

## 紫外激光探测灰霾的后向散射回波特性

赵太飞<sup>1,2\*</sup>, 王世奇<sup>1,2</sup>, 刘 昆<sup>1,2</sup>, 李星善<sup>3</sup>

- (1. 西安理工大学 自动化与信息工程学院, 陕西 西安 710048;
2. 陕西省智能协同网络军民共建重点实验室, 陕西 西安 710000;
3. 湖北航天技术研究院总体设计所, 湖北 武汉 430040)

**摘要:** 为了研究紫外激光探测灰霾的后向散射特性, 基于 Mie 散射理论和蒙特卡洛方法, 建立紫外激光后向散射探测灰霾模型, 仿真灰霾条件下紫外激光的后向散射过程, 并分析了不同宽度紫外激光脉冲后向散射回波的峰值功率、波峰时延和半高全宽等特征。研究表明, 在一定灰霾浓度范围内, 灰霾浓度越低, 发射脉冲越窄时, 激光回波畸变越明显, 当发射脉冲宽度大于 10 ns, 激光回波近似呈高斯分布; 在发射脉冲宽度相同的条件下, 激光回波峰值功率和回波波峰时延随着灰霾浓度的增大而增大, 回波半高全宽随着灰霾浓度的增大而减小, 当发射脉冲宽度大于 32 ns, 回波峰值功率趋于平缓。文中研究成果可为紫外激光探测灰霾浓度及分析灰霾后向散射激光回波特性提供依据。

**关键词:** 紫外激光; 灰霾; 后向散射; 脉冲宽度

中图分类号: TN23 文献标志码: A DOI: 10.3788/IRLA20190414

## Backscattering echo characteristics of haze detected by ultraviolet laser

Zhao Taifei<sup>1,2\*</sup>, Wang Shiqi<sup>1,2</sup>, Liu Kun<sup>1,2</sup>, Li Xingshan<sup>3</sup>

- (1. School of Automation & Information Engineering, Xi'an University of Technology, Xi'an 710048, China;
2. Shaanxi Civil-Military Integration Key Laboratory of Intelligence Collaborative Networks, Xi'an 71000, China;
3. System Research Institute of Hubei's Space Technology Academe, Wuhan 430040, China)

**Abstract:** In order to study the backscattering characteristics of the haze by ultraviolet laser (UV laser), the UV laser backscattering model was established to simulate the backscattering process of UV laser under the haze conditions, based on Mie scattering theory and Monte Carlo method. The peak power, peak delay and full width at half maximum of the backscattered echoes of ultraviolet laser pulses with different widths were analyzed. The results show that, within the certain range of haze concentration, the lower haze concentration and the narrower the emission pulse width are, the more obvious the distortion of the laser echo waveform is. As the width of the emission pulse increases, when the emission pulse width is larger than 10 ns, the laser echo is approximately Gaussian distribution; Under the same emission pulse width condition, the peak power and echo peak delay of the laser echo increase with the increase of the haze concentration, and the full width at half maximum of the echo decreases with the increase of the haze concentration, When the emission pulse width is larger than 32 ns, the peak echo power tends to be flat. The results of this paper can provide a theoretical basis for UV laser detection of

收稿日期: 2020-02-07; 修订日期: 2020-03-10

基金项目: 国家自然科学基金 (61971345); 国家自然科学基金-中国民航局民航联合研究基金 (U1433110); 陕西省教育厅服务地方专项计划项目 (17JF024); 陕西省重点产业链创新计划项目 (2017ZDCXL-GY-05-03); 西安市科学计划项目 (CXY1835(4)); 西安市碑林区科技计划项目 (GX1921); 榆林市科技计划项目 (2019-145)

通讯作者: 赵太飞 (1978-), 男, 教授, 博士, 主要从事无线紫外光通信组网、紫外激光探测技术等方面的研究。Email: year623@163.com

haze concentration and analyzing the echo characteristics of haze backscattered laser.

**Key words:** UV laser; haze; backscattering; pulse width

## 0 引言

近年来,灰霾天气日益严重,灰霾不仅损害人体健康,还影响着该区域的大气光学特性。因此,灰霾探测对于环境监控和研究大气光通信是有必要的。目前国内外关于灰霾粒子的探测方法包括重量法、图像处理法<sup>[1]</sup>和光散射法等。随着硅半导体工艺的进步和激光功率的提升<sup>[2-3]</sup>,紫外激光器以其独特的优势被广泛应用于探测领域,并取得很好的效果。在研究光后向散射法探测灰霾粒子时,可以使用抗干扰能力强、隐秘性高的 266 nm“日盲”紫外激光作为探测光源<sup>[4]</sup>。由于不同灰霾天气条件下,气溶胶垂直分布特征差异较大,使用无人机搭载“日盲”紫外激光装置探测灰霾可以标定高度,从而实现空中分层探测灰霾浓度。

