

# 光强闪烁对空间激光授时抖动的影响

刘航, 卢麟\*, 朱勇, 吴传信, 张宝富

陆军工程大学通信工程学院, 江苏 南京 210007

**摘要** 基于多相位屏原理并利用功率谱反演法,建立了光强闪烁对脉冲到达时刻抖动的影响模型,仿真研究了不同接收孔径和不同传输距离条件下脉冲到达时刻抖动的变化规律。仿真结果表明:在孔径接收条件下,脉冲到达时刻抖动呈正偏态分布;采用大孔径接收天线可有效抑制脉冲到达时刻的抖动;与近地端相比,传输距离的变化对远地端脉冲到达时刻抖动的影响较小。搭建了大气湍流引起的脉冲到达时刻抖动的实验平台,采集了经过湍流信道传播的秒脉冲波形,利用门限检测法确定了脉冲到达时刻。实验结果表明,脉冲到达时刻抖动分布与理论分析结果相符。

**关键词** 大气光学; 空间激光授时; 大气湍流; 光强闪烁; 脉冲到达时刻抖动

**中图分类号** TN929.12

**文献标识码** A

**doi:** 10.3788/AOS201939.0412007

## Influence of Intensity Scintillation on Jitter in Time Transfer by Space Laser Link

Liu Hang, Lu Lin\*, Zhu Yong, Wu Chuanxin, Zhang Baofu

*Institute of Communication Engineering, Army Engineering University,  
Nanjing, Jiangsu 210007, China*

**Abstract** The model for simulating the influence of intensity scintillation on pulse arrival time jitter is established based on the principle of multiple phase screens and the power spectral inversion method. The pulse arrival time jitter is simulated under different receiving apertures and different transmission distances. The simulation results show that the pulse arrival time jitter shows a positively skewed distribution under the condition of aperture receiving. A large receiving aperture can effectively suppress the pulse arrival time jitter. The variation of transmission distance has less influence on the pulse arrival time jitter at the far end compared with at the near end. An experimental platform for the pulse arrival time jitter caused by atmospheric turbulence is established, the second pulse waveform propagating through a turbulence channel is collected, and the pulse arrival time is determined by threshold detection. The experimental results show that the distribution of pulse arrival time jitter is consistent with the theoretical analysis results.

**Key words** atmospheric optics; time transfer by space laser link; atmospheric turbulence; intensity scintillation; pulse arrival time jitter

**OCIS codes** 010.1285; 010.3310; 120.3940

## 1 引言

目前的天基时频系统以微波链路为授时信道,即使时间同步精度可达纳秒量级,也不能满足时频体系对高精度和高可靠性日益增长的需求。同基于微波链路的授时方案相比,空间激光授时具有传递精度高和通信容量大等优势,并可以与地面光纤授时精度相匹配。因此空间激光授时是未来构建高精

度时频传递网络的重要组成部分,已成为各国研究的热点<sup>[1-5]</sup>。

激光在大气信道中传播时,大气湍流造成的折射率起伏导致激光波阵面畸变,严重破坏激光的相干性,从而引起接收面上光强闪烁、光束漂移和光束扩展等问题<sup>[6-7]</sup>。对于基于 IM/DD(Intensity Modulated/Direct Detected)的授时系统,当采用门限检测法判决脉冲到达时刻时,光强起伏将导致接

收稿日期: 2018-11-19; 修回日期: 2018-12-06; 录用日期: 2018-12-17

基金项目: 国家自然科学基金(61673393,61371121,61475193)

\* E-mail: Nj\_lulin@163.com

收端判决脉冲到达时刻抖动,严重影响空间激光授时精度。

为深入研究光强闪烁导致脉冲到达时刻抖动的抑制及消除办法,需定量分析光强闪烁对脉冲到达时刻抖动的影响规律。针对光强闪烁导致的空间激光授时抖动问题,基于多相位屏原理,建立了光强闪烁导致脉冲到达时刻抖动的计算模型,利用该模型对不同接收孔径和不同传输距离条件下光强闪烁导致的脉冲到达时刻抖动进行仿真分析,并搭建了大气湍流导致脉冲到达时刻抖动的实验平台,对理论仿真结果进行验证。

## 2 光强闪烁对脉冲到达时刻抖动的影响模型

本模型是基于多相位屏原理仿真光强闪烁对脉冲到达时刻抖动的影响。利用功率谱反演法构造大气湍流相位屏,从而在接收端得到起伏的光强数值。

将此起彼伏的光强数值设定为高斯脉冲上升沿的最高值,重构出经过湍流扰动的高斯脉冲。利用门限判决法得出经过光强闪烁影响的脉冲到达时刻,统计脉冲到达时刻的阿伦方差和标准差。由此分析光强闪烁对脉冲到达时刻抖动的影响。

