

低太阳高度角条件下的天空偏振模式模拟及大气折射影响研究

胡帅 高太长 李浩 程天际 刘磊 黄威 江诗阳

Atmospheric polarization pattern simulation for small solar elevation angles and the analysis of atmospheric effect

Hu Shuai Gao Tai-Chang Li Hao Cheng Tian-Ji Liu Lei Huang Wei Jiang Shi-Yang

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 65, 014203 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.014203

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.014203>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2016/V65/I1>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

大气湍流中部分相干光束上行和下行传输偏振特性的比较

Comparison of polarization property of partially coherent beam between propagating along an uplink path and a downlink path in atmospheric turbulence

物理学报.2015, 64(22): 224204 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.224204>

基于 Stokes 矢量的实时偏振差分水下成像研究

Real-time polarization difference underwater imaging based on Stokes vector

物理学报.2015, 64(22): 224203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.224203>

取向比对椭球气溶胶粒子散射特性的影响

Influence of aspect ratio on the light scattering properties of spherical aerosol particles

物理学报.2015, 64(22): 224205 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.224205>

牙齿组织光热动态特性仿真与试验研究

Simulation and experimental investigation of tooth tissue in photothermal radiometry dynamic response induced by modulated laser

物理学报.2015, 64(19): 194203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.194203>

大气折射对可见光波段辐射传输特性的影响

Influence of atmospheric refraction on radiative transfer at visible light band

物理学报.2015, 64(18): 184203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.184203>

# 低太阳高度角条件下的天空偏振模式模拟及大气折射影响研究\*

胡帅 高太长<sup>†</sup> 李浩 程天际 刘磊 黄威 江诗阳

(解放军理工大学气象海洋学院, 南京 211101)

(2015年8月6日收到; 2015年9月6日收到修改稿)

为模拟低太阳高度角条件下的天空偏振模式, 自主开发了考虑大气球形几何及大气折射效应的辐射传输模式 VSPART, 并将其运用于漫射光偏振特性仿真. 在模式中, 基于射线追踪法实现了光线传播轨迹的追踪和入射光偏振态及透过率的计算, 基于矩阵算法实现了辐射传输方程的求解. 将 VSPART 模拟结果与基准值、SPDISORT 模拟值进行了比较, 验证了模型的准确性. 在瑞利散射大气和含气溶胶大气条件下, 模拟并分析了漫射光偏振度及偏振方向的分布特征, 讨论了大气球形几何及折射效应对天空偏振度的影响. 结果表明, 低太阳高度角条件下, 随着波长增加, 瑞利散射大气对应的偏振度整体随之增强, 中性点向大天顶角方向移动; 气溶胶的存在并不改变天空偏振度分布特征, 但对偏振方向影响显著, 随着光学厚度的增加, 天空偏振度值迅速降低; 中性点的偏移可能与低阶散射过程紧密相关; 大气球形几何和折射效应的主要影响区域为地平线区域、两中性点附近及天顶区域; 瑞利散射大气条件下, 随着波长增加, 大气球形几何及折射效应的影响逐步减弱, 特别在中性点附近及天顶区域, 其影响逐步消失; 随着气溶胶光学厚度的增加, 其影响随之增强.

**关键词:** 天空偏振分布模式, 大气折射效应, 大气球形几何, 矢量辐射传输

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

**DOI:** 10.7498/aps.65.014203

## 1 引言

太阳光经过大气粒子的散射作用后, 发生退偏振效应, 导致不同方向的漫射光呈现不同的偏振特征, 进而在全天域范围内形成天空偏振模式<sup>[1,2]</sup>. 天空偏振模式主要包括偏振度及偏振方向等信息, 通过偏振模式的变化特征可获取地表特性、大气成分及空间方位等信息, 因此, 漫射光偏振信息在遥感、偏振成像和大气环境参数测量等方面都有重要的应用<sup>[3]</sup>. 近年来, 随着昆虫偏振导航现象的发现, 许多学者开始开展以生物偏振视觉为基础的仿生偏振光导航研究, 而在该研究过程中, 实现全时段、全天候、多要素作用条件下的天空偏振特征的准确模拟和预测至关重要<sup>[4,5]</sup>, 其中低太阳高度角及曙

暮光条件下的天空偏振模式的模拟及预测就是需要解决的一个问题.

目前天空偏振模式的获取主要包括理论建模及实验测量两种方式. 实验测量主要采用带偏振片及鱼镜头的数码相机通过全天空成像的方式实现<sup>[5,6]</sup>, 通过不同偏振方向光强的组合测量进而反算漫射光 Stokes 矢量, 得到天空偏振模式<sup>[4,7,8]</sup>. 早期采用的是分时测量方案, 即偏振片是由电机机械旋转的, 为解决测量的同步性问题, 部分学者提出了多相机不同偏振方向的组合测量方式<sup>[9]</sup>; 随着液晶技术的发展, 液晶相位延迟器及偏振片等元件实现了光波相位及偏振方向的电调, 也正被广泛用于天空偏振度的测量<sup>[6,8]</sup>. 理论建模是获取天空偏振模式的重要手段, 是天空偏振信息得以应用的重要前提, 目前许多天空偏振测量装置也是为验证理论

\* 国家自然科学基金(批准号: 41575025, 41475020, 41475024)资助的课题.

<sup>†</sup> 通信作者. E-mail: 2009gaotc@gmail.com

模型而设计的<sup>[6,8]</sup>. 目前天空偏振理论建模的方法主要包括两类: 一类是解析模型, 主要包括经典的瑞利散射模型、奇异值模型等, 该类模型多数仅仅是单次散射过程的近似, 忽略了多次散射效应, 虽然能够描述天空偏振模式的基本特征, 但无法体现复杂大气环境的影响, 也无法精确描述偏振光的辐射传输过程<sup>[3]</sup>, 特别在低太阳高度角和曙暮光条件下, 随着多次散射的增强, 其精度并不理想; 针对解析模式的问题, 吴良海等<sup>[3]</sup>提出了多次散射因素影响下天空偏振模式的解析模型, 通过引入二次散射以提高天空偏振分布的模拟精度; 第二类是通过矢量辐射传输模式获取天空偏振分布, 该方式可依据大气状态及组分, 准确模拟大气散射吸收过程, 实现漫射光 Stokes 矢量的计算, 进而得到天空偏振模式. 近年来, 大连理工大学褚金奎团队及合肥工业大学高隼团队等在此方面做了大量细致的研究, 系统地分析了入射光波长、气溶胶、云及地表反射等因素对天空偏振模式的影响<sup>[3,4,10-12]</sup>. 目前常用的矢量辐射传输模型主要包括基于累加倍加法的 RT3/PolRadtran<sup>[13]</sup>、矢量化的离散纵标法 VDISORT<sup>[14]</sup>、逐次散射法 SOSVRT<sup>[15,16]</sup>、球谐函数法 SHDOM<sup>[17,18]</sup> 及 Monte Carlo 法等<sup>[19-22]</sup>. 这些模型大多基于平面平行大气假设, 忽略了大气球形几何和大气折射效应的影响, 该假设在大太阳高度角条件下是近似成立的, 但在低太阳高度角或曙暮光情形下, 受大气球形几何及大气折射效应影响, 其模拟误差迅速增大. 研究表明, 在考虑地球曲率条件下, 随着太阳天顶角的增大, 大气折射效应显著增强, 其中当太阳天顶角为 90° 时, 辐射有效传播路径可增加 30%<sup>[23]</sup>. 近年来, 天空偏振模式的研究逐步从白天拓展至曙暮光时分及夜间, 因此有必要在辐射传输模拟过程中引入大气球形几何及折射效应以提高天空偏振模式的模拟精度. 2006 年, Spurr 等<sup>[24-26]</sup>建立了伪球面模式的离散纵标法 VLIDORT, 但该模式对大气折射过程考虑相对不足; 2010 年, Emde 等<sup>[2,21]</sup>基于后向 Monte Carlo 方法改造了三维辐射传输模型 MYSTIC, 实现了球形大气条件下的矢量辐射传输过程模拟, 该模式一方面未考虑大气折射过程的影响, 另一方面受后向 Monte Carlo 体制的限制, 一次模拟仅能获得单个方向的偏振信息(非球形大气条件下是可以多方向同时获得的), 因此使用受限. 基于此, 为

提高低太阳高度角及曙暮光条件下的天空偏振特性的模拟精度, 本文基于自主开发的考虑大气折射的伪球面辐射传输模式 VSPART, 讨论了不同条件下的天空偏振分布模式的特征, 并系统性地分析大气球形几何及折射效应对天空偏振度模拟的影响.

本文接下来的研究内容大致分为三部分: 第一部分介绍了辐射传输模式 VSPART 的模拟方案, 并对模式准确性进行了验证; 第二部分模拟了低太阳高度角条件下, 瑞利散射大气和含气溶胶大气对应的天空偏振分布模式, 并分析了其特征; 第三部分讨论了大气球形几何及折射效应对天空偏振度的影响.

