

DOI: 10.3969/j.issn.1673-6141.2023.05.006

# 沙尘气溶胶粒子多波长退偏振特性仿真研究

王颖<sup>1,2</sup>, 刘东<sup>1\*</sup>

(1 中国科学院合肥物质科学研究院安徽光学精密机械研究所, 中国科学院大气光学重点实验室,  
安徽 合肥 230031;  
2 中国科学技术大学, 安徽 合肥 230026)

**摘要:** 采用OPAC (Optical Properties of Aerosols and Clouds) 模型提供的沙尘粒子谱分布和复折射率参数, 结合多个入射波长, 对群体沙尘气溶胶粒子的退偏振比进行了数值模拟计算。计算获得 1064 nm、532 nm 和 355 nm 入射波长下, 不同轴比超椭球模型的沙尘气溶胶粒子群体的退偏振比分别为 0.317, 0.397 和 0.446, 其中 1064 nm 波长的仿真结果与实际观测结果一致性最好, 其次是 532 nm 波长的仿真结果, 355 nm 波长的仿真结果和实际观测结果有较大差异, 其可能原因为采用了相同数目偶极子导致计算误差增大。本仿真研究中建立的非球形粒子散射模型和数值计算方法, 为深入理解沙尘气溶胶光散射特性和研制多波长偏振激光雷达提供了理论基础。同时, 多波长偏振探测也为气溶胶混合态和污染型气溶胶生成机理研究提供了重要的技术手段。

**关键词:** 非球形粒子; 超椭球模型; 沙尘气溶胶; 多波长; 退偏振比

中图分类号: X513

文献标识码: A

文章编号: 1673-6141(2023)05-458-011

## Simulation of multi-wavelength depolarization characteristics of dust aerosol particles

WANG Ying<sup>1,2</sup>, LIU Dong<sup>1\*</sup>

(1 Key Laboratory of Atmospheric Optics, Anhui Institute of Optic and Fine Mechanics, HFIPS,  
Chinese Academy of Sciences, Hefei 230031, China;  
2 University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China)

**Abstract:** The simulation of light scattering characteristics of dust aerosol particles is mainly affected by shape models. Based on the size distribution information of dust aerosol particles provided by the Optical Properties of Aerosols and Clouds (OPAC) package, the light scattering characteristics of group dust aerosol particles are numerically simulated to study their wavelength dependency. Three incident wavelengths of 1064 nm, 532 nm and 355 nm are used for calculating the depolarization ratios of different super-ellipsoid dust particles, and the simulation results show the depolarization ratios of 0.317, 0.397 and 0.446 for each wavelength respectively. Compared with the lidar measurements, the simulation

**基金项目:** "一带一路"国际科学组织联盟联合研究合作专项资助 (ANSO-CR-KP-2020-09), 中国科学院国际合作局对外合作重点项目资助 (116134KYSB20180114)

**作者简介:** 王颖 (1995-), 女, 安徽合肥人, 硕士研究生, 主要从事大气光学方面的研究。E-mail: 639517405@qq.com

**导师简介:** 刘东 (1977-), 安徽滁州人, 博士, 研究员, 博士生导师, 主要从事激光雷达技术及应用方面的研究。E-mail: dliu@aiofm.cas.cn

**收稿日期:** 2021-04-23; **修改日期:** 2021-05-18

\*通信作者。

depolarization ratio at 1064 nm wavelength shows the highest consistence, followed by the simulation results at 532 nm wavelength. However, the simulation depolarization ratio at 355 nm wavelength has large bias with the lidar measurements, which may be caused by the same number of the dipoles used for all wavelengths and needs to be investigated in the future. The methodology and non-spherical models used in this study will greatly contribute to our deeper understandings on the wavelength dependence of the depolarization properties of the dust aerosol and guide the development of multi-wavelength polarization lidar. In addition, multi-wavelength polarization measurements will also provide a unique technique to study the mixing state and the evolution of the pollution aerosols.

**Key words:** non-spherical particle; super-ellipsoid model; dust aerosol; multi-wavelength; depolarization ratio

## 0 引言

在众多的大气气溶胶种类中,沙尘气溶胶占大气气溶胶总量的百分之三十左右,是环境和气候变化的重要影响因素<sup>[1]</sup>。沙尘气溶胶粒子为典型的非球形粒子,单一的形状模型不能满足其建模需要,常用的模型有超椭球体模型、棱柱模型等<sup>[2]</sup>。在沙尘气溶胶光散射特性的研究中,粒子退偏振比是其中一个重要物理量,它表征了气溶胶粒子的形状特征,与气溶胶的复折射率、粒子形状、粒子谱分布等物理量有着重要的关系<sup>[3]</sup>。传统的研究大多采用椭球体模型,结合数值计算方法,对沙尘气溶胶粒子的消光、吸收等特性进行研究,但是对于其退偏振比特性的研究较少<sup>[4]</sup>。而对沙尘气溶胶粒子退偏振比特性的研究能够加深对其光学特性、辐射特性进一步的认识,并对卫星的观测研究、反演计算提供较大帮助以及更可靠的理论支持。

本文主要利用离散偶极子近似法<sup>[5]</sup>对沙尘气溶胶粒子的光散射特性进行了仿真研究。采用OPAC模型<sup>[6]</sup>提供的沙尘粒子谱分布和复折射率参数,结合多个入射波长,对群体沙尘气溶胶粒子的退偏振比进行了模拟计算,得到了不同轴比下超椭球模型的群体沙尘气溶胶粒子的退偏振比数据。在仿真研究中建立的非球形粒子散射模型和数值计算方法,为深入理解沙尘气溶胶光散射特性以及研制多波长偏振激光雷达提供了理论基础。同时,多波长偏振探测也为气溶胶混合态和污染型气溶胶生成机理研究提供了重要的技术手段。

