

# 一种多光束发射和接收 FSO 系统的信道建模方法

徐建武<sup>1</sup> 王红星<sup>1</sup> 孙晓明<sup>1</sup> 刘 军<sup>2</sup>

(<sup>1</sup>海军航空工程学院电子与信息工程系, 山东 烟台 264001)

<sup>2</sup>中国人民解放军 92212 部队, 山东 青岛 266002

**摘要** 在单光束发射和接收无线光通信(FSO)系统中,目前人们普遍接受的是光强闪烁在强湍流下服从负指数分布,在弱湍流下服从对数正态分布,而在强弱湍流下都适用的 Gamma-Gamma 分布则是研究的热点。在这几种分布的基础上,将它们推广到多光束发射和接收 FSO 系统,分别推导出了基于对数正态分布、负指数分布以及 Gamma-Gamma 分布的多光束发射和接收 FSO 系统的光强闪烁概率密度分布函数,建立起多光束发射和接收系统光强闪烁信道模型,并对基于负指数分布的多光束信道模型与通信距离、激光波长、接收孔径以及收发天线数目等参数的相互关系进行了具体的仿真分析。这对多光束发射和接收 FSO 系统的理论分析和系统设计具有一定的指导意义。

**关键词** 光通信;多光束发射和接收;对数正态分布;负指数分布;Gamma-Gamma 分布

**中图分类号** TN929.12 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/CJL201239.0305009

## Method of Establishing Channel Model in Multiple-Beam Transmission and Reception FSO Systems

Xu Jianwu<sup>1</sup> Wang Hongxing<sup>1</sup> Sun Xiaoming<sup>1</sup> Liu Jun<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Department of Electronic and Information Engineering, Naval Aeronautical and Astronautical University, Yantai, Shandong 264001, China

<sup>2</sup>Troops of 92212, the Chinese People's Liberation Army, Qingdao, Shandong 266002, China

**Abstract** In single-beam transmission and reception free-space optical communication (FSO) systems, the intensity scintillation obeys the negative exponential distribution in weak turbulence while in strong turbulence it obeys logarithm normal distribution, which is universally accepted at present. Because the Gamma-Gamma distribution can describe both weak turbulence and strong turbulence, it becomes the hot spot recently. By extending them to multiple-beam transmission and reception FSO systems, the intensity scintillation's probability density distribution functions are deduced and the channel models are established based on these distributions respectively. At last, the analysis of the influences of communication range, laser wavelength, receiving aperture as well as transmission and receiving antenna numbers on the channel model based on the negative exponential distribution and the simulations are detailedly done. All of these benefit theoretical research and design of the multiple-beam transmission and reception FSO systems.

**Key words** optical communications; multiple-beam transmission and reception; logarithm normal distribution; negative exponential distribution; Gamma-Gamma distribution

**OCIS codes** 060.2605; 060.4510; 010.1330

收稿日期: 2011-10-12; 收到修改稿日期: 2011-12-16

基金项目: “泰山学者”建设工程专项经费资助课题。

作者简介: 徐建武(1982—),男,博士研究生,主要从事无线光通信信道评估与数字调制编码方面的研究。

E-mail: xujianwu820215@126.com

导师简介: 王红星(1962—),男,教授,博士生导师,主要从事光通信与现代通信新技术方面的研究。

E-mail: 13371368601@cumail.com.cn

## 1 引 言

无线激光信号在通过大气信道时,主要受大气衰减效应和大气湍流效应影响。而大气湍流的影响最为复杂,其影响包括光强闪烁、光束漂移、到达角起伏和波前畸变等效应<sup>[1,2]</sup>。其中光强起伏对大气激光通信的影响主要表现在系统检测概率下降,它相当于给光通信系统引入随机噪声,出现数据传输突发性错误,影响系统的可靠性,甚至导致通信中断,因此研究光强闪烁的概率分布问题对于无线光通信(FSO)系统来说十分重要。

要提高 FSO 系统的性能,应设法减弱光强起伏,实现有效的信道补偿。多光束发射和接收技术<sup>[3]</sup>具有实现较简单、成本较低、实用性强的优点,成为近年来大气激光通信中信道补偿方面的研究热点。多光束传输的光强分布与发射孔径间距离、激光波长、传输距离、收发天线数目、接收孔径等因素相关。因此,有必要建立一个基于各系统参数的多光束信道模型,从而为多光束发射和接收大气 FSO 系统的终端设计、链路性能分析和信道补偿提供依据。

对于单光束发射和接收光强闪烁模型,目前人们普遍认为:在弱湍流下,服从对数正态分布<sup>[4]</sup>;在强湍流下,服从负指数分布<sup>[5]</sup>;在一般湍流强度(包括强弱湍流)下,Gamma-Gamma 分布都能表现光强的起伏情况<sup>[6,7]</sup>。关于多光束发射和接收 FSO 系统的信道建模问题,目前的文献资料不多。马东堂等<sup>[8]</sup>研究了基于负指数分布下多光束传输信道模型,但是他们的研究只分析了多发射单接收的情况。刘维慧等<sup>[9]</sup>分析了水平均匀大气中多光束在接收面上的相关性及其对光强起伏的影响,指出信道间距的增加和发射光束数目的增加都能降低光强起伏。王静等<sup>[10]</sup>研究了大气湍流信道下多光束发射对激光传输的影响。此外,中国科学院安徽光学精密机械研究所、国防科学技术大学、电子科技大学等单位也进行了多光束发射系统相关领域的理论探索和实验研究。