## 2 考虑大气折射的伪球面辐射传输模拟过程介绍

综合大气球形几何及大气折射效应造成的光传播路径的弯曲及偏振状态的改变, 建立考虑大气折射的伪球面矢量辐射传输方程如(1)式所示:

$$\begin{aligned} & \mu \frac{d\mathbf{S}(\tau; \mu, \varphi)}{d\tau} \\ &= \mathbf{S}(\tau; \mu, \varphi) - \frac{\tilde{\omega}(\tau)}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_{-1}^1 \mathbf{M}(\tau; \mu, \varphi, \mu', \varphi') \\ & \quad \times \mathbf{S}(\tau; \mu', \varphi') d\mu' d\varphi' - \frac{\tilde{\omega}(\tau) I_0 T(r, \theta_{\text{TOA}_0})}{4\pi} \\ & \quad \times \mathbf{M}(\tau; \mu, \varphi, \mu_0, \varphi_0) \mathbf{F}, \end{aligned} \quad (1)$$

其中,  $\mathbf{S}(\tau; \mu, \varphi)$  为漫射光 Stokes 矢量;  $\tau$ ,  $\mu$  和  $\varphi$  分别代表光学厚度、天顶角余弦及方位角;  $\tilde{\omega}(\tau)$  为气层的单散射反照率;  $\mu_0$ ,  $\varphi_0$  和  $\mathbf{F}$  为该气层顶部的太阳直射光的天顶角余弦、方位角及归一化 Stokes 矢量(强度分量  $I = 1$ );  $I_0$  和  $\theta_{\text{TOA}_0}$  为大气顶的太阳辐射值及天顶角;  $T(r, \theta_{\text{TOA}_0})$  为太阳光从大气顶到达该气层顶的大气透过率, 它与太阳在大气顶的天顶角  $\theta_{\text{TOA}_0}$ 、大气消光系数廓线及大气折射过程有关;  $\mathbf{M}(\tau; \mu, \varphi, \mu', \varphi')$  为气层的散射相矩阵.

以上已建立了考虑折射的伪球面矢量辐射传输方程, 但为实现辐射传输过程的模拟, 还需要进行两方面的工作(见图 1): 一方面是大气参数化过程, 即将大气的基本性质转化为辐射传输方程的输入量(光学厚度、单散射反照率和散射相矩阵等)<sup>[27]</sup>, 其中大气的温度、压强、相对湿度及气体成

分信息是通过气体瑞利散射模型和气体吸收模型(逐线积分模式、 $k$ 分布模式等)进行参数化的,气溶胶及云主要通过散射理论实现其光散射特性计算,然后结合对应的粒子空间分布特征实现参数化,这

部分内容为成熟内容,不做详细介绍,文中主要介绍大气折射过程的参数化;另一方面是辐射传输过程的求解,本文基于矩阵算法实现对该方程求解,该部分内容将在2.2节进行介绍.

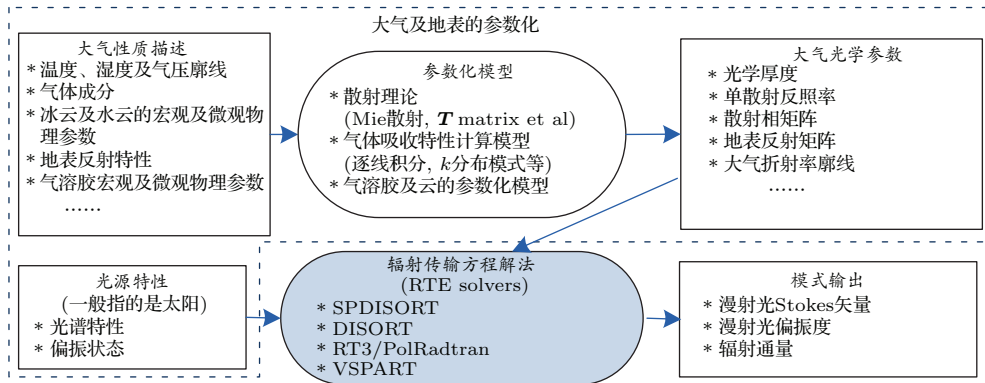


图1 辐射传输模式的基本框架

Fig. 1. The basic frame of radiative transfer model.

### 2.1 考虑大气球形几何及折射效应的参数化过程

在辐射传输模型VSPART中,综合大气的球形几何及大气折射效应,采用几何射线追踪法对直射光的光学路径及偏振状态进行模拟与修正.

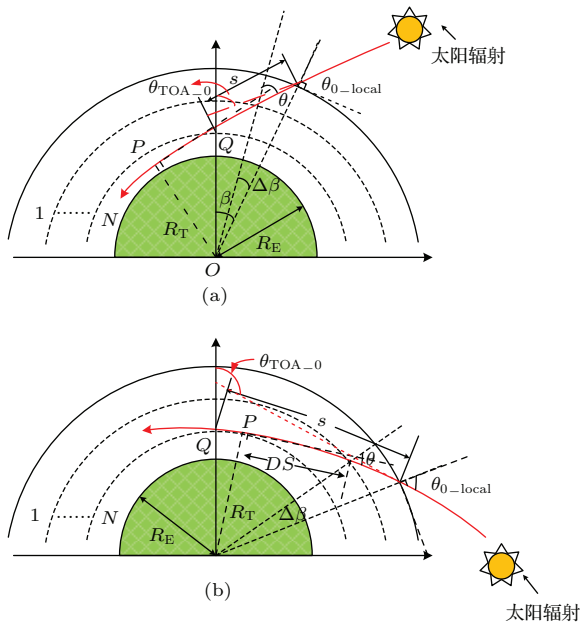


图2 考虑折射效应及大气球形几何条件下光线追踪示意图 (a) 太阳入射角小于  $90^\circ$  的情形; (b) 太阳入射角大于  $90^\circ$  的情形

Fig. 2. Schematic diagram of ray-tracing process in spherical refractive atmosphere: (a) For solar zenith angle  $< 90^\circ$ ; (b) for solar zenith angle  $> 90^\circ$ .

如图2所示,设光传播路径上任意一点的折射率为 $n$ ,入射光的局地天顶角为 $\theta$ ,该点的地心半径为 $r$ , $s$ 为电磁波传播的光程.若假设大气折射率分层均匀(折射率分布是球形对称),采用几何射线追踪法描述光线的运动<sup>[28]</sup>,其基本追踪方程组如(2)式所示:

$$\begin{cases} \frac{ds}{dr} = \frac{1}{\cos \theta} = \frac{1}{\sqrt{1 - C^2/(nr)^2}}, \\ ds = dx/(1 - R(r) \sin^2 \theta), \\ \frac{d\beta(r)}{dx} = \frac{ds}{dx} \frac{R(r) \sin \theta}{r}, \end{cases} \quad (2)$$

式中,  $C = r_{TOA} \sin \theta_{0\_local}$  ( $r_{TOA}$  大气顶地心半径,  $\theta_{0\_local}$  为大气顶太阳局地入射角); 变量  $x = r \cos \theta$ ;  $\beta$  表示地心角增量,表征的是电磁波传播方向的改变;  $R(r)$  表征的是光传播路径某处的大气折射程度,其定义为

$$\begin{aligned} R(r) &= \frac{r}{r_c(\theta = \pi/2)} \\ &= - \frac{r}{n(r)} \frac{dn(r)}{dr}. \end{aligned} \quad (3)$$

空气折射率 $n$ 采用Edlén公式计算<sup>[28]</sup>,其形式为

$$\begin{aligned} n - 1 &= 10^{-6} \left\{ \left[ a_0 + \frac{a_1}{1 - (v/b_1)^2} + \frac{a_2}{1 - (v/b_2)^2} \right] \right. \\ &\quad \left. \times \frac{p - e}{p_0} \frac{296.15}{T} + \left[ c_0 - \left( \frac{v}{c_1} \right)^2 \right] \frac{e}{p_0} \right\}. \end{aligned} \quad (4)$$

这里,  $v$  表示波数, 单位为  $\text{cm}^{-1}$ ; 气压  $p$  和水汽压  $e$  的单位为 hPa, 标准气压  $p_0$  取 1013.25 hPa; 温度  $T$  单位是 K; 式中其余常数见表 1.

表 1 空气折射率 Edlén 公式中的常数  
Table 1. The constants for Edlén equation.

$a_0$	$a_1$	$a_2$	$b_1$	$b_2$	$c_0$	$c_1$
83.43	185.08	4.11	$1.14 \times 10^5$	$6.24 \times 10^4$	4349	$1.7 \times 10^4$

根据关系 (2) 式, 采用 Runge-Kutta 方法进行差分迭代, 可求解光线在每层大气中的光程  $DS_i$  和对应的几何校正因子  $K_i = DS_i/H_i$  (其中  $H_i$  为各气层的垂直几何厚度), 还可获得各气层顶光线的地心角  $\beta_i$  及局地太阳天顶角  $\theta_i$ . 进一步可计算到达目标气层的直射光大气透过率  $T(r_i, \theta_{\text{TOA}_0})$  及 Stokes 矢量, 计算方法如下.