## 1 非球形粒子光散射

### 1.1 超椭球模型及其参数

超椭球模型可以描绘绝大多数的几何形状,其模型的自由度高,可以为仿真计算大气中非球形粒子的光散射特性带来便利<sup>[7]</sup>。

超椭球体是由两个超二次曲线的球形乘积形成的形状,可用于各种三维图形的建模,包括球体、圆柱体和平行六面体以及介于它们之间的形状<sup>[8]</sup>。在三维空间中,以原点为中心的超椭球体的定义为

$$\left[ \left( \frac{x}{a} \right)^{2/n_2} + \left( \frac{y}{b} \right)^{2/n_2} \right]^{n_2/n_1} + \left( \frac{z}{c} \right)^{2/n_1} = 1, \quad (1)$$

式中  $a$ 、 $b$  和  $c$  分别是超椭球在笛卡尔坐标系中沿三个方向半长轴的长度, 限定了超椭球的大小,  $n_1$  和  $n_2$  是超椭球的圆滑度, 决定了超椭球的形状, 如图 1 所示, 并且  $n_1 > 0$ ,  $n_2 < \infty$ 。

如果  $a = b$ , 并且  $n_2 = n_1 > 1$ , 则是一种特别的情况, 可以得到表达式

$$\left(\frac{x}{a}\right)^{2/n} + \left(\frac{y}{a}\right)^{2/n} + \left(\frac{z}{c}\right)^{2/n} = 1. \quad (2)$$

此时, 超椭球由轴比  $D = a/c$ 、以及圆度参数  $n$  所定义。轴比  $D$  的值在数值仿真时是一重要模拟参数。由于其参数的复杂性, 轴比  $D$  可以更精确地描述大气中各种粒子的空间分布状况, 更有利于分析大气沙尘气溶胶粒子的散射特性。

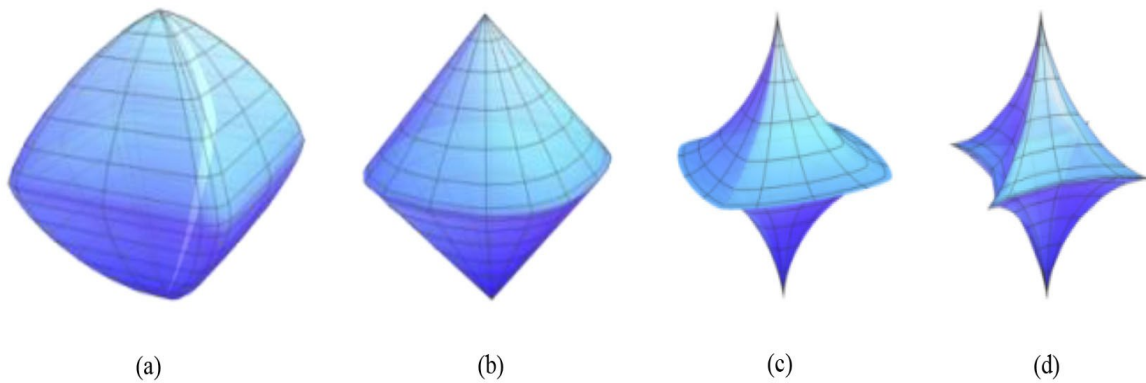


图 1 不同圆度参数的超椭球模型 ( $a = b = c$ )。 (a)  $n_1 = 1.5, n_2 = 0.2$ ; (b)  $n_1 = 2, n_2 = 0.8$ ; (c)  $n_1 = 3, n_2 = 1.5$ ; (d)  $n_1 = 3, n_2 = 3$

Fig. 1 Super-ellipsoid model with different roundness parameters ( $a = b = c$ ). (a)  $n_1 = 1.5, n_2 = 0.2$ ; (b)  $n_1 = 2, n_2 = 0.8$ ;

(c)  $n_1 = 3, n_2 = 1.5$ ; (d)  $n_1 = 3, n_2 = 3$

## 1.2 退偏振比

后向散射光的退偏振比常常用于表征气溶胶粒子的非球形程度, 是大气气溶胶研究中较为常见的物理量<sup>[3]</sup>。退偏振比是散射光垂直散射强度与平行散射强度的比值, 其数值大小可以体现粒子的形态、取向等信息<sup>[9]</sup>。如图 2 所示, 假设散射体为均匀的各向同性球形粒子, 当入射光为线性偏振光时, 散射体的后向散射光依然是线性偏振光, 散射光电场的振动方向与入射光方向一致。但散射粒子是非球形粒子时, 那么作用后散射体的后向散射光就会变成部分偏振光, 并且偏振的状态与该非球形粒子的形状、尺寸和复折射率等因素息息相关。

对于特定高度的某处, 群体气溶胶粒子的后向散射系数的平行分量为  $\beta_p$ , 垂直分量为  $\beta_s$ , 则该群体气溶胶粒子的退偏振比  $\delta$  可以表示为

$$\delta_\lambda = k_\lambda \frac{P_{rs}(z)}{P_{rp}(z)}, \quad (3)$$

式中  $k_\lambda = k_p/k_s$  ( $k_p$  和  $k_s$  分别是接收平行分量通道和垂直分量通道的雷达系统常数), 为两个通道的增益常数比, 可以通过实验测得<sup>[10]</sup>;  $P_{rs}(z)$  和  $P_{rp}(z)$  分别为偏振激光雷达接受到的各个高度处大气后向散射回波功率的垂直偏振分量和平行偏振分量。

