

文章编号: 0253-2239(2004)08-1020-5

# 大气激光通信中多光束传输性能分析和信道建模

马东堂 魏急波 庄钊文

(国防科技大学电子科学与工程学院, 长沙 410073)

**摘要:** 多光束传输技术是克服大气激光通信中大气湍流效应的有效途径之一。首先从理论上分析了大气湍流对多光束大气激光通信系统性能的影响和多光束大气传输的光强起伏特性,然后利用统计分析的方法,建立了一个以传输距离  $z$ 、光束数目  $n$ 、发射孔径之间的距离  $S_t$ 、接收孔径  $D_r$  等为参量的多光束大气传输信道模型。最后,结合相关文献提供的实验结果对该信道模型进行了实验验证和误码性能分析。结果表明,当  $S_t \geq \sqrt{\lambda z}$  或  $D_r$  远大于大气湍流相干长度  $\rho_0$  时,随着  $n$  的增大,接收光强将趋于对数正态分布,降低了大气激光通信系统的误码率,从而验证了多光束传输对于克服大气湍流影响的有效性。

**关键词:** 大气光学; 信道建模; 大气激光通信; 多光束传输; 光强起伏; 误码率

中图分类号: TN012 文献标识码: A

## Performance Evaluation and Channel Modeling of Multiple-Beam Propagation for Atmospheric Laser Communication

Ma Dongtang Wei Jibo Zhuang Zhaowen

(College of Electronic Science and Engineering, National University  
of Defense Technology, Changsha 410073)

(Received 9 June 2003; revised 1 September 2003)

**Abstract:** The multiple-beam propagating technique is one of the effective ways to mitigate the effect of atmospheric turbulence. The influence of atmospheric turbulence on multiple-beam atmospheric laser communication and the characteristics of optical intensity fluctuation after the multiple beams passing through atmospheric turbulence are analyzed theoretically. Then a new channel model of multiple-beam laser propagation through atmospheric turbulence is put forward applying the method of statistical analysis. The model is developed with 1) range  $z$ , 2) number of laser beams  $n$ , 3) laser transmitter spacing  $S_t$ , 4) receiver aperture  $D_r$  as variables. The model is validated by the experimental results in related reference. The results show that the multiple-beam approach with a proper aperture ( $D_r \gg \rho_0$ ) receiver and transmitter spacing ( $s_t \geq \sqrt{\lambda z}$ ) is a very effective way for intensity fluctuation reduction induced by turbulence, thus reduces the bit-error-rate of the atmospheric laser communication system. And the intensity fluctuation will provide a good match to log normal distribution with multiple beams.

**Key words:** atmospheric optics; channel modeling; atmospheric laser communication; multiple-beam propagation; intensity fluctuation; bit error rate

## 1 引 言

作为克服大气湍流影响的有效途径之一<sup>[1,2]</sup>,

多光束传输技术已越来越多地应用于以大气为传输媒质的空间激光通信系统中<sup>[3]</sup>。多光束传输技术是一种非相干光束叠加技术,即多个( $\geq 2$ )相互间不相干的激光束经过不同的传输路径发送到远场接收端并非相干叠加,以平滑接收信号光强起伏的技术,也可视为一种发射分集技术。

E-mail: herry\_ma@hotmail.com

收稿日期: 2003-06-09; 收到修改稿日期: 2003-09-01

单个激光光束通过弱起伏湍流大气后的大气闪烁概率分布服从对数正态分布,光强起伏的大小可依据 Rytov 近似较好地预测<sup>[9]</sup>。而对于方差饱和和闪烁区域,Wang 等<sup>[9]</sup>从理论上证明光强起伏服从负指数分布,并得到了实验的检验<sup>[4]</sup>。实验结果还表明<sup>[4]</sup>,强起伏湍流大气中或长距离传输时,若传输距离、接收孔径和发射镜间距满足一定条件,随着光束数目的增加,大气闪烁将趋于对数正态分布,而不是负指数分布,这说明闪烁分布与传输距离、光束数目、发射孔径间距和发射、接收孔径等有关。接收孔径对闪烁分布的平滑效应,文献<sup>[5~7]</sup>从不同角度作了深入研究和详细分析,目前已得到了广泛使用的孔径平滑因子计算公式<sup>[6]</sup>。多光束传输的闪烁分布与传输距离  $z$ 、光束数目  $n$ 、发射孔径间距  $S_t$ 、接收孔径  $D_r$  的综合关系还有待研究,精确的理论描述有待探索。

