

非偏振光在尘埃气溶胶中传输的多次散射特性

孙贤明 王海华 申晋 刘伟

(山东理工大学电气与电子工程学院电子信息科学系, 山东 淄博 255049)

摘要 将具有不同纵横比的多分散、随机取向的椭球粒子混合,模拟了自然界中的尘埃粒子,利用 T 矩阵方法计算了其单次散射特性,并与球形粒子以及单一形状的椭球粒子模型进行了比较。结果表明,混合椭球粒子的相函数随角度分布是平滑、无特征的,且在侧散射方向上是平坦的,这与实验室和实地测量得到的真实尘埃粒子散射特性非常类似。利用此模型,根据矢量辐射传输理论,利用矢量累加法计算了尘埃气溶胶对非偏振光的多次散射特性,结果表明,利用任何单一形状的粒子模拟尘埃粒子的多次散射特性都会带来较大的误差。

关键词 物理光学;尘埃气溶胶;椭球粒子;多次散射;非偏振光

中图分类号 TN011.3

OCIS 290.1090 290.4210

文献标识码 A

Multiple Scattering Characteristics of Unpolarized Light in Dustlike Aerosols

Sun Xianming Wang Haihua Shen Jin Liu Wei

(Department Electronics and Information Science, School of Electrical and Electronic Engineering, Shandong University of Technology, Zibo, Shandong 255049, China)

Abstract We model the natural dustlike particles by using mixtures of polydisperse, randomly oriented spheroids with varying aspect ratios. The rigorous T-matrix method was used to compute the single scattering of dustlike aerosols, and the result was compared with the spherical particle and single shaped spheroids. The results show that the phase function averaged over a wide aspect-ratio distribution of spheroids is smooth, featureless, and flat at the side-scattering angle and closely resembles those natural dustlike particles. Based on the vector radiative transfer theory, the multiple scattering characteristics of unpolarized light in dustlike aerosols are computed by the vector adding method with this model, and the result indicates that significant errors will be caused with the application of any single shaped particles to compute the scattering characteristics of dustlike particles.

Key words physical optics; dustlike aerosols; spheroid particle; multiple scattering; unpolarized light

1 引言

近年来,全球陆地上空中分辨率成像光谱辐射仪(MODIS)气溶胶光学厚度显著偏高^[1],气溶胶粒子能够引起太阳光的散射和吸收,这种散射和吸收不但会引起光的衰减,而且将直接影响大气辐射的收支,进而影响局部甚至全球气候的变化。气溶胶的分布在地域上差别很大,而且在时间上也是瞬变的,为了反演气溶胶光学厚度、以及气溶胶的物理和光学特性,美国国家航空航天局(NASA)在“地球观测系统计划(EOS program)”中,采用了一系列的极轨、低倾角卫星,在星载设备中 MODIS、多角度成像光谱辐射仪(MISR)以及地球观测扫描偏振仪(EOSP)都与气溶胶的研究有关;另外日本地球观测卫星也搭载了地球反射比的偏振和定向观测仪(POLDER),利用 0.443 μm 和 0.864 μm 这两个通道进行气溶胶反射偏振测量^[2]。

利用卫星测量数据遥感反演气溶胶的物理和光学特性(光学厚度,尺寸分布以及折射率等),需要预先假设一个或者多个“标准的”气溶胶模型,然后利用此模型预先计算不同构成的气溶胶的散射特性,最后通过特定的算法,将计算数据和测量数据相比较,符合最好的即是所要得到的结果,因此模型选择的恰当与否直接

