

# 粒子形态对浑浊介质后向散射光偏振特性的影响

叶坤涛<sup>1\*</sup>, 吉俄木沙<sup>1</sup>, 翟盛杰<sup>2</sup>

<sup>1</sup>江西理工大学理学院, 江西 赣州 341000;

<sup>2</sup>内华达大学拉斯维加斯分校机械工程系, 美国 拉斯维加斯 89154

**摘要** 偏振光在浑浊介质中传输的偏振特性的研究对实现各类偏振光技术具有重要意义。建立一种非球形粒子介质模型, 并采用 T 矩阵法和矢量蒙特卡罗模拟相结合的方法, 计算分析含不同非球形粒子的介质中的偏振光经过多次散射形成的后向散射光的偏振特性。按照介质所含非球形粒子的尺寸分为瑞利散射粒子介质和米氏散射粒子介质。结果表明: 瑞利散射粒子介质中, 不同粒子形态对线偏振光和圆偏振光的后向散射光的偏振特性的影响不显著, 线偏振光保偏能力优于圆偏振光, 线偏振方向得到保持, 而圆偏振光旋性发生改变; 米氏散射粒子介质中, 不同粒子形态对后向散射光的偏振特性有显著影响, 光学厚度大时, 各介质中的圆偏振光保偏能力优于线偏振光, 厚度小时线偏振光的保偏能力优于圆偏振光。此外, 粒子的形态对偏振光后向散射光偏振度空间分布及光强空间分布均有显著影响。

**关键词** 散射; 非球形; 矢量蒙特卡罗; T 矩阵法; 偏振

**中图分类号** O436.3

**文献标志码** A

**doi:** 10.3788/CJL202047.0105004

## Influence of Particle Shape on Polarization Characteristics of Backscattering Light in Turbid Media

Ye Kuntao<sup>1\*</sup>, Ji'E Musha<sup>1</sup>, Zhai Shengjie<sup>2</sup>

<sup>1</sup>School of Science, Jiangxi University of Science and Technology, Ganzhou, Jiangxi 341000, China;

<sup>2</sup>Department of Mechanical Engineering, University of Nevada, Las Vegas, Las Vegas NV 89154, USA

**Abstract** The polarization characteristics of the polarized light propagating in a turbid medium are of considerable importance in various polarization-related technologies. Here, a light propagation model is established for a turbid medium comprising randomly oriented non-spherical particles. Further, the polarization characteristics of the backscattering light after multiple scattering are numerically evaluated for a turbid medium comprising different non-spherical particles based on the T-matrix method and the vector Monte Carlo simulations. During this process, the medium is categorized as a Rayleigh-scattering-particle medium or a Mie-scattering-particle medium based on the non-spherical particle size in the medium. The results show that in the Rayleigh-scattering-particle medium, the influence of particle shape on the polarization characteristics of the backscattering light of the linearly-polarized light and circularly-polarized light is considerably small, the polarization preservation ability of the linearly-polarized light is better than that of the circularly-polarized light, and the linearly-polarized direction is maintained, whereas the circularly-polarized rotation is reversed. Conversely, in the Mie-scattering-particle medium, the different particle shapes considerably affect the polarization characteristics of the backscattering light; the polarization preservation ability of the circularly-polarized light is better than that of the linearly-polarized light at large optical thicknesses, and the opposite is true at small optical thicknesses. Furthermore, the particle shapes significantly influence the spatial distribution of the polarization degree and backscattering intensity of the polarized light.

**Key words** scattering; non-spherical; vector Monte Carlo; T-matrix method; polarization

**OCIS codes** 290.5850; 290.4210; 290.5855

收稿日期: 2019-07-22; 修回日期: 2019-09-20; 录用日期: 2019-10-09

基金项目: 国家自然科学基金(11464016)

\* E-mail: mems\_123@126.com

# 1 引 言

当浑浊介质比较厚或粒子浓度比较大时,光在介质中的多次散射不能被忽视<sup>[1]</sup>。多次散射使得入射光的方向、相位以及偏振态等在传输过程中发生改变,从而影响光学成像质量、目标识别等<sup>[2]</sup>。偏振态是光的重要特性,是各类偏振技术的关键,近年来偏振光在介质中传输的特性得到了生物医学<sup>[3]</sup>、大气和海洋科学<sup>[4-5]</sup>等领域研究人员的广泛关注,研究偏振光在浑浊介质中经多次散射传输后的偏振状态变化具有重要的意义<sup>[6-7]</sup>。

基于粒子的单次散射 Mueller 矩阵并借助标量蒙特卡罗方法,人们可以研究浑浊介质中的光经过粒子多次散射的强度变化<sup>[8-9]</sup>,而基于粒子的单次散射 Mueller 矩阵并借助矢量蒙特卡罗方法,不仅可以研究浑浊介质中的光经过多次散射的强度变化<sup>[10]</sup>,而且还可以对偏振光的多次散射传输的偏振态变化进行深入研究<sup>[6,11-12]</sup>。目前,对光在介质中传输的蒙特卡罗仿真多数是基于利用米氏理论精确求解的球形粒子的散射矩阵<sup>[13-14]</sup>。但自然界的浑浊介质普遍由非球形粒子构成,如大气中的沙尘粒子、烟煤粒子和冰晶粒子<sup>[15]</sup>,以及血液中流动的血细胞<sup>[16]</sup>等,而非球形粒子的散射矩阵一般没有解析解,通常需要依靠分离变量法、离散偶极子法以及 T 矩阵法等数值方法<sup>[17]</sup>进行求解。T 矩阵方法被广泛用于旋转对称非球形粒子的单次散射特性的计算<sup>[18-19]</sup>。

本文首先采用随机取向旋转对称非球形粒子建立浑浊介质模型,并基于 T 矩阵法计算非球形粒子的单次散射 Mueller 矩阵,然后对矩阵元素随空间角度的变化关系进行统计抽样,结合矢量蒙特卡罗方法,对多次散射形成的后向散射光进行仿真分析。考虑到虽然 2015 年,胡帅等<sup>[20]</sup>基于 T 矩阵法和矢量蒙特卡罗方法仿真计算了非球形气溶胶形状对偏振光散射特性的影响,但没有深入分析不同尺寸粒子对偏振光入射时后向散射光的保偏能力的影响。本文将浑浊介质中非球形粒子按尺寸划分为瑞利散射粒子和米氏散射粒子,并深入分析偏振光经过多次散射后其后向散射光的偏振特性,详细分析两类粒子尺寸、形态对后向散射光的保偏能力以及米氏散射粒子形态对后向散射光偏振成像的影响,为偏振成像技术的发展提供理论参考。

# 2 介质模型与方法

## 2.1 介质模型

含有随机取向非球形散射粒子的浑浊介质模型如图 1 所示,介质由单一形态的粒子组成,且介质折射率在边界是匹配的。将图 1 所示的有一定厚度和粒子浓度的浑浊介质的光学厚度定义为<sup>[6]</sup>

$$\tau = \rho \cdot C_{\text{sca}} \cdot d = \mu_s \cdot d, \quad (1)$$

式中: $d$  为介质的几何厚度; $\rho$  为介质粒子数浓度; $\mu_s$  为散射系数; $C_{\text{sca}}$  为散射截面; $\tau$  为无量纲量。此外,令入射光在 $(0,0,0)$ 处沿  $Z$  轴方向入射,光子在介质内被散射粒子多次散射,其中返回到介质上表面  $XOY$  面的光形成后向散射光。

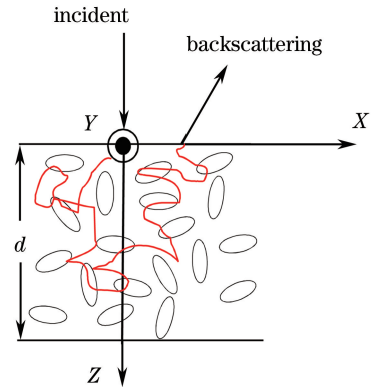


图 1 含随机取向非球形粒子的浑浊介质模型示意图  
Fig. 1 Schematic of turbid medium model comprising randomly oriented non-spherical particles

不同于只考虑粒子发生单次散射的情形<sup>[21-22]</sup>,对于光在如图 1 所示的具有一定厚度和粒子浓度的浑浊介质中的光的传输问题,需要考虑光的多次散射,蒙特卡罗方法是处理这类多次散射问题的常见方法。多次散射传输是多个单次散射的累计体现,本文采用 T 矩阵方法计算单次散射特性。

## 2.2 单次散射的 T 矩阵法

1965 年,Waterman<sup>[23]</sup>提出了基于数值求解麦克斯韦方程的 T 矩阵方法,该方法是计算非球形粒子的光散射特性的有力工具。T 矩阵是电磁波在入射场和散射场之间的一个传输矩阵,它的各个元素只与粒子的固有特征有关,如形状、尺寸参数及折射率等,而与入射场和散射场无关。通过 T 矩阵可以计算粒子单次散射 Mueller 矩阵  $F(\theta)$ ,对于旋转对称的粒子,Mueller 矩阵只有 8 个元素是非零元素<sup>[18]</sup>,其表达式为

$$\mathbf{F}(\theta) = \begin{bmatrix} F_{11}(\theta) & F_{12}(\theta) & 0 & 0 \\ F_{12}(\theta) & F_{22}(\theta) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & F_{33}(\theta) & F_{34}(\theta) \\ 0 & 0 & -F_{34}(\theta) & F_{44}(\theta) \end{bmatrix}, \quad (2)$$

式中： $F_{11}(\theta)$ 为单次散射相函数， $\theta$ 为散射角。(2)式中，可以用广义球面函数展开进行非零元素计算<sup>[24]</sup>，不对称因子  $g$  相应地可表示为

$$g = \langle \cos \theta \rangle = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 F_{11}(\theta) \cos \theta d(\cos \theta). \quad (3)$$