多相位屏法原理如图 1 所示,其基本思路是将传输距离为  $z$  的大气信道划分为多个小份,每  $\Delta z$  距离上大气湍流对光束的影响近似等效到一个无限薄的相位屏<sup>[8]</sup>。光场经过相位屏时,即把  $\Delta z$  距离上大气湍流产生的相位扰动叠加到光波波前上,然后经真空传输至下一个相位屏的位置,重复该过程直至到达接收端,产生受大气湍流影响的畸变光场。因此,光信号在大气传输过程中从  $z_i$  位置传播到  $z_{i+1} = z_i + \Delta z$  ( $i = 1, 2, 3, \dots$ ) ( $i$  为相位屏编号)位置的解,可通过真空传播和相位屏的随机相位叠加两个过程来实现,其具体过程可用数学表达式表述为

$$U(r, z_{i+1}) = \text{FT}^{-1} \left\{ \exp \left[ -\frac{i\Delta z}{2k} (K_x^2 + K_y^2) \right] \text{FT} \{ U(r, z_i) \exp[i\varphi(r, z_i)] \} \right\}, \quad (1)$$

式中:FT 和  $\text{FT}^{-1}$  分别为傅里叶变换和傅里叶逆变换; $U(r, z_i)$  和  $U(r, z_{i+1})$  分别为与发射端距离为  $z_i$  和  $z_{i+1}$  处的光波复振幅; $K_x$  和  $K_y$  分别为  $x$  方向和  $y$  方向的空间波数; $k$  为波数,  $k = 2\pi/\lambda$ ,  $\lambda$  为波长; $\varphi(r, z_i)$  为传播过程中第  $i$  个相位屏对应的随机相位。

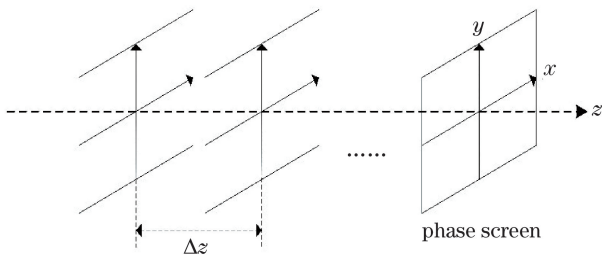


图 1 多相位屏原理示意图

Fig. 1 Schematic of multiple phase screens

### 2.1 随机相位屏构建

采用功率谱反演法进行大气相位屏数值模拟,其基本思路为:利用符合大气湍流相位扰动的功率谱函数  $F_\varphi(K_x, K_y)$ ,对频域内均值为 0、方差为 1 的 Hermitian 复高斯随机矩阵函数  $h(K_x, K_y)$  进行滤波,然后进行傅里叶逆变换即可得到随机相位屏函数  $\varphi(x, y)$ <sup>[9-11]</sup>。采用 Kolmogorov 谱,整个过程可表示为

$$\varphi(x, y) = (\Delta K_x \Delta K_y)^{1/2} \sum_{K_x} \sum_{K_y} h(K_x, K_y) \times \sqrt{F_\varphi(K_x, K_y)} \exp[j(K_x x + K_y y)], \quad (2)$$

$$F_\varphi(K_x, K_y) = 0.49 r_0^{-5/3} K^{-11/3}, \quad (3)$$

式中: $\Delta K_x$  和  $\Delta K_y$  分别为  $x$  方向和  $y$  方向上的空间波数间隔; $K$  为三维空间波数; $r_0$  为大气相干长度,用来反映大气湍流强度,其数学表达式为

$$r_0 = [0.423 k^2 \sec(\alpha) \int_0^L C_n^2(z) dz]^{-3/5}, \quad (4)$$

式中: $\alpha$  为激光链路发送天顶角; $C_n^2(z)$  为湍流折射率结构常数,当光信号在斜程路径传播时,选取 Hufnagel-Valley 模型计算折射率结构常数随高度的变化<sup>[12]</sup>,即

$$C_n^2(z) = 0.00594 \left( \frac{v}{27} \right)^2 (10^{-5} z)^{10} \exp \left( -\frac{z}{1000} \right) + 2.7 \times 10^{-16} \exp \left( -\frac{z}{1500} \right) + C_{n0}^2 \exp \left( -\frac{z}{100} \right), \quad (5)$$

式中: $v$  为 5~20 km 高度处平均风速; $C_{n0}^2$  为地面湍流折射率结构常数。当  $v = 21$  m/s,  $C_{n0}^2 = 1.7 \times 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$  时,即为 H-V<sub>5/7</sub> 模型。