空气中悬浮的灰霾粒子的浓度、粒径参数等因素会影响紫外光的传输<sup>[5]</sup>,进而影响紫外激光后向散射过程。研究灰霾的紫外激光后向散射特性,首先要建立灰霾条件下紫外激光后向散射传输仿真模型。参考文献[6]建立两种不同波长的激光在不同成分气溶胶中的传输模型,仿真分析了煤烟型气溶胶和沙尘型气溶胶对两种波长激光传输衰减的影响。参考文献[7]采用蒙特卡洛方法模拟了脉冲激光在水雾中的后向散射偏振特性,结果证明了激光后向散射理论模型和蒙特卡洛仿真的正确性。参考文献[8]建立了基于 532 nm 激光脉冲的大气分子和气溶胶粒子后向散射模型,仿真得到了大气综合散射相函数,为探测大气气溶胶提供了理论支持。参考文献[9]利用波长为 860 nm 的近红外激光主动探测不同浓度的云雾,研究分析其后向散射回波信号的变化。参考文献[10]研究了一种新的算法,根据后向散射回波信号估计大气密度,且与激光雷达实测数据具有良好的一致性。

目前,国内外关于紫外光探测的研究主要集中在电力线放电检测领域<sup>[11]</sup>,对于紫外激光探测灰霾并分析激光回波特性的研究不多。因此,本文建立紫外激光后向散射探测灰霾模型,主要分析不同浓度灰霾条件下不同宽度紫外激光脉冲的后向散射回波信号的时域变化,得到不同灰霾天气条件下不同宽度的紫外

激光脉冲后向散射回波特性。

## 1 紫外激光后向散射探测灰霾模型

### 1.1 紫外激光信号收发模型

如图 1 所示,紫外激光信号收发模型是将紫外激光信号的发射端 $T_x$ 和接收端 $R_x$ 固定在同一位置上,图中将收发位置设为坐标原点。发射端向灰霾粒子发出激光光束,紫外激光与灰霾发生散射, $S_n$ 为第  $n$  次散射点。紫外激光波长为 266 nm,峰值功率由发端发射的光子数决定,紫外激光光束发散半角和接收端接收孔径等参数在初始化中进行设定。

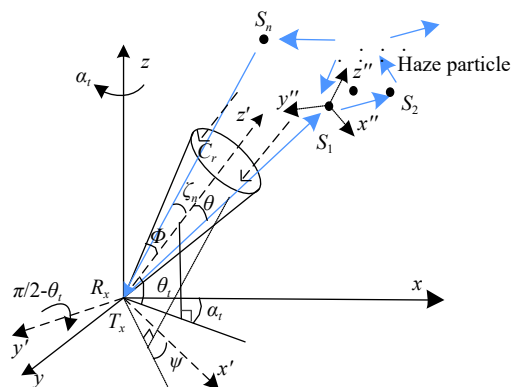


图 1 紫外激光后向散射探测灰霾模型

Fig.1 Ultraviolet laser backscattering model for detecting haze

### 1.2 灰霾消光系数和散射相函数

文中灰霾粒子的分布服从对数正态分布,其粒子尺度谱分布的概率密度函数为:

$$n(r) = \frac{1}{r \sqrt{2\pi \ln \sigma}} \exp \left[ -\frac{\log^2(r/r_m)}{2(\ln \sigma)^2} \right] \quad (1)$$

式中: $n(r)$ 表示单位体积内粒径在 $r$ 处单位半径间隔内的相对粒子数; $r_m$ 为众数半径,取值 0.05  $\mu\text{m}$ ; $\sigma$ 为标准差,取值 1.095 27。

灰霾粒子的 Mie 散射系数以及吸收系数可表示为:

$$k_{SM} = N \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} C_s(r)n(r)dr \quad (2)$$

$$k_{AM} = N \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} C_a(r)n(r)dr \quad (3)$$

式中: $N$ 是单位体积内的灰霾粒子个数; $C_s(r)$ 和

$C_a(r)$ 分别表示单个粒子的散射和吸收截面; $r_{\min}$ 和 $r_{\max}$ 分别表示灰霾粒子尺度谱半径的最小值和最大值。总的消光系数 $k_e = k_{SM} + k_{AM} + k_{SR} + k_{AR}$ ,总的散射系数 $k_s = k_{SM} + k_{SR}$ ,总的吸收系数 $k_a = k_{AM} + k_{AR}$ , $k_{AR}$ 是 Rayleigh 吸收系数, $k_{SR}$ 是 Rayleigh 散射系数。

散射相函数表示光子在与散射粒子发生碰撞后在各个方向的散射强度,根据散射粒子的不同,可分为大气分子 Rayleigh 散射相函数和灰霾粒子的 Mie 散射相函数。Rayleigh 散射相函数表达式为:

$$P_R(\cos\beta) = \frac{3[1 + 3\gamma + (1 - \gamma)\cos^2\beta]}{4(1 + 2\gamma)} \quad (4)$$

