

非均匀烟雾环境对偏振光传输特性的影响

张肃¹, 战俊彤¹, 付强¹, 段锦², 姜会林¹

¹ 长春理工大学空地激光通信技术国防重点学科实验室, 吉林 长春 130022

² 长春理工大学电子信息工程学院, 吉林 长春 130022

摘要 针对由烟雾沉降现象产生的非均匀烟雾介质环境, 利用蒙特卡洛仿真程序, 并通过实时测量沉降时间内的光学厚度, 建立了实验测试与模拟仿真中非均匀环境参数的联系, 解决了传统非均匀环境中介质参数测量与偏振传输特性测量存在延时的问题, 增加了测试的准确性。实验结果表明, 4 种偏振光的偏振度均随烟雾浓度的增大而减小; 随着烟雾浓度的增大, 圆偏光表现出更好的保偏特性; 波长越长圆偏光的偏振特性越显著, 波长越短线偏振光的偏振特性越显著。

关键词 散射; 偏振; 非均匀环境; 烟雾介质; 蒙特卡洛; 沉降; 传输特性

中图分类号 O436.3

文献标识码 A

doi: 10.3788/AOS201838.0729002

Influence of Inhomogeneous Smog Environment on Transmission Characteristics of Polarized Light

Zhang Su¹, Zhan Juntong¹, Fu Qiang¹, Duan Jin², Jiang Huilin¹

¹ *Fundamental Science on Space-Ground Laser Communication Technology Laboratory, Changchun University of Science and Technology, Changchun, Jilin 130022, China*

² *Electronics and Information Engineering Institute, Changchun University of Science and Technology, Changchun, Jilin 130022, China*

Abstract As for the inhomogeneous smog environment caused by the sedimentation phenomenon of smog, the relations of inhomogeneous environment parameters in the experiment and the simulation are established by the usage of the Monte Carlo simulation procedure and the real-time measurement of the optical depth during the sedimentation time, which solves the delay problem in the measurements of the polarization transmission characteristics and the medium parameters in the traditional inhomogeneous environment and the measurement accuracy is also enhanced. The experimental results show that, with the increase of the concentration of the smog, all the degrees of polarization of the four kinds of polarized lights are constantly decreased; the circularly polarized light has a better polarization-maintaining characteristic with the increase of the concentration of the smog; the longer the wavelength is, the better the polarization characteristic of the circularly polarized light is; the shorter the wavelength is, the better the polarization characteristic of the linearly polarized light is.

Key words scattering; polarization; inhomogeneous environment; smog medium; Monte Carlo; sedimentation; transmission characteristics

OCIS codes 290.5855; 290.5850; 290.4020; 290.4210; 290.5890

1 引 言

偏振成像在强度成像的基础上得到了强度与光谱所不能反映的偏振维度信息, 能够显著增大目标与背景之间的差异, 增大雾霾、烟尘等环境下的作用

距离, 为在烟雾等特殊环境下实现探测提供了一种有效手段^[1-2], 因此, 针对这种特定介质中偏振传输特性的研究对实际探测具有重要的意义。

目前, 对偏振传输特性的研究主要是在含均匀、球形、各向同性粒子的介质环境中进行。其中, 最早

收稿日期: 2017-12-15; 收到修改稿日期: 2018-01-29

基金项目: 国家重点基础研究发展计划、国家自然科学基金青年基金(61705017)

作者简介: 张肃(1985—), 女, 博士, 助理研究员, 主要从事偏振成像、光学信息处理方面的研究。

E-mail: susiezhang21@126.com

采用实验与仿真方法对偏振传输特性进行相互验证是由 Hielscher 等^[3-4]进行的,他们用聚苯乙烯球悬浊液对后向散射 Mueller 矩阵图样进行了研究,从而验证了蒙特卡洛方法的正确性。在此基础上,许多研究者对介质中的环境因素进行了模拟及制备,例如改变烟雾介质的浓度及湿度^[5-6]。随着偏振传输特性的研究范围不断扩展,Xu 等^[7]采用蒙特卡洛方法研究了不同水质浓度和链路距离下偏振光的传输;在球形粒子仿真的基础上,胡帅等^[8]对蒙特卡洛的仿真方法进一步改进,研究了偏振光在非球形气溶胶中的传输特性,分析了气溶胶形状、入射光偏振状态对光偏振特性的影响。张肃等^[9]采用 T 矩阵的方法,研究了椭球粒子的折射率、有效半径及形状对偏振的影响。