本文首先从理论上分析大气湍流对多光束大气激光通信系统性能的影响和多光束大气传输的光强起伏特性,然后建立一个多光束大气传输的信道模型,最后通过相关文献中的实验结果验证信道模型的正确性,并分析多光束大气传输的信道误码性能,得出结论。

## 2 多光束大气激光通信中的大气湍流效应

多个发射光束在大气湍流中的传输过程如图 1 所示。图中的发射机采用多个独立激光光源(几十至几百毫瓦的输出功率)和发射镜发射相同波长(大气窗口内)的激光束,接收机采用一个接收镜。传输距离:水平方向 1 km 以上。

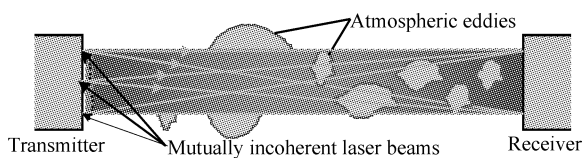


Fig. 1 Multiple-beam propagation through atmospheric turbulence

湍流对光束性能的影响程度和形式同光束直径  $d$  与湍流尺度  $l$  的相对大小有关。当  $d/l \ll 1$  时,将使光束的传播方向或接收面上的投影位置随机漂移,即光束漂移,结果可能会导致激光光斑脱离接收机视场,造成通信链路的突发性中断(约为 ms 量级)。当  $d/l \approx 1$  时,光束截面将发生随机偏转,形成到达角起伏<sup>[8]</sup>,引起焦平面上的像点抖动。当

$d/l \gg 1$  时,光束截面内将包含许多湍涡,引起大气闪烁、相位起伏和光束扩展(平均光强降低)等效应,结果导致通信系统误码率提高,信道性能下降。

产生上述湍流效应的原因是温度、气压和水汽压等的不均匀分布导致的空气折射率起伏。根据科尔莫戈罗夫湍流理论,折射率起伏的功率谱密度为

$$\phi_n = 0.033 C_n^2 \kappa^{-11/3}, \quad (1)$$

式中  $C_n^2$  是折射率结构常数, $\kappa$  是空间波数矢量,满足  $2\pi/L_0 \ll \kappa \ll 2\pi/l_0$ ,即处于所谓惯性子区内。 $L_0, l_0$  分别为湍流的外尺度(1~100 m)和内尺度(毫米量级)。

## 3 理论分析和信道建模

根据麦克斯韦方程可得到激光在大气中传输的波动方程<sup>[9]</sup>

$$\nabla^2 E + \frac{\omega_0^2 n^2(r)}{C^2} E = 0, \quad (2)$$

式中  $E$  是电场强度, $\omega_0$  是光波的圆频率, $\nabla$  矢量的分量为  $(\partial/\partial x, \partial/\partial y, \partial/\partial z)$ 。 $n(r)$  是位置  $r$  处的折射率,是  $r$  的函数。多光束在大气湍流中的传输性能问题就变成了根据(1)提供的折射率不均匀特性求解方程(2)的解的问题。

$n(r)$  随  $r$  变化的复杂性使得精确求解方程(2)非常困难。为此人们建立了 Rytov 方法<sup>[9]</sup>、马尔可夫近似、费恩曼图方法、广义惠更斯-菲涅耳原理等多种理论模型。对于对数振幅起伏方差  $\sigma_\chi^2 < 0.35$  的弱起伏区,依据 Rytov 近似,将对数振幅  $\chi$  表示为许多独立的贡献的叠加<sup>[9]</sup>,由中心极限定理得出单光束传输的接收光强满足对数正态分布:

$$P_I(I, \sigma_\chi^2) = \frac{1}{2I \sqrt{2\pi\sigma_\chi^2}} \exp\left[-\frac{(\ln I + 2\sigma_\chi^2)^2}{8\sigma_\chi^2}\right], \quad (3)$$

式中光强的均值  $\langle I \rangle = I_0 = 1$ ,对数振幅的均值  $\langle \chi \rangle = -\sigma_\chi^2$ , $\sigma_\chi$  为对数振幅  $\chi$  的标准偏差。对于平面波,

$$\sigma_\chi^2 = 0.31 \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^{7/6} C_n^2 z^{11/6},$$

$$\sigma_\chi^2 = 0.125 \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^{7/6} C_n^2 z^{11/6}$$

