

# 沙尘天气下能见度对光脉冲时延和展宽的影响

王惠琴<sup>1</sup> 王彦刚<sup>1</sup> 曹明华<sup>1</sup> 柯熙政<sup>2</sup>

<sup>1</sup>兰州理工大学计算机与通信学院, 甘肃 兰州 730050

<sup>2</sup>西安理工大学自动化与信息工程学院电子工程系, 陕西 西安 710048

**摘要** 针对激光脉冲在沙尘天气中的时延和展宽问题,以光信号在离散介质中的传输理论为依据,求解了脉冲信号在传播过程中的双频互相关函数,推导了沙尘天气下的脉冲响应。通过分析沙尘天气中不同能见度下激光脉冲时延和展宽的变化情况,得到了激光脉冲的时延量和展宽量与沙尘能见度间的关系,并分别研究了波长为3.8、7.6和10.6  $\mu\text{m}$ 的激光脉冲的时延和展宽与沙尘天气中大气能见度间的关系。结果表明:在波长一定的情况下,激光脉冲的时延量和展宽量随能见度的增加呈负指数形式减小,并逐渐趋于稳定值。同时,在能见度一定的情况下,激光脉冲的时延量和展宽量会随信号波长的增加而增加。

**关键词** 光通信; 大气光学; 脉冲时延; 脉冲展宽; 沙尘天气

**中图分类号** TN911.4

**文献标识码** A

**doi:** 10.3788/AOS201535.0701002

## Influence of Atmospheric Visibility on Laser Pulse Delay and Broadening in Sand and Dust Weather

Wang Huiqin<sup>1</sup> Wang Yangang<sup>1</sup> Cao Minghua<sup>1</sup> Ke Xizheng<sup>2</sup>

<sup>1</sup>School of computer & communication, Lanzhou University of Technology, Lanzhou, Gansu 730050, China

<sup>2</sup>School of Automation & Information, Xi'an University of Technology, Xi'an, Shaanxi 710048, China

**Abstract** Based on the theory of optical signal transmitting in discrete medium, the two-frequency mutual coherence function and impulse response are derived for laser pulse delay and broadening problem in sand and dust weather, respectively. The relationship of laser pulse delay and broadening to atmospheric visibility in sand and dust weather is presented. In particular, the time delay and broadening is analyzed when the laser pulse wavelength is 3.8, 7.6 and 10.6  $\mu\text{m}$ . Simulation results show that when using a specific laser wavelength, the laser pulse delay and broadening will decrease in a negative exponent form with the increase of atmospheric visibility and eventually converged to a definite value. Moreover, the laser pulse delay and broadening will increase with the laser wavelength increasement under a certain atmospheric visibility.

**Key words** optical communication; atmospheric optics; pulse delay; pulse broadening; sand and dust weather

**OCIS codes** 010.7295; 070.7345; 290.5850; 320.5550

## 1 引 言

由于激光脉冲信号具有精度高、传输速率快、保密性能好等特点,因此被广泛应用于通信、导航、定位和测量等工程领域中。但是,激光信号在传输过程中容易受到大气介质的影响,例如雨、雪、雾、霾和沙尘等悬浮粒子对激光信号的多次散射会引起激光脉冲的时延和展宽效应,这种影响往往会导致接收信号出现严重失真。特别是在高速无线光通信系统中,这种脉冲的时延和展宽现象会引起接收信号的拖尾现象,产生码间串扰,从而造成无线光通信系统误码率上升,严重影响通信系统的可靠性和稳定性。

近年来,国内外学者通过理论分析、建立模型和实际数据测量等方法研究了激光脉冲在雨、雪、雾等天气条件下的时延和展宽问题<sup>[1-4]</sup>。有关沙尘天气下激光脉冲特性的研究也已引起了研究者的关注。文献[5-7]主

收稿日期: 2014-12-23; 收到修改稿日期: 2015-03-23

基金项目: 国家自然科学基金(61265003、61465007)、甘肃省青年科技基金(1310RJYA010)

作者简介: 王惠琴(1972—),女,博士,教授,主要从事无线光通信理论与技术方面的研究。E-mail: whq1222@lut.cn

要研究了激光信号在沙尘天气下的散射和衰减问题。文献[8]分析了波长为 1.06 μm 的激光脉冲在沙尘天气中传输时的时延和展宽特性,得到了沙尘天气会导致脉冲的时域和频域特性发生变化的结论。文献[9]研究了波长为 0.69 μm 和 3.8 μm 的激光脉冲在沙尘天气中的展宽和时延情况,得到了脉冲的时延和展宽会随着大气中沙尘粒子浓度的增加而快速增大的结论。上述文献虽然研究了沙尘天气情况下脉冲的时延和展宽特性,但并未给出沙尘天气下脉冲时延量和展宽量与大气能见度间的具体关系式。因此本文以光信号在离散介质中的传输理论为基础,通过求解脉冲信号的双频互相关函数,推导沙尘天气下的脉冲响应,研究脉冲的时延量和展宽量与沙尘能见度间的关系。