但在实际环境中,介质环境往往是不可控的^[10],尤其是地心引力的作用,使得烟雾不可避免地存在沉降现象,这就使得实验室内对偏振传输特性的研究都存在一定的误差,降低了偏振传输特性实验测试的准确性。

基于此,在传统蒙特卡洛研究的基础上,本文提出了一种同时测量偏振传输特性及环境参数变化的方法,为实验测试与理论仿真建立实时联系,避免了传统非均匀环境中介质参数测量与偏振传输特性测量存在延时的问题,实现了非均匀烟雾环境下偏振传输特性的模拟仿真,对仿真与实验的置信度进行了测试,验证了结果的正确性,拓展了偏振光在非均匀介质中传输探测的适用范围。

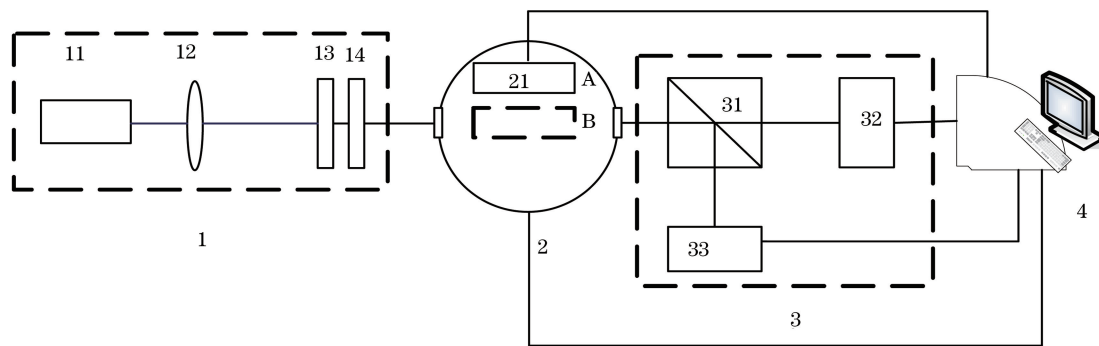


图 1 非均匀烟雾环境下偏振传输实验的原理图

Fig. 1 Experimental diagram of polarization transmission in inhomogeneous smog environment

在大量实验的基础上,以中浓度(充烟时间 6 s)的烟雾环境为例进行测试。在烟雾箱中充满烟雾,开启激光器,经烟雾环境出射的偏振光被半反半透镜分为两路,其中一路用于测量沉降过程中从非均匀烟雾中出射的光强值,用于仿真测试,

2 非均匀烟雾环境下的偏振传输特性测试

2.1 实验测试装置

图 1 所示为非均匀烟雾环境下偏振传输特性测试实验的原理图,实验测试装置由偏振起偏系统 1、非均匀烟雾模拟系统 2、偏振探测系统 3、计算机处理与控制系统 4 组成。其中激光器 11 用于发射激光;滤光片 12 用于滤除杂散光;调节线偏振片 13 和四分之一波片 14,分别产生的线偏光和圆偏光;非均匀烟雾模拟系统中马尔文粒度仪 21 用于测量烟雾粒子的粒径,且在测量时可由 A 位置移到入射与出射光路上的 B 位置进行测试,粒径测试后再移回到 A 位置;半反半透镜 31 用于对烟雾环境中出射的光束进行分光;光功率计 32 和偏振态测量仪 33 分别用来测量出射光束的光强值及偏振度等偏振特性;计算机处理与控制系统 4 可以对测试结果进行分析,同时连接烟雾环境模拟系统,用于控制烟雾环境及马尔文粒度仪。

图 2 所示为非均匀烟雾环境下偏振传输特性测试实验的实物图。

2.2 实验测试过程

在实验开始之前,在烟雾箱中分别充入低、中、高三种浓度的烟雾,对烟雾的粒径进行测试。图 3 所示为三种浓度的粒径分布情况,其中粒子半径为 $1.58 \mu\text{m}$ 的粒子数占整个粒子数的一半以上,则认为该烟雾粒子的半径为 $1.58 \mu\text{m}$ 。

