

# 大气湍流条件下长波红外无线激光通信性能分析

谷 康, 徐智勇, 汪井源, 赵继勇

中国人民解放军理工大学通信工程学院, 江苏 南京 210007

**摘要** 分析了用于探测长波红外所用的光电导型碲镉汞探测器的噪声种类,建立了相应的噪声模型;结合不同大气湍流条件下的光强分布模型,采用数字脉冲间隔调制方式推导得到了长波红外无线激光通信系统的误码率表达式。在选取典型仿真数据的基础上,对不同大气湍流强度、通信距离、传输速率以及平均发射功率条件下的长波红外无线激光通信误码率进行了数值仿真分析。结果表明,长波红外的抗大气湍流能力强,通过选取合适的发射功率以及传输速率可以满足系统工作时对误码率的要求。

**关键词** 光通信; 数字脉冲间隔调制; 碲镉汞; 噪声; 大气湍流; 误码率

中图分类号 TN929.12 文献标识码 A

doi: 10.3788/LOP54.030603

## Long-Wave Infrared Wireless Laser Communication Performance Under Atmospheric Turbulence Conditions

Gu Kang, Xu Zhiyong, Wang Jingyuan, Zhao Jiyong

*Institute of Communication Engineering, PLA University of Science and Technology, Nanjing, Jiangsu 210007, China*

**Abstract** The noise types of photoconductive HgCdTe detector which is used to detect long-wave infrared are analyzed, and corresponding noise models are established. Combined with light intensity distribution models under different atmospheric turbulence conditions, the bit error rate expression of long-wave infrared wireless laser communication system is obtained when we use the digital pulse interval modulation mode. On the basis of selecting typical simulation data, the numerical simulation analysis for the bit error rate of long-wave infrared wireless laser communication is carried out with different atmosphere turbulence intensities, communication distances, transmission rates and average transmission powers. The results show that the long-wave infrared has the strong ability to resist the atmospheric turbulence, and the bit error rate can be satisfied when we choose proper transmission power and transmission rate.

**Key words** optical communications; digital pulse interval modulation; HgCdTe; noise; atmospheric turbulence; bit error rate

**OCIS codes** 060.4510; 060.4080; 060.2605; 140.3070

## 1 引 言

由激光大气传输理论和国内外大量实验结果可知,相较于近红外激光,处于大气窗口(8~14  $\mu\text{m}$ )的长波红外激光受大气的影响更小。因此,在无线激光通信中,若采用长波红外波段作为载波传输激光信号,将有助于减小大气对无线激光通信的影响,主要表现在两方面:1)增加了通信距离,提高了系统稳定性;2)突破了近红外激光在大气传输中的其他局限性,如激光在大气中传输时,若人眼出现在近红外通信链路中,易被激光灼伤,在保证人眼安全性的要求下,长波红外可传输更多的能量,因此能实现更远距离的通信<sup>[1]</sup>。长久以来,长波红外无法得到广泛应用的原因是相关器件的发展不够成熟。随着近年来国内外技术的不断进步,特别是量子级联激光器(QCL)以及碲镉汞(HgCdTe)探测器等长波红外器件的不断成熟,将使长波红外

收稿日期: 2016-11-02; 收到修改稿日期: 2016-11-21

基金项目: 区域光纤通信网与新型光通信系统国家重点实验室开放基金(2013GZKF031304)

作者简介: 谷 康(1987—),男,硕士研究生,主要从事无线光通信方面的研究。E-mail: 631072006@qq.com

导师简介: 徐智勇(1972—),男,博士,教授,主要从事无线光通信方面的研究。E-mail: njxzy123@163.com

无线激光通信在未来得到很大的发展。早年间,多以二氧化碳激光器作为长波红外波段的光源,其缺点是体积大、效率低、稳定性较差。随着 QCL 的发展,光源的局限性被打破,QCL 被认为是最适用于长波红外波段的激光光源,具有体积小、相干性好和理论输出功率高等特点,其调制速率可达到吉赫兹量级。以往的探测器需要极低的工作温度才具有较好的性能,因此需要相应的制冷设备,而新一代 HgCdTe 探测器可在室温下达到很高的探测率,从而克服了探测器工作温度的局限性。