## 2 光脉冲信号在沙尘天气中的传输

激光光束在沙尘天气中传输时,会受到沙尘粒子的散射和吸收作用。吸收损耗通常随光信号波长发生变化,而散射作用会改变光束能量的空间分布,从而导致传播方向上光信号能量的衰减<sup>[10]</sup>。当大气中沙尘粒子浓度较大时,沙尘粒子将对激光脉冲产生多次散射作用,这会使光脉冲信号的时域和频域特性发生变化。设发射端产生的激光脉冲为  $u_i(t)$ ,接收端接收到的信号为  $u_o(t)$ ,将发射机与接收机之间的沙尘天气信道看成是传输系统,于是  $u_o(t)$  与  $u_i(t)$  之间的关系为<sup>[10-11]</sup>

$$u_o(t) = \int_{-\infty}^t u_i(t')h(t,t')dt' \quad (1)$$

式中  $h(t,t')$  表示接收机在  $t$  时刻的单位冲击响应,  $t'$  表示发射机发送脉冲信号的时间。  $H(\omega,t)$  为  $h(t,t')$  的傅里叶变换,双频互相关函数  $\Gamma$  可表示为

$$\Gamma = \Gamma(\omega_1, \omega_2, r_1, r_2, t_1, t_2) = \langle H(\omega_1, r_1, t_1)H^*(\omega_2, r_2, t_2) \rangle, \quad (2)$$

式中  $\omega_1$  和  $\omega_2$  分别为输入信号的频率。接收端信号的强度可通过  $\Gamma$  表示为:

$$I(t) = \int_{-\infty}^{\infty} d\omega_1 \int_{-\infty}^{\infty} d\omega_2 U_i(\omega_1)U_i^*(\omega_2)\Gamma_0 \exp[-i(\omega_1 - \omega_2)t], \quad (3)$$

式中  $\Gamma_0 = \langle H(\omega_1, r_1, t)H^*(\omega_2, r_2, t) \rangle$ 。当发送信号为  $\delta$  函数时,由(3)式可得接收端的响应为:

$$G(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega_d \Gamma_0(\omega_d) \exp(-i\omega_d t). \quad (4)$$

设激光信号沿着  $z$  轴方向传播,在信号传播的路径中有两点分别为  $(\rho_1, z)$  和  $(\rho_2, z)$ ,利用抛物线近似理论可得这两点处信号双频互相关函数  $\Gamma$  的微分方程为<sup>[12]</sup>

$$\left[ \frac{\partial}{\partial z} - \frac{i}{2} \left( \frac{\nabla_1^2}{K_{r1}} - \frac{\nabla_2^2}{K_{r2}} \right) - i(K_1 - K_2^*) - P(\rho_d - V_{rd}) \right] \Gamma = 0, \quad (5)$$

式中  $\nabla_1^2$  和  $\nabla_2^2$  分别表示关于  $\rho_1$  和  $\rho_2$  的二维拉普拉斯算子;  $K_{r1}$  和  $K_{r2}$  分别为  $K_1$  和  $K_2$  的实部;频率为  $\omega_1$  和  $\omega_2$  的信号所对应的等价波数分别为  $K_1$  和  $K_2$ ,  $K_1 = k_1 + 2\pi N_0 f_1(0)/k_1$ ,  $K_2 = k_2 + 2\pi N_0 f_2(0)/k_2$ , 式中  $k_1$  和  $k_2$  分别表示  $(\rho_1, z)$  和  $(\rho_2, z)$  这两点处信号的波数,  $f(s)$  表示单个沙尘粒子的前向散射幅度,  $N_0$  表示大气中沙尘粒子的浓度;  $\rho_d = \rho_1 - \rho_2$ ;  $V_{rd}$  表示沙尘粒子的径向平均速度,当不考虑沙尘粒子径向运动时,  $P(\rho_d - V_{rd})$  为

$$P(\rho_d) = \int N_0 f_1(s)f_2^*(s) \exp(-iK_{er}s\rho_d) ds, \quad (6)$$

式中,  $K_{er} = (K_{r1} + K_{r2})/2$ 。当入射波为平面波时,  $\Gamma$  与  $\rho_c = (\rho_1 + \rho_2)/2$  无关,此时(5)式可化为

$$\left[ \frac{\partial}{\partial z} + i \frac{K_{r1} + K_{r2}}{2K_{r1}K_{r2}} \nabla_d^2 - i(K_1 - K_2^*) - P(\rho_d) \right] \Gamma = 0, \quad (7)$$

式中  $\nabla_d^2$  表示关于  $\rho_d$  的拉普拉斯运算。通常情况下,实际发送信号的带宽要远小于载波的频率,因此有如下近似:

$$\begin{cases} i(K_1 - K_2^*) \approx i(k_1 - k_2) - N_0 \sigma_i \\ f_1(s)f_2^*(s) \approx |f(s)|^2 \end{cases}, \quad (8)$$