式中： $\langle \cdot \rangle$ 表示期望值。T 矩阵方法能够计算常见的、具有旋转对称性的非球形(椭球形、有限长圆柱形，以及切比雪夫形等)粒子。

椭球形是由椭圆围绕其长轴或短轴旋转形成的，在球坐标系中其轮廓描述方程为

$$r(\vartheta) = r_e (a/b)^{1/3} [(a/b)^2 \cos^2 \vartheta + \sin^2 \vartheta]^{-1/2}, \quad (4)$$

式中： $r_e$ 为椭球粒子的等效球半径； $b$ 和  $a$ 分别为旋转轴方向的半轴长和垂直于旋转轴方向的半轴长； $\vartheta$ 为椭球面上各点的位矢与旋转轴的夹角。因此，椭球形粒子的形状和尺寸可以通过轴比  $a/b$  和等效球半径  $r_e$  求得。

同样地，有限长圆柱形的形状和尺寸可以通过直径长度比  $D/L$  ( $D$ 和  $L$ 分别为圆柱底面的直径以及圆柱的长度)和等效球半径  $r_e$  来确定：

$$r(\vartheta) = \begin{cases} r_e \left[ \frac{2}{3} (D/L) \right]^{1/3} / |\sin \vartheta|, & |\tan \vartheta| > D/L \\ r_e \left[ \frac{2}{3 (D/L)^2} \right]^{1/3} / |\cos \vartheta|, & |\tan \vartheta| < D/L \end{cases}. \quad (5)$$

切比雪夫形粒子是由球形粒子通过  $n$  阶切比雪夫多项式连续形变得到的，在球坐标系中，其形状描述为

$$r(\vartheta) = r_{ch} A^{-1/3} [1 + \epsilon T_n(\cos \vartheta)], \quad |\epsilon| < 1, \quad (6)$$

式中： $r_{ch}$ 为切比雪夫形粒子的等效球半径； $\epsilon$ 为形变参数； $T_n(\cos \vartheta) = \cos(n\vartheta)$ 是  $n$  阶切比雪夫多项式， $n$ 为波纹参数； $A$ 是一个与  $\epsilon$ 和  $n$ 有关的参数。当  $n \geq 2$  时，切比雪夫粒子变得凹陷，凹陷数由波纹参数  $n$  决定，凹陷深度由形变参数  $\epsilon$  决定，因此，切比雪夫形粒子的大小由等效半径  $r_{ch}$  确定，而粒子形态由形变参数  $\epsilon$ 、波纹参数  $n$  决定。

通过 T 矩阵法计算出粒子单次散射的消光截

面  $C_{ext}$ 、散射截面  $C_{sca}$ 、单次散射 Mueller 矩阵以及不对称因子  $g$  等参数<sup>[18]</sup>，进而计算单次散射反照率  $\bar{\omega} = C_{sca}/C_{ext}$ ，并将这些参数作为矢量蒙特卡罗程序的输入参数，计算偏振光在散射介质中经过多次散射形成的后向散射光的偏振特性。

### 2.3 多次散射的矢量蒙特卡罗方法

在如图 1 所示的浑浊介质多次散射模型的矢量蒙特卡罗仿真方法中，采用如图 1 所示的笛卡尔直角坐标系，且假设介质相对于光束横向无限大。

诸多文献中的矢量蒙特卡罗法多次散射仿真是基于球形粒子的单次米氏散射解析方法展开的<sup>[6,25]</sup>，无法对含有随机取向非球形散射粒子的浑浊介质的多次散射进行计算。本文改进后的矢量蒙特卡罗算法流程图如图 2 所示，算法的关键是将粒子的单次散射 Mueller 矩阵计算，改为 T 矩阵法，使矢量蒙特卡罗法能够开展含有随机取向非球形散射粒子的浑浊介质的多次散射仿真。图中  $W$  表示光子的权重， $R_{th}$ 表示阈值。

矢量蒙特卡罗算法中光子游走的坐标更新方法与标量蒙特卡罗算法<sup>[26]</sup>相似，根据  $s = -\ln(\zeta)/\mu_t$  对相邻两次散射事件的移动步长进行抽样，其中  $\zeta$  为  $[0, 1]$  内均匀分布的随机数， $\mu_t = \mu_s + \mu_a$  为消光系数，其中  $\mu_s$ 和  $\mu_a$ 分别为散射系数和吸收系数，无吸收效应的介质的吸收系数  $\mu_a$  为 0。

光子在介质内与散射粒子发生散射作用，标量蒙特卡罗算法只考察了散射光 Stokes 矢量的总强度分量，因此忽略了光的偏振特性，而矢量蒙特卡罗算法则考察了每次散射的 Stokes 矢量的所有分量。Stokes 矢量为四维列向量  $\mathbf{S} = [I \ Q \ U \ V]^T$ ，其中  $I$ 、 $Q$ 、 $U$ 和  $V$ 分别表示总光强、平行偏振光强分量与垂直偏振光强分量的差、45°偏振光强分量与 135°偏振光强分量的差，以及右旋圆偏振光强与左旋圆偏振光强的差。用 Stokes 矢量可以描述光子所有的偏振态，如  $[1 \ 1 \ 0 \ 0]^T$  表示水平线偏振光， $[1 \ 0 \ 0 \ 1]^T$  表示右旋圆偏振光。

在矢量蒙特卡罗算法中，入射光的 Stokes 矢量和粒子的 Mueller 矩阵  $\mathbf{F}(\theta)$  相互作用形成散射 Stokes 矢量，散射过程中在单位球的子午面<sup>[25]</sup>上对偏振态参考面的变化进行描述，如图 3 所示。

图中， $\mathbf{I}_1$ 、 $\mathbf{I}_2$ 分别表示入射光方向和散射光方向，平面 AOB 为入射子午面、AOC 为散射子午面， $\alpha$ 为入射方向与  $z$  轴的夹角， $\alpha'$ 为散射方向与  $z$  轴的夹角， $\varphi$ 为散射面与入射子午面之间的夹角， $\gamma$

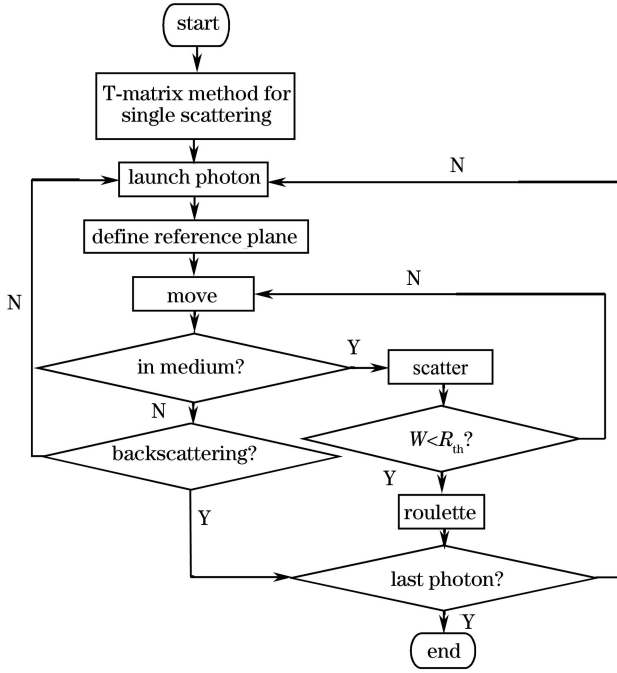


图 2 改进后的矢量蒙特卡罗算法流程图

Fig. 2 Flow chart of improved vector Monte Carlo algorithm

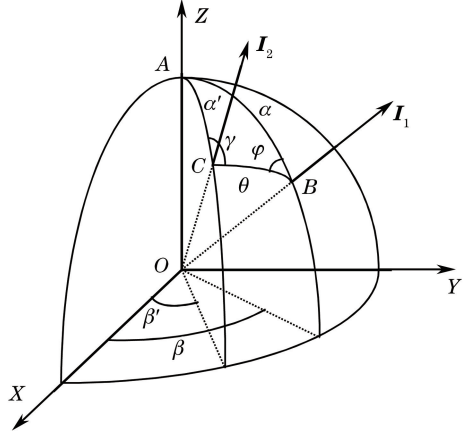


图 3 子午面示意图

Fig. 3 Diagram of meridian planes

为散射子午面 AOC 与散射面 BOC 之间的夹角。若以图 3 中散射面 OBC 为参考面，散射 Stokes 矢量可表示为

$$\begin{bmatrix} I_{sca} \\ Q_{sca} \\ U_{sca} \\ V_{sca} \end{bmatrix} = \mathbf{F}(\theta)\mathbf{R}(\varphi) \begin{bmatrix} I_{inc} \\ Q_{inc} \\ U_{inc} \\ V_{inc} \end{bmatrix}, \quad (7)$$

式中： $\mathbf{R}(\varphi)$ 为旋转矩阵；下标 inc、sca 分别表示入射和散射。选取迎着光传播方向逆时针旋转为正方向， $\mathbf{R}(\varphi)$ 的具体形式为

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

由(2)、(7)和(8)式可得

$$I_{sca} = F_{11}(\theta)I_{inc} + F_{12}(\theta)[Q_{inc} \cos(2\varphi) + U_{inc} \sin(2\varphi)]. \quad (9)$$

(9)式表示散射后 $(\theta, \varphi)$ 角度方向的光强，采用拒绝法对散射过程进行抽样 $(\theta, \varphi)$ <sup>[20]</sup>。得到 $(\theta, \varphi)$ 后，光子的方向余弦以及矢量参考面需要进一步更新<sup>[25]</sup>。