关于长波红外大气传输技术,国内外已有很多相关的研究报道。2004 年,Pavelchek 等<sup>[2]</sup>建立了初步的远红外无线激光系统,该系统采用功率为 180 mW、波长可调范围为 8~12  $\mu\text{m}$ 、可在室温下工作的 QCL 作为光源,采用室温下的碲锌镉汞(HgCdZnTe),平均传输速率达 155 Mbit/s(最大可达 1 Gbit/s);2008 年,Bielecki 等<sup>[3]</sup>指出波长在 10  $\mu\text{m}$  附近的红外激光受到的大气衰减最小,同年,该课题组将 QCL(LM-03-D 型,Cascade Technologies 公司)作为光源,利用 HgCdTe 探测器(PVI-2TE-10.6 型,Polish VIGO 公司)搭建了第二代自由空间光通信实验系统;2015 年,Liu 等<sup>[4]</sup>也利用 QCL 和 HgCdTe 探测器(PVMI-10.6 型,波兰 VIGO 公司)进行了自由空间光通信实验。但以上研究并没有结合信道特性等因素进行较为完善的性能分析。

针对以上问题,通过分析用于探测长波红外的 HgCdTe 探测器的内部噪声,并结合不同大气湍流模型和数字脉冲间隔调制(DPIM)方式,推导了长波红外无线激光通信系统的误码率表达式,并分析了误码率与波长、大气湍流强度、发射功率、传输速率和通信距离的关系。

## 2 系统模型

图 1 为基于 DPIM 的长波红外无线激光通信系统框图。为了便于计算,假设系统带宽不受限制,信道为高斯白噪声信道,信号经大气传播后由探测器接收,探测器输入端的信号  $y$  可以表示为<sup>[5]</sup>

$$y = gP_0 I, \quad (1)$$

式中  $P_0$  为发射端激光器的峰值功率, $g$  为整个传播链路的衰减, $I$  为受大气湍流作用后的光强。 $g$  可表示为

$$g = \frac{A}{\pi (\theta L/2)^2} \exp(-\eta L), \quad (2)$$

式中  $A = \pi D^2/4$ ,  $D$  为接收端探测器接收孔的直径; $\eta$  为消光系数,与大气能见度有关; $L$  为通信距离; $\theta$  为激光器发散角。

HgCdTe 探测器的输出端信号  $y_0$  受探测器本身性能和噪声的影响,可表示为

$$y_0 = \begin{cases} gRP_0 I + n, & 1 \\ n, & 0 \end{cases}, \quad (3)$$

式中  $R$  为探测器的响应度; $n$  为系统噪声,包括探测器的内部噪声和外部噪声,这里忽略外部噪声的影响;1 代表激光发射信号,0 代表激光不发射信号。

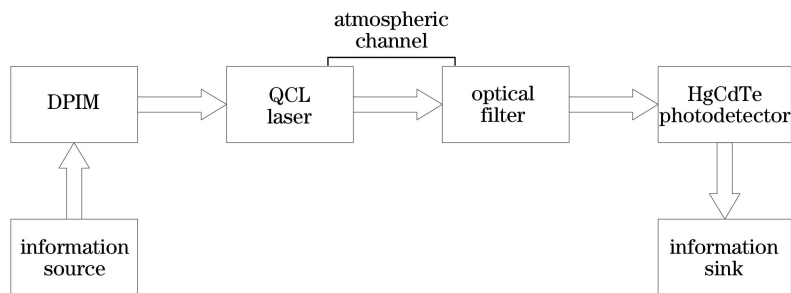


图 1 基于 DPIM 的长波红外无线激光通信系统示意图

Fig. 1 System diagram of long-wave infrared wireless laser communication based on DPIM

### 2.1 噪声模型

HgCdTe 探测器主要分为光伏型和光电导型,用于探测远红外波段的多选用光电导型。红外探测器的频率通常较低,因此对于光电导型 HgCdTe 探测器,在低频区的主要噪声有热噪声、产生-复合噪声以及  $1/f$

( $f$  为频率)噪声<sup>[6]</sup>。当频率大于 20 kHz 时,  $1/f$  噪声基本可以忽略, 因此当选择合适的频率时, 总的内部噪声可近似表示为

$$n = i_T + i_{G-R}, \quad (4)$$

式中  $i_T$  为热噪声,  $i_{G-R}$  为产生-复合噪声。热噪声属于高斯白噪声, 与频率无关, 热噪声的方差为

$$\sigma_T^2 = 4k \frac{T}{R_L} \Delta f, \quad (5)$$

式中  $k$  为波尔兹曼常数;  $T$  为温度;  $R_L$  为负载电阻;  $\Delta f$  为带宽,  $\Delta f = R_b/2$ ,  $R_b$  为传输速率。