则是球面波的对数振幅方差。

在强起伏区,根据 Dashen 路径积分理论,单光束传输的接收光强满足负指数分布<sup>[9]</sup>

$$P_I(I) = \frac{I}{\langle I \rangle} \exp\left(-\frac{I}{\langle I \rangle}\right), \quad (4)$$

对于多光束传输,在弱起伏区( $\sigma_\chi^2 < 0.35$ )由于

多光束在接收机处电场强度的对数振幅  $\chi$  是比单光束数量更大的独立散射元的求和,由中心极限定理可知  $\chi$  是正态分布的,所以此时光强也应当服从对数正态分布。在强起伏区或图 1 所示的长距离 ( $> 1$  km) 大气传输的情况,光强分布特性需要针对大气激光通信系统的具体结构进行分析。

设大气湍流是平稳且各向同性的, $n$  束激光沿  $z$  轴传输,发射孔径之间的距离为  $S_t$ 、接收孔径为  $D_r$ 、传输距离为  $z$ ,发射孔径的几何排布方式如图 2 所示,圆形发射镜均匀分布在一个半径为  $R$  的圆环上。

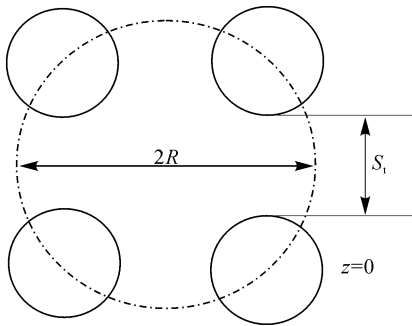


Fig. 2 Geometrical position of transmitting apertures

首先考虑多光束在传输过程中的空间相干性。大气湍流相干长度  $\rho_0$  和第一菲涅耳区半径  $\sqrt{\lambda z}$  是两个重要的参量, $\rho_0$  的表达式为<sup>[9]</sup>

$$\rho_0 = (1.46k_0^2 C_n^2 z)^{-3/5}, \quad (5)$$

式中  $k_0 = 2\pi/\lambda$ ,是与激光波长  $\lambda$  对应的空间波数。随着湍流的增强和通信距离  $z$  的增大, $\rho_0$  将减小。在强起伏区(或长距离传输),接收平面场的横向相干长度<sup>[11]</sup> 远小于  $\sqrt{\lambda z}$ ,则仅有光传输路径上的不均匀散射体间距小于  $\rho_0$  的散射体散射的光的电场是以相干方式叠加的,相当于每个光束都被分成了多个子光束。令  $n$  束激光在接收孔径平面域内点  $(x, y)$  处(靠近  $z$  轴)的瞬时叠加光强为  $I(x, y)$ 。所有激光束在接收点上光强  $I_k (k = 1 \sim n)$  的统计特性服从相同的负指数分布(公式 4), $I_k$  统计独立,且对  $I$  的贡献相同,则

$$I(x, y) = \sum_{k=1}^n I_k, \quad \langle I_k \rangle = \langle I \rangle / n, \quad (6)$$

$I_k (k = 1 \sim n)$  分布的特征函数为

$$M_{I_k}(\omega) = \frac{1}{1 - j\omega \langle I_k \rangle} = \frac{1}{1 - j\omega \langle I \rangle / n}, \quad (7)$$

由(6)式,叠加光强  $I$  分布的特征函数为<sup>[10]</sup>

$$M_I(\omega) = [M_{I_k}(\omega)]^n = \left( \frac{1}{1 - j\omega \langle I \rangle / n} \right)^n, \quad (8)$$

对上式进行傅里叶反变换,即得到  $I(x, y)$  的

概率密度函数为

$$P_I(I) \approx \left( \frac{n}{\langle I \rangle} \right)^n \frac{I^{n-1} \exp(-n \cdot I / \langle I \rangle)}{\Gamma(n)}, \quad I \geq 0 \quad (9)$$

对于有限的接收孔径 ( $D_r > 0$ ),接收端实际探测的光功率为接收孔径平面(与激光传输方向  $z$  垂直)区域内叠加光强  $I(x, y)$  的积分(统计平均)。定义积分光强为

$$I_s = \iint_R \alpha_r(x, y) \cdot I(x, y) dx dy, \quad (10)$$

其中  $\alpha_r(x, y)$  是接收孔径权重函数。

$$\alpha_r(x, y) = \begin{cases} 1, & \rho = \sqrt{x^2 + y^2} \leq D_r/2 \\ 0, & \rho > D_r/2 \end{cases} \quad (11)$$

