

文章编号: 0258-7025(2009)11-2957-05

大气光通信中大孔径接收性能分析与孔径尺寸选择

陈纯毅 杨华民 姜会林 佟首峰 范静涛 韩 成

(长春理工大学 光电测控与光信息传输技术教育部重点实验室, 吉林 长春 130022)

摘要 大孔径接收是克服大气光通信中大气湍流影响的有效途径之一。在有限孔径接收光强起伏理论上,建立了平均信噪比与无湍流影响时的探测器输出信噪比、孔径平均因子以及光强起伏方差之间关系的数学模型,并给出了系统误码率计算公式。通过数值计算得出了在给定误码率(BER)设计指标时,不同大气湍流参数条件下,接收孔径直径与无湍流影响时的探测器输出信噪比之间的关系曲线。

关键词 光通信; 孔径平均; 尺寸选择; 大气湍流; 信噪比

中图分类号 TN929.1; TN012 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/CJL20093611.2957

Performance Analysis of Large-Aperture Receiving and Selection of Aperture Size in Atmospheric Optical Communications

Chen Chunyi Yang Huamin Jiang Huilin Tong Shoufeng Fan Jingtao Han Cheng

(Key Laboratory for Photoelectric Measuring & Control and

Optical Information Transfer Technology of Ministry of Education,

Changchun University of Science and Technology, Changchun, Jilin 130022, China)

Abstract Large-aperture receiving is one of the effective approaches to overcome the impact of turbulence on atmospheric optical communications. Based on the irradiance fluctuation theory for finite apertures, the relationship between the average signal-to-noise ratio and the quantities of the signal-to-noise ratio without turbulence, the aperture averaging factor and the irradiance fluctuation variance was mathematically modeled, and the formula of bit error rate (BER) was derived. The curves of relationship between the aperture diameter and the signal-to-noise ratio without turbulence at a given BER with various turbulence parameters were obtained numerically.

Key words optical communications; aperture averaging; selection of size; atmospheric turbulence; signal-to-noise ratio

1 引 言

无线光通信作为一种新型的通信技术,具有传输带宽高、组网机动灵活、无需频率申请、抗电磁干扰和保密性好等优点,近年来已成为通信领域的一个研究热点。

当无线光通信链路经过地球大气时,大气湍流造成在其中传播的激光出现闪烁,使得通信光信号受到严重干扰,导致通信链路产生较大的误码率(BER)。大孔径接收能有效地减小大气湍流造成的接收光功率起伏,是一种有效的大气湍流影响抑制

方法^[1~5]。受接收器重量和体积的限制,接收器孔径不可能设计得太大。在设计接收器时,如何选择孔径大小成为一个重要的问题。

本文基于 Andrews 等^[5,6]提出的大尺度起伏调制小尺度起伏假设和有限孔径接收光强起伏理论,建立了以无湍流影响时的探测器输出信噪比、孔径平均因子以及光强起伏方差等为参量的系统平均信噪比和系统误码率计算模型,对不同接收孔径直径和大气湍流参数条件下的通信系统性能进行了分析;通过数值计算得出了在给定系统误码率设计指

收稿日期: 2009-02-09; 收到修改稿日期: 2009-03-09

基金项目: 国家自然科学基金(60677009)、吉林省自然科学基金(20070527)和吉林省教育厅“十一五”项目(2007294)资助课题。

作者简介: 陈纯毅(1981—),男,博士研究生,主要从事无线光通信方面的研究。E-mail: chenchunyi@hotmail.com

导师简介: 杨华民(1963—),男,教授,博士生导师,主要从事复杂系统建模与仿真等方面的研究。E-mail: yhm@cust.edu.cn

标和大气湍流参数后,接收孔径直径与无湍流影响时的探测器输出信噪比之间的变化关系,为孔径尺寸的选择提供了方便。

2 有限孔径接收时的光强起伏及其概率分布

由于温度、密度和压强等物理量的波动,造成大气的局部状态不断变化,使得大气折射率在空间上产生随机起伏,进而引起激光光强出现闪烁。通常使用光强起伏方差 σ_I^2 来表征光强闪烁的强弱

$$\sigma_I^2 = \langle (I - \langle I \rangle)^2 \rangle / \langle I \rangle^2, \quad (1)$$