满足平面波边界条件  $\Gamma(\omega_1, \omega_2, z=0) = 1$  的解为:

$$\Gamma = \Gamma_1 \exp[i(k_1 - k_2)z - \rho_n \sigma_i z], \quad (9)$$

式中  $\Gamma_1 = \exp[\psi(\omega_1, \omega_2, z, \rho_d)]$ , 将(9)式代入(7)式可得:

$$\frac{\partial}{\partial z}\psi + i\frac{k_d}{2k^2}(\nabla_d^2\psi + \nabla_d\psi \cdot \nabla_d\psi) + \rho_n\sigma_s - P(\rho_d) = 0. \quad (10)$$

在激光脉冲传输的过程中,光信号会受到传输距离、沙尘粒子浓度和散射截面等因素的影响,为此分两种情况分别来分析激光脉冲的变化<sup>[12]</sup>:

1) 当  $\rho_n\sigma_s z < 25$  时,  $\nabla_d^2\psi$  要远远大于  $\nabla_d\psi \cdot \nabla_d\psi$ , (10)式可近似为:

$$\frac{\partial}{\partial z}\psi + i\frac{k_d}{2k^2}\nabla_d^2\psi + \rho_n\sigma_s - P(\rho_d) = 0, \quad (11)$$

通过傅里叶变换方法求解可得

$$\psi = \int \exp(-iks\rho_d) ds N_0 f_1(s) f_2^*(s) \times \int_0^z \exp(\frac{i}{2}k_d s^2 z') dz' - \rho_n\sigma_s z, \quad (12)$$

将(8)式代入(12)式可得双频互相关函数为

$$\Gamma = A(\omega_d, z) \exp[i\Phi(\omega_d, z) + ik_d z], \quad (13)$$

式中:

$$A(\omega_d, z) = \exp\left\{-A_r z \left[1 - \left(\frac{W_0}{x}\right) \arctan x\right]\right\}, \quad (14)$$

$$\Phi(\omega_d, z) = (A_r z / 2) [(W_0 / x) \ln(1 + x^2)], \quad (15)$$

(13)~(15)式中  $x = \omega_d / \omega_r$ ,  $\omega_r = 2\gamma\nu_p / z$ ,  $W_0$  为粒子的单次反照率。

将所求得的  $\Gamma$  代入(4)式,可得此时激光脉冲在沙尘天气中传播时的脉冲响应为:

$$G(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} A(\omega_d, z) \times \exp\left[i\Phi(\omega_d, z) - i\omega_d(t - \frac{z}{c})\right] d\omega_d, \quad (16)$$

在此情况下,相干带宽可表示为<sup>[13]</sup>

$$\omega_{\text{coh}} = \begin{cases} \frac{10\gamma c}{z} & \rho_n\sigma_s z < 3 \\ \left(\frac{3}{\rho_n\sigma_s z}\right)^{0.5} \frac{2\gamma c}{z} & 3 < \rho_n\sigma_s z < 25 \end{cases}. \quad (17)$$

2) 当  $\rho_n\sigma_s z > 25$  时, (10)式中的  $\nabla_d\psi \cdot \nabla_d\psi$  不可忽略,由(9)式可得关于  $\Gamma_1$  的微分方程为<sup>[13-14]</sup>

$$\left\{\frac{\partial}{\partial z} + i\frac{k_d}{2k^2}\nabla_d^2 + \rho_n\sigma_s \left[1 - \exp\left(\frac{k^2\rho_d^2}{4\gamma}\right)\right]\right\} \Gamma_1 = 0, \quad (18)$$

求解该方程可得

$$\Gamma_1 = \frac{1}{\cos(i4\alpha)^{0.5}} \exp\left[-\frac{\tan(i4\alpha)^{0.5}}{(i4\alpha)^{0.5}} \rho'_d{}^2\right], \quad (19)$$

式中  $\alpha = \omega_d / \omega_{\text{coh}}$ 。将(19)式代入(9)式可得激光脉冲的双频互相关函数为

$$\Gamma = \frac{1}{\cos(i4\alpha)^{0.5}} \times \exp\left[i(k_1 - k_2)z - \rho_n\sigma_s z - \frac{\tan(i4\alpha)^{0.5}}{(i4\alpha)^{0.5}} \rho'_d{}^2\right], \quad (20)$$

将所求  $\Gamma$  代入(4)式可得:

$$G(t) = \frac{\omega_{\text{coh}}}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(-iaT)}{\cos(i4a)^{0.5}} da, \quad (21)$$

