基于蒙特卡罗方法的紫外光大气散射传输模型

王晓芳[1,2], 张 新[1], 张继真[1], 王灵杰[1]

[1]中国科学院长春光学精密机械与物理研究所中国科学院光学系统先进制造技术重点实验室, 吉林 长春 130033;

[2]中国科学院大学, 北京 100049

摘要 大气中的分子和气溶胶对紫外光具有强烈的散射作用,因此紫外光在大气中可实现非视距传输。在紫外探测中,收发端的距离较近,为了研究探测过程中紫外光的传输特性,通过蒙特卡罗方法建立多次散射模型,并采用指向概率法对模型进行优化。在收发端轴线共面以及非共面的情况下,对探测到的脉冲响应以及能量密度进行仿真分析,并针对不同大气条件进行仿真。仿真结果表明:紫外激光探测与远距离目标探测不同,偏转角对近距离目标探测的影响较大;在散射系数和吸收系数较大时,收发端距离较近目标的回波信号较强。由仿真结果可以得到紫外光在大气中的传输特性,为今后紫外激光探测的具体设计提供了理论依据。

关键词 大气光学; 紫外光; 散射; 蒙特卡罗方法; 指向概率法; 脉冲响应; 能量密度

中图分类号 O436 **文献标识码** A

doi: 10.3788/LOP54.110102

Ultraviolet Light Atmospheric Scattering Propagation Model Based on Monte Carlo Method

Wang Xiaofang[1,2], Zhang Xin[1], Zhang Jizhen[1], Wang Lingjie[1]

[1] *Key Laboratory of Optical System Advanced Manufacturing Technology, Changchun Institute of Optics, Fine Mechanics and Physics, Chinese Academy of Sciences, Changchun, Jilin* 130033, *China*;

[2] *University of Chinese Academy of Sciences, Beijing* 100049, *China*

Abstract The molecules and aerosols in atmosphere have a strong scattering effect on ultraviolet light, so the ultraviolet light can propagate in atmosphere in the condition of non-line-of-sight. In the ultraviolet detection, the transmitter is close to the receiver. In order to study the propagation characteristics of ultraviolet light, a multiple-scattering model is established based on the Monte Carlo method, and the model is optimized by the point probability method. The pulse response and the energy density received by the detector in different atmosphere conditions are analyzed through simulation when the axes of transmitter and receiver are coplanar and non-coplanar. The simulation results show that the ultraviolet laser detection is different from remote target detection, and the deflection angle has a great influence on proximate target detection. When the scattering coefficient and absorption coefficient are large and the distance between the transmitter and the receiver is short, the echo signal is strong. The simulation results are helpful to understand the propagation characteristics of ultraviolet light in the atmosphere, and provide the theoretical foundation for the design of ultraviolet laser detection in the future.

Key words atmospheric optics; ultraviolet light; scattering; Monte Carlo method; point probability method; pulse response; energy density

OCIS codes 010.1290; 010.1310; 010.1350

收稿日期: 2017-05-12; **收到修改稿日期**: 2017-06-12

基金项目: 国家自然科学基金(61505201)、吉林省科技发展计划青年科研基金(20160520175JH)

作者简介: 王晓芳(1990—),女,硕士研究生,主要从事光学设计及光散射方面的研究。

E-mail: wangxiaofang0306@126.com

导师简介: 张 新(1968—),男,博士,研究员,博士生导师,主要从事非常规复杂光学系统设计等方面的研究。

E-mail: optlab@ciomp.ac.cn(**通信联系人**)

1 引 言

紫外光日盲区在大气中传输时具有强烈的吸收和散射特性，因此紫外光作为载体在大气中传输时受环境背景光的干扰较小，具有抗干扰性强、局域保密性强、全方位性等特点。紫外光不仅在局域通信领域有很好的应用前景，在紫外预警和紫外探测[1]领域也得到了越来越多的关注。