一次完整的散射过程完成后，散射过程光子能量的衰减程度用权重  $W$  表示，其更新计算公式为  $W' = W\omega$ ，其中  $\omega$  为单次散射反照率；散射完成后，如果光子还未离开介质，则重复以上散射过程，直到光子的权重  $W$  减少到小于设定的阈值  $R_{th}$ ，用轮盘赌方法判断光子是否继续发生散射；若光子离开介质，则需要判断是否为后向散射，若不是后向散射，则继续追踪下一个光子，直到完成所有光子的追踪。

若程序总共模拟  $N$  个光子，每个光子的 Stokes 矢量为  $\mathbf{S}_i = [I_i \ Q_i \ U_i \ V_i]^T$ ，则离开介质的散射 Stokes 矢量的统计平均为<sup>[6]</sup>

$$I = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N'} I_i, \quad Q = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N'} Q_i, \\ U = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N'} U_i, \quad V = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N'} V_i, \quad (10)$$

式中:  $N'$  表示被后向散射接收的光子数。偏振度 (DOP, 记作  $f_{\text{DOP}}$ ) 与 Stokes 矢量的关系为<sup>[6,27]</sup>

$$f_{\text{DOP}} = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2 + V^2}}{I}, f_{\text{DOPC}} = \frac{V}{I}, f_{\text{DOPL}} = \frac{Q}{I}, \quad (11)$$

式中:  $f_{\text{DOPL}}$  为入射线偏振光经介质多次散射后的线偏振度,  $f_{\text{DOPC}}$  为入射圆偏振光经介质多次散射后的圆偏振度。若线偏振度为负表示线偏振光偏振方向改变, 圆偏振度为负则表示圆偏振光的旋性发生反转。

绝对值  $|f_{\text{DOPL}}|$  和  $|f_{\text{DOPC}}|$  表示线偏振度的大小和圆偏振度的大小。若忽略偏振方向或偏振旋性的变化, 当  $|f_{\text{DOPC}}| > |f_{\text{DOPL}}|$  时, 圆偏振光经介质多次散射传输后的圆偏振保持能力优于线偏振光经介质传输后的线偏振保持能力, 即圆偏振光保偏能力优于线偏振光; 反之若  $|f_{\text{DOPC}}| < |f_{\text{DOPL}}|$ , 线偏振光保偏能力优于圆偏振光。

### 3 偏振光后向散射的仿真与分析

#### 3.1 本文方法的仿真实验验证

为了验证含有随机取向非球形粒子的介质中的

表 1 本文方法可行性验证(不同等效直径)

Table 1 Validation of feasibility of proposed method (with different equivalent diameters)

Method	0.1 $\mu\text{m}$		1 $\mu\text{m}$		2 $\mu\text{m}$	
	$I$	$Q$	$I$	$Q$	$I$	$Q$
Meridian Planes Monte Carlo <sup>[25]</sup>	0.6769	-0.1012	0.4480	0.0499	0.2926	0.0089
Adding doubling method <sup>[25]</sup>	0.6769	-0.1015	0.4479	0.0499	0.2930	0.0089
Proposed	0.6771	-0.1020	0.4466	0.0499	0.2905	0.0089

为了定量比较圆偏振光和线偏振光在含有非球形散射粒子介质传输后的保偏能力, 定义偏振度差  $\Delta_{\text{diff}}$ , 用来表示圆偏振光和线偏振光的保偏能力差别:

$$\Delta_{\text{diff}} = |f_{\text{DOPC}}| - |f_{\text{DOPL}}|, \quad (12)$$

显然,  $\Delta_{\text{diff}}$  为正时, 圆偏振光的保偏能力强于线偏振光;  $\Delta_{\text{diff}}$  为负时, 线偏振光的保偏能力强于圆偏振光。

本节选取入射光波长  $\lambda = 0.58 \mu\text{m}$  的线偏振光  $[1 \ 1 \ 0 \ 0]^T$  和圆偏振光  $[1 \ 0 \ 0 \ 1]^T$ , 共模拟  $10^6$  个光子, 粒子折射率和周围介质折射率分别为 1.59 和 1.33, 并且假设介质只有散射效应, 没有吸收效应, 下面分别针对瑞利散射粒子、米氏散射粒子进行讨论。

##### 3.2.1 瑞利散射粒子

分别选取等表面积等效球形粒径相同, 即  $r_c = r_{\text{ch}} = 0.055 \mu\text{m}$  的椭球形、圆柱形以及切比雪夫

矢量蒙特卡罗多次散射仿真方法, 选取入射光为自然光, 其 Stokes 矢量为  $[1 \ 0 \ 0 \ 0]^T$ , 波长  $\lambda = 0.6328 \mu\text{m}$ , 共模拟  $10^6$  个光子, 光子初始方向余弦为  $(0, 0, 1)$ , 初始位置坐标为  $(0, 0, 0)$ , 介质散射粒子分别选取等效直径  $2r_c$  为 0.1, 1, 2  $\mu\text{m}$  的椭球形粒子, 粒子折射率和周围介质折射率分别取 1.59 和 1.0, 介质粒子数浓度  $\rho = 1.152 \times 10^{-4} \text{cm}^{-3}$ , 光学厚度  $\tau = 4$ 。且令 T 矩阵法中的椭球粒子的轴比  $a/b = 1.0$ , 采用本文方法计算含有随机取向非球形粒子的介质的后向散射光的 Stokes 矢量, 并且统计分量  $I$  和  $Q$  的平均值, 结果如表 1 所示。本文方法计算的  $I$  和  $Q$  的统计平均值结果与文献[25]中不同方法的球形粒子蒙特卡罗仿真结果基本一致, 验证了基于本文方法仿真程序的正确性。

#### 3.2 粒子形状对后向散射保偏能力的影响

若粒子尺度比光的波长小得多, 则认为该粒子是瑞利散射粒子, 此时粒子的不对称因子  $g$  接近 0, 粒子单次前向、后向散射可能性一致或接近。若粒子尺度大于或者接近光的波长, 则称其为米氏散射粒子, 其不对称因子  $g$  接近 1, 即粒子的散射倾向于单次前向小角度散射<sup>[6,28-29]</sup>。

形粒子作为介质中随机分布的粒子, 其中包含三种椭球形粒子形态, 轴比  $a/b$  分别为 1.0、0.1、2.5, 尺寸参数  $x = (2\pi r_c)/\lambda$ , 两种圆柱形粒子形态, 其直径长度比  $D/L$  分别为 0.1、2.5, 尺寸参数  $x = (2\pi r_c)/\lambda$ , 两种切比雪夫形粒子形态, 其形态参数分别为  $n=8, \epsilon=0.1$  以及  $n=4, \epsilon=0.15$ , 尺寸参数  $x = (2\pi r_{\text{ch}})/\lambda$ , 如表 2 中第一列和第二列所示。

通过 T 矩阵法对每一种随机分布的粒子的单次散射特性进行计算。他们的不对称因子  $g$ 、粒子散射截面  $C_{\text{sca}}$  以及粒子消光截面  $C_{\text{ext}}$ , 如表 2 所示。而它们的相函数以及瑞利散射的相函数<sup>[24,29]</sup> 与散射角  $\theta$  的关系如图 4 所示。由图 4 可知, 通过 T 矩阵方法计算得到的这 7 种粒子的相函数与瑞利散射的相函数相似, 即前、后向散射强度差异较小, 按照文献[28-29]中对散射相函数的分析可知, 这 7 种粒子可近似认为是瑞利散射粒子。

表 2 不同形状瑞利散射粒子的单次散射参数

Table 2 Single-scattering parameters of Rayleigh scattering particles with different shapes

Parameter	$x$	$C_{sca}/\mu\text{m}^2$	$C_{ext}/\mu\text{m}^2$	$g$	
$a/b$	1.0	0.5955	$0.1353 \times 10^{-3}$	$0.1353 \times 10^{-3}$	0.1091
	0.1	0.5955	$0.1834 \times 10^{-4}$	$0.1834 \times 10^{-4}$	0.2146
	2.5	0.5955	$0.8171 \times 10^{-4}$	$0.8171 \times 10^{-4}$	0.1149
$D/L$	0.1	0.5955	$0.1602 \times 10^{-4}$	$0.1602 \times 10^{-4}$	0.2314
	2.5	0.5955	$0.6610 \times 10^{-4}$	$0.6610 \times 10^{-4}$	0.1058
$(n, \epsilon)$	(8,0.1)	0.5955	$0.9278 \times 10^{-4}$	$0.9278 \times 10^{-4}$	0.0978
	(4,0.15)	0.5955	$0.1093 \times 10^{-3}$	$0.1093 \times 10^{-3}$	0.1052

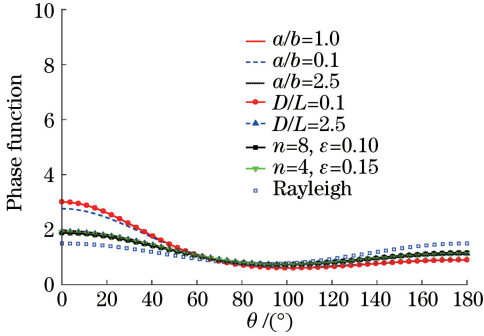


图 4 不同形状瑞利散射粒子的单次散射相函数

Fig. 4 Single-scattering phase function of Rayleigh scattering particles with different shapes

