

偏振光在非球形气溶胶中传输特性的 Monte Carlo 仿真

胡帅 高太长 刘磊 易红亮 贲勋

Simulation of radiation transfer properties of polarized light in non-spherical aerosol using Monte Carlo method

Hu Shuai Gao Tai-Chang Liu Lei Yi Hong-Liang Ben Xun

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), 64, 094201 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.094201

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.094201>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I9>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

利用非传统螺旋相位调控高阶涡旋光束的拓扑结构

[Control of topological structure in high-order optical vortices by use of noncanonical helical phase](#)

物理学报.2015, 64(3): 034204 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.034204>

基于递归 T 矩阵的离散随机散射体散射特性研究

[Investigation of the scattering characteristics from discrete random scatterers based on recursive aggregate T-matrix algorithm](#)

物理学报.2014, 63(15): 154202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.154202>

车载探地雷达信号在分层介质中的散射特性

[Characteristics of electromagnetic scattering from the vehicle-mounted ground penetrating radar in layered media](#)

物理学报.2014, 63(4): 044201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.044201>

层状介质上空展源瞬变电磁响应的计算方法研究

[Study on the electromagnetic fields of an extended source over layered models](#)

物理学报.2013, 62(23): 234201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.234201>

随机光纤激光器中光纤与随机介质匹配问题的研究

[Discussion on the problem of random media matching with the PCF for RFL](#)

物理学报.2013, 62(21): 214202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.214202>

偏振光在非球形气溶胶中传输特性的 Monte Carlo 仿真

胡帅¹⁾ 高太长^{1)†} 刘磊¹⁾ 易红亮²⁾ 贾勋²⁾

1) (解放军理工大学气象海洋学院, 南京 211101)

2) (哈尔滨工业大学能源科学与工程学院, 哈尔滨 150001)

(2014年8月19日收到; 2014年11月13日收到修改稿)

非球形气溶胶是影响辐射传输的重要因素. 系统给出了矢量辐射传输 Monte Carlo 模型, 并验证了其准确度; 考虑入射光偏振态, 讨论了不同方向漫射光 Stokes 矢量对气溶胶形状的敏感性; 分析了气溶胶形状、入射光偏振状态对光波退偏程度、透过率及反射率的影响. 模拟仿真结果表明, 对于不同偏振态的入射光, 不同方向的 Stokes 矢量对气溶胶形状变化的灵敏程度并不一致, 而在天顶角 0° 方向区域, Q , U 及 V 分量对形状的灵敏程度普遍不高; 气溶胶形状对反射漫射光退偏程度的影响强于透射漫射光, 入射光偏振态不同, 漫射光退偏程度也存在较大差异. 气溶胶形状对光波整体透过率与反射率影响显著, 且该影响随传播距离增大而增大; 入射光偏振态对透过率与反射率影响相对较小, 与自然光相比, 水平偏振光透过率略偏小, 反射率略偏大, 垂直偏振光反之, 圆偏振光与自然光的模拟结果相当.

关键词: 气溶胶形状, Monte Carlo 法, 矢量辐射传输, Stokes 矢量

PACS: 42.25.Dd, 42.25.Bs, 41.20.Jb, 94.20.Bb

DOI: 10.7498/aps.64.094201

1 引言

气溶胶尺寸在微米级, 对紫外、可见光及近红外波段电磁波有较强的散射吸收作用^[1,2], 可对大气能见度、激光及大气辐射传输等产生重要影响^[3,4], 且随着气溶胶光学厚度增大, 多次散射效应增强, 其影响将更为显著^[5]. 实际气溶胶形状不规则^[6,7], 即使复折射率与等效尺度谱相同, 其散射特性仍存在显著差异^[8,9], 这不仅造成了多次散射效应中光强度信息的不确定性^[10,11], 制约大气辐射传输过程模拟精度的提升, 同时由于散射光偏振特性对气溶胶形状极为敏感, 可影响光波的 Stokes 矢量的空间分布特征^[12], 进而可影响目标物特性识别、偏振导航^[13]及偏振遥感^[14]等, 因此研究非球形气溶胶多次散射效应对偏振光辐射传输的影响已成为研究热点.

为处理辐射传输中的多次散射问题, 已提出了许多仅考虑光强度信息解决方案(简称标量法), 近似解法如四流近似、单散射近似, 精确解法如离散纵标法、累加-倍加法等^[15], 但标量法本质上是不完备的, Lacis 指出采用标量辐射传输模式计算辐射强度误差可达到 5%—10%^[16], 也有研究结果表明, 若忽略光的偏振因素, 在计算大气散射强度及辐射通量时可造成 10% 的误差^[17]. 为提高辐射传输的计算精度与信息量, 在模型中引入 Stokes 矢量, 开展了矢量辐射传输模型研究, 主要计算模型包括基于累加倍加法的 RT3/PolRadtran^[18,19], 矢量化的离散纵标法 VDISORT^[20]、逐次散射法^[21]及 Monte Carlo 法^[22–24]等, 其中前两种模型目前主要局限平面平行气层的计算, 且要求 Müller 矩阵为粒子随机取向或球形假设条件下的矩阵模型, 计算过程中需要对 Müller 矩阵进行傅里叶级数近似与 Legendre 函数展开, 涉及对参数的近似过

† 通信作者. E-mail: 2009gaotc@gmail.com

程 [25,26], 而逐次散射法与实际物理过程是不完全相符的 [15]; 相比而言, Monte Carlo 方法可适用于任何形状的介质 [27,28], 且对 Müller 矩阵形式无固定要求, 且只要光子数量足够, 便可达到非常高的精度, 因此随着计算机技术的发展, Monte Carlo 矢量辐射传输模拟受到重视 [29]. Monte Carlo 矢量辐射传输模型中, 空间散射方向的抽样计算与 Stokes 矢量的空间变换是最为关键的问题, 早期模拟过程中, 散射方向抽样方式与标量 Monte Carlo 模拟相同, 即假设方位角与散射角不相关, 且散射角取值仅取决于相函数, 但对偏振光, 散射光强分布不仅取决于 Müller 矩阵, 还取决于入射光偏振态, 且方位角与散射角是相关的 [30], 为解决此问题, 拒绝法被运用于光子散射方向抽样, 目前实现方式主要包括两种, 一种是二步抽样法 [23], 即通过两次随机抽样过程确定运动方向, 另一种是一步抽样 [29], 通过一次随机抽样确定所有相关角度, 本文基于后一种方案, 系统给出了 Monte Carlo 矢量辐射传输模型, 验证了模型的准确性, 然后分析了气溶胶形状对 1.06 μm 偏振光传输特性的影响.

2 偏振辐射传输的基本物理参数

光的偏振状态可用 Stokes 矢量 \mathbf{S} 完整描述, 其定义为

$$\mathbf{S} = \begin{bmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_1 E_1^* + E_p E_p^* \\ E_1 E_1^* - E_p E_p^* \\ E_1 E_p^* + E_p E_1^* \\ i(E_1 E_p^* - E_p E_1^*) \end{bmatrix}, \quad (1)$$

其中 I 表示光的强度, Q 表示水平与垂直偏振分量之差, U 为 45° 方向与 135° 方向偏振分量之差, V 表示左旋偏振分量与右旋偏振分量之差; E_1, E_p 为平行和垂直于定义参考平面的电场分量.

由于 Stokes 矢量是在一定参考平面上定义的, 而在辐射传输计算过程中参考平面的旋转不可避免, 因此相应 Stokes 矢量也要进行变换, 新参考平面定义的 Stokes 矢量 \mathbf{S}' 可采用下式变换得到:

$$\mathbf{S}' = \begin{bmatrix} I' \\ Q' \\ U' \\ V' \end{bmatrix} = \mathbf{L}(\chi) \mathbf{S}$$

$$= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 2\chi & \sin 2\chi & 0 \\ 0 & -\sin 2\chi & \cos 2\chi & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{bmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{bmatrix}, \quad (2)$$

其中 χ 为两参考平面的夹角, 而 $\mathbf{L}(\chi)$ 称为旋转变换矩阵.

光在传输过程中遇到气体分子及气溶胶粒子等将发生散射现象, 粒子的散射特性可通过 Müller 矩阵 $\mathbf{F}(\Theta)$ 为

$$\mathbf{F}(\Theta) = \begin{pmatrix} F_{11}(\Theta) & F_{12}(\Theta) & F_{13}(\Theta) & F_{14}(\Theta) \\ F_{21}(\Theta) & F_{22}(\Theta) & F_{23}(\Theta) & F_{24}(\Theta) \\ F_{31}(\Theta) & F_{32}(\Theta) & F_{33}(\Theta) & F_{34}(\Theta) \\ F_{41}(\Theta) & F_{42}(\Theta) & F_{43}(\Theta) & F_{44}(\Theta) \end{pmatrix}. \quad (3)$$

(3) 式表征的是入射光与散射角 Θ 处散射光 Stokes 矢量的转换关系, 该矩阵是粒子的固有光学属性之一, 取决于粒子的尺度谱、复折射率及形状等参数, 在粒子随机取向或球形假设条件下, $F_{13}(\Theta), F_{14}(\Theta), F_{23}(\Theta), F_{24}(\Theta), F_{31}(\Theta), F_{32}(\Theta), F_{41}(\Theta)$ 及 $F_{42}(\Theta)$ 为 0, $\mathbf{F}(\Theta)$ 可进一步简化.