式中  $T = \omega_{\text{coh}}(t - z/c)$ 。通过对(21)式进行残数计算,可得到激光脉冲在强起伏条件下的脉冲响应为:

$$G(t) = \frac{\pi}{4} \omega_{\text{coh}} \sum_{n=0}^{\infty} (2n+1)(-1)^n \times \exp\left\{-\left[(2n+1)\frac{\pi}{4}\right]^2 \omega_{\text{coh}}(t - \frac{z}{c})\right\}, \quad (22)$$

式中  $\omega_{\text{coh}} = \frac{8a_p c}{\rho_n\sigma_s z^2}$ 。

激光脉冲的时延情况可通过双频互相关函数的相位函数  $\Phi(\omega_d, z)$  的线性部分表示<sup>[13]</sup>,即:

$$T_d = \frac{\rho_n \sigma_s z^2}{4\gamma c}, \quad (23)$$

由(23)式可得:脉冲的时延与激光传输的距离、沙尘粒子浓度、分布和折射系数等因素有关。通常情况下,沙尘粒子的浓度  $\rho$  可通过沙尘能见度  $V$  来描述。根据 Koschmieder 定律<sup>[8]</sup>,能见度与消光系数之间的关系可以描述为

$$V = \frac{15}{\alpha_0}, \quad (24)$$

$$\alpha_0 = 8.686 \times 10^{-3} \pi \rho_n \int_0^\infty r^2 p(r) dr, \quad (25)$$

式中  $r$  表示沙尘粒子的半径,  $p(r)$  是沙尘粒子的尺度分布函数。该式描述了沙尘天气中消光系数与粒子浓度和尺度分布之间的关系。同时,由于沙尘粒子形状和空间分布的随机性,多个粒子在各个方向散射的统计可等效于球形粒子的散射。针对中国典型沙尘区,研究者通过分析大气中的有关沙尘浓度、粒径分布、形状等因素,得到了沙尘粒径的分布服从对数正态分布<sup>[8]</sup>

$$p(r) = \frac{1}{2r\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left\{-\frac{1}{2}\left[\frac{\ln(2r)-\mu}{\sigma}\right]^2\right\}, \quad (26)$$

式中  $\sigma$  和  $\mu$  分别表示  $\ln(2r)$  的标准差和数学期望,取值分别为  $\sigma=0.405$  和  $\mu=-9.72$ <sup>[8]</sup>。

通过将(23)、(24)和(25)式联立推导可得沙尘天气下脉冲的时延量与能见度间的关系为

$$T_d = \frac{15\sigma_s z^2}{34.744 \times 10^{-3} \pi a_p c V \int_0^\infty r^2 p(r) dr}, \quad (27)$$

式中  $\sigma_s$  是沙尘粒子的散射截面,可表示为:

$$\sigma_s = \lambda^2 / 2\pi \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) (|a_n|^2 + |b_n|^2), \quad (28)$$

式中  $\lambda$  表示光束的波长,  $a_n$  和  $b_n$  为米氏散射系数。

通过(27)式和(28)式可以看出,脉冲传输时产生的时延量与脉冲的传输距离  $Z$ 、沙尘天气的能见度  $V$  以及激光信号的波长  $\lambda$  有直接关系,且时延量随着传输距离  $Z$  和信号波长  $\lambda$  的增加而增大,随着能见度  $V$  的增大而减小。

激光脉冲在沙尘天气中传输时,由于沙尘粒子散射的影响不但会引起脉冲信号的时延,还会导致脉冲宽度发生变化。光脉冲的展宽量可通过相干带宽  $\omega_{coh}$  描述为<sup>[13]</sup>

$$T_s = \frac{1}{\omega_{coh}} = \begin{cases} \frac{z}{10\gamma c} & \rho_n \sigma_s z < 3 \\ \left(\frac{\rho_n \sigma_s z}{3}\right)^{0.5} \frac{z}{2\gamma c} & 3 < \rho_n \sigma_s z < 25 \\ \frac{\rho_n \sigma_s z^2}{8\gamma c} & \rho_n \sigma_s z > 25 \end{cases}, \quad (29)$$

由(24)式和(25)式可得

$$\rho_n \sigma_s z = \frac{15\sigma_s z}{8.686 \times 10^{-3} \pi V \int_0^\infty r^2 p(r) dr}, \quad (30)$$

令  $\xi = \frac{15\sigma_s z}{8.686 \times 10^{-3} \pi \int_0^\infty r^2 p(r) dr}$ , 则  $\rho_n \sigma_s z = \frac{\xi}{V}$

联立(24)、(25)和(29)式可得脉冲的展宽量与能见度间的关系为

$$T_s = \begin{cases} \frac{z}{10\gamma c} & \frac{\xi}{V} < 3 \\ \left(\frac{5\sigma_s z}{8.686 \times 10^{-3} \pi V \int_0^\infty r^2 p(r) dr}\right)^{0.5} \frac{z}{2\gamma c} & 3 < \frac{\xi}{V} < 25 \\ \frac{15\sigma_s z^2}{69.488 \times 10^{-3} \pi V \gamma c \int_0^\infty r^2 p(r) dr} & \frac{\xi}{V} > 25 \end{cases}, \quad (31)$$