由表 2 中每一种瑞利散射粒子组成不同光学厚度  $\tau$  的浑浊介质,  $\tau$  取值范围为  $0 \sim 50$ , 且考虑到  $\tau$  越小后向散射 Stokes 矢量统计值变化越大, 所以  $\tau$  在  $0 \sim 3$  之间步长取 0.5, 在  $3 \sim 10$  之间步长取 1, 在  $10 \sim 50$  之间步长取 2, 并进行矢量蒙特卡罗多次散射仿真, 计算后向散射光的 Stokes 矢量。然后基于后向散射光的 Stokes 矢量结果, 进一步计算每一种介质的圆偏振度 ( $f_{\text{DOPC}}$ )、线偏振度 ( $f_{\text{DOPL}}$ ) 和  $\Delta_{\text{diff}}$ , 以及总光强  $I$  分量、线偏振光后向散射  $Q$  分量、圆偏振光后向  $V$  分量随  $\tau$  的变化, 结果如图 5 所示, 其中图 5(a) 为  $\Delta_{\text{diff}}$  随  $\tau$  的变化曲线, 图 5(b) 为总光强  $I$  随  $\tau$  的变化曲线, 图 5(c) 为圆偏振光后向散射  $V$  分量与  $\tau$  的关系曲线, 图 5(d) 为线偏振光后向散射  $Q$  分量与  $\tau$  的关系曲线。

由图 5(a) 可知, 瑞利散射粒子组成的介质后向散射光的  $\Delta_{\text{diff}}$  值为负,  $\Delta_{\text{diff}}$  的绝对值随  $\tau$  先增大后减小并趋近于 0。显然, 对于瑞利散射粒子而言, 线偏振光的保偏能力优于圆偏振光, 这与文献[6, 11]的球形粒子的结果一致。当  $\tau$  较小时, 各形状粒子的  $\Delta_{\text{diff}}$  几乎重合, 即粒子形状对  $\Delta_{\text{diff}}$  几乎无影响;  $\tau$  较大时, 含  $a/b=0.1$  的椭球形粒子和含  $D/L=0.1$  的圆柱形粒子的两种介质比含球形粒子的介质的  $\Delta_{\text{diff}}$  值更接近零, 即这两种粒子后向散射光的线偏振度

和圆偏振度差距更小。

由图 5(b) 可知, 在含不同形状粒子的介质中, 后向散射光的总光强随  $\tau$  的增大而增大, 这是因为  $\tau$  增大意味着光子在介质中经历的散射次数随之增大, 返回到后向接收面的概率增加, 进而后向接收面的光子数增多<sup>[11]</sup>, 而不同形状粒子组成的介质的后向散射光的总光强差异不大。

图 5(c) 显示, 圆偏振光入射时, 含球形粒子的介质后向散射光 Stokes 矢量的  $V$  分量为负值, 由前述 Stokes 矢量  $V$  分量的定义可知, 圆偏振光经多次散射后旋性发生改变, 与 Kartazayeva 等<sup>[30]</sup> 的实验测量结果规律一致。其他非球形粒子组成的介质后向散射光 Stokes 矢量的  $V$  分量也为负值, 且绝对值随  $\tau$  的增大而增大,  $\tau$  较大时,  $V$  值趋于饱和。此外, 含  $a/b=0.1$  的椭球形粒子、含  $D/L=0.1$  的圆柱形粒子的介质相比于含其他粒子的介质  $V$  分量值更接近, 这两种粒子组成的介质的后向散射光的  $V$  分量与球形粒子的差距更大。

同理, 图 5(d) 显示, 线偏振入射时, 含球形粒子介质的后向散射光的  $Q$  分量始终大于零, 表明线偏振光的偏振方向未发生改变, 这与戴俊等<sup>[6]</sup> 和 Kartazayeva 等<sup>[30]</sup> 的结果一致, 含其他非球形瑞利散射粒子的介质也不改变后向散射光的偏振方向。此外, 相比于含其他形状粒子的介质, 含  $a/b=0.1$  的椭球形粒子的介质和含  $D/L=0.1$  的圆柱形粒子的介质的后向散射光的  $Q$  分量值更接近, 而且这两种粒子组成的介质的后向散射光的  $Q$  分量值与球形粒子的差距更大。

### 3.2.2 米氏散射粒子

分别设介质中随机分布的粒子为等表面积等效球形粒径相同的椭球形、圆柱形以及切比雪夫粒子, 共 7 种, 即  $r_e = r_c = r_{\text{ch}} = 0.525 \mu\text{m}$ 。7 种粒子形态分别为: 3 种椭球形粒子形态, 轴比  $a/b$  分别为 1.0、0.1、2.5, 尺寸参数  $x = (2\pi r_e)/\lambda$ ; 两种圆柱形粒子形态, 其直径长度比  $D/L$  分别为 0.2、2.5, 尺寸

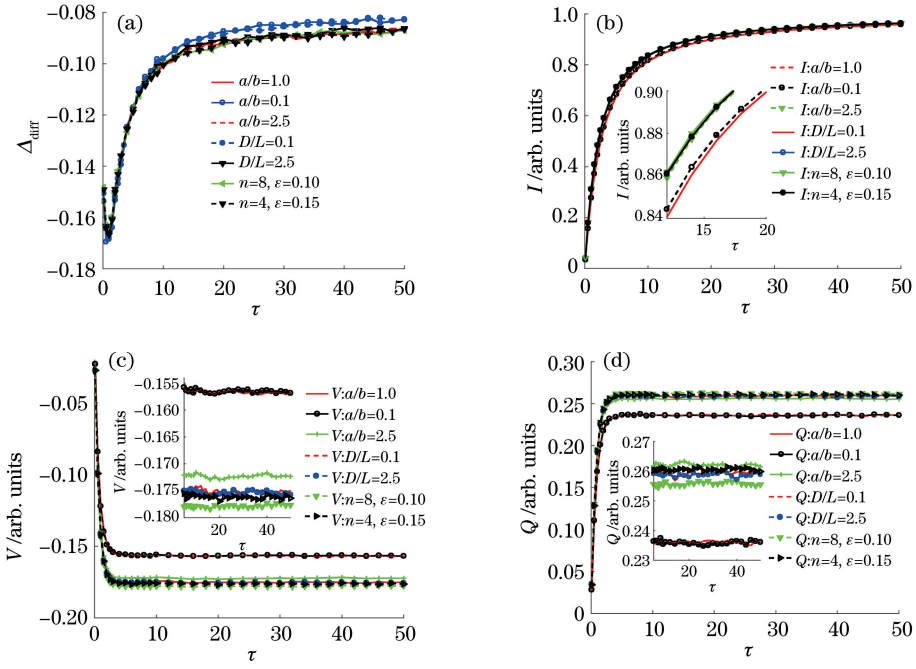


图 5 粒子形状对瑞利散射介质的后向散射光的影响。(a)后向散射光偏振度差  $\Delta_{\text{diff}}$  随介质光学厚度的变化;(b)后向散射光总光强  $I$  与介质光学厚度的关系;(c)圆偏振光后向散射  $V$  分量随介质光学厚度的变化;(d)线偏振光后向散射  $Q$  分量随介质光学厚度的变化

Fig. 5 Influence of particle shape on backscattering light from Rayleigh scattering medium. (a) Difference of polarization degree  $\Delta_{\text{diff}}$  of backscattering light as a function of optical thickness of medium; (b) total intensity  $I$  of backscattering light as a function of optical thickness of medium; (c)  $V$  component of backscattering light of circularly-polarized light as a function of optical thickness of medium; (d)  $Q$  component of backscattering light of linearly-polarized light as a function of optical thickness of medium

参数  $x = (2\pi r_c)/\lambda$ ; 两种切比雪夫形粒子形态, 形态参数分别为  $n=8, \epsilon=0.1$  以及  $n=4, \epsilon=0.15$ , 尺寸参数  $x = (2\pi r_{\text{ch}})/\lambda$ 。如表 3 的第一列和第二列所示。

通过 T 矩阵法对每一种随机分布的粒子的单次散射特性进行计算。他们的不对称因子  $g$ 、粒子

散射截面  $C_{\text{scn}}$  以及粒子消光截面  $C_{\text{ext}}$ , 如表 3 所示。它们的相函数与散射角  $\theta$  的关系如图 6 所示。图 6 中的散射相函数显示, 7 种粒子的单次前向散射强度明显大于后向散射强度, 参考文献[28-29]中的分析, 可将这些粒子近似为米氏散射粒子。

表 3 不同形状米氏散射粒子的单次散射参数

Table 3 Single-scattering parameters of Mie scattering particles with different shapes

Parameter	$x$	$C_{\text{scn}}/\mu\text{m}^2$	$C_{\text{ext}}/\mu\text{m}^2$	$g$
$a/b$	1.0	5.6845	2.6381	0.9257
	0.1	5.6845	0.7449	0.8727
	2.5	5.6845	1.8894	0.9181
$D/L$	0.2	5.6845	1.1525	0.9017
	2.5	5.6845	1.6907	0.9158
$(n, \epsilon)$	(8, 0.1)	5.6845	2.1326	0.9235
	(4, 0.15)	5.6845	2.3193	0.9225

由表 3 中每一种米氏散射粒子组成不同光学厚度  $\tau$  的浑浊介质,  $\tau$  取值范围为  $0 \sim 50$ , 考虑到  $\tau$  越小后向散射光的 Stokes 矢量统计值变化越大, 所以  $\tau$  在  $0 \sim 3$  之间步长取 0.5, 在  $3 \sim 10$  之间步长取 1, 在  $10 \sim 50$  之间步长取 2, 并进行矢量蒙特卡罗多次散射仿真, 计算后向散射光的 Stokes 矢量。然后基

于后向散射光的 Stokes 矢量结果, 进一步计算每一种介质的圆偏振度 ( $f_{\text{DOPC}}$ ) 和线偏振度 ( $f_{\text{DOPL}}$ ), 进而求出  $\Delta_{\text{diff}}$  随  $\tau$  的变化曲线(图 7), 以及总光强  $I$  分量、线偏振光后向散射  $Q$  分量、圆偏振光后向散射  $V$  分量随  $\tau$  的变化曲线(图 8)。