目前，针对紫外光在大气中辐射传输的模拟主要有基于吕特根的单散射模型、基于蒙特卡罗方法的多次散射模型及离散坐标法等。单次散射的模拟条件为衰减系数与传输光程之积小于 0.1[2]，当传输距离较大时，该模型不再满足实际情况[3]；离散坐标法只能模拟直视情况下的紫外光大气传输[4]，而对散射传输过程的模拟还不太成熟；蒙特卡罗方法[5]是基于随机过程的模拟方法，可以用于研究单次散射及多次散射的视距和非视距传输问题。在直接蒙特卡罗方法中，光子随机游动，而探测器面积较小，因此最终能到达探测器的光子数较少，大部分光子对探测结果无贡献，为了得到稳定的结果，只能模拟大量的光子，但会增加程序的运行时间。

为了解决以上问题，在蒙特卡罗方法的基础上进行改善，提出采用指向概率法进行仿真，通过仿真可知指向概率法与单次散射以及直接蒙特卡罗方法的结果相吻合，且效率提高了很多。

在目前的仿真模拟中，收发端距离一般在百米量级，主要用于通信，而对于紫外激光探测，收发端距离较近，因此有必要对收发端近距离的情形进行仿真。此外，目前的仿真主要针对的是收发锥角轴线共面的情况，这是理想情况，在实际的应用中很难令收发锥角轴线完全共面，若采用共面的理想模型来处理问题，会影响有效散射体积，从而会影响探测器探测到的脉冲响应和能量，所以基于非视距紫外光传输的模型，对收发轴共面与非共面的情况进行了仿真，并研究了不同大气条件下的紫外激光散射特性，主要对探测器探测到的脉冲响应以及能量密度进行了研究。通过仿真发现仰角越接近 $\pi/2$，收发轴偏转角对结果的影响越小；随着探测目标距离的增大，发射轴偏转角对结果的影响逐渐减小；当消光系数增加时，收发端距离较近的目标的回波信号增强，距离远的目标的回波信号减弱。该研究可以为以后的实际应用提供参考，根据仿真结果可以有针对性地对探测系统进行设计。

2 大气对紫外光的散射

大气中主要的散射体来自大气中的分子和悬浮颗粒，根据散射粒子与入射波长的关系可以把散射分为瑞利散射和米氏散射[6]。通常情况下，低空的米氏散射强度大于瑞利散射强度，高空的瑞利散射强度逐渐增强。由于紫外光波长短，散射强度大，因此可以利用紫外光对高空大气数据进行探测[7]。

瑞利散射又称为分子散射，其散射相函数为[2]

$$p_{\mathrm{R}}(\cos\theta_{\mathrm{s}})=\frac{3(1+\cos^{2}\theta_{\mathrm{s}})}{4},\tag{1}$$

式中 θ_{s} 为散射角。在米氏散射的计算中常用 Henyey-Greenstein 相函数，其表达式为[6]

$$p_{\mathrm{M}}(\cos\theta_{\mathrm{s}})=\frac{1-g^{2}}{(1+g^{2}-2g\cos\theta_{\mathrm{s}})^{3/2}},\tag{2}$$

式中 g 为不对称因子，通常取 $g=0.7$[6]。

3 蒙特卡罗方法

3.1 直接模拟法

蒙特卡罗方法又称为统计概率法，通过采集大量样本对物理过程进行模拟。紫外光在大气中的辐射传输问题可以视为光子与随机分布粒子的相互作用，光子在两次碰撞之间的轨迹为直线。在以下讨论中，收发轴均认为在 yOz 平面内。

使用蒙特卡罗方法模拟紫外光散射传输的具体步骤为：

1) 发射光子。多次散射模型如图 1 所示，光子的起始位置为原点 $O(0,0,0)$，β_{S_n} 为光子在点入射方向与光子散射后传播方向的夹角，ζ_{S_n} 为 S_n 与 R_X 的连线与接收轴线的夹角。发射仰角为 β_{T}，入射方向限制在发