通过上式可以看出,脉冲传输时的展宽量与脉冲的传输距离 $Z$ 、沙尘天气能见度 $V$ 以及激光信号的波长 $\lambda$ 有关。其中 $c$ 表示光速, $\gamma = 2.5(2r/\lambda)^2$ , $\sigma_s$ 表示沙尘粒子的散射截面。在沙尘物理特性一定的情况下,当能见度 $V$ 大于 $\xi/3$ 时,脉冲的展宽主要受传输距离的影响,展宽量随着传输距离的增加而增大;当能见度 $V$ 在 $\xi/25$ 和 $\xi/3$ 之间时,展宽量随着传输距离 $Z$ 和信号波长 $\lambda$ 的增加而增大,随着能见度 $V$ 的增大而减小;当能见度 $V$ 小于 $\xi/25$ 时,脉冲展宽量同样是随传输距离 $Z$ 和信号波长 $\lambda$ 的增加而增大,随着能见度 $V$ 的增大而减小,只是在此区间内传输距离的影响更加明显。

### 3 数值计算与分析

针对我国典型沙尘区沙尘粒子的折射系数为 $1.55-i0.005$ ,图1~图4所示是该折射系数下波长为 $3.8\ \mu\text{m}$ 的激光脉冲在沙尘天气中分别传输 $5\ \text{km}$ 和 $7\ \text{km}$ 后的归一化脉冲波形。

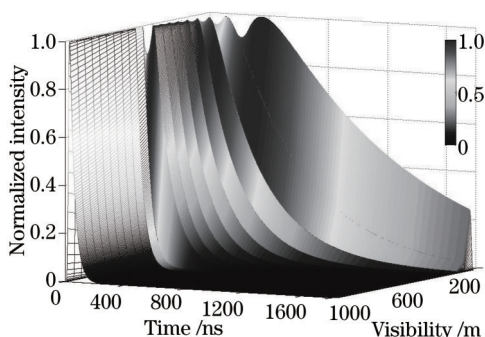


图1 当传输距离为 $5\ \text{km}$ 时的接收脉冲

Fig.1 Received pulse waveform (transmission distance is  $5\ \text{km}$ )

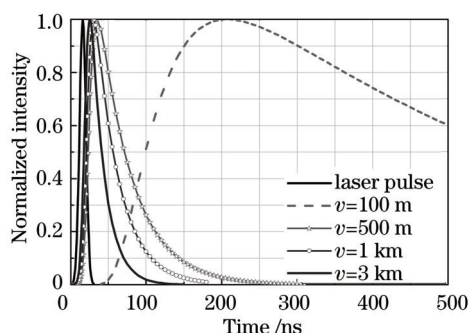


图2 当传输距离为 $5\ \text{km}$ 时脉冲的时延和展宽情况

Fig.2 Pulse delay and broadening (transmission distance is  $5\ \text{km}$ )

图1表示传输距离为 $5\ \text{km}$ 时的归一化脉冲波形,由图1可得:1)在沙尘天气能见度一定的情况下,接收脉冲的上升沿比较陡峭,而下降沿拖尾比较严重,这是由于脉冲受到沙尘粒子的多次散射影响,发生了多径效应。2)在不同能见度下,接收脉冲的时延和展宽随着能见度的增大而减小,这是由于随着能见度的增大,沙尘粒子对激光脉冲的散射作用减弱所引起的。为了进一步对比不同能见度情况下脉冲的展宽和时延情况,计算了能见度分别为 $100\ \text{m}$ 、 $500\ \text{m}$ 、 $1\ \text{km}$ 和 $3\ \text{km}$ 时的情况,结果如图2所示。由图可得当沙尘天气能见度分别为 $100\ \text{m}$ 、 $500\ \text{m}$ 、 $1\ \text{km}$ 和 $3\ \text{km}$ 时,接收脉冲的时延量分别为 $191$ 、 $19$ 、 $14$ 和 $9\ \text{ns}$ ,而脉冲的展宽量分别为 $402$ 、 $47$ 、 $25$ 和 $3\ \text{ns}$ 。以上结果与文献[8]和文献[9]中所得结果相近,其不同是由于采用的发射脉冲为 $10\ \text{ns}$ ,从而使接收端的脉冲宽度与文献[8]和文献[9]相比有所增大。

图3表示传输距离为 $7\ \text{km}$ 时接收端的归一化脉冲波形,其变化趋势与图1中波形相似。区别主要是随着传输距离的增加,脉冲的时延量和展宽量有所增加,在图4中具体计算了能见度分别为 $100\ \text{m}$ 、 $500\ \text{m}$ 、 $1\ \text{km}$ 和 $3\ \text{km}$ 时脉冲的展宽和时延情况。当沙尘天气能见度分别为 $100\ \text{m}$ 、 $500\ \text{m}$ 、 $1\ \text{km}$ 和 $3\ \text{km}$ 时,接收脉冲的时延量分别为 $376$ 、 $75$ 、 $22$ 、 $14\ \text{ns}$ ,而脉冲的展宽量分别为 $424$ 、 $180$ 、 $45$ 和 $23\ \text{ns}$ 。