光电探测器工作时, 光生载流子的产生和复合具有一定的随机性, 从而引起探测器输出信号的起伏, 即产生-复合(G-R)噪声。产生-复合噪声的方差通常可表示为

$$\sigma_{G-R}^2 = \frac{4eHgRP_0I}{1 + 4\pi^2 f^2 \tau^2} \Delta f, \quad (6)$$

式中  $e$  为电子电量,  $H$  为探测器的内部增益,  $\tau$  为探测器载流子的有效寿命, 通常在微秒量级以下。当频率较低时, 即  $f\tau \ll 1$  时, 产生-复合噪声因受频率影响几乎可以忽略不计, 也可视为高斯白噪声, 则(6)式可简化为

$$\sigma_{G-R}^2 = 4eHgRP_0I \Delta f. \quad (7)$$

综合考虑探测器的内部噪声和来自外部的背景噪声, 则整个系统的噪声方差可表示为

$$\sigma^2 = \begin{cases} 4eHgRP_0I \Delta f + 4k \frac{T}{R_L} \Delta f, & "1" \\ 4k \frac{T}{R_L} \Delta f, & "0" \end{cases}. \quad (8)$$

## 2.2 信道模型

激光在大气中传输时会受到大气湍流的影响, 当大气为弱湍流时, 光强受大气湍流的影响可用对数正态分布模型来表示, 即<sup>[7]</sup>

$$f_1(I) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_x I} \exp\left[-\frac{(\ln I + \sigma_x^2/2)^2}{2\sigma_x^2}\right], \quad (9)$$

式中  $\sigma_x^2$  为光强对数正态分布方差, 可表示为

$$\sigma_x^2 = \exp\left[\frac{0.49\sigma_R^2}{(1 + 0.18d^2 + 0.56\sigma_R^{12/5})^{7/6}} + \frac{0.15\sigma_R^2}{(1 + 0.9d^2 + 0.62d^2\sigma_R^{12/5})^{5/6}}\right] - 1, \quad (10)$$

式中  $\sigma_R^2$  为 Rytov 方差,  $d = \sqrt{\rho D^2/4L}$ 。根据上述假设, 光源为平面波传播时的 Rytov 方差为

$$\sigma_R^2 = 1.23C_n^2 \rho^{7/6} L^{11/6}, \quad (11)$$

式中  $\rho$  为波数,  $\rho = 2\pi/\lambda$ ,  $\lambda$  为波长;  $C_n^2$  为大气折射率结构常数, 根据强度不同, 其典型值约为  $10^{-17} \sim 10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$ 。

当大气为中强湍流时, 上述对数正态分布模型不再适用, 此时光强受大气湍流的影响可用 Gamma-Gamma 分布模型来表述, 即

$$f_1(I) = \frac{2(\alpha\beta)^{\frac{\alpha+\beta}{2}}}{\Gamma(\alpha)\Gamma(\beta)} I^{\frac{\alpha+\beta}{2}-1} K_{\alpha-\beta}(2\sqrt{\alpha\beta I}), \quad (12)$$

式中  $\Gamma(\cdot)$  为伽马函数;  $K$  为第二类修正贝塞尔函数, 阶次为  $\alpha - \beta$ 。在零尺度情况下, 由于光波为平面波,  $\alpha$  和  $\beta$  可分别表示为

$$\alpha = \left\{ \exp\left[\frac{0.49\sigma_R^2}{(1 + 1.11\sigma_R^{12/5})^{7/6}} - 1\right] \right\}^{-1}, \quad (13)$$

$$\beta = \left\{ \exp\left[\frac{0.51\sigma_R^2}{(1 + 0.69\sigma_R^{12/5})^{5/6}} - 1\right] \right\}^{-1}. \quad (14)$$