收稿日期: 2009-12-25; **收到修改稿日期:** 2010-01-20

基金项目: 国家自然科学基金(60877050)和山东省自然科学基金(ZR2009AQ013)资助课题。

作者简介: 孙贤明(1979—),男,博士,讲师,主要从事大气辐射传输方面的研究。E-mail: xianming_sun@yahoo.com.cn

决定了反演结果的精确性^[3]。很多研究者^[4~7]利用球形粒子的散射相函数来模拟尘埃粒子的散射相函数,但是在显微镜下观测到的尘埃粒子形状为各种形状的非球形粒子^[8,9],且实验室和实地测量都显示自然界中的尘埃粒子的单次散射相函数和由米氏(Mie)理论得到的球形粒子相函数差异很大,尘埃粒子系的单次散射相函数随角度的分布是平滑的、无特征的,且在侧散射方向上是平坦的,因此这种模型必将带来很大误差。另外,在反演过程中需要同时反演出几个参数,会出现解不唯一的问题,即使采用了多角度扫描测量仍然很难解决唯一性问题,但是研究者利用太阳光的反射辐射强度和偏振特性推断了云的组成,并且成功地解决了唯一性问题^[3,10],因此研究尘埃气溶胶对极化光的散射特性,并探求其遥感反演问题具有重要的应用价值。

针对以上两个问题,将采用具有一定尺寸分布、形状分布、随机取向的旋转椭球粒子模型模拟自然界中的尘埃粒子,其中形状分布为取具有均匀分布的不同纵横(水平轴长度和旋转轴的长度)比的椭球粒子。然后通过求解矢量辐射传输方程来研究尘埃气溶胶对偏振光的多次散射特性,为利用光的偏振特性反演气溶胶的物理和光学特性提供依据。

2 尘埃粒子模型及其单次散射特性

自然界中存在的尘埃粒子的尺寸都是具有一定分布的,因此必须选取一种粒子的尺寸分布模型来描述尘埃粒子的多分散性,但是迄今为止没有一种尺寸分布模型能够准确地描述自然界中各种气溶胶的分布特性。本文采用对数正态分布来描述其尺寸分布^[10]

$$f(r) = \frac{C_1}{r} \exp\left[-\frac{(\ln r - \ln r_g)^2}{2\ln^2 \sigma_g}\right], \quad 0.05 \mu\text{m} \leq r \leq 2 \mu\text{m}, \quad (1)$$

式中 r 为具有相同体积的球形粒子的半径, r_g 为几何平均半径, σ_g 为标准差。采用美国 NASA 地球观测系统中采用的 MISR^[10] 气溶胶反演算法中采用的值 $r_g = 0.47$, $\sigma_g = 2.51$ 。 C_1 为归一化常数,即

$$\int_{0.05}^2 f(r) dr = 1. \quad (2)$$

(1)式不同于标准的对数正态分布,因为标准对数正态分布的上下限分别为 0 和 ∞ ,而实际的沙尘粒子的尺寸分布是有一定范围的,本文采用的范围为 $0.05 \sim 2 \mu\text{m}$ ^[10]。

Hansen 等^[11]的研究证明具有相同有效半径和有效方差的不同尺寸分布的粒子具有相似的单次散射特性。文中采用的粒子尺寸分布,其有效半径为 1.163,有效方差为 0.168。

尘埃气溶胶具有各种各样的形状,研究者已经研究出了多种方法来计算非球形粒子的光散射特性,其中离散偶极子方法(DDA)和时域有限差分法(FDTD)两种方法可以计算任意形状粒子的光散射特性,但是当对粒子的形状、尺寸以及方位进行平均时,需要大量的计算时间。T 矩阵方法已被证明可以快速计算随机分布的旋转对称非球形粒子的散射特性^[10]。T 矩阵方法和 DDA 以及 FDTD 方法只适合计算气溶胶粒子中小粒子的散射特性,对于大尺寸粒子可以采用几何光学方法进行计算^[12,13],另外利用分离变量法^[14]可以求解尺寸介于这三种方法和几何光学方法之间的粒子散射特性,但是计算难度很大,且需要大量的计算时间。由于采用的粒子尺寸较小,因此本文采用 T 矩阵方法计算尘埃粒子的单次散射特性。描述随机分布非球形粒子系单次散射特性的参数主要是单次散射相矩阵 \mathbf{P} , 平均消光截面 C_{ext} 和散射截面 C_{sca} , 其余的参数可以由这三个参数得到,如平均吸收截面和单次散射反照率分别为^[15]

$$C_{\text{abs}} = C_{\text{ext}} - C_{\text{sca}}, \quad (3)$$

$$\omega_0 = C_{\text{sca}}/C_{\text{ext}}, \quad (4)$$

不对称因子为^[15]

$$g = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 P_{11}(\theta) \sin \theta d\theta, \quad (5)$$