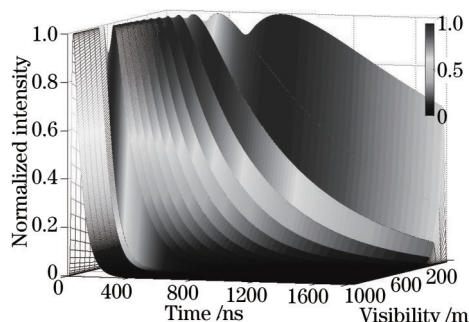


图3 当传输距离为 $7\ \text{km}$ 时的接收脉冲

Fig.3 Received pulse waveform (transmission distance is  $7\ \text{km}$ )

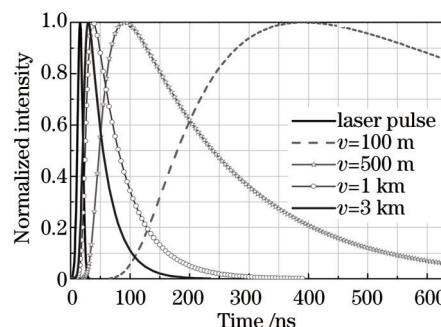


图4 当传输距离为 $7\ \text{km}$ 时脉冲的时延和展宽情况

Fig.4 Pulse delay and broadening (transmission distance is  $7\ \text{km}$ )

为了进一步反映激光脉冲在沙尘天气中的时延特性,比较了波长为 3.8、7.6 和 10.6  $\mu\text{m}$  的激光脉冲在不同能见度下脉冲时延量的变化情况,其中脉冲的传输距离分别为 5 km 和 7 km,结果如图 5 和图 6 所示。

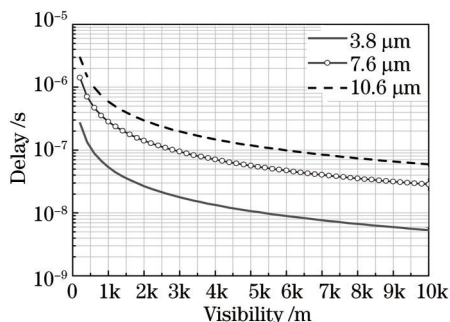


图 5 当传输距离为 5 km 时脉冲时延量与能见度间的关系

Fig.5 Relationship of pulse delay with the atmospheric visibility (transmission distance is 5 km)

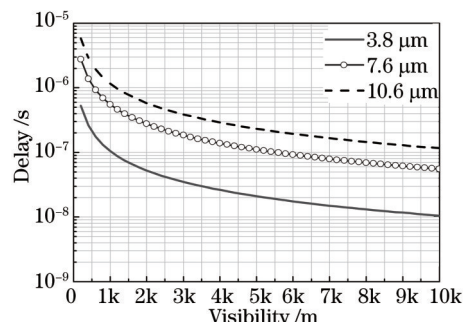


图 6 当传输距离为 7 km 时脉冲时延量与能见度间的关系

Fig.6 Relationship of pulse delay with the atmospheric visibility (transmission distance is 7 km)

其中,图 5 表示脉冲的传输距离为 5 km 时时延量与能见度间的关系。由图 5 可知:1) 在信号波长一定的情况下,脉冲的时延量随着能见度的增加而减小,并最终趋于稳定值。当沙尘能见度在 1 km 以下时,脉冲的时延量减小较快。当能见度大于 1 km 时,脉冲的时延量随能见度的变化比较平缓,当激光信号的波长为 3.8、7.6 和 10.6  $\mu\text{m}$  时脉冲的时延量分别趋向稳定值 5.3、28 和 59 ns。这是因为随着能见度的增加,大气中沙尘粒子浓度逐渐减小,从而使光脉冲受到的散射作用逐渐减弱。2) 在同一能见度的情况下,脉冲的时延量随着波长的增加而增大。图 6 表示的为激光脉冲的传输距离为 7 km 时时延量与能见度间的关系,其变化趋势与图 5 所反映的变化关系相似,区别主要是随着传输距离的增加,脉冲的时延量与图 5 相比有所增加,当激光信号的波长为 3.8、7.6 和 10.6  $\mu\text{m}$  时脉冲的时延量分别趋向稳定值 10.5、55.4 和 116 ns。