本文将在单光束发射和接收系统中光强闪烁在强湍流下服从的负指数分布、在弱湍流下服从的对数正态分布以及研究的热点 Gamma-Gamma 分布推广到多光束发射和接收系统,建立起多光束发射和接收系统光强闪烁信道模型。对基于负指数分布的多光束信道模型与通信距离、激光波长、接收孔径以及收发天线数目等参数的相互关系进行了具体的仿真分析。

## 2 单光束发射和接收光强闪烁模型

大气湍流折射率起伏功率谱是研究湍流大气中光束传输规律的基础,基于麦克斯韦方程组的衍射积分理论则是研究激光大气传输的有力工具。假定湍流大气的磁导率  $\mu$  为常数,介电常数  $\epsilon$  是空间变化的,则单色激光在湍流大气中传播时满足的麦克斯韦方程组为<sup>[3]</sup>

$$\begin{cases} \nabla \cdot \mathbf{H} = 0 \\ \nabla \times \mathbf{E} = j\omega_0 \mu \mathbf{H} \\ \nabla \times \mathbf{H} = -j\omega_0 \epsilon \mathbf{E} \\ \nabla \cdot (\epsilon \mathbf{E}) = 0 \end{cases} \quad (1)$$

式中  $\mathbf{E}$  和  $\mathbf{H}$  分别为电场和磁场,  $\omega_0$  为单色激光的圆频率。由(1)式经过简单推导,假设大气湍流的内尺度远大于激光波长,得到以下关于大气条件和激光波长的电场波动标量方程:

$$\nabla^2 u + k_0^2 n^2(\mathbf{r})u = 0, \quad (2)$$

式中  $n(\mathbf{r})$  为  $\mathbf{r}$  的函数,表示  $\mathbf{r}$  处的折射率,  $u$  表示电场  $\mathbf{E}$  的任一分量  $E_x, E_y$  和  $E_z, k_0 = \omega_0/c$  为空间波数。要精确求解(2)式的波动方程非常困难,主要是因为目前还没有折射率函数  $n(\mathbf{r})$  的精确描述。

大气闪烁频率大多在 1000 Hz 以下,峰值频率在几十赫兹至 100 Hz 之间<sup>[3]</sup>,相关的理论和实验研究主要是围绕着闪烁指数(对数起伏方差)展开的,通常表示为  $\sigma_I^2$ :

$$\sigma_I^2 = E[I^2]/E[I]^2 - 1, \quad (3)$$

式中  $I$  为接收光强,  $E[\cdot]$  表示系综平均。

### 2.1 对数正态分布模型

当  $\sigma_I^2$  小于一定值(此值一般认为 0.2~0.5)时,可视湍流为弱起伏湍流区域。目前普遍接受的单光束通过弱起伏湍流大气后的大气闪烁概率分布是对数正态分布,其分布形式为<sup>[11]</sup>

$$P(\ln I) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{\ln I}} \exp\left[-\frac{[\ln I - E(\ln I)]^2}{2\sigma_{\ln I}^2}\right]. \quad (4)$$

弱湍流下,光强起伏的大小可依据 Rytov 近似较好地预测。

### 2.2 负指数分布模型

对于强湍流或长距离传输时,会出现方差饱和和闪烁区域,在强起伏大气湍流条件下,由 Dashen 路径积分理论<sup>[12]</sup>,相当于光束通过大量的路径,强度应满足负指数分布<sup>[8]</sup>:

$$P(I) = \frac{1}{E[I]} \exp\left\{-\frac{I}{E[I]}\right\}. \quad (5)$$

有研究者从理论上也证明此时光强起伏不再是

对数正态分布,而是负指数分布<sup>[13]</sup>,该模型作为强湍流下的闪烁模型被广泛使用。

### 2.3 Gamma-Gamma 分布模型

Al-Habash 等<sup>[6]</sup>在 2001 年提出了 Gamma-Gamma 模型,该模型基于一种改进的 Rytov 理论。Gamma-Gamma 分布被认为是在强弱湍流下都能比较准确地预测接收光强起伏特性的分布模型,成为光强闪烁概率密度新的研究热点,其分布函数为<sup>[7]</sup>

$$P(I) = \frac{2(\alpha\beta)^{(\alpha+\beta)/2}}{\Gamma(\alpha)\Gamma(\beta)} I^{(\alpha+\beta)/2-1} K_{\alpha-\beta}(2\sqrt{\alpha\beta}I), \quad I > 0 \quad (6)$$

式中  $\Gamma(\cdot)$  为 Gamma 函数,  $K_{\alpha-\beta}$  为阶数为  $\alpha-\beta$  的第二类修正贝塞尔函数。 $\alpha$  和  $\beta$  分别是表示闪烁指数强度大小的外尺度和内尺度参数,它们与闪烁指数  $\sigma_I^2$  的关系为  $\sigma_I^2 = 1/\alpha + 1/\beta + 1/(\alpha\beta)$ 。

## 3 多光束发射和接收大气闪烁信道模型

在分析多光束发射和接收 FSO 系统的信道模型之前,考虑到大气湍流的实际情况以及模型建立的方便,首先作以下两点假设:

1) 若系统配置的发射天线和接收天线数目分别为  $M$  和  $N$ ,假设所有  $M$  个激光束在  $N$  个接收天线孔径内各点光强  $I_k (k = 1 \sim MN)$  的统计特性服从相同的概率分布,且各分布之间统计独立。