以散射平面为参考平面, 在已知入射光 Stokes 矢量 \mathbf{S}_{inc} 条件下, 散射光 Stokes 矢量 \mathbf{S}_{sc} 可通过下式计算:

$$\mathbf{S}_{\text{sc}} = \mathbf{F}(\Theta) \mathbf{S}_{\text{inc}}. \quad (4)$$

3 Monte Carlo 矢量辐射传输模型的建立

Monte Carlo 是模拟气溶胶辐射传输特性的有效手段, 其原理是将光在气溶胶中的传输过程转化为光子随机运动结果的统计平均, 适用于任何形状的传输介质, 可实现对复杂辐射过程的精确仿真. 图 1 为 Monte Carlo 模拟中光子的随机运动过程示意及相关参数的定义, 其中光子的状态参数用 Stokes 矢量 \mathbf{S} 、运动方向余弦 $\mathbf{s}(u_x, u_y, u_z)$ 、坐标 (x, y, z) 及权重 W (表示光子的能量) 表示, 光子初始状态采用下标加 0 表示, (θ_0, φ_0) 为光子初始运动方向的天顶角及方位角, i_1, i_2 为入射子午面、反射子午面与散射平面的夹角. 图 2 为 Monte Carlo 模拟的基本流程图.

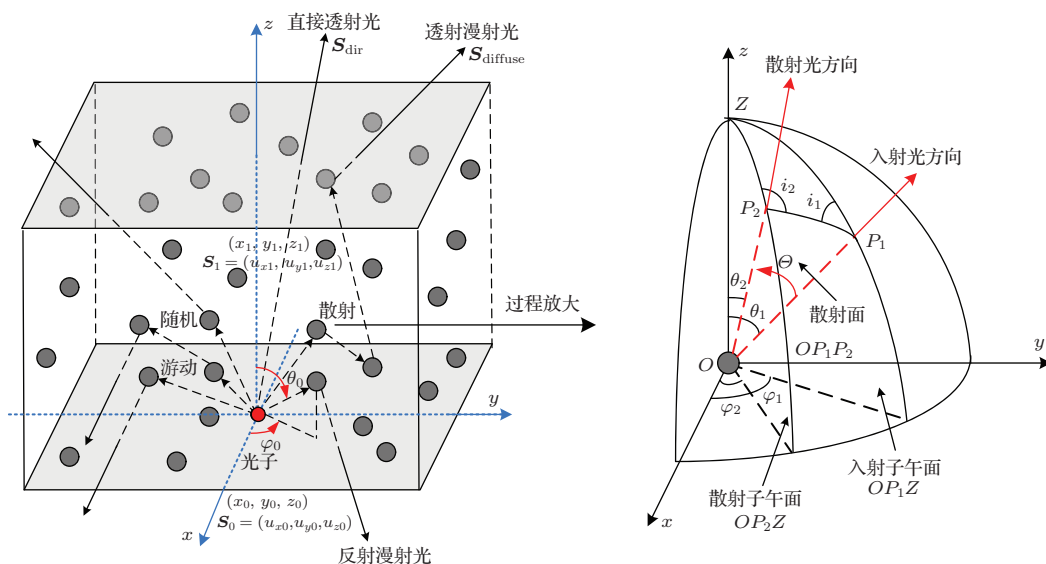


图1 (网刊彩色) 矢量辐射传输 Monte Carlo 模拟示意图

Fig. 1. (color online) Diagram of vector radiation transfer based on Monte Carlo method.

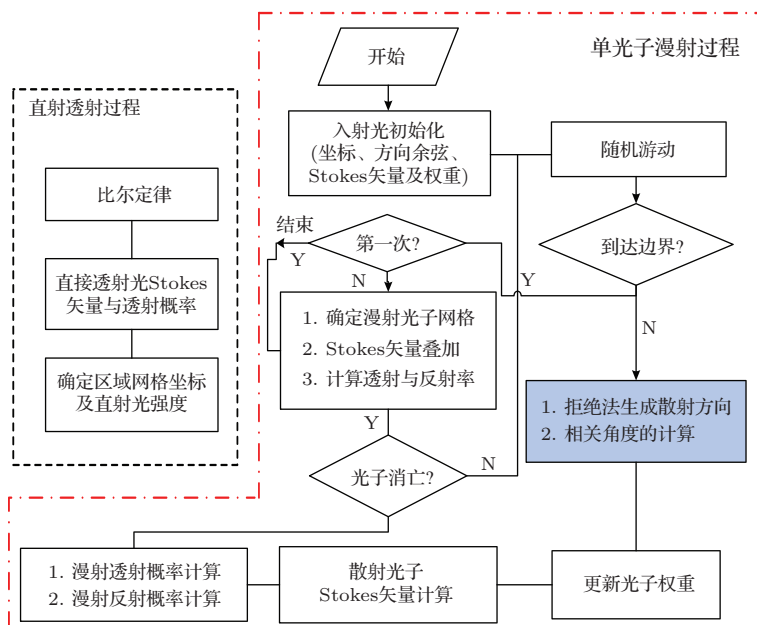


图2 (网刊彩色) 矢量辐射传输 Monte Carlo 模拟流程图

Fig. 2. (color online) Flow chart of vector radiation transfer simulation with Monte Carlo method.

与在实际辐射过程处理方式类似, 将光子运动分为直接透射过程与漫射散射过程, 直接透射过程指光子不经过散射而直接出介质, 透射光 Stokes 矢量 S_{dir} 与消光系数 k_{ex} 有关, 可通过比尔定律直接给出, 即

$$S_{dir} = S_0 \exp(-k_{ex} \cdot H/u_{z0}), \quad (5)$$

其中 H 为实际气层的厚度, u_{z0} 为光子初始方向余弦在 Z 轴方向分量.

该做法意义在于, 直接依据物理模型精确求解直接透射能量, 可减小 Monte Carlo 模型中光子能量统计结果起伏误差, 提高直接透射光的模拟精度; 另一方面, 也可一定程度减小 Monte Carlo 模型的计算量, 提高程序效率.

漫射散射过程主要模拟光子在气层内的散射与吸收过程. 光子运动过程包括随机游动及散射过程. 漫射散射过程的具体模拟实施方案如下.

3.1 光子的随机游动

随机游动指光子在两次散射过程间的运动, 游动的距离 L_i 是以对比尔定律为概率密度函数随机抽样得到, 计算方法为

$$L_i = -\frac{1}{k_{\text{ex}}} \ln \zeta_1, \quad (6)$$

该过程中光子不损失能量. (6) 式中 ζ_1 为 $[0, 1]$ 区间的均匀分布随机数, 光子运动距离 L_i 后, 原始坐标与下一散射点坐标存在以下关系:

$$\begin{aligned} x_i &= x_{i-1} + u_x L_i, \\ y_i &= y_{i-1} + u_y L_i, \\ z_i &= z_{i-1} + u_z L_i, \end{aligned} \quad (7)$$

其中 $\mathbf{S} = (u_x, u_y, u_z)$ 为光子运动的方向余弦.

3.2 散射角抽样与运动方向的确定

散射过程主要实现光子新运动方向的随机产生与散射光偏振状态的计算. 在 Monte Carlo 算法中, 确定光子散射方向基本原理是, 以散射光能量空间分布特征设计概率密度函数, 通过随机抽样获取散射方向. 在标量辐射传输方程中, 由于不考虑偏振特性, 通过对相函数随机抽样即可获得散射角, 而方位角则可看作与散射角无关, 假设在 $[0, 2\pi]$ 内均匀分布. 对于偏振光则相对复杂, 其散射方向采用以下方式确定.

以散射平面为参考平面, 通过下式计算散射光的 Stokes 矢量:

$$\mathbf{S}_{\text{sc}} = \mathbf{F}(\Theta) \mathbf{L}(-i_1) \mathbf{S}_{\text{inc}}, \quad (8)$$

其中, $\mathbf{L}(-i_1)$ 的作用是将入射子午面 OP_1Z 定义的入射光 Stokes 矢量 \mathbf{S}_{inc} 旋转至散射平面. 求取散射光 Stokes 矢量 \mathbf{S}_{sc} 第一分量 $I_{\text{sc}}(\Theta, i_1)$ 为

$$\begin{aligned} I_{\text{sc}} &= I_{\text{inc}} F_{11} + Q \cdot (F_{12} \cos 2i_1 + F_{13} \sin 2i_1) \\ &\quad + U \cdot (F_{13} \cos 2i_1 - F_{12} \sin 2i_1) + F_{14} V, \end{aligned} \quad (9)$$

对于在粒子随机取向或球形假设条件下, 该式可简化为

$$\begin{aligned} I_{\text{sc}} &= I_{\text{inc}} F_{11} + Q \cdot F_{12} \cos 2i_1 \\ &\quad - U \cdot F_{12} \sin 2i_1. \end{aligned} \quad (10)$$

在 (9) 式基础上, 然后求取 $I_{\text{sc}}(\Theta, i_1)$ 对应的最大值 $I_{\text{sc,max}}$, 对于 (10) 式其最大值, 可用下式求得:

$$I_{\text{sc,max}} = \max(I_{\text{inc}} F_{11}(\Theta)$$

$$+ \sqrt{Q^2 + U^2} \cdot F_{12}(\Theta)). \quad (11)$$

由 (9) 式可知, 偏振光散射能量空间分布不仅取决于入射光的偏振态和 Mueller 矩阵元素, 同时取决于散射平面与入射平面的夹角 i_1 , 因此对于偏振光散射方向抽样, 散射角不能简单通过相函数抽样得到, 而且方位角的确定与 i_1 的值是紧密相关, 这也是与标量辐射传输模拟的根本区别所在.

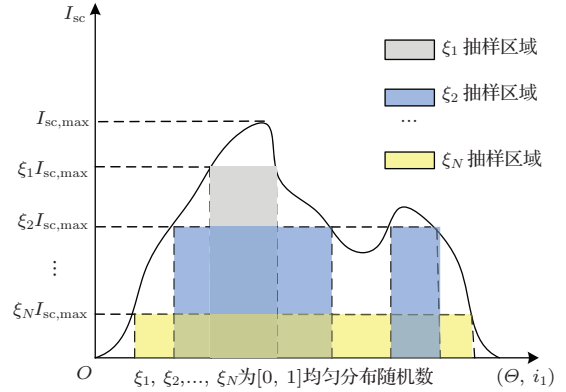


图3 (网刊彩色) 拒绝法原理图

Fig. 3. (color online) Basic principle of rejection method.