对于斜程链路,由于路径上的折射率起伏强度不均匀,若仍设置等间距的相位屏,则强起伏区不能被充分采样,而弱起伏区被过度采样,导致计算误差<sup>[13]</sup>。采取等 Rytov 指数间隔相位屏,设置相位屏

间 Rytov 指数间隔均为常数  $c_R$ , 并将由此计算得到的  $\Delta z_i$  作为第  $i$  个和第  $i+1$  个相位屏间距。在计算各个  $\Delta z_i$  时, 认为相位屏间  $C_n^2$  近似相等, 且假定为平面光束传播, 则有

$$\sigma_1^2(\Delta z_i) = 1.23 C_n^2(z_{i-1}) k^{7/6} (\Delta z)^{11/6} = c_R, \quad (6)$$

进而得到相位屏的位置  $z_i = z_{i-1} + \Delta z_i$ 。对(2)式

进行离散化处理, 在空间域内,  $x = m \Delta x$ ,  $y = n \Delta y$  ( $\Delta x$  和  $\Delta y$  为采样间隔), 为方便计算, 设  $\Delta x = \Delta y$ ,  $m, n$  为整数; 在波数域内,  $K_x = m' \Delta K_x$ ,  $K_y = n' \Delta K_y$ ,  $m', n'$  为整数,  $\Delta K_x = 2\pi/(N \Delta x)$ ,  $\Delta K_y = 2\pi/(M \Delta y)$ ,  $M$  和  $N$  分别为  $x$  和  $y$  方向上的采样点数, 为方便计算, 设  $M = N$ , 则(2)式可表示为

$$\varphi(m \Delta x, n \Delta y) = \left[ \left( \frac{2\pi}{N} \right)^2 \frac{1}{\Delta x \Delta y} \right]^{1/2} \sum_{m'=-M/2+1}^{M/2} \sum_{n'=-N/2+1}^{N/2} h(m', n') \sqrt{F_\varphi(m', n')} \exp \left[ j2\pi \left( \frac{mm'}{N} + \frac{nn'}{N} \right) \right]. \quad (7)$$

由于傅里叶变换采样频率的问题, 相位屏的最小和最大空间频率分别为  $f_{\min} = \Delta f = 1/L_p$ ,  $f_{\max} = N \Delta f / 2 = 1/2 \Delta x$ , 其中  $\Delta f$  为空间频率间隔,  $L_p$  为相位屏尺寸, 由此可知, 相位屏并不包含  $(-\Delta f/2,$

$\Delta f/2)$  低频部分。因此, 可利用次谐波补偿法对相位屏进行低频补偿<sup>[14-15]</sup>。叠加  $p$  ( $p \geq 1$ ) 级次谐波时, 对应的次谐波采样间隔  $\Delta f_p = f_{\min}/3^p$ , 当次谐波级数为  $N_p$  时, 整个次谐波相位表达式为

$$\varphi_L(m, n) = \left[ \left( \frac{2\pi}{N} \right)^2 \frac{1}{\Delta x \Delta y} \right]^{1/2} \sum_{p=1}^{N_p} \sum_{m'=-1}^1 \sum_{n'=-1}^1 h(m', n') \sqrt{F_\varphi(m', n')} \exp \left[ j2\pi 3^{-p} \left( \frac{mm'}{M} + \frac{nn'}{N} \right) \right]. \quad (8)$$

将(7)式和(8)式相加, 即可得出经过次谐波补偿的随机相位屏。根据湍流冻结假设, 可得出大气湍流相位屏的刷新时间。设  $t_D$  为相位屏时域刷新时间,  $t_D = D/v$ ,  $D$  为接收天线直径,  $t_D$  即平均风速为  $v$  时入射波前完全掠过接收孔径所需的时间。当光脉冲发送周期  $t_s$  大于  $t_D$  时, 可以通过不断刷新相位屏来仿真大气湍流的时域变化<sup>[16]</sup>。将相位屏函数代入(1)式即可得出接收端光场复振幅  $U(r, z)$ , 从而得出其复共轭  $U^*(r, z)$ , 进一步得出接收端光强  $I_r = U(r, z) U^*(r, z)$ 。

## 2.2 接收端判决脉冲到达时刻

脉冲光信号总是具有一定的光谱宽度, 对于光波段来说, 大气湍流介质的相干带宽非常宽, 当脉冲光信号的频带宽度远小于载频时, 大气湍流导致的脉冲时间波形变化非常细微<sup>[17]</sup>。因此将此光强值设定为经过湍流扰动后高斯脉冲的峰值点, 给定高斯脉冲半峰全宽  $T_p$  和脉冲到达时刻均值  $\mu = L/c$ , 其中  $L$  为传输距离, 从而重构出经过湍流扰动的高斯脉冲。设定判决门限  $I_{th}$ , 得出脉冲到达时刻  $x(t)$ 。整个求解过程可以用数学表达式表述为

$$x(t) = -\frac{T_p}{2\sqrt{\ln 2}} \left[ -\ln \left( \frac{I_{th}}{I_r} \right) \right]^{1/2} + \mu. \quad (9)$$