射端视场半角 γ_T 内，为方便计算，引入新的坐标系 $x'y'z'$，在新坐标系中光子传输的方位角为 ϕ，散射偏转角为 θ。坐标系 $x'y'z'$ 经坐标变换，可得到坐标系 xyz，此时坐标系 $x'y'z'$ 中的传输方向 (u_1, v_1, w_1) 与新坐标中的传输方向 (u, v, w) 的关系为

$$\begin{bmatrix} u \\ v \\ w \end{bmatrix} = R_{z'}(\alpha) R_{x'}\left(\frac{\pi}{2} - \beta_T\right) \begin{bmatrix} u_1 \\ v_1 \\ w_1 \end{bmatrix}, \tag{3}$$

式中 $R_{z'}(\alpha)$ 表示绕 z' 轴逆时针旋转 α，$R_{x'}[(\pi/2)-\beta_T]$ 表示绕 x' 轴逆时针旋转 $\pi/2-\beta_T$，则可得

$$\begin{cases} u = u_1\cos\alpha + v_1\sin\alpha\sin\beta_T + w_1\sin\alpha\cos\beta_T \\ v = -u_1\sin\alpha + v_1\cos\alpha\sin\beta_T + w_1\cos\alpha\cos\beta_T \\ w = -v_1\cos\beta_T + w_1\sin\beta_T \end{cases}。 \tag{4}$$

当收发轴共面，即 $\alpha=0$ 时，由(4)式可得

$$\begin{cases} u = u_1 \\ v = v_1\sin\beta_T + w_1\cos\beta_T \\ w = -v_1\cos\beta_T + w_1\sin\beta_T \end{cases}。 \tag{5}$$

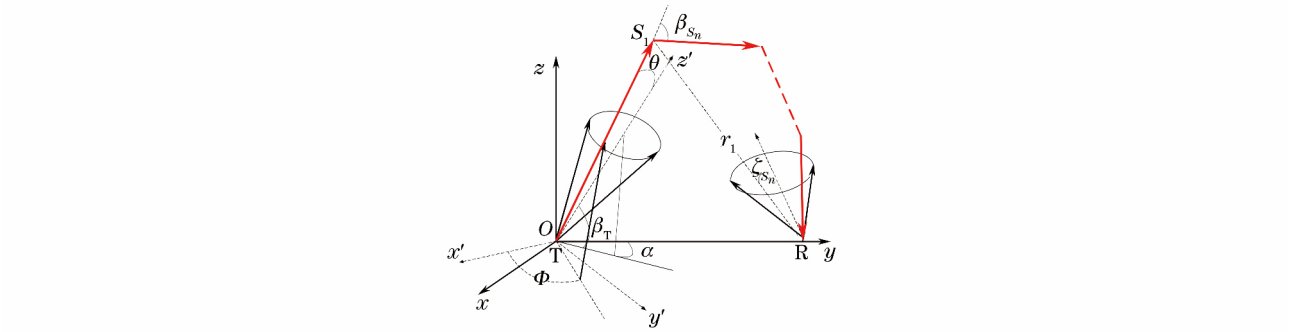


图 1 多次散射模型

Fig. 1 Multiple-scattering model

2) 抽样光子步长。由比尔-郎伯定律可推出蒙特卡罗方法模拟的随机步长为[6]

$$s = -\frac{\ln\xi_s}{k_e}, \tag{6}$$

式中 ξ_s 为 $[0,1]$ 区间内均匀分布的随机数，k_e 为消光系数。光子当前位置为 (x, y, z)，当 s 和传输方向 (u, v, w) 确定后，光子下一个散射点的坐标 (x', y', z') 为

$$\begin{cases} x' = x + us \\ y' = y + vs \\ z' = z + ws \end{cases}。 \tag{7}$$

3) 光子散射类型及散射方向。光子散射的类型与粒子半径大小有关，假设瑞利散射的比例为 η，则米氏散射的比例为 $1-\eta$。ξ_η 为 $[0,1]$ 区间内均匀分布的随机数，当 $\xi_\eta<\eta$ 时为瑞利散射，否则为米氏散射[4]。对散射相函数进行抽样，以确定散射偏转角 θ，由于散射方位角相函数在各方位上相同，所以其在 $[0,2\pi]$ 区间内是均匀分布的。光子经过散射后新的传输方向单位矢量为 s'，其在坐标系 $x''y''z''$ 中各分量的坐标为

$$\begin{cases} u_2 = \sin\theta\cos\psi \\ v_2 = \sin\theta\sin\psi \\ w_2 = \cos\theta \end{cases}, \tag{8}$$