2) 考虑到多光束在大气信道中传输时的空间相干性,大气湍流相干长度  $\rho_0 = (1.46k^2 C_n^2 L)^{-3/5}$  和第一菲涅耳区半径  $\sqrt{\lambda L}$  是两个重要的参量。其中, $\lambda$  为激光波长, $k^2 = 2\pi/\lambda$  是空间波数。

由于各光束的光源种类、规格和制造条件相同,假设 1) 中的各  $I_k$  之间存在一定的相干性。假设发射孔径间距离为  $S$ ,则  $S$  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,而受湍流影响光束相干性将降低。在 FSO 系统中,若光束之间的相干性强,则会在接收面上出现明暗条纹,接收光强闪烁起伏增大,影响强度检测,因而应尽可能减小发射光束之间的相干性。因此,在光强闪烁信道模型推导中引入下面的近似条件:

$$S \geq \sqrt{\lambda L}. \quad (7)$$

令所有  $M$  个激光光束在第  $n$  个接收天线孔径平面内点  $(x, y)$  的瞬时叠加光强为  $I_n(x, y), n \in (1, \dots, N)$ , 则有

$$I_n(x, y) = \sum_{k=1}^M I_k E[I_k] = E[I_n]/M. \quad (8)$$

那么,所有  $M$  个发射天线在所有  $N$  个接收天线孔径上总的叠加光强为

$$I(x, y) = \sum_{k=1}^{MN} I_k E[I_k] = E[I]/MN. \quad (9)$$

### 3.1 基于对数正态分布的多光束系统信道模型

现在考虑弱湍流下多光束发射系统的信道模型。因弱湍流下光强闪烁服从对数正态分布,由(4)式的分布函数形式可推出  $I_k$  的分布函数为

$$P(I_k) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} I_k \sigma_{\ln I_k}} \exp\left\{-\frac{[\ln I_k - E(\ln I_k)]^2}{2\sigma_{\ln I_k}^2}\right\}. \quad (10)$$

设归一化后  $E[I_k] = 1$ , 经过简单推导可得

$$\begin{cases} E[\ln I_k] = -0.5\sigma_{\ln I_k}^2 \\ \sigma_{\ln I_k}^2 = \sigma_I^2 \end{cases}. \quad (11)$$

将(11)式代入(10)式,得到弱湍流下  $I_k$  的概率密度函数为

$$P(I_k) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} I_k \sigma_I} \exp\left[-\frac{(\ln I_k + 0.5\sigma_I^2)^2}{2\sigma_I^2}\right]. \quad (12)$$

由分布函数推导出  $I_k$  的特征函数为

$$\begin{aligned} \Phi_{I_k}(t) &= E[\exp(jtI_k)] = \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(jtI_k) \frac{1}{\sqrt{2\pi} I_k \sigma_{\ln I_k}} \times \\ &\quad \exp\left[-\frac{(\ln I_k + 0.5\sigma_{\ln I_k}^2)^2}{2\sigma_{\ln I_k}^2}\right] dI_k. \end{aligned} \quad (13)$$

令  $a = 0.5\sigma_{\ln I_k}^2, \sigma_{\ln I_k}^2 = \sigma^2, y = \frac{\ln I_k - a}{\sigma} \in \mathbb{R}$ , 则由  $\ln I_k = a + \sigma y$ , 可得  $\frac{1}{x} dx = \sigma dy, I_k = \exp(a + \sigma y)$ ,

将(13)式化简得到

$$\begin{aligned} \Phi_{I_k}(t) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \int_0^{+\infty} \exp\left[jtI_k - \frac{(\ln I_k - a)^2}{2\sigma^2}\right] \frac{1}{I_k} dI_k = \\ &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left[jt\exp(a + \sigma y) - \frac{y^2}{2}\right] dy. \end{aligned} \quad (14)$$

由(9)式可得总的叠加光强闪烁的特征函数为  $\Phi_I(t) = [\Phi_{I_k}(t)]^{MN}$ , 再对  $\Phi_I(t)$  进行傅里叶逆变换, 得到  $I(x, y)$  的概率密度函数为

$$\begin{aligned} P_I(I) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} [\Phi_{I_k}(t)]^{MN} \exp(jtI) dt = \\ &= \frac{1}{(2\pi)^{1+MN/2}} \int_{-\infty}^{+\infty} \left\{ \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left[jt\exp(a + \sigma y) - \frac{y^2}{2}\right] dy \right\}^{MN} \times \\ &\quad \exp(jtI) dt. \end{aligned} \quad (15)$$

假设每个接收天线接收孔径  $D_r$  大小相等, 且  $D_r$  足够大, 每个孔径内包含的互不相干散斑元个数为  $h$ , 则总光强的概率密度函数为

$$P_I(I) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} [\Phi_{I_k}(t)]^{MNh} \exp(jtI) dt = \frac{1}{(2\pi)^{1+MNh/2}} \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left[ jt \exp(a + \sigma y) - \frac{y^2}{2} \right] dy \right\}^{MNh} \exp(jIt) dt, \quad (16)$$

$$\text{式中 } h \approx \begin{cases} (D_r/\rho_0)^2, & D_r \geq \rho_0 \\ 1, & \text{others} \end{cases}$$