式中: $\beta$ 是光子散射夹角; $\gamma$ 是模型参数。

为了确切地体现灰霾粒子对紫外激光的后向散射特性,灰霾粒子散射相位函数的不对称因子 $g_*$ 由 $\langle \cos\beta \rangle$ 的表达式来推算<sup>[12]</sup>:

$$g_* = \frac{5}{9} \langle \cos\beta \rangle - \left( \frac{4}{3} - \frac{25}{81} \langle \cos\beta \rangle^2 \right) x^{-1/3} + x^{1/3} \quad (5)$$

其中 $x$ 表达式为:

$$x = \frac{5}{9} \langle \cos\beta \rangle + \frac{125}{729} \langle \cos\beta \rangle^3 + \left( \frac{64}{27} - \frac{325}{243} \langle \cos\beta \rangle^2 + \frac{1250}{2187} \langle \cos\beta \rangle^4 \right)^{1/2} \quad (6)$$

在已知粒子谱分布的概率密度函数 $n(r)$ 的条件下,服从粒子尺度谱分布的散射相函数不对称因子 $g_{n(r)}$ 可表示为:

$$g_{n(r)} = \frac{\int_{r_{\min}}^{r_{\max}} g_*(r) C_s(r) n(r) dr}{\int_{r_{\min}}^{r_{\max}} C_s(r) n(r) dr} \quad (7)$$

所以,服从谱分布的灰霾粒子散射相函数为:

$$P_{n(r)}(\cos\beta) = \frac{3}{8\pi} \frac{(1 - g_{n(r)}^2)(1 + \cos^2\beta)}{(2 + g_{n(r)}^2)(1 + g_{n(r)}^2 - 2g_{n(r)} \cos\beta)^{3/2}} \quad (8)$$

因此,紫外激光探测灰霾时,总的散射相函数表达式为:

$$P(\cos\beta) = \frac{k_{SR}}{k_S} P_R(\cos\beta) + \frac{k_{SM}}{k_S} P_{n(r)}(\cos\beta) \quad (9)$$

### 1.3 紫外激光传输模型

#### 1.3.1 光子传输方向

为了更准确地计算光子传输时每次散射的新位置和散射方向,文中对 $xyz$ 坐标系进行了坐标系变

换。如图 1 所示,通过绕 $z$ 轴旋转 $\alpha_i$ 角度,绕 $y'$ 轴旋转 $\frac{\pi}{2} - \theta_i$ 角度,得到新的坐标系 $x'y'z'$ ,新坐标系的 $z'$ 轴与接收视场锥体 $C_r$ 的中心轴一致。坐标系 $xyz$ 与变换后的新坐标系 $x'y'z'$ 的关系式为:

$$\begin{bmatrix} x' \\ y' \\ z' \end{bmatrix} = H \begin{bmatrix} x \\ y \\ z \end{bmatrix} \quad (10)$$

式中: $H$ 为坐标系变换矩阵,表达式为:

$$H = \begin{bmatrix} \cos\left(\frac{\pi}{2} - \theta_i\right)\cos\alpha_i & \cos\left(\frac{\pi}{2} - \theta_i\right)\sin\alpha_i & -\sin\left(\frac{\pi}{2} - \theta_i\right) \\ -\sin\alpha_i & \cos\alpha_i & 0 \\ \sin\left(\frac{\pi}{2} - \theta_i\right)\cos\alpha_i & \sin\left(\frac{\pi}{2} - \theta_i\right)\sin\alpha_i & \cos\left(\frac{\pi}{2} - \theta_i\right) \end{bmatrix} \quad (11)$$

如图 1 所示,某个传输光子的传输方向与 $x'y'z'$ 坐标系的 $z'$ 轴所成夹角为 $\theta$ ,投影与 $x'$ 轴所成夹角为 $\psi$ ,则光子的传输方向可由 $(\theta, \psi)$ 表示。设 $\xi^{(1)}$ 、 $\xi^{(2)}$ 是 $[0, 1]$ 上均匀分布的随机变量, $\gamma$ 是激光发端发散半角,则:

$$\cos\theta = 1 - \xi^{(1)}(1 - \cos\gamma) \quad (12)$$

$$\psi = 2\pi\xi^{(2)} \quad (13)$$

因此,光子在新坐标系 $x'y'z'$ 中的传输方向余弦为:

$$(u_{x'}, u_{y'}, u_{z'}) = (\sin\theta\cos\psi, \sin\theta\sin\psi, \cos\theta) \quad (14)$$

由公式 (10) 可知,光子在 $xyz$ 坐标系中的传输方向余弦为:

$$\begin{bmatrix} u_x \\ u_y \\ u_z \end{bmatrix} = H^{-1} \begin{bmatrix} u_{x'} \\ u_{y'} \\ u_{z'} \end{bmatrix} \quad (15)$$