标准差  $\sigma_{x(t)}$  和阿伦方差  $\sigma_a(\tau)$  的计算式分别为

$$\sigma_{x(t)} = \left( \frac{1}{M_x - 1} \sum_{i=1}^{M_x} \left| x_i(t) - \frac{1}{M_x} \sum_{i=1}^{M_x} x_i(t) \right|^2 \right)^{1/2}, \quad (10)$$

$$\sigma_a(\tau) = \left[ \frac{1}{2(M_x - 1)} \sum_{i=1}^{M_x-1} (\bar{y}_{i+1} - \bar{y}_i)^2 \right]^{1/2}, \quad (11)$$

式中:  $x_i(t)$  为每次实验所获得的脉冲到达时刻;  $\tau$  为采样点间隔;  $\bar{y}_i$  为在第  $i$  个  $\tau$  时间段内相对频率变化的平均值;  $M_x$  为相应的数据点总数。

## 3 仿真结果与分析

假设光脉冲信号沿斜程路径传播, 天顶角为  $0^\circ$ , 载波波长为 1550 nm, 准直高斯脉冲束腰半径  $\omega_0 = 100$  mm, 高斯脉冲半峰全宽为 2 ns, 地面大气结构常数  $C_{n0}^2 = 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ , 平均风速  $v = 21$  m/s。根据(2)~(8)式可得出相位屏函数, 将其代入(1)式可得接收端光场复振幅, 从而得出接收端光强, 给定判决门限, 利用(9)式判决脉冲到达时刻, 将脉冲到达时刻分别代入(10)、(11)式计算脉冲到达时刻标准差和阿伦方差。利用该模型对光强闪烁导致的脉冲到达时刻抖动进行分析。

### 3.1 光强闪烁导致的脉冲到达时刻抖动分布特性分析

当接收孔径  $D$  为 0.2 m 时, 相位屏刷新时间  $t_D = D/v = 0.0095$  s, 由上文分析可知, 当光脉冲发送周期  $t_s = 1$  s ( $t_s > t_D$ ) 时, 可以不断刷新相位屏以仿真大气湍流的时域变化。相位屏大小  $G_x = G_y = 0.4$  m, 采样点数为  $256 \times 256$ , 光信号传输距离为 15 km, 初始相位屏高度为 60 m, 此时 Rytov

指数  $c_R$  为 0.0019, 在传播路径上依次选取 12 个不等间距相位屏, 采用门限判决法确定脉冲到达时刻, 判决门限为经过湍流扰动的光强最小值。图 2 为光脉冲发送周期为 1 s 时, 归一化脉冲到达时刻的分布直方图。可以看出, 在孔径接收条件下, 光强闪烁导致的脉冲到达时刻抖动分布为正偏态分布。

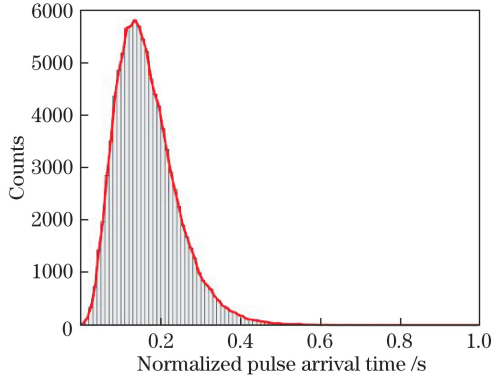


图 2 归一化脉冲到达时刻的分布直方图

Fig. 2 Distribution histogram of normalized pulse arrival time

### 3.2 不同接收孔径下脉冲到达时刻抖动的仿真分析

接收孔径是影响脉冲到达时刻抖动的重要因素, 因此本节设定不同接收孔径, 分别比较其对应的阿伦方差。接收孔径分别为 20, 15, 10 cm, 其余仿真条件与第 3.1 节相同。

仿真结果如图 3 所示。以接收孔径为 15 cm 为例, 标准差为 197.6686 ps, 秒稳定度为  $3.4225 \times 10^{-10}$ , 百秒稳定度为  $2.9777 \times 10^{-12}$ , 千秒稳定度为  $2.5806 \times 10^{-13}$ 。接收端接收孔径越大, 光强闪烁导致的脉冲到达时刻抖动越小, 由此可知采用大孔径接收天线可以有效抑制光强闪烁导致的脉冲到达时刻抖动, 但大接收孔径可能会导致更强的背景噪声。因此在实际工程应用中, 接收端选取接收口径时, 需折中考虑背景噪声和脉冲到达时刻抖动对授时精度的影响。