式中 P_{11} 为相函数,是单次散射相矩阵的第一个元素。

为了在多次散射计算中应用单次散射相矩阵,通常用广义球函数将其展开^[16],即

$$P_{11}(\theta) = \sum_{l=0}^{\infty} \alpha_l^1 P_{0,0}^l(\cos \theta), \quad (6)$$

$$P_{22}(\theta) + P_{33}(\theta) = \sum_{l=2}^{\infty} (\alpha_2^l + \alpha_3^l) P_{2,2}^l(\cos \theta), \quad (7)$$

$$P_{22}(\theta) - P_{33}(\theta) = \sum_{l=2}^{\infty} (\alpha_2^l - \alpha_3^l) P_{2,-2}^l(\cos \theta), \quad (8)$$

$$P_{44} = \sum_{l=0}^{\infty} \alpha_4^l P_{0,0}^l(\cos \theta), \quad (9)$$

$$P_{12} = \sum_{l=2}^{\infty} \beta_1^l P_{0,2}^l(\cos \theta), \quad (10)$$

$$P_{34} = \sum_{l=2}^{\infty} \beta_2^l P_{0,2}^l(\cos \theta). \quad (11)$$

利用不同纵横比的椭球形粒子混合来模拟真实的尘埃粒子系,假设尘埃粒子的形状分布为均匀分布,最小的纵横比为 0.6,最大为 2.0。混合粒子系的单次散射消光系数和散射系数分别为^[10]

$$\sigma_{\text{ext}} = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \sum_{i=1}^M f(r_i) C_{\text{ext}}^j(r_i) \omega_i, \quad (12)$$

$$\sigma_{\text{sca}} = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \sum_{i=1}^M f(r_i) C_{\text{sca}}^j(r_i) \omega_i, \quad (13)$$

式中 N 表示椭球粒子纵横比的个数, M 表示高斯积分所取的节点数, r_i 和 ω_i 分别为在半径间隔 $[0.05 \mu\text{m}, 2 \mu\text{m}]$ 上取的高斯积分节点和权重。

在求解混合椭球粒子的单次散射相矩阵时,首先利用 T 矩阵方法得到单一形状随机分布、随机取向的椭球粒子相矩阵,然后将得到的相矩阵进行平均,取粒子纵横比在 0.6~2.0 之间均匀分布,步长为 0.05。将得到的相矩阵利用广义球函数将其展开,得到展开系数。

MISR 以及 POLDER 通常采用 $0.443 \mu\text{m}$ 和 $0.865 \mu\text{m}$ 两个通道进行观测,对于沙尘粒子这两个波长的折射率分别为 $1.53 + 0.0085i$ 和 $1.53 + 0.0012i$ ^[10]。本文重点讨论 $0.443 \mu\text{m}$ 这个波长的散射特性。

