

激光雷达双程路径上的光波闪烁效应

赵琦^{1,2} 崔朝龙^{1*} 黄宏华¹ 朱文越¹ 饶瑞中^{1,3}

¹中国科学院安徽光学精密机械研究所中国科学院大气成分与光学重点实验室, 安徽 合肥 230031

²中国科学技术大学研究生院科学岛分院, 安徽 合肥 230031

³中国科学技术大学环境科学与光电技术学院, 安徽 合肥 230026

摘要 对光强闪烁激光雷达在湍流大气中的双程光路传输路径进行了研究, 分别得到了单站和双站情况下接收端获取的残余闪烁指数的表达形式。在大孔径条件下, 双程光路的残余闪烁指数为发射光路湍流效应引起的球面波闪烁指数。通过光强闪烁激光雷达与闪烁仪的水平对比实验, 理论结果得到了验证。

关键词 物理光学; 残余闪烁指数; 光波闪烁效应; 光强闪烁激光雷达; 双程路径; 孔径平滑效应

中图分类号 O436 **文献标识码** A

doi: 10.3788/AOS201636.1026011

Light Scintillation Effect on Double-Pass Path of Lidar

Zhao Qi^{1,2} Cui Chaolong¹ Huang Honghua¹ Zhu Wenyue¹ Rao Ruizhong^{1,3}

¹Key Laboratory of Atmospheric Composition and Optical Radiation, Anhui Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Hefei, Anhui 230031, China

²Science Island Branch of Graduate School, University of Science and Technology of China, Hefei, Anhui 230031, China

³School of Environmental Science and Optoelectronic Technology, University of Science and Technology of China, Hefei, Anhui 230026, China

Abstract Double-pass propagation path of residual turbulence scintillation lidar in turbulent atmosphere is studied and the expression forms of residual scintillation index acquired at the receiving terminal are obtained under the monostatic and bistatic cases, respectively. Under the condition of large aperture, the scintillation index of double-pass path is just scintillation index of spherical wave caused by the uplink path turbulence effect. By an experiment of horizontal comparison between residual turbulence scintillation lidar and scintillometer, the theoretical results are verified.

Key words physical optics; residual scintillation index; light scintillation effect; residual turbulence scintillation lidar; double-pass path; aperture smoothing effect

OCIS codes 260.2160; 010.1290; 010.1300; 010.3310; 010.1350

1 引 言

大气湍流能够引起激光传输过程中的振幅变化, 导致光强起伏, 即闪烁现象^[1], 归一化光强起伏方差即闪烁指数, 其在数值上定义了这种光强起伏。关于湍流大气中光传输的研究, 20世纪50年代后期, Tatarskii^[2]成功引入 Rytov 理论来处理弱起伏条件下的光波传输。在空间目标小于湍流菲涅耳尺度的情况下, 散射波闪烁指数随接收孔径的增大最终趋于一个恒定的值, 这个现象称为残余闪烁效应。1974年, Belen'kii 等^[3]对残余闪烁效应进行了理论分析, 之后的实验也验证了该效应的存在。2014年, 王利国等^[4]证明了残余闪烁指数等于被粗糙目标孔径平滑了的入射波的闪烁指数。

大气湍流会引起光强闪烁, 因此通过研究光强闪烁可获取大气湍流信息。基于光强闪烁的激光雷达就

收稿日期: 2016-03-02; **收到修改稿日期:** 2016-05-17

基金项目: 国家自然科学基金(41105020)