$T(r_i, \theta_{\text{TOA}_0})$  的计算分两种情形进行讨论. 当太阳入射角较小时, 如图 2(a) 所示, 目标点  $Q$  通常在光学路径曲线的切点  $P$  之前, 目标气层以上的气层对入射光线的衰减只有一次, 因此直射光透过率  $T(r_i, \theta_{\text{TOA}_0})$  可采用 (5) 式进行计算, 其中  $p$  为目标气层序号,  $\Delta\tau_j$  为第  $j$  层气层的光学厚度:

$$T(r_i, \theta_{\text{TOA}_0}) = \exp\left(\sum_{j=1}^p \Delta\tau_j \cdot K_j\right). \quad (5)$$

若太阳天顶角趋于或大于  $90^\circ$  时, 如图 2(b) 所示, 目标点  $Q$  则可能出现在切点  $P$  之后, 即光线可能被一部分气层衰减两次, 此时直射光大气透过率  $T(r_i, \theta_{\text{TOA}_0})$  可采用下式计算, 其中  $L$  是切点所在气层序号:

$$\begin{aligned} & T(r_i, \theta_{\text{TOA}_0}) \\ &= \exp\left(\sum_{j=1}^{L-1} \Delta\tau_j \cdot K_j + \sum_{j=L+1}^p \Delta\tau_j \cdot K_j \right. \\ & \quad \left. + \Delta\tau_L \cdot K_L\right). \quad (6) \end{aligned}$$

特殊情况下, 若该切点的地心半径  $R_T$  小于地球  $R_E$ , 则直射光被地球表面所遮挡, 无法到达目标气层, 大气透过率  $T(r_i, \theta_{\text{TOA}_0})$  设为 0.

假设折射率分层均匀, 在计算各气层顶入射光局地入射角  $\theta_i$  的基础上, 直射光的 Stokes 矢量  $\mathbf{F}_{\text{refr}}$  可采用折射定律求解, 如 (7) 式所示, 其中  $\theta_t$  是折射角, 可通过 Snell 定律求得; 进一步对该 Stokes 矢

量进行归一化处理, 就可作为辐射传输方程的输入量.

$$\mathbf{F}_{\text{refr}} = \mathbf{T} \cdot \mathbf{F}_i, \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{T}(\theta_i) &= \frac{n_t \cos \theta_t}{2n_i \cos \theta_i} \\ &\times \begin{pmatrix} t_{//}^2 + t_{\perp}^2 & t_{//}^2 - t_{\perp}^2 & 0 & 0 \\ t_{//}^2 - t_{\perp}^2 & t_{//}^2 + t_{\perp}^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 2\text{Re}(t_{\perp} t_{//}^*) & 2\text{Im}(t_{//} t_{\perp}^*) \\ 0 & 0 & 2\text{Im}(t_{\perp} t_{//}^*) & 2\text{Re}(t_{\perp} t_{//}^*) \end{pmatrix}, \quad (8) \end{aligned}$$

$$t_{\perp} = \frac{2n_i \cos \theta_i}{n_i \cos \theta_i + \sqrt{n_i^2 - n_t^2 \sin^2 \theta_i}}, \quad (9)$$

$$t_{//} = \frac{2n_i n_t \cos \theta_i}{n_t^2 \cos \theta_i + n_i \sqrt{n_i^2 - n_t^2 \sin^2 \theta_i}}. \quad (10)$$

## 2.2 基于矩阵运算的辐射传输方程的求解

基于矩阵算法求解辐射传输方程 (1). 首先对漫射光 Stokes 矢量  $\mathbf{S}(\tau; \mu, \varphi)$  及散射相矩阵  $\mathbf{M}(\tau; \mu, \varphi, \mu', \varphi')$  做傅里叶级数展开, 如 (11) 和 (12) 式所示, 其中  $K$  为傅里叶级数展开的阶数:

$$\begin{aligned} & \mathbf{S}(\tau; \mu, \varphi) \\ &= \sum_{m=0}^K \mathbf{S}^{cm}(\tau; \mu) \cos m(\varphi - \varphi_0) \\ & \quad + \mathbf{S}^{sm}(\tau; \mu) \sin m(\varphi - \varphi_0), \quad (11) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \mathbf{M}(\tau; \mu, \varphi, \mu', \varphi') \\ &= \sum_{m=0}^K \mathbf{M}^{cm}(\tau; \mu, \mu') \cos m(\varphi - \varphi') \\ & \quad + \mathbf{M}^{sm}(\tau; \mu, \mu') \sin m(\varphi - \varphi'). \quad (12) \end{aligned}$$

将 (11) 和 (12) 式代入 (1) 式, 并将其写成正弦及余弦分量形式, 可得到  $2K + 1$  个微分方程组, 其中零阶分量方程如 (13) 式所示, 第  $m$  阶余弦及正弦谐波分量方程如 (14) 及 (15) 式所示:

$$\begin{aligned} & \mu \frac{d\mathbf{S}^0(\tau; \mu)}{d\tau} \\ &= \mathbf{S}^0(\tau; \mu) - \frac{\tilde{\omega}(\tau)}{2} \int_{-1}^1 [\mathbf{M}^0(\tau; \mu, \mu') \mathbf{S}^0(\tau; \mu')] d\mu' \\ & \quad - \frac{\tilde{\omega}(\tau) I_0 T(r, \theta_{\text{TOA}_0})}{4\pi} \mathbf{M}^0(\tau; \mu, \mu_0) \mathbf{F}, \quad (13) \\ & \mu \frac{d\mathbf{S}^{cm}(\tau; \mu)}{d\tau} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 &= \mathbf{S}^{cm}(\tau; \mu) - \frac{\tilde{\omega}(\tau)}{4} \int_{-1}^1 [\mathbf{M}^{cm}(\tau; \mu, \mu') \mathbf{S}^{cm}(\tau; \mu') \\
 &\quad - \mathbf{M}^{cm}(\tau; \mu, \mu') \mathbf{S}^{cm}(\tau; \mu')] d\mu' \\
 &\quad - \frac{\tilde{\omega}(\tau) I_0 T(r, \theta_{\text{TOA}_0})}{4\pi} \mathbf{M}^{cm}(\tau; \mu, \mu_0) \mathbf{F}, \quad (14) \\
 &\quad \mu \frac{d\mathbf{S}^{sm}(\tau; \mu)}{d\tau}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 &= \mathbf{S}^{sm}(\tau; \mu) - \frac{\tilde{\omega}(\tau)}{4} \int_{-1}^1 [\mathbf{M}^{cm}(\tau; \mu, \mu') \mathbf{S}^{sm}(\tau; \mu') \\
 &\quad + \mathbf{M}^{sm}(\tau; \mu, \mu') \mathbf{S}^{cm}(\tau; \mu')] d\mu' \\
 &\quad - \frac{\tilde{\omega}(\tau) I_0 T(r, \theta_{\text{TOA}_0})}{4\pi} \mathbf{M}^{cm}(\tau; \mu, \mu_0) \mathbf{F}. \quad (15)
 \end{aligned}$$

将(14)及(15)式相加, 然后综合(13)式化简可得

$$\begin{aligned}
 &\mu \frac{d\mathbf{S}^m(\tau; \mu)}{d\tau} = \mathbf{S}^m(\tau; \mu) \\
 &\quad - \frac{\tilde{\omega}(\tau)(1 + \delta_{m,0})}{4} \int_{-1}^1 \mathbf{H}^m(\tau; \mu, \mu') \mathbf{S}^m(\tau; \mu') d\mu' \\
 &\quad - \frac{\tilde{\omega}(\tau) I_0 T(r, \theta_{\text{TOA}_0})}{4\pi} \mathbf{M}^m(\tau; \mu, \mu_0) \mathbf{F}. \quad (16)
 \end{aligned}$$

式中  $\mathbf{S}^m = \mathbf{S}^{cm} + \mathbf{S}^{sm}$ . 由于 Stokes 矢量  $I, Q$  分量为方位角  $(\varphi - \varphi_0)$  的偶函数, 而  $U, V$  分量为方位角  $(\varphi - \varphi_0)$  的奇函数, 所以  $\mathbf{S}^m$  具有  $(I^{cm}, Q^{cm}, U^{sm}, V^{sm})^T$  的形式,  $I^{cm}$  和  $Q^{cm}$  为  $I, Q$  分量的余弦展开系数,  $U^{sm}$  和  $V^{sm}$  为  $U, V$  的正弦展开系数.  $\mathbf{H}_m(\tau, \mu, \mu')$  和  $\mathbf{M}^m(\tau; \mu, \mu_0)$  表达式如(17)和(18)式:

$$\mathbf{H}_m(\tau, \mu, \mu')$$

$$\begin{aligned}
 &= \mathbf{M}^{cm}(\tau; \mu, \mu') + \mathbf{M}^{sm}(\tau; \mu, \mu') \mathbf{A}, \quad (17) \\
 &\quad \mathbf{M}^m(\tau; \mu, \mu_0)
 \end{aligned}$$

$$= \mathbf{M}^{cm}(\tau; \mu, \mu_0) + \mathbf{M}^{sm}(\tau; \mu, \mu_0), \quad (18)$$

(17) 式中  $\mathbf{A}$  表示的是一个初等变换矩阵,  $\mathbf{A} = \text{diag}(1, 1, -1, -1)$ . 值得注意的是, 第 0 阶分量相对比较特殊,  $\mathbf{H}^0(\tau; \mu, \mu') = \mathbf{M}^0(\tau; \mu, \mu')$ .