图 1 给出了多分散、随机取向、具有不同纵横比(0.6~2.0 均匀分布)的椭球粒子混合后得到的归一化

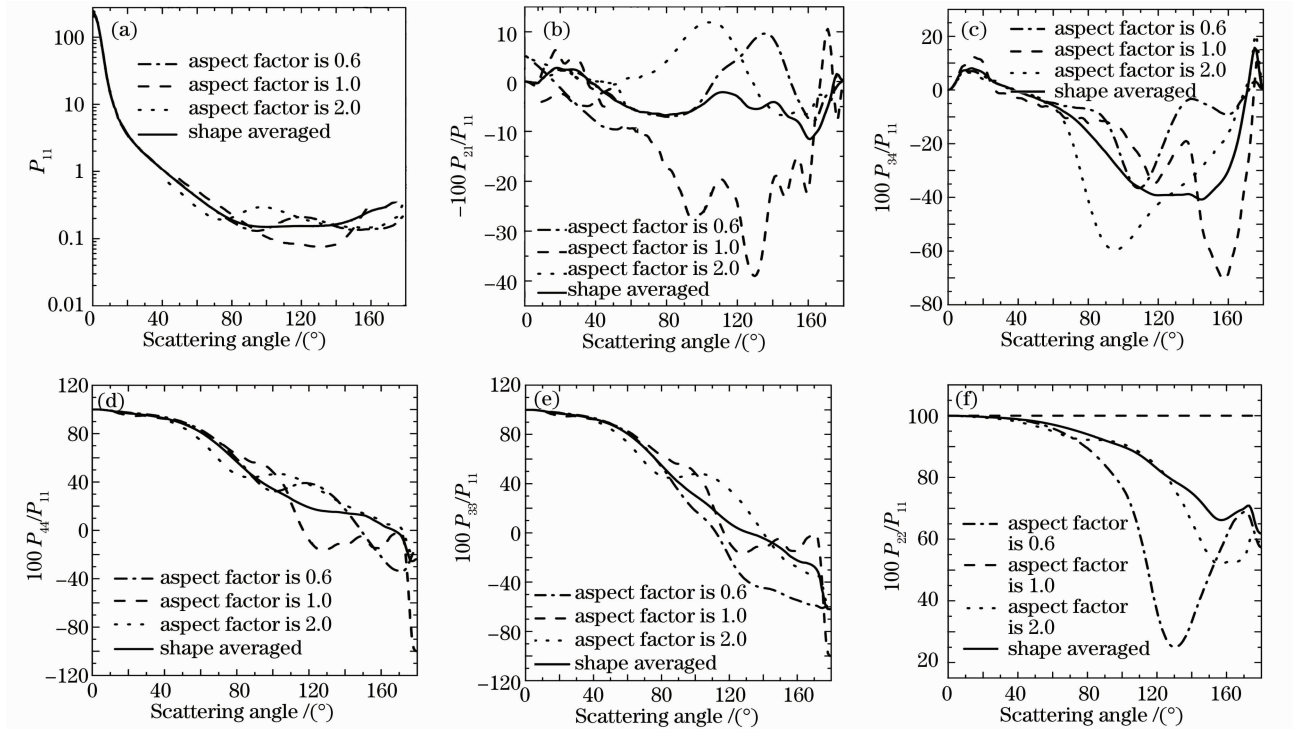


图 1 单次散射相矩阵元素

Fig. 1 Elements of single scattering phase matrix

的斯托克斯散射矩阵。作为比较,图中同时给出了横纵比为 0.6,1.0(球形)和 2.0 的散射矩阵元素。从图中可以看出,相函数都有很强的衍射峰($\theta=0$),并且在 $\theta=0$ 处,极化度等于 0,这是因为衍射峰是非极化的,但是在其余的散射方向上,单一形状的随机分布和取向的椭球粒子和球形粒子都有各自的散射特性,在 $60\sim 180^\circ$ 之间有振荡,而形状平均后的相函数变的无特征了,尤其在侧散射方向上几乎为平坦的,这与实验室对自然界中的土粒子、黄沙以及矿物粒子的测量结果是非常一致的,这说明利用混合的椭球形粒子模拟自然界中的沙尘粒子相函数是可行的。另外斯托克斯散射矩阵中的元素差别也较大,说明利用一种形状的粒子来模拟真实的尘埃粒子散射将带来较大误差。