### 3.3 不同传输距离下脉冲到达时刻抖动的仿真分析

相比于地面光纤授时, 空间激光授时的优势之一在于可应用于移动平台。当移动平台与地面中心站距离不同时, 光强闪烁导致的脉冲到达时刻抖动不同, 因此本节对不同传输距离下的脉冲到达时刻抖动进行仿真分析。

假设光脉冲传输距离  $L$  分别为 20, 10, 5, 1 km, 每层相位屏间 Rytov 指数设置为 0.0019, 相位屏个数分别为 13, 10, 8, 4, 其余仿真条件与第

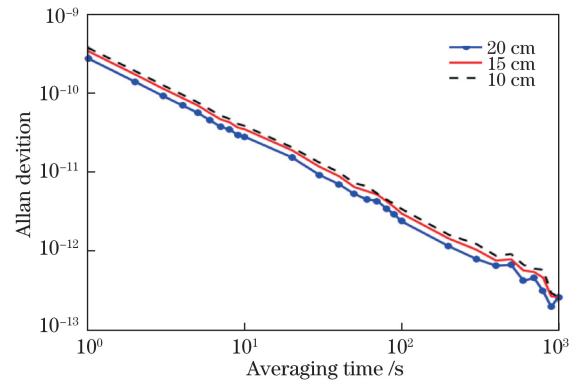


图 3 不同接收孔径下阿伦方差曲线图

Fig. 3 Allen deviation curves under different receiving apertures

3.1 节相同, 仿真结果如图 4 所示。当传输距离为 10 km 时, 标准差为 156.3107 ps, 秒稳定度为  $2.6233 \times 10^{-10}$ , 百秒稳定度为  $2.6047 \times 10^{-12}$ , 千秒稳定度为  $2.6005 \times 10^{-13}$ ; 当传输距离为 20 km 时, 标准差为 180.0273 ps, 秒稳定度为  $3.1372 \times 10^{-10}$ , 百秒稳定度为  $2.9016 \times 10^{-12}$ , 千秒稳定度为  $2.1962 \times 10^{-13}$ , 两者的阿伦方差曲线大致相同。当传输距离低于 10 km 时, 增加传输距离, 光强闪烁造成的脉冲到达时刻抖动变化比传输距离高于 10 km 时更为明显。出现该现象的原因是远地端大气层较为稀薄, 增大传输距离, 光强闪烁造成的脉冲到达时刻抖动变化不明显。

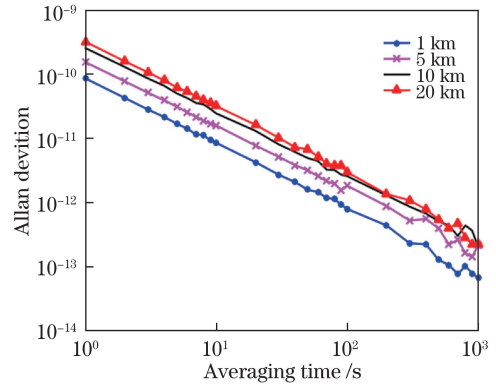


图 4 不同传输距离下阿伦方差曲线图

Fig. 4 Allen deviation curves under different transmission distances

## 4 实验系统及结果分析

为验证光强闪烁导致的脉冲到达时刻抖动为正偏态分布, 搭建实验平台, 其原理图和实物图分别如图 5 和图 6 所示。铷原子钟 (CLK) 生成秒脉冲信号 (PPS), 通过光脉冲模块调制到光载波上, 经掺铒光纤放大器 (EDFA) 放大后光脉冲经过分路器, 其中



一路信号由可调衰减器将光功率调节到与另一路信号相同,再由光检测器(PIN1)检测,经过放大器后传输到示波器 1 通道(CH1),作为示波器 2 通道的触发信号;另一路信号由光学天线经湍流模拟信道发送到对端反射镜阵列,由反射镜阵列反射回的光

脉冲信号经收发共用光学天线接收,再由 PIN2 检测,经放大器传输到示波器 2 通道(CH2)。编写 MATLAB 程序以处理两路信号,给定判决门限,判决秒脉冲上升沿,从而得出经过湍流扰动的脉冲到达时刻。