#### 1.3.2 光子散射路程

紫外激光在灰霾中传输时与散射粒子随机发生碰撞,光子两次碰撞之间的路程如公式 (16) 所示:

$$r_n = \frac{-\ln\xi^{(l)}}{k_e} \quad (16)$$

式中: $\xi^{(l)}$ 为在 $[0, 1]$ 上平均分布的随机变量。由于发端在坐标原点,所以光子的第一次散射点 $S_1$ 在 $xyz$ 坐标中可表示为:

$$(x_{S_1}, y_{S_1}, z_{S_1}) = (0, 0, 0) + r_0(u_x, u_y, u_z) \quad (17)$$

式中: $r_0$ 为发端与第一次散射点 $S_1$ 的距离。光子在 $S_1$ 发生散射的散射角为 $\beta_1$ 可由公式 (18) 求出:

$$\xi^{(s)} = 2\pi \int_{-1}^{\cos\beta_1} P(\cos\beta) d\cos\beta \quad (18)$$

式中: $\xi^{(s)}$ 为在 $[0, 1]$ 上平均分布的随机变量; $P(\cos\beta)$ 为散射相函数。

由图 1 可知,再以第一次散射点  $S_1$  为坐标原点,进行第二次坐标系变换,得到坐标系  $x''y''z''$ 。光子在  $S_1$  发生散射的散射角为  $\beta_1$ ,根据公式 (17) 和 (18) 可以得到光子下一次散射点  $S_2$  在  $xyz$  坐标系中的位置坐标和散射角  $\beta_2$ ,按照这种推导,依次求出多次散射后的位置坐标和散射角  $\beta_n$ 。

### 1.3.3 光子到达后向接收端

紫外光子经过灰霾粒子的多次散射最终到达后向接收端,需要满足以下 3 个条件: 1) 最后一次散射点在接收端接收视场角内; 2) 光子传输方向指向接收面; 3) 光子必须经过灰霾粒子散射,传输距离为  $r_n$ 。如图 1 所示,最后一次散射点  $S_n$  在后向接收端接收视场角内即 ( $\zeta_n < \Phi$ ),紫外光子才有可能到达后向接收端,光子指向后向接收端接收面的概率为:

$$P_{1n} = \frac{A \cos \zeta_n}{4\pi r_n^2} P(\cos \beta_n) \quad (19)$$

式中:  $A$  是接收孔径面积;  $P(\cos \beta_n)$  是光子最后一次散射时的散射相函数。紫外光子必须经过灰霾粒子散射,传输距离为  $r_n$  的概率为:

$$P_{2n} = \exp(-k_e r_n) \quad (20)$$

所以,紫外光子经过散射后能够被后向接收端捕获的概率为:

$$P_n = W_n P_{1n} P_{2n} \quad (21)$$

式中:  $W_n$  是光子到达后向接收端之前的存活概率,可表示为:

$$W_n = (1 - P_{n-1}) \exp(-k_a |s_n - s_{n-1}|) W_{n-1} \quad (22)$$

紫外光子在灰霾中传输时,发生散射的概率为  $k_s/k_e$ ,将光子第一次散射之前的存活概率设为  $W_0$  ( $W_0 = k_s/k_e$ ),随着散射次数增加,光子存活概率变小。紫外光子在到达后向接收端之前,可能经历  $N$  次散射,所以一个紫外光子最多经过  $N$  次散射到达后向接收端的总概率为:

$$P_N = \sum_{n=1}^N P_n \quad (23)$$

因此,光子从发射端发出直至最终被后向接收端捕获,总的散射路程为:

$$L = \sum_{i=0}^n r_i \quad (24)$$

所以,光子整个过程所经历的时间  $t_n = L/c$ ,  $c$  是光

速。取均匀时间节点  $t_i$ ,  $\Delta t$  时间间隔。则发端发出  $M$  个光子,每个光子最多经历  $N$  次散射,到达后向接收端的脉冲响应为:

$$h(t_i) = \sum_{j=1}^M \sum_{n=1}^N \frac{P_{jn}}{M \Delta t}, t_i - \Delta t/2 < t_n < t_i + \Delta t/2 \quad (25)$$

式中:  $P_{jn}$  是第  $j$  个光子经历  $n$  次散射到达后向接收端的概率。

## 2 仿真结果与分析

根据紫外激光后向散射探测灰霾模型,利用蒙特卡洛方法,可得到灰霾条件下紫外激光后向散射冲击响应函数  $h(t_i)$ ,即是紫外光在该灰霾系统中的传递函数。因此,可以将不同宽度的紫外激光脉冲信号与单位冲击响应函数进行卷积,可以得到该灰霾条件下,到达后向接收端的激光回波信号。发射紫外激光脉冲为:

$$P(t) = P_0 \exp\left(\frac{-t^2}{\delta^2}\right) \quad (26)$$

式中:  $P_0$  是峰值功率;  $\delta$  是半功率宽度。文中使用  $100 \mu\text{g}/\text{m}^3$ 、 $300 \mu\text{g}/\text{m}^3$  和  $500 \mu\text{g}/\text{m}^3$  的 PM2.5 浓度来分别表示轻度、中度和重度灰霾天气。部分仿真参数如表 1 所示。