由图 7 可知, 对于含  $a/b=1.0$  的球形米氏散射

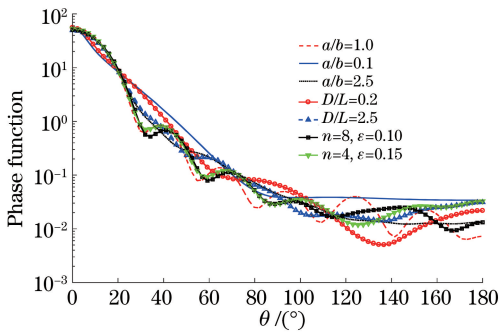


图 6 不同形状米氏散射粒子的单次散射相函数

Fig. 6 Single-scattering phase function of Mie scattering particles with different shapes

粒子的介质,后向散射光的  $\Delta_{\text{diff}}$  在仿真实验范围内始终大于 0,表明圆偏振光的保偏能力优于线偏振光,与文献[6]的含球形粒子介质的结果一致。而含非球形散射粒子介质与含球形粒子介质的偏振保持能力规律不同,首先含有非球形散射粒子的介质的后向散射光的  $\Delta_{\text{diff}}$  比含球形粒子的小,且  $\tau$  较小时,  $\Delta_{\text{diff}}$  小于零,如  $a/b=0.1$  的椭球形粒子,  $\tau$  在 0 至 7 之间时,  $\Delta_{\text{diff}}$  小于零,此时线偏振光的保偏能力优于圆偏振光。

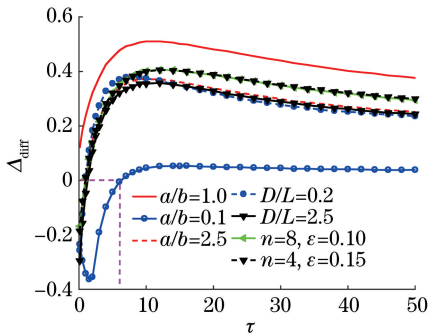


图 7 不同形状米氏粒子介质后向散射光的  $\Delta_{\text{diff}}$  随介质光学厚度的变化

Fig. 7  $\Delta_{\text{diff}}$  of backscattering light from Mie-scattering-particle media with different shapes as a function of optical thickness

由图 8(a)可知,偏振光后向散射光的总光强  $I$  随  $\tau$  的增大而增大,若光学厚度相同,含非球形粒子介质的后向散射总光强  $I$  值较球形粒子的大,其中含  $a/b=0.1$  的椭球形粒子的介质的后向散射光总光强  $I$  值较  $a/b=2.5$  的大;含  $D/L=0.2$  的圆柱形粒子的介质的后向散射光总光强  $I$  值较  $D/L=2.5$  的大;两种切比雪夫形粒子的  $I$  分量值接近,但都比椭球形粒子、圆柱形粒子的小。总体而言,介质中粒子的形态对偏振光后向散射光总光强  $I$  有显著影响。

由图 8(b)可知,含各种形状粒子的介质圆偏振

光后向散射光  $V$  分量的值随  $\tau$  的增大趋于各自的恒定值,含球形粒子的介质的圆偏振光后向散射  $V$  分量始终大于 0,后向散射不发生旋性反转,与文献 [6, 30] 的球形粒子情形的结果一致。而含非球形粒子的介质中,除了含  $D/L=0.2$  的圆柱形粒子的介质  $\tau$  在 0 至 10 范围内圆偏振光后向散射  $V$  分量略大于含球形粒子的介质的  $V$  分量,含其他非球形粒子的介质的圆偏振光后向散射  $V$  分量值较球形粒子的小。含  $a/b=0.1$  的椭球形粒子的介质圆偏振光后向散射  $V$  分量的值比含  $a/b=2.5$  的小;含  $D/L=0.2$  的圆柱形粒子的介质的圆偏振光后向散射  $V$  分量,随  $\tau$  的增大先大于含  $D/L=2.5$  的圆柱形粒子介质的  $V$  分量,最后略小于含  $D/L=2.5$  的圆柱形粒子介质  $V$  分量;含切比雪夫形粒子的介质的圆偏振光后向散射  $V$  分量值几乎重合。另外,含  $a/b=0.1$  的椭球形粒子的介质的圆偏振光后向散射  $V$  分量,在  $0 < \tau < 2$  时小于零,表明后向散射光发生了圆偏振旋性反转,这可以解释图 7 中含  $a/b=0.1$  的椭球形粒子介质的  $\Delta_{\text{diff}}$  的绝对值在  $0 < \tau < 2$  时先增大后减小的现象。

图 8(c)表明,含各种形状粒子的介质的线偏振光后向散射  $Q$  分量值大于零,都先随  $\tau$  的增大而增大,最后趋于各自的恒定值,且粒子形状对  $Q$  分量值的影响较大,对于椭球形粒子,含  $a/b=0.1$  的粒子的介质的线偏振光后向散射  $Q$  分量大于含  $a/b=2.5$  的  $Q$  分量;含  $D/L=2.5$  的圆柱形粒子的介质的线偏振光后向散射  $Q$  分量大于含  $D/L=0.2$  的  $Q$  分量;含切比雪夫形粒子的两种介质,线偏振光后向散射  $Q$  分量值差距不大,随着  $\tau$  的增大,含  $n=8, \epsilon=0.1$  的介质的后向散射  $Q$  分量略小于含  $n=4, \epsilon=0.15$  的  $Q$  分量。总体而言,非球形粒子组成的介质的线偏振光后向散射  $Q$  分量值大于球形粒子介质的。

### 3.3 粒子形状对偏振光后向散射光光强空间分布的影响

由 3.1 和 3.2 节可知,在  $\tau$  为 0 至 50 的仿真区间内,相对于含球形瑞利散射粒子的介质,含非球形瑞利散射粒子的介质的  $\Delta_{\text{diff}}$  最大偏离 0.005833,  $I$  分量最大偏离 0.04242,  $V$  分量最大偏离 0.01963,  $Q$  分量最大偏离 0.02441;而含非球形米氏散射粒子的介质,相对于含球形米氏散射粒子的介质,  $\Delta_{\text{diff}}$  最大偏离 0.676639,  $I$  分量最大偏离 0.15652,  $V$  分量最大偏离 0.19327,  $Q$  分量最大偏离 0.03122。显然,粒子形状对米氏散射粒子的影响大得多,下面只讨



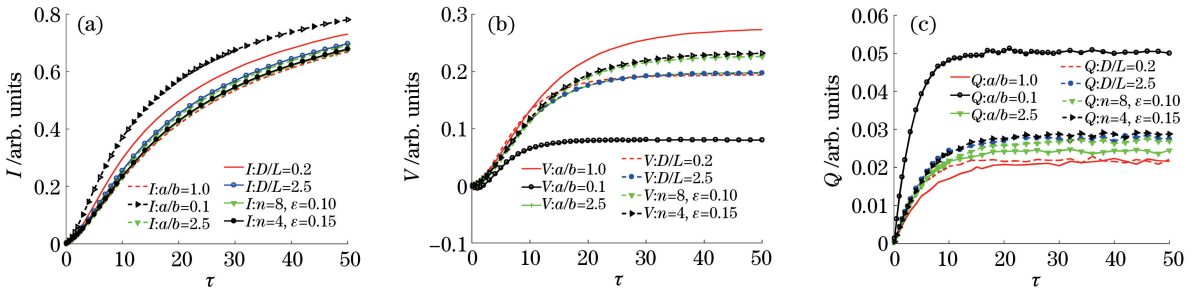


图 8 米氏散射粒子形状对后向散射光总光强以及 Stokes 矢量  $Q$  和  $V$  分量的影响。(a)后向散射总光强随介质光学厚度的变化；(b)圆偏振光入射时后向散射  $V$  分量随介质光学厚度的变化；(c)线偏振光入射时后向散射  $Q$  分量随介质光学厚度的变化

Fig. 8 Influence of Mie-scattering-particle shape on total intensity  $I$  and Stokes vector components  $Q$  and  $V$  of backscattering light. (a) Total intensity  $I$  of backscattering light as a function of optical thickness of medium; (b) component  $V$  of backscattering light as a function of optical thickness of medium when circularly-polarized light is incident; (c) component  $Q$  of backscattering light as a function of optical thickness of medium when linearly-polarized light is incident

论米氏散射粒子的形状对后向散射光光强的空间分布的影响。

图 9 依次给出了在分别含有表 3 中 7 种不同粒子的介质中,光学厚度  $\tau$  为 10 时的后向散射光各光强分量空间分布图,其中总光强  $I$  分布图、线偏振光后向散射的  $Q$  分量分布图和圆偏振光后向散射的  $V$  分量分布图由两种偏振光分别入射介质后,返回到位于光源处的矩形接收面的光子 Stokes 矢量  $I$  分量、 $Q$  分量和  $V$  分量累加而得,矩形接收面的长宽均为  $14/\mu_s$ ,且被分为  $100 \times 100$  个网格,每个网格的数据均以  $10^7$  进行标准化。

图 9(a)~(g)的第  $i$  行表示圆偏振光入射时的后向散射光的  $I$ 、 $V$ 、 $I_R$  以及  $I_L$  的空间分布,第  $ii$  行表示线偏光入射时后向散射  $I$ 、 $Q$ 、 $I_{//}$  以及  $I_{\perp}$  的空间分布。其中,圆偏振光的  $I$ 、 $V$ 、 $I_R$ 、 $I_L$  关系可表示为<sup>[6]</sup>

$$I_R = 0.5(I + V), I_L = 0.5(I - V), \quad (13)$$

线偏振光的  $I$ 、 $Q$ 、 $I_{//}$ 、 $I_{\perp}$  的关系可表示为<sup>[6]</sup>

$$I_{//} = 0.5(I + Q), I_{\perp} = 0.5(I - Q). \quad (14)$$

图 9(a)为含球形粒子的介质对应的分布图,图中显示圆偏振光后向散射光的总光强  $I$  呈对称圆环分布,线偏振光后向散射光的总光强  $I$  呈近似椭圆分布,这与文献[6]的结果一致。圆偏振光后向散射光的  $V$ 、 $I_R$  和  $I_L$  分量也呈对称圆环分布,与方位角无关,而且  $V$  分量在整个区域都大于零;线偏振光后向散射光的  $Q$ 、 $I_{//}$  和  $I_{\perp}$  分量的空间分布均与方位角有关,且  $Q$  分量呈正负交替的花瓣形空间分布, $I_{//}$  分量分布图的中心区域内层近似椭圆、外层近似十字形分布, $I_{\perp}$  分量呈叉形分布,这种叉形分布与 Raković 等<sup>[31]</sup>的实验结果一致。