采用高斯积分对(16)式右边第二项进行离散求和可得下式, 其中高斯积分点取  $2N$  个:

$$\begin{aligned}
 &\mu \frac{d\mathbf{S}^m(\tau; \mu_i)}{d\tau} = \mathbf{S}^m(\tau; \mu_i) \\
 &\quad - \frac{\tilde{\omega}(\tau)(1 + \delta_{m,0})}{4} \sum_{\substack{j=-N \\ j \neq 0}}^N [\mathbf{H}^m(\tau; \mu_i, \mu_j) \mathbf{S}^m(\tau; \mu_j) w_j] \\
 &\quad - \frac{\tilde{\omega}(\tau) I_0 T(r, \theta_{\text{TOA}_0})}{4\pi} \mathbf{M}^m(\tau; \mu_i, \mu_0) \mathbf{F}. \quad (19)
 \end{aligned}$$

将(19)式写成矩阵形式:

$$\begin{aligned}
 &\mathbf{N} \frac{d\mathbf{S}^m(\tau)}{d\tau} \\
 &= \mathbf{S}^m(\tau) - \frac{\tilde{\omega}(\tau)(1 + \delta_{m,0})}{4} \mathbf{H}^m(\tau) \mathbf{W} \mathbf{S}^m(\tau) \\
 &\quad - \mathbf{J}_0(\tau). \quad (20)
 \end{aligned}$$

(20) 式中, 各矩阵表达形式如下, 其中矩阵  $\mathbf{I}(x)$  为以  $x$  为对角元素的对角阵:

$$\mathbf{N} = \begin{pmatrix} \mathbf{I}(\mu_N) & & & \\ & \mathbf{I}(\mu_{N-1}) & & \\ & & \dots & \\ & & & \mathbf{I}(-\mu_N) \end{pmatrix}, \quad \mathbf{S}^m(\tau) = \begin{pmatrix} \mathbf{S}^m(\tau; \mu_N) \\ \mathbf{S}^m(\tau; \mu_{N-1}) \\ \dots \\ \mathbf{S}^m(\tau; -\mu_N) \end{pmatrix}, \quad \mathbf{M}^m(\tau) = \begin{pmatrix} \mathbf{M}^m(\tau; \mu_N, \mu_0) \\ \mathbf{M}^m(\tau; \mu_{N-1}, \mu_0) \\ \dots \\ \mathbf{M}^m(\tau; -\mu_N, \mu_0) \end{pmatrix},$$

$$\mathbf{W} = \begin{pmatrix} \mathbf{I}(w_N) & & & \\ & \mathbf{I}(w_{N-1}) & & \\ & & \dots & \\ & & & \mathbf{I}(w_N) \end{pmatrix}, \quad \mathbf{J}_0(\tau) = \frac{\tilde{\omega}(\tau) I_0 T(r, \theta_{\text{TOA}_0})}{4\pi} \begin{pmatrix} \mathbf{M}^m(\tau; \mu_N, \mu_0) \mathbf{F} \\ \mathbf{M}^m(\tau; \mu_{N-1}, \mu_0) \mathbf{F} \\ \dots \\ \mathbf{M}^m(\tau; -\mu_N, \mu_0) \mathbf{F} \end{pmatrix},$$

$$\mathbf{H}^m(\tau) = \begin{pmatrix} \mathbf{H}^m(\tau; \mu_N, \mu_N) & \mathbf{H}^m(\tau; \mu_N, \mu_{N-1}) & \dots & \mathbf{H}^m(\tau; \mu_N, -\mu_N) \\ \mathbf{H}^m(\tau; \mu_{N-1}, \mu_N) & \mathbf{H}^m(\tau; \mu_{N-1}, \mu_{N-1}) & & \mathbf{H}^m(\tau; \mu_{N-1}, -\mu_N) \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ \mathbf{H}^m(\tau; -\mu_N, \mu_N) & \mathbf{H}^m(\tau; -\mu_N, \mu_{N-1}) & \dots & \mathbf{H}^m(\tau; -\mu_N, -\mu_N) \end{pmatrix}.$$

进一步将(20)式写成向上与向下辐射两部分, 采用差分近似微分, 并对得到的结果进行化简可得

$$\begin{aligned} & \mathbf{S}^{m+}(\tau + \Delta\tau) \\ = & [\mathbf{E} - \mathbf{N}_+^{-1}\Delta\tau \\ & + \frac{\tilde{\omega}(\tau)(1 + \delta_{m,0})}{4}\mathbf{N}_+^{-1}\mathbf{H}^{m++}\mathbf{W}^+]\mathbf{S}^{m+}(\tau) \\ & + \frac{\tilde{\omega}(\tau)(1 + \delta_{m,0})}{4}\mathbf{N}_-^{-1}\mathbf{H}^{m+-}\mathbf{W}^-\mathbf{S}^{m-}(\tau + \Delta\tau) \\ & + \Delta\tau\mathbf{N}_+^{-1}\mathbf{J}_0^{m+}(\tau), \end{aligned} \quad (21)$$

$$\begin{aligned} & \mathbf{S}^{m-}(\tau) \\ = & [\mathbf{E} - \mathbf{N}_-^{-1}\Delta\tau \\ & + \frac{\tilde{\omega}(\tau)(1 + \delta_{m,0})}{4}\mathbf{N}_-^{-1}\mathbf{H}^{m--}\mathbf{W}^-]\mathbf{S}^{m-}(\tau + \Delta\tau) \\ & + \frac{\tilde{\omega}(\tau)(1 + \delta_{m,0})}{4}\mathbf{N}_+^{-1}\mathbf{H}^{m-+}\mathbf{W}^+\mathbf{S}^{m+}(\tau) \\ & + \Delta\tau\mathbf{N}_-^{-1}\mathbf{J}_0^{m-}(\tau). \end{aligned} \quad (22)$$

对应地可以给出该微小气层的反射矩阵、透射矩阵及源矢量, 如(23)–(28)式所示, 其中 $\mathbf{R}^+$ 和 $\mathbf{R}^-$ 分别表示对上行及下行漫射光的反射矩阵,  $\mathbf{T}^+$ 和 $\mathbf{T}^-$ 分别表示对上行及下行漫射光的透射矩阵,  $\mathbf{J}_m^+$ 和 $\mathbf{J}_m^-$ 分别表示上行及下行的源矢量:

$$\mathbf{R}^+(\Delta\tau) = \frac{\tilde{\omega}(\tau)(1 + \delta_{m,0})}{4}\mathbf{N}_-^{-1}\mathbf{H}^{m+-}\mathbf{W}^-, \quad (23)$$

$$\mathbf{R}^-(\Delta\tau) = \frac{\tilde{\omega}(\tau)(1 + \delta_{m,0})}{4}\mathbf{N}_+^{-1}\mathbf{H}^{m-+}\mathbf{W}^+, \quad (24)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{T}^+(\Delta\tau) = & \mathbf{E} - \mathbf{N}_+^{-1}\Delta\tau \\ & + \frac{\tilde{\omega}(\tau)(1 + \delta_{m,0})}{4}\mathbf{N}_+^{-1}\mathbf{H}^{m++}\mathbf{W}^+, \end{aligned} \quad (25)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{T}^-(\Delta\tau) = & \mathbf{E} - \mathbf{N}_-^{-1}\Delta\tau \\ & + \frac{\tilde{\omega}(\tau)(1 + \delta_{m,0})}{4}\mathbf{N}_-^{-1}\mathbf{H}^{m--}\mathbf{W}^-, \end{aligned} \quad (26)$$

$$\mathbf{J}_m^+(\tau) = \Delta\tau\mathbf{N}_+^{-1}\mathbf{J}_0^{m+}(\tau), \quad (27)$$

$$\mathbf{J}_m^-(\tau) = \Delta\tau\mathbf{N}_-^{-1}\mathbf{J}_0^{m-}(\tau). \quad (28)$$

在反射矩阵、透射矩阵及源矢量模拟的基础上, 可采用累加-倍加法思想对辐射传输过程求解, 该过程的实施方法可参见相关累加-倍加法文献[13, 29]. 通过辐射传输方程的求解可获取漫射光的Stokes矢量, 进一步可求取漫射光偏振度和偏振方向, 如(29)和(30)式所示:

$$P = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2 + V^2}}{I}, \quad (29)$$

$$\chi = \frac{1}{2} \arctan \left( \frac{U}{Q} \right). \quad (30)$$

### 3 模型的准确性验证

VSPART是采用Fortran语言实现的. 首先对几何射线追踪法进行检验, 验证VSPART折射过程处理的准确性. 取入射光波长为0.633  $\mu\text{m}$ , 太阳天顶角余弦 $\mu_0$ 为0.0001, 在不同大气廓线条件下, 采用VSPART模拟大气底部光线的天顶角余弦倒数( $1/\cos\theta$ ), 并将其与文献[23]的结果相比较, 结果列于表2, 由表2可知VSPART模拟结果与文献模拟结果一致, 验证了模型的准确性.

