

非球形椭球粒子参数变化对光偏振特性的影响

张肃 彭杰 战俊彤 付强 段锦 姜会林

Research of the influence of non-spherical ellipsoid particle parameter variation on polarization characteristic of light

Zhang Su Peng Jie Zhan Jun-Tong Fu Qiang Duan Jin Jiang Hui-Lin

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), 65, 064205 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.064205

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.064205>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2016/V65/I6>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

多次散射因素影响下天空偏振光模式的解析模型

[An analytical model for skylight polarization pattern with multiple scattering](#)

物理学报.2014, 63(11): 114201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.114201>

实际加工表面红外激光散射特性的实验研究

[Infrared laser scattering characteristics of machining surfaces](#)

物理学报.2013, 62(24): 244201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.244201>

基于格林函数法研究金属线栅在太赫兹波段的散射特性

[Study on scattering properties of the metal wire gating in a THz band based on 'Green function method'](#)

物理学报.2013, 62(19): 194207 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.194207>

沙丘粗糙面的二次极化电磁散射

[Secondary electromagnetic polarimetric scattering from dune surface](#)

物理学报.2013, 62(14): 144213 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.144213>

火灾烟雾颗粒 532 nm 光散射矩阵实验研究

[Experimental determination of scattering matrix of fire smoke particles at 532 nm](#)

物理学报.2011, 60(8): 084216 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.60.084216>

非球形椭球粒子参数变化对光偏振特性的影响*

张肃^{1)†} 彭杰²⁾ 战俊彤¹⁾ 付强¹⁾ 段锦²⁾ 姜会林¹⁾

1) (长春理工大学, 空地激光通信国防重点学科实验室, 长春 130022)

2) (长春理工大学电信学院, 长春 130022)

(2015年9月23日收到; 2015年12月1日收到修改稿)

针对自然界中多数沙尘、烟煤粒子的非球形问题, 在球形粒子偏振特性的基础上, 进一步研究非球形椭球粒子的折射率、有效半径、粒子形状等参数变化对光偏振特性的影响, 采用基于 T 矩阵的非球形粒子仿真方法, 模拟非偏振光经椭球粒子传输后光的偏振特性及其与球形粒子间的差异, 并以实际沙尘、海洋、烟煤三种气溶胶粒子为例说明结果的正确性. 结果表明: 当折射率实部越小, 虚部越大时, 球形粒子与非球形粒子的偏振差异越不明显; 当粒子有效半径增加时, 球形粒子偏振度的变化比非球形粒子更为明显, 且最大值分别出现在散射角为 150° 和 120° 的位置; 当粒子形状不同时, 不同形状椭球及球形粒子的差异在散射角小于 60° 时并不明显, 且当椭球粒子纵横比互为倒数时, 两种粒子的偏振特性近似相同. 通过以上分析可知, 在光传输过程中, 椭球粒子多数情况下无法被近似为球形粒子进行计算.

关键词: 非球形, 椭球粒子, 偏振特性, T 矩阵

PACS: 42.68.Mj, 52.25.Tx, 42.68.Jg, 42.25.Bs

DOI: 10.7498/aps.65.064205

1 引言

环境污染问题导致空气中沙尘、烟煤等污染液滴和悬浮颗粒的浓度大幅提升, 使得在传输过程中自然光与这些颗粒发生复杂的交互作用, 最终产生偏振光^[1,2]. 在研究整个传输过程中粒子参数变化对光偏振特性的影响具有重要意义.

通常情况下, 利用球形各向均匀同性粒子来近似传输环境^[3], 传输过程的研究可由离散坐标法^[4]、逐次散射法^[5]、倍加-累加法^[6]以及蒙特卡罗方法来进行模拟, 其中蒙特卡罗方法以其在实际应用中受条件限制影响小、计算过程简单的优点而被许多研究者应用于光在球形粒子传输过程中偏振特性的研究^[7]. 基于此, 文献^[8]采用蒙特卡罗方法仿真光经多个球形粒子传输后的斯托克斯矢量和偏振信息的变化. 许多研究者又在此基础上研究周围浓度、湿度等环境变化对球形粒子偏振特性的

影响^[9]. 以上研究为阐明近似球形粒子的偏振传输规律做出了一定贡献.

在自然界中, 多数微粒并非呈现理想的球形, 对于大气环境中沙尘、烟煤粒子的形状, 早在20世纪80年代Hill等^[10]就进行了研究, 并证实了沙尘粒子的椭球性. 近些年来, 研究者在实验室环境下的大量观测证实, 自然界中很大一部分沙尘、烟煤粒子都可以用回转对称的椭球体来描述, 其中扁平 and 扁长的椭球体可分别用来描述近似薄片的圆盘粒子及针状粒子或纤维^[11], 相比于球形粒子更为接近自然界中粒子的真实情况, 且对粒子的描述范围更为广泛. 对于这种对称粒子的研究, 主要的难点在于对粒子形状的描述以及对散射过程的数值计算^[12], 目前所用到的计算方法主要有有限差分域法(FDTD)^[13]、分离变量法(SVM)^[14]、点匹配法(PMM)^[15]、离散偶极子近似(DDA)^[16]以及 T -矩阵等方法. 在众多计算方法中, T 矩阵方法由于对非球形粒子光散射计算更为严格, 且具有局限

* 国家重点基础研究发展计划和国家高技术发展研究计划资助的课题.

† 通信作者. E-mail: susiezhang21@126.com

性小、数值精度高等优点而被广泛应用^[17]. 文献^[18]采用 \mathbf{T} 矩阵算法计算不同形状随机方向冰晶粒子的光学特性; 文献^[19]对非球形粒子和球形粒子分别采用线性 \mathbf{T} 矩阵和 Mie 散射的理论进行研究, 为非球形粒子散射传输提供了理论依据.