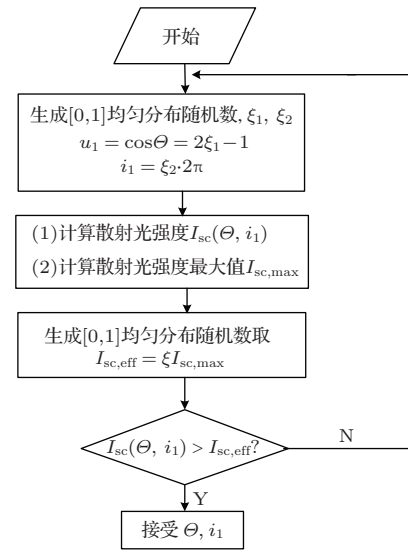


图4 拒绝法抽样流程图

Fig. 4. Flow chart of rejection method.

采用拒绝法对 Θ 和 i_1 进行抽样, 其实质是将对 (Θ, i_1) 直接抽样转化为对概率密度分布函数值 $I_{\text{sc}}(\Theta, i_1)$ 的抽样, 基本原理如图 3 所示. 假设散射光强分布满足概率密度分布函数 $I_{\text{sc}}(\Theta, i_1)$, 均匀的随机生成分层节点 $I_{\text{sc,eff}} = \xi_{\text{sc,max}}$, 然后均匀随机生成并选取 (Θ, i_1) 使之满足 $I_{\text{sc}}(\Theta, i_1) > I_{\text{sc,eff}}$, 这样对应每一个随机数 ξ 都是存在一个抽样区域, 由图可发现, 某点函数值 I_{sc} 越大, 对应被不同 ξ 的抽样区域重叠的次数就越多, 也即是相应的抽

样概率也越大. 拒绝法的具体实施步骤及流程如图4所示.

在获得 Θ 和 i_1 基础上, 由球面三角余弦定理, 可计算其他几个角度, 如 (12), (13) 和 (14) 式所示, 进而可计算光子的新方向余弦.

$$\theta_2 = \arccos(\cos \theta_1 \cos \Theta + \sin \theta_1 \sin \Theta \cos i_1), \quad (12)$$

$$i_2 = \begin{cases} \arccos\left(\frac{\cos \theta_1 - \cos \theta_2 \cos \Theta}{\sin \theta_2 \sin \Theta}\right), \\ (0 < i_1 < \pi), \\ 2\pi - \arccos\left(\frac{\cos \theta_1 - \cos \theta_2 \cos \Theta}{\sin \theta_2 \sin \Theta}\right), \\ (\pi < i_1 < 2\pi), \end{cases} \quad (13)$$

$$\varphi_2 = \begin{cases} \varphi_1 - \arccos\left(\frac{\cos \Theta - \cos \theta_1 \cos \theta_2}{\sin \theta_1 \sin \theta_2}\right), \\ (0 < i_1 < \pi), \\ \varphi_1 + \arccos\left(\frac{\cos \Theta - \cos \theta_1 \cos \theta_2}{\sin \theta_1 \sin \theta_2}\right), \\ (\pi < i_1 < 2\pi). \end{cases} \quad (14)$$

在获取新散射方向基础上, 将散射平面内的 \mathbf{S}_{sc} 旋转角度 $\pi - i_2$ 至散射子午面 OP_2Z , 计算新的 Stokes 矢量 \mathbf{S}'_{sc} , 计算公式为

$$\begin{aligned} \mathbf{S}'_{sc} &= \mathbf{L}(\pi - i_2)\mathbf{S}_{sc} \\ &= \mathbf{L}(\pi - i_2)\mathbf{F}(\Theta)\mathbf{L}(-i_1)\mathbf{S}_{inc}. \end{aligned} \quad (15)$$

经过散射后, 光子的能量需要重新计算, 计算方法为

$$\mathbf{S}'_{sc,new} = \frac{\mathbf{S}'_{sc}}{S'_{sc}(1)} \cdot \mathbf{S}_{inc}(1) \cdot \tilde{\omega}. \quad (16)$$

上式意义是, 光子散射后的能量是在该次散射入射能量 $\mathbf{S}_{inc}(1)$ 基础上, 以单散射反照率 $\tilde{\omega}$ 为比例衰减. 光子能量的衰减程度采用权重 W_i 衡量, 第 i 次散射后, 光子权重用下式计算:

$$W_i = W_{i-1} \cdot \tilde{\omega} = \tilde{\omega}^i. \quad (17)$$

3.3 Stokes 矢量空间分布统计与传输特性计算

Stokes 矢量空间分布统计. 首先将整个空间 $\Omega(\theta \times \varphi)$ 化为 $M \times N$ 个空间角, 若光子以方向 (θ, φ) 射出边界面时, 则对 (θ, φ) 所在空间区域的 Stokes 矢量进行叠加, 对于某空间角的漫射光 Stokes 矢量统计结果用下式计算 [29]:

$$\begin{aligned} \mathbf{S}_{ij} &= \frac{I_0 \cos \theta_0}{|\cos \theta| d\Omega} \sum_{k=1}^{N_{ij}} \mathbf{S}_k / N \\ &= \frac{I_0 \cos \theta_0}{|\cos \theta| \sin \theta \cdot d\theta \cdot d\varphi} \sum_{k=1}^{N_{ij}} \mathbf{S}_k / N, \end{aligned} \quad (18)$$

其中 I_0 为初始入射辐射强度, θ_0 为光子初始入射天顶角 (如图 1), N_{ij} 为入射到第 (i, j) 空间角的光子数, N 为模拟的总光子数, 将直接透射光 Stokes 矢量叠加, 即得 Stokes 矢量空间分布:

$$\begin{aligned} \mathbf{S}_{ij} &= \frac{I_0 \cos \theta_0}{|\cos \theta| \sin \theta \cdot d\theta \cdot d\varphi} \\ &\times \left(\sum_{k=1}^{N_{ij}} \mathbf{S}_k / N + \mathbf{S}_{dir} \delta_{m,m_0} \delta_{n,n_0} \right), \end{aligned} \quad (19)$$

$\delta_{m,n}$ 为狄拉克函数, (m_0, n_0) 表示直射透射光方向所在网格区域坐标.

透过率与反射率的加权统计估计 在计算透过率与反射率时, 为避免复杂的光强度空间积分及由于数值积分造成的误差, 采用加权估计法计算透过率与反射率. 假设光子在每一次散射过程中均以一定概率透射或反射出介质, 以第 k 个光子为例, 在第 i 各散射点的透射概率 P_i^k 与反射概率 R_i^k 可采用下式计算:

$$\begin{aligned} P_i^k &= W_i \exp\left(-k_{ex} \frac{H - z_i}{u_{zi}}\right) G(u_{zi}), \\ R_i^k &= W_i \exp\left(-k_{ex} \frac{0 - z_i}{u_{zi}}\right) G(-u_{zi}), \end{aligned} \quad (20)$$

其中 $G(u_{zi})$ 为阶跃函数. 将光子在各散射点的透射概率与反射概率叠加, 即为该光子对透过率 P_{Trans}^k 和反射率 R_{ref}^k 的贡献, 即

$$\begin{aligned} P_{Trans}^k &= P_{dir} + \sum_{i=1}^N P_i^k, \\ R_{ref}^k &= \sum_{i=1}^N R_i^k, \end{aligned} \quad (21)$$

式中 N 表示散射的次数, P_{dir} 为直接透射概率, 可通过比尔定律求得. 若共模拟 M 个光子, 气层的透过率与反射率可看成各光子贡献的平均值, 用下式进行计算:

$$\begin{aligned} T &= \frac{1}{M} \sum_{k=1}^M P_{Trans}^k = P_{dir} + \frac{1}{M} \sum_{k=1}^M \sum_{i=1}^{N-1} P_i^k, \\ R &= \frac{1}{M} \sum_{k=1}^M R_{ref}^k = \frac{1}{M} \sum_{k=1}^M \sum_{i=1}^{N-1} R_i^k. \end{aligned} \quad (22)$$

4 偏振光在气溶胶传输特性仿真模拟

4.1 Monte Carlo模型的验证

Stokes 矢量计算结果验证. 采用瑞利散射验证 Stokes 矢量模拟结果. 取气层光学厚度 0.5, 入射光 Stokes 矢量为 $[\pi, 0, 0, 0]$, 入射光的天顶角余弦满足 $\cos \theta_0 = 0.4$, 方位角 $\varphi_0 = 0$, 模拟光子数量 10^8 个, 分别计算气层顶部 ($z = z_{\max}$) 与底部 ($z = 0$) 的 I, Q 分量, 并将结果与文献 [22] 进行比较, 结果

如图 5、图 6 所示, 由图可知, 本文结果与文献结果符合较好.

透过率与反射率计算准确性验证. 参考文献 [23] 方法进行验证, 取入射光为波长 $0.6328 \mu\text{m}$ 的自然光, 粒子取复折射率为 $1.59 - 0i$ 的球形粒子, 传播距离为 $4/k_{\text{sc}}$, 模拟光子数取 10^6 个, 将模拟结果与矢量辐射传输模式 RT3 及文献 [23] 的结果进行比较, 结果如表 1 所示. 结果表明, 本模型计算的透过率与反射率值是准确的.