式中 I 为光强, $\langle \cdot \rangle$ 表示系综平均。对于存在一定接收孔径的接收器(即有限孔径接收器),由于平均的原因,会使得光强起伏方差减小,即所谓的孔径平均效应。可以用孔径平均因子 A 来表征孔径平均效应的强弱

$$A = \sigma_I^2(D) / \sigma_I^2(0), \quad (2)$$

式中 $\sigma_I^2(D)$ 为接收孔径直径为 D 时的光强起伏方差, $\sigma_I^2(0)$ 为点接收时的光强起伏方差。

文献[7]分别对弱湍流区和强湍流区中平面波和球面波传播的孔径平均效应进行了研究。对于大气光通信来说,通常可以将发射激光建模为高斯光束。基于大尺度起伏调制小尺度起伏的假设,使用修正 Rytov 近似方法,可以得出高斯光束传播时,接收光强起伏方差为^[8,9]

$$\begin{aligned} \sigma_I^2(l_0, L_0, C_n^2, D) = & \exp[\sigma_{\ln x}^2(l_0, C_n^2, D) - \\ & \sigma_{\ln x}^2(l_0, L_0, C_n^2, D) + \\ & \sigma_{\ln y}^2(l_0, C_n^2, D)] - 1, \quad (3) \end{aligned}$$

式中 l_0 为湍流内尺度, L_0 为湍流外尺度, C_n^2 为大气折射率结构常数, $\sigma_{\ln x}^2$ 和 $\sigma_{\ln y}^2$ 分别为大尺度起伏方差和小尺度起伏方差。由(3)式可知,光强起伏方差 σ_I^2 依赖于湍流内尺度、湍流外尺度、大气折射率结构常数和接收器孔径直径 4 个参量。大尺度起伏方差被分为两项,第一项 $\sigma_{\ln x}^2(l_0, C_n^2, D)$ 不依赖于湍流外尺度,第二项 $\sigma_{\ln x}^2(l_0, L_0, C_n^2, D)$ 依赖于湍流外尺度;小尺度起伏方差 $\sigma_{\ln y}^2(l_0, C_n^2, D)$ 不依赖于湍流外尺度,只和湍流内尺度、大气折射率结构常数以及孔径直径有关。

对(3)式给出的模型进行计算和分析可知,湍流内尺度对光强起伏方差的影响比外尺度更明显。湍流内尺度越大,在聚焦区中光强起伏方差的饱和点越高。在弱湍流区,外尺度对光强起伏方差的影响基本可以忽略;在强湍流区,外尺度越大,光强起伏方差随 Rytov 方差($\sigma_I^2 = 1.23 C_n^2 k^{7/6} L^{11/6}$, L 为传播

距离, k 为光波波数)的进一步增加而减小的速度越缓慢。

由孔径平均因子的定义,可得

$$A(D) = \frac{\sigma_I^2(l_0, L_0, C_n^2, D)}{\sigma_I^2(l_0, L_0, C_n^2, 0)}. \quad (4)$$

激光在大气湍流中传输时的光强起伏概率密度一直是理论研究中的一个热点。在弱湍流区,光强起伏服从对数正态分布,理论结果与实验结果之间具有较好的一致性^[6]。然而在强湍流区,对数正态分布不能精确地描述光强起伏的统计特征。基于大尺度起伏调制小尺度起伏假设, Vetelino 等^[10] 提出使用 Gamma-Gamma 函数来建模从弱至强湍流区中的光强起伏概率密度

$$p_I(I) = \frac{2(\alpha\beta)^{(\alpha+\beta)/2}}{\Gamma(\alpha)\Gamma(\beta)} I^{\alpha+\beta/2-1} K_{\alpha-\beta}(2\sqrt{\alpha\beta}I), I > 0, \quad (5)$$

式中 $\Gamma(\cdot)$ 为 Gamma 函数, $K_\nu(\cdot)$ 为第二类修正 Bessel 函数, $\alpha = 1/[\exp(\sigma_{\ln x}^2) - 1]$, $\beta = 1/[\exp(\sigma_{\ln y}^2) - 1]$, 由(3)式可知 $\sigma_{\ln x}^2 = \sigma_{\ln x}^2(l_0, C_n^2, D) - \sigma_{\ln x}^2(l_0, L_0, C_n^2, D)$ 。

3 信道建模与性能分析

误码率是衡量大气光通信系统性能的重要指标。系统误码率与接收器收到的平均信号光功率、光强起伏方差以及探测器输出噪声等因素密切相关。当使用有限孔径接收时,孔径尺寸对接收器收到的信号光功率及其起伏的大小具有直接影响,接收器孔径尺寸是分析系统误码率性能时必须考虑的一个重要因素。