在非球形粒子辐射传输的基础上, 为了进一步研究沙尘、烟煤等污染环境对光偏振特性的影响, 本文研究光经非球形椭球粒子传输后的偏振特性, 将基于 \mathbf{T} 矩阵的非球形粒子仿真方法应用到偏振传输中, 在粒子有效半径、折射率及形状等参数条件变化的情况下, 研究非偏振光经椭球粒子传输后的偏振特性, 并分析其与球形粒子间的差异, 更为真实地反映光的传输过程, 为研究非偏振光在非球形椭球粒子中的传输提供理论基础及实验依据.

2 \mathbf{T} 矩阵算法

粒子的 \mathbf{T} 矩阵是与入射波和散射波无关的量, 而由粒子的几何结构和组成成分(粒子形态、尺度参数和复折射率等)决定.

2.1 散射场与入射场间的关系

由矢量球面波和广义边界条件理论, 可得来自散射体外接球之外的入射场和来自于散射体内切球以内的散射场分别可由正则矢量波函数及矢量波函数展开为

$$\begin{aligned} & \bar{E}^{\text{inc}}(\bar{r}) \\ &= \sum_{mn} [a_{mn} Rg\bar{M}_{mn}(k\bar{r}) + b_{mn} Rg\bar{N}_{mn}(k\bar{r})], \quad (1) \\ & \bar{E}^{\text{sca}}(\bar{r}) \end{aligned}$$

$$= \sum_{mn} [p_{mn} \bar{M}_{mn}(k\bar{r}) + q_{mn} \bar{N}_{mn}(k\bar{r})]. \quad (2)$$

散射场展开系数与入射场展开系数之间具有以下线性相关关系:

$$\begin{cases} p_{mn} = \sum_{n'm'} [T_{mnm'n'}^{11} a_{mn} + T_{mnm'n'}^{12} b_{mn}], \\ q_{mn} = \sum_{n'm'} [T_{mnm'n'}^{21} a_{mn} + T_{mnm'n'}^{22} b_{mn}]. \end{cases} \quad (3)$$

$$S_{11}(\hat{n}^{\text{sca}}, \hat{n}^{\text{inc}}) = \frac{1}{k_1} \sum_{nmn'm'} a_{nmn'm'} \cdot [T_{mnm'n'}^{11} \pi_{mn}(\vartheta^{\text{sca}}) \pi_{m'n'}(\vartheta^{\text{inc}}) + T_{mnm'n'}^{21} \tau_{mn}(\vartheta^{\text{sca}}) \pi_{m'n'}(\vartheta^{\text{inc}})]$$

进一步写成矩阵形式为

$$\begin{bmatrix} p \\ q \end{bmatrix} = \mathbf{T} \cdot \begin{bmatrix} a \\ b \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T^{11} & T^{12} \\ T^{21} & T^{22} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} a \\ b \end{bmatrix}. \quad (4)$$

2.2 \mathbf{T} 矩阵的计算

(4) 式中的矩阵 \mathbf{T} 可表示为

$$\mathbf{T} = -Rg\mathbf{Q} \cdot \mathbf{Q}^{-1}, \quad (5)$$

其中 \mathbf{Q} 和 $Rg\mathbf{Q}$ 分别为 2×2 的矩阵, 表示为

$$\mathbf{Q} = \begin{bmatrix} \mathbf{P} & \mathbf{R} \\ \mathbf{S} & \mathbf{U} \end{bmatrix}, \quad (6)$$

矩阵 \mathbf{Q} 中的各元素 \mathbf{P} , \mathbf{R} , \mathbf{S} 和 \mathbf{U} 则由散射体的表面场进行展开得到, 由具有 k_s 的矢量波函数 \bar{M}_{mn} , \bar{N}_{mn} 及正则矢量球面波函数 $Rg\bar{M}_{mn}$, $Rg\bar{N}_{mn}$ 表示.

$$\begin{cases} P_{mnm'n'} = -ik k_s J_{mnm'n'}^{21} - ik^2 J_{mnm'n'}^{12}, \\ R_{mnm'n'} = -ik k_s J_{mnm'n'}^{11} - ik^2 J_{mnm'n'}^{22}, \\ S_{mnm'n'} = -ik k_s J_{mnm'n'}^{22} - ik^2 J_{mnm'n'}^{11}, \\ U_{mnm'n'} = -ik k_s J_{mnm'n'}^{12} - ik^2 J_{mnm'n'}^{21}; \end{cases} \quad (7)$$

$$\begin{bmatrix} J_{mnm'n'}^{11} \\ J_{mnm'n'}^{12} \\ J_{mnm'n'}^{21} \\ J_{mnm'n'}^{22} \end{bmatrix} = (-1)^m \int_s dS \cdot \hat{n}(r) \times \begin{bmatrix} Rg\bar{M}_{m'n'}(k_s r, \vartheta, \phi) \times \bar{M}_{-mn}(kr, \vartheta, \phi) \\ Rg\bar{M}_{m'n'}(k_s r, \vartheta, \phi) \times \bar{N}_{-mn}(kr, \vartheta, \phi) \\ Rg\bar{N}_{m'n'}(k_s r, \vartheta, \phi) \times \bar{M}_{-mn}(kr, \vartheta, \phi) \\ Rg\bar{N}_{m'n'}(k_s r, \vartheta, \phi) \times \bar{N}_{-mn}(kr, \vartheta, \phi) \end{bmatrix}. \quad (8)$$

对于 $Rg\mathbf{Q}$ 的计算, 则是采用其中的正则矢量球面波函数代替上式中的矢量球面波函数进行计算.