表2 几何射线追踪法的准确性验证 (大气廓线为AFGL标准大气廓线)

Table 2. The validation of geometric ray-tracing method.

	廓线种类			
	热带大气	中纬度夏季	亚极地冬季	US标准
文献[23]	43.67	43.22	40.41	42.79
VSPART	43.63	43.31	40.43	42.82

进一步在平面平行大气条件下, 将本模型的模拟结果与de Haan等[29]给出的基准值(Benchmark results)进行比较. 其中入射光天顶角余弦 $\mu_{\text{TOA}_0}$ 及方位角 $\varphi_{\text{TOA}_0}$ 分别取0.5和 $0^\circ$ , 入射光波长取0.7  $\mu\text{m}$ , 辐射通量为 $\pi \text{ W/m}^2$ , 地球半径取 $10^{10} \text{ km}$ (远大于地球半径6400 km); 大气层分为两层, 上层为瑞利散射大气, 光学厚度为0.1, 下层是气溶胶(Deirmendjian's Water-haze L aerosol, 具体数据参见文献[30])和大气分子的混合物, 光学厚度为0.5, 两者混合比为4:1. 地表为朗伯面, 反射率为0.1, 瑞利散射的退偏因子设为0.0279, 不考虑气体的吸收效应. 分别取观测方位角为 $0^\circ$ 及 $30^\circ$ , 天顶角余弦为0.1, 0.5和1.0, 两模型模拟结果的对比列于表3.

由表3可知, VSPART模拟结果与de Haan等[29]给出的标准值一致性较好, 验证了本模型的准确性及可靠性.

考虑大气球形几何, 比较VSPART与SPDISORT模拟的辐亮度以验证模型的准确性(SPDISORT是Dahlback和Stamnes[31]提出的DISORT的伪球面模式, 实现了球形大气条件下的辐射传输方程近似求解, 但未考虑折射过程). 模

拟过程中, 设大气廓线为AFGL的热大气廓线, 大气共分为33层, 大气为纯瑞利散射大气, 退偏因子设为0; 取太阳天顶角为85°, 入射光波长分别为0.343和0.55 μm, 地表反射率取0; 由于SPDISORT仅考虑大气球形几何结构, 而并未考虑大气折射影响, 因此验证过程中, 各高度层的折射率设

为1.0. 取方位角分别为0°, 90°及180°, 两模型模拟得到的地面下行漫射辐射及天顶上行漫射辐射辐亮度值对比如图3所示.

由图3可知两模型模拟结果一致性较好, 两曲线基本重合, 说明在球形几何条件下, 本模型具有较高的准确性及可靠性.

表3 平面平行大气条件下VSPART与基准值[29]的比较

Table 3. Comparison of the simulation results of VSPART and the Benchmark results given by de Haan et al. [29].

分量	$\mu = 0.1$		$\mu = 0.5$		$\mu = 1.0$		
	Ref.[29]	VSPART	Ref.[29]	VSPART	Ref.[29]	VSPART	
$\varphi_{\text{TOA}_0} = 0^\circ$ $\mu_{\text{TOA}_0} = 0.5$ ( $\varphi = 0^\circ$ )	$I$	0.532950	0.532898	0.208430	0.208443	0.093680	0.093673
	$Q$	-0.028340	-0.028331	-0.036299	-0.036311	-0.024156	-0.024160
	$U$	0.000000	0.000000	0.000000	0.000000	0.000000	0.000000
	$V$	0.000000	0.000000	0.000000	0.000000	0.000000	0.000000
$\varphi_{\text{TOA}_0} = 0^\circ$ $\mu_{\text{TOA}_0} = 0.5$ ( $\varphi = 30^\circ$ )	$I$	0.418140	0.418135	0.184970	0.184972	0.093680	0.093682
	$Q$	-0.000058	-0.000057	-0.019649	-0.019648	-0.012078	-0.012080
	$U$	-0.073705	-0.073718	-0.041401	-0.041404	-0.020920	-0.020916
	$V$	0.000106	0.000104	0.000040	0.000038	0.000000	0.000000

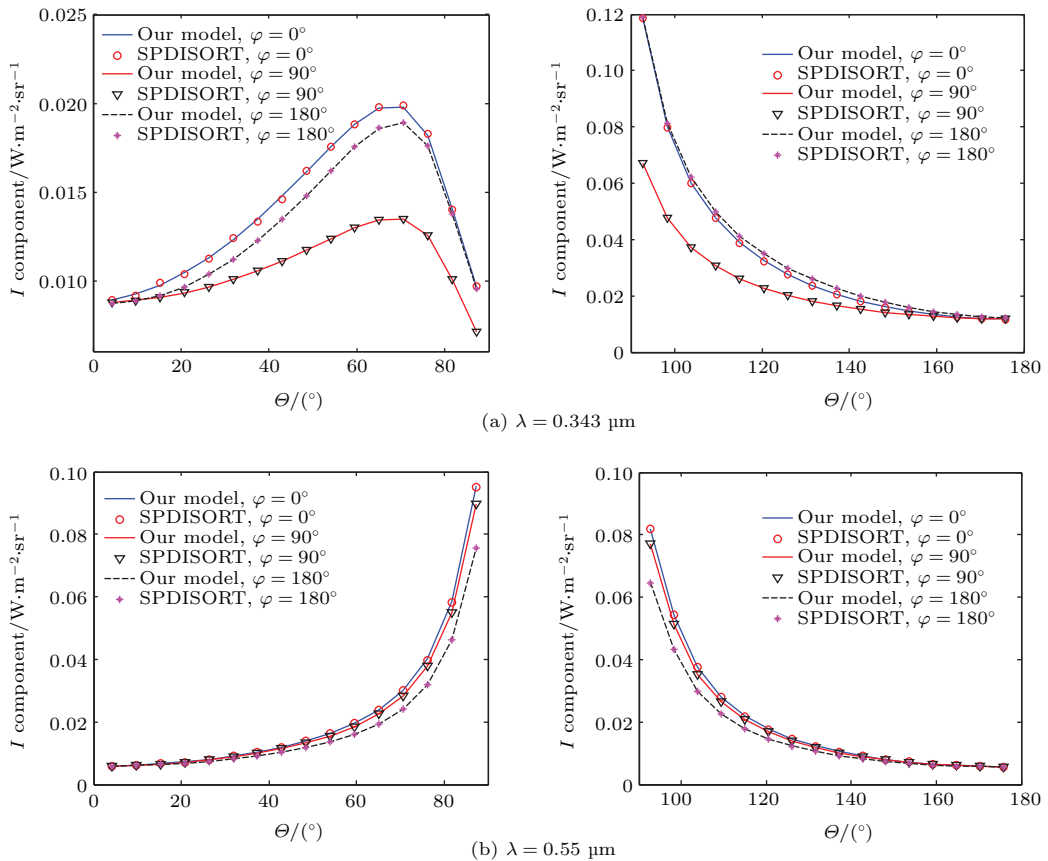


图3 (网刊彩色) 两模型模拟的辐亮度的对比 (a)  $\lambda = 0.343 \mu\text{m}$ ; (b)  $\lambda = 0.55 \mu\text{m}$ ; 其中左图为地面的辐亮度模拟值, 右图为天顶的辐亮度模拟值

Fig. 3. (color online) Comparison of radiance calculated by two models: (a)  $\lambda = 0.343 \mu\text{m}$ ; (b)  $\lambda = 0.55 \mu\text{m}$ . The left figure is for down-welling diffuse light observed at surface, and the right is for up-welling light observed at TOA (top of the atmosphere).



## 4 全天空偏振模式仿真与结果分析

### 4.1 瑞利散射条件下天空偏振模式仿真

在瑞利散射条件下, 模拟并分析其天空偏振模式. 模拟过程中, 取太阳高度角及方位角分别为  $2^\circ$  和  $0^\circ$ , 大气廓线取 AFGL 热带大气廓线, 整层大

气分为 33 层, 取入射光波长分别为  $0.35, 0.45, 0.55$  和  $0.65 \mu\text{m}$ , 模拟天空偏振度 (DOP) 及偏振方向 (AOP) 的分布如图 4 所示. 依据偏振度小于 5% 时昆虫无法进行偏振探测, 而偏振度为 5%—10% 时, 则会出现较大探测误差的规律, 按照表 4 给定的五个偏振度区间, 分别统计其所占比例.