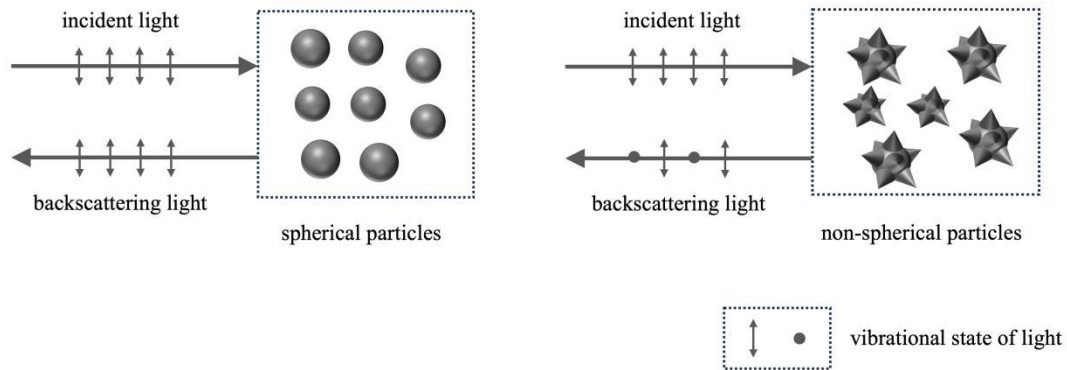


图 2 非球形粒子退偏振比

Fig. 2 Depolarization ratio of non-spherical particles

### 1.3 离散偶极子近似法

离散偶极子近似法 (DDA) 是由 Purcell 和 Pennypacker<sup>[11]</sup>提出的一种体积分法, 可对任意形状、非均匀、各向异性的粒子进行计算。该方法采用大量偶极子对组成的阵列来仿真模型的形状, 达到模仿连续物体的目的, 从而利用算法对物体的散射电磁波进行计算。

偶极子对被入射电磁波照射后会产生偏振, 在获得这种偏振度之后, 就可以计算物体吸收、散射电磁波的情况, 最终得到任意几何形状和组成的粒子对电磁波的散射和吸收。

首先假定集合中的第  $i$  个元素的偶极子偏振强度是  $\alpha_i$ , 此元素在空间中的位置是  $r_i$ , 在局域内电场的相互作用下, 此元素的偏振强度  $P_i$  为

$$P_i = \alpha_i E_{loc}(r_i). \tag{4}$$

对于空间的第  $i$  元素粒子,  $E_{loc}$  包括入射光场和别的偶极子在此处形成的偶极场, 其可以描述为

$$E_{loc}(r_i) = E_{loc,i} = E_{inc,i} + E_{dip,i} = E_0 \exp(ik \cdot r_i) - \sum_{j \neq i} A_{ij} \cdot P_j, \tag{5}$$

式中  $E_0$  表示入射光场的振幅,  $k$  表示入射波矢量,  $j$  是不等于  $i$  的所有粒子,  $A_{ij}$  是相互作用矩阵, 其形式为

$$A_{ij} \cdot P_j = \frac{\exp(ikr_{ij})}{r_{ij}^3} \left\{ k^2 r_{ij} \times (r_{ij} \times P_j) + \frac{(1 - ikr_{ij})}{r_{ij}^2} \times [r_{ij}^2 P_i - 3r_{ij}(r_{ij} \cdot P_j)] \right\}, (j \neq i). \tag{6}$$

当入射光的 Stokes 参量为  $(I_i, Q_i, U_i, V_i)$ , 散射光的 Stokes 参量为  $(I_s, Q_s, U_s, V_s)$ , 对于四阶矩阵  $S$ , 有以下关系

$$\begin{bmatrix} I_s \\ Q_s \\ U_s \\ V_s \end{bmatrix} = \frac{1}{k^2 r^2} \begin{bmatrix} S_{11} & \cdots & S_{14} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ S_{41} & \cdots & S_{44} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_i \\ Q_i \\ U_i \\ V_i \end{bmatrix}. \tag{7}$$

如果入射光在水平方向上为线性偏振光, 其归一化 Stokes 参数为  $(1, 1, 0, 0)$ , 那么该粒子在  $\theta$  方向上的线性退偏振比  $P_\theta$  为

$$P_{\theta} = \frac{S_{11}(\theta) + S_{12}(\theta) - S_{21}(\theta) - S_{22}(\theta)}{S_{11}(\theta) + S_{12}(\theta) + S_{21}(\theta) + S_{22}(\theta)} \quad (8)$$

## 2 数值仿真

### 2.1 多波长下单颗粒沙尘气溶胶的退偏振比

目前,关于粒子光散射特性的仿真研究多是针对单个波长进行的,这无疑限制了对气溶胶粒子光散射特性的认识深度。本研究采用多波长的入射光线对粒子的光散射特性变化情况进行仿真模拟。在模拟时,选取入射光波长为1064、532、355 nm,轴比 $D=2$ 。为了避免不同波长下复折射率不一致造成的干扰,在三个波长下,粒子复折射率统一取值为 $1.53 + 0.008i$ 。另外,为了保证离散偶极子近似法的计算精度,三种波长下均需要保证模型偶极子对的数目大于20000。