2.3 散射振幅矩阵的求解

将由 \mathbf{T} 矩阵得到的散射场展开系数代入到 (2) 式, 结合公式

$$E^{\text{sca}}(r\hat{n}^{\text{sca}}) = \frac{e^{ik_1 r}}{r} \bar{A}(\hat{n}^{\text{sca}}, \hat{n}^{\text{inc}}) \cdot E_0^{\text{inc}},$$

则散射振幅矩阵元素表示如下:

$$+ T_{mnm'n'}^{12} \pi_{mn}(\vartheta^{\text{sca}}) \tau_{m'n'}(\vartheta^{\text{inc}}) + T_{mnm'n'}^{22} \tau_{mn}(\vartheta^{\text{sca}}) \pi_{m'n'}(\vartheta^{\text{inc}})] \cdot \exp [i (m\varphi^{\text{sca}} - m'\varphi^{\text{inc}})], \quad (9)$$

$$S_{12}(\hat{n}^{\text{sca}}, \hat{n}^{\text{inc}}) = \frac{1}{ik_1} \sum_{nmn'm'} a_{mnm'n'} \cdot [T_{mnm'n'}^{11} \pi_{mn}(\vartheta^{\text{sca}}) \tau_{m'n'}(\vartheta^{\text{inc}}) + T_{mnm'n'}^{21} \tau_{mn}(\vartheta^{\text{sca}}) \pi_{m'n'}(\vartheta^{\text{inc}}) + T_{mnm'n'}^{12} \pi_{mn}(\vartheta^{\text{sca}}) \pi_{m'n'}(\vartheta^{\text{inc}}) + T_{mnm'n'}^{22} \tau_{mn}(\vartheta^{\text{sca}}) \tau_{m'n'}(\vartheta^{\text{inc}})] \cdot \exp [i (m\varphi^{\text{sca}} - m'\varphi^{\text{inc}})], \quad (10)$$

$$S_{21}(\hat{n}^{\text{sca}}, \hat{n}^{\text{inc}}) = \frac{i}{k_1} \sum_{nmn'm'} a_{mnm'n'} \cdot [T_{mnm'n'}^{11} \tau_{mn}(\vartheta^{\text{sca}}) \pi_{m'n'}(\vartheta^{\text{inc}}) + T_{mnm'n'}^{21} \pi_{mn}(\vartheta^{\text{sca}}) \pi_{m'n'}(\vartheta^{\text{inc}}) + T_{mnm'n'}^{12} \tau_{mn}(\vartheta^{\text{sca}}) \tau_{m'n'}(\vartheta^{\text{inc}}) + T_{mnm'n'}^{22} \pi_{mn}(\vartheta^{\text{sca}}) \tau_{m'n'}(\vartheta^{\text{inc}})] \cdot \exp [i (m\varphi^{\text{sca}} - m'\varphi^{\text{inc}})], \quad (11)$$

$$S_{22}(\hat{n}^{\text{sca}}, \hat{n}^{\text{inc}}) = \frac{1}{k_1} \sum_{nmn'm'} a_{mnm'n'} \cdot [T_{mnm'n'}^{11} \tau_{mn}(\vartheta^{\text{sca}}) \tau_{m'n'}(\vartheta^{\text{inc}}) + T_{mnm'n'}^{21} \pi_{mn}(\vartheta^{\text{sca}}) \tau_{m'n'}(\vartheta^{\text{inc}}) + T_{mnm'n'}^{12} \tau_{mn}(\vartheta^{\text{sca}}) \pi_{m'n'}(\vartheta^{\text{inc}}) + T_{mnm'n'}^{22} \pi_{mn}(\vartheta^{\text{sca}}) \pi_{m'n'}(\vartheta^{\text{inc}})] \cdot \exp [i (m\varphi^{\text{sca}} - m'\varphi^{\text{inc}})], \quad (12)$$

其中

$$\alpha_{mnm'n'} = i^{n'-n-1} (-1)^{m+m'} \times \left[\frac{(2n+1)(2n'+1)}{n(n+1)n'(n'+1)} \right]^{1/2},$$

$$\pi_{mn}(\vartheta) = \frac{m d_{0m}^n(\vartheta)}{\sin \vartheta},$$

$$\pi_{-mn}(\vartheta) = (-1)^{m+1} \pi_{mn}(\vartheta),$$

$$\tau_{mn}(\vartheta) = \frac{d d_{0m}^n(\vartheta)}{d\vartheta},$$

$$\tau_{-mn}(\vartheta) = (-1)^m \tau_{mn}(\vartheta).$$

通过以上振幅矩阵, 则可了解该粒子的散射特征, 进而求得散射矩阵、消光矩阵等参数.

3 非球形椭球粒子的尺寸分布计算

3.1 非球形椭球粒子的尺寸

研究绕轴旋转对称的非球形椭球粒子的形状特征, 该粒子在球坐标系下可表示为

$$r(\theta, \phi) = a \left[\sin^2 \theta + \frac{a^2}{b^2} \cos^2 \theta \right]^{-\frac{1}{2}}, \quad (13)$$

其中 θ 为球坐标的顶角, ϕ 为方位角, b 和 a 分别为旋转轴(垂直)方向和垂直于旋转轴方向的半轴长. 椭球粒子的尺度参数通过等表面积球半径 r 来表示, 则具有同等表面积的等效球体粒子的半径分别为

$$\begin{cases} r = \frac{1}{2} \left[2a^2 + 2ab \frac{\arcsin e}{e} \right]^{1/2} & b > a, \\ r = \frac{1}{2} \left[2a^2 + \frac{b^2}{e} \ln \left(\frac{1+e}{1-e} \right) \right]^{1/2} & b < a, \end{cases} \quad (14)$$

其中 $e = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon^2 - 1}}$, 对于扁长椭球, $\varepsilon = b/a$, 对于扁平椭球, $\varepsilon = a/b$.