表 1 部分仿真参数

Tab.1 Partial simulation parameter	
Parameter	Value
Laser wavelength/nm	266
Laser divergence angle/mrad	5
Emission optical lens diameter/mm	12
Receiving optical lens diameter/mm	25
Emission photon number	$10^6$
HHaze Haze concentration/ $\mu\text{g}/\text{m}^3$	100, 300, 500

### 2.1 紫外激光散射概率分布及其后向散射冲击响应

图 2 是紫外激光散射概率在散射次数上的分布,仿真分析了晴天及 PM2.5 浓度分别为  $100 \mu\text{g}/\text{m}^3$ 、 $300 \mu\text{g}/\text{m}^3$  和  $500 \mu\text{g}/\text{m}^3$  的散射概率分布图。图 3 是紫外激光探测灰霾的后向散射冲击响应图。

由图 2 可知,紫外激光的散射次数主要集中在前 3 次,相对于晴天,灰霾天气条件下的紫外光散射概率增大。在一定灰霾浓度范围内,灰霾浓度越大,散

射概率也越大,但散射概率随着散射次数的增加整体呈下降趋势。PM2.5 浓度由 100  $\mu\text{g}/\text{m}^3$  变为 300  $\mu\text{g}/\text{m}^3$  时,散射概率增加明显,尤其是对于 2 次散射,散射概率由 9.01% 增加到 18.7%。PM2.5 浓度由 300  $\mu\text{g}/\text{m}^3$  变为 500  $\mu\text{g}/\text{m}^3$  时,散射概率变化相对减小,特别是 2 次及 2 次后的散射概率,几乎没有变化。由此可以看出,在一定灰霾浓度范围内,灰霾浓度的增加有利于提高紫外激光传输时发生散射的概率。

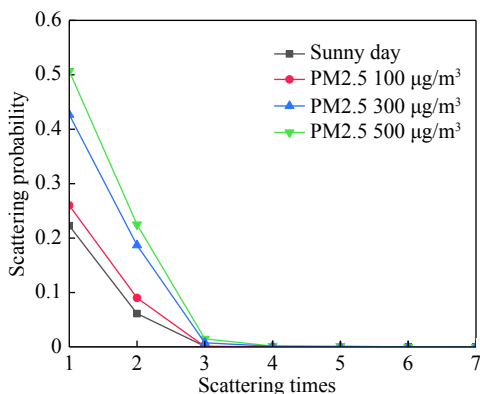


图 2 紫外激光散射概率分布

Fig.2 Ultraviolet laser scattering probability distribution

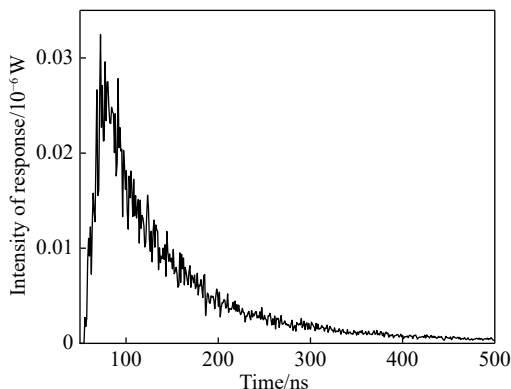


图 3 紫外激光后向散射冲击响应

Fig.3 UV laser backscattering impulse response

由图 3 可以看出,灰霾天气条件下,紫外激光后向散射冲击响应回波有明显的脉冲展宽和峰值偏移现象。

## 2.2 不同宽度的紫外激光脉冲后向散射回波变化规律

图 4~6 是灰霾天气条件下不同宽度的紫外激光脉冲后向散射回波波形曲线。从图中可以看出,发射脉冲越窄,激光回波畸变越明显。随着不断增加发射脉冲的宽度,激光回波波形畸变逐渐变小,最后近似

为高斯分布。由于在一定范围内,灰霾浓度的升高有利于提高紫外激光的散射概率,如图 4~6 所示,随着灰霾浓度的升高,激光回波峰值功率也在逐渐增加。如图 4 可知,发射脉冲较窄时,激光回波出现次波峰,这是由于在低浓度灰霾条件下,单次散射所占比重较高造成的。