图 9(b)~(g)分别是含非球形粒子的介质对应的分布图,各图显示圆偏振光后向散射总光的  $I$ 、 $V$  分量, $I_R$  分量和  $I_L$  分量均呈圆环形分布,线偏振光后向散射光总光强  $I$  呈近似椭圆分布, $Q$  分量呈正负交替的花瓣形空间分布, $I_{//}$  分量分布图的中心整体呈近似椭圆形,而  $I_{\perp}$  分量分布图的中心大体呈叉形。虽然各非球形粒子的介质的各分量的分布类似但存在差异,且与含球形粒子的介质情形存在明显不同。

图 9(b)可知,相比于含球形粒子的介质,含  $a/b = 0.1$  的椭球形粒子的介质中:圆偏振光后向散射光的总光强  $I$  分量分布在离光源较远的圆形区域内,圆偏振光后向散射光的  $V$  分量分布图的中央出现较大的值为负的区域,表明该区域内的圆偏振光后向散射光的偏振旋性发生反转,圆偏振光后向散射光的  $I_R$  分量几乎在整个区域都为零, $I_L$  分量的强度分布在离光源较远的圆环内;线偏振光后向散射光的总光强  $I$  分量分布在离光源较远的区域,线偏振光后向散射光的  $Q$  分量同样呈花瓣形分布,但是花瓣中央值为正的区域明显变大, $I_{//}$  分量分布图的中心区域外层不呈十字形分布, $I_{\perp}$  分量几乎在整个区域都为零。

由图 9(c)可知,相比于含球形粒子的介质,含  $a/b = 2.5$  的椭球形粒子的介质中:圆偏振光后向散射光的总光强  $I$  分量分布在离光源较远的圆形区域内,圆偏振光后向散射光的  $V$  分量分布图的中央同样出现了值为负的区域,圆偏振光后向散射光的  $I_R$  分量空间分布强度减弱, $I_L$  分量的变化不明显;线偏振光的后向散射光的总光强  $I$  分量分布在离光源较远的区域,线偏振光后向散射光的  $Q$  分量同样呈花瓣形分布,但是花瓣中央值为正的区域变大, $I_{//}$

分量分布图的中心区域外层呈十字形分布,  $I_{\perp}$  分量空间分布强度减弱。与图 9(b) 中含  $a/b=0.1$  的椭球形粒子的介质相比, 图 9(c) 中的圆偏振光和线偏振光后向散射总光强  $I$  均集中在近光源的区域, 圆偏振光后向散射的  $V$  分量分布图的中央值为负的区域变小, 线偏振光后向散射光的  $Q$  分量分布图的中央值为正的区域变小, 圆偏振光后向散射光的  $I_R$  分量强度变大,  $I_L$  分量的分布更集中, 线偏振光后向散射光的  $I_{//}$  分量分布图的中心区域外层呈十字形分布,  $I_{\perp}$  分量空间分布强度更强。

由图 9(d)~(g) 可知, 含圆柱形粒子和含切比雪夫形粒子的介质也和含椭球形粒子介质相似, 圆偏振光的后向散射光的各分量空间分布和线偏振光的后向散射光的各分量空间分布均与含球形粒子的介质情形有显著差异, 而且含不同形状圆柱形粒子的介质之间也存在差异, 但是两种不同的切比雪夫粒子组成的介质之间各分量差异更小, 且与含球形粒子的介质更接近。

总体而言, 粒子形状对偏振光后向散射光的各光强分量的空间分布具有显著的影响。

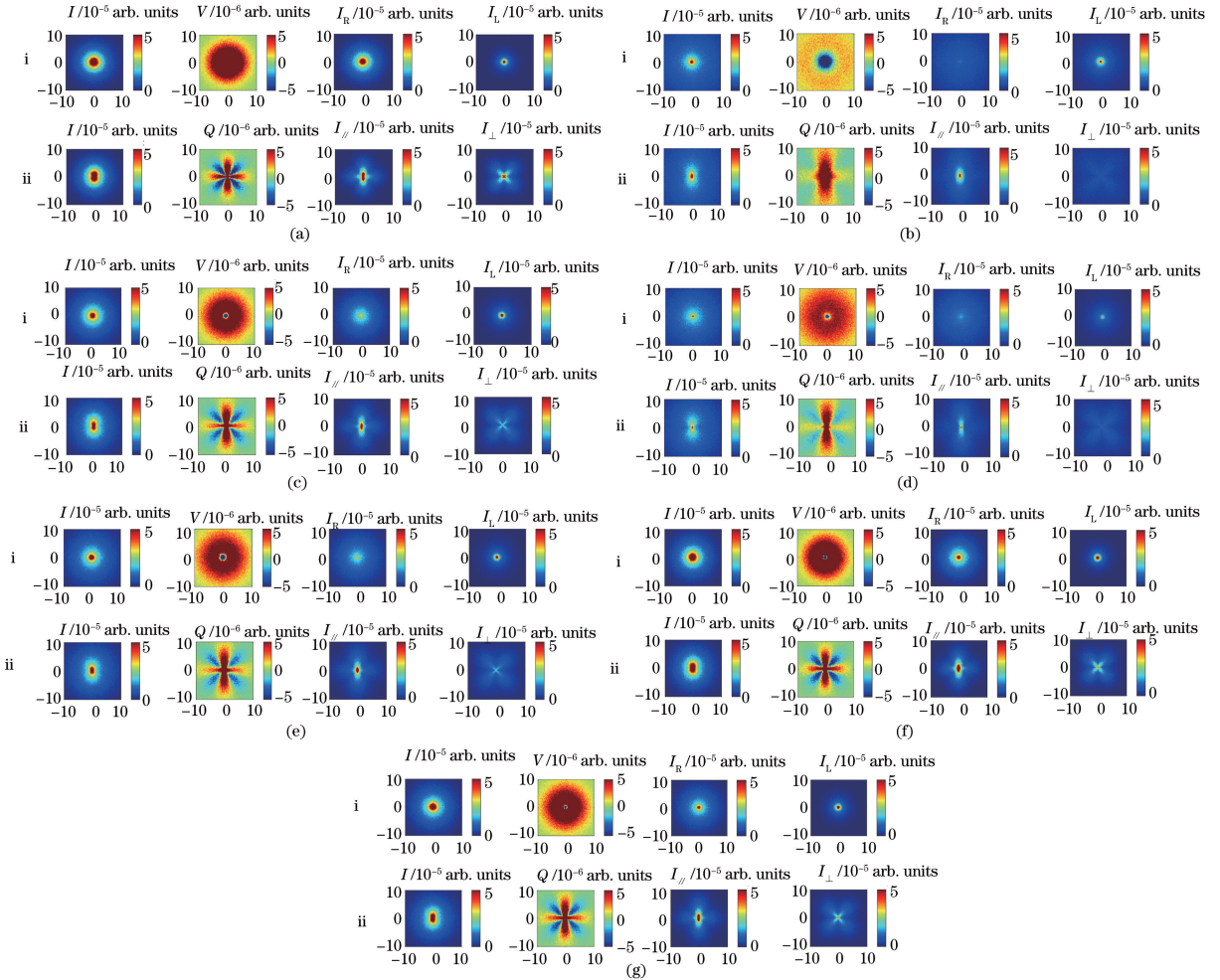


图 9 粒子形状对介质后向散射光强空间分布的影响(i,圆偏振光入射 ii,线偏振光入射)。(a)球形粒子介质;(b)  $a/b=0.1$  的椭球粒子介质;(c)  $a/b=2.5$  的椭球粒子介质;(d)  $D/L=0.2$  的圆柱形粒子介质;(e)  $D/L=2.5$  的圆柱形粒子介质;(f)  $n=4, \epsilon=0.15$  的切比雪夫粒子;(g)  $n=8, \epsilon=0.1$  的切比雪夫粒子介质

Fig. 9 Influence of particle shape on spatial distribution of backscattering-light intensity in medium (i: circularly-polarized light is incident; ii: linearly-polarized light is incident). (a) Medium of spherical particles; (b) medium of elliptical particles with  $a/b=0.1$ ; (c) medium of elliptical particles with  $a/b=2.5$ ; (d) medium of cylindrical particles with  $D/L=0.2$ ; (e) medium of cylindrical particles with  $D/L=2.5$ ; (f) medium of Chebyshev particles with  $n=4$  and  $\epsilon=0.15$ ; (g) medium of Chebyshev particles with  $n=8$  and  $\epsilon=0.1$

### 3.4 粒子形状对后向散射光偏振度空间分布的影响

同样,只讨论米氏散射粒子的形状对介质后向散射光偏振度空间分布的影响。分别针对含球形粒子、椭球形粒子、圆柱形粒子以及切比雪夫形粒子的介质,计算其线偏振光和圆偏振光经散射介质多次