3.2 非球形椭球粒子的尺度谱分布

椭球粒子的尺度谱分布由两个重要的属性决定, 分别为有效半径 r_{eff} 和有效方差 v_{eff} , 表示为

$$r_{\text{eff}} = \frac{1}{\langle G \rangle} \int_0^\infty r \pi r^2 n(r) dr, \quad (15)$$

$$v_{\text{eff}} = \frac{1}{\langle G \rangle r_{\text{eff}}^2} \int_0^\infty (r - r_{\text{eff}})^2 \pi r^2 n(r) dr, \quad (16)$$

其中, $\langle G \rangle = \int_0^\infty \pi r^2 n(r) dr$, $n(r) dr$ 表示由尺寸参数 r 到 $r + dr$ 的尺寸分布, 对于用来估计自然粒子的尺寸分布有多种方法, 为了能够得到固定的尺寸参数, 不受计算数值精度的影响, 且当 r_{eff} , v_{eff} 和 ε 值很大时, 可采用汇聚的 \mathbf{T} 矩阵方法进行计算^[20], 本文采用指数分布方式 ($n(r) \propto r^{-m}$, $r \in [r_{\text{min}}, r_{\text{max}}]$) 对粒子尺寸分布进行估计, 其可得到精确的尺寸参数 r_{min} 和 r_{max} , 以此计算 r_{eff} 和 v_{eff} . 选择指数 $m = 3$, 则指数分布的表达式为

$$n(r) = \begin{cases} \frac{2r_{\text{min}}^2 r_{\text{max}}^2}{r_{\text{max}}^2 - r_{\text{min}}^2} r^{-3}, & r_{\text{min}} \leq r \leq r_{\text{max}}, \\ 0, & \text{其他.} \end{cases} \quad (17)$$

将(17)式代入(15)和(16)式, 得

$$\begin{cases} \frac{(r_{\text{max}} - r_{\text{min}})}{\ln(r_{\text{max}}/r_{\text{min}})} = x_{\text{eff}}, \\ r_{\text{max}} + r_{\text{min}} = 2x_{\text{eff}} \cdot (v_{\text{eff}} + 1), \end{cases} \quad (18)$$

则可以确定有效半径及有效方差与 r_{\min} 和 r_{\max} 的关系.

4 非球形椭球粒子光偏振特性的仿真与分析

对于对称的非球形粒子, 介质的散射矩阵 $F(\Theta)$ 中含有 8 个非零元素, 且只有 6 个元素是独立的, 表示为

$$F(\Theta) = \begin{bmatrix} a_1(\Theta) & b_1(\Theta) & 0 & 0 \\ b_1(\Theta) & a_2(\Theta) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & a_3(\Theta) & b_2(\Theta) \\ 0 & 0 & -b_2(\Theta) & a_4(\Theta) \end{bmatrix}, \quad (19)$$

其中 Θ 为从 0—180° 的散射角度, 散射矩阵中各元素在广义球函数和 Winger 函数中展开 [21].

当非偏振光入射时, 线偏振度 P_L 可表示为

$$P_L = \frac{I_{\perp} - I_{\parallel}}{I_{\perp} + I_{\parallel}} = -\frac{b_1}{a_1}. \quad (20)$$

采用 Mishchenko 等 [22] 的 T 矩阵程序, 在可见光波

段下研究非偏振光入射时非球形椭球粒子各参数变化对光偏振特性的影响及其与球形粒子间的差异.

4.1 非球形椭球粒子折射率对偏振的影响

研究非球形粒子折射率对偏振的影响, 选择粒子的有效半径为 1, a/b 分别取 0.5, 0.8, 1.5 和 2, 当 $a/b = 1$ 时, 则此时为球形粒子.

4.1.1 折射率实部对偏振的影响

图 1 所示为折射率实部变化对光偏振影响的仿真结果, 其中折射率虚部为 0.005, 折射率实部在自然界中较典型的气溶胶折射率实部范围内选取, 分别为 1.31, 1.45, 1.55 和 1.75, 在此范围内研究折射率实部的影响. 从图中可以看出, 随着折射率实部的增加, 球形粒子与非球形粒子的偏振度差异越来越明显, 当折射率实部为 1.31 (图 1(a)) 时, 球形与非球形粒子在偏振上的差异最小, 这是由于折射率实部体现物体内部的散射效果, 当这一值很小时, 则球形粒子与非球形粒子由散射引起的偏振差异并不明显.