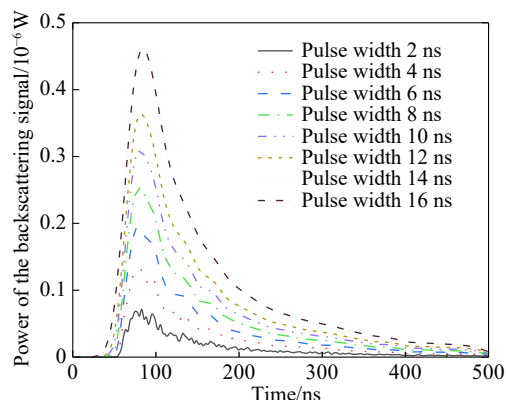


图 4 PM2.5 浓度 100  $\mu\text{g}/\text{m}^3$

Fig.4 PM2.5 concentration 100  $\mu\text{g}/\text{m}^3$

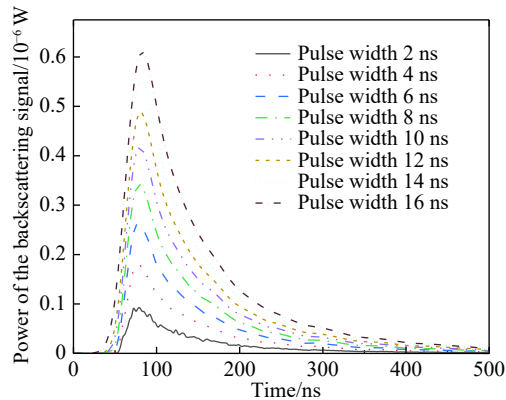


图 5 PM2.5 浓度 300  $\mu\text{g}/\text{m}^3$

Fig.5 PM2.5 concentration 300  $\mu\text{g}/\text{m}^3$

由图 7 可以看出,激光回波峰值功率随着发射脉冲宽度的增加不断变大,当发射脉冲宽度达到 32 ns 后,回波峰值功率趋于平缓,因此在发射脉冲宽度相对较大时,想通过增加发射脉冲宽度来提高激光回波峰值功率的效果并不明显。在一定灰霾浓度范围内,由于灰霾粒子的散射作用,紫外激光回波峰值功率随着灰霾浓度的增大而增大。且发射脉冲宽度越大,不同浓度灰霾条件下的激光回波峰值功率相差越大。在发射脉冲宽度为 2 ns 时,PM2.5 浓度为 100  $\mu\text{g}/\text{m}^3$ 、300  $\mu\text{g}/\text{m}^3$  和 500  $\mu\text{g}/\text{m}^3$  对应的激光回波峰



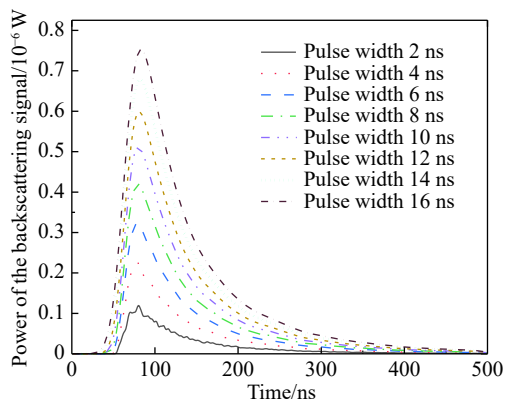


图 6 PM2.5 浓度 500 µg/m³

Fig.6 PM2.5 concentration 500 µg/m³

值功率分别为 0.072 µW、0.093 µW 和 0.119 µW，相差不大，但当发射脉冲宽度为 36 ns 时，不同灰霾浓度对应的回波峰值功率分别为 0.786 µW、1.033 µW 和 1.284 µW，差距相对较大。因此，在一定灰霾浓度范围内，可以设置较大的发射脉冲宽度，通过分析紫外激光回波峰值功率来区分不同浓度的灰霾。同时由图 5 可以看出，在发射脉冲宽度相同的条件下，不同浓度灰霾的紫外激光回波峰值功率近似呈线性关系，近似拟合函数表达为：

$$P_{300} = 1.283P + 0.0209 \quad (27)$$

$$P_{500} = 1.630P + 0.0032 \quad (28)$$

式中： $P$ 是 PM2.5 浓度为 100 µg/m³ 对应的回波峰值功率； $P_{300}$ 和 $P_{500}$ 是 PM2.5 浓度为 300 µg/m³ 和 500 µg/m³ 对应的回波峰值功率。因此，在一定灰霾浓度范围内，可以发射相同宽度的紫外激光脉冲，然后分析激光回波峰值功率，并结合拟合函数表达式来区分不同浓度的灰霾。