式中 ψ 为方位角。图 2 为坐标系变换示意图，先绕 x'' 轴逆时针转动 θ'，再绕 z'' 轴逆时针转 $\pi/2-\phi'$，则坐标系 $x''y''z''$ 经过两次坐标旋转可得到在坐标系 xyz 下新的传输方向 (u', v', w') 为

$$\begin{cases} u' = u_2\sin\phi' + v_2\cos\phi'\cos\theta' + w_2\cos\phi'\sin\theta' \\ v' = -u_2\cos\phi' + v_2\sin\phi'\cos\theta' + w_2\sin\phi'\sin\theta' \\ w' = -v_2\sin\theta' + w_2\cos\theta' \end{cases}。 \tag{9}$$

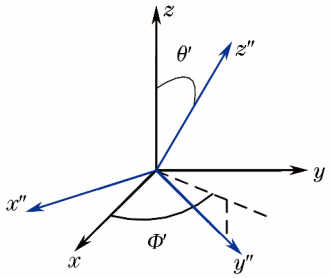


图 2 坐标系变换示意图

Fig. 2 Schematic of coordinate system transformation

原传输方向，即 z'' 轴在坐标系 xyz 下的方向为

$$\begin{bmatrix} u \\ v \\ w \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sin\theta'\cos\phi' \\ \sin\theta'\sin\phi' \\ \cos\theta' \end{bmatrix}。 \tag{10}$$

将(8)、(10)式代入(9)式得

$$\begin{cases} u' = \dfrac{\sin\theta}{\sqrt{1-w^2}}(uw\sin\psi + v\cos\psi) + u\cos\theta \\ v' = \dfrac{\sin\theta}{\sqrt{1-w^2}}(vw\sin\psi - u\cos\psi) + v\cos\theta \\ w' = -\sin\theta\sin\psi\sqrt{1-w^2} + w\cos\theta \end{cases}, \quad |w| < 0.9999, \tag{11}$$

$$\begin{cases} u' = \sin\theta\cos\psi \\ v' = \sin\theta\sin\psi \\ w' = \mathrm{sign}(w)\cos\theta \end{cases}, \quad |w| > 0.9999。 \tag{12}$$

4) 更新权重因子。光子经过 n 次散射后能量权重变为[8]

$$W_n = \frac{W_{n-1}k_s}{k_s + k_a}, \tag{13}$$

式中 k_s 为散射系数，k_a 为吸收系数。

5) 终止判断。若光子权重小于阈值 w_c($w_c = e^{-10}$)或光子碰到障碍物或探测器，则终止判断。

3.2 指向概率法

由于在模拟中光子是随机游走的，且探测器的面积有限，因此光子进入探测器的数量较少。没有被探测器探测到的光子对探测器没有贡献，但仍然需要模拟，这会浪费计算机的内存，也会浪费计算时间。为了使每个粒子的每次散射都对最终结果有贡献，这里采用指向概率法模拟光子的传输过程。

如果光子经过 n 次散射被接收端(R)接收，那么光子在 S_n 点的散射能指向接收面的概率为

$$P_{1n} = \frac{1}{4\pi}\int_{\Omega_n} p(\cos\theta)\mathrm{d}\Omega, \tag{14}$$