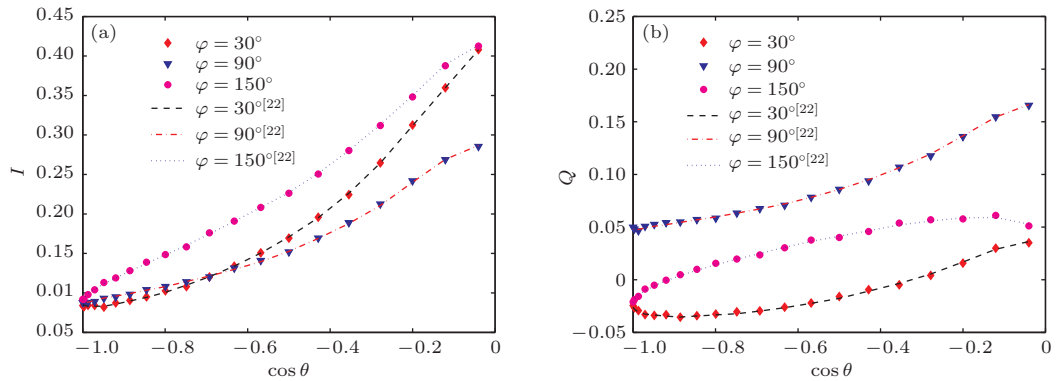


图 5 (网刊彩色) $z = 0$ 处 I, Q 分量模拟结果验证

Fig. 5. (color online) Validation of the I, Q element simulation results at $z = 0$.

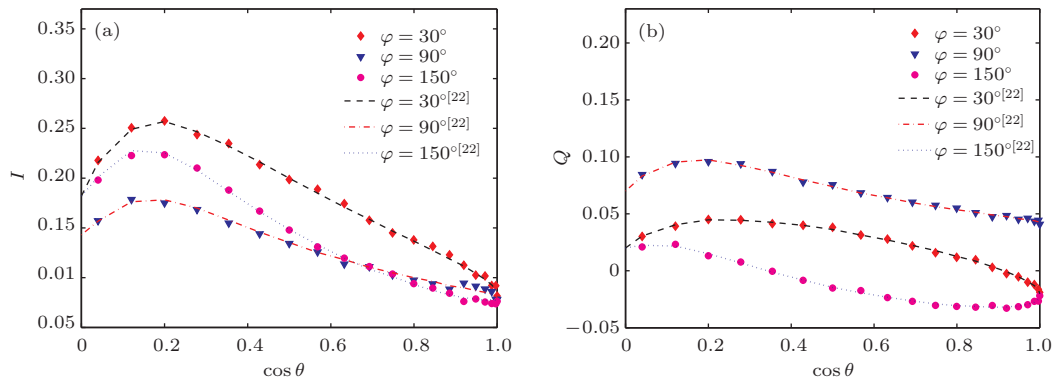


图 6 (网刊彩色) $z = z_{\max}$ 处 I, Q 分量模拟结果验证

Fig. 6. (color online) Validation of the I, Q element simulation results at $z = z_{\max}$.

表 1 Monte Carlo 仿真精度验证

Table 1. Validation of the accuracy of Monte Carlo simulation.

粒子直径	100 nm		1000 nm		2000 nm	
	透过率	反射率	透过率	反射率	透过率	反射率
RT3	0.32301	0.6769	0.55201	0.4479	0.70698	0.2930
文献 [23]	0.3231	0.6769	0.5520	0.4480	0.7067	0.2926
本文方法	0.3232	0.6768	0.5522	0.4478	0.7068	0.2927

表2 本模型与标量 Monte Carlo 模拟结果比较
Table 2. Simulation results comparison between scalar Monte Carlo Method and model in this paper.

距离 /km	透过率 T (标量)		反射率 R (标量)		透过率 T		反射率 R		T 相对 偏差/%	R 相对 偏差/%
	平均值	标准差	平均值	标准差	平均值	标准差	平均值	标准差		
0.5	0.7273835	0.173×10^{-4}	0.1526658	0.141×10^{-4}	0.7315890	0.163×10^{-4}	0.1512002	0.135×10^{-4}	0.58	-0.96
1	0.4972666	0.232×10^{-4}	0.2475342	0.163×10^{-4}	0.5017625	0.176×10^{-4}	0.2459319	0.155×10^{-4}	0.89	-0.65
1.5	0.3351696	0.273×10^{-4}	0.2939822	0.221×10^{-4}	0.3396735	0.194×10^{-4}	0.2922471	0.183×10^{-4}	1.34	-0.59
2	0.2260175	0.301×10^{-4}	0.3153721	0.256×10^{-4}	0.2297121	0.233×10^{-4}	0.3146363	0.224×10^{-4}	1.63	-0.23

进一步与标量 Monte Carlo 模拟的透过率与反射率计算结果比较, 入射光波长取 $1.06 \mu\text{m}$, 传播距离取 0.5, 1, 1.5 及 2 km, 气溶胶为随机取向的椭球形沙尘粒子 (轴比 $a/b = 0.4$, 数密度为 $1000 \text{个}/\text{cm}^3$, 取复折射率 $1.52 - 0.008i$, 尺度谱取对数正态分布谱, 平均半径取 $0.5 \mu\text{m}$, 标准差取 2.99, 具体见文献 [31](标准辐射大气气溶胶模型), 散射吸收参数采用 T 矩阵法生成), 光子数量 5×10^9 个. 每种情形各模拟 50 次, 统计其平均值与标准差, 如表 2 所示. 由表可知, 与标量 Monte Carlo 模拟算法比较, 矢量 Monte Carlo 模拟的透过率值总体偏大, 反射率计算值总体偏小, 且随着传播距离增大, 两者透过率相对偏差随之增大, 反射率相对偏差则随之减小.

4.2 漫射光 Stokes 矢量对气溶胶形状敏感性分析

光波传输过程中, 漫射光的 Stokes 矢量的 Q, U, V 分量对粒子形状极为敏感, 因此偏振探测技术广泛运用球形与非球形粒子的辨别, 在验证 Monte Carlo 模型准确度的基础上, 本文分析了光波在均匀气层传播过程中, 不同方向的透射漫射光与反射漫射光对气溶胶形状的敏感性, 具体实施方法如下:

散射参数的生成 采用 T 矩阵法分别计算椭球形、圆柱形及切比雪夫粒子的消光系数、单散射反照率、对称度因子及 Mueller 矩阵, 并制成查算表. 其中椭球粒子轴比 (a/b) 及圆柱形粒子直径与高度比 (D/L) 以步长 0.05 从 0.3 变化至 4, 切比雪夫粒子的阶数 n 分别取 2, 4, 8, 形状畸变量 ϵ 取 0.01 至 0.2, 变化步长 0.02. 入射光波长取 $1.06 \mu\text{m}$, 气溶胶类型取沙尘型, 相关参数与 4.1 中相同.

Stokes 矢量空间分布模拟 采用 Monte Carlo 模型模拟不同方向的透射漫射光及反射漫射

光 Stokes 矢量, 空间角网格划分为 $40 \times 50 (\theta \times \varphi)$, 模拟光子数为 10^{10} 个. 取入射光分别为自然光、垂直偏振光、水平偏振光及圆偏振光, 入射方向为垂直气层 (初始方向余弦为 $(0, 0, 1)$), 气溶胶光学厚度 $\tau = 0.5$.

Stokes 矢量形状敏感性统计 为分析漫射光 Stokes 矢量的各分量 $X (I, Q, U \text{ 和 } V)$ 对形状的敏感性, 敏感性系数 K 定义为

$$K_{ij} = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{l=1}^N (X_{ij}^l - \bar{X}_{ij})^2 / \bar{X}_{ij}} \times 100\%, \quad (23)$$

(23) 式对各空间网格的 Stokes 分量进行统计, 其中 N 表示模拟气溶胶总样本数, (i, j) 表示网格空间的编号.

如图 7 所示为入射光为自然光情形下形状敏感性分析结果, 由图可知, 不同方向的漫射光 Stokes 矢量对气溶胶形状的敏感性存在较大差异. 对于透射漫射光, I 分量的形状敏感系数整体趋势是随着天顶角增大而增强的, 从动态范围上看, I 分量对形状的敏感性弱于其他 Stokes 分量; 在天顶角 60° 至 90° 区间, 其 Q 和 U 分量对气溶胶形状有显著敏感度, 其中 Q 分量在 $\varphi = 240^\circ$ 处敏感系数 K 存在极大值, 而 U 分量的敏感度最高方向区域出现在 $\varphi = 10^\circ, 90^\circ$ 及 270° 附近; V 分量的形状敏感方向区域与 Q, U 分量不同, 分布较为分散且不连续, 主要方向区域包括三个, 第一处是 $\theta = 40^\circ - 80^\circ, \varphi = 60^\circ - 90^\circ$ 方向区域附近, 第二处是 $\theta = 90^\circ, \varphi = 110^\circ$ 附近, 第三处是 $\theta = 70^\circ, \varphi = 280^\circ$ 附近; 总体而言, 在天顶角 $\theta = 0^\circ$ 附近, 透射漫射光的 Q, U 及 V 分量对气溶胶形状敏感度均不高. 对于反射漫射光而言, 在 $\theta = 180^\circ$ 及 100° 区域附近, I 分量表现出较高的形状灵敏度, 其他方向对粒子形状变化相对不敏感; Q 分量的敏感区域主要集中在 $\theta = 120^\circ$ 与 160° 的圆环区域内, 其中在 $\varphi = 60^\circ,$