为了进一步反映激光脉冲在沙尘天气中的展宽特性,分别计算了波长为 3.8、7.6 和 10.6  $\mu\text{m}$  的激光脉冲在不同能见度下脉冲展宽量的变化情况,其中脉冲的传输距离分别为 5 km 和 7 km,光速  $c$  的取值为  $3 \times 10^8$  m/s,结果如图 7 和图 8 所示。其中图 7 表示的是脉冲的传输距离为 5 km,由图可知:1) 在信号波长一定的情况下,脉冲的展宽量随着能见度的增加呈负指数形式减小,并最终趋于稳定值。当沙尘能见度在 1 km 以下时,脉冲的展宽量减小较快。当能见度大于 1 km 时,脉冲的展宽量随能见度的变化呈现缓慢减小的趋势,当光信号的波长为 3.8、7.6 和 10.6  $\mu\text{m}$  时脉冲的展宽量分别趋向稳定值 5.9、27 和 54.7 ns。2) 在同一能见度的情况下,脉冲的展宽量随着波长的增加而增大。图 8 表示的为激光脉冲的传输距离为 7 km,其变化趋势与图 7 所反映的变化关系相似,区别主要是随着传输距离的增加,脉冲的展宽量与图 7 相比有所增加,当光信号的波长为 3.8、7.6 和 10.6  $\mu\text{m}$  时脉冲展宽量分别趋向稳定值 9.8、44.8 和 90.6 ns。

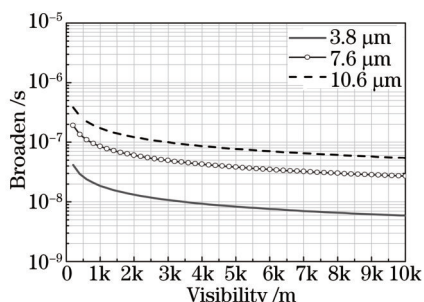


图 7 当传输距离为 5 km 时脉冲展宽量与能见度间的关系

Fig.7 Relationship of pulse broadening with the atmospheric visibility (transmission distance is 5 km)

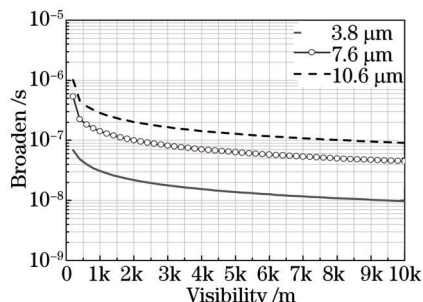


图 8 当传输距离为 7 km 时脉冲展宽量与能见度间的关系

Fig.8 Relationship of pulse broadening with the atmospheric visibility (transmission distance is 7 km)

为了反应脉冲波长对时延量和展宽量的影响,计算了激光脉冲信号在沙尘天气中传输 5 km 时的时延量和展宽量,其中发射脉冲的宽度为 10 ns,沙尘天气的能见度分别为 500 m、1 km、3 km 和 5 km,结果如图 9 和图 10 所示。图 9 反映了激光脉冲在沙尘天气中传输时脉冲的时延量与波长间的关系,由图 9 可得:在沙尘天

气能见度一定的情况下,脉冲的时延量随着激光波长的增加呈指数形式增加;在脉冲波长一定的情况下,脉冲的时延量随着能见度的增加而减小,这是由于随着能见度的增大,脉冲的起伏情况减弱所引起的。当波长小于  $2\ \mu\text{m}$  时,不同能见度下的时延差别很小;当波长大于  $2\ \mu\text{m}$  时,不同能见度下的时延量随着波长的增加而增大。图 10 反映了激光脉冲在沙尘天气中传输时脉冲的展宽量与波长间的关系,由图 10 可得:当传输距离为  $5\ \text{km}$  时,脉冲展宽量与波长间的关系与图 9 所反映的关系相似,其区别主要是相同情况下的脉冲展宽量小于时延量。

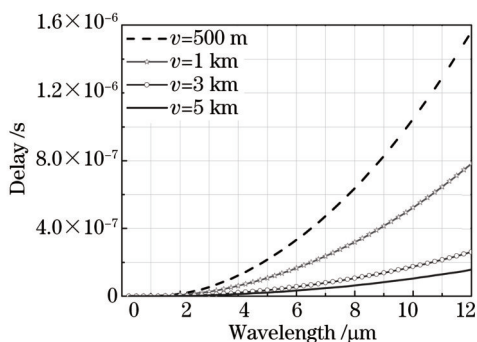


图 9 脉冲信号的时延量与波长间的关系

Fig.9 Relationship of pulse delay with the laser wavelength

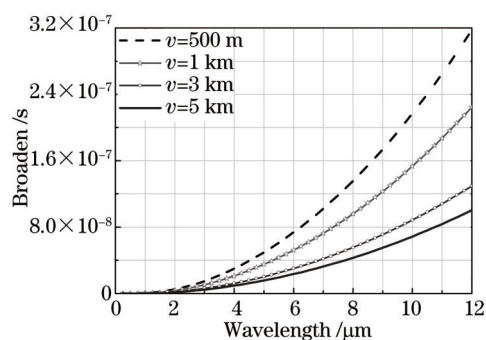


图 10 脉冲信号的展宽量与波长间的关系

Fig.10 Relationship of pulse broadening with the laser wavelength

## 4 结 论

激光脉冲信号在沙尘天气中传输时,会受到沙尘粒子的散射和吸收,使光束能量减小,光束的形状产生畸变。同时,沙尘粒子对激光光束的多次散射会使接收端产生多径效应,导致接收到的脉冲波形产生时延和展宽。通过研究激光脉冲时延量和展宽量与沙尘天气下能见度间的关系,发现脉冲的时延量和展宽量会随能见度的增加呈负指数形式减小,并且会随信号波长的增加而变大。