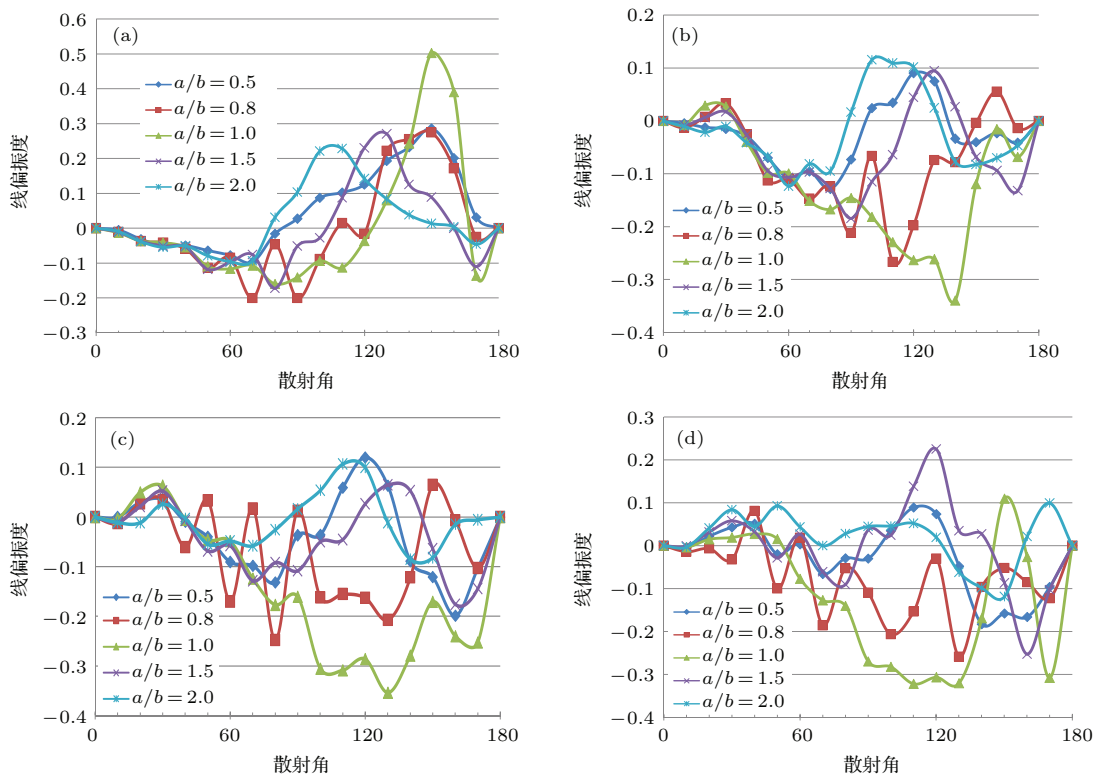


图 1 (网刊彩色) 折射率实部变化对光偏振的影响 (a) 折射率实部 1.31; (b) 折射率实部 1.45; (c) 折射率实部 1.55; (d) 折射率实部 1.75

Fig. 1. (color online) Polarization influence of light at different real parts of the refractive index: (a) Real part of refractive index 1.31; (b) real part of refractive index 1.45; (c) real part of refractive index 1.55; (d) real part of refractive index 1.75.

4.1.2 折射率虚部对偏振的影响

折射率虚部变化对光偏振影响的仿真结果如图2所示, 其中折射率实部为1.31, 折射率虚部分别为0.005, 0.05, 0.01和0.5. 从图2(a)—(d)可知, 随着相对折射率虚部的增加, 非球形和球形粒子的差异值逐渐减弱, 导致最终消失, 且线偏振度全部为正值. 出现这一现象是由于当体现吸收效果的折射率虚部吸收足够大时, 散射图样主要由衍射和表面反射来决定, 则此时在相同材料下球体与表面等效无规则取向的椭球体的表面反射散射图案是相同的 [23].

4.2 非球形椭球粒子有效半径对偏振的影响

当折射率为1.31+0.05时, 研究扁长、扁平椭球及球形粒子有效半径分别为0.5, 0.8, 1.0和1.2时对偏振的影响, 结果如图3所示. 从图3可知, 随着有效半径的增加, 球形粒子线偏振度的变化相比于椭球粒子更为明显, 且扁长和扁平椭球粒子都在散射角为120°附近时出现线偏振度的最大值, 而球形

粒子则在150°附近出现线偏振度的最大值. 这一特征也可以用来区分球形与椭球粒子.

4.3 粒子形状对光偏振的影响

为了研究粒子形状, 即纵横比 a/b 对偏振的影响, 计算扁长($a/b = 1/2$)椭球粒子及扁平($a/b = 2$)椭球粒子与球形粒子在不同散射角情况下线偏振度的差异 δ , 表示为

$$\delta = |P_L^s - P_L^e|$$

其中, P_L^s 为球形粒子的线偏振度, P_L^e 为椭球粒子的线偏振度.

以图2(a)显示的仿真结果为例, δ 的计算结果如表1所列, 其中散射角度每隔20°选择一个采样点, $\delta_{0.5}$, $\delta_{0.8}$, $\delta_{1.5}$ 和 δ_2 分别为纵横比是0.5, 0.8, 1.5及2时与球形粒子在线偏振度上的偏差值. 由表1可知, 当散射角小于60°时, 椭球及球形粒子的差异并不明显, 则在解决椭球粒子近前向散射时, 应用Mie散射理论同样可以很好地解释非球形椭球粒子的散射情况, 这一现象在图1—图3中均有