综合(7)式和(16)式, 得到对数正态分布的多光束系统光强闪烁信道模型。

### 3.2 基于负指数分布的多光束系统信道模型

现在考虑强湍流下多光束发射系统的信道模型。由 2.2 节中的分析可知: 在强起伏大气湍流条件下, 光束通过大量的路径强度满足负指数分布, 由(5)式可得  $I_{k2}$  ( $k2=1 \sim MN$ ) 的特征函数为

$$\Phi_{I_{k2}}(t) = E[\exp(jtx)] = \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(jtx) \frac{1}{E[I_{k2}]} \exp\left\{-\frac{I_{k2}}{E[I_{k2}]}\right\} dx, \quad (17)$$

令  $E[I] = b$ , 则  $E[I_{k2}] = E[I]/MN = b/MN$ , 代入(17)式并将积分化简, 得到

$$\Phi_{I_{k2}}(t) = \frac{1}{1 - jbt/MN}. \quad (18)$$

由(9)式得到总的叠加光强闪烁的特征函数为

$$\Phi_I(t) = [\Phi_{I_{k2}}(t)]^{MN} = \left( \frac{1}{1 - jbt/MN} \right)^{MN}. \quad (19)$$

对(19)式进行傅里叶逆变换, 得到总的叠加光强的概率密度函数为

$$P_I(I) \approx \left( \frac{MN}{b} \right)^{MN} \times \frac{I^{MN-1} \exp(-MNI/b)}{\Gamma(MN)}. \quad (20)$$

同样假设每个接收天线接收孔径  $D_r$  大小相等, 且  $D_r$  足够大, 每个孔径内包含的互不相干散斑元个数为  $h$ , 则积分光强的概率密度函数为

$$P_I(I) \approx \left( \frac{MNh}{b} \right)^{MNh} \times \frac{I^{(MNh-1)} \exp(-MNI/b)}{\Gamma(MNh)}. \quad (21)$$

综合(7)式和(21)式, 得到了基于负指数分布的多光束系统光强闪烁信道模型。在(21)式中, 当  $M=N=h=1$  时, 即系统采用单光束发射单光束点接收, 则光强概率分布变为负指数分布, 这个结论已得到许多实验验证和广泛的认可<sup>[2]</sup>。

### 3.3 基于 Gamma-Gamma 分布的多光束系统信道模型

现在考虑在 Gamma-Gamma 分布模型下多光束发射系统的信道模型。由 2.3 节中的分析, 首先对(6)式中  $K_{\alpha-\beta}(2\sqrt{\alpha\beta I_{k3}})$  进行化简, 由文献[14]可知:

$$\begin{cases} K_\nu(z) = \frac{\pi}{2\sin \nu\pi} [I_{-\nu}(z) - I_\nu(z)] \\ I_\nu(z) = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{1}{m! \Gamma(\nu + m - 1)} \left(\frac{z}{2}\right)^{2m+\nu} \end{cases} \quad (22)$$

将(22)式代入  $K_{\alpha-\beta}(2\sqrt{\alpha\beta x})$  得

$$\begin{aligned} K_{\alpha-\beta}(2\sqrt{\alpha\beta I_{k3}}) &= \frac{\pi}{2\sin[(\alpha-\beta)\pi]} [I_{\beta-\alpha}(2\sqrt{\alpha\beta I_{k3}}) - I_{\alpha-\beta}(2\sqrt{\alpha\beta I_{k3}})] = \frac{\pi}{2\sin[(\alpha-\beta)\pi]} \times \\ &\left\{ \sum_{m=0}^{\infty} \frac{1}{m! \Gamma(\beta-\alpha+m-1)} (\sqrt{\alpha\beta I_{k3}})^{2m+\beta-\alpha} - \sum_{m=0}^{\infty} \frac{1}{m! \Gamma(\alpha-\beta+m-1)} (\sqrt{\alpha\beta I_{k3}})^{2m+\alpha-\beta} \right\} = \\ &\frac{\pi}{2\sin[(\alpha-\beta)\pi]} \left\{ \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(\alpha\beta)^{m+(\beta-\alpha)/2}}{m! \Gamma(\beta-\alpha+m-1)} (I_{k3})^{m+(\beta-\alpha)/2} - \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(\alpha\beta)^{m+(\alpha-\beta)/2}}{m! \Gamma(\alpha-\beta+m-1)} (I_{k3})^{m+(\alpha-\beta)/2} \right\}. \quad (23) \end{aligned}$$

再将(23)式代入(6)式, 则有

$$\begin{aligned} P(I_{k3}) &= \frac{2(\alpha\beta)^{(\alpha+\beta)/2}}{\Gamma(\alpha)\Gamma(\beta)} I_{k3}^{(\alpha+\beta)/2-1} K_{\alpha-\beta}(2\sqrt{\alpha\beta I_{k3}}) = \frac{\pi(\alpha\beta)^{(\alpha+\beta)/2}}{\Gamma(\alpha)\Gamma(\beta)\sin[(\alpha-\beta)\pi]} \times \\ &\left\{ \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(\alpha\beta)^{m+(\beta-\alpha)/2}}{m! \Gamma(\beta-\alpha+m-1)} (I_{k3})^{\beta+m-1} - \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(\alpha\beta)^{m+(\alpha-\beta)/2}}{m! \Gamma(\alpha-\beta+m-1)} (I_{k3})^{\alpha+m-1} \right\}. \quad (24) \end{aligned}$$