另一路实时测量相应的偏振度等偏振特性,用于实验测试。

图 4 所示为在 6 min 采样时间内光功率计所测得的光强值,可以看出,当采样时间大于 2 min 时,出射光强值基本稳定,充烟后所产生的沉降基本稳

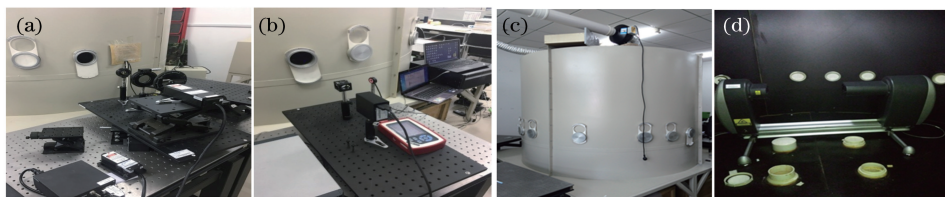


图 2 实验实物图。(a)发射系统;(b)接收系统;(c)非均匀烟雾模拟环境;(d)马尔文粒度仪
Fig. 2 Experimental device. (a) Transmitting system; (b) receiving system; (c) inhomogeneous smog simulation environment; (d) Malvern particle size analyzer

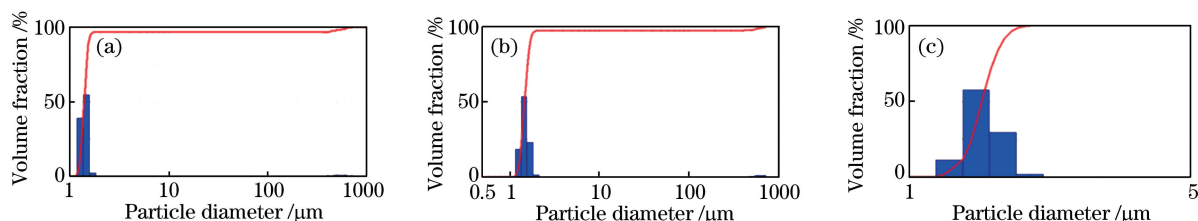


图 3 三种浓度下的粒径分布情况。(a)低浓度;(b)中浓度;(c)高浓度
Fig. 3 Particle size distributions under three kinds of concentrations. (a) Low concentration; (b) medium concentration; (c) high concentration

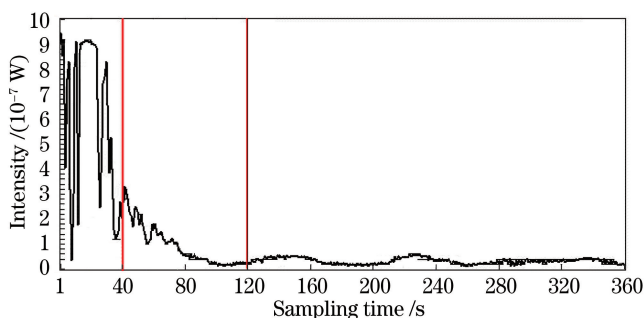


图 4 6 min 采样时间内出射光的光强值
Fig. 4 Intensity of emergent light under sampling time of 6 min

定;而在采样时间小于40 s时,由于烟雾刚刚冲入系统,受充烟过程的冲击及烟箱内搅拌机的干扰,此时烟雾环境处在一个不稳定的状态下,出射光强值波动较大;40~120 s这段时间内非均匀沉降现象最为显著且较稳定,认为此段时间内烟雾模拟系统中的环境为非均匀环境。

若已知非均匀烟雾环境中入射和出射的光强值分别为 I_0 和 I ,则由比尔定律可知光学厚度为 $\tau = -\lg\left(\frac{I}{I_0}\right)$ 。在非均匀烟雾环境这段时间内,可得到采样时间与光学厚度的对应关系,关系曲线如图 5 所示。

在实验测试中,由于烟雾浓度变化是瞬态的,为了得到精确的偏振态特性与烟雾浓度间的关系,采用实时测量光学厚度的方式来描述这种瞬态变化。考虑到烟雾沉降速度较小,直径在 1~10 μm 范围内的

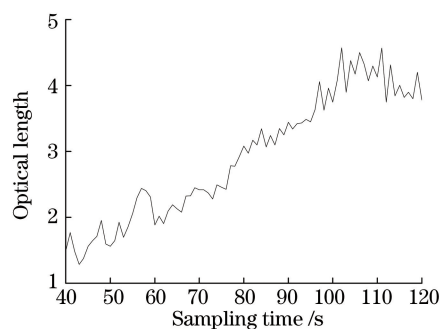


图 5 光学厚度与采样时间之间的关系曲线
Fig. 5 Relationship curve between optical depth and sampling time