类似上述关于  $I(x, y)$  的分析方法,假设接收孔径  $D_r$  足够大,孔径内包含互不相干散斑元  $m$  个,积分光强的概率密度函数为

$$P_{I_s}(I_s) \approx \left( \frac{mn}{\langle I_s \rangle} \right)^{mn} \frac{I_s^{(mn-1)} \exp(-mn I_s / \langle I_s \rangle)}{\Gamma(mn)}, \quad I_s \geq 0 \quad (12)$$

由于各光束的光源种类、规格和制造条件相同,诸  $I_k$  之间存在一定的相干性。显然,发射孔径间距离  $S_t$  越大, $I_k$  之间的相干性就越小,且相干性在空间传播中不断增强<sup>[10]</sup>,但湍流导致光束相干性降低。

大气激光通信中,若光束之间的相干性强,则会在接收面上出现明暗条纹,接收光强起伏增大,显然无法满足强度探测的要求。因而,针对激光通信系统,应尽可能减小发射光束之间的相干性。由此引入(12)式成立的近似条件

$$S_t \geq \sqrt{\lambda z}, \quad (13)$$

综合(12)式和(13)式,得到了如下的多光束大气激光通信的信道分析模型

$$P_{I_s}(I_s) \approx \left( \frac{mn}{\langle I_s \rangle} \right)^{mn} \frac{I_s^{(mn-1)} \exp(-mn I_s / \langle I_s \rangle)}{\Gamma(mn)}, \quad S_t \geq \sqrt{\lambda z}, \quad I_s \geq 0, \quad (14)$$

式中  $m \approx \begin{cases} (D_r/\rho_0)^2, & D_r \geq \rho_0 \\ 1, & D_r < \rho_0 \end{cases}$  为互不相干散斑元的数目。

#### 4 实验验证与误码性能分析

分析(14)式,当  $m = n = 1$  时,对应着单光束点接收的情况,光强概率分布变为(4)式的形式,即服从负指数分布。该结论已被许多实验验证和广泛认可<sup>[10]</sup>。

令  $W = -\ln(I_s/\langle I_s \rangle)$ , 由(14) 式得到

$$P(W) \approx \frac{(nm)^{nm}}{\Gamma(nm)} \exp\{-nm[W + \exp(-W)]\}, \quad (15)$$

展开  $\exp(-W)$  为级数, 有

$$P(W) = \frac{(nm)^{nm}}{\Gamma(nm)} \exp\left[-nm - \frac{nmW^2}{2}\left(1 - \frac{W}{3} + \dots\right)\right], \quad (16)$$

因为湍流导致光束相干性的严重降低, 激光在强起伏湍流内长距离传输时, 接收孔径  $D_r$  内的互不相干散斑元的数目  $m \gg 1$ , 令  $n \geq 2$ , 则利用斯特林近似对(16) 式进行变换得到

$$P(\ln I_s) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{\ln I_s}} \exp\left[-\frac{(\ln I_s - \langle \ln I_s \rangle)^2}{2\sigma_{\ln I_s}^2}\right], \quad (17)$$

式中  $\sigma_{\ln I_s}^2 = \sigma_w^2 = \langle (\ln I_s - \langle \ln I_s \rangle)^2 \rangle \approx 1/(nm)$ 。(17) 式表明在强起伏长距离传输条件下, 当光束足够多和接收口径足够大时光强起伏满足对数正态分布。该结论与文献[4] 介绍的实验结果完全吻合。

取传输距离  $z = 10.4$  km,  $\lambda = 780$  nm,  $\sqrt{\lambda z} = 9$  cm, 发射孔径分布在半径为 23 cm 的圆环上, 若  $n \leq 8$ , 则  $S_t \geq \sqrt{\lambda z} \cdot C_n^2$  取典型值为  $10^{-16} \text{ m}^{-2/3}$ , 则。图 3 和图 4 分别是由公式(14) 和文献[4] 得到不同  $n$  值对应的光强概率分布曲线( $D_r = 5.1$  cm)。

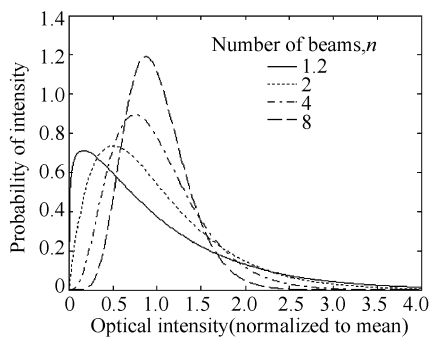


Fig. 3 Intensity distribution as a function of  $n$  (computed by Formula 14,  $m=1$ )