令  $k = \frac{\pi(\alpha\beta)^{(\alpha+\beta)/2}}{\Gamma(\alpha)\Gamma(\beta)\sin[(\alpha-\beta)\pi]}$ ,  $p = \frac{(\alpha\beta)^{m+(\beta-\alpha)/2}}{m! \Gamma(\beta-\alpha+m-1)}$ ,  $q = \frac{(\alpha\beta)^{m+(\alpha-\beta)/2}}{m! \Gamma(\alpha-\beta+m-1)}$ , 则有

$$P(I_{k3}) = k \left( \sum_{m=0}^{\infty} p I_{k3}^{\beta+m-1} - \sum_{m=0}^{\infty} q I_{k3}^{\alpha+m-1} \right) = k \sum_{m=0}^{\infty} (p I_{k3}^{\beta+m-1} - q I_{k3}^{\alpha+m-1}). \quad (25)$$

由(25)式推导出  $I_{k3}$  的特征函数为

$$\begin{aligned}\Phi_{I_{k3}}(t) &= \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(jtI_{k3}) P(I_{k3}) dI_{k3} = k \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(jtI_{k3}) \sum_{m=0}^{\infty} (pI_{k3}^{\beta+m-1} - qI_{k3}^{\alpha+m-1}) dI_{k3} = \\ &= k \sum_{m=0}^{\infty} \left[ p \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(jtI_{k3}) I_{k3}^{\beta+m-1} dI_{k3} - q \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(jtI_{k3}) I_{k3}^{\alpha+m-1} dI_{k3} \right].\end{aligned}\quad (26)$$

由  $\int_0^{+\infty} x^n \exp(ax) dx = (-a)^{-n-1} \Gamma(n+1)$ , 将(26)式化简为

$$\Phi_{I_{k3}}(t) = k \sum_{m=0}^{\infty} [p(-jt)^{-m-\beta} \Gamma(m+\beta) - q(-jt)^{-m-\alpha} \Gamma(m+\alpha)].\quad (27)$$

由(9)式得到总的叠加光强闪烁的特征函数为

$$\Phi_I(t) = [\Phi_{I_{k3}}(t)]^{MN} = \left\{ k \sum_{m=0}^{\infty} [p(-jt)^{-m-\beta} \Gamma(m+\beta) - q(-jt)^{-m-\alpha} \Gamma(m+\alpha)] \right\}^{MN}.\quad (28)$$

同样假设每个接收天线接收孔径  $D_r$  大小相等, 且  $D_r$  足够大, 每个孔径内包含的互不相干散斑元个数为  $h$ , 对(28)式进行傅里叶逆变换, 得到总的叠加光强的概率密度函数为

$$\begin{aligned}P_I(I) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} [\Phi_{I_{k3}}(t)]^{MNh} \exp(jtI) dt = \frac{1}{(2\pi)^{1+MNh/2}} \times \\ &\int_{-\infty}^{\infty} \left\{ k \sum_{m=0}^{\infty} [p(-jt)^{-m-\beta} \Gamma(m+\beta) - q(-jt)^{-m-\alpha} \Gamma(m+\alpha)] \right\}^{MN} \exp(jIt) dt.\end{aligned}\quad (29)$$

综合(7)式和(29)式, 得到了基于 Gamma-Gamma 分布的多光束系统光强闪烁信道模型。为简化对(29)式的求解, 下面在假设  $\alpha-\beta=1/2$  的条件下, 首先求解  $\Phi_{I_{k3}}(t)$  的特解, 然后得到特解下  $P_I(I)$  的表达式。由文献[14]有

$$K_{1/2}(x) = \sqrt{\frac{2}{\pi x}} \exp(-x) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} x^{-1/2} \exp(-x).\quad (30)$$

将(30)式代入(6)式并化简, 得到

$$P(I) = \frac{2\pi^{-1/2} (q\beta)^{(\alpha+\beta)/2-1/4}}{\Gamma(\alpha)\Gamma(\beta)} x^{(\alpha+\beta)/2-5/4} \exp(-2\sqrt{q\beta}x) = \frac{2\pi^{-1/2} (\beta^2 + 0.5\beta)^\beta}{\Gamma(\beta+0.5)\Gamma(\beta)} x^{\beta-1} \exp(-2\sqrt{\beta(\beta+0.5)}x).\quad (31)$$

因此特解下的特征函数为

$$\begin{aligned}\Phi_{I_{k3}}(t) &= E[\exp(jtI_{k3})] = \frac{2\pi^{-1/2} (\beta^2 + 0.5\beta)^\beta}{\Gamma(\beta+0.5)\Gamma(\beta)} \int_0^{+\infty} I_{k3}^{\beta-1} \exp(jtI_{k3} - 2\sqrt{\beta(\beta+0.5)}I_{k3}) dI_{k3} = \\ &= \frac{2\pi^{-1/2} (\beta^2 + 0.5\beta)^\beta}{\Gamma(\beta+0.5)\Gamma(\beta)} \Gamma(\beta) (-jt + 4\beta^2 + 2\beta)^{-\beta/2}.\end{aligned}\quad (32)$$

令  $L = \frac{2\pi^{-1/2} (\beta^2 + 0.5\beta)^\beta}{\Gamma(\beta+0.5)\Gamma(\beta)} \Gamma(\beta)$ , 并再次利用(9)式得到总的叠加光强闪烁的特征函数为

$$\Phi_I(t) = [\Phi_{I_{k3}}(t)]^{MN} = [L(-jt + 4\beta^2 + 2\beta)^{-\beta/2}]^{MN}.\quad (33)$$