在不同波长下,由粒子退偏振比随有效半径变化图[图3(a)]可以看出,当以等体积半径为自变量的时候,三个波长下,粒子退偏振比的值随着有效半径( $r_{\text{eff}}$ )的增大呈现振荡趋势,振荡的趋势较为相似,然而不同的波长下曲线的振荡周期存在一定的差异。1064 nm波长下粒子退偏振比曲线的振荡周期最大,532 nm次之,355 nm波长下粒子退偏振比曲线的振荡周期最小。由粒子退偏振比随尺度参数变化图[图3(b)]可以看出,当粒子的复折射率一致时,不同波长下,随着尺度参数的增加,三个波长下超椭球粒子退偏振比的曲线高度重合,变化趋势基本一致。

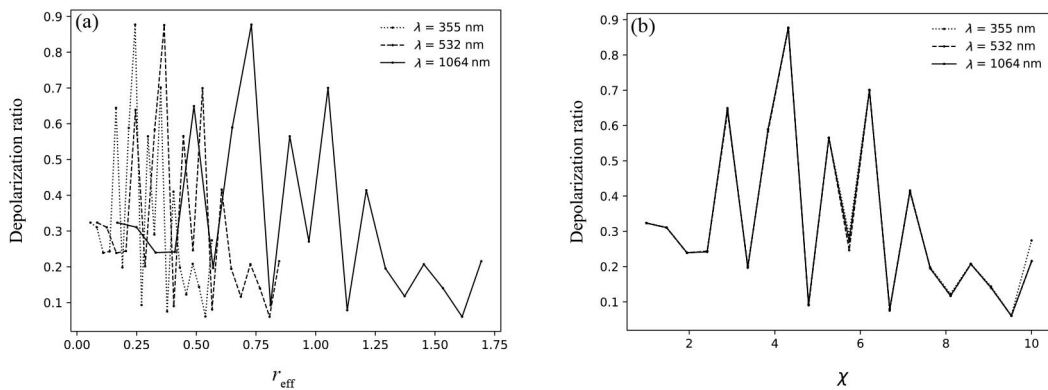


图3 不同入射波长下超椭球粒子退偏振比。(a) 退偏振比随有效半径变化;(b) 退偏振比随尺度参数变化

Fig. 3 Depolarization ratio of super-ellipsoid particles at different incident wavelengths. (a) Depolarization ratio versus effective radius; (b) depolarization ratio varies with scale parameters

### 2.2 群体沙尘气溶胶的粒子谱分布

根据OPAC模型,基础类气溶胶中的四种矿物型气溶胶分别代表了四种不同类型的沙尘气溶胶粒子形状模型,分别为核模态(nuc.mode)、积聚模态(acc.mode)、粗模态(coa.mode)和传输模态(min.mode)<sup>[6]</sup>,其中核模态、积聚模态和粗模态三种模态下沙尘气溶胶粒子的粒谱分布如图4所示。由图可以看出,核模态粒子粒径大约分布在 $0.07 \mu\text{m}$ 左右,为小粒子模式;积聚模态粒子的粒径大约分布在 $0.39 \mu\text{m}$ 左右,为大粒子模式;粗模态粒子粒径大约分布在 $1.9 \mu\text{m}$ 左右,为巨大粒子。考虑到沙尘气溶胶粒子实际测量的粒径分布大约在 $0.6 \mu\text{m}$ 左右,本研究选用积聚模态的粒子谱分布信息进行仿真研究。

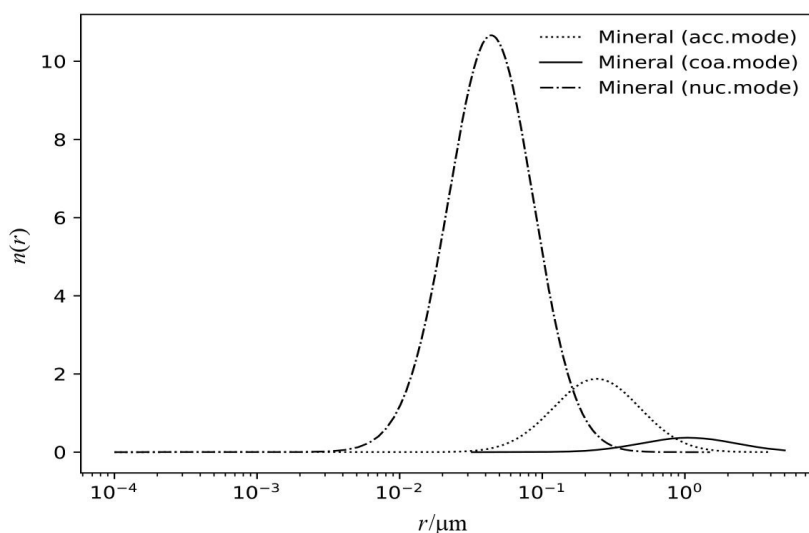


图 4 不同模态沙尘气溶胶粒子的粒子谱分布

Fig. 4 Particle spectrum distribution of dust aerosol particles with different modes