式中 Ω 为立体角，$p(\cdot)$为散射相函数。P_{1n} 也可表示为[9]

$$P_{1n} = \frac{A\cos\zeta_{S_n}}{4\pi r_n^2} p(\cos\beta_{S_n}), \tag{15}$$

式中 A 为接收孔径面积，$p(\cos\beta_{S_n})$为第 n 次散射的相函数，r_n 为 S_n 点到探测器的距离。光子经过 S_n 点散射之后到达探测器的概率为

$$P_{2n} = \exp(-k_e r_n)。 \tag{16}$$

光子经过 n 次散射后到达接收面的概率为

$$P_n = W_n P_{1n} P_{2n}, \tag{17}$$

式中 W_n 为光子到达 S_n 前存活的概率[8]，可表示为

$$W_n = (1 - P_{1n})\exp[-k_e(s_n - s_{n-1})]W_{n-1}。 \tag{18}$$

由定义可知 $P_0 = 0$，另外，光子在发射端(T)存活的概率记为：$W_0 = k_s/k_e$[10]。n 越大，P_n 越小，且 n 的增加对结果影响不大，因此在模拟中 n 取 5。

4 仿真结果及分析

4.1 验证模型

在以下仿真中取 $k_s = 0.48\ \mathrm{km}^{-1}$，$k_a = 0.74\ \mathrm{km}^{-1}$，脉冲能量为 1 mJ。根据上述理论，能量密度随距离的变化曲线如图 3 所示。设置仿真参数：$\beta_T = \beta_R = \pi/3$，$\gamma_T = \gamma_R = \pi/18$，其中 β_R 和 γ_R 分别为接收仰角和接收端视场半角，收发轴线在同一平面内，结果如图 3(a)所示，与文献[6]的结果一致；令 $\beta_T = \beta_R = \pi/2$，$\gamma_T = \gamma_R = 0.2$ rad，结果如图 3(b)所示。由图 3 可知，不同距离探测器接收的能量密度不同。

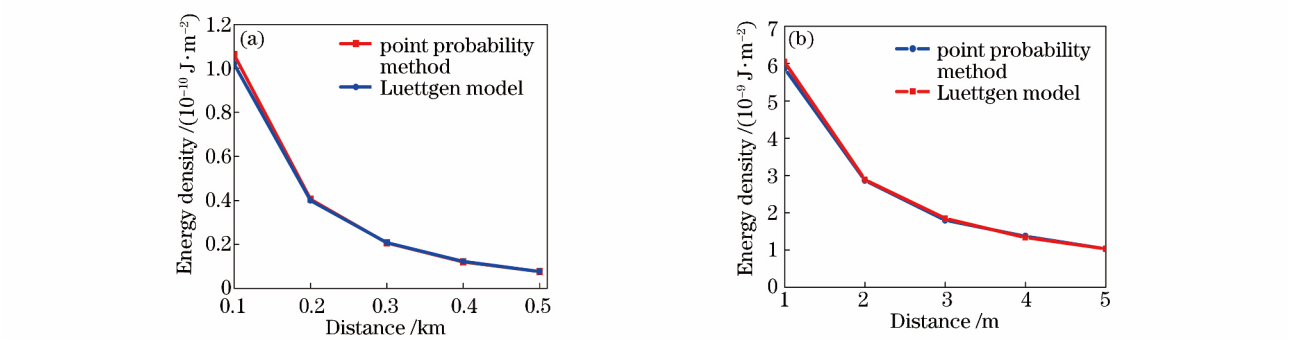


图 3 能量密度随距离的变化。(a) $\beta_T = \beta_R = \pi/3$，$\gamma_T = \gamma_R = \pi/18$；(b) $\beta_T = \beta_R = \pi/2$，$\gamma_T = \gamma_R = 0.2$ rad

Fig. 3 Variation in energy density with distance. (a) $\beta_T = \beta_R = \pi/3$, $\gamma_T = \gamma_R = \pi/18$; (b) $\beta_T = \beta_R = \pi/2$, $\gamma_T = \gamma_R = 0.2$ rad

对不同模型仿真的结果进行比较。设收发仰角(β_T，β_R)为 $\pi/4$，收发视场半角(γ_T，γ_R)为 $\pi/6$，脉冲能量为 1 mJ，探测器接收的能量密度如表 1 所示。