散射后,对应的后向散射线光的线偏振度和圆偏振度的空间分布情况,计算结果如图 10 所示。

由图可知,无论是含球形粒子的介质还是含非球形粒子的介质,线偏振度均呈正负交替的空间分布,圆偏振度与方位角无关,呈对称圆环分布。

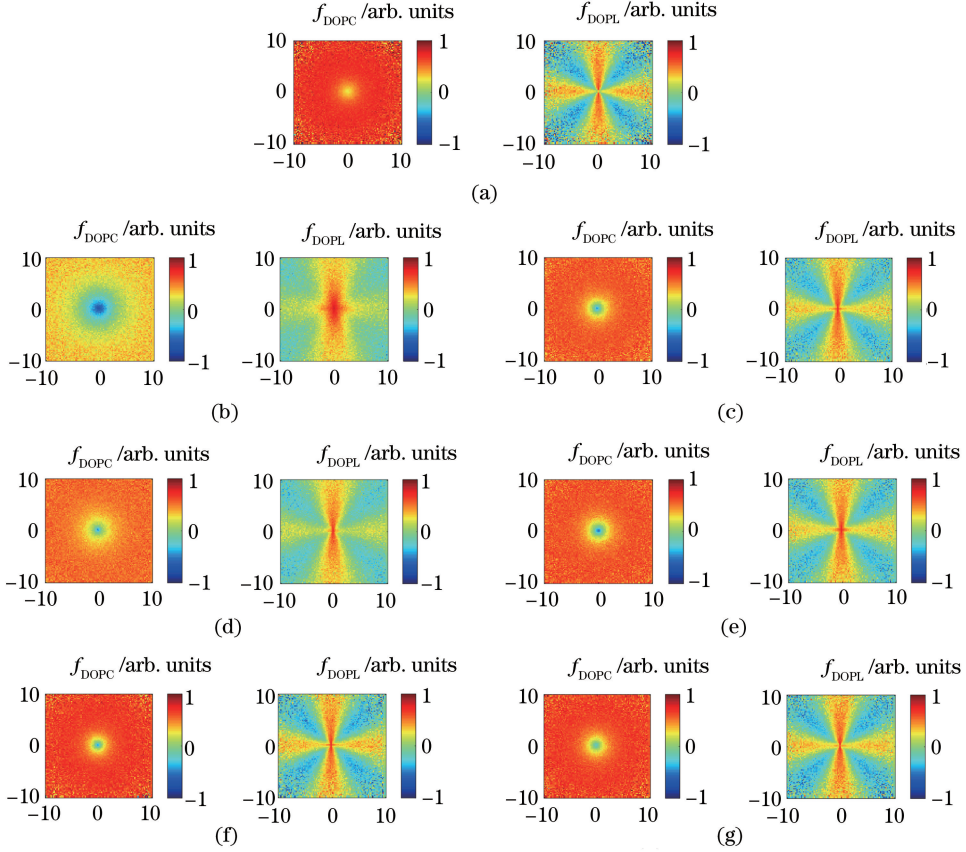


图 10 不同介质的后向散射偏振度的空间分布。(a)球形粒子介质;(b)  $a/b=0.1$  的椭球形粒子介质;(c)  $a/b=2.5$  的椭球形粒子介质;(d)  $D/L=0.2$  的圆柱形粒子介质;(e)  $D/L=2.5$  的圆柱形粒子介质;(f)  $n=4, \epsilon=0.15$  的切比雪夫形粒子介质;(g)  $n=8, \epsilon=0.1$  的切比雪夫形粒子介质

Fig. 10 Spatial distributions of polarization degree of backscattering light from different media. (a) Medium of spherical particles; (b) medium of elliptic particles with  $a/b = 0.1$ ; (c) medium of elliptic particles with  $a/b = 2.5$ ; (d) medium of cylindrical particles with  $D/L=0.2$ ; (e) medium of cylindrical particles with  $D/L=2.5$ ; (f) medium of Chebyshev particles with  $n=4$  and  $\epsilon=0.15$ ; (g) medium of Chebyshev particles with  $n=8$  and  $\epsilon=0.1$

由图 10(a)可知,含球形粒子的介质圆偏振光后向散射光的圆偏振度几乎在整个区域均大于零,表明在含球形粒子的介质中圆偏振光后向散射光不发生旋性反转,而线偏振度在整个区域内呈正负交替的空间分布,表明线偏振光后向散射光会发生偏振方向的改变。

图 10(b)中含  $a/b=0.1$  的椭球形粒子介质,与图 10(a)中含球形粒子介质相比,后向散射光圆偏振度分布图中央近光源位置出现值为负的区域,表明此区域圆偏振旋性反转;线偏振度仍然呈正负交替分布,但是线偏振度分布中央近光源位置处值为

正的区域明显变大;图 10(c)中含  $a/b=2.5$  的椭球形粒子介质,相比于含球形粒子的介质,后向散射光圆偏振度空间分布中央近光源位置同样出现旋性反转的区域,而线偏振度的分布相近。此外,相对于图 10(b)中含  $a/b=0.1$  的椭球形粒子介质,图 10(c)中含  $a/b=2.5$  的椭球粒子介质中的圆偏振度的空间分布中央偏振度为负的区域较小,线偏振度为正的区域的区域也减小。

图 10(d)中含  $D/L=0.2$  的圆柱形粒子介质,相对于图 10(a)中含球形粒子的介质,圆偏振度分布中央近光源处出现偏振度为负的区域,线偏振光

分布相近;相对于图 10(b)中含  $a/b=0.1$  的椭球形粒子介质,圆偏振度分布中央近光源位置值为负的区域减小,线偏振度分布中央偏振度为正的区域的区域减小;与图 10(c)中含  $a/b=2.5$  的椭球形粒子介质相比,圆偏振度分布相近,线偏振度分布也相近。

图 10(e)中含  $D/L=2.5$  的圆柱形粒子介质,相对于图 10(a)中含球形粒子的介质,圆偏振光中央出现偏振度为负的区域,线偏振度中央近光源位置值为正的区域稍大;相对于图 10(b)中含  $a/b=0.1$  的椭球形粒子介质,圆偏振度分布中央值为负的区域较小,线偏度分布中央值为正的区域减小;相对于图 10(c)中含  $a/b=2.5$  的椭球形粒子介质,圆偏振度分布相近,线偏振度分布也相近;与图 10(d)中含  $D/L=0.2$  的圆柱形粒子介质相比,圆偏振度分布相近,线偏振度分布同样相近。

图 10(f)中含  $n=4, \epsilon=0.15$  的切比雪夫形粒子介质,相对于图 10(a)中含球形粒子的介质,圆偏振度中央同样出现值为负的区域,而线偏振度相近;相对于图 10(b)中含  $a/b=0.1$  的椭球形粒子介质,圆偏振度分布中央值为负的区域较小,线偏度分布中央值为正的区域减小;相对于图 10(c)中含  $a/b=2.5$  的椭球形粒子介质,圆偏振度分布相近,线偏振度分布也相近;与图 10(d)中含  $D/L=0.2$  的圆柱形粒子介质相比,圆偏振度分布相近,线偏振度分布中央处值为正的区域稍小;与图 10(e)中含  $D/L=2.5$  的圆柱形粒子介质相比,圆偏振度分布相近,线偏振度分布也相近。

图 10(g)中含  $n=8, \epsilon=0.1$  的切比雪夫形粒子介质,相对于图 10(a)中含球形粒子的介质,圆偏振度分布中央同样出现值为负的区域,而线偏振度分布相近;相对于图 10(b)中含  $a/b=0.1$  的椭球形粒子介质,圆偏振度分布中央值为负的区域较小,线偏度分布中央值为正的区域减小;相对于图 10(c)中含  $a/b=2.5$  的椭球形粒子介质,圆偏振度分布相近,线偏振度分布也相近;与图 10(d)中含  $D/L=0.2$  的圆柱形粒子介质相比,圆偏振度分布相近,线偏振度分布中央值为正的区域稍小;与图 10(e)中含  $D/L=2.5$  的圆柱形粒子介质相比,圆偏振度分布相近,线偏振度分布也相近;与图 10(f)中含  $n=4, \epsilon=0.15$  的切比雪夫形粒子相比,圆偏振度分布相近,线偏振度分布也相近。

总体而言,粒子形状对偏振光在浑浊介质中后向散射光的偏振度分布有明显的影 响,将非球形粒子近似为球形,可能会带来较大的误差。

## 4 结 论

利用 T 矩阵法和蒙特卡罗数值模拟相结合的方法,通过分别含有椭球形、圆柱形以及切比雪夫形等非球形散射粒子的平板散射浑浊介质模型,对粒径满足瑞利散射和米氏散射的粒子进行仿真计算,讨论介质中粒子形状对圆偏振光和线偏振光后向散射光的偏振保持能力的影响,在此基础上进一步分析了粒子形状对后向散射强度空间分布以及偏振度空间分布的影响。计算与分析结果表明:介质中散射粒子形状对后向散射光的偏振度差以及总光强、线偏振光后向散射光的 Stokes 矢量的 Q 分量、圆偏振光后向散射光的 Stokes 矢量的 V 分量均有影响。

对于含瑞利散射粒子的介质,粒子形状对散射光的散射偏振特性影响较小,且线偏振光的偏振保持能力优于圆偏振光,后向散射光的圆偏振旋性发生改变,而线偏振光的偏振方向得到保持。

对于含米氏散射粒子的介质,不同形状散射粒子对散射光的偏振度差的影响不同,含球形粒子介质中圆偏振光的后向散射光偏振保持能力优于线偏振光,但是含非球形粒子的介质的后向散射光中偏振度差在一定的光学厚度  $\tau$  范围内小于零,如轴比  $a/b=0.1$  的椭球形粒子,在介质光学厚度  $0 < \tau < 7$  的范围偏振度差小于零。不同形状的椭球形粒子对后向散射光中的总光强  $I$ 、圆偏振光后向散射光的 V 分量、线偏振光后向散射光的 Q 分量以及偏振度差  $\Delta_{\text{diff}}$  的影响最大,圆柱形粒子影响次之,切比雪夫形粒子影响最小。