### 2.3 群体沙尘气溶胶的模拟方法

根据核模态的粒子谱分布信息, 其粒子模半径为  $0.07 \mu\text{m}$ , 其值较小。当入射波长为  $1064$ 、 $532$ 、 $355 \text{ nm}$  时, 粒子的有效半径取值均为  $0 \sim 0.5 \mu\text{m}$ , 此有效半径区间包含核模态  $99.84\%$  数量的粒子。由于其谱分布为对数正态分布, 所以粒子有效半径的间隔形式采用对数形式, 取  $20$  个半径进行计算。按照 OPAC 所给的轴比取值, 分别对于轴比为  $1.2$ 、 $1.4$ 、 $1.6$ 、 $1.8$ 、 $2.0$ 、 $2.2$ 、 $2.4$ 、 $2.6$ 、 $2.8$ 、 $3.0$  的群体沙尘气溶胶粒子进行模拟。对于  $355 \text{ nm}$  来说, 由于其粒子模半径较小, 为了确保其仿真计算的精确度, 每次模拟均保证模型偶极子对数目超过  $11000$  组; 对于  $532 \text{ nm}$  以及  $1064 \text{ nm}$  所要求的偶极子数的标准更低, 为了得到更加精确的结果,  $532 \text{ nm}$  及  $1064 \text{ nm}$  作为入射波的情况仍保证偶极子对数目超过  $11000$  组。

根据积聚模态的粒子谱分布信息, 当入射波长为  $1064 \text{ nm}$  时, 由于受 DDA 算法运算效率的限制, 模拟中, 粒子的有效半径取值区间为  $0 \sim 2 \mu\text{m}$ , 此区间内包含了  $99.08\%$  的粒子。同样根据其有效半径的间隔形式, 取轴比值为  $1.2 \sim 3.0$  群体沙尘气溶胶粒子进行模拟, 并且需要确保每一次模拟的模型偶极子对数超过  $25000$ , 以保证在离散偶极子近似法计算方法下其仿真计算的精确度。

入射波长为  $532 \text{ nm}$  时, 由于受 DDA 算法运算效率的限制, 模拟中, 为了控制离散偶极子近似法计算方法的计算时长, 粒子的有效半径取值区间为  $0 \sim 1.26 \mu\text{m}$ , 此区间仍包含对应粒子谱分布的  $95.5\%$  粒子, 同样根据其有效半径的间隔形式, 取轴比值为  $1.2 \sim 3.0$  群体沙尘气溶胶粒子进行模拟, 并且确保每次模拟的超椭球模型偶极子对数超过  $50000$ , 保证仿真计算的精确性。

入射波长为  $355 \text{ nm}$  时, 由于受 DDA 算法运算效率的限制, 模拟中计算时长最长。为了控制计算时间, 粒子的有效半径取值区间为  $0 \sim 1.063 \mu\text{m}$ , 此区间仍包含粒子谱分布的  $92.6\%$  粒子, 同样根据其有效半径的间隔形式, 取轴比值为  $1.2 \sim 3.0$  群体沙尘气溶胶粒子进行模拟, 并且确保每次模拟的超椭球模型偶极子对数超过  $100000$ , 以确保其精确度。

入射波长为  $355 \text{ nm}$  时, 由粒子谱积分范围所引起的误差最大,  $532 \text{ nm}$  入射波长次之,  $1064 \text{ nm}$  入射波长的情况下最为精确。

## 2.4 核模态下群体沙尘气溶胶粒子的轴比分布

根据 OPAC 模型<sup>[6]</sup>, 可以得出核模态下群体沙尘气溶胶粒子的轴比分布情况, 如表 1 所示。在得到不同轴比下有效半径取值区间的退偏振比积分之后, 按照表 1 所给轴比分布, 对于不同轴比下的退偏振比进行加权平均, 即可得到核模态下粒子的退偏振比。

表 1 核模态下沙尘气溶胶粒子的轴比分布<sup>[6]</sup>

Table 1 Aspect ratio distribution of sand dust aerosol particles in nuclear mode<sup>[6]</sup>

$D$	1.2	1.4	1.6	1.8	2.0	2.2	2.4	2.6	2.8	3.0
Aspect ratio distribution	0.535	0.289	0.108	0.040	0.015	0.007	0.003	0.001	0.001	0.001

## 2.5 多波长下核模态群体沙尘气溶胶粒子的退偏振比

由图 5 可知, 在入射波长为 355 nm 时, 轴比从 1 增加到 3 的过程中, 退偏比不断地增大, 但是在起初时的增量较大, 如轴比在 1.2 到 2 的部分, 退偏比的增量达到 0.2066; 而在轴比从 2 到 3 的过程中, 退偏比的增量为 0.1139, 由此可知当轴比增大时, 退偏比增大, 但是其呈减缓上升趋势。在入射波长为 532 nm 时, 退偏比仍然为上升趋势, 并且在轴比由 1.2 变化到 2 的过程中, 退偏比的增量为 0.21; 而当轴比由 2 变化到 3 的过程中, 退偏比的增量为 0.1279, 同样表明当轴比增大时, 退偏比的数值为减缓上升趋势。对于 1064 nm 入射波长的情况, 仍有与 355 nm、532 nm 波长类似的结论。由图中还可以看出, 在核模态下, 355 nm 入射波长的情况下所得的退偏比最高, 其次为 532 nm 入射波长情况, 而 1064 nm 入射波长的情况下所得的退偏比最低。根据 OPAC 模型的轴比分布信息, 可计算得到入射波长为 1064 nm 时沙尘气溶胶粒子群的退偏振比为 0.118, 在入射波长为 532 nm 时沙尘气溶胶粒子群的退偏振比为 0.126, 在入射波长为 355 nm 时沙尘气溶胶粒子群的退偏振比为 0.154。