分析图 3 和图 4 的结果可以看出, 公式(14) 与实验结果吻合较好。图 3 中  $n=1.2$  的曲线与图 4 中一束激光的分布曲线相同, 是孔径效应引起的。光束对准误差(并非所有光束都如上述理论分析中假设的那样对接收光强有相同的贡献)导致的实验误差、各光束传输路径的相关性和接收散斑元自身的相干性导致了多光束对光强起伏的减弱效果降低。

图 5 为不同接收孔径对应的光强概率分布曲线( $n=4$ ), 图 6 是文献[4] 介绍的孔径效应实验结果。

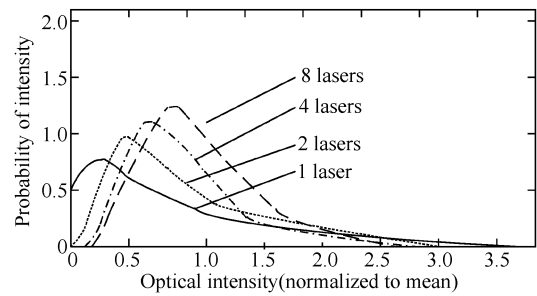


Fig. 4 Experimental results of intensity distribution as a function of  $n$  (presented in Ref. [4])

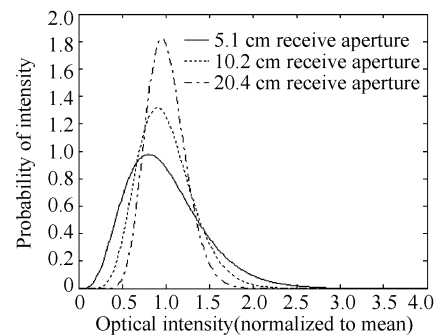


Fig. 5 Intensity distribution with different receive apertures (computed by Formula 14)

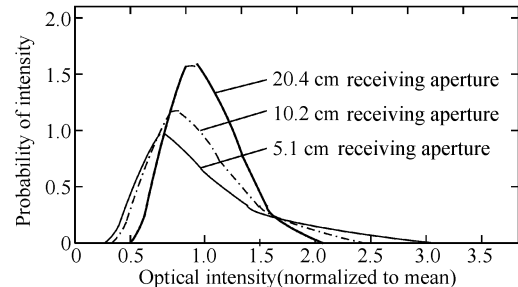


Fig. 6 Intensity distribution with different receiving apertures (presented in Ref. [4])

分析图 5 和图 6 可以表明公式(14) 关于接收孔径对于减弱接收光强起伏贡献的描述是正确的。接收散斑元之间的微弱相干性减弱了孔径平滑效应。

考虑开/关键控(OOK)调制的强度调制/直接探测(IM/DD)大气激光通信系统, 码元周期为  $T$ 。令每个比特间隙内探测器的积分时间  $T_0 \leq T$ , 探测器积分后得到的电信号可表示为

$$r_e = \eta(I_s + I_b) + n_w, \quad (18)$$

其中  $I_s$  是接收信号光强,  $I_b$  是背景光光强, 在一个积分周期  $T_0$  内均可视为常数。 $\eta$  是光电转换效率, 可表示为  $\eta = \gamma T_0 \cdot e\lambda / (hc)$ ,  $\gamma$  是探测器的量子效率,  $e$  是电子电量,  $\lambda$  是激光波长,  $h$  是普朗克常量,  $c$  是光速。 $n_w$  是均值为 0, 方差为  $N/2$  的加性高斯白噪声, 与接收码元为“1”或“0”无关。除去背景光噪声  $\eta I_b$ , 信号

$r = r_e - \eta I_b$  在接收码元为“0”和“1”时的条件概率密度为

$$P(r|0) = \frac{1}{\sqrt{\pi N}} \exp\left(-\frac{r^2}{N}\right), \quad (19)$$

$$P(r|1) = \int_0^{\infty} P(r|1, I_s) P_{I_s}(I_s) dI_s = \int_0^{\infty} \frac{1}{\sqrt{\pi N}} P_{I_s}(I_s) \exp\left[-\frac{(r - \eta I_s)^2}{N}\right] dI_s, \quad (20)$$