粒子形状对后向散射光的偏振度的空间分布以及总光强  $I$ 、线偏振光 Q 分量和圆偏振光 V 分量的空间分布均有显著影响。对于含非球形粒子介质,与含球形粒子介质相比,总光强  $I$  分布在离中心光源较远的区域,线偏振光后向散射光的 Q 分量的正负交替形状具有明显差异,圆偏振光后向散射光的 V 分量分布图中央近光源位置处出现了值为负的区域,且不同形状的粒子该区域大小不同;对于圆偏振光入射,含球形粒子介质的后向散射光的圆偏振度在整个分布区域都为正,而非球形粒子介质分布图中央近光源位置会出现值为负的或大或小的区域;对于线偏振光入射,含非球形粒子的介质后向散射光的线偏振度的空间分布图中央为正的区 域与含球形粒子的介质不同,且不同非球形粒子组成的介质之间也有差异。

显然,对于含有米氏散射粒子的浑浊介质而言,非球形米氏散射粒子介质中偏振光的后向传输结果,与球形米氏散射粒子介质情形相比,存在明显差异。研究的过程与结果可为实现各类偏振光技术提供理论参考。

## 参 考 文 献

- [1] Wang T, Xu J, Zhao X K, et al. Simulation and analysis of infrared radiation transmission in fog based on Monte Carlo method[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2018, 47(12): 1201001.  
王婷, 徐军, 赵选科, 等. 基于 Monte Carlo 方法的雾红外传输仿真及分析[J]. *光子学报*, 2018, 47(12): 1201001.
- [2] He H H, Zeng N, Liao R, et al. Progresses of polarization imaging techniques and their applications in cancer detections[J]. *Progress in Biochemistry and Biophysics*, 2015, 42(5): 419-433.  
何宏辉, 曾楠, 廖然, 等. 偏振光成像技术用于肿瘤病变检测的研究进展[J]. *生物化学与生物物理进展*, 2015, 42(5): 419-433.
- [3] Kunnen B, Macdonald C, Doronin A, et al. Application of circularly polarized light for non-invasive diagnosis of cancerous tissues and turbid tissue-like scattering media [J]. *Journal of Biophotonics*, 2015, 8(4): 317-323.
- [4] 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.
- [5] Schechner Y Y, Karpel N. Recovery of underwater visibility and structure by polarization analysis [J]. *IEEE Journal of Oceanic Engineering*, 2005, 30(3): 570-587.
- [6] Dai J, Gao J, Fan Z G. Polarization-maintaining capacity of backscattered linearly and circularly polarized lights[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2017, 44(5): 0505002.  
戴俊, 高隽, 范之国. 线偏振光与圆偏振光后向散射偏振保持能力 [J]. *中国激光*, 2017, 44(5): 0505002.
- [7] Xu J Y, Gao J, Zhang Y Y, et al. A study on polarization properties for light scattering and transmission in different-concentration media [J]. *Acta Electronica Sinica*, 2015, 43(8): 1604-1609.  
徐敬一, 高隽, 张阳阳, 等. 光在不同浓度介质中散射传输的偏振特性分析 [J]. *电子学报*, 2015, 43(8): 1604-1609.
- [8] Hu S, Gao T C, Liu L, et al. Effect of non-spherical aerosol on light propagation properties[J]. *Journal of PLA University of Science and Technology (Natural Science Edition)*, 2016, 17(2): 147-155.  
胡帅, 高太长, 刘磊, 等. 非球形气溶胶对光波传输特性的影响 [J]. *解放军理工大学学报(自然科学版)*, 2016, 17(2): 147-155.
- [9] Bai L, Tang S Q, Wu Z S, et al. Study of random sample scattering phase functions of polydisperse atmospheric aerosol in ultraviolet band [J]. *Acta Physica Sinica*, 2010, 59(3): 1749-1755.  
白璐, 汤双庆, 吴振森, 等. 紫外波段多分散系气溶胶散射相函数随机抽样方法研究 [J]. *物理学报*, 2010, 59(3): 1749-1755.
- [10] Wang J J, Liu X Y, Zhang Y T, et al. Transmission characteristics of polarized light in aerosol[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2018, 55(8): 080103.  
汪杰君, 刘小燕, 张玉婷, 等. 偏振光在气溶胶中的传输特性研究 [J]. *激光与光电子学进展*, 2018, 55(8): 080103.
- [11] Hopcraft K I, Chang P C Y, Walker J G, et al. Properties of a polarized light-beam multiply scattered by a Rayleigh medium[M] // Moreno F, González F. *Light scattering from microstructures. Lecture notes in physics*. Berlin, Heidelberg: Springer, 2000, 534: 135-158.
- [12] Van der Laan J D, Scrymgeour D A, Kemme S A, et al. Detection range enhancement using circularly polarized light in scattering environments for infrared wavelengths [J]. *Applied Optics*, 2015, 54(9): 2266-2272.
- [13] Zhang Y L, Wang Y M, Huang A P. Influence of suspended particles based on Mie theory on underwater laser transmission[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2018, 45(5): 0505002.  
张莹璐, 王英民, 黄爱萍. 米氏理论下悬浮粒子对水下激光传输的影响 [J]. *中国激光*, 2018, 45(5): 0505002.
- [14] Zhang S, Zhan J T, Fu Q, et al. Influence of inhomogeneous smog environment on transmission characteristics of polarized light [J]. *Acta Optica Sinica*, 2018, 38(7): 0729002.  
张肃, 战俊彤, 付强, 等. 非均匀烟雾环境对偏振光传输特性的影响 [J]. *光学学报*, 2018, 38(7): 0729002.
- [15] 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.
- [16] Guo Y C, Zhang X M. Modeling and simulation of light scattering information of blood cell in fluid flow [J]. Laser Technology, 2013, 37(4): 487-492.  
郭永彩, 张小明. 流体中血红细胞光散射信息的建模与仿真[J]. 激光技术, 2013, 37(4): 487-492.
- [17] Wei P Y, Sun X M, Wang H H, et al. Nonspherical model for biological aerosol and its application to the research of unpolarized light multiple scattering [J]. The Journal of Light Scattering, 2013, 25(2): 121-126.  
魏佩瑜, 孙贤明, 王海华, 等. 非球形生物气溶胶对偏振光的多次散射特性研究[J]. 光散射学报, 2013, 25(2): 121-126.
- [18] Mishchenko M I, Travis L D. Capabilities and limitations of a current FORTRAN implementation of the *T*-matrix method for randomly oriented, rotationally symmetric scatterers [J]. Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, 1998, 60(3): 309-324.
- [19] Xu Q, Wang D Q, Wang X, et al. Computation and analysis on scattering characteristics of single nonspherical particles of atmospheric haze by *T* matrix algorithm [J]. Infrared and Laser Engineering, 2017, 46(11): 1117003.  
徐强, 王东琴, 王旭, 等. 应用 *T* 矩阵法对大气灰霾简单非球形粒子散射特性的计算与分析[J]. 红外与激光工程, 2017, 46(11): 1117003.
- [20] 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.
- [21] Yang P, Wei H L, Kattawar G W, et al. Sensitivity of the backscattering Mueller matrix to particle shape and thermodynamic phase [J]. Applied Optics, 2003, 42(21): 4389-4395.
- [22] Wang H H, Sun X M, Liu W Q, et al. Calculation of single scattering parameters in vector radiative transfer equation [J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2011, 48(2): 022901.  
王海华, 孙贤明, 刘万强, 等. 辐射传输方程中的单  
次散射参数计算 [J]. 激光与光电子学进展, 2011, 48(2): 022901.
- [23] Waterman P C. Matrix formulation of electromagnetic scattering [J]. Proceedings of the IEEE, 1965, 53(8): 805-812.
- [24] Mishchenko M I, Travis L D, Lacis A A. Scattering, absorption, and emission of light by small particles [M]. Wang J A, Wu R H, Ma Z G, et al., Transl. Beijing: National Defense Industry Press, 2013: 126-136.  
Mishchenko M I, Travis L D, Lacis A A. 微粒的光散射、吸收和发射 [M]. 王江安, 吴荣华, 马治国, 等, 译. 北京: 国防工业出版社, 2013: 126-136.
- [25] Ramella-Roman J C, Prahla S A, Jacques S L. Three Monte Carlo programs of polarized light transport into scattering media: part I [J]. Optics Express, 2005, 13(12): 4420-4438.
- [26] Wang L H, Jacques S L, Zheng L Q. MCML: Monte Carlo modeling of light transport in multi-layered tissues [J]. Computer Methods and Programs in Biomedicine, 1995, 47(2): 131-146.
- [27] Van der Laan J D, Wright J B, Kemme S A, et al. Superior signal persistence of circularly polarized light in polydisperse, real-world fog environments [J]. Applied Optics, 2018, 57(19): 5464-5473.
- [28] Shao S Y, Huang Y B, Wei H L, et al. Phase function of prolate spheroidal mono-disperse aerosol particles [J]. Acta Optica Sinica, 2009, 29(1): 108-113.  
邵士勇, 黄印博, 魏合理, 等. 单分散长椭球形气溶胶粒子的散射相函数研究 [J]. 光学学报, 2009, 29(1): 108-113.
- [29] Cheng C, Shi Z L, Cui S C, et al. Modified analytic expression for the single-scattering phase function [J]. Acta Physica Sinica, 2017, 66(18): 180201.  
程晨, 史泽林, 崔生成, 等. 改进的单次散射相函数解析表达式 [J]. 物理学报, 2017, 66(18): 180201.
- [30] Kartazayeva S A, Ni X H, Alfano R R. Backscattering target detection in a turbid medium by use of circularly and linearly polarized light [J]. Optics Letters, 2005, 30(10): 1168-1170.
- [31] Raković M J, Kattawar G W, Mehrübeoglu M, et al. Light backscattering polarization patterns from turbid media: theory and experiment [J]. Applied Optics, 1999, 38(15): 3399-3408.