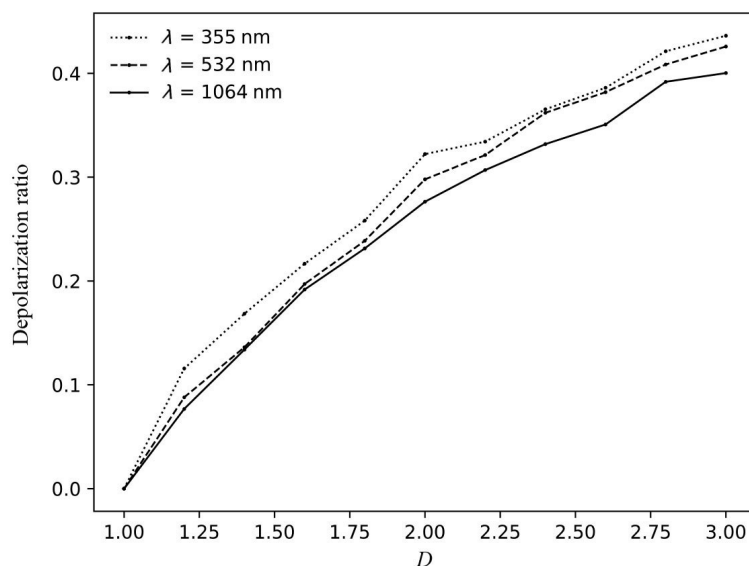


图 5 多波长下粒子的退偏振比随轴比增大的变化特性

Fig. 5 Variation of depolarization ratio of dust aerosol particles with increasing axial ratio at multi wavelengths

## 2.6 积聚模态下群体沙尘气溶胶粒子的轴比分布

根据 OPAC 模型<sup>[6]</sup>可以得出积聚模态下群体沙尘气溶胶粒子的轴比分布情况, 如表 2 所示。在得到不同轴比下有效半径取值区间的退偏振比积分后, 按照表 2 所给的轴比分布, 对于不同轴比下的退偏振比进行加权平均, 即可得到积聚模态下粒子的退偏振比。

表 2 积聚模态下沙尘气溶胶粒子的轴比分布<sup>[6]</sup>

Table 2 Aspect ratio distribution of sand dust aerosol particles in accumulation mode<sup>[6]</sup>

<i>D</i>	1.2	1.4	1.6	1.8	2.0	2.2	2.4	2.6	2.8	3.0
Aspect ratio distribution	0.103	0.234	0.218	0.157	0.101	0.065	0.041	0.027	0.018	0.036

## 2.7 多波长下积聚模态的群体沙尘气溶胶粒子的退偏振比

图 6 为积聚模态下 1064、532、355 nm 三个波长对应的不同轴比模型的群体沙尘气溶胶粒子的退偏振比。在三个波长下, 随着模型的轴比不断增大, 群体沙尘气溶胶粒子的退偏振比呈现先增大后减小、最后趋于稳定的趋势, 并且三个波长下退偏振比都在轴比为 1.4 附近临近最大值。1064 nm 波长下, 随着轴比增大, 群体沙尘气溶胶的退偏振比有一定的振荡趋势, 在 0.2~0.3 之间波动, 总体稳定在 0.24 左右; 532 nm 波长下, 群体沙尘气溶胶的退偏振比在 0.3~0.4 之间波动, 总体稳定在 0.4 左右; 355 nm 波长下, 群体沙尘气溶胶的退偏振比在 0.4~0.5 之间波动, 但总体稳定在 0.43 左右。轴比在 1.2~1.4 之间时, 三个波长下群体沙尘气溶胶粒子的退偏振比随着波长的增大而明显减小, 轴比在 2.0 到 3.0 之间时, 1064 nm 波长下群体沙尘气溶胶粒子的退偏振比明显较小, 532 nm 和 355 nm 波长下群体沙尘气溶胶粒子的退偏振比较为接近。由于离散偶极子的计算限制, 1064 nm 波长下精确度最高, 532 nm 波长次之, 355 nm 波长下误差较大。

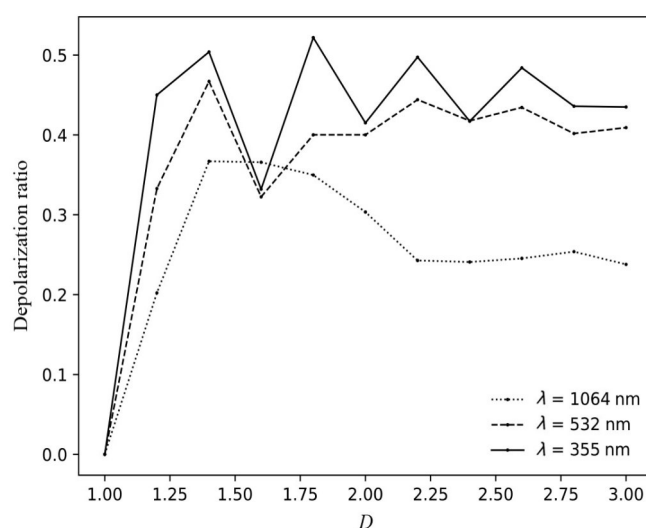


图 6 多波长下粒子的退偏振比随轴比增大的变化特性

Fig. 6 Variation of depolarization ratio with increasing axial ratio at multi wavelength

由图 6 可知, 入射光波长为 1064 nm 时, 随着轴比的增大, 群体气溶胶粒子的退偏振比先迅速增大后随之减小, 退偏振比最大值在 0.35 左右, 后随着轴比的增大降低到 0.25 左右, 当轴比达到 2.25 以后, 随着轴比的增