在光通信中使用的探测器可以分为直接检测和相干检测两种类型。在无线光通信中使用最广泛的是直接检测探测器。从探测器的输出电流中提取出通信数据是通信系统中最重要的一环。对于阈值判决来说,假设当探测器的输出电流大于判决阈值时,提取的数据为“1”码;当探测器的输出电流小于判决阈值时,提取的数据为“0”码。通常情况下探测器的输出电流中含有噪声,所以由阈值判决提取出的数据可能出现误码。当不存在大气湍流影响时,假设探测器的输出电流为 $i = i_s + i_n$, i_s 为信号电流, i_n 为噪声电流,且

$$i_s = RP_s, \quad (6)$$

式中 P_s 为信号光功率, $R = \eta e / (h\nu)$, h 为普朗克常量, ν 为光波频率, e 为电子电荷, η 为探测器量子效率。探测器的输出噪声主要包括散弹噪声、暗电流噪

声和热噪声。散弹噪声源自光生载流子数起伏,其方差 $\sigma_{sn}^2 = 2eBi_s$, B 为探测器后续滤波器的带宽。暗电流噪声方差 $\sigma_{dn}^2 = 2eBi_d$, i_d 为暗电流大小。热噪声源自探测器的热噪声电子数起伏,其方差 $\sigma_{Tn}^2 = 4k_bTB/R_L$, k_b 为 Boltzman 常数, R_L 为负载阻抗, T 为等效噪声温度。假设上述 3 种噪声统计独立,则总噪声电流的方差为

$$\sigma_n^2 = \langle i_n^2 \rangle = \sigma_{sn}^2 + \sigma_{dn}^2 + \sigma_{Tn}^2. \quad (7)$$

在无大气湍流影响时,探测器的输出信噪比 γ_{SNR_0} 为

$$\gamma_{SNR_0} = i_s / \sigma_n, \quad (8)$$

当存在大气湍流影响时,接收器收到的信号光功率 P_s 表现为一个随机起伏的量,故探测器输出的信号电流 i_s 也是一个随机量,且

$$\langle i_s \rangle = R \langle P_s \rangle. \quad (9)$$

假设大气湍流引入的闪烁噪声与探测器噪声统计独立,则探测器输出的总噪声电流方差可写为

$$\begin{aligned} \sigma_{n,tur}^2 &= R^2 \langle \Delta P_s^2 \rangle + \langle i_n^2 \rangle \\ &= R^2 (\langle P_s^2 \rangle - \langle P_s \rangle^2) + \sigma_n^2, \end{aligned} \quad (10)$$

式中 $\langle \Delta P_s^2 \rangle$ 为信号光功率起伏对探测器输出总噪声的贡献。可以推导出探测器输出电流的平均信噪比

$\langle \gamma_{SNR} \rangle$ 为

$$\begin{aligned} \langle \gamma_{SNR} \rangle &= \frac{\langle i_s \rangle}{\sigma_{n,tur}} \\ &= \frac{\gamma_{SNR_0}}{\sqrt{P_s^2 / \langle P_s \rangle^2 + A \sigma_I^2 \gamma_{SNR_0}^2}}, \end{aligned} \quad (11)$$

式中 P_{s_0} 为无湍流影响时的信号光功率, γ_{SNR_0} 为根据(8)式求得的信噪比, A 为孔径平均因子。当忽略大气湍流引起的光束展宽效应时, $\langle P_s \rangle / P_{s_0} = 1$ 。

选择激光波长为 810 nm, 传输距离为 1 km, 湍流外尺度 L_0 为 5 m, 湍流内尺度 l_0 为 1 mm, 大气折射率结构常数 C_n^2 分别为 $10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$, $10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$, $10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$ 时, 平均信噪比 $\langle \gamma_{SNR} \rangle$ 与无湍流影响时的信噪比 γ_{SNR_0} 的关系如图 1 所示。由图 1 可知: 1) 接收孔径直径 D 越小, 平均信噪比 $\langle \gamma_{SNR} \rangle$ 随 γ_{SNR_0} 的增加而上升的速度越小; 2) 接收孔径直径 D 越大, 平均信噪比 $\langle \gamma_{SNR} \rangle$ 与 γ_{SNR_0} 越趋于线性关系, 这表明孔径平均对平均信噪比 $\langle \gamma_{SNR} \rangle$ 的改善越明显; 3) 湍流越强(折射率结构常数越大), $\langle \gamma_{SNR} \rangle$ 随 γ_{SNR_0} 的增加而趋于饱和的速度越快。