表 1 不同距离、不同模型接收的能量密度

Table 1 Received energy density with different distances and models

Distance /km	Energy density /(10^{-10} J·m^{-2})		
	Luettgen model	Monte Carlo method	Point probability method
0.1	4.073	4.140	4.314
0.2	1.714	1.879	1.827

由以上对比可知，各模型结果相近，但直接使用蒙特卡罗方法的运行时间较慢，可以采用指向概率法仿真紫外光的散射。

4.2 收发轴偏转角对探测结果的影响

以收发端距离为 200 m 和 2 m 为例研究收发轴偏转角对仿真结果的影响。以下模拟中假设散射为各向同性散射，即 $p(\cos\theta) = 1$。

由于收发轴偏转角是相对的，因此这里只研究发射端偏转角对探测器响应的影响。由图 4(a)可知，收发端距离较远时，脉冲响应延迟相近，随着偏转角的增大，脉冲响应的峰值降低。对比图 4(c)、(d)可知：收发端距离较近时，随着偏转角的增大，脉冲响应延迟增大，峰值降低；发射半角较小时，脉冲延迟较大，脉冲展宽较宽，峰值较大。对短距离目标进行探测时，偏转角对探测结果的影响较大，但对长距离目标进行探测时，偏转角对脉冲响应的影响较小(在 0.3 μs 之后即探测目标约为 50 m 之后，探测器探测到的辐照度几乎相同)。由图 4(b)和图 5 可知，发射端仰角为 $\pi/2$ 时，脉冲响应几乎不变，这是很显然的(当 β_T 为 $\pi/2$ 时，无论偏转角为多少，发射轴都为 z 轴)，由此说明程序的合理性，脉冲响应略有不同只是由程序本身的不稳定性造成的。由图 5 可知，发射端仰角越接近 $\pi/2$，偏转角对探测器接收的能量密度影响越小。

4.3 紫外探测中不同大气条件下的紫外光传输特性

在不同大气条件下，大气的散射系数和吸收系数各不相同。采用文献[11]的数据进行分析，得到不同能

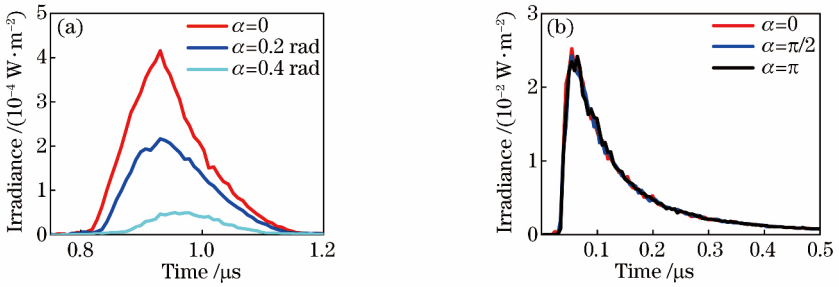


图 4 不同情况下的脉冲响应。(a) $\gamma_T=\gamma_R=\pi/18$, $\beta_T=\beta_R=\pi/4$, $R=200$ m; (b) $\gamma_T=\gamma_R=0.2$ rad, $\beta_T=\beta_R=\pi/2$, $R=2$ m; (c) $\gamma_T=\gamma_R=0.2$ rad, $\beta_T=1.5$ rad, $\beta_R=\pi/2$, $R=2$ m; (d) $\gamma_T=0.002$ rad, $\gamma_R=0.2$ rad, $\beta_T=1.5$ rad, $\beta_R=\pi/2$, $R=2$ m

Fig. 4 Pulse response under different conditions. (a) $\gamma_T=\gamma_R=\pi/18$, $\beta_T=\beta_R=\pi/4$, $R=200$ m; (b) $\gamma_T=\gamma_R=0.2$ rad, $\beta_T=\beta_R=\pi/2$, $R=2$ m; (c) $\gamma_T=\gamma_R=0.2$ rad, $\beta_T=1.5$ rad, $\beta_R=\pi/2$, $R=2$ m; (d) $\gamma_T=0.002$ rad, $\gamma_R=0.2$ rad, $\beta_T=1.5$ rad, $\beta_R=\pi/2$, $R=2$ m