粒子的沉降速度仅为 $5.6 \times 10^{-5} \sim 5.8 \times 10^{-3} \text{ m/s}^{[11]}$,则在 1 s 这样短的时间内,烟雾的沉降距离为毫米级甚至更短,且烟雾模拟系统中的传输距离不长,在 1 s 这样短的时间间隔内可认为该测试环境是均匀的,则每一个采样点下的烟雾环境是由均匀烟雾环境构成

的整个时间段内的非均匀环境。

3 烟雾环境中多粒子的蒙特卡洛建模仿真

为了验证实验测试结果的准确性,根据烟雾发生器中所释放烟雾的种类,查找该类烟雾对应的折射率 m ,并根据马尔文粒度仪所测得的烟雾粒子半径 r 及偏振光波长 λ 计算尺度参数 $x = kr = 2\pi r/\lambda$,实验测试得到的实时变换光学厚度值为 τ 。将以上参数作为仿真程序的输入值,进行烟雾环境下多粒子的蒙特卡洛建模仿真。

3.1 单个粒子 Mie 散射过程

当粒子半径 r 与入射光波长相差不大时,可按 Mie 散射求得整个散射过程。

由于折射率 m 和尺度参数 x 的大小可直接影响光散射,则散射光球谐函数 a_n 和 b_n 可分别表示为

$$\begin{cases} a_n = \frac{\psi'_n(mx)\psi_n(x) - m\psi_n(mx)\psi'_n(x)}{\psi'_n(mx)\xi_n(x) - m\psi_n(mx)\xi'_n(x)} \\ b_n = \frac{m\psi'_n(mx)\psi_n(x) - \psi_n(mx)\psi'_n(x)}{m\psi'_n(mx)\xi_n(x) - \psi_n(mx)\xi'_n(x)} \end{cases}, \quad (1)$$

式中 $\psi_n(x)$ 和 $\xi_n(x)$ 为 Riccati-Bessel 函数,表示为

$$\begin{cases} \psi_n(x) = \sqrt{\pi x/2} J_{n+1/2}(x) \\ \xi_n(x) = \sqrt{\pi x/2} H_{n+1/2}^{(2)}(x) \end{cases}, \quad (2)$$

式中 $J_{n+1/2}$ 和 $H_{n+1/2}^{(2)}$ 分别为第一类 Bessel 球函数和第二类 Hankel 函数。 $\psi'_n(x)$ 和 $\xi'_n(x)$ 分别为 $\psi_n(x)$ 和 $\xi_n(x)$ 的导数。

则可得到振幅函数 $S_1(\theta)$ 和 $S_2(\theta)$ 分别为

$$\begin{cases} S_1(\theta) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} \left[a_n \frac{P_n^1(\cos\theta)}{\sin\theta} + b_n \frac{P_n^1(\cos\theta)}{d\theta} \right] \\ S_2(\theta) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} \left[a_n \frac{P_n^1(\cos\theta)}{d\theta} + b_n \frac{P_n^1(\cos\theta)}{\sin\theta} \right] \end{cases}, \quad (3)$$

式中 θ 为散射角, $P_n^1(\cos\theta)$ 为伴随 Legendre 多项式, $P_n^1(\cos\theta) = \frac{\sin\theta}{2^n n!} \left(\frac{d}{d\cos\theta} \right)^{n+1} (\cos^2\theta - 1)^n$, 则散射振幅 $m_{11} \sim m_{44}$ 可表示为

$$\begin{cases} m_{11}(\theta) = \frac{1}{2} (|S_1|^2 + |S_2|^2) \\ m_{12}(\theta) = \frac{1}{2} (|S_1|^2 - |S_2|^2) \\ m_{33}(\theta) = \frac{1}{2} (S_1 S_2^* - S_1^* S_2) \\ m_{44}(\theta) = \frac{i}{2} (S_1 S_2^* - S_2^* S_1) \end{cases}, \quad (4)$$

式中 * 代表求共轭。

由(4)式可得球形粒子的 Mueller 矩阵为

$$\mathbf{M}(\theta) = \begin{bmatrix} m_{11}(\theta) & m_{12}(\theta) & 0 & 0 \\ m_{12}(\theta) & m_{11}(\theta) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & m_{33}(\theta) & m_{34}(\theta) \\ 0 & 0 & -m_{34}(\theta) & m_{33}(\theta) \end{bmatrix}. \quad (5)$$