(2)式中的消光系数  $\eta$  与大气能见度  $V$  有关, 根据现有的经验公式, 得到  $\eta$  与  $V$  的关系为

$$\eta = \frac{3.912}{V} \left(\frac{0.55}{\lambda}\right)^q, \quad (15)$$

式中参数  $q$  的取值与能见度的关系为

$$q = \begin{cases} 1.6, & V > 50 \text{ km} \\ 1.3, & 6 \text{ km} < V < 50 \text{ km} \\ 0.16V + 0.34, & 1 \text{ km} < V < 6 \text{ km} \\ V - 0.5, & 0.5 \text{ km} < V < 1 \text{ km} \\ 0, & V < 0.5 \text{ km} \end{cases} \quad (16)$$

### 2.3 误码率分析

目前常用的基本数字调制方式有二进制开关键控(OOK)、脉冲相位调制(PPM)以及 DPIM 等,其中, DPIM 具有低的带宽使用率,且不需要符号同步,因此较其他方式更易于实现。DPIM 分无保护时隙和有保护时隙两种方式,这里选取有一个保护时隙的方式。

在高斯信道模型中,假设系统判决门限为  $x$ ,调制阶数为  $M$ ,则 DPIM 的误时隙率为<sup>[8]</sup>

$$P_{\text{SER}} = P(0)P(1/0) + P(1)P(0/1), \quad (17)$$

式中  $P(1)$  为发射信号 1 的概率,  $P(0)$  为不发射信号的概率,  $P(0/1)$  为信号为 1、检测为 0 的概率,  $P(1/0)$  为信号为 0、检测为 1 的概率。  $P(1)$ 、 $P(0)$ 、 $P(1/0)$ 、 $P(0/1)$  可分别表示为

$$P(1) = 2/(2^M + 3), \quad (18)$$

$$P(0) = (2^M + 1)/(2^M + 3), \quad (19)$$

$$P(1/0) = \int_x^{+\infty} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_0} \exp\left(-\frac{y^2}{2\sigma_0^2}\right) dy, \quad (20)$$

$$P(0/1) = \int_{-\infty}^x \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_1} \exp\left(-\frac{(y-I)^2}{2\sigma_1^2}\right) dy. \quad (21)$$

DPIM 解调时,一个时隙检测发生错误,就会影响后续时隙的正确判决,因此常用误包率来表示系统的误码率。假设一个数据包中包含  $N$  比特的数据,经过调制后数据包的时隙个数为  $NL_{\text{ave}}/M$ ,相应的误包率可以表示为<sup>[9]</sup>

$$P_{\text{PER}} = 1 - (1 - P_{\text{SER}})^{\frac{NL_{\text{ave}}}{M}} \approx \frac{N}{M} L_{\text{ave}} P_{\text{SER}}, \quad (22)$$

式中  $L_{\text{ave}}$  为每个符号所包含的平均时隙数目。当有一个保护时隙时,  $L_{\text{ave}} = (2^M + 3)/2$ 。

基于以上分析,得到大气弱湍流条件下基于 DPIM 的长波红外无线激光通信总的误码率为

$$P_e = \int_0^{\infty} P_{\text{PER}} f_1(I) dI = \frac{N}{M} L_{\text{ave}} \int_0^{\infty} P_{\text{SER}} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_x I} \exp\left[-\frac{(\ln I + \sigma_x^2/2)^2}{2\sigma_x^2}\right] dI. \quad (23)$$

大气中强湍流条件下总的误码率为

$$P_e = \int_0^{\infty} P_{\text{PER}} f_1(I) dI = \frac{N}{M} L_{\text{ave}} \frac{2(\alpha\beta)^{\frac{\alpha+\beta}{2}}}{\Gamma(\alpha)\Gamma(\beta)} \int_0^{\infty} P_{\text{SER}} I^{\frac{\alpha+\beta}{2}-1} K_{\alpha-\beta}(2\sqrt{\alpha\beta}I) dI. \quad (24)$$

## 3 数值分析

利用表 1 所示的系统典型参数和常数进行模拟。

表 1 系统典型参数和常数

Table 1 Typical parameters and constants of system

Name	Symbol	Value	Name	Symbol	Value
Wavelength / $\mu\text{m}$	$\lambda$	4-12	HgCdTe responsivity / $(\text{A}\cdot\text{W}^{-1})$	$R$	1
Boltzmann constant / $(\text{W}/\text{kHz})$	$k$	$1.38 \times 10^{-23}$	HgCdTe diameter / m	$D$	0.02
Charge / C	$q$	$1.9 \times 10^{-19}$	Divergence angle / rad	$\theta$	$10^{-3}$
Load resistance / $\Omega$	$R_L$	100	Modulation order	$M$	4
Working temperature / K	$T$	300	Inner gain of HgCdTe	$H$	1
Data package	$N$	1024	Visibility / km	$V$	2