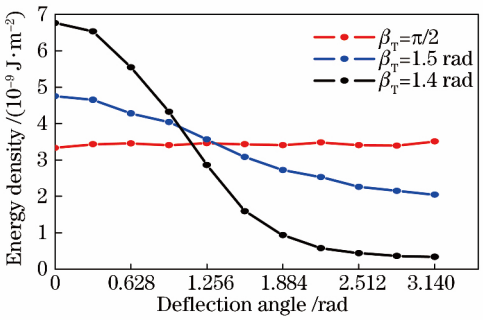


图 5 $\gamma_T=0.002$ rad、$\gamma_R=0.2$ rad、$\beta_R=\pi/2$ 和 $R=2$ m 下不同发射仰角时能量密度随偏转角的变化

Fig. 5 Variation in energy density with deflection angle at different launch elevation angles when $\gamma_T=0.002$ rad, $\gamma_R=0.2$ rad, $\beta_R=\pi/2$ and $R=2$ m

见度下的参数如表 2 所示。

表 2 不同能见度下的参数

Table 2 Parameters under different visibilities

Visibility /km	k_s /km^{-1}	k_e /km^{-1}	η	g
2	2.86	1.98	0.22	0.85
8	0.90	1.31	0.36	0.80
14	0.63	1.20	0.45	0.75
20	0.52	1.05	0.50	0.70

图 6 为不同能见度下能量密度随距离的变化，图中 $\gamma_T=\gamma_R=0.1$ rad, $\beta_T=\beta_R=\pi/6$；图 7 为不同能见度下的脉冲响应，图中 $\gamma_T=\gamma_R=0.1$ rad, $\beta_T=\beta_R=\pi/2$, $R=2$ m；其余参数如表 2 所示。

由图 6 和图 7 可以看出，在收发端距离较近时，能见度为 2 km 的回波信号最强，其余的回波信号相差不大，由此说明在短距离通信和探测时能见度对信号的影响较小，在天气情况较差时紫外光仍能较好地传输，因此紫外探测设备具有全天候的工作优势。

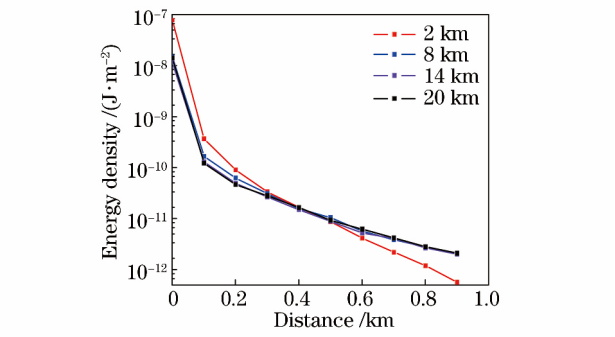


图 6 不同能见度下能量密度随距离的变化

Fig. 6 Variation in energy density with distance under different visibilities

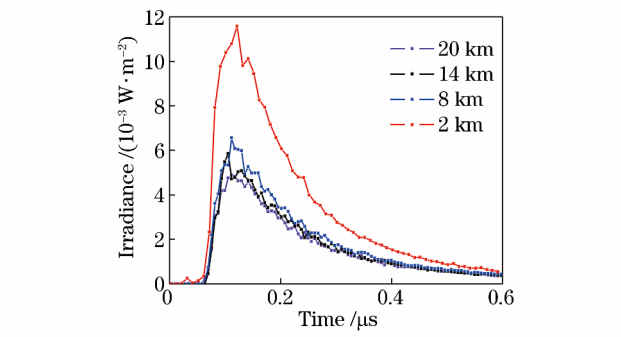


图 7 不同能见度下的脉冲响应

Fig. 7 Pulse response under different visibilities

5 结 论

通过理论分析和计算，在收发轴共面的基础上建立了收发轴非共面的紫外光传输模型，拓宽了紫外光的应用范围，为紫外探测提供了依据。主要讨论了收发端距离较近时，不同收发仰角以及不同收发视场半角情形下发射端偏转角对激光传输的影响。讨论了不同大气条件下回波信号的特点，由仿真结果可知紫外光在大气中的传输特性，为以后紫外激光探测的具体设计提供了理论依据。参考仿真数据，可以根据实际需要设计收发端的仰角以及视场半角，并根据接收的能量和辐照度选择激光器，根据脉冲响应来控制探测器的门控开关。