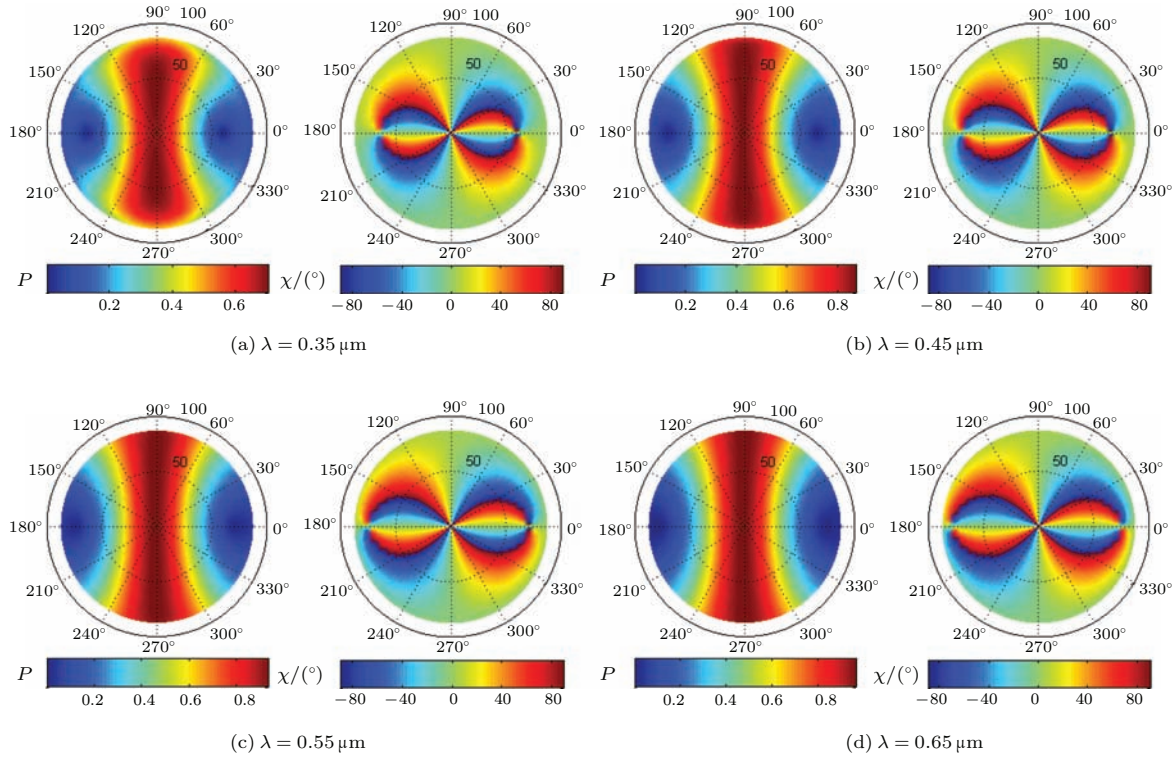


图 4 (网刊彩色) 瑞利散射条件下不同波段的天空偏振模式 (对于每个波段, 左图为偏振度, 右图是偏振方向) (a)  $\lambda = 0.35 \mu\text{m}$ ; (b)  $\lambda = 0.45 \mu\text{m}$ ; (c)  $\lambda = 0.55 \mu\text{m}$ ; (d)  $\lambda = 0.65 \mu\text{m}$

Fig. 4. (color online) The sky polarization patterns for Rayleigh scattering atmosphere at different wavelengths (for each wavelength, the left figure is the distribution of DOP, while the right is the AOP): (a)  $\lambda = 0.35 \mu\text{m}$ ; (b)  $\lambda = 0.45 \mu\text{m}$ ; (c)  $\lambda = 0.55 \mu\text{m}$ ; (d)  $\lambda = 0.65 \mu\text{m}$ .

如图 4 所示: 天空漫射光偏振度近似关于太阳子午线轴对称, 且在子午线区域达到最大; 子午线两侧偏振度值较小, 并出现了 Arago 中性点和 Babinet 中性点; 偏振方向基本关于天顶点中心对称, 且在两中性点附近实现正负交替. 当入射光波长为  $350 \text{ nm}$  时, Babinet 中性点明显偏离太阳入射方向, 与单次瑞利散射特征相差较大; 同时对比不同波段的天空偏振度可知, 随着入射光波长增大, 天空偏振度整体随之增加, 两中性点逐步向大天顶角方向移动, 以中性点为中心的弱偏振区域逐步扩大, 偏振度分布趋于单次瑞利散射特性. 分析上述现象的原因, 瑞利散射系数与入射光波长的 4 次方

成反比, 即波长越短, 对应的瑞利散射光学厚度越大, 因此多次散射效应随之增强, 而多次散射对漫射光偏振特性具有平均效应, 因而漫射光偏振度整体随波长减小而降低. 以上现象也说明, 纯瑞利散射条件下, 在短波波段, 单次瑞利散射模型存在一定偏差, 需要考虑多次散射效应, 而在长波段瑞利散射模型是基本适用的. 由表 4 可知, 随着波长增加, 偏振度值较大的区域随之增大, 但同时也要注意, 偏振度小于 5% 的区域也显著增加, 偏振度在 5% 和 10% 区间的比例相对比较稳定, 因此从该角度上看, 瑞利散射大气条件下, 短波长光线更适于偏振导航.

表4 瑞利散射大气条件下空间偏振值的分区间统计结果  
Table 4. The statistic results of polarization in different scopes for Rayleigh scattering atmosphere.

波长/ $\mu\text{m}$	DOP				
	< 5%	5%—10%	10%—30%	30%—70%	70%—100%
0.35	0.9896%	4.2188%	20.3125%	72.9167%	1.5625%
0.45	1.4063%	3.5417%	15.4688%	34.0625%	45.5208%
0.55	2.1875%	4.1667%	13.4375%	29.5312%	50.6771%
0.65	3.2813%	3.2813%	12.6042%	28.0208%	52.8125%

### 4.2 含气溶胶条件下的大气偏振分布模式仿真

实际大气并不是纯瑞利散射大气, 由于气溶胶的散射作用, 天空偏振模式也将改变, 特别是随着气溶胶光学厚度的增加, 多次散射效应增强, 其影响将更为显著. 基于此, 考虑不同气溶胶类型及光学厚度, 分析其对天空偏振模式的影响. 模拟过程中, 入射光波长取 $0.55\ \mu\text{m}$ , 太阳高度角及方位角分

别为 $2^\circ$ 和 $0^\circ$ , 取大气廓线为AFGL中纬度夏季廓线, 气溶胶类型包括矿质型(mineral dust, 积聚模态)、煤烟型(soot)和海盐型(sea salt, 积聚模态)三类, 其微物理参数(表5)取至OPAC数据库[31–33], 分别取矿质型气溶胶光学厚度(AOD)  $\tau$ 为0.5, 1.0和1.5, 取煤烟型及海盐型气溶胶光学厚度 $\tau$ 为0.5, 模拟天空偏振度及偏振方向分布如图5和图6所示, 同4.1节的讨论方式, 统计各区间偏振度值的分布, 结果列于表6.

表5 不同类型气溶胶的微物理参数及散射特性 ( $\lambda = 0.55\ \mu\text{m}$ )  
Table 5. Micro-physical properties of different aerosol types ( $\lambda = 0.55\ \mu\text{m}$ ).

类型	湿度	复折射率实部	复折射率虚部	$r_{\text{mod}}$	$\sigma$	$r_{\text{min}}$	$r_{\text{max}}$
矿质型	—	1.530	$-5.500 \times 10^{-3}$	$3.90 \times 10^{-1}$	2.00	$5.00 \times 10^{-3}$	$2.00 \times 10^1$
煤烟型	—	1.361	$-4.400 \times 10^{-1}$	$1.18 \times 10^{-3}$	2.00	$5.00 \times 10^{-3}$	$2.00 \times 10^1$
海盐型	70%	1.373	$-3.319 \times 10^{-9}$	$3.78 \times 10^{-1}$	2.03	$8.50 \times 10^{-3}$	$3.63 \times 10^1$