图 2 为在大气弱湍流和较强湍流条件下不同波长时的误码率随发射功率的变化情况。设定  $C_n^2 = 10^{-16} \text{ m}^{-2/3}$  时为大气弱湍流条件,  $C_n^2 = 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$  时为大气较强湍流条件。图中将大气窗口范围内的  $4 \mu\text{m}$ (中波)、 $8 \mu\text{m}$ (长

波)和  $10.6 \mu\text{m}$ (长波)3种波长作为分析对象,这3种波长是国内外研究人员开展无线激光通信实验较为常见的激光波长。此外,选取这3种波长也可更好地对比由于波长不同导致的性能差异。此时通信距离  $L$  为  $2 \text{ km}$ ,传输速率  $R_b$  为  $20 \text{ Mbit/s}$ ;从图中可以看出,无论是在大气弱湍流条件下还是在大气较强湍流条件下,随着激光工作波长的增加,误码率都不断降低,因此可以初步推断出长波长具有较好的抗大气湍流性能。

当通信距离  $L=3 \text{ km}$ 、传输速率  $R_b=20 \text{ Mbit/s}$  时,不同大气湍流强度下的误码率随发射功率的变化如图3所示,图中分别对比了波长  $\lambda=10.6 \mu\text{m}$  时不同大气湍流强度( $C_n^2=10^{-17}, 10^{-16}, 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$ )下误码率以及  $\lambda=4 \mu\text{m}$  时不同大气湍流强度( $C_n^2=10^{-17}, 10^{-16}, 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$ )下误码率的差异。图中最左侧的两条曲线相距很近,表明在大气弱湍流强度条件下, $\lambda=10.6 \mu\text{m}$  时误码率随大气湍流强度的变化很小;随着大气湍流强度的增大, $\lambda=10.6 \mu\text{m}$  时误码率的变化幅度明显小于波长为  $4 \mu\text{m}$  时误码率的变化幅度,这也在一定程度上反映了长波长的优势。综合上述分析,可认为在无线激光通信系统的波长选择上,应该采用大气窗口范围内尽可能长的波长。

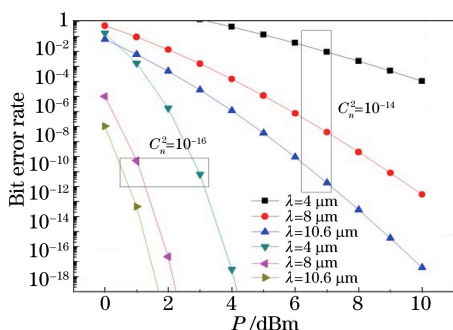


图2 不同波长时误码率随发射功率的变化

Fig. 2 Variation in bit error rate with transmission power at different wavelengths

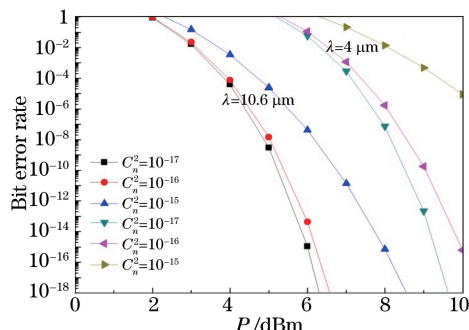


图3 不同大气湍流强度下误码率随发射功率的变化

Fig. 3 Variation in bit error rate with transmission power with different atmospheric turbulence intensities

图4为波长  $\lambda=10.6 \mu\text{m}$ 、传输速率  $R_b=20 \text{ Mbit/s}$  时,在大气弱湍流和较强湍流条件下激光传输不同距离后误码率随发射功率的变化情况。由图可见,在相同的发射功率下,随着通信距离的增加,误码率逐渐增大。若要求误码率为  $10^{-10}$  以下且同时实现距离至少为  $3 \text{ km}$  的通信,则大气弱湍流条件下的发射功率至少需达到  $5 \text{ dBm}$ ,通信距离每增加  $500 \text{ m}$ ,发射功率需增加  $2 \text{ dB}$ ;在大气较强湍流条件下的发射功率至少需要  $15 \text{ dBm}$  才能实现距离为  $3 \text{ km}$  的通信,且通信距离每增加  $500 \text{ m}$ ,发射功率至少需增加  $4 \text{ dB}$ 。