作者简介: 赵琦(1990—), 女, 博士研究生, 主要从事大气湍流光学特性方面的研究。E-mail: zhaoqi@aiofm.ac.cn

导师简介: 饶瑞中(1963—), 男, 博士, 研究员, 主要从事大气光学特性、光波与图像的大气传播方面的研究。

E-mail: rao@aiofm.ac.cn

* **通信联系人.** E-mail: clcui@aiofm.ac.cn

是依据接收到的光强起伏信息反演大气湍流廓线的,其激光传输过程由三部分组成,即垂直向上通过湍流大气传输、大气分子和气溶胶粒子散射及垂直向下通过湍流大气传输。Andrews 等^[5]证实了随着传输距离的增大,高斯光束被有限孔径目标反射的回波特性趋向于球面波被点反射器反射的回波特性。1996 年,张逸新^[6]对地物散射进行了相关分析,考虑了双程路径对闪烁、孔径平滑效应的影响,但没有考虑目标大小对闪烁的影响。Bufton 等^[7-10]分析了地面与位于湍流层之上的卫星之间的激光双程传输回波特性,并考虑了孔径平滑效应对闪烁指数获取的影响。本文结合 Rytov 近似和 ABCD 传输矩阵理论计算了长距离探测时双程路径下激光探测大气的回波闪烁指数,并进一步考虑了孔径平滑效应,得到大孔径接收情况下的闪烁指数,最后分析了发射和反射路径的湍流效应对闪烁指数的影响。

2 湍流大气中激光单程传输闪烁指数

光强闪烁(RTS)激光雷达的地-空-地双程光传输路径如图 1 所示,为了方便分析,将图中上行和下行路径分开表示,反射目标与地面的垂直距离为 L 。以发射孔径中心为原点,以光束传播方向为 z 轴建立一维坐标系,激光器的发射孔径和接收孔径都位于平面 $z=0$ 上,反射目标位于平面 $z=L$ 上。

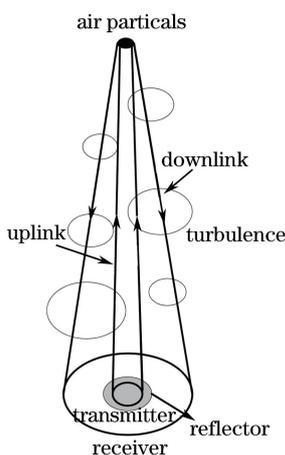


图 1 激光大气湍流双程传输几何示意图

Fig. 1 Geometric diagram of double-pass propagation of laser in atmospheric turbulence

激光器发射的单位振幅高斯光束的光场表达式为

$$U_0(\boldsymbol{\rho}, 0) = \exp\left(-\frac{1}{2}ak\rho^2\right), \quad (1)$$

式中 α 为参数,可表示为

$$\alpha = \frac{2}{kW_0^2} + i\frac{1}{F_0}, \quad (2)$$

式中 k 为波数; $\boldsymbol{\rho}$ 为垂直于光束传播方向的位置矢量, ρ 为该位置矢量大小; W_0 为波束的有效半径, F_0 为相位面曲率半径(或焦距)。

为了得到激光在非均匀湍流大气中双程传输的闪烁指数,先分析激光的单程传输,单程传输的光路如图 2 所示,透镜位于发射端和接收端的中间位置,发射端到透镜的距离为 L' ,透镜的有效半径为 W_G ,焦距为 F_G 。

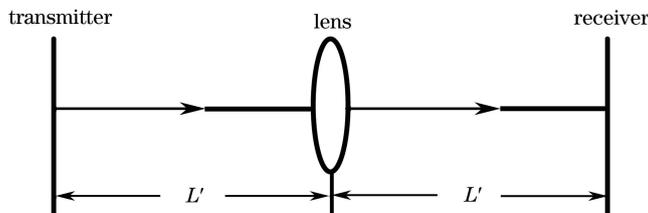


图 2 激光通过透镜的单程传输几何示意图

Fig. 2 Geometric diagram of single-pass propagation of laser through a lens

在 Rytov 近似下, 光束通过湍流大气传输后, 接收面上的光场表示为

$$U(\boldsymbol{\rho}, 2L') = U_0(\boldsymbol{\rho}, 2L') \exp[\psi(\boldsymbol{\rho}, 2L')], \quad (3)$$

式中 $U_0(\boldsymbol{\rho}, 2L')$ 为真空中的接收场; $\psi(\boldsymbol{\rho}, 2L')$ 为传播路径中随机介质引起的复相位起伏, 表达式为

$$\psi(\boldsymbol{\rho}, 2L') = \psi_1(\boldsymbol{\rho}, 2L') + \psi_2(\boldsymbol{\rho}, 2L') + \dots = \chi(\boldsymbol{\rho}, 2L') + iS(\boldsymbol{\rho}, 2L'), \quad (4)$$

