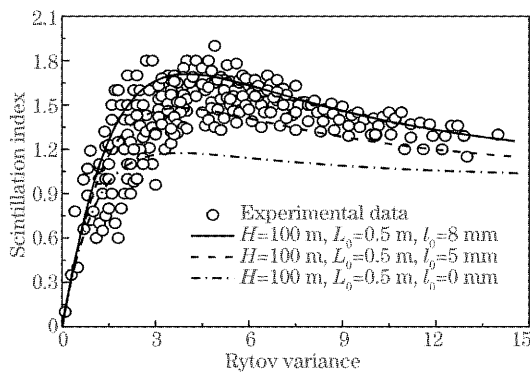


图5 考虑内、外尺度效应时不同内尺度下计算结果与实验数据的比较

Fig. 5 Comparison of the results by considering the effects of inner and out scale with the experimental data

测量结果存在较大偏差。而采用考虑了内、外尺度效应下的斜程传播理论,可以发现计算结果从弱起伏区一直到饱和区与测量结果都符合得很好。

4 结 论

本文通过推导将水平传输下的适用于从弱起伏到强起伏湍流区的修正里托夫方法扩展到了斜程传输问题中,推导并得到了高斯波束入射时,在零内尺度模型及考虑湍流内尺度和外尺度效应条件下,从弱起伏湍流区到强起伏湍流区的闪烁指数随斜程里托夫方差的计算公式。采用ITU-R模型计算了不同的传播高度、不同湍流内、外尺度和近地面风速下高斯波束斜程传输的闪烁指数,计算结果表明闪烁指数依赖于内、外尺度,传播高度,到达天顶角及风速。本文最后将数值计算结果与实验测量结果进行了比较,表明采用考虑了内、外尺度效应下的高斯波束斜程传播理论,从弱起伏区到饱和区计算结果与测量结果都有较好符合。

参 考 文 献

- 1 Tatarskii V I. *Wave Propagation in a Turbulent Medium* [M]. New York: McGraw-Hill, 1961
- 2 Chernov L A. *Wave Propagation in a Random Medium* [M]. New York: McGraw-Hill, 1960
- 3 L. C. Andrews, R. L. Phillips, C. Y. Hopen *et al.*. Theory of optical scintillation[J]. *J. Opt. Soc. Am. (A)*, 1999, **16**(6): 1417~1429
- 4 L. C. Andrews, M. A. Al-Habash, C. Y. Hopen *et al.*. Theory of optical scintillation: Gaussian-beam wave model[J]. *Waves Random Media*, 2001, **11**(2): 271~291
- 5 L. C. Andrews, R. L. Phillips, P. T. Yu. Optical scintillations and fade statistics for a satellite communication system[J]. *Appl. Opt.*, 1995, **34**(33): 7742~7751
- 6 Larry C. Andrews, Ronald L. Phillips, Cynthia Young Hopen. Scintillation model for a satellite communication link at large zenith angles[J]. *Opt. Engng.*, 2000, **39**(12): 3272~3280
- 7 ITU-R. Document 3J/31-E. On propagation data and prediction methods required for the design of space-to-earth and earth-to-space optical communication systems. Radio Communication Study Group meeting, Budapest, 2001. 7
- 8 Larry C. Andrews, Ronald L. Phillips. *Laser Beam Propagation Through Random Media* [M]. Bellingham: SPIE Optical Engineering Press, 1998, chap. 9
- 9 Zhimin Luo, Lixin Guo. Study on the scintillation for optical wave propagation in the slant path through the atmospheric turbulence with considering the inner scale effect[J]. *Int. J. Infrared and Mill. Wave*, 2002, **23**(1): 167~175
- 10 Anna Consortini, F. Cochetti, James H. Churnside *et al.*. Inner-scale effect on irradiance variance measured for weak-to-strong atmospheric scintillation[J]. *J. Opt. Soc. Am. (A)*, 1993, **10**(11): 2354~2362