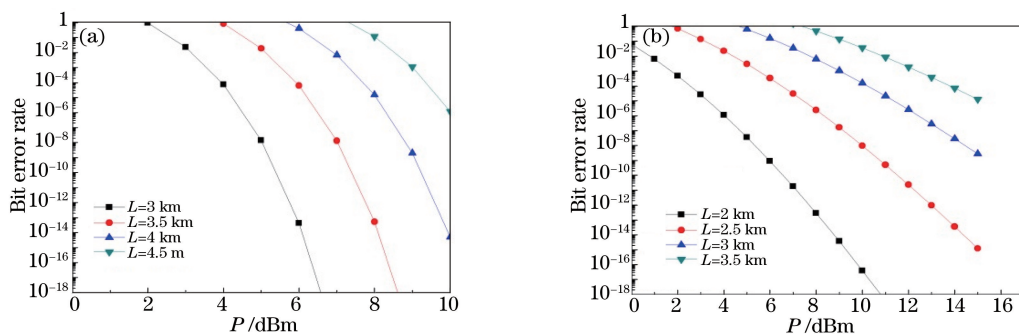


图4 不同通信距离下误码率随发射功率的变化。(a)大气弱湍流条件下;(b)大气较强湍流条件下

Fig. 4 Variations in bit error rate with transmission power with different communication distances.

(a) Under condition of weak turbulent atmosphere; (b) under condition of strong turbulent atmosphere

此外,还对大气弱湍流和较强湍流条件下不同传输速率时误码率随发射功率的变化情况进行了分析,如图5(a)、(b)所示。实验中波长  $\lambda=10.6 \mu\text{m}$ ,通信距离  $L=3 \text{ km}$ 。在相同的发射功率下,随着传输速率的增大,误码率增大。在大气弱湍流条件下,当要求系统误码率为  $10^{-5}$  以下且发射功率小于  $10 \text{ dBm}$  时,可实现距离为  $3 \text{ km}$  的通信,传输速率最高不能超过  $100 \text{ Mbit/s}$ ;在大气较强湍流条件下,若要在相同的发射功率和性能要求下实现距离为  $3 \text{ km}$  的通信,则传输速率最高不能超过  $20 \text{ Mbit/s}$ 。无论是在大气弱湍流条件下还是在大气较强湍流条件下,传输速率每增加一倍,发射功率至少增加  $1.5 \text{ dB}$ 。

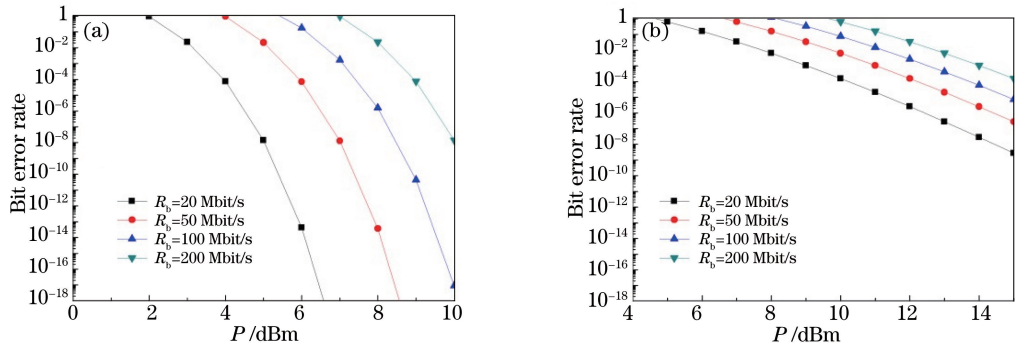


图5 不同传输速率下误码率随发射功率的变化。(a)大气弱湍流条件下;(b)大气较强湍流条件下

Fig. 5 Variations in bit error rate with transmission power at different transmission rates.