式中 χ, S 分别对应于湍流引起的对数振幅起伏和相位起伏, $\psi_1(\boldsymbol{\rho}, 2L')$ 为一阶扰动项, $\psi_2(\boldsymbol{\rho}, 2L')$ 为二阶扰动项。弱起伏条件下只保留一阶扰动项 $\psi_1(\boldsymbol{\rho}, 2L')$ 。

光波传输过程中湍流引起的扰动构成的基本场统计矩分别为

$$\mathbf{E}_2(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2) = \langle \psi_1(\boldsymbol{\rho}_1, 2L') \psi_1^*(\boldsymbol{\rho}_2, 2L') \rangle, \quad (5)$$

$$\mathbf{E}_3(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2) = \langle \psi_1(\boldsymbol{\rho}_1, 2L') \psi_1(\boldsymbol{\rho}_2, 2L') \rangle, \quad (6)$$

式中 ψ_1^* 为一阶扰动项 ψ_1 的复共轭, $\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2$ 分别为垂直于光束传播方向的两个位置矢量。归一化的闪烁指数可由基本场统计矩 $\mathbf{E}_2, \mathbf{E}_3$ 的线性关系式表示^[11]:

$$\sigma_I^2(\boldsymbol{\rho}, 2L') = 2\text{Re}[\mathbf{E}_2(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\rho}) + \mathbf{E}_3(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\rho})]. \quad (7)$$

3 湍流大气中激光双程传输闪烁指数

将图 2 中的透镜换成反射镜, 则激光通过反射镜的双程光路为图 1 所示的折叠光路, 其中反射镜的有效半径为 W_R , 焦距为 F_R , 反射镜的尺度参数为

$$\Omega_R = \frac{2L}{kW_R^2} = \frac{L\lambda}{\pi W_R^2}, \quad (8)$$

式中 λ 为入射光波长。若入射光束为高斯光束, 其有效半径为 W_0 , 相位面曲率半径为 F_0 , 则光束宽度参数可表示为

$$\Omega = \frac{2L}{kW_0^2}, \quad (9)$$

当反射器足够小 ($\Omega_R \rightarrow \infty$) 或传输距离足够远时, 即当菲涅耳尺度远大于反射镜半径时:

$$\sqrt{\lambda L} \gg W_R, \quad (10)$$

回波闪烁指数的变化很小, 反射镜可以近似为点反射器。

利用光强闪烁激光雷达对大气湍流进行垂直探测时, 大气中的气溶胶粒子大小在微米量级, 而非涅耳尺度在厘米至分米量级或者更大, 所以大气气溶胶粒子和分子相对于传输距离及菲涅耳尺度就是点反射体。

光波在相同的非均匀随机介质中经过双程传播, 接收波的起伏会重新分布。入射波和反射波的相关性导致反射波的闪烁指数和相位方差在一定程度上有所增加, 也就是后向散射增强效应, 接收的回波闪烁指数包含后向散射增强信号。考虑后向散射增强效应并将 E_2, E_3 的表达式^[5] 代入 (7) 式, 可得点反射条件下接收端获取的回波闪烁指数

$$\sigma_I^2(\boldsymbol{\rho}, 2L) = \sigma_{I,b}^2(0, L) + \sigma_{I,\text{sph}}^2(L) + 2C_1(\boldsymbol{\rho}, L), \quad (11)$$

式中 $\sigma_{I,b}^2(0, L)$ 为入射的高斯光束的轴向闪烁指数, $\sigma_{I,\text{sph}}^2(L)$ 为散射球面波的闪烁指数即回程传输的闪烁指数, $C_1(\boldsymbol{\rho}, L)$ 为入射波和反射波的相关函数即后向散射增强项。