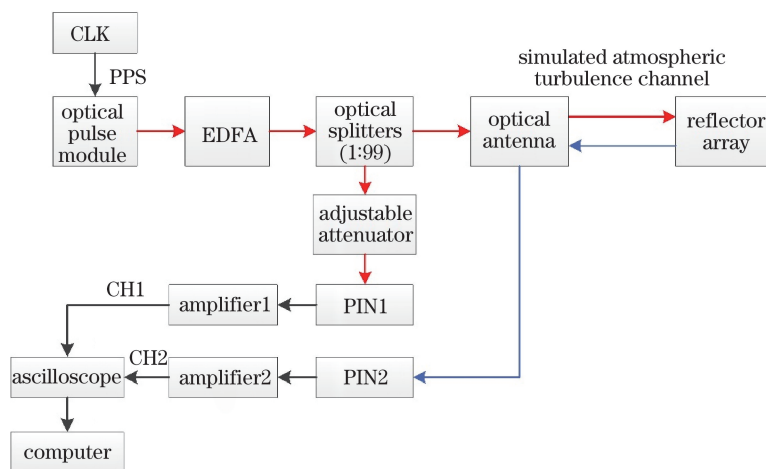


图 5 实验原理图

Fig. 5 Schematic of experiment

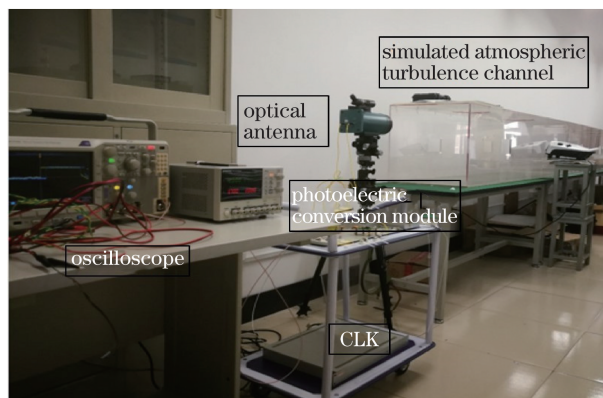


图 6 实验实物图

Fig. 6 Physical map of experiment

实验装置中半导体激光器的中心波长为 1550 nm。光学天线接收孔径为 9 cm。反射镜阵列由三个直径为 7 cm 的全反射镜组成。大气湍流模拟装置为一长度为 7.5 m 的玻璃气槽,玻璃气槽上方为等间隔的圆形气孔,用以模拟大气湍流的涡旋形态。在气槽侧方选取两个等间距气孔,利用热风机对气槽内气体进行加热,用以模拟折射率在空间和时间上的随机变化。

当光脉冲在湍流信道中传播时,大气湍流不仅影响光脉冲幅度变化,还会产生光束漂移等现象,其中光束漂移同样会导致光脉冲到达时刻抖动。但由于湍流模拟信道距离较短,光束漂移导致的光脉冲到达时刻抖动可忽略不计,主要考虑光强闪烁导致

的光脉冲到达时刻抖动。

在进行光强闪烁导致脉冲到达时刻抖动实验前,先对系统底噪进行分析。关闭大气湍流信道模拟装置,光脉冲为矩形脉冲,脉宽为 400 ns,其中上升沿宽度为 2 ns,由 EDFA 发出的光脉冲信号的光功率为 17 dBm,经反射镜阵列反射的光脉冲信号的光功率为 -25 dBm,信号经 PIN 检测后被放大器放大至 1 V。通过可调衰减器,将触发信号(CH1)的光功率调节到与反射光脉冲信号光功率(CH2)一致,统计 1000 次实验测量结果,选取其中 10 次实验数据,如图 7(a)所示。由图中可以看出模拟湍流装置未打开时,光脉冲幅度并未发生明显变化。打开湍流模拟装置,其余实验条件与测量系统底噪时相同。唯一的区别在于,当关闭湍流信道模拟装置时,利用光功率计测量反射信号光功率,光功率数值为 -25 dBm,趋于稳定值;当打开湍流信道模拟装置后,反射信号光功率数值在 -25 dBm 左右迅速跳变。统计 1000 次实验测量结果,选取其中 10 次实验数据,其结果如图 7(b)所示。由图中可以看出接收端所恢复出的秒脉冲信号上升沿峰值点不同。

编写 MATLAB 程序,利用固定门限判决法分析采集到的波形数据,关闭湍流模式装置时,判决门限为秒脉冲上升沿峰值点的 1/2 处,即 0.5 V;打开湍流模拟装置时,为检测到全部秒脉冲信号,判决门