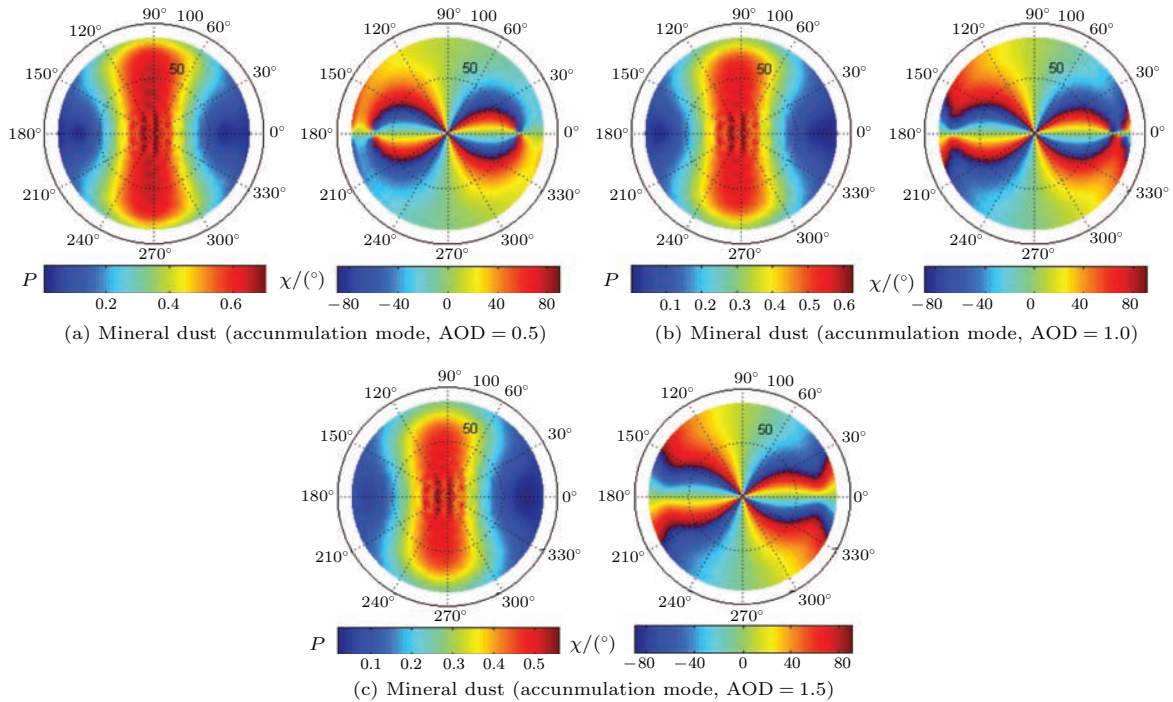


图5 (网刊彩色) 矿质型气溶胶条件下, 不同光学厚度对应的天空偏振模式

Fig. 5. (color online) Sky polarization patterns for atmosphere with mineral dust of different optical depths.

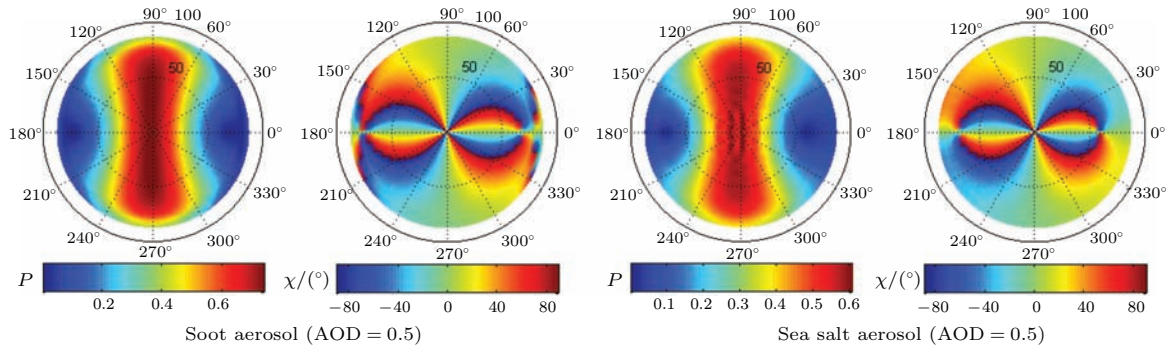


图6 (网刊彩色) 不同气溶胶类型条件下的天空偏振模式 (左图为煤烟型气溶胶, 右图为海盐型气溶胶)

Fig. 6. (color online) Sky polarization patterns for atmosphere with different aerosol types (left figure is for soot aerosol, and right figure for sea salt)

由图5和图6及表6可知, 虽然在可见光波段气溶胶散射特性与瑞利散射特性存在显著差异, 但在低太阳高度角条件下, 整体的天空偏振度分布与瑞利散射大气的模拟结果相似, 且该分布特征并不随气溶胶类型及光学厚度的改变而改变. 随着气溶胶光学厚度的增加, 天空偏振度值逐步降低, 以两中性点为中心的弱偏振度区域逐步增加, 而两中性点也随之模糊; 偏振方向对气溶胶光学厚度较为敏感, 随着光学厚度增加, 偏振方向以中性点为中心正负交替变化的规律逐渐消失, 且逆太阳方向的该特征先于顺太阳方向消失. 造成该现象的原因

是, 在太阳高度角较小时, 随着气溶胶光学厚度的增加, 多次散射效应迅速增强. 不同气溶胶类型对天空偏振度模式也有一定影响, 其中煤烟型气溶胶条件下的天空偏振值明显强于矿质型气溶胶及海盐型气溶胶. 其原因包括两方面: 一方面, 煤烟粒子半径较小, 且复折射率虚部较大, 散射能力偏弱, 而气溶胶多次散射对漫射光偏振特性具有平均削弱效应, 因此它的平均削弱能力也越弱; 另一方面, 由于煤烟粒径小, 其散射特性趋于瑞利散射, 较其他类型粒子, 对前向散射光退偏振作用强, 所以煤烟粒子条件下天空偏振度值整体较大.

表6 不同气溶胶条件下的偏振度分区间统计结果

Table 6. The statistic results of polarization in different scopes for different aerosol.

气溶胶类型	DOP				
	< 5%	5%—10%	10%—30%	30%—70%	70%—100%
矿质型 ( $\tau = 0.5$ )	3.9583%	4.8438%	20.1042%	70.6771%	0.4167%
矿质型 ( $\tau = 1.0$ )	4.8958%	5.7292%	24.3229%	65.0521%	0
矿质型 ( $\tau = 1.5$ )	3.1771%	7.8125%	31.0937%	57.9167%	0
煤烟型 ( $\tau = 0.5$ )	3.5937%	6.1979%	16.6146%	50.2083%	23.3854%
海盐型 ( $\tau = 0.5$ )	3.1250%	6.4062%	22.9688%	67.5000%	0

综合对比瑞利散射大气、含气溶胶大气条件的模拟结果, 还有一个有趣的发现: 对于瑞利散射大气, 随着入射光波长变短、大气光学厚度的增加, 中性点特征越来越明显, 且中性点偏离太阳入射方向越大; 对含气溶胶大气, 气溶胶光学厚度较小时, 中性点特征显著, 但随着光学厚度增加, 中性点却趋于太阳入射方向, 中性点也随之模糊, 这似乎是矛盾的. 分析其原因可能是由于中性点的偏移受低阶多次散射影响较大造成的, 瑞利散射大气条件下, 随着波长变小, 大气光学厚度虽然增加, 但整体量

级并不大, 低阶多次散射占主体地位; 随着气溶胶的引入, 整层大气光学厚度迅速增加, 散射平均效应增强, 中性点特征也逐渐变得不显著.

## 5 大气的球形几何及折射对天空偏振度分布的影响

### 5.1 瑞利散射大气条件下的影响

瑞利散射条件下, 分析大气的球形几何及折射效

应对天空偏振度的影响. 模拟过程中, 将地球半径  $R$  设为  $10^{10}$  km (远大于 6400 km), 各高度层折射率设为 1.0, 其余参数设置与 4.1 节相同, 在近似平面平行大气条件下, 模拟不考虑大气折射效应的天空偏振度分布  $DOP_{np}$ . 然后采用 (31) 式计算其与 4.1

节模拟结果的相对差值  $R_{err}$ , 并绘制它的全天空的分布, 如图 7 所示. 其中  $DOP$  为 4.1 节中得到的对应条件下的天空偏振度分布.

$$R_{err}(\theta, \varphi) = (DOP - DOP_{np})/DOP \times 100\%. \quad (31)$$

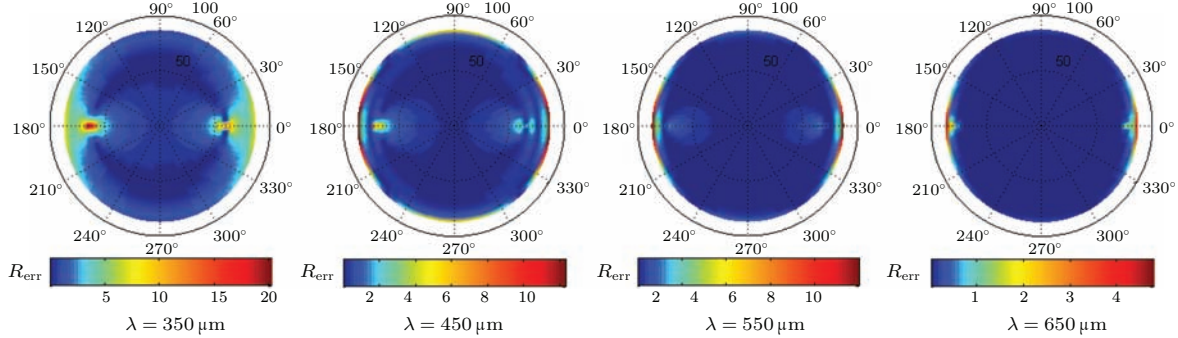


图 7 (网刊彩色) 瑞利散射大气条件下的大气球形几何及折射效应的影响分析

Fig. 7. (color online) The influences of spherical geometry and refraction effect for Rayleigh scattering atmosphere.