(a) Under condition of weak turbulent atmosphere; (b) under condition of strong turbulent atmosphere

对比图4、5可以看出,在大气较强湍流条件下,单纯通过加大发射功率来实现通信距离的增大比提高传输速率要困难。因此,随着大气湍流强度的增大,实现远距离通信的难度将会显著增加,相对于具有更强抗湍流能力的长波长而言,短波长的通信距离必定比长波长的通信距离短。

图6为波长 $\lambda=10.6\ \mu\text{m}$ 、通信距离 $L=3\ \text{km}$ 、发射功率 $P=10\ \text{dBm}$ 时,不同传输速率下误码率随大气湍流强度的变化情况。通过观察图中的变化趋势,可设计出一种传输速率随大气湍流强度变化的自适应通信系统。例如,在要求系统误码率达到 $10^{-10}$ 的条件下,当大气湍流强度由 $C_n^2=10\times 10^{-16}\ \text{m}^{-2/3}$ 增加到 $C_n^2=50\times 10^{-16}\ \text{m}^{-2/3}$ 时,可将系统的传输速率由100 Mbit/s降低至20 Mbit/s,以满足系统对误码率的要求。

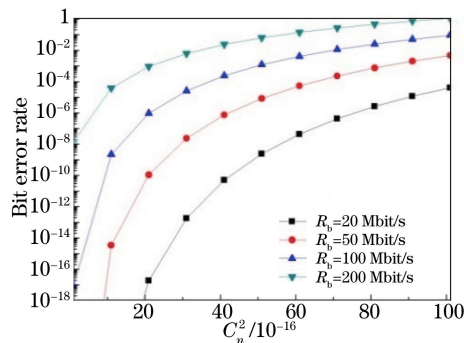


图6 不同传输速率条件下误码率随大气湍流强度的变化

Fig. 6 Variations in bit error rate with atmospheric turbulence intensity at different transmission rates

## 4 结 论

通过分析讨论,得出了长波长相比较于短波长在抗大气湍流干扰方面具有独特的优势。以长波长通信为基础,分别对比分析了大气弱湍流和中强湍流条件下,长波红外无线激光通信系统的误码率与发射功率、通信距离及传输速率的关系,并提出了改进系统性能的方法。随着长波器件的进一步发展,长波红外波段将成为无线激光通信的主要波段。

## 参 考 文 献

- [1] Zhu Hongtao, Dai Fengyu, Wang Zhiyong, *et al.* Research present situation of LWIR free-space laser communication technology[J]. Optical Communication Technology, 2011(8): 68-71.  
朱宏韬, 代丰羽, 王志勇, 等. 长波红外无线激光通信技术研究现状[J]. 光通信技术, 2011(8): 68-71.
- [2] Pavelchek A, Trissel R G, Plante J, *et al.* Long-wave infrared (10- $\mu\text{m}$ ) free-space optical communication system[C]. SPIE, 2004, 5160: 247-252.
- [3] Bielecki Z, Kolosowski W, Mikolajczyk J. Free-space optical data link using quantum cascade laser[C]. PIERS Conference, 2008: 108-111.

- [4] Liu C, Zhai S, Zhang J, *et al.* Free-space communication based on quantum cascade laser[J]. Journal of Semiconductors, 2015, 36(9): 094009.
- [5] Zhang Yan, Fang Jiexiong. Noise analysis of HgCdTe photoconductive detector with different response wavelength[J]. Acta Optica Sinica, 2008, 28(7): 1369-1373.  
张 燕, 方家熊. 不同响应波长的 HgCdTe 光导器件噪声分析[J]. 光学学报, 2008, 28(7): 1369-1373.
- [6] Petković M I, Dorđević G T, Milić D N, *et al.* BER analysis of IM/DD FSO system with APD receiver over gamma-gamma turbulence[J]. Serbian Journal of Electrical Engineering, 2014, 11(1): 61-72.
- [7] Li Fei, Wu Yi, Hou Zaihong. Analysis and experiment research on bit error rate for free-space optical communication systems through turbulent atmosphere[J]. Acta Optica Sinica, 2012, 32(6): 0606002.  
李 菲, 吴 毅, 侯再红. 湍流大气光通信系统误码率分析与实验研究[J]. 光学学报, 2012, 32(6): 0606002.
- [8] 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 旻, 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与分析[J]. 中国激光, 2010, 37(5): 1269-1274.
- [9] Liu Zhanhong, Liao Renbo, Sun Jianfeng, *et al.* Performance analysis of new hybrid pulse modulation scheme in optical wireless system[J]. Acta Optica Sinica, 2015, 35(7): 0706004.  
刘展宏, 廖仁波, 孙建锋, 等. 无线光通信新型组合脉冲调制性能分析[J]. 光学学报, 2015, 35(7): 0706004.