3 尘埃气溶胶对非偏振光的多次散射特性

假设尘埃气溶胶的粒子分布是各向同性的;入射波为强度归一化的非偏振平面波,且忽略边界反射。当介质内部无源和不及粒子间相互作用时,尘埃气溶胶对光的散射强度满足辐射传输方程^[15]

$$\cos \theta \frac{d\mathbf{I}(\tau, \vartheta, \vartheta_0, \varphi)}{d\tau} + \mathbf{I}(\tau, \vartheta, \vartheta_0, \varphi) = \frac{\omega_0}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi' \int_0^\pi \mathbf{I}(\tau, \vartheta', \vartheta_0, \varphi') \mathbf{Z}(\mu, \varphi, \mu', \varphi') \sin \vartheta' d\vartheta' + \frac{\omega_0}{4\pi} \mathbf{S} \mathbf{Z}(\mu, \varphi, \mu', \varphi') \exp(-\tau \sec \vartheta_0), \quad (14)$$

式中 \mathbf{I} 为斯托克斯参量, $\mathbf{I}=(I, Q, U, V)$, $\mathbf{Z}(\mu, \varphi, \mu', \varphi')$ 为相矩阵, ω_0 为单次散射反照率, ϑ_0 为入射角, ϑ 为观测角, $\varphi-\varphi'$ 为入射角和观测角之差。

所求斯托克斯参量是以子午面为参照面的,而单次散射相矩阵是以包含入射光和散射光束的散射平面为参照面的,因此要利用单次散射相矩阵就需要将所得结果通过旋转变换到子午面上^[16],即

$$\mathbf{Z}(\mu, \varphi, \mu', \varphi') = \mathbf{L}(\pi - i_2) \mathbf{P}(\theta) \mathbf{L}(-i), \quad (15)$$

对于斯托克斯参量 (I, Q, U, V) , 极化旋转矩阵为^[16]

$$\mathbf{L}(i) = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(2i) & -\sin(2i) & 0 \\ 0 & \sin(2i) & \cos(2i) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}, \quad (16)$$

式中相矩阵 $\mathbf{Z}(\mu, \varphi, \mu', \varphi')$ 为^[16]

$$\mathbf{Z}(\mu, \varphi, \mu', \varphi') = \begin{bmatrix} P_{11} & P_{12} \cos(2i_1) & -P_{12} \sin(2i_1) & 0 \\ P_{12} \cos(2i_2) & P_{22} \cos(2i_1) \cos(2i_2) - P_{33} \sin(2i_1) \sin(2i_2) & -P_{22} \sin(2i_1) \cos(2i_2) - P_{33} \cos(2i_1) \sin(2i_2) & -P_{34} \sin(2i_2) \\ P_{12} \sin(2i_2) & P_{22} \cos(2i_1) \sin(2i_2) + P_{33} \sin(2i_1) \cos(2i_2) & -P_{22} \sin(2i_1) \sin(2i_2) + P_{33} \cos(2i_1) \cos(2i_2) & P_{34} \cos(2i_2) \\ 0 & -P_{34} \sin(2i_1) & -P_{34} \cos(2i_1) & P_{44} \end{bmatrix}, \quad (17)$$

式中 P_{ij} 为单次散射相矩阵 $\mathbf{P}(\theta)$ 的元素, i_1 是散射面和包含入射光线(θ', φ')的子午面之间的夹角, i_2 是散射面和包含出射光线(θ, φ)的子午面之间的夹角。

由于星载设备在大气层的上方,通常利用反射光进行遥感反演,因此只要求出反射的 $\mathbf{I}(0, \vartheta, \vartheta_0, \varphi)$, 或者求出反射矩阵 $\mathbf{R}(\mu_0, \mu, \varphi)$ (μ_0 为入射角 ϑ_0 的余弦, μ 为观测角 ϑ 的余弦, φ 为方位角)^[15]

$$\mathbf{I}_r(\mu_0, \mu, \varphi) = \begin{bmatrix} R_{11} & R_{12} & R_{13} & R_{14} \\ R_{21} & R_{22} & R_{23} & R_{24} \\ R_{31} & R_{32} & R_{33} & R_{34} \\ R_{41} & R_{42} & R_{43} & R_{44} \end{bmatrix} \mathbf{I}^*(\mu_0, \mu, \varphi), \quad (18)$$