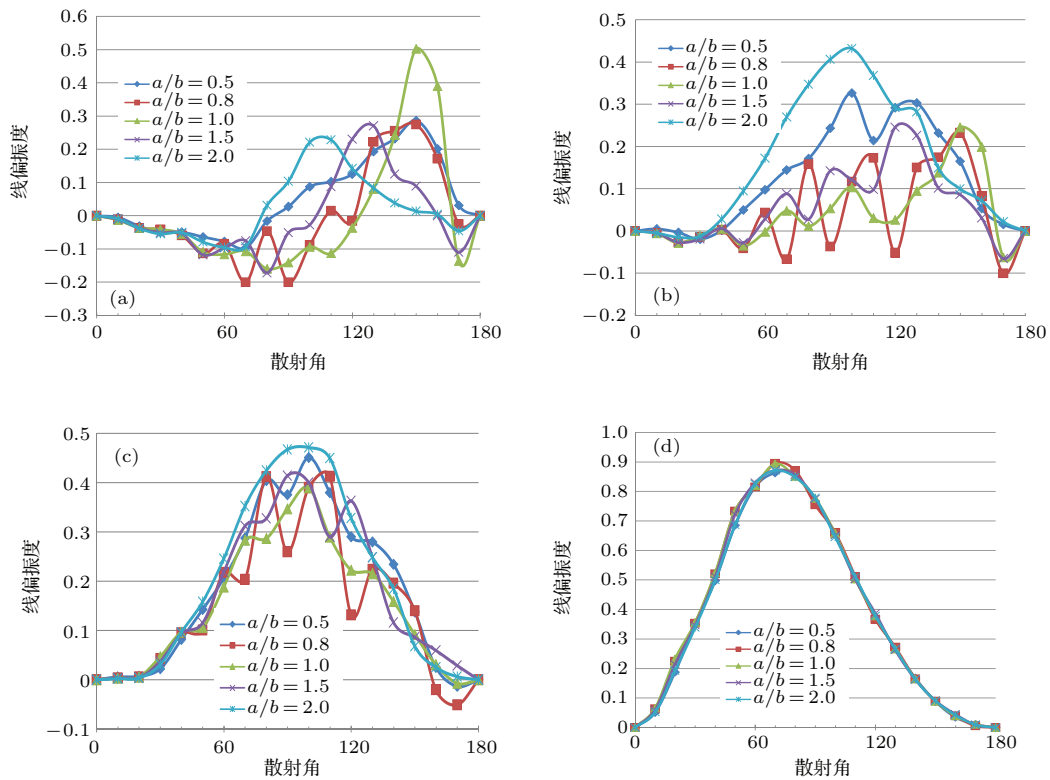


图2 (网刊彩色) 折射率虚部变化对光偏振的影响 (a) 折射率虚部为0.005; (b) 折射率虚部为0.05; (c) 折射率虚部为0.1; (d) 折射率虚部为0.5

Fig. 2. (color online) Polarization influence of light at different image parts of the refractive index: (a) Image part of refractive index 0.005; (b) image part of refractive index 0.05; (c) image part of refractive index 0.1; (d) image part of refractive index 0.5.

表1 椭球粒子与球形粒子线偏振度的差异值
Table 1. Difference in the degree of linear polarization between the ellipsoid and spheroid particles.

Scattering angle	20°	40°	60°	80°	100°	120°	140°	160°
$\delta_{0.5}$	0.0056	0.0056	0.0391	0.1437	0.181	0.162	0.011	0.1894
$\delta_{0.8}$	0.0003	0.0045	0.0318	0.1126	0.0055	0.0207	0.0122	0.2191
$\delta_{1.5}$	0.0002	0.0016	0.0192	0.013	0.0659	0.2669	0.1177	0.3903
δ_2	0.0018	0.0043	0.0207	0.1905	0.3148	0.179	0.2046	0.3866

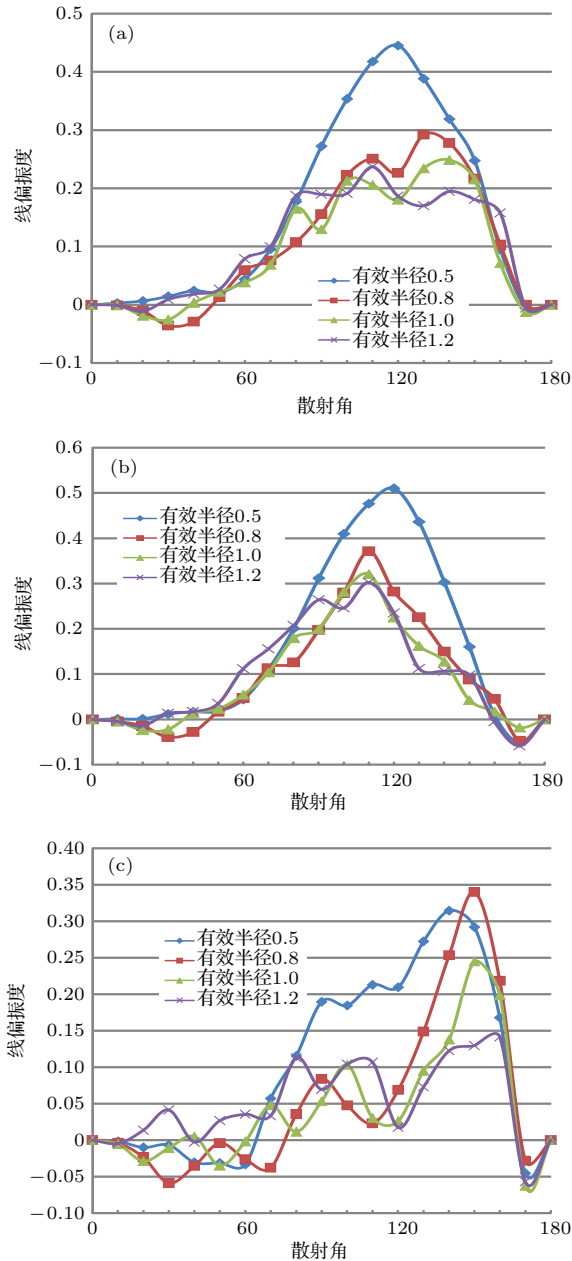


图3 (网刊彩色) 有效半径变化对光偏振的影响 (a) 扁长椭球形 $a/b = 0.5$; (b) 扁平椭球形 $a/b = 2$; (c) 球形 $a/b = 1$

Fig. 3. (color online) Polarization influence of light at different effective radius: (a) Prolate spheroid $a/b = 0.5$; (b) oblate spheroid $a/b = 2$; (c) spheroid $a/b = 1$.

所体现. 此外, 观察图1—图3横纵比 a/b 分别为 0.5 和 2 的仿真结果, 可以发现对于 a/b 及 b/a (即 ϵ 值) 的值相同的椭球粒子, 线偏振度的曲线趋势近似相同, 则说明在描述椭球粒子散射时比值 ϵ 的重要性.