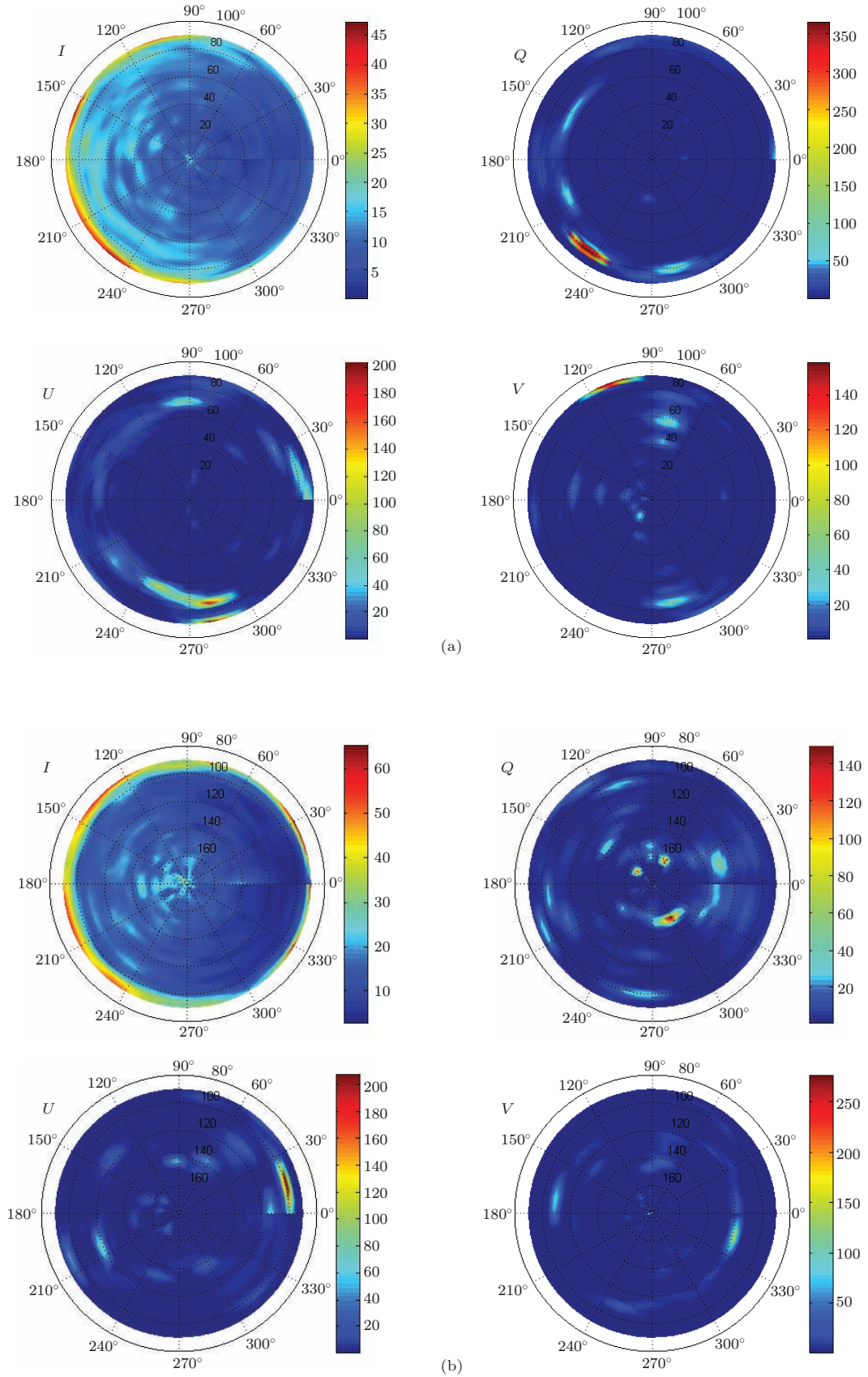


图7 (网刊彩色) 自然光入射情形的敏感性分析结果 (a) 透射漫射光敏感系数分布图; (b) 反射漫射光的敏感系数空间分布 (从圆心往外天顶角为 $180^\circ-90^\circ$, 下同)

Fig. 7. (color online) Sensitivity analysis when incident light is unpolarized. (a) Sensitive coefficients distribution of transmitted diffuse light; (b) Sensitive coefficients distribution of reflected diffuse light.

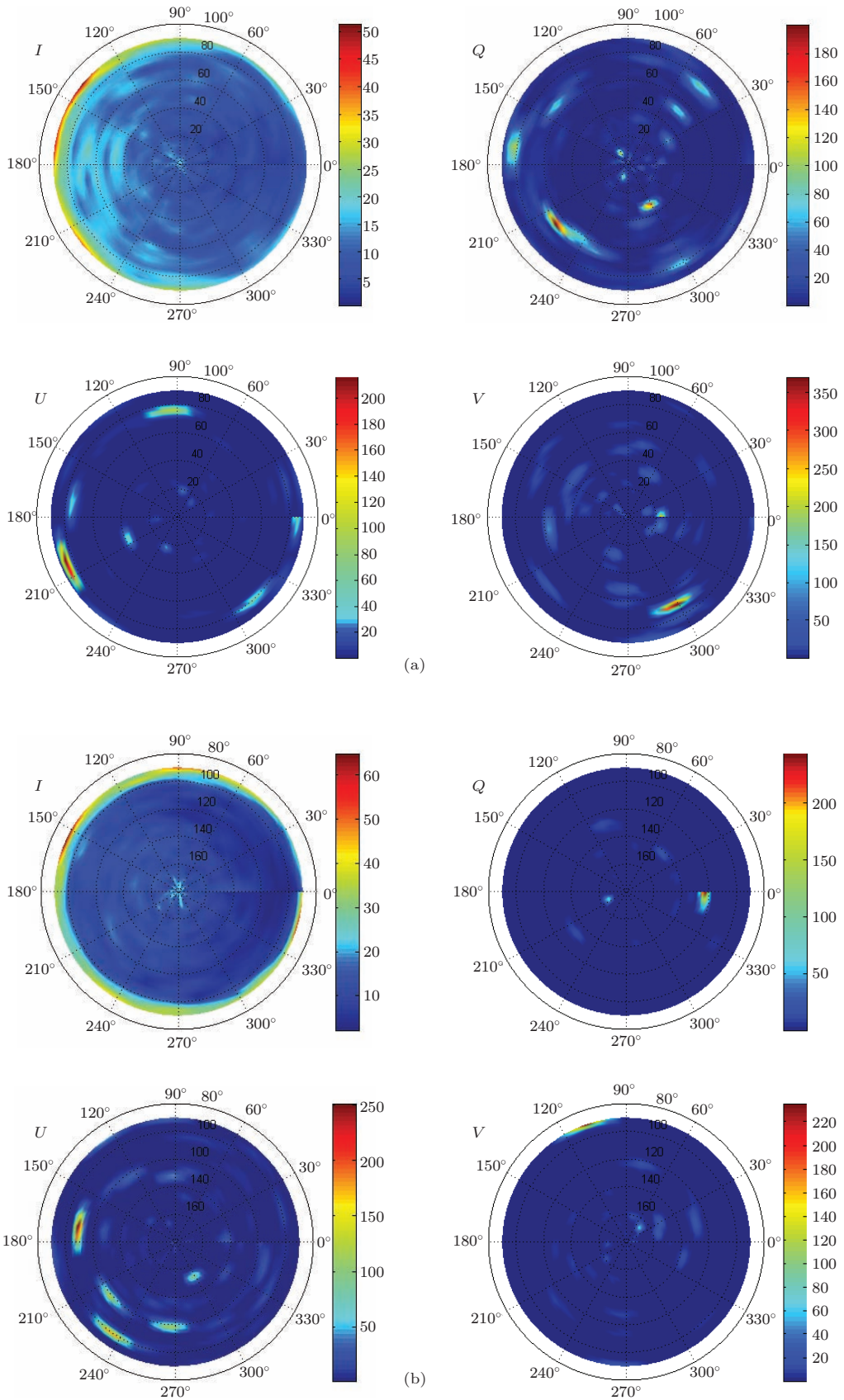


图8 (网刊彩色) 水平偏振光入射情形的敏感性分析结果 (a) 透射漫射光敏感系数分布图; (b) 反射漫射光的敏感系数空间分布

Fig. 8. (color online) Sensitivity analysis when incident light is horizontally-polarized. (a) Sensitive coefficients distribution of transmitted diffuse light; (b) Sensitive coefficients distribution of reflected diffuse light.