式中 $\mathbf{I}_r(\mu_0, \mu, \varphi)$ 为被反射的斯托克斯参量, $\mathbf{I}^*(\mu_0) = \mathbf{I}_0 \mu_0$ 为被理想的 Lambertian 反射体反射的斯托克斯参量。

矢量辐射传输方程的求解已有很多方法,如累加法、离散坐标法、迭代法等。本文采用累加法^[11],这种方法的基本思路是:把大气分成一系列平面平行的薄层(取薄层光学厚度为 2^{-15}),薄层的反射矩阵和透射矩

阵可由辐射传输方程得到,两结合层的反射矩阵和透射矩阵便可以用射线追踪方法计算,然后在结合层特性已知的基础上采用一定的累加程序,逐层相叠加便可以决定整粒子层的反射矩阵^[11]。为了提高计算的速度,还采用了倍加法,即光学厚度按照 2 的指数倍增加。

在具体的求解过程中,采用了 Hansen 的方法^[11],将反射矩阵对方位角进行傅里叶级数展开,

$$\mathbf{R}(\mu, \mu_0, \varphi) = R^0(\mu, \mu_0) + 2 \sum_{m=1}^{\max} [R_c^m(\mu, \mu_0) \cos(m\varphi) + R_s^m(\mu, \mu_0) \sin(m\varphi)]. \quad (19)$$

这样在利用累加法时,可以将复杂的三重积分化为二重积分,并且每一项可以单独处理。这样相矩阵也必须进行傅里叶级数展开^[15, 16],即

$$Z^{ij}(\mu, \varphi, \mu', \varphi') = {}^0Z_c^{ij}(\mu, \mu_0) + 2 \sum_{m=1}^{\infty} [{}^mZ_c^{ij}(\mu, \mu_0) \cos m(\varphi - \varphi_0) + {}^mZ_s^{ij}(\mu, \mu_0) \sin m(\varphi - \varphi_0)], \quad (20)$$

式中 Z^{ij} 是相矩阵中的元素, ${}^mZ_c^{ij}(\mu, \mu_0)$ 和 ${}^mZ_s^{ij}(\mu, \mu_0)$ 可以用广义球函数展开,即

$${}^mZ^{ij}(\mu, \mu_0) = (-1)^m \sum_{l=m}^{\infty} P_m^l(\pm\mu) S^l P_m^l(\mu_0), \quad (21)$$

式中

$$\mathbf{S}^l = \begin{bmatrix} \alpha_1^l & \beta_1^l & 0 & 0 \\ \beta_1^l & \alpha_2^l & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \alpha_3^l & \beta_2^l \\ 0 & 0 & -\beta_2^l & \alpha_4^l \end{bmatrix}, \quad (22)$$

矩阵 \mathbf{S}^l 中的元素也即为(6)~(11)式中单次散射相函数展开的系数。

气溶胶的光学厚度一般为 $\tau=0\sim 2$ 之间,对于纯分子大气 τ 趋于 0, $\tau=2$ 为沙尘爆发期或由生物燃烧释放烟尘造成的非常混浊的大气^[17]。图 2 给出了光学厚度分别为 0.5 和 1,不同模型的尘埃气溶胶对 0.443 μm 的垂直入射光的反射强度和反射极化度。其中极化度定义为^[11]

$$P_0 = \frac{(Q^2 + U^2 + V^2)^{1/2}}{I}, \quad (23)$$

当非极化光入射时,极化度为

$$P_0 = \frac{[(R_{21})^2 + (R_{31})^2 + (R_{41})^2]^{1/2}}{R_{11}}, \quad (24)$$