大, 粒子退偏振比基本保持不变。入射光波长为 355 nm 和 532 nm 时, 随着轴比的增大, 群体气溶胶粒子的退偏振比呈现先增大后振荡减小趋势, 振荡趋势较为一致; 退偏振比的最大值在 0.5 左右, 后随着粒子轴比的增大退偏振比的值在 0.3~0.5 之间波动。根据 OPAC 模型的轴比分布信息, 可计算得到入射波长为 1064 nm 时沙尘气溶胶粒子群的退偏振比为 0.317, 在入射波长为 532 nm 时沙尘气溶胶粒子群的退偏振比为 0.397, 在入射波长为 355 nm 时沙尘气溶胶粒子群的退偏振比为 0.446。

### 3 模拟与实测对比分析

偏振激光雷达对于群体沙尘气溶胶的探测数据较为丰富。2013 到 2014 年, Harrig 等<sup>[12]</sup>利用 BERTHA 三波长偏振激光雷达对 Barbados 地区海拔 12000 m 以上的沙尘气溶胶做了观测, 得到了 355、532、1064 nm 波长下的纯净沙尘气溶胶退偏振比的探测数据。2015 到 2016 年, Hofer 等<sup>[13]</sup>在 Tajikistan 地区利用拉曼雷达探测了 355 nm 和 532 nm 波长的退偏振比数据。2010 到 2014 年, Burton 等<sup>[14]</sup>采用高光谱分辨率激光雷达 HSRL 对 Midwest、Chihuahuan、Caribbean、Pico de Orizaba 等地区的沙尘气溶胶退偏振比进行探测。以上退偏振比的探测数据来自较为纯净的沙尘气溶胶, 与本研究仿真模拟的积聚模态情况较为一致, 可为仿真结果提供验证, 相关探测具体结果如表 3 所示。

表 3 文献中沙尘气溶胶粒子的退偏振比观测值

Table 3 Depolarization ratio of dust aerosol particles observed in literature

Location	Date	Lidar	Depolarization ratio		
			355 nm	532 nm	1064 nm
Midwest	2014-07-13	HSRL	0.246 ± 0.018	0.304 ± 0.005	0.270 ± 0.005
Chihuahuan	2013-02-08	HSRL	0.243 ± 0.046	0.373 ± 0.014	0.383 ± 0.006
Caribbean	2010-08-18	HSRL	-	0.327 ± 0.018	0.278 ± 0.012
Pico de Orizaba	2006-03-16	HSRL	-	0.334 ± 0.018	0.400 ± 0.009
Barbados	2013-2014	BERTHA	0.252 ± 0.03	0.28 ± 0.02	0.225 ± 0.02
Tajikistan	2015-2016	Raman	0.18 - 0.29	0.31 - 0.35	-

由图 6 可知, 入射波长为 1064 nm 时, 仿真计算的不同轴比的群体沙尘气溶胶粒子的退偏振比在 0.25~0.36 左右波动。由表 3 可知, 纯净沙尘气溶胶实际探测的退偏振比数据在 0.28~0.37 之间波动。实际探测结果与仿真计算的结果较为一致, 说明入射光波长为 1064 nm 时, 超椭球模型的仿真结果与实际情况高度吻合, 验证了超椭球模型结合谱分布信息在仿真模拟群体沙尘气溶胶粒子退偏振比数值有效性。当入射波长为 532 nm 时, 仿真计算的群体沙尘气溶胶粒子的退偏振比在 0.39 左右, 而实际探测的退偏振比数据在 0.28~0.37 之间波动, 较仿真结果略小, 仿真情况与实际情况也较为吻合。在入射波长为 355 nm 时, 仿真计算的群体沙尘气溶胶粒子的退偏振比在 0.446 左右, 实际探测的退偏振比数据集中在 0.25 左右, 仿真结果与实际差别较大。

由表 2 可知, 在积聚模态时, 沙尘气溶胶粒子的轴比半径多分布在轴比  $D = 1.4$  和轴比  $D = 1.6$ 。由表 3 可知, 轴比  $D = 1.4$  和轴比  $D = 1.6$  对应的群体沙尘气溶胶粒子模型仿真计算得出的退偏振比数据与实际探测数据较为吻合。轴比  $D = 1.6$  的情况下, 入射光波长为 1064 nm 时, 仿真计算的群体沙尘气溶胶粒子的退偏振比

值为0.37;入射光波长为532 nm时,仿真计算的群体沙尘气溶胶粒子的退偏振比值为0.32;入射光波长为355 nm时,仿真计算的群体沙尘气溶胶粒子的退偏振比值为0.33,与实际探测情况高度一致。轴比 $D = 1.4$ 的情况下,入射光波长为1064 nm时,仿真计算的群体沙尘气溶胶粒子的退偏振比值为0.37;入射光波长为532 nm时,仿真计算的群体沙尘气溶胶粒子的退偏振比值为0.47,与实际探测情况较为一致。

由以上分析可知,仿真计算的群体沙尘气溶胶粒子退偏振比结果在入射波长1064 nm时与实际探测的数值最为吻合,入射波长为532 nm时次之。当入射波长为355 nm时,仿真计算的群体沙尘气溶胶粒子退偏振比结果与实际探测的数值出入较大。其原因一方面可能是由于在三波长下,均采取了相同模型参数的超椭球粒子模型进行仿真计算,在入射波长为355 nm时,超椭球粒子模型的偶极子对之间的距离与入射波长相比不足够小,导致仿真计算的精度较低;另一方面可能是355 nm波长下沙尘气溶胶粒子谱积分范围较小,相较于其他两个波长引起的误差最大。