代入似然比表达式,得到

$$A(r) = \frac{P(r|1)}{P(r|0)} = \int_0^{\infty} \frac{1}{\sqrt{\pi N}} P_{I_s}(I_s) \exp\left[-\frac{(r - \eta I_s)^2 - r^2}{N}\right] dI_s, \quad (21)$$

假设发送码元中,“0”和“1”的分布是等概的,即  $P(0) = P(1) = 1/2$ ,忽略码间串扰,得到 OOK 系统的误码率为

$$P_E = P(0)P(1|0) + P(1)P(0|1) = \frac{1}{2} \left[ \int_{A(r)>1} P(r|0) dr + \int_{A(r)<1} P(r|1) dr \right], \quad (22)$$

图 7 给出了  $n = 4$  和  $n = 1$  时的通信系统误码率曲线 ( $m = 2$ )。图中,  $R_{SN} = (\eta E[I_s])^2 / N$ 。从图中可以看出,多光束传输大大改善了通信系统的误码性能。

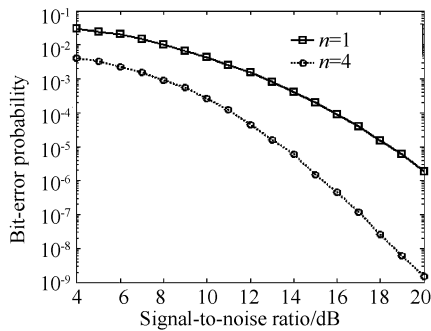


Fig. 7 Bit-error probability vs signal-to-noise ratio

**结论** 多光束传输技术可以有效地减弱大气湍流对大气激光通信系统性能的影响,降低误码率。本文用统计分析的方法理论分析了大气激光通信中多光束大气传输的光强起伏特性,建立了信道分析模型公式(14),并通过数值计算结果与相关文献实验结果的比较验证了模型的正确性。

本文建立的数学模型是专门针对多光束大气激光通信系统建立的,所以给出了限定条件,以保证发射光束之间相互独立。进一步分析对准误差的影响和散斑元自身的相干性,可以对该模型进行进一步的修正。与马尔可夫近似的分析方法相比,该模型物理意义清晰,形式简单,可为大气激光通信系统的设计提供很好的模型参考。

### 参 考 文 献

- 1 Wilson K E, Leatherman P R, Cleis R. Results of the compensated earth-moon-earth retro-reflector laser link (CEMERLL) experiment. TDA Progress Report 42-131 Jet Propulsion Laboratory 1997. 1~13
- 2 Ma Dongtang, Zhuang Zhaowen, Wei Jibo. Studies of laser atmospheric scintillation problem in space laser communication. *Chin. J. Lasers* (中国激光), 2002, **A29** (3): 277~280 (in Chinese)
- 3 Korevaar E, Schuster J, Hakakha H. Design of ground terminal for STRV-2 satellite-to-ground lasercom experiment. *Proc. SPIE*, 1998, **3266**: 153~164
- 4 Kim I I, Hakakha H, Adhikari P. Scintillation reduction using multiple transmitters. *Proc. SPIE*, 1997, **2990**: 102~113
- 5 Churchside J H. Aperture averaging of optical scintillations in the turbulent atmosphere. *Appl. Opt.*, 1991, **30** (15): 1982~1994
- 6 Linfield R. The effect of aperture averaging upon tropospheric delay fluctuations seen with a DSN antenna. TDA Progress Report 42-124, 1996.
- 7 Rao Ruizhong, Gong Zhiben, Wang Shipeng. Aperture averaging of saturated scintillation of laser propagation in atmosphere. *Acta Optica Sinica* (光学学报), 2002, **22** (1): 37~40 (in Chinese)
- 8 Rao Ruizhong. Turbulence path-integral parameters and light propagation effects in turbulent atmosphere. *Acta Optica Sinica* (光学学报), 1997, **17** (1): 79~85 (in Chinese)
- 9 Zhang Yixin, Chi Zeying. *Optical Wave Propagation and Imaging in Atmosphere* (光波在大气中的传输与成像). Beijing: National Defence Industry Press, 1997. 14~128 (in Chinese)
- 10 Qi Kangnan, Qin Kecheng, Cheng Lu. *Guidance of Statistical Optic* (统计光学导论). Tianjin: Nankai University Press, 1987. 322~335 (in Chinese)
- 11 Wang Yingjian, Wu Yi. The statistics of atmospheric coherent length and Strehl ratio. *Acta Optica Sinica* (光学学报), 1996, **16**(8): 1109~1113 (in Chinese)