3.2 多粒子散射过程

图 6 所示为多粒子散射过程的示意图,其中 \mathbf{S}_0 和 $\mathbf{S}_{n'}$ 分别为入射光和出射光的斯托克斯矢量,光子在介质中的传输距离为 L 。若光在烟雾环境中经过 n' 次散射,则在整个散射过程中 \mathbf{S}_0 和 $\mathbf{S}_{n'}$ 的变换关系为

$$\begin{aligned} \mathbf{S}_{n'} = & \mathbf{R}(-\gamma_{n'}) \cdot \mathbf{M}(\theta_{n'}) \cdot \mathbf{R}(\phi_{n'}) \cdot \mathbf{R}(-\gamma_{n'-1}) \cdot \\ & \mathbf{M}(\theta_{n'-1}) \cdot \mathbf{R}(\phi_{n'-1}) \cdot \cdots \cdot \mathbf{R}(-\gamma_1) \cdot \\ & \mathbf{M}(\theta_1) \cdot \mathbf{R}(\phi_1) \mathbf{S}_0, \end{aligned} \quad (6)$$

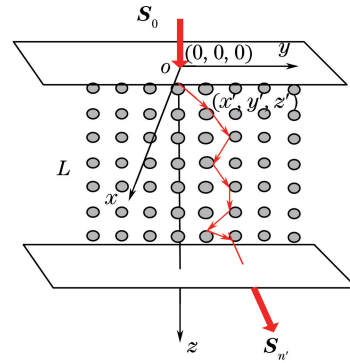


图 6 多粒子散射过程

Fig. 6 Scattering process among multi-particles

式中 \mathbf{M} 为 Mueller 矩阵, \mathbf{R} 为旋转矩阵, ϕ_i 和 γ_i 分别为入射光斯托克斯矢量由参考面转到散射面的角度及经散射之后又转回参考面的角度,下标 i 代表散射次数。

旋转矩阵 $\mathbf{R}(\gamma)$ 和 $\mathbf{R}(\phi)$ 可分别表示为

$$\mathbf{R}(\gamma) = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(2\gamma) & \sin(2\gamma) & 0 \\ 0 & -\sin(2\gamma) & \cos(2\gamma) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}, \quad (7)$$

$$\mathbf{R}(\phi) = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(2\phi) & \sin(2\phi) & 0 \\ 0 & -\sin(2\phi) & \cos(2\phi) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}. \quad (8)$$

3.3 多粒子散射过程中坐标的转换

在粒子散射过程中,散射前后光子坐标将发生变化,若设散射前的光子坐标为 (x, y, z) , 散射后的光子坐标为 (x', y', z') , 则可由光子传输的方向余弦 (μ_x, μ_y, μ_z) 和光子自由程长度 l 建立关系:

$$\begin{cases} x' = x + \mu_x l \\ y' = y + \mu_y l \\ z' = z + \mu_z l \end{cases} \quad (9)$$

如图 6 所示,若以入射初始位置 $o(0,0,0)$ 为坐标原点,建立坐标系,以 xoz 面作为初始时的参考平面,光子沿 z 轴方向入射,则在(9)式中分别代入入射光初始坐标 $(0,0,0)$ 和初始方向余弦 $(0,0,1)$ 。

l 可表示为

$$l = -\frac{\ln(\zeta_l)}{\mu_e}, \quad (10)$$

式中 ζ_l 为在 $(0,1)$ 区间均匀分布的随机数,表示光子在自由程 l 时的存活概率; μ_e 为消光系数。

方向余弦经散射后也将不断更新,当 $|\mu_z| < 0.9999$ 时,经散射后新的方向余弦 (μ'_x, μ'_y, μ'_z) 为

$$\begin{cases} \mu'_x = \sin \theta (\mu_x \mu_z \cos \phi - \mu_y \sin \phi) / \sqrt{1 - \mu_z^2} + \mu_x \cos \theta \\ \mu'_y = \sin \theta (\mu_y \mu_z \cos \phi + \mu_x \sin \phi) / \sqrt{1 - \mu_z^2} + \mu_y \cos \theta \\ \mu'_z = -\sin \theta \cos \phi \sqrt{1 - \mu_z^2} + \mu_z \cos \theta \end{cases} \quad (11)$$

当 $|\mu_z| > 0.9999$ 时,则有

$$\begin{cases} \mu'_x = \sin \theta \cos \phi \\ \mu'_y = \sin \theta \sin \phi \\ \mu'_z = \text{SIGN}(\mu_z) \cos \theta \end{cases}, \quad (12)$$