由图 8 可以看出，发射脉冲宽度越大，激光回波半高全宽越大，当发射脉冲宽度大于 6 ns 时，激光回波半高全宽与发射脉冲宽度呈良好的线性关系，发射脉冲宽度每增加 2 ns，回波半高全宽增加 2 ns；在一定灰霾浓度范围内，激光回波半高全宽随着灰霾浓度的增大而减小，在发射脉冲宽度大于 6 ns 时，发射相同宽度的激光脉冲，PM2.5 浓度为 100 µg/m³ 对应的回波半高全宽比 PM2.5 浓度为 300 µg/m³ 和 500 µg/m³ 对应的回波半高全宽分别大 5 ns 和 8 ns。因此，在一定灰霾浓度范围内，可以通过发射宽度大于 6 ns 的紫外激光脉冲，分析激光回波半高全宽来探测不同浓度

的灰霾，激光回波半高全宽越小，灰霾浓度越大。

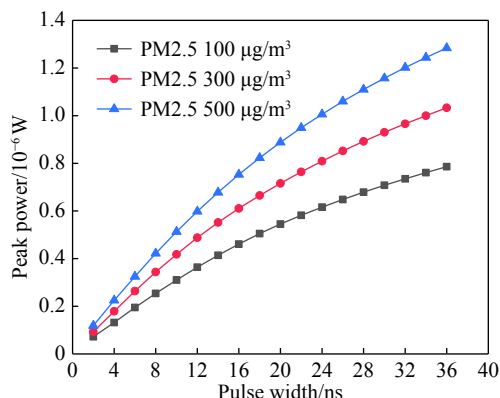


图 7 不同宽度的激光脉冲后向散射回波峰值功率

Fig.7 Backscattering echo peak power of laser pulses with different widths

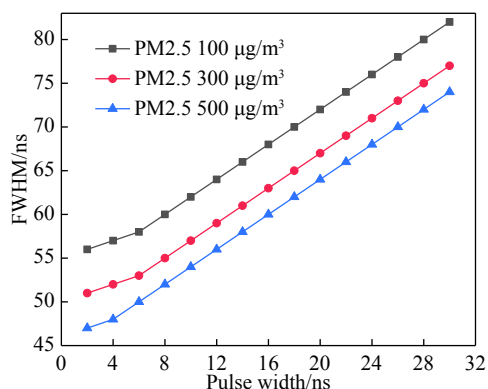


图 8 不同宽度的激光脉冲后向散射回波半高全宽

Fig.8 Backscattering echo half-height full width of laser pulses with different widths

有图 9 可知，在一定灰霾浓度范围内，激光回波波峰时延随着灰霾浓度的增加而增大，激光回波波峰时延随着发射脉冲宽度的增加呈先减小后增大趋势。当发射脉冲宽度大于 8 ns 时，激光回波波峰时延与发射脉冲宽度呈线性增长关系。

由以上仿真结果可知，在利用紫外激光探测不同浓度灰霾时，可以根据实际情况分析不同的激光后向散射回波特征。在高浓度灰霾条件下，可以发射宽度较大的紫外激光脉冲，通过得到的后向散射回波峰值功率来探测灰霾浓度；在低浓度灰霾条件下，可以发射宽度大于 6 ns 的激光脉冲，通过分析激光回波的半高全宽来探测灰霾浓度。为了提高探测灰霾的精确度，可以综合考虑激光回波的峰值功率、波峰时延和

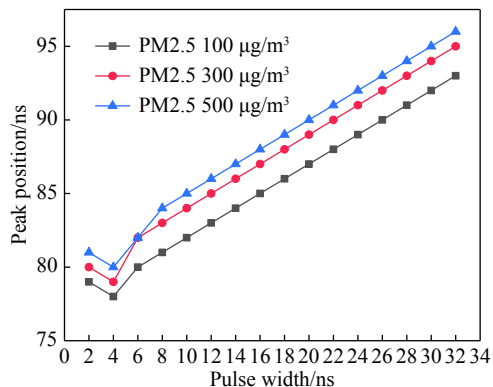


图 9 不同宽度的激光脉冲后向散射回波波峰时延

Fig.9 Backscattering echo peak delay of laser pulses with different widths

半高全宽等特征的变化规律。

### 3 结 论

论文构建了紫外激光后向散射探测灰霾模型,利用蒙特卡洛方法研究了灰霾天气条件下,不同宽度的紫外激光脉冲后向散射回波特性。研究结果如下:在一定灰霾浓度范围内,(1)紫外激光在灰霾中传输时,散射次数主要集中于前 3 次,灰霾浓度的增加有利于提高紫外光散射概率。(2)灰霾浓度越低,发射脉冲越窄时,激光回波畸变越明显。随着不断增加发射脉冲的宽度,激光回波畸变逐渐变小,最后近似为高斯分布。(3)灰霾浓度的增加有利于提高激光回波的峰值功率,且发射脉冲宽度越大,回波峰值功率也越大。在发射脉冲宽度相同的条件下,不同浓度灰霾的紫外激光回波峰值功率近似呈线性关系。(4)灰霾浓度越大,紫外激光回波波峰时延越大,回波半高全宽越小。论文研究成果可为今后紫外激光探测灰霾浓度提供参考。

#### 参考文献:

[1] Kong Ming, Yang Tianqi, Shan Liang, et al. Haze detection algorithm for image energy and contrast [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2018, 47(8): 0826001. (in Chinese)  
孔明, 杨天琪, 单良, 等. 图像能量与对比度的霾检测算法[J]. *红外与激光工程*, 2018, 47(8): 0826001.