参 考 文 献

[1] Wang Baohua, Li Tuotuo, Zheng Guoxian. Research of solar blind ultraviolet detection system[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2014, 51(2): 022202.
王保华, 李妥妥, 郑国宪. 日盲紫外探测系统研究[J]. 激光与光电子学进展, 2014, 51(2): 022202.

[2] Luettgen M R, Reilly D M, Shapiro J H. Non-line-of-sight single-scatter propagation model[J]. Journal of the Optical Society of America A, 1991, 8(12): 1964-1972.

[3] Jia Honghui, Chang Shengli, Yang Jiankun, *et al*. Study on error of non-line-of-sight light propagation by single scattering model[J]. Optics and Precision Engineering, 2007, 15(1): 40-44.
贾红辉, 常胜利, 杨建坤, 等. 单次散射近似研究非视线光传输中的误差[J]. 光学 精密工程, 2007, 15(1): 40-44.

[4] Zhao Taifei, Ke Xizheng. Monte Carlo simulations for non-line-of-sight ultraviolet scattering coverage area[J]. Acta Physica Sinica, 2012, 61(11): 114208.
赵太飞, 柯熙政. Monte Carlo 方法模拟非直视紫外光散射覆盖范围[J]. 物理学报, 2012, 61(11): 114208.

[5] Sun Xianming, Wang Haihua, Shen Jin. Study on two Monte Carlo simulation programs of polarization lidar depolarization by water cloud[J]. Acta Optica Sinica, 2017, 37(1): 0101002.
孙贤明, 王海华, 申晋. 两种模拟水云对偏振激光雷达退偏振的蒙特卡罗方法研究[J]. 光学学报, 2017, 37(1): 0101002.

[6] Li Ming. Research on characteristic of non-line-of-sight ultraviolet scattering propagation[D]. Xi′an: Xidian University, 2011.
李明. 非视距紫外光散射传输特性研究[D]. 西安: 西安电子科技大学, 2011.

[7] Hu Yun, Liao Zhijie, Xing Tingwen. Simulation of backscatter intensity in ultraviolet laser system[J]. The Journal of Light Scattering, 2007, 19(3): 230-235.
胡云, 廖志杰, 邢廷文. 紫外激光雷达后向散射光强的模拟计算[J]. 光散射学报, 2007, 19(3): 230-235.

[8] Zhang Huawei. The Monte Carlo study of polarized light propagation in atmosphere: Simulation and application[D]. Changsha: National University of Defense Technology, 2010.
张华伟. 偏振光蒙特卡罗大气传输模型及其应用研究[D]. 长沙: 国防科学技术大学, 2010.

[9] Ding H P, Chen G, Majumdar A K, *et al*. Non-line-of-sight ultraviolet communication channel characterization:

Modeling and validation[C]. SPIE, 2009, 7464: 74640I.

[10] Song Peng, Ke Xizheng, Xiong Yangyu, *et al*. Pulse broadening effect of non-line-of-sight ultraviolet in noncoplanar communication system[J]. Acta Optica Sinica, 2016, 36(11): 1106004.
宋鹏, 柯熙政, 熊扬宇, 等. 非直视紫外光在非共面通信系统中的脉冲展宽效应[J]. 光学学报, 2016, 36(11): 1106004.

[11] Wang Tairong. Study on non-line-of-sight solar blind ultraviolet communication links path loss[D]. Xi′an: Xidian University, 2013.
王太荣. 非视距日盲紫外光通信链路路径损耗研究[D]. 西安: 西安电子科技大学, 2013.