式中 $\text{SIGN}(\cdot)$ 为符号函数。

3.4 多粒子散射终止

光子经过 n' 次散射后的能量权重 $W_{n'}$ 表示为

$$W_{n'} = W_{n'-1} \cdot \mu_s / (\mu_s + \mu_a), \quad (13)$$

式中 μ_s 和 μ_a 分别为散射系数和吸收系数。

若光子飞离边界 ($z > L$) 或能量权重 $W_{n'}$ 小于某一阈值时,则光子传输终止。

由文献[12]可知,由于光学厚度 $\tau = \mu_e \cdot L$,其中消光系数 $\mu_e = \mu_s + \mu_a$,则在已知介质厚度 L 的情况下,可用仿真中输入的光学厚度参数来判断(13)式中散射后光子能量权重及光子飞离边界的情况。

最后,散射后的 Stokes 矢量及散射光强的水平和垂直分量分别表示为

$$\begin{cases} \mathbf{S}_{n''} = [I_{n''} \ Q_{n''} \ U_{n''} \ V_{n''}]^T \\ I_{\parallel} = \frac{I_{n''} + Q_{n''}}{2} \\ I_{\perp} = \frac{I_{n''} - Q_{n''}}{2} \end{cases}, \quad (14)$$

式中 T 代表转置, n'' 为光子个数。

光束经散射后总的偏振度为

$$f_{\text{DOP}} = \frac{\sqrt{Q_{n''}^2 + U_{n''}^2 + V_{n''}^2}}{I_{n''}}, \quad (15)$$

式中 $I_{n''}$ 、 $Q_{n''}$ 、 $U_{n''}$ 、 $V_{n''}$ 表示不同时刻到达探测器的光子偏振分量的累加值。

4 实验结果

由于实验变量包括 3 种常见波长 (450, 532, 671 nm)、9 种烟雾浓度 (充烟时间 1~9 s)、4 种偏振态 (水平、垂直、+45°、右旋)、81 个采样点 (40~120 s), 数据量较大, 故仅选取其中一组充烟时间 6 s 的实验结果, 以说明仿真与实验测试验证的过程。

4.1 实验测试结果

在实验测试过程中, 为避免受烟雾这一动态散射体在烟箱中的轻微运动的影响, 采用每组数据经过 5 次测量并去掉最高值和最低值之后取平均值的方式记录实验结果, 绘制采样时间下对应的偏振度关系曲线。图 7 所示为在非均匀环境下三种波长的偏振传输特性实验测试曲线。仿真中在 40~120 s 这段时间内选择了 9 个采样点, 为了与仿真对应, 在实验测试中选择相应的 9 个采样点, 以方便数据对比。从图 7 可以看出, 随着烟雾的不断沉降, 烟雾浓度不断增大, 偏振度整体呈现减小的趋势, 而水平、垂直和右旋偏振光在本质上都属于线偏振光, 偏振特性大致相同, 这一点在文献[12]中也得到了验证; 在三种波段下, 随着烟雾沉降时间的不断增加, 即烟雾浓度不断增大, 圆偏光相比于线偏光的下降趋势更为平缓, 说明随着浓度的增大, 圆偏光表现出了更好的保偏特性; 在 450 nm 波段下, 圆偏振光的偏振度略小于线偏光的, 而在 532 nm 和 671 nm 波段下, 圆偏光的偏振度要优于线偏光的, 且波长越长, 圆偏光的偏振特性越显著。实验结果表明, 在这种由沉降所产生的非均匀环境下, 探测波长越长, 沉降时间越长, 圆偏振光将表现出更好的保偏特性; 反之, 线偏振光的偏振特性更显著。

4.2 模拟仿真结果

为了验证实测结果的正确性, 在蒙特卡罗模拟程序中, 输入参数为: 波长 450, 532, 671 nm, 粒子半径 1.58 μm , 折射率 1.474, 粒子个数 10^6 , 充烟时间 6 s, 4 种偏振态 (水平、垂直、+45°、右旋)。取样时间与光学厚度之间的关系见表 1。在 40~120 s 这段时间内选择 9 个采样点, 分别得到偏振度的值, 绘制采样时间与偏振度的关系, 如图 8 所示。