当太阳光垂直入射时, $U=V=0$,因此

$$P_0 = \frac{(Q^2)^{1/2}}{I}. \quad (25)$$

根据 Hansen 的研究^[11]发现 $-Q/I$ 比 $(Q^2)^{1/2}/I = |Q|/I$ 包含更多的信息。因此定义极化度为 $P_0 = -100Q/I$ 。

图 2 中比较了混合形状的椭球粒子、球形粒子以及纵横比分别为 0.6 和 2.0 的单一形状椭球粒子对入射光的反射强度和极化度,从图中可以看出,四种形状的粒子的反射函数强度和极化度差别都很大,因此利

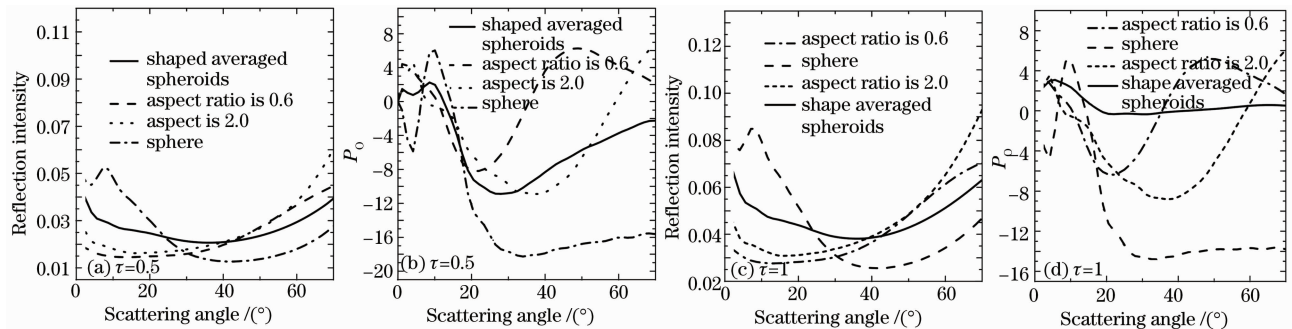


图 2 尘埃对光波的反射强度和反射极化度

Fig. 2 Reflection intensity and polarization of light scattering by sand and dust storm

用任意一种单一形状的粒子进行光学厚度反演时都会带来很大的误差。

4 结 论

利用多种形状混合的椭球粒子来模拟自然界中的尘埃粒子,利用 T 矩阵方法计算了随机分布、随机取向、不同横纵比的椭球粒子的单次散射相矩阵,并将得到的相矩阵进行了平均。计算结果表明,平均后的相函数随散射角分布非常平滑,且没有侧散射峰,这些特点与自然界中存在的真实相函数相同。由得到的单次散射相矩阵,根据矢量辐射传输理论,利用矢量累加法计算了光学厚度为 0.5 和 1 的尘埃气溶胶对波长为 0.443 μm 非极化光的多次散射特性,并与球形粒子和其他两种单一形状的椭球粒子的多次散射特性进行了比较,结果表明,利用单一形状的粒子进行多次散射计算将带来很大误差。