当光束宽度参数 $\Omega > 10$ 时, 发射波可用球面波 $\Omega \rightarrow \infty$ 来近似^[10]。通过分析激光光束宽度参数随探测高度的变化趋势可知, 当探测距离大于 900 m 时, 光束宽度参数 $\Omega > 10$ 。此时可以认为在整个探测距离范围内都满足入射波的球面波近似条件。

在弱起伏条件下, 球面波的闪烁指数表示为

$$\beta_I^2 = 2.25k^{7/6} (\sec \phi)^{11/6} L^{5/6} \int_0^L C_n^2(z) [\xi(1-\xi)]^{5/6} dz, \quad (12)$$

式中 ϕ 为天顶角, C_n^2 为反映湍流强弱程度的大气折射率结构常数。对于上行路径, $\xi = 1 - z/L$; 对于下行路径, $\xi = z/L$, 将 ξ 代入 (12) 式可知, 上行和下行路径球面波闪烁指数相等, 则有

$$\sigma_{I,b}^2(0, L) = \sigma_{I,\text{sph}}^2(L), \quad (13)$$

简化(11)式,得到接收平面上点接收或接收孔径很小时的闪烁指数为

$$\sigma_I^2(\boldsymbol{\rho}, 2L) = 2\sigma_{I, \text{sph}}^2(L) + 2C_1(\boldsymbol{\rho}, L), \quad (14)$$

式中

$$C_1(\boldsymbol{\rho}, L) = 8\pi^2 k^2 L \int_0^\infty \int_0^\infty \kappa \Phi_n(\kappa, \xi) J_0(\kappa, \rho, \xi) \{1 - \cos[\kappa^2 L \xi (1 - \xi) / k]\} d\kappa d\xi, \quad (15)$$

式中 κ 为空间频率, $\Phi_n(\kappa, \xi)$ 为大气湍流折射率功率谱密度函数, $J_0(\kappa, \rho, \xi)$ 为贝塞尔函数。

在实际激光雷达探测实验中,接收孔径会产生孔径平滑效应,其大小会影响大气闪烁指数,导致最终的闪烁指数低于 σ_I^2 。设定双程路径下总的孔径平滑因子 $A(R)$, 表达式为

$$A(R) = \sigma_R^2(R) / \sigma_I^2(0), \quad (16)$$

式中 $\sigma_R^2(R)$ 为半径为 R 的孔径接收的闪烁指数, $\sigma_I^2(0)$ 为点接收的闪烁指数。

3.1 单站系统双程传输闪烁指数

对于单站系统($\rho=0$),接收孔径的中心与光源位置一致,即严格后向接收,有

$$C_1(\boldsymbol{\rho}, L) = \sigma_{I, \text{sph}}^2(L), \quad (17)$$

则(14)式可简化为

$$\sigma_I^2(0, 2L) = 4\sigma_{I, \text{sph}}^2(L). \quad (18)$$

当反射目标尺寸不满足远小于激光传输距离的条件时,反射目标会对发射路径湍流效应引起的闪烁产生平滑作用^[12]。空气粒子尺寸远小于传输距离,因此,对于发射路径的激光传输过程来说,空气粒子可以看作是点接收。半径为 R 的孔径接收的光强起伏方差可表示为

$$\begin{aligned} \sigma_S^2 = & \iint d\rho_1 d\rho_2 m B_I(0) + 2 \iint d\rho_1 W(\boldsymbol{\rho}_1, R) d\rho_2 g B_I(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_1) + \iint d\rho_1 d\rho_2 W(\boldsymbol{\rho}_1, R) W(\boldsymbol{\rho}_2, R) n B_I(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2) = \\ & (\pi R^2)^2 m B_I(0) + 2 \times 2\pi \times \pi R^2 \int_0^R g B_I(\boldsymbol{\rho}) \rho d\rho + 2\pi \times 2R^2 \int_0^{2R} n B_I(\boldsymbol{\rho}) K[\rho/(2R)] \rho d\rho, \end{aligned} \quad (19)$$