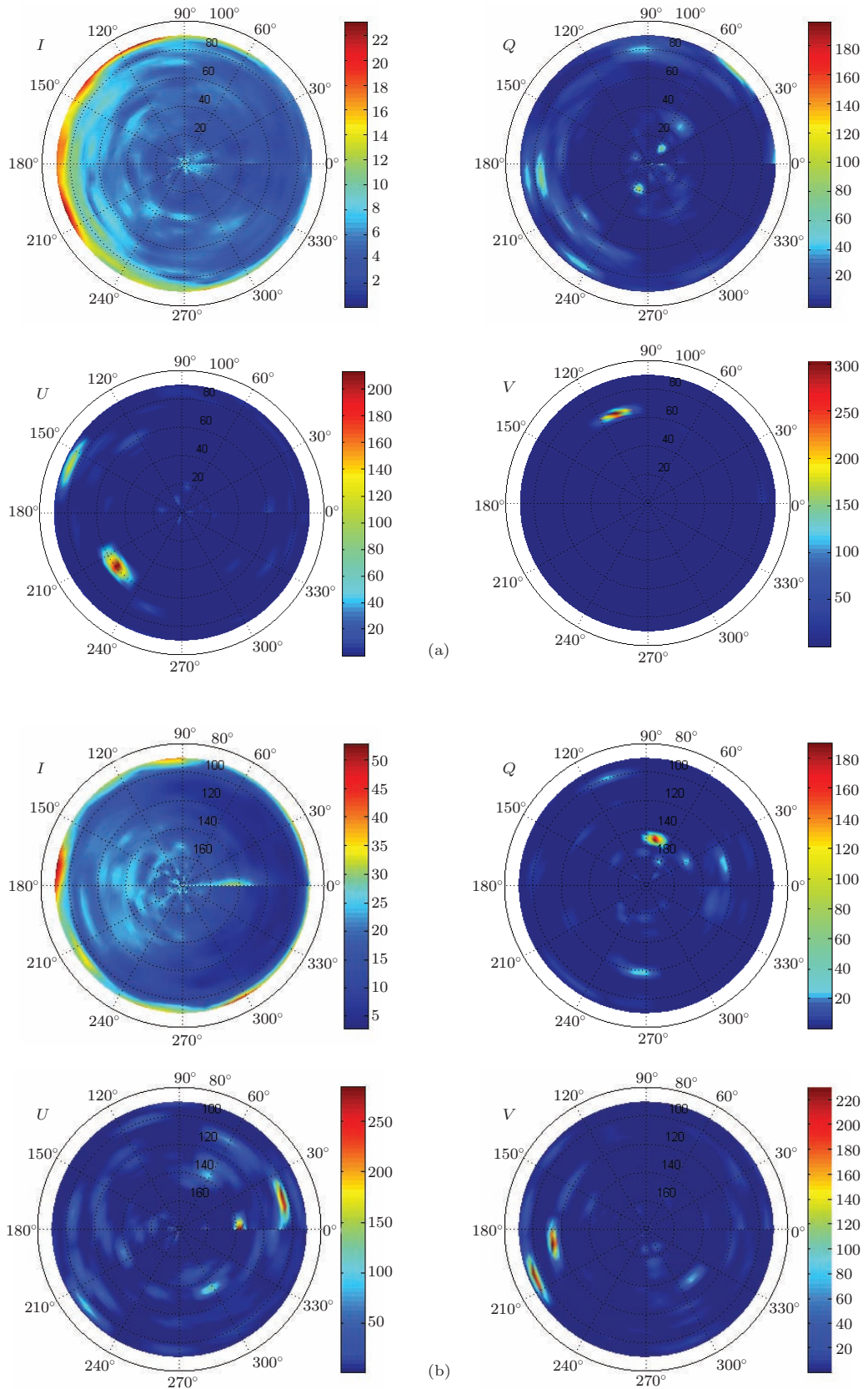


图9 (网刊彩色) 垂直偏振光入射情形的敏感性分析结果 (a) 透射漫射光敏感系数分布图; (b) 反射漫射光的敏感系数空间分布

Fig. 9. (color online) Sensitivity analysis when incident light is vertically-polarized. (a) Sensitive coefficients distribution of transmitted diffuse light; (b) Sensitive coefficients distribution of reflected diffuse light.

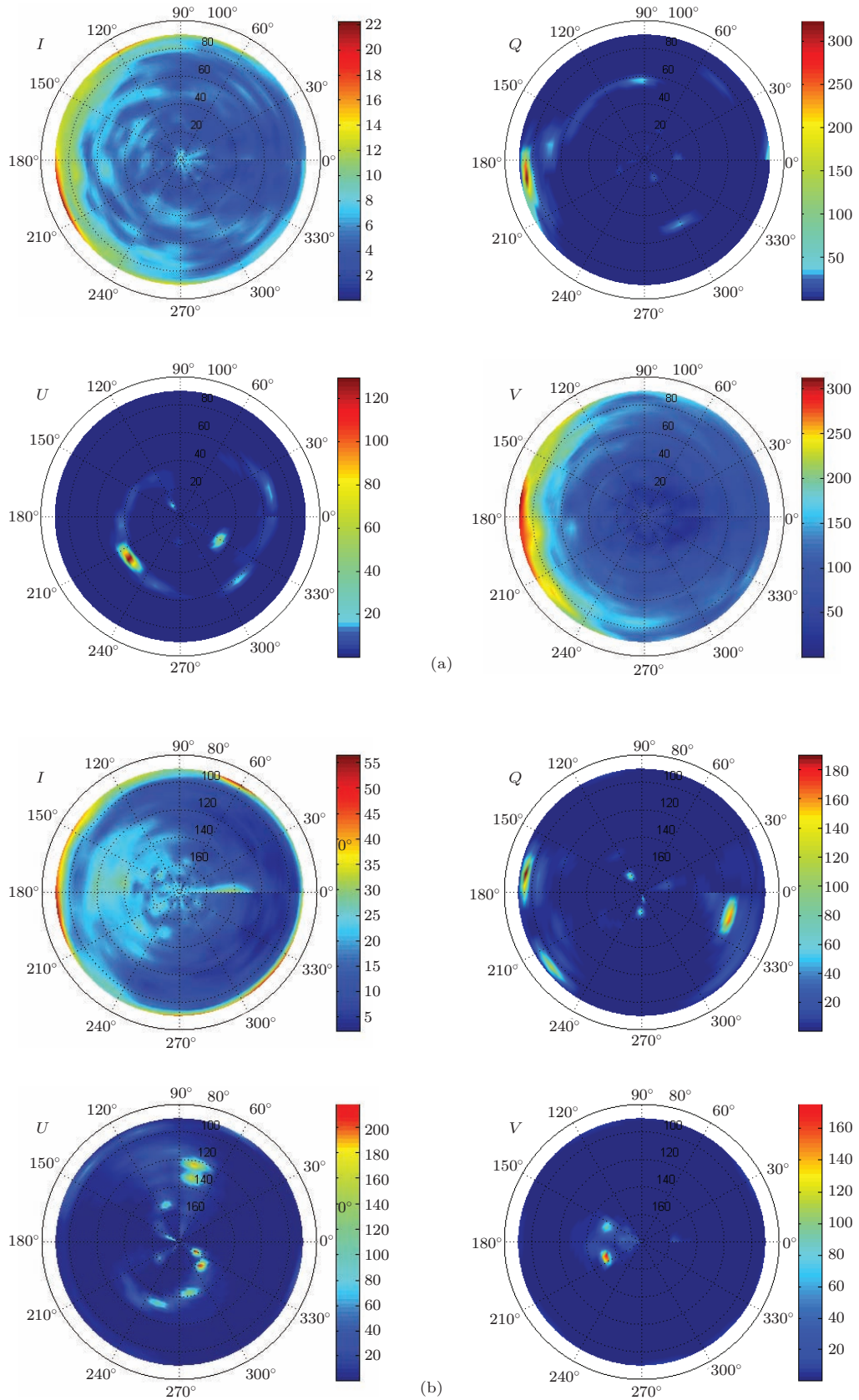


图 10 (网刊彩色) 圆偏振光入射情形的敏感性分析结果 (a) 透射漫射光敏感系数分布图; (b) 反射漫射光的敏感系数空间分布

Fig. 10. (color online) Sensitivity analysis when incident light is circularly-polarized. (a) Sensitive coefficients distribution of transmitted diffuse light; (b) Sensitive coefficients distribution of reflected diffuse light.

140° 及 300° 附近显示局部较高的形状敏感度; U 分量的形状敏感区域分布较为分散, 较为敏感的方向在 $(\theta, \varphi) = (100^\circ, 20^\circ), (140^\circ, 70^\circ)$ 及 $(120^\circ, 200^\circ)$ 附近; 对于 V 分量, 其形状敏感方向主要在天顶角 $\theta = 120^\circ$ 附近, 其中在方位角 $\varphi = 180^\circ$ 及 340° 附近形状敏感性最强.

如图 8 所示为水平偏振光入射情形下的敏感系数空间分布. 如图所示, 对于透射漫射光和反射漫射光, I 分量形状敏感系数空间分布特征与自然光入射情形相似, 不再详细介绍. 对透射漫射光而言, Q 分量对形状的高灵敏区域较分散, 较显著区域在 $(\theta, \varphi) = (50^\circ, 45^\circ), (80^\circ, 45^\circ), (80^\circ, 170^\circ), (70^\circ, 220^\circ)$ 及 $(30^\circ, 300^\circ)$ 附近; U 分量的敏感区域主要集中在天顶角 $\theta = 60^\circ$ 与 90° 之间, 其中 $\varphi = 90^\circ, 200^\circ$ 及 $\varphi = 310^\circ$ 处敏感系数值显著大于其他方向区域; V 分量的敏感区域在 $\theta = 20^\circ - 80^\circ$ 区域内零星分布, 其中, 在 $(\theta, \varphi) = (20^\circ, 0^\circ)$ 及 $(70^\circ, 300^\circ)$ 方向附近, 其形状灵敏度较高; 此外, 与自然光入射情形类似, 在天顶角 0° 附近, Q, U, V 对形状变化并不敏感. 对于后向反射漫射光而言, 其 Q 分量的形状灵敏方向主要在 $\theta = 130^\circ$ 与 150° 之间, 敏感区域呈不连续分布, 其中在 $(\theta, \varphi) = (130^\circ, 0^\circ)$ 方向附近, 形状灵敏度特别显著; U 分量的形状敏感的方向区域较为分散, 主要的敏感方向主要在 $\theta = 100^\circ - 120^\circ, \varphi = 150^\circ - 280^\circ$ 之间, 其中在 $(\theta, \varphi) = (150^\circ, 300^\circ)$ 方向, U 分量对形状变化也较为敏感; 对于 V 分量, 它对形状较敏感的方向主要在天顶角 $\theta = 120^\circ - 160^\circ$ 区间, 敏感区域分布较为分散, 在 $(\theta, \varphi) = (90^\circ, 110^\circ)$ 方向附近, V 分量对形状的灵敏度也较高.

对于垂直偏振入射光及圆偏振入射光, 仅给出对应 Stokes 矢量各分量的敏感系数空间分布, 如

图 9 和图 10 所示. 出于篇幅考虑, 不做详细分析与讨论.

4.3 气溶胶形状对光波退偏振度的影响

气溶胶的不规则形状是造成光波在传输过程中退偏振现象的重要因素, 退偏振的程度一般采用退偏振度衡量, 其定义为, 漫射光中偏振方向垂直于入射偏振光偏振方向的光强 I_{\perp} 与平行于入射光偏振方向的光强 $I_{//}$ 之比.

根据 4.2 中模拟的数据, 分别讨论入射光垂直偏振与水平偏振情形下透射与反射漫射光的退偏振度变化. 取入射光为垂直偏振光, 方位角为 0° , 计算不同形状气溶胶情形下, 漫射光的退偏振度随天顶角 θ 的变化, 结果如图 11 所示. 由图可知, 气溶胶形状对漫射光退偏特性影响显著, 形状相同条件下, 形状参数的差异 (如椭球 a/b 参数的差异) 也可导致退偏特性的较大改变; 当 θ 在 $0 - 90^\circ$ 区间时, 光波退偏振度随 θ 的增加而增大, 当 $\theta < 40^\circ$ 时, 透射光较好保持了入射光的偏振态, 退偏振度小于 0.05; 形状对反射漫射光 ($\theta > 90^\circ$) 退偏特性的影响明显强于透射漫射光, 且 $\theta > 90^\circ$ 时, 由形状差异造成的漫射光退偏程度的差异性也更为显著.