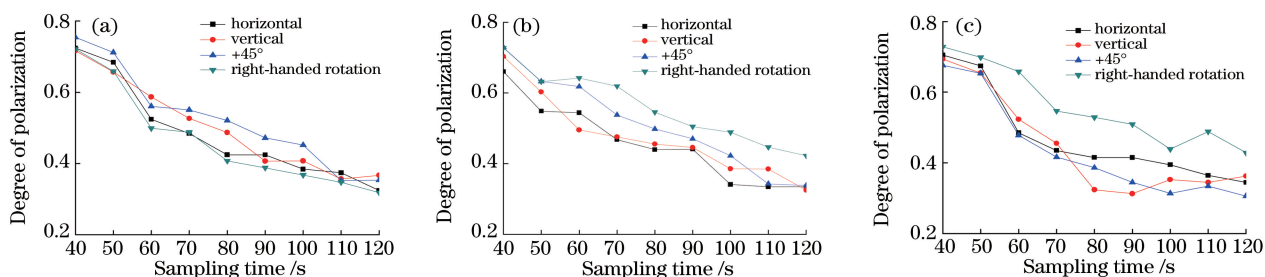


图 7 非均匀环境下不同波长偏振传输特性的实验曲线。(a) 450 nm; (b) 532 nm; (c) 671 nm
Fig. 7 Experimental curves of polarization transmission characteristic under different wavelengths in inhomogeneous environment. (a) 450 nm; (b) 532 nm; (c) 671 nm

表 1 取样时间与光学厚度之间的关系
Table 1 Relationship between sampling time and optical depth

Sampling time /s	40	50	60	70	80	90	100	110	120
Optical depth	1.49	1.56	1.88	2.42	3.08	3.44	3.75	4.13	3.78

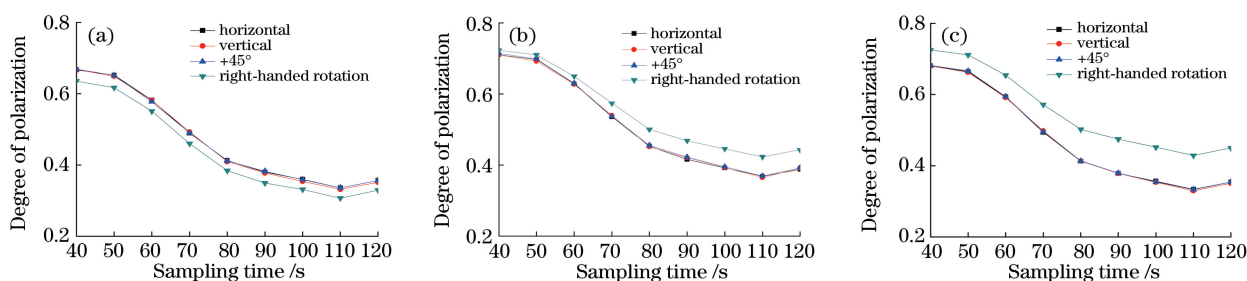


图 8 非均匀环境下不同波长偏振传输特性的仿真曲线。(a) 450 nm; (b) 532 nm; (c) 671 nm
Fig. 8 Simulation curves of polarization transmission characteristic under different wavelengths in inhomogeneous environment. (a) 450 nm; (b) 532 nm; (c) 671 nm

仿真结果的置信度为

$$M = 1 - \left(\sum_1^n \frac{|R - R_m|}{R_m} \right) / n \times 100\%, \quad (16)$$

式中 R 和 R_m 分别为在某一采样点下仿真和实测得到的偏振度的值。对 9 个采样点进行了仿真实验,分别验证水平、垂直、+45°、右旋圆偏光的置信度。

由表 2 中置信度的计算结果可知,实验与仿真的置信度最低为 79.57%,最高可达 88.08%,这是由于实验过程中制备的油雾粒子粒径不完全一致、烟雾沉降过程中存在不可避免的扰动干扰等问题。但可以看出,圆偏光与线偏光随采样时间增加的变化趋势在实测与仿真中大致相同,达到了仿真与实验的验证要求。

但在后续工作中,仍需进行大量实验,掌握烟雾沉降的运动规律,更准确地选择沉降现象稳定、均匀的时间段进行实验,并且解决烟雾粒子制备方面的问题,使粒子粒径大致分布均匀,以减小测量误差。