最后得到

$$P_I(I) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(jtI) [\Phi_{I_{k3}}(t)]^{MNh} dt = \frac{L^{MNh}}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(jtI) (-jt + 4\beta^2 + 2\beta)^{-MNh\beta/2} dt.\quad (34)$$

综合(7)式和(34)式得到了特解下的光强闪烁信道模型。

## 4 仿真分析

通过上面的分析和推导, 分别得到了基于对数

正态分布、负指数分布和 Gamma-Gamma 分布的多光束发射和接收 FSO 系统光强闪烁信道模型。而光强分布与发射孔径间距离、激光波长、传输距离、收发天线数目、接收孔径等因素相关。下面仿真分析各参数对光强分布的影响, 限于文章篇幅, 只仿真

了基于负指数分布的多光束系统信道模型,其他两个模型可进行类似的分析。仿真条件:假设发射天线之间间距  $S = 20$  cm,都满足  $S \geq \sqrt{\lambda L}$ ,其他具体参数如各表所示。

#### 4.1 传输距离不同

仿真参数如表 1 所示,仿真结果见图 1。从图 1 中可以得出以下结论:

表 1 仿真参数一

Table 1 Parameters for the first simulation

Antenna number	Receiving aperture /mm	Wavelength /nm	Transmission length $L$ /km	$C_n^2/\text{m}^{-2/3}$
$M=2, N=1$	730	1550	1, 2, 5, 10	$2 \times 10^{-14}$

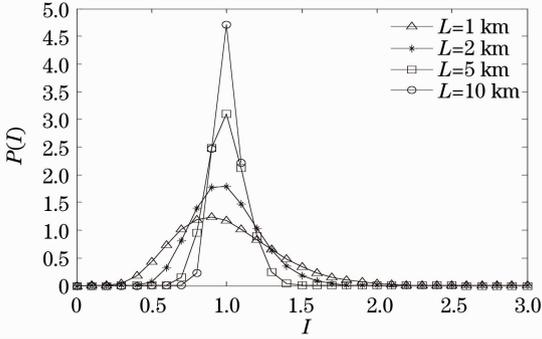


图 1  $P(I)$ 在不同传输距离下的分布

Fig. 1 Distributions of  $P(I)$  under different transmission distances

1) 从图中 4 条曲线的轮廓可以明显看出,光强分布不再服从负指数分布,而是近似于正态分布。这是因为虽然单个传输路径服从负指数分布,但推广到多光束发射和接收系统后,根据中心极限定理,大量独立同分布传输路径的总和服从正态分布。

2) 传输距离对光强分布影响很大,随着传输距离的增加,光强起伏方差减小,平均光强增大。其原因是大气湍流相干长度  $\rho_0$  与传输距离  $L$  成反比关系,在接收孔径、湍流强度和激光波长保持不变的情况下, $L$  增大, $\rho_0$  将减小,导致单个接收孔径内互不相干散斑元的数目增加。换句话说,在近距离传输情况下,各光束传输路径的相关性和接收散斑元自身的相干性将导致多光束对光强起伏的减弱效果降低。因此,在多光束 FSO 系统设计中,不是传输距离越近越好。

#### 4.2 接收孔径不同

仿真参数如表 2 所示,仿真结果见图 2。从图 2 中可以看出,接收孔径越小,光强分布曲线越接近负指数分布;随着接收孔径的不断增大,曲线更接近于正态分布,同时光强起伏方差变小。这是因为孔径对湍流效应的平滑作用,湍流影响变小。

表 2 仿真参数二

Table 2 Parameters for the second simulation

Antenna number	Receiving aperture /mm	Wavelength /nm	Transmission length $L$ /km	$C_n^2/\text{m}^{-2/3}$
$M=2, N=1$	50, 80, 150, 200	1550	1	$2 \times 10^{-14}$