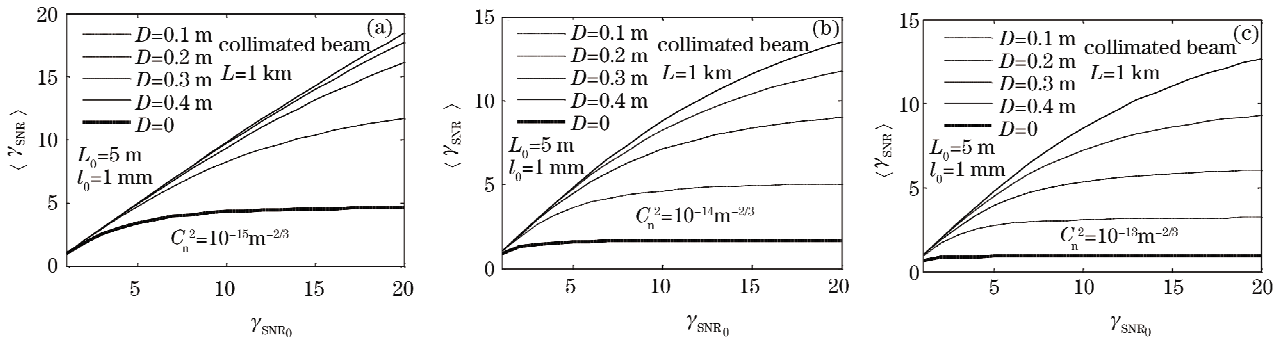


图 1 不同湍流强度下 $\langle \gamma_{SNR} \rangle$ 与 γ_{SNR_0} 的关系

Fig. 1 Relationship between $\langle \gamma_{SNR} \rangle$ and γ_{SNR_0} with various strength of turbulence

考虑开/关键控(OOK)调制的强度调制/直接检测(IM/DD)大气光通信系统,选择最佳判决阈值。当不存在大气湍流影响时,系统误码率 P_e 可写为

$$P_e = \frac{1}{2} \operatorname{erfc} \left[\frac{\gamma_{SNR_0}}{2\sqrt{2}} \right]. \quad (12)$$

当在存在大气湍流影响时,系统误码率 P_e 应该对光强起伏概率密度函数(5)式求平均,可推导出

$$\begin{aligned} P_e &= \frac{(\alpha\beta)^{(\alpha+\beta)/2}}{\Gamma(\alpha)\Gamma(\beta)} \cdot \int_0^\infty \operatorname{erfc} \left(\frac{\langle \gamma_{SNR} \rangle s}{2\sqrt{2}} \right) \times \\ &\quad s^{(\alpha+\beta)/2-1} \cdot K_{(\alpha-\beta)}(2\sqrt{\alpha\beta}s) ds, \end{aligned} \quad (13)$$

式中 $\operatorname{erfc}(\cdot)$ 为误差函数。

选择激光波长为 810 nm, 传输距离为 1 km, 湍流外尺度 L_0 为 5 m, 湍流内尺度 l_0 为 1 mm, 大气折射率结构常数 C_n^2 分别为 $10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$, $10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$, $10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$ 时, 系统误码率 P_e 与平均信噪比 $\langle \gamma_{SNR} \rangle$ 的关系如图 2 所示。由图 2 可知: 1) 接收孔径直径 D 越大, 在相同平均信噪比条件下, 系统误码率越小; 2) 在相同误码率条件下, 接收孔径直径 D 越大, 所要求的平均信噪比越小; 3) $D=0$ 时, 图 2(c) 中的误码率比图 2(a) 中的误码率大很多, 而 $D=0.4 \text{ m}$ 时, 3 种折射率结构常数条件下的系统误码率性能差别不大, 可见在强湍流条件下使用大孔径接收来抑制大气湍流影响的效果很明显。