表 2 置信度计算结果

Table 2 Calculation results of degree of confidence

Wavelength /nm	Status of polarizat on	M /%
450	Horizontal	85.11
	Vertical	83.09
	+45°	79.77
	Right-handed rotation	84.66
532	Horizontal	79.57
	Vertical	84.45
	+45°	81.42
	Right-handed rotation	85.46
671	Horizontal	87.21
	Vertical	87.5
	+45°	85.23
	Right-handed rotation	88.08

5 结 论

为了研究由沉降现象所产生的非均匀介质中的偏振传输特性,在传统蒙特卡洛仿真的基础上,搭建了一种能同时测量偏振传输特性及环境变化参数的系统,采用实时输入介质参数的方式,建立了仿真与

实测的联系,验证了结果的正确性。实验结果表明,随着浓度的增大,偏振光的偏振度呈现减小趋势,但圆偏光相对于线偏光表现出了更好的保偏特性;且随着波长的增大,圆偏光的偏振特性越来越显著,进一步说明了在这种非均匀环境下,当使用较长的探测波长且沉降时间较长时,使用圆偏振光进行探测具有更好的保偏特性;反之,应用线偏光进行探测时偏振特性更显著。

参 考 文 献

- [1] Virkki A, Markkanen J, Tyynela J, *et al.* Polarized backscattering by clusters of spherical particles [J]. *Optics Letters*, 2015, 40(15): 3663-3666.
- [2] Sun X M, Wang H H, Shen J. 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.
- [3] Hielscher A H, Eick A A, Mourant J R, *et al.* Diffuse backscattering Mueller matrices of highly scattering media [J]. *Optics Express*, 1997, 1(13): 441-453.
- [4] Rakovic M J, Kattawar G W, Mehrubeoglu M, *et al.* Light backscattering polarization patterns from turbid media: Theory and experiment [J]. *Applied Optics*, 1999, 38(15): 3399-3408.
- [5] Zhan J T, Zhang S, Fu Q, *et al.* Impact of the oil mist concentration degree of polarization of the laser [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2016, 45(3): 0314006.
战俊彤,张肃,付强,等.油雾浓度对激光偏振福的影响 [J]. *光子学报*, 2016, 45(3): 0314006.
- [6] Zhang S, Fu Q, Zhan J T, *et al.* Humidity on transmission characteristics influence of polarized light under infrared wavelengths [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2017, 46(5): 0526001.
张肃,付强,战俊彤,等.红外波段下湿度对偏振光传输特性的影响 [J]. *光子学报*, 2017, 46(5): 0526001.
- [7] Xu Q, Guo Z Y, Tao Q Q, *et al.* Transmitting characteristics of polarization information under seawater [J]. *Applied Optics*, 2015, 54(21): 6584-6588.
- [8] Hu S, Gao T C, Liu L, *et al.* Simulation of radiation transfer properties of polarized light in non-spherical aerosol using Monte Carlo method [J]. *Acta Physica Sinica*, 2015, 64(9): 094201.
胡帅,高太长,刘磊,等.偏振光在非球形气溶胶中传输特性的 Monte Carlo 仿真 [J]. *物理学报*, 2015, 64(9): 094201.
- [9] Zhang S, Peng J, Zhan J T, *et al.* Research of the influence of non-spherical ellipsoid particle parameter variation on polarization characteristic of light [J]. *Acta Physica Sinica*, 2016, 65(6): 064205.
张肃,彭杰,战俊彤,等.非球形椭球粒子参数变化对光偏振特性的影响 [J]. *物理学报*, 2016, 65(6): 064205.
- [10] Chen M, Hu S, Gao T C, *et al.* Study on effect of inhomogeneous aerosol fields on radiative transfer process in near-infrared band [J]. *Acta Optica Sinica*, 2017, 37(1): 0101003.
陈鸣,胡帅,高太长,等.气溶胶空间非均匀性对近红外辐射传输的影响分析 [J]. *光学学报*, 2017, 37(1): 0101003.
- [11] Zhu C G, Pan G P. Final sedimentation velocity of smoke particle [J]. *Energetic Materials*, 2015, 13(6): 412-415.
朱晨光,潘功配.对烟幕微粒的终端沉降速度研究 [J]. *含能材料*, 2005, 13(6): 412-415.
- [12] Zhang S, Zhan J T, Bai S K, *et al.* Influence of smoke concentration on transmission characteristics of polarized light [J]. *Acta Optica Sinica*, 2016, 36(7): 0729001.
张肃,战俊彤,白思克,等.烟雾浓度对偏振光传输特性的影响 [J]. *光学学报*, 2016, 36(7): 0729001.