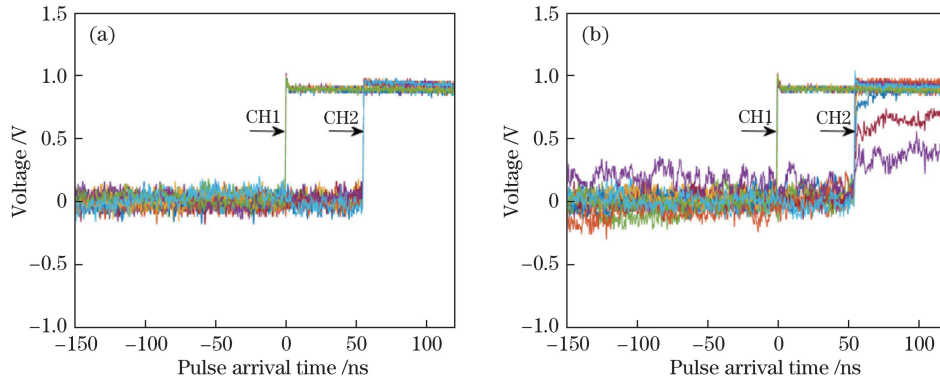


图 7 示波器双通道秒脉冲波形。(a)无湍流;(b)有湍流

Fig. 7 Second pulse waveforms from dual channel of oscilloscope. (a) Without turbulence; (b) with turbulence

限为上升沿峰值点的最小值,即 0.16 V。分别统计关闭和打开湍流模拟装置时反射信号的到达时间,其标准差和阿伦方差如表 1 所示,归一化分布直方图分别如图 8(a)、(b)所示。当关闭湍流模拟装置时,脉冲到达时刻近似为高斯分布;当打开湍流模拟装置后,脉冲到达时刻近似呈正偏态分布,与上述理论仿真结果一致。

表 1 脉冲到达时刻的实验数据

Table 1 Experimental data of pulse arrival time

Experimental setup	Threshold /V	Standard deviation /ps	Allan deviation at 1 s
Without turbulence	0.50	58.6352	$9.5813 \times 10^{-11}$
	0.16	81.9340	$1.3576 \times 10^{-10}$
With turbulence	0.16	327.1323	$5.5990 \times 10^{-10}$

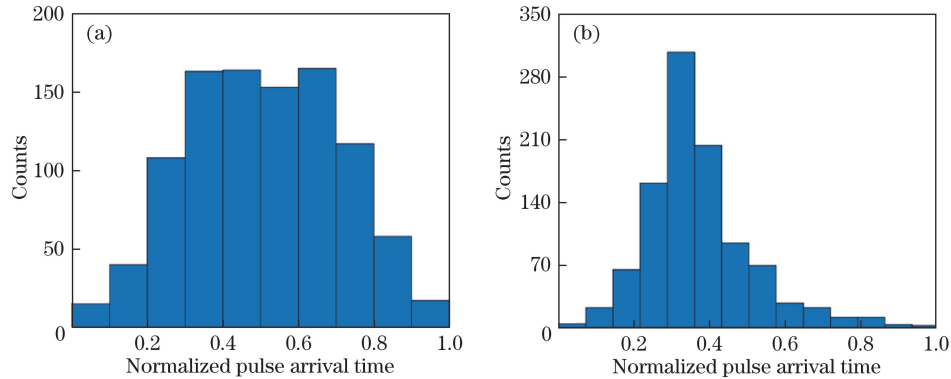


图 8 归一化脉冲到达时刻的分布直方图。(a)无湍流;(b)有湍流

Fig. 8 Distribution histograms of normalized pulse arrival time. (a) Without turbulence; (b) with turbulence

## 5 结 论

当光脉冲在大气信道中传播时,大气湍流引起接收端光强起伏,导致接收端确定脉冲到达时刻抖动,严重影响授时精度。针对光强闪烁导致的脉冲到达时刻抖动问题,仿真分析了接收孔径和传输距离对授时抖动的影响。搭建了大气湍流导致光脉冲到达时刻抖动的实验平台,采集经过湍流信道传播的秒脉冲波形,统计光脉冲到达时刻,对仿真结果进行了验证。结果表明:在孔径接收条件下,光强闪烁导致的脉冲到达时刻抖动呈正偏态分布。由于远地端大气较为稀薄,因此增大传输距离,脉冲到达时刻抖动变化程度小于近地端。增大接收孔径可有效抑制光强闪烁导致的授时抖动,以地面大气结构常数

为  $10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ 、平均风速为 21 m/s 的 15 km 链路为例。光脉冲中心波长为 1550 nm,束腰半径为 100 mm,脉宽为 2 ns,当接收孔径为 0.2 m 时,标准差为 159.4164 ps,秒稳定度为  $2.7641 \times 10^{-10}$ ;当接收孔径为 0.1 m 时,标准差为 217.8820 ps,秒稳定度为  $3.7609 \times 10^{-10}$ 。