4.4 几种典型气溶胶的非球形粒子对光偏振的影响

在以上研究的基础上, 分别给出沙尘、海洋及烟煤气溶胶粒子的有效半径及折射率等参数, 如表2所列. 对该有效半径下横纵比不同的椭球及球形粒子进行仿真分析, 得到的结果如图4所示, 相比于椭球粒子, 球形粒子随气溶胶种类的不同线偏振度曲线的变化更大, 这是由于三种粒子的半径不同所造成的; 在烟煤气溶胶 (如图4(c)所示) 中, 球形与椭球粒子的曲线基本符合, 这主要是折射率虚部足够大的影响. 通过三种气溶胶粒子的共同特征, 可以看出在散射角度小于 60° 时, 线偏振对粒子形状的依赖性较弱, 线偏振度基本相同, 且 ϵ 值相等的两条曲线在趋势上大致相同. 这三种典型气溶胶粒子对光线偏振度影响的仿真结果进一步说明了非球形椭球粒子的半径、折射率及形状的变化对光偏振的影响, 及其与球形粒子在线偏振度影响上的差异.

表2 几种典型气溶胶粒子的有效半径、折射率取值
Table 2. Effective radius and reflective index of several typical aerosol particles.

Particles	Effective radius/ μm	Real part of reflective index	Imaginary part of reflective index
Sand-dust aerosol	0.6	1.53	0.008
Marine aerosol	0.5	1.381	4.3×10^{-4}
Carbonaceous aerosol	0.37	1.75	0.44

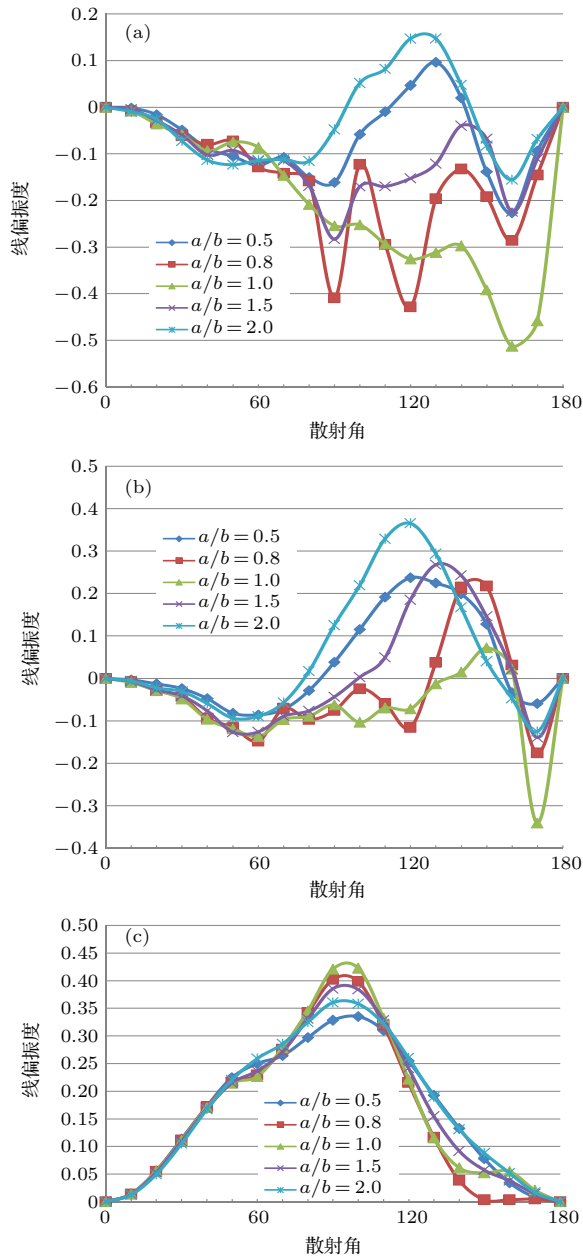


图4 (网刊彩色) 沙尘、海洋、烟煤气溶胶的椭球及球形粒子对光偏振的影响 (a) 沙尘气溶胶粒子; (b) 海洋气溶胶粒子; (c) 烟煤气溶胶粒子

Fig. 4. (color online) Polarization influence between the ellipsoid and spheroid particles of sand-dust aerosol, marine aerosol and carbonaceous aerosol: (a) Sand-dust aerosol; (b) marine aerosol; (c) carbonaceous aerosol.

5 结 论

为了反映光在沙尘、烟煤粒子中传输的真实情况, 针对沙尘、烟煤环境中多数存在的非球形椭球粒子, 研究粒子参数变化对光偏振特性的影响, 通过分析非球形椭球粒子的尺寸分布特性, 采用 T 矩阵的仿真方法, 模拟非偏振光经不同折射率、不同

尺寸大小及不同形状椭球粒子传输后偏振特性的变化, 与球形粒子进行对比, 分析二者间的差异, 并根据自然界中常见的沙尘、海洋、烟煤气溶胶粒子的实际参数, 验证分析结果的正确性. 结果表明: 1) 随着折射率实部的增加, 椭球粒子与球形粒子间的偏振度差异逐渐增加; 随着折射率虚部的增加, 非球形和球形粒子的偏振度值差异逐渐减弱, 导致最终消失, 且线偏振度的值全部为正; 2) 随着有效半径的增加, 球形粒子线偏振度的变化相比于椭球粒子更为明显, 且椭球粒子与球形粒子分别在散射角为 120° 和 150° 附近出现线偏振度的最大值; 3) 分析不同形状椭球及球形粒子, 当散射角小于 60° 时, 椭球及球形粒子的差异并不明显, 且横纵比 a/b 的值互为倒数的椭球粒子的线偏振度随散射角的变化趋势近似相同. 以上结果表明, 当用球形粒子对偏振传输特性进行分析时, 与椭球粒子的真实情况存在一定差异, 则进一步说明研究椭球粒子对光偏振影响的重要性.