式中 $B_I(\boldsymbol{\rho})$ 为强度相关系数,孔径内孔径函数 $W(\boldsymbol{\rho}_1, R)=1$ 。

孔径平滑因子表示为^[13]

$$A_1(R) = \frac{\sigma_S^2}{(\pi R^2)^2 B_I(0)} = m + \frac{4}{R^2} \int_0^R g b_I(\boldsymbol{\rho}) \rho d\rho + \frac{4}{\pi R^2} \int_0^{2R} n b_I(\boldsymbol{\rho}) K\left(\frac{\boldsymbol{\rho}}{2R}\right) \rho d\rho, \quad (20)$$

式中 $K(t) = \arccost - t(1-t^2)^{1/2}$; $b_I(\boldsymbol{\rho}) = \frac{B_I(\boldsymbol{\rho})}{B_I(0)}$ 为归一化球面波强度起伏相关系数; m 、 g 、 n 分别为发射路径、相关项、反射路径的对数起伏方差与双程路径对数起伏方差的比值,即

$$m = \frac{\sigma_j^2}{4\sigma_i^2}, g = \frac{\sigma_k^2}{4\sigma_i^2}, n = \frac{\sigma_l^2}{4\sigma_i^2}, \quad (21)$$

式中 σ_j^2 、 σ_k^2 、 σ_l^2 分别为发射路径、相关项、反射路径的对数起伏方差。当 $j=k=l=i$ 时,(20)式可简化为

$$A_1(R) = \frac{1}{4} + \frac{1}{R^2} \int_0^R b_I(\boldsymbol{\rho}) \rho d\rho + \frac{1}{\pi R^2} \int_0^{2R} b_I(\boldsymbol{\rho}) K\left(\frac{\boldsymbol{\rho}}{2R}\right) \rho d\rho, \quad (22)$$

在点反射情况下,(22)式后两项随接收孔径的增大最终趋于 0^[3],则单站条件下的孔径平滑因子随接收孔径半径的增大最终趋于 0.25,即

$$\lim_{R \rightarrow \infty} A_1(R) = 0.25. \quad (23)$$

此时孔径接收的回波闪烁指数即残余闪烁指数为

$$\sigma_R^2(\boldsymbol{\rho}, 2L) = A_1(R) \times \sigma_I^2(0, 2L) = \frac{1}{4} \sigma_I^2(0, 2L) = \frac{1}{4} \times 4\sigma_{I, \text{sph}}^2(L) = \sigma_{I, \text{sph}}^2(L). \quad (24)$$

3.2 双站系统双程传输闪烁指数

对于双站系统($\rho \gg \sqrt{\lambda L}$), (15)式趋于 0,即观察不到后向散射增强效应,则

$$\sigma_I^2(\boldsymbol{\rho}, 2L) = 2\sigma_{I, \text{sph}}^2(L). \quad (25)$$

双站系统孔径平滑因子可表示为

$$A_2(R) = \frac{\sigma_s^2}{(\pi R^2)^2 B_1(0)} = m + \frac{4}{\pi R^2} \int_0^{2R} n b_l(\rho) K\left(\frac{\rho}{2R}\right) \rho d\rho, \quad (26)$$

式中 $m = \frac{\sigma_j^2}{2\sigma_i^2}$, $n = \frac{\sigma_l^2}{2\sigma_i^2}$ 。当 $j = l = i$ 时, 则(26)式可简化为

$$A_2(R) = \frac{1}{2} + \frac{2}{\pi R^2} \int_0^{2R} b_l(\rho) K\left(\frac{\rho}{2R}\right) \rho d\rho, \quad (27)$$

(27)式第二项在大孔径条件下趋于 0, 则双站系统的孔径平滑因子随接收孔径半径的增大最终趋于 0.5, 即

$$\lim_{R \rightarrow \infty} A_2(R) = 0.5, \quad (28)$$

此时孔径接收的回波闪烁指数即残余闪烁指数为

$$\sigma_R^2(\rho, 2L) = A_2(R) \times \sigma_l^2(\rho, 2L) = \frac{1}{2} \sigma_l^2(\rho, 2L) = \frac{1}{2} \times 2\sigma_{l,\text{sph}}^2(L) = \sigma_{l,\text{sph}}^2(L). \quad (29)$$