## 参 考 文 献

- [1] Deschènes J D, Sinclair L C, Giorgetta F R, *et al.* Synchronization of optical oscillators over a free-space link at the femtosecond level[C]//CLEO: Science and Innovations, 2015, JTh5C: JTh5C.7.
- [2] Samain E, Rovera G D, Torre J M, *et al.* Time transfer by laser link (T2L2) in noncommon view between Europe and China[J]. IEEE Transactions on

- Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, 2018, 65(6): 927-933.
- [3] Djerroud K, Acef O, Clairon A, *et al.* Coherent optical link through the turbulent atmosphere[J]. Optics Letters, 2010, 35(9): 1479-1481.
- [4] Belmonte A, Taylor M T, Hollberg L, *et al.* Effect of atmospheric anisoplanatism on earth-to-satellite time transfer over laser communication links[J]. Optics Express, 2017, 25(14): 15676-15686.
- [5] Robert C, Conan J M, Wolf P. Impact of turbulence on high-precision ground-satellite frequency transfer with two-way coherent optical links[J]. Physical Review A, 2016, 93(3): 033860.
- [6] Andrews L C, Phillips R L. Laser beam propagation through random media[M]. Bellingham: SPIE Press, 2005.
- [7] Ma J, Tan L Y, Yu S Y. Satellite optical communication[M]. Beijing: National Defense Industry Press, 2015: 151-154.  
马晶, 谭立英, 于思源. 卫星光通信[M]. 北京: 国防工业出版社, 2015: 151-154.
- [8] Li Y J, Zhu W Y, Rao R Z. Simulation of random phase screen of non-Kolmogorov atmospheric turbulence[J]. Infrared and Laser Engineering, 2016, 45(12): 1211001.  
李玉杰, 朱文越, 饶瑞中. 非 Kolmogorov 大气湍流随机相位屏模拟[J]. 红外与激光工程, 2016, 45(12): 1211001.
- [9] Cai D M, Wang K, Jia P, *et al.* Sampling methods of power spectral density method simulating atmospheric turbulence phase screen[J]. Acta Physica Sinica, 2014, 63(10): 104217.  
蔡冬梅, 王昆, 贾鹏, 等. 功率谱反演大气湍流随机相位屏采样方法的研究[J]. 物理学报, 2014, 63(10): 104217.
- [10] Frehlich R. Simulation of laser propagation in a turbulent atmosphere[J]. Applied Optics, 2000, 39(3): 393-397.
- [11] Yang T X, Zhao S M. Randomphase screen model of ocean turbulence[J]. Acta Optica Sinica, 2017, 37(12): 1201001.  
杨天星, 赵生妹. 海洋湍流随机相位屏模型[J]. 光学学报, 2017, 37(12): 1201001.
- [12] Xiang J S, Li X S, Chen S J, *et al.* Time-domain simulation of satellite-terrestrial laser transmission under atmospheric turbulence[J]. Laser & Infrared, 2014, 44(5): 487-490.  
向劲松, 李晓双, 陈绍娟, 等. 星-地激光大气湍流传输的时域特性模拟[J]. 激光与红外, 2014, 44(5): 487-490.
- [13] Qian X M, Zhu W Y, Rao R Z. Phase screen distribution for simulating laser propagation along an inhomogeneous atmospheric path[J]. Acta Physica Sinica, 2009, 58(9): 6633-6639.  
钱仙妹, 朱文越, 饶瑞中. 非均匀湍流路径上光传播数值模拟的相位屏分布[J]. 物理学报, 2009, 58(9): 6633-6639.
- [14] Schmidt J D. Numerical simulation of optical wave propagation with examples in MATLAB[M]. Bellingham: SPIE Press, 2010.
- [15] Coles W A, Filice J P, Frehlich R G, *et al.* Simulation of wave propagation in three-dimensional random media[J]. Applied Optics, 1995, 34(12): 2089-2101.
- [16] Wei P F, Lin X Y, Lin X D, *et al.* Temporal simulation of atmospheric turbulence during adaptive optics system testing[J]. Chinese Optics, 2013, 6(3): 371-377.  
卫沛锋, 刘欣悦, 林旭东, 等. 自适应光学系统测试中大气湍流的时域模拟[J]. 中国光学, 2013, 6(3): 371-377.
- [17] Chen C Y, Yang H M, Jiang Z G. Optical transmission modeling and computer simulation[M]. Beijing: National Defense Industry Press, 2016: 153.  
陈纯毅, 杨华民, 蒋振刚. 光传输建模与计算机模拟[M]. 北京: 国防工业出版社, 2016: 153.