参考文献

- [1] Wu L H, Zhang J, Fan Z G, Gao J 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 114201 (in Chinese) [吴良海, 张骏, 范之国, 高隽 2014 物理学报 **63** 114201]
- [2] Sun X M, Wang H H, Liu W Q, Shen J 2009 *Chin. Phys. B* **18** 1040
- [3] Ramella-Roman J C, Prahla S A, Jacques S L 2005 *Opt. Express* **13** 4420
- [4] Hohner D, Wirtz S, Kruggel-Emden H, Scherer V 2011 *Powder Technol.* **208** 643
- [5] Min Q L, Duan M Z 2004 *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **87** 243
- [6] Prahla S A, van Gemert M J C, Welch A J 1993 *Appl. Opt.* **32** 559
- [7] Zhu C G, Liu Q 2013 *J. Biomed. Opt.* **18** 050902
- [8] Zhang Q Q, Gao J, Xu X H, Xie Z 2012 *Chin. J. Laser* **39** 1213001 (in Chinese) [张倩倩, 高隽, 徐小红, 谢昭 2012 中国激光 **39** 1213001]
- [9] Cai J, Gao J, Fan Z G, Feng S, Fang J 2013 *Chin. J. Lumin.* **34** 639 (in Chinese) [蔡嘉, 高隽, 范之国, 冯岫, 方静 2013 发光学报 **34** 639]
- [10] Hill S C, Hill A C, Barber P W 1984 *Appl. Opt.* **23** 1025
- [11] Sun X M, Wang H H, Shen J, Wang S J 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 114216 (in Chinese) [孙贤明, 王海华, 申晋, 王淑君 2011 物理学报 **60** 114216]
- [12] Cao Y Y, Stilgoe A B, Chen L, Nieminen T A, Rubinsztein-Dunlop H 2012 *Opt. Express* **20** 12987
- [13] Karpisz T, Salski B, Szumska A, Klimczak M, Buczynski R 2015 *Opt. Quant. Electron.* **47** 99
- [14] Yin Z H 2014 *Appl. Mech. Mater.* **556-562** 3642
- [15] Michael Kahnert F 2002 *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **79-80** 775

- [16] Draine B T, Flatau P J 1994 *J. Opt. Soc. Am. A* **11** 1491
- [17] Wei P Y, Sun X M, Wang H H, Lei C X 2013 *J. Light Scatt.* **25** 121 (in Chinese) [魏佩瑜, 孙贤明, 王海华, 类成新 2013 光散射学报 **25** 121]
- [18] Bi L, Yang P 2014 *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **138** 17
- [19] Spurr R, Wang J, Zeng J, Mishchenko M I 2012 *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **113** 425
- [20] Mishchenko M I, Travis L D, Lacis A A 2004 *Scattering, Absorption, and Emission of Light by Small Particles* (Volume 1) (New York: NASA Goddard Institute for Space Studies) p160
- [21] Siewert C E 1981 *Astrophys. J.* **245** 1080
- [22] Mishchenko M I, Travis L D 1998 *J. Quant. Spectrosc. Radiant. Transfer* **60** 309
- [23] Mishchenko M I, Travis L D 1994 *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **51** 759

Research of the influence of non-spherical ellipsoid particle parameter variation on polarization characteristic of light*

Zhang Su^{1)†} Peng Jie²⁾ Zhan Jun-Tong¹⁾ Fu Qiang¹⁾ Duan Jin²⁾ Jiang Hui-Lin¹⁾

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

2) (*School of Electronics and Information Engineering, Changchun University of Science and Technology, Changchun 130022, China*)

(Received 23 September 2015; revised manuscript received 1 December 2015)

Abstract

There are many non-spherical particles in the sand-dust and carbonaceous environment of the natural world, but this kind of particles are in most cases approximated by the spheres in the description of the transmission process, which cannot reflect the actual state of the transmission through the particles. For this reason, on the basis of polarization characteristic of spherical particles, a further research is made on the polarization characteristic with different refractive index, effective radius, particle shape, and other parameters of ellipsoid particles. When the non-polarized light is used as the incident light, the T-matrix method is applied to the simulation of the transmission process of the non-spherical particles, and the power-law size distribution is used to describe the size distribution condition of the particles, which is the most effective method to show the whole process of light scattering through non-spherical particles. With this method, the polarization characteristic after the transmission of the ellipsoid particles and the polarization differences between the ellipsoid and spherical particles can be obtained, and at the same time the examples of the sand-dust, marine and carbonaceous aerosols are given to show the validity of the results. Simulation results show that the smaller the real part of the refractive index and the larger the imaginary part of the refractive index, the less obvious the polarization character differences between the ellipsoid and spherical particles are. When the effective radius of particle increases, the DOP (degree of polarization) variation of the spherical particles is more obvious than the non-spherical particles, and the maximum values are at the positions of the scattering angles 150° and 120° respectively. When the particle shape is different, the differences between the ellipsoid at diverse vertical-to-horizontal ratio and spherical particles are not obvious if the scattering angle is less than 60° , and when the vertical-to-horizontal ratio of the ellipsoid particle is reciprocal, the polarization character of the two kinds of particles becomes the same. Through the analysis above, in the process of transmission, in most circumstances the ellipsoid particles cannot be approximated by spherical particles for computation, and the parameters of the refractive index, effective radius, shape of the ellipsoid particles can all influence the polarization character.

Keywords: nonsphericity, ellipsoid particle, polarization character, T matrix

PACS: 42.68.Mj, 52.25.Tx, 42.68.Jg, 42.25.Bs

DOI: 10.7498/aps.65.064205

* Project supported by the National Basic Research Program of China and the National High Technology Research and Development Program of China.

† Corresponding author. E-mail: susiezhang21@126.com