## 4 结 论

研究了群体沙尘气溶胶粒子多波长退偏振比。根据OPAC模型得出了常见的沙尘气溶胶粒子谱分布。针对积聚模态粒子,仿真了沙尘气溶胶的退偏振比,分别对于尺度参数的取值由1.2到3.0的模型进行模拟,得到了在不同轴比的超椭球模型的群体沙尘气溶胶的退偏振比,在三个波长下随着轴比不断增大,退偏振比经历了先增大后减小、最后趋于稳定的过程。同时分析了超椭球粒子轴比对退偏振比的影响,当轴比为1.4左右时退偏振比达到较大值,并且在轴比持续增大后,退偏振比保持稳定在某个范围内。

利用OPAC模型中沙尘气溶胶的粒子谱分布信息仿真研究了群体沙尘气溶胶核模态和积聚模态在355、532、1064 nm入射波长下的偏振比。并将积聚模态仿真研究结果与实际探测的退偏振比数据进行比较,发现仿真计算的群体沙尘气溶胶粒子退偏振比结果在入射波长1064 nm时与实际探测的数值最为吻合,入射波长为532 nm时次之。当入射波长为355 nm时,仿真计算的群体沙尘气溶胶粒子退偏振比结果与实际探测的数值出入较大。其原因一方面可能是由于在三波长下,均采取了相同模型参数的超椭球粒子模型进行仿真计算,而在入射波长为355 nm时,由于超椭球粒子模型的偶极子对之间的距离与入射波长相比不足够小,导致仿真计算的精度较低;另一方面可能是355 nm波长下沙尘气溶胶粒子谱积分范围较小,相较于其他两个波长引起的误差最大。

仿真研究中建立的非球形粒子散射模型和数值计算方法验证了超椭球模型应用于沙尘气溶胶粒子散射模拟研究的合理性,为沙尘气溶胶退偏振比的实验观测提供了理论参考。仿真展现了沙尘粒子在传输过程中光学特性的具体情况,为偏振激光雷达遥感探测的应用提供了依据。对沙尘气溶胶粒子退偏振比特性的研究,能够加深对其光学特性、辐射特性进一步的认识,对卫星的观测研究、反演计算提供巨大的帮助以及更可靠的理论支持。

## 参考文献:

- [1] Shi G Y, Wang B, Zhang H, *et al.* The radiative and climatic effects of atmospheric aerosols [J]. *Chinese Journal of Atmospheric Sciences*, 2008, 32(4): 826-840.  
石广玉,王标,张华,等. 大气气溶胶的辐射与气候效应 [J]. 大气科学, 2008, 32(4): 826-840.

- [2] Ruan L M, Qi H, Wang S G. Analysis of the radiative properties of non-spherical particles by discrete dipole approximation method [J]. *Journal of Harbin Institute of Technology*, 2008, 40(3): 413-418.  
阮立明, 齐宏, 王圣刚. 采用 DDA 方法分析非球形粒子辐射特性 [J]. 哈尔滨工业大学学报, 2008, 40(3): 413-418.
- [3] Liou K N. *An Introduction to Atmospheric Radiation* [M]. 2nd ed. Amsterdam: Academic Press, 2002.
- [4] Mao J T, Zhang J H, Wang M H. Summary comment on research of atmospheric aerosol in China [J]. *Acta Meteorologica Sinica*, 2002, 60(5): 625-634.  
毛节泰, 张军华, 王美华. 中国大气气溶胶研究综述 [J]. 气象学报, 2002, 60(5): 625-634.
- [5] Draine B T, Flatau P J. Discrete-dipole approximation for scattering calculations [J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 1994, 11(4): 1491.
- [6] Hess M, Koepke P, Schult I. Optical properties of aerosols and clouds: The software package OPAC [J]. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 1998, 79(5): 831-844.
- [7] Bi L, Lin W S, Liu D, Zhang K J. Assessing the depolarization capabilities of nonspherical particles in a super-ellipsoidal shape space [J]. *Optics Express*, 2018, 26(2): 1726-1742.
- [8] Wriedt T. Using the T-matrix method for light scattering computations by non-axisymmetric particles: Superellipsoids and realistically shaped particles [J]. *Particle & Particle Systems Characterization*, 2002, 19(4): 256-268.
- [9] Liu D, Tao Z M, Wu D C, *et al.* Development of three-wavelength-Raman-polarization lidar system and case study [J]. *Acta Optica Sinica*, 2013, 33(2): 223-228.  
刘东, 陶宗明, 吴德成, 等. 三波长拉曼偏振激光雷达系统研制及探测个例 [J]. 光学学报, 2013, 33(2): 223-228.
- [10] Wang Z Z, Liu D, Zhou J, *et al.* Experimental determination of the calibration factor of polarization-Mie lidar [J]. *Optical Review*, 2009, 16(5): 566-570.
- [11] Purcell E M, Pennypacker C R. Scattering and absorption of light by nonspherical dielectric grains [J]. *The Astrophysical Journal Letters*, 1973, 186: 705.
- [12] Haarig M, Ansmann A, Althausen D, *et al.* Triple-wavelength depolarization-ratio profiling of Saharan dust over Barbados during SALTRACE in 2013 and 2014 [J]. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 2017, 17(17): 10767-10794.
- [13] Hofer J, Althausen D, Abdullaev S F, *et al.* Long-term profiling of mineral dust and pollution aerosol with multiwavelength polarization Raman lidar at the Central Asian site of Dushanbe, Tajikistan: Case studies [J]. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 2017, 17(23): 14559-14577.
- [14] Burton S P, Hair J W, Kahnert M, *et al.* Observations of the spectral dependence of linear particle depolarization ratio of aerosols using NASA Langley airborne High Spectral Resolution Lidar [J]. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 2015, 15(23): 13453-13473.