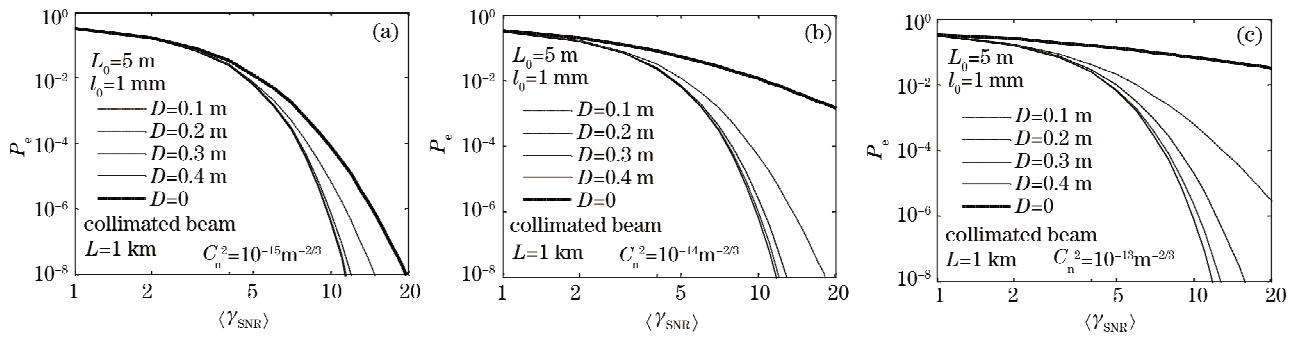


图2 不同湍流强度下 P_e 与 $\langle \gamma_{SNR} \rangle$ 的关系

Fig. 2 Relationship between P_e and $\langle \gamma_{SNR} \rangle$ with various strength of turbulence

4 接收孔径尺寸的选择

由于存在大气湍流,通信系统的误码率性能受到很大的影响。接收器的孔径平均效能能显著地减小大气湍流造成的通信光功率起伏,孔径尺寸越大,效果越明显。但是,当接收器孔径尺寸增加到一定程度后,光功率起伏将不会随孔径尺寸的继续增加而显著减小^[4]。另外,由于受接收器重量和体积的限制,接收器不可能设计得太大,所以应该根据系统实际要求,使接收器体积尽量小。

在设计野外通信演示试验系统时,误码率往往是一个给定的指标,为了克服大气湍流带来的不利影响,需要选择一个合适的接收器孔径尺寸。由(3),(5),(11)和(13)式可知,系统误码率受 C_n^2, L_0, l_0, D 和 γ_{SNR_0} 等参数影响, C_n^2, L_0 和 l_0 等大气湍流参数可通过测量获得, γ_{SNR_0} 则由设计者根据实际情况进行选择;在给定大气湍流参数 C_n^2, L_0 和 l_0 后,用数值计算方法求解方程 $P_e(C_n^2, L_0, l_0, D, \gamma_{SNR_0}) = p_e$, 可得出在给定误码率指标为 p_e 的条件下,接收器孔径直径 D 和信噪比 γ_{SNR_0} 的关系,如图3和图4所示。在计算时,激光波长取为 810 nm,传输距离为 1 km,湍流外尺度 L_0 为 5 m,湍流内尺度 l_0 为 1 mm,大气折射率结构常数 C_n^2 分别为 $10^{-15} \text{ m}^{-2/3}, 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ 和 $10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$;图3中的 p_e 取为 10^{-5} ,图4中的 p_e 取为 10^{-6} 。

图3和图4可为不同大气湍流参数条件下,接收孔径直径的选择提供数据参考。若系统误码率设计为 10^{-5} ,无湍流影响时的探测器输出信噪比 γ_{SNR_0} 设计为 15,则可得出,当折射率结构常数 C_n^2 分别为 $10^{-15} \text{ m}^{-2/3}, 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ 和 $10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$ 时,接收器的孔径直径 D 最小应该分别设计为 7.6 cm, 23.1 cm 和 32.4 cm,系统的误码率才能优于设计指标;若系统误码率设计为 10^{-6} ,无湍流影响时的探测器输出

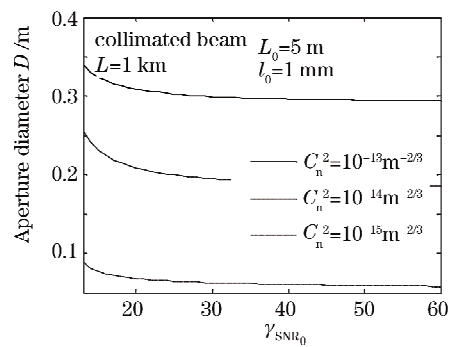


图3 不同湍流条件下接收器的孔径直径与 γ_{SNR_0} 的关系 ($p_e = 10^{-5}$)

Fig. 3 Relationship between receiver aperture diameter and γ_{SNR_0} under various conditions of turbulence