另一方面,由于光脉冲在沙尘中传输时的展宽和时延还与沙尘的沉降等因素有关,所以其分析工作十分复杂。在后续的研究中会综合考虑各种影响因素并结合实地测量来进一步分析光信号在沙尘天气中所受到的影响。

## 参 考 文 献

- 1 M Grabner, V Kvicera. Multiple scattering in rain and fog on free-space optical links[J]. Journal of Lightwave Technology, 2014, 32(3): 513-520.
- 2 Muhammad Ijaz, Zabih Ghassemlooy, Joaquin Perez, *et al.*. Enhancing the atmospheric visibility and fog attenuation using a controlled FSO channel[J]. IEEE Photonics Technology Letters, 2013, 25(13): 1262-1265.
- 3 Ma Xiaoping, Sun Jianfeng, Zhi Yanan, *et al.*. Research of DPSK modulation and self-differential homodyne coherent detection technology to overcome atmospheric turbulence effect in the satellite-to-ground laser communication[J]. Acta Optica Sinica, 2013, 33(7): 0706017.  
马小平, 孙建锋, 职亚楠, 等. DPSK 调制/自差动零差相干探测技术克服星地激光通信中大气湍流效应的研究[J]. 光学学报, 2013, 33(7): 0706017.
- 4 Wei Anhai, Zhao Wei, Han Biao, *et al.*. Simulative study of optical pulse propagation in water based on fourier-forand and henye-greenstein volume scattering functions[J]. Acta Optica Sinica, 2013, 33(6): 0601003.  
魏安海, 赵卫, 韩彪, 等. 基于 Fourier-Forand 和 Henyey-Greenstein 体积散射函数的水中光脉冲传输仿真分析[J]. 光学学报, 2013, 33(6): 0601003.
- 5 Chen Hsingyi, Ku Chaocheng. Calculation of wave attenuation in sand and dust storms by the FDTD and turning bands methods at 10-100 GHz[J]. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 2012, 60(6): 2951-2960.
- 6 I M Saleh, H M Abufares, H M Snousi. Estimation of wave attenuation due to dust and sand storms in southern Libya using Mie model[C]. 2012 IEEE 13th Annual Wireless and Microwave Technology Conference, 2012: 1-5.
- 7 Dong Qunfeng, Li Yingle, Xu Jiadong, *et al.*. Scattering of electromagnetic pulse wave by spherical sand and dust particles[C]. 2012

- 10th International Symposium on Antennas, Propagation and EM Theory, 2012: 490-492.
- 8 Yang Ruike, Ma Chunlin, Li Liangchao. Influence of multiple scattering on laser pulse propagation through sand and dust storm[J]. Chinese J Lasers, 2007, 34(10): 1393-1397.  
杨瑞科, 马春林, 李良超. 沙尘暴多重散射对激光脉冲传输的影响[J]. 中国激光, 2007, 34(10): 1393-1397.
- 9 Yang Ruike, Han Xiange, Jian Dianjun. Distortion and delay of laser pulse propagation in sand and dust storm[C]. 7th International Symposium on Antennas, Propagation and EM Theory, 2006:557-560.
- 10 Shin Tsy Hong, I Sreenivasiah, Akira Ishimaru. Plane wave pulse propagation through random media[J]. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 1977, 25(6): 822-828.
- 11 Ren Yuchao, Guo Lixin. Two-frequency mutual coherence function and its applications to pulse scattering by random rough surface[J]. Science in China Series G: Physics, Mechanics & Astronomy, 2008, 51(2): 157-164.
- 12 Akira Ishimaru. Wave Propagation and Scattering in Random Media[M]. New York : Academic Press, 1978.
- 13 Ishimaru A. Wave Propagation and Scattering in Random Media[M]. Beijing: Science Press: 1986.  
A 石丸. 随机介质中波的传播与散射[M]. 北京: 科学出版社, 1986.
- 14 Wu Jian, Yang Chunping, Liu Jianbin. Theory of Light Transmission in the Atmosphere[M]. Beijing: Beijing University of Posts and Telecommunications press, 2005: 4-102.  
吴 健, 杨春平, 刘建斌. 大气中的光传输理论[M]. 北京: 北京邮电大学出版社, 2005: 4-102.

栏目编辑: 刘丰瑞