模拟入射光为水平偏振光条件下, 漫射光的退偏振度随天顶角 θ 的变化, 结果如图 12 所示. 比较图 11 可知, 漫射光退偏振度的变化特征与垂直偏振入射光情形相似, 不再做详细讨论, 但对比同形状气溶胶作用下漫射光的退偏振度变化曲线可发现, 入射光偏振状态不同, 光波退偏特性是存在显著差异的. 在整个 θ 变化范围内, 切比雪夫形气溶胶的退偏振度始终较小, 其原因是切比雪夫粒子是球形粒子的畸变体, 在畸变差异不大时, 其形状趋

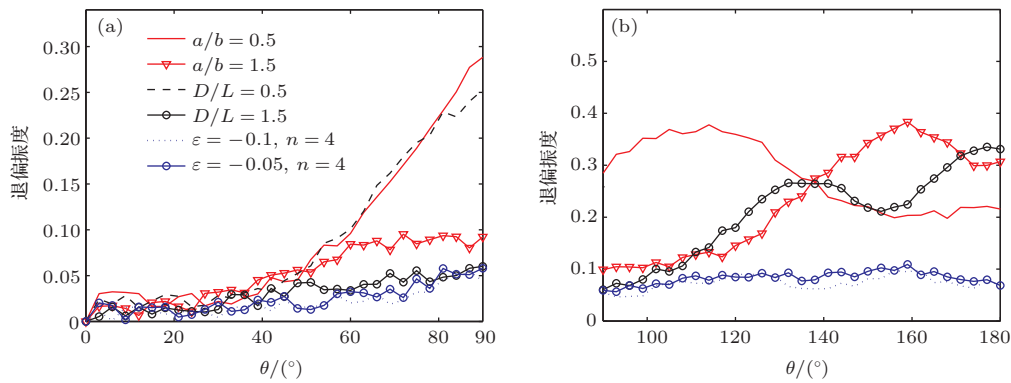


图 11 (网刊彩色) $\varphi = 0^\circ$ 时退偏振度随天顶角 θ 的变化 (入射光垂直偏振)

Fig. 11. (color online) Diagram of depolarization ratio of diffuse light, which is changed with zenith angle θ when $\varphi = 0^\circ$ (incident light is vertically polarized).

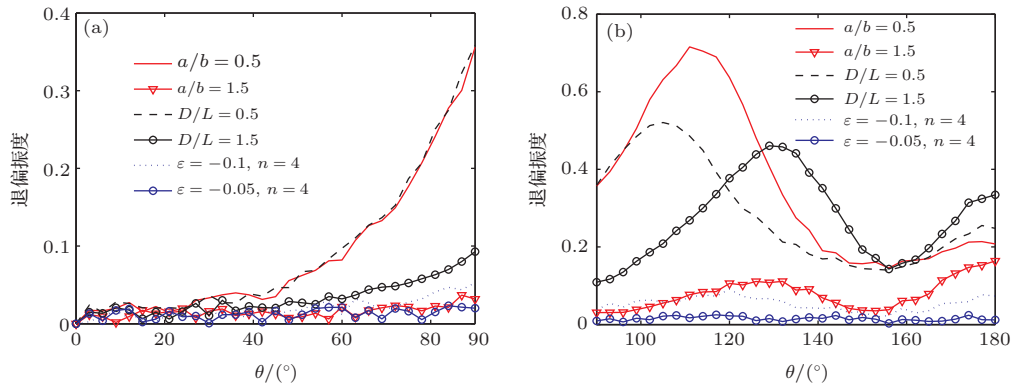


图 12 (网刊彩色) $\varphi = 0^\circ$ 时退偏振度随天顶角 θ 的变化 (入射光水平偏振)

Fig. 12. (color online) Diagram of depolarization ratio of diffuse light, which is changed with zenith angle θ when $\varphi = 0^\circ$ (incident light is horizontally polarized).

于球形, 对光波传播过程中的偏振态影响相对较小. (图中曲线存在一定波动, 这是由于光子统计脉动造成的.)

4.4 气溶胶形状对光波传输特性影响

取气溶胶类型为沙尘型, 入射光波长 $1.06 \mu\text{m}$,

Stokes 矢量为 $[1, 0, 0, 0]$, 基于 4.2 中生成的椭球形、圆柱形气溶胶的散射吸收特性参数查算表, 采用矢量 Monte Carlo 辐射传输模型模拟了不同形状气溶胶的气层内, 光波整体透过率与反射率随传播距离的变化, 结果如图 13、图 14 所示, 其中模拟光子总数为 10^6 个.

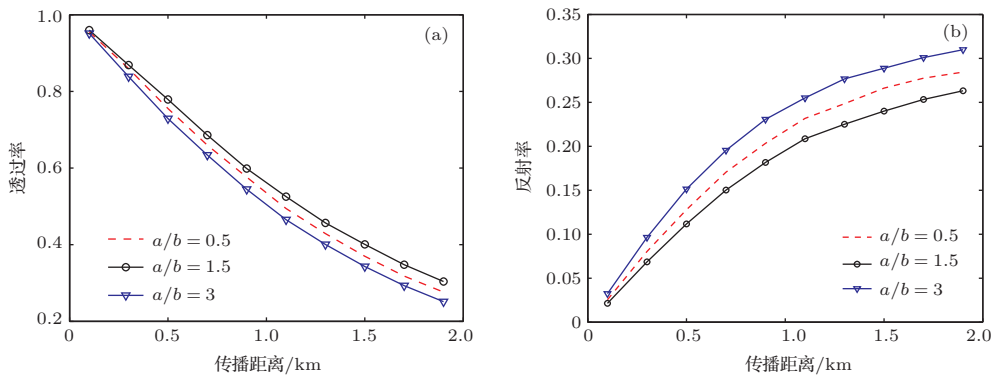


图 13 (网刊彩色) 椭球形粒子形状对光波透过率与反射率的影响

Fig. 13. (color online) Influence of ellipsoid particles on the transmission and reflection rate of light.

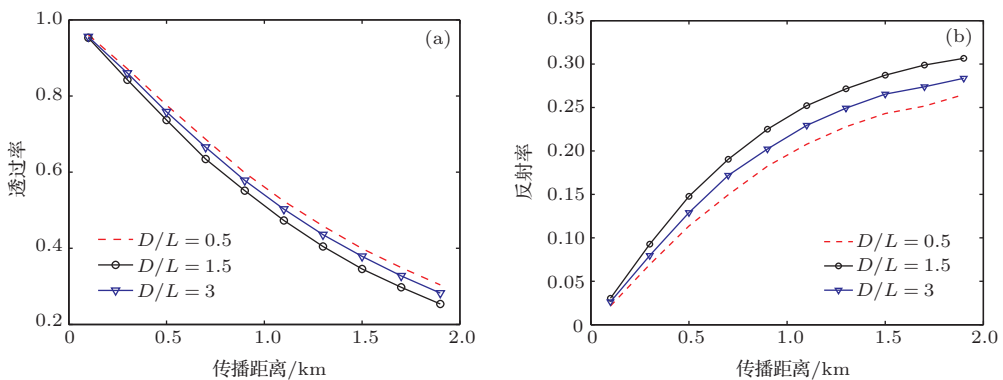


图 14 (网刊彩色) 圆柱形粒子形状对光波透过率与反射率的影响

Fig. 14. (color online) Influence of cylinder particles on the transmission and reflection rate of light.

由图可知, 光波透过率随着距离增大而减小, 反射率则反之; 随着距离增大, 形状对光波整体透过率与反射率的影响变得更为显著, 其中形状对反射率影响强于透过率. 分析其原因, 对于透过率而言, 由于传播距离增大, 气溶胶光学厚度增加, 光波衰减越厉害, 透过率降低; 另一方面, 随着传播距离变长, 光学厚度随着增加, 这导致了多次散射效应增强, 后向散射能量增加, 表现为反射率增大; 同时多次散射效应的增强, 使得由形状造成的散射特性差异被积累放大, 其影响也随传播距离增长而表现更为显著, 而形状主要影响侧向与后向的散射特性^[9,32], 对前向散射影响相对较小, 因此随着距离的增加, 它对反射率的影响明显强于透射率. 在相同距离上, 光波透过率与反射率之和小于1, 其原因是由于气溶胶还存在吸收效应, 部分入射能量被吸收所致.

4.5 入射光偏振状态对整体透过率及反射率的影响

取光波传播距离为0.5, 1, 1.5及2 km, 分别讨论入射光为自然光、水平偏振光、垂直偏振光及圆偏振光情形下对应透过率与反射率模拟结果的差别, 其中气溶胶尺度谱、复折射率取值与4.1中相同, 气溶胶取轴比 $a/b = 1.5$ 的椭球形粒子(随机取

向), 为提高计算精度, 取模拟光子数 10^9 个, 其计算结果如表3所示.

与形状相比, 入射光偏振状态对光波的透过率及反射率的影响相对较小, 在传播距离为2 km时, 垂直偏振光与水平偏振光的透过率与反射率相对偏差(以水平偏振光为准)也仅为5.59%和4.41%; 对于水平偏振光, 其透过率值小于自然光, 反射率值则大于自然光, 垂直偏振光则正好相反; 对于圆偏振光, 它的透过率与反射率模拟值与自然光相当. 分析上述现象原因, 在粒子随机取向及球形假设条件下, 其Müeller矩阵元素 F_{13} 和 F_{14} 元素为0, 因此在散射过程中Stokes矢量的 V 分量无法耦合至散射能量空间分布函数(如(10)式)中, 因此在较强的首次散射过程中, V 分量对光能量分布是无影响, 因此, 其影响只能通过后续散射过程改变其他Stokes分量获得, 而相对于首次散射过程而言, 多次散射相对微弱, 因此相对于垂直偏振与水平偏振光而言其影响相对就小; 相比于Müeller矩阵元素 F_{11} (相函数), 在前向散射与后向散射方向, 元素 F_{12} 值相对较小, 而这些方向的散射能量是透射能量与反射能量主要的来源, 因此虽然水平偏振光与垂直偏振光能够直接耦合至散射能量重新分布过程中, 但影响并不特别显著.