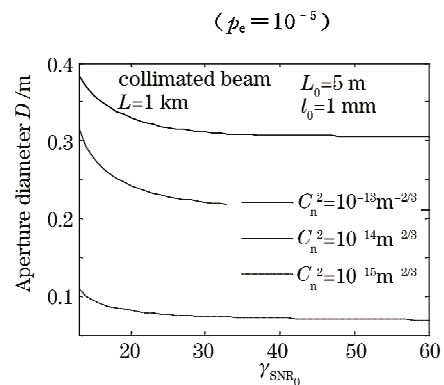


图4 不同湍流条件下接收器的孔径直径与 γ_{SNR_0} 的关系 ($p_e = 10^{-6}$)

Fig. 4 Relationship between receiver aperture diameter and γ_{SNR_0} under various conditions of turbulence

($p_e = 10^{-6}$)
 信噪比 γ_{SNR_0} 设计为 15,在同样的大气湍流参数条件下,接收器的孔径直径 D 最小应该分别设计为 9.4 cm, 27.7 cm 和 36.0 cm,系统的误码率才能优于设计指标。

5 结 论

基于 Andrews 等提出的大尺度起伏调制小尺度起伏假设和有限孔径接收光强起伏理论,建立了系统的误码率计算模型;在此基础上,对使用大孔径接收的无线光通信系统性能进行了分析,发现大孔径接收能有效地减小大气湍流对通信系统性能的影响,降低系统误码率。基于有限孔径接收光强起伏方差模型和系统误码率计算公式,提出了一种在给定误码率设计指标和大气湍流参数条件下,计算接收孔径直径 D 与无湍流影响时的探测器输出信噪比 γ_{SNR_0} 之间关系的方法。数值计算结果为孔径尺寸大小的选择提供了方便。

参 考 文 献

- Pan Feng, Ma Jing, Tan Liying *et al.*. Theoretical study on power spectrum of atmospheric scintillation of aperture receiving for satellite-to-ground downlink [J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2006, **18**(8): 1253~1256
潘 锋, 马 晶, 谭立英等. 星地下行孔径接收闪烁频谱的理论研究[J]. *强激光与粒子束*, 2006, **18**(8): 1254~1256
- Yang Changqi, Jiang Wenhan, Rao Changhui. Impact of aperture averaging on bit-error rate for free-space optical communication [J]. *Acta Optica Sinica*, 2007, **27**(2): 212~218
杨昌旗, 姜文汉, 饶长辉. 孔径平均对自由空间光通信误码率的影响[J]. *光学学报*, 2007, **27**(2): 212~218
- Rao Ruizhong, Gong Zhiben, Wang Shipeng *et al.*. Aperture averaging of saturated scintillation of laser propagation in the atmosphere[J]. *Acta Optica Sinica*, 2002, **22**(1): 36~40
饶瑞中, 龚知本, 王世鹏等. 激光大气闪烁饱和的孔径平均效应[J]. *光学学报*, 2002, **22**(1): 36~40
- Heba Yuksel, Stuart Milner, Christopher C. Davis. Aperture averaging for optimizing receiver design and system performance on free-space optical communication links [J]. *J. Opt. Networking*, 2005, **4**(8): 462~474
- L. C. Andrews, R. L. Phillips. Impact of scintillation on laser communication systems; recent advances in modeling [C]. *SPIE*, 2002, **4489**: 23~33
- Frida Stromqvist Vetelino, Cynthia Young, Larry Andrews. Fade statistics and aperture averaging for Gaussian beam waves in moderate-to-strong turbulence [J]. *Appl. Opt.*, 2007, **46**(18): 3780~3789
- James H. Churnside. Aperture averaging of optical scintillations in the turbulent atmosphere [J]. *Appl. Opt.*, 1991, **30**(15): 1982~1994
- L. Andrews, R. Phillips, C. Hopfen. *Laser Beam Scintillation with Applications* [M]. Bellingham, WA: SPIE Press, 2001
- Aaron J. Masino, Cynthia Y. Young, Larry Andrews *et al.*. Mean irradiance; experimental and theoretical results [C]. *SPIE*, 2005, **5793**: 178~184
- Frida Stromqvist Vetelino, Cynthia Young, Larry Andrews. Aperture averaging effects on the probability density of irradiance fluctuations in moderate-to-strong turbulence [J]. *Appl. Opt.*, 2007, **46**(11): 2099~2108