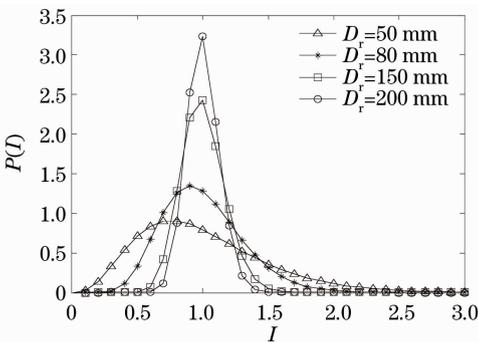


图 2  $P(I)$ 在不同接收孔径下的分布

Fig. 2 Distributions of  $P(I)$  under different receiving apertures

#### 4.3 发射波长不同

仿真参数见表 3,仿真结果如图 3 所示。从图 3 中可以看出,发射激光波长对光强分布也具有

一定的影响,但是其影响程度比传输距离和接收孔径要小很多。总的来说,波长越小,大气湍流相干长度越小,光强分布曲线越集中。

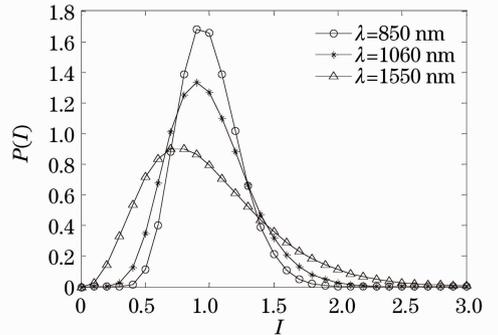


图 3  $P(I)$ 在不同发射波长下的分布

Fig. 3 Distributions of  $P(I)$  under different transmission wavelengths

表 3 仿真参数三

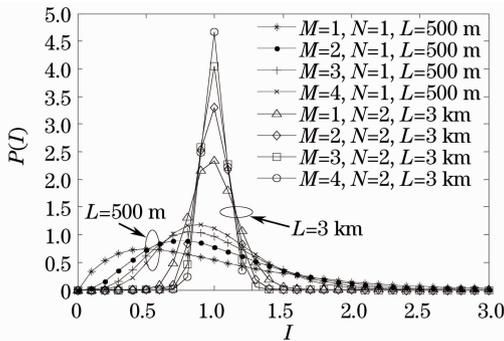
Table 3 Parameters for the third simulation

Antenna number	Receiving aperture /mm	Wavelength /nm	Transmission length $L$ /km	$C_n^2/m^{-2/3}$
$M=2, N=1$	100	850, 1060, 1550	1	$2 \times 10^{-14}$

表 4 仿真参数四

Table 4 Parameters for the fourth simulation

Antenna number	Receiving aperture /mm	Wavelength /nm	Transmission length $L$ /km	$C_n^2/m^{-2/3}$
$M=1, 2, 3, 4; N=1$	80	1550	0.5, 3	$2 \times 10^{-14}$
$M=1, 2, 3, 4; N=2$				

图 4  $P(I)$  在不同天线数目和传输距离下的分布Fig. 4 Distributions of  $P(I)$  under different antenna numbers and transmission distances

#### 4.4 收发天线数目、传输距离不同

仿真参数见表 4, 仿真结果如图 4 所示。由图 4 可以得出以下结论:

1) 在传输距离为 3 km, 接收天线个数为 2, 发射天线个数分别为 1、2、3 和 4 时的一组分布曲线明显要比传输距离为 500 m、采用单天线接收的分布曲线组分布更集中。究其原因, 除了在图 1 中分析的传输距离的影响之外, 接收天线增加, 相当于增大了接收孔径, 所以光强方差更小。

2) 在传输距离和接收天线固定的情况下, 发射天线数越多, 分布曲线越接近正态分布, 光强方差越小, 这充分印证了采用多光束发射的好处。

## 5 结 论

将单光束发射和接收 FSO 系统中光强闪烁负指数分布、对数正态分布以及 Gamma-Gamma 分布推广到多光束发射和接收 FSO 系统, 分别推导出了基于对数正态分布、负指数分布以及 Gamma-Gamma 分布的多光束发射和接收 FSO 系统的光强闪烁概率密度分布函数, 建立起多光束发射和接收系统光强闪烁信道模型。对于基于负指数分布的多光束信道模型推出了其光强闪烁概率密度函数的解析解, 并对分布与通信距离、激光波长、接收孔径及收发天线数目等参数的相互关系进行了具

体的仿真分析, 对多光束发射和接收 FSO 系统的理论分析和系统设计具有一定的指导意义。

## 参 考 文 献

- 1 A. Bekkali, C. B. Naila, K. Kazaura *et al.*. Transmission analysis of OFDM-based wireless services over turbulent radio-FSO links modeled by Gamma-Gamma distribution[J]. *IEEE Photonics Journal*, 2010, **2**(3): 510~520
- 2 Hu Hao, Wang Hongxing, Zhou Min *et al.*. Modeling and analyzing of error performance for pulse position modulation and digital pulse interval modulation under turbulence[J]. *Chinese J. Lasers*, 2010, **37**(5): 1269~1274
- 胡 昊, 王红星, 周 闵等. 湍流大气中脉冲位置调制和数字脉冲间隔调制差错性能的建模和仿真[J]. *中国激光*, 2010, **37**(5): 1269~1274
- 3 Ma Dongtang. Study on Multiple-Beam Transmission and Reception Techniques for Atmospheric Laser Communication [D]. Changsha: National University of Defense Technology, 2004. 13~14
- 马东堂. 大气激光通信中的多光束发射和接收技术研究[D]. 长沙: 国防科学技术大学, 2004. 13~14
- 4 J. H. Churnside, S. F. Clifford. Log-normal Rician probability-density function of optical scintillations in the turbulent atmosphere[J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 1987, **4**(10): 1923~1930
- 5 Murat Uysal. Error rate performance of coded free-space optical links over strong turbulence channels [J]. *IEEE Commun. Lett.*, 2004, **8**(10): 635~637
- 6 M. A. Al-Habash, L. C. Andrews, R. L. Phillips. Mathematical model for the irradiance PDF of a laser beam propagating through turbulent media [J]. *Opt. Eng.*, 2001, **40**(8): 1554~1562
- 7 W. Gappmair, S. S. Muhammad. Error performance of PPM/Poisson channels in turbulent atmosphere with Gamma-Gamma distribution[J]. *Electron. Lett.*, 2007, **43**(16): 880~882
- 8 Ma Dongtang, Wei Jibo, Zhuang Zhaowen. Performance evaluation and channel modeling of multiple-beam propagation for atmospheric laser communication[J]. *Acta Optica Sinica*, 2004, **24**(8): 1020~1024
- 马东堂, 魏急波, 庄钊文. 大气激光通信中的多光束传输性能分析和信道建模[J]. *光学学报*, 2004, **24**(8): 1020~1024
- 9 Liu Weihui, Wu Jian. The correlation study of Channels in horizontal multi-beam atmospheric communication[J]. *Applied Optics*, 2004, **25**(6): 31~33
- 刘维慧, 吴 健. 水平均匀大气中多束光在接收面上的相关性及其对光强起伏的影响[J]. *应用光学*, 2004, **25**(6): 31~33
- 10 Wang Jing, Tao Xiangyang. Impact of multi-beam launch on laser atmosphere transmission under turbulence[J]. *Applied Optics*, 2011, **32**(1): 179~183
- 王 静, 陶向阳. 多光束发射对湍流效应下激光传输的影响