(22)、(27)式的第一项均表示发射路径球面波闪烁指数与双程路径闪烁指数之比, 结合(24)、(29)式可得, 激光在非均匀湍流大气中的长距离双程传输, 无论是单站还是双站系统, 大孔径条件下 ($R \gg \sqrt{\lambda L}$) 接收端接收回波信号的残余闪烁指数最终均趋于一个恒定的值 $\sigma_{l,\text{sph}}^2(L)$, 即发射路径中湍流引起的球面波闪烁指数。

实验中采用的光强闪烁激光雷达的接收孔径 R 的大小约为 35 cm, 发射激光的波长为 532 nm^[14]。图 3 所示为菲涅耳尺度 $\sqrt{\lambda L}$ 随传输距离 L 的变化曲线, 从图中可以看出, 在长距离传输过程中始终满足大孔径条件

$$R \gg \sqrt{\lambda L}. \quad (30)$$

光强闪烁激光雷达的设备条件使反射光无法被严格后向接收, 满足双站条件

$$\rho \gg \sqrt{\lambda L}, \quad (31)$$

此时观察不到后向增强效应。因此, 理论上利用光强闪烁激光雷达探测湍流大气时接收到的闪烁指数 $\sigma_{l,\text{sph}}^2(L)$ 是由发射路径湍流效应引起的球面波闪烁指数。

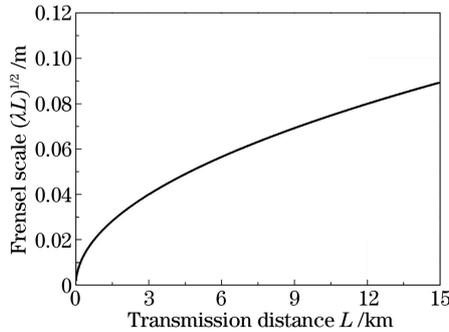


图 3 菲涅耳尺度随传输距离的变化

Fig. 3 Variation of Fresnel scale with transmission distance

4 对比实验验证

利用实验室现有的光强闪烁激光雷达和闪烁仪开展了水平方向上的同步测量对比实验。闪烁仪接收端与闪烁仪发射端相距 1 km, 光强闪烁激光雷达置于与实验室窗口水平相距 100 m 左右的二楼楼顶方舱内, 光强闪烁激光雷达与闪烁仪离地高度基本一致, 如图 4 所示。

利用获取的闪烁仪数据, 计算了点接收情况下 532 nm 波长的球面波闪烁指数随时间的变化趋势, 结果如图 5 所示。可以看出, 两组球面波闪烁指数大小和变化趋势大体一致。由于两套仪器相隔一定距离, 不能保证测量路径完全一致, 数据结果存在一定的误差, 但基本可以验证光强闪烁激光雷达探测湍流大气时接收到的闪烁指数是由发射路径湍流效应引起的球面波闪烁指数。

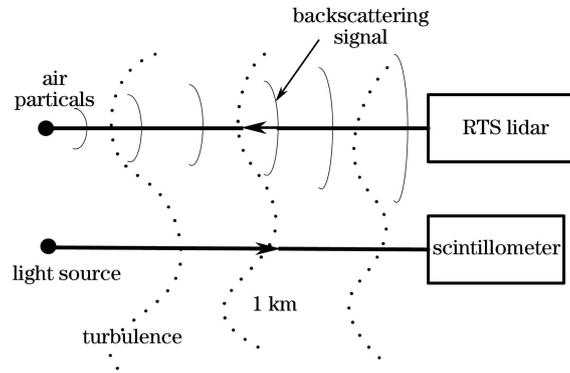


图 4 光强闪烁激光雷达与闪烁仪水平方向的对比实验示意图

Fig. 4 Schematic diagram of experiment of horizontal comparison between RTS lidar and scintillometer