[2] Zhang Mengjiao, Cai Yi, Jiang Feng, et al. Progress of UV-enhanced silicon-based imaging detectors [J]. *Chinese Optics*, 2019, 12(1): 22-40. (in Chinese)

张猛蛟, 蔡毅, 江峰, 等. 紫外增强硅基成像探测器进展[J]. *中国光学*, 2019, 12(1): 22-40.

[3] Mao Xiaojie. New development of high power picosecond ultraviolet lasers [J]. *Chinese Optics*, 2015, 8(2): 182-190. (in Chinese)  
毛小洁. 高功率皮秒紫外激光器新进展[J]. *中国光学*, 2015, 8(2): 182-190.

[4] Shi Dongchen, Hua Dengxin, Huang Bo, et al. Effect of violet outdomain wavelength selection on detection performance of water vapor Raman lidar in all-sky [J]. *Acta Optica Sinica*, 2018, 38(12): 1228003. (in Chinese)  
石冬晨, 华灯鑫, 黄波, 等. 紫外域波长选择对全天时水汽拉曼激光雷达探测性能的影响[J]. *光学学报*, 2018, 38(12): 1228003.

[5] Zhao Taifei, Leng Yuxin, Zhao Siting, et al. Study on ultraviolet light scattering characteristics of haze particles [J]. *Spectroscopy and Spectral Analysis*, 2018, 38(3): 837-843. (in Chinese)  
赵太飞, 冷昱欣, 赵思婷, 等. 雾霾粒子的紫外光散射特性研究[J]. *光谱学与光谱分析*, 2018, 38(3): 837-843.

[6] Wang Hongxia, Zhu Youzhang, Tian Tao, et al. Research on laser transport characteristics in different types of aerosols [J]. *Acta Physica Sinica*, 2013, 62(2): 024214. (in Chinese)  
王红霞, 竹有章, 田涛, 等. 激光在不同类型气溶胶中传输特性研究[J]. *物理学报*, 2013, 62(2): 024214.

[7] Chen Huimin, Liu Xinyang. Backscattering polarization characteristics of sending and receiving coaxial pulse laser fuze in water mist [J]. *Optics and Precision Engineering*, 2015, 23(3): 626-631. (in Chinese)  
陈慧敏, 刘新阳. 收发同轴脉冲激光引信在水雾中的后向散射偏振特性[J]. *光学精密工程*, 2015, 23(3): 626-631.

[8] Yang Yuchuan, Long Chao, Tan Bitao, et al. Influence of atmospheric backscattering on active detection of laser pulses [J]. *Laser and Infrared*, 2013, 43(5): 482-485. (in Chinese)  
杨雨川, 龙超, 谭碧涛, 等. 大气后向散射对主动探测激光脉冲的影响[J]. *激光与红外*, 2013, 43(5): 482-485.

[9] Wang Fengjie, Chen Huimin, Ma Chao, et al. Study on the characteristics of cloud backscatter laser echo [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2018, 48(5): 0506002. (in Chinese)  
王凤杰, 陈慧敏, 马超, 等. 云雾后向散射激光回波特性研究[J]. *红外与激光工程*, 2018, 48(5): 0506002.

[10] Qiao Shuai, Pan Weilin, Ban Chao, et al. Based on Rayleigh lidar, the atmospheric density of golmud mesosphere is studied [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2018, 47(s1): S106005. (in Chinese)  
乔帅, 潘蔚琳, 班超, 等. 基于瑞利激光雷达对格尔木中间层大

- 气密度的探测研究[J]. 红外与激光工程, 2018, 47(s1): S106005.
- [11] Zhao Taifei, Guo Jiawen, Li Hanchen, et al. Ultraviolet detection and location of power line corona in uav track [J]. *Optics and Precision Engineering*, 2019, 27(2): 309–315. (in Chinese)  
赵太飞, 郭嘉文, 李哈辰, 等. 无人机航迹中电力线电晕紫外探测与定位[J]. *光学精密工程*, 2019, 27(2): 309–315.
- [12] Huang Chaojun, Wu Zhensen, Liu Yafeng, et al. Numerical calculation of scattering phase function of atmospheric aerosol particles [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2012, 41(3): 580–585. (in Chinese)  
黄朝军, 吴振森, 刘亚锋, 等. 大气气溶胶粒子散射相函数的数值计算[J]. *红外与激光工程*, 2012, 41(3): 580–585.