[J]. 应用光学, 2011, 32(1): 179~183  
 11 C. D. Christopher, I. I. Smolyaninov. The effect of atmospheric turbulence on bit-error-rate in an on-off-keyed optical wireless system[C]. SPIE, 2002, 4489: 126~137  
 12 R. Dashen. Path integrals for waves in random media[J]. Math. Phys., 1979, 20(5): 894~920  
 13 Zhang Yixin, Chi Zeyang. Optical Wave Propagation and Imaging in Atmosphere[M]. Beijing: National Defence Industry

Press, 1997. 14~128  
 张逸新, 迟泽英. 光波在大气中的传输与成像[M]. 北京: 国防工业出版社, 1997. 14~128  
 14 Ye Qixiao, Shen Yonghuan. Useful Mathematics Handbook [M]. Beijing: Science Press, 2006. 673~682  
 叶其孝, 沈永欢. 实用数学手册[M]. 北京: 科学出版社, 2006. 673~682

栏目编辑: 谢 婧

## 113 W 主振荡功率放大结构 1018 nm 全光纤激光器

高亮度抽运源和有效的热管理方案是实现高功率光纤激光输出的关键。受限于目前高亮度激光二极管的制造工艺水平,由激光二极管直接抽运的掺镱光纤激光器输出功率一直停留在千瓦级水平。采用 1018 nm 光纤激光对掺镱光纤进行同带抽运,可在提高抽运源亮度的同时降低掺镱光纤内的热负荷,被公认为是进一步提升掺镱光纤激光器输出功率的有效途径。美国 IPG 光子技术公司利用 47 个 300 W 的 1018 nm 光纤激光器抽运掺镱光纤获得了 10 kW 的光纤激光输出,但并未公布 1018 nm 光纤激光器的具体细节。

国防科技大学光电科学与工程学院新体系结构固态激光实验室于 2011 年 11 月 24 日成功实现了

113 W 的 1018 nm 光纤激光输出。整个系统为全光纤结构,采用了主振荡功率放大方式,由 1018 nm 种子激光器模块和高功率放大器两部分组成。放大器输出端进行了残余抽运光滤除。放大器的输出功率随抽运功率的变化如图 1(a)所示,当增益光纤吸收的抽运功率为 135 W 时,获得了 113 W 1018 nm 高功率激光输出,斜率效率达 77%。图 1(b)为放大器在最高输出功率时的光谱,残余抽运光已被充分滤除,放大自发辐射(ASE)也得到了有效抑制。图 1(c)为 113 W 输出时功率测量和光谱测量现场。113 W 高功率 1018 nm 光纤激光器的实现,为更高功率光纤激光器的研制提供了良好的基础。

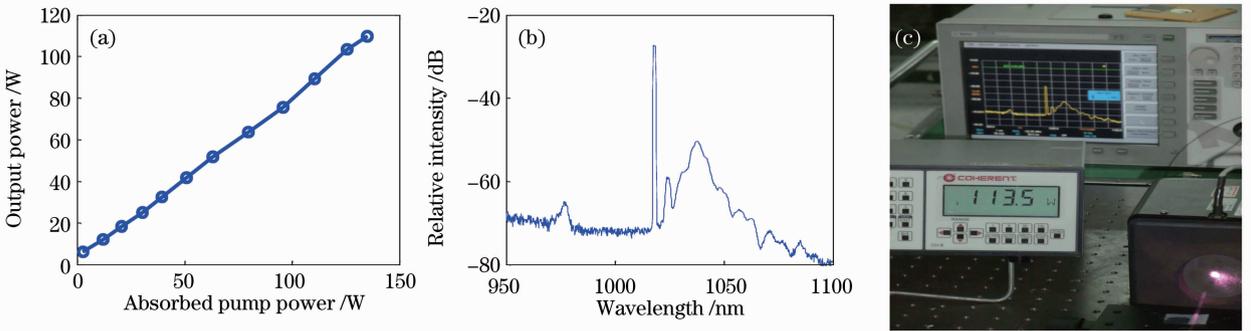


图 1 1018 nm 光纤激光器特性。(a)功率特性;(b)最高功率时的输出光谱;(c)测量现场

Fig. 1 Properties of 1018 nm fiber laser. (a) Power property; (b) output spectra of the maximum power; (c) laser in operation

刘泽金 肖 虎 周 朴 王小林 陈金宝  
 (国防科学技术大学光电科学与工程学院, 湖南 长沙 410073)  
 \* E-mail: zejinliu@vip.sina.com; zhoupu203@163.com

收稿日期: 2011-12-29; 收到修改稿日期: 2012-01-05