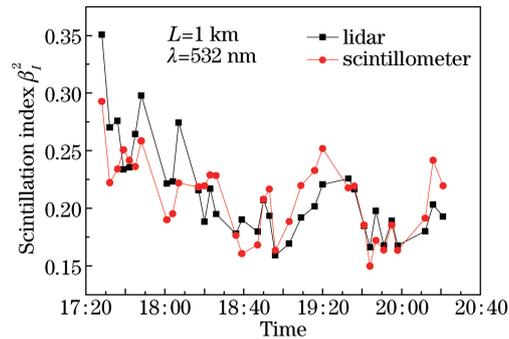


图 5 激光雷达与闪烁仪水平路径上闪烁指数的时间变化对比

Fig. 5 Comparison of variation of scintillation index with time between lidar and scintillometer on horizontal path

5 结 论

研究了激光双程折叠路径的光波闪烁效应。研究表明,在大孔径条件下,发射路径湍流效应引起的接收探测面上的光强闪烁指数等于单程球面波闪烁指数。通过光强闪烁激光雷达与闪烁仪的水平对比实验进行了验证。结论对激光雷达闪烁指数的研究有一定的参考作用。

参 考 文 献

- Rao Ruizhong. Light propagation in the turbulence atmosphere [M]. Hefei: Anhui Science & Technology Publishing House, 2005.
饶瑞中. 光在湍流大气中的传播[M]. 合肥: 安徽科学技术出版社, 2005.
- Tatarskii V I. The effects of the turbulent atmosphere on wave propagation[M]. Jerusalem: Israel Program for Scientific Translations, 1971.
- Belen'kii M S, Mironov V L. Determination of the altitude profiles of the parameter C_n^2 in the atmosphere from optical radar measurements[J]. Soviet Journal of Quantum Electronics, 1975, 4(10): 1256-1261.
- 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.
- Andrews L C, Miller W B. Single-pass and double-pass propagation through complex paraxial optical systems[J]. Journal of the Optical Society of America A, 1995, 12(1): 137-150.
- Zhang Yixin. Laser scintillation statistics caused by atmospheric turbulence and terrain scattering[J]. Acta Optica Sinica, 1996, 16(5): 666-670.
张逸新. 地物散射和大气湍流导致的激光闪烁统计[J]. 光学学报, 1996, 16(5): 666-670.
- Buften J L. Scintillation statistics measured in an earth-space-earth retroreflector link[J]. Applied Optics, 1977, 16(10):

2654-2660.

- 8 de la Rue I A, Ryan P T, Johnston D C, *et al.* Scintillation data comparison between a star and laser returns from a high-altitude balloon payload[C]. SPIE, 1997, 3125: 375-384.
- 9 Yura H T, Kozlowski D A. Low earth orbit satellite-to-ground optical scintillation: Comparison of experimental observations and theoretical predictions[J]. Optics Letters, 2011, 36(13): 2507-2509.
- 10 Wang Ligu, Wu Zhensen, Wang Mingjun. Scintillation statistics of a retro-reflected wave from space[J]. Acta Physica Sinica, 2013, 62(16): 164210.
王利国, 吴振森, 王明军. 湍流大气中星载角反射器阵列回波的闪烁指数[J]. 物理学报, 2013, 62(16): 164210.
- 11 Yura H T, Hanson S G. Second-order statistics for wave propagation through complex optical systems[J]. Journal of the Optical Society of America A, 1989, 6(4): 564-575.
- 12 Belen'kii M S, Makarov A A, Mironov V L, *et al.* Saturation of averaging effect of a receiving aperture by intensity fluctuations of a reflected wave[J]. Radiophysics & Quantum Electron, 1978, 21(2): 206-207.
- 13 Fried D L. Aperture averaging of scintillation[J]. Journal of the Optical Society of America, 1967, 57(2): 169-175.
- 14 Cui Chaolong, Huang Honghua, Mei Haiping, *et al.* Turbulent scintillation lidar for acquiring atmospheric turbulence information[J]. High Power Laser and Particle Beams, 2013, 25(5): 1091-1096.
崔朝龙, 黄宏华, 梅海平, 等. 探测大气湍流的光强闪烁激光雷达[J]. 强激光与粒子束, 2013, 25(5): 1091-1096.