参 考 文 献

- Xia Xiangao. Optical thickness of MODIS aerosols over global land is clearly higher[J]. *Chinese Science Bulletin*, 2006, **51**(19): 2297~2303
夏祥鳌. 全球陆地上空 MODIS 气溶胶光学厚度显著偏高[J]. 科学通报, 2006, **51**(19): 2297~2303
- H. Chepter, G. Brogniez, Y. Fouquart, Cirrus clouds' microphysical properties deduced from POLDER observations[J]. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 1998, **60**(3): 375~390
- M. I. Mishchenko, J. M. Dlugach. Bidirectional reflectance of flat, optically thick particulate layer: an efficient radiative transfer solution and application to snow and soil surfaces[J]. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 1999, **63**(2): 409~432
- Wu Zhensen, You Jinguang, Yang Ruike. Study on laser attenuation character in sand and dust storms[J]. *Chinese J. Lasers*, 2004, **31**(9): 1075~1080
吴振森, 由金光, 杨瑞科. 激光在沙尘暴中的衰减特性研究[J]. 中国激光, 2004, **31**(9): 1075~1080
- Gao Zhiwen, Zhou Youhe, Zheng Xiaojing. Monte Carlo model of electromagnetic wave propagation in sand and dust storm [J]. *Science in China Series G: Physics, Mechanics & Astronomy*, 2008, **38**(8): 955~961
高志文, 周又和, 郑晓静. 电磁波在沙尘暴中传播的 Monte Carlo 模拟[J]. 中国科学 G 辑: 物理学 力学天文学, 2008, **38**(8): 955~961
- Sun X. M., Wang H. H., Liu W. Q. *et al.*. Light scattering by a spherical particle with multiple densely packed inclusions[J]. *Chinese Physics B*, 2009, **18**(3): 1040~1044
- Zhou Wang, Zhou Dongfang, Hou Deting *et al.*. Calculation and simulation of sand and dust attenuation in microwave propagation[J]. *High Power Laser and Particles Beams*, 2005, **17**(8): 1259~1262
周 旺, 周东方, 侯德亭 等. 微波传输中沙尘衰减的计算与仿真[J]. 强激光与粒子束, 2005, **17**(8): 1259~1262
- T. Nakajima, M. Tanaka, M. Yamano *et al.*. Aerosol optical characteristics in the yellow sand events observed in May, 1982 at Nagasaki, II, Models[J]. *J. Meteorol. Soc. Jpn.*, 1989, **67**(2): 279~291
- K. Okada, A. Kobayashi, Y. Iwasaka *et al.*. Features of individual asian dust-storm particles collected at Nagoya, Japan [J]. *J. Meteorol. Soc. Jpn.*, 1987, **65**(3): 515~521
- M. I. Mishchenko, L. D. Travis, P. A. Kahn *et al.*. Modeling phase functions for dustlike tropospheric aerosols using a shape mixture of randomly oriented polydisperse spheroids[J]. *J. Geophys. Res.*, 1997, **102**(14): 16831~16847
- J. E. Hansen, L. D. Travis. Light scattering in planetary atmospheres[J]. *Space Science Reviews*, 1974, **16**(4): 527~610
- P. Yang, K. N. Liou. Parameterization of the scattering and absorption properties of individual ice crystals[J]. *Journal of Geophysical Research*, 2000, **105**(4): 4699~4718
- Sun Xianming, Shen Jin, Liu Wei *et al.*. Errors analysis of equivalent sphere model for computing the reflection properties of ice clouds[J]. *Acta Optica Sinica*, 2009, **29**(11): 2963~2967
孙贤明, 申 晋, 刘 伟 等. 等效球模型模拟冰晶云反射的误差分析[J]. 光学学报, 2009, **29**(11): 2963~2967
- Han Yiping, Du Yungang. Electromagnetic scattering for a non-spherical aerosols with arbitrary shaped beam[J]. *Acta Optica Sinica*, 2006, **26**(4): 630~633
韩一平, 杜云刚. 非球形大气粒子对任意波束的电磁散射特性[J]. 光学学报, 2006, **26**(4): 630~633
- Van de Hulst HC. Multiple Lights Scattering: Tables, Formulas and Application[M]. New York: Academic Press, 1980: 150~200
- de Rooij W. A, van de stap C C A H. Expansion of Mie scattering matrices in generalized spherical functions[J]. *Astron. Astrophys*, 1984, **131**(2): 237~248
- Zhang Junhua, Si Zhaojun, Mao Jietai *et al.*. Remote sensing aerosol optical depth over china with GMS-5 satellite[J]. *Chinese J. Atmospheric Sciences*, 2003, **27**(1): 23~35
张军华, 斯召俊, 毛节泰 等. GMS 卫星遥感中国地区气溶胶光学厚度[J]. 大气科学, 2003, **27**(1): 23~35