表3 不同入射光情形条件下的光波透过率与反射率比较

Table 3. Transmission and reflection rate comparison when polarization state of light changes.

距离 /km	自然光 (1, 0, 0, 0)		水平偏振 (1, 1, 0, 0)		垂直偏振 (1, -1, 0, 0)		圆偏振 (1, 0, 0, 1)	
	透过率 T	反射率 R	透过率 T	反射率 R	透过率 T	反射率 R	透过率 T	反射率 R
0.5	0.75561	0.12754	0.75037	0.13220	0.75981	0.12424	0.75535	0.12795
1	0.57170	0.20308	0.56525	0.20993	0.57883	0.20015	0.57635	0.20338
1.5	0.42985	0.24888	0.42044	0.25561	0.43602	0.24387	0.42902	0.24851
2	0.32006	0.27525	0.31104	0.28269	0.32843	0.27023	0.31811	0.27755

5 结 论

本文系统给出了矢量辐射传输的Monte Carlo算法, 并对算法准确性进行了验证; 考虑入射光的不同偏振态, 分析了漫射透射光及漫射反射光Stokes矢量各分量对气溶胶形状的敏感性; 讨论了气溶胶形状、入射光的偏振态对入光波退偏振度射光整体透过率与反射率的影响, 主要得到以下结论:

1) 经模拟验证, 本Monte Carlo模型模拟结果与文献结果相符, 准确度较高, 与标量Monte Carlo算法比较, 矢量辐射传输方案计算得到光波透过率略大, 而反射率略小.

2) 漫射透射光与反射光的Stokes矢量 I 分量对气溶胶形状的灵敏度要小于其他三个分量, 对于不同偏振态的入射光, 各分量在不同的方向所表现的灵敏度也存在差异, 在天顶角 0° 附近区域, Stokes矢量的 Q , U 和 V 分量对形状变化的敏感性普遍不高.

3) 气溶胶形状对漫射光退偏程度显著, 且形状对透射漫射光影响大于反射漫射光; 同形状条件下, 入射光偏振态不同, 其退偏特性也存在差异.

4) 形状对光波透过率与反射率影响显著, 且随着距离增大, 影响越大; 偏振光偏振态对对整个气层透过率与反射率影响相对较小, 与自然光相比, 水平偏振光的透过率偏小, 反射率偏大, 垂直偏振光的模拟结果正好相反, 而圆偏振光计算值与自然光情形相差不大.

在下一步工作中, 将在此模型基础上进一步建立分层球面矢量辐射传输模型, 并进一步改进程序代码, 提高程序效率.

感谢哈尔滨工业大学易红亮副教授及贡勋博士给予的无私帮助及 M.I.Mishchenko 教授的 T 矩阵代码.

参考文献

- [1] Han Y, Wang T J, Rao R Z, Wang Y J 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 7396 (in Chinese) [韩永, 王体健, 饶瑞中, 王英俭 2008 物理学报 **57** 7396]
- [2] Wang HH, Sun X M 2012 *Chin. Phys. B* **21** 054204
- [3] Shi G Y, Wang B, Zhang H, Zhao J Q 2008 *Chinese Journal of Atmospheric Sciences* **32** 826 (in Chinese) [石广玉, 王标, 张华, 赵剑琦 2008 大气科学 **32** 826]
- [4] Mao J T, Li C C 2005 *Acta Meteorologica Sinica* **63** 622 (in Chinese) [毛节泰, 李成才. 2005 气象学报 **63** 622]
- [5] Wu Z S, You J G, Yang R K 2004 *Chinese Journal of Lasers* **31** 1075 (in Chinese) [吴振森, 由金光, 杨瑞科 2004 中国激光 **31** 1075]
- [6] Xu L, Gang T J F, Zhang P, Zhang D Z, Shi G Y 2002 *Chinese Journal of Atmospheric Sciences* **26** 402 (in Chinese) [许黎, 冈田菊夫, 张鹏, 张代洲, 石广玉 2002 大气科学 **26** 402]
- [7] Fan M, Chen L F, Li S S, Tao J H 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 204202 (in Chinese) [范萌, 陈良富, 李莘莘, 陶金花 2012 物理学报 **61** 204202]
- [8] Mishchenko M I 2009 *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer* **110** 808
- [9] Curtis D B, Meland B, Aycibin M 2008 *Journal of Geophysical Research* **113** D08210
- [10] Liou K N 1994 *Atmospheric Research* **31** 271
- [11] Bai L, Tang S Q, Wu Z S, Xie P H, Wang S M 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 1749 (in Chinese) [白璐, 汤双庆, 吴振森, 谢品华, 汪世美 2010 物理学报 **59** 1749]
- [12] Mishchenko M I, Travis L D 1997 *Journal Of Geophysical Research* **102** 16989
- [13] Wang W, Chu J K, Chui Y, Zhi W 2013 *Chinese Journal Of Lasers* **40** 0513001 (in Chinese) [王威, 褚金奎, 崔岩, 支炜 2013 中国激光 **40** 0513001]
- [14] Mishchenko M I, Hovenier J W, Travis L D 2000 *Light Scattering By Nonspherical Particles-Theory, Measurements, And Applications* (New York: Academic Press) p400
- [15] Liou K N 2003 *An Introduction To Atmospheric Radiation* (San Diego: Academic Press) p100
- [16] Lacis A A, Mishchenko C J, Cairns M I 1998 *Geophysical Research Letters* **25** 135
- [17] Zheng Q, Li P, Devaux C, Gu X F, Qiao Y L, Zhao F S, Chen H B 2004 *Atmospheric Research* **71** 233
- [18] Evans K F, Stephens G L 1991 *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer* **46** 413
- [19] Hovenier J W 1971 *Astronomy And Astrophysics* **13** 7
- [20] Schulz F M, Stamnes K 2000 *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer* **65** 609
- [21] Min Q L, Duan M Z 2004 *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer* **87** 243
- [22] Vaillon R, Wongb B T, Menguc M P. 2004 *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer* **84** 383
- [23] Ramella-Roman J C, Prah S A, Jacques S L 2005 *Optics Express* **13** 4420
- [24] Ramella-Roman J C, Prah S A, Jacques S L 2005 *Optics Express* **13** 10392
- [25] Siewert C E 1982 *Astronomy and Astrophysics* **109** 195
- [26] Siewert C E 2000 *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer* **64** 227
- [27] Yi H L, Ben X, Tan H P 2014 *Optics Express* **21** 26693
- [28] Ben X, Yi H L, Tan H P 2014 *Applied Optics* **53** 388
- [29] Whitney B A 2011 *Bull Astr Soc India* **39** 1
- [30] Hopcraft K I, Chang P C Y, Walker J G, Jakeman E 2000 *Lecture Notes In Physics* (Berlin: Springer-Verlag) p131
- [31] Yi H 1993 *Foudation of Atmospheric Radiation* (Beijing: Meteorology Express) p66 [伊宏 1993 大气辐射学基础 (北京: 气象出版社) p66]
- [32] Curtis D B, Aycibina M, Young M A, Grassian V H, Kleiber P D 2007 *Atmospheric Environment* **41** 4748

Simulation of radiation transfer properties of polarized light in non-spherical aerosol using Monte Carlo method

Hu Shuai¹⁾ Gao Tai-Chang^{1)†} Liu Lei¹⁾ Yi Hong-Liang²⁾ Ben Xun²⁾

1) (*College of Meteorology and Oceanography, PLA University of Science and Technology, Nanjing 211101 China*)

2) (*School of Energy Science and Engineering, Harbin Institute of Technology, 92 West Dazhi Street, Harbin 150001, China*)

(Received 19 August 2014; revised manuscript received 13 November 2014)

Abstract

The shape of atmospheric aerosol is an important factor that influences radiation transfer. In this paper, a vector radiation transfer model based on Monte Carlo method is systematically introduced, and its accuracy is validated against the published results. And the sensitivity of Stokes vectors of transmitted and reflected light to aerosol shape is discussed when polarized light incidents. In addition, the influence of the particle shape on the depolarization ratio, transmission rate and the reflection rate is analyzed for incident light with different polarization states. Simulation results show that for the incident light in different polarization states, the sensitivity of the Stokes vectors of the diffuse light to different aerosol shapes is not the same in different viewing directions, and the Q , U , V elements of Stokes vector are all insensitive to the change of particle shape near the direction of the zenith angle 0° . It is evident that the aerosol shapes have a stronger influence on the depolarization ratio for reflected diffuse light compared with that for transmitted diffuse light, and there are also remarkable differences between the degree of depolarization of the diffuse light when the polarization states of the incident light are different. Results also show that the aerosol shape has a significant influence on the whole transmission rate and the reflection rate, and with the increasing of propagation distance, the influence also becomes more remarkable. Compared with particle shape, the influence of polarization states of incident light is relatively small, the transmission rate of horizontally-polarized light is slightly larger than that of unpolarized light, while for perpendicularly-polarized light, its results is opposite. For circularly polarized light, the results is almost the same as that of unpolarized light.

Keywords: shape of aerosol, Monte Carlo method, vector radiation transfer, stokes vector

PACS: 42.25.Dd, 42.25.Bs, 41.20.Jb, 94.20.Bb

DOI: [10.7498/aps.64.094201](https://doi.org/10.7498/aps.64.094201)

† Corresponding author. E-mail: 2009gaotc@gmail.com