由图 7 可知, 大气球形几何及折射效应对天空偏振度分布影响显著, 当波长较短时, 该影响尤为明显, 其中当入射光波长为 350 nm 时, 最大相对偏差  $R_{err}$  可达到 35%; 影响较大的区域主要包括地平线方向区域 (对应较大的天顶角)、Arago 和 Babinet 两中性点附近及天顶区域, 特别是两中性点附近, 其影响最为显著. 随着入射光波长的增加, 大气球形几何及折射效应的影响逐步减弱, 特别在中性点附近天顶区域, 其影响逐步消失, 但太阳入射方向及其关于中心子午线对称的区域附近, 其影响始终较大. 分析该现象的原因是, 入射光波长越长, 散射作用越弱, 对应的瑞利散射光学厚度越小, 而大气球形几何及大气折射效应的影响是通过散射作用耦合至天空漫射光中的, 因此随着散射作用的减弱, 该影响也随之削弱.

### 5.2 含气溶胶条件下的影响

进一步分析含气溶胶大气条件下大气球形几何及折射效应对天空偏振度的影响. 地球半径及折射率廓线设置与 5.1 节相同, 参照 4.2 节的入射光、大气廓线及气溶胶的相关参数设置, 在近似平面平行大气条件下, 模拟不考虑大气折射效应的天空偏振度分布  $DOP_{np}$ , 对比 4.2 节中的模拟结果并求取相应的相对差值  $R_{err}$ , 结果如图 8 所示.

由图 8 可知; 与瑞利散射大气情形类似, 大气球形几何及折射的影响区域主要包括两中性点附

近、地平线附近区域及天顶区域; 随着气溶胶光学厚度的增加, 天顶区域的偏差值逐步增大, 大气球形几何及折射的影响范围也逐步扩大, 其中, 当光学厚度为 1.5 时,  $R_{err}$  大于 2.0% 的区域所占比例达 86.8%; 与之相反, 地平线附近区域及两中性点附近偏振度值的相对偏差却逐渐减小, 但由于这些方向的偏振度值本身相对较小, 虽然相对偏差值  $R_{err}$  有所减小, 但偏振度的绝对改变并不大, 因此整体上看, 大气球形几何及折射效应的影响随气溶胶光学厚度的增加而增强. 分析其原因, 这是由于大气球形几何及折射效应的影响是通过大气散射作用耦合至漫射光中, 气溶胶光学厚度越大, 多次散射作用越强, 大气球形几何及折射效应的影响也随之放大. 对比不同气溶胶类型条件下  $R_{err}$  的分布可知, 煤烟型气溶胶条件下, 大气球形几何及折射效应的影响明显强于矿质型, 而海盐型气溶胶则与之相差不大. 分析其原因是由于天空偏振度由下行漫射光偏振特性决定, 煤烟的粒径远小于矿质型气溶胶及入射光波长, 其散射特性趋于瑞利散射, 对前后向均具有较强的退偏能力, 而海盐与矿质粒子属于大粒子散射, 散射能量主要集中于前向, 但前向散射基本不改变入射光的偏振特性, 光学厚度相同时, 煤烟粒子散射退偏能力相对较强, 大气球形几何及折射效应经过大气散射作用耦合放大后, 对漫射光偏振特性的影响也相对较大.

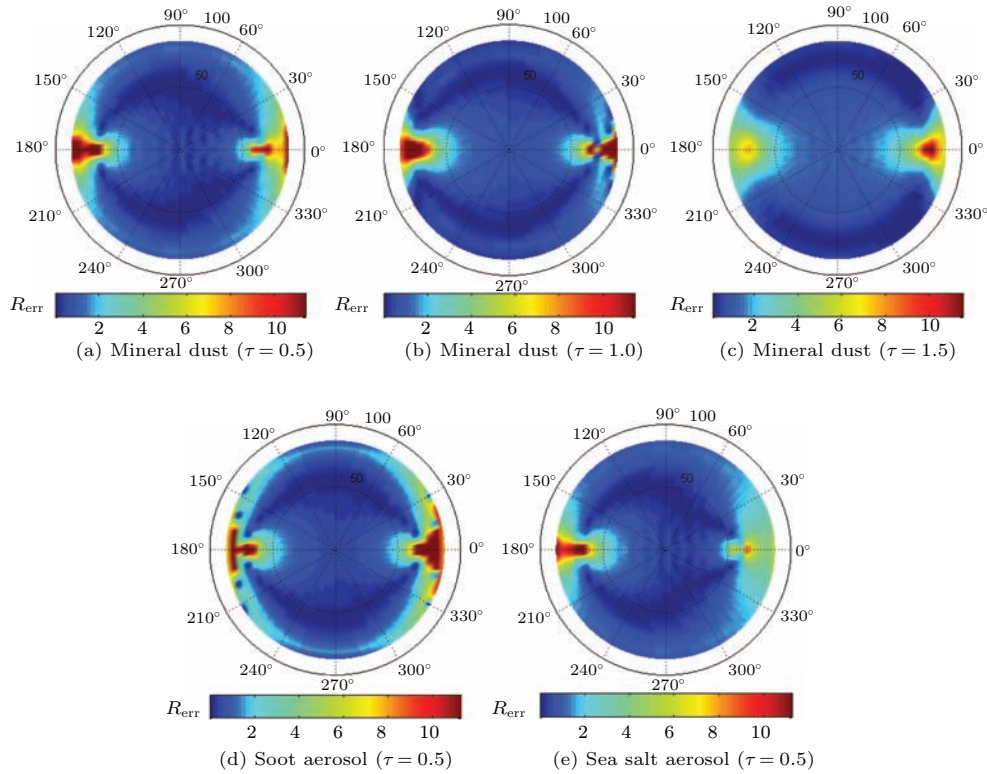


图8 (网刊彩色) 含气溶胶大气条件下的大气球形几何及折射效应的影响

Fig. 8. (color online) The influences of atmospheric spherical geometry and refraction effect for atmosphere with aerosol.

## 6 结 论

天空偏振模式在自主导航与定位、偏振成像及大气环境参数测量等领域均有重要应用. 本文自主研发了考虑大气球形几何及大气折射效应的辐射传输模式 VSPART, 并验证了模型的准确性; 在低太阳高度角条件下, 针对瑞利散射大气及含气溶胶大气等情形, 模拟了对应的天空偏振分布模式, 并分析了对应的变化特征, 讨论了大气球形几何及折射效应对天空偏振度模拟的影响, 主要得到以下结论.

1) 含气溶胶条件下, 偏振度空间分布与瑞利散射大气情形相似, 偏振度近似关于太阳子午线轴对称, 最大值出现在天顶区域, 随着大气光学厚度的增加, 偏振度值逐渐减小; 天空存在两中性点, 在瑞利散射大气条件下, 随着入射光波长增加, 这两点逐步向大天顶角方向移动; 当大气光学厚度较小时, 偏振方向在中性点处实现正负值的交替, 随着大气光学厚度的增加, 该现象消失; 当入射光波长较短时, 考虑多次散射效应是必要的.

2) 大气球形几何及折射效应对天空偏振度分布影响显著, 影响区域主要包括地平线方向区域(对应大天顶角)、Arago 和 Babinet 两中性点附近及天顶区域, 特别是两中性点附近及地平线方向附近, 其影响相对较大. 瑞利散射大气条件下, 随着入射光波长增加, 大气球形几何及折射效应的影响逐步减弱, 特别在中性点附近天顶区域, 其影响逐步消失, 但太阳入射方向及其关于中心子午线对称方向附近, 其影响始终较大.

3) 随着气溶胶光学厚度的增加, 大气球形几何及折射效应的影响随之增强, 其中煤烟型气溶胶条件下, 该影响强于矿质型及海盐型气溶胶情形.

4) 在瑞利散射大气条件下, 随着大气光学厚度增加, 中性点偏离太阳入射方向越大; 而含气溶胶大气条件下, 随着光学厚度增加, 中性点却趋于太阳入射方向, 且逐步变得模糊. 从这个矛盾的现象中推断中性点是可能受低阶的多次散射影响较大.

感谢美国 Colorado 大学 Evans K F 教授提供的无私帮助, 感谢 Hess M 教授提供的 OPAC 数据库.

## 参考文献

- [1] Rozanov V V, Rozanov A V, Kokhanovsky A A, Burrows J P 2014 *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **133** 13
- [2] Emde C, Buras R, Mayer B, Blumthaler M 2010 *Atmos. Chem. Phys.* **10** 383
- [3] 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]
- [4] Cui Y, Gao Q S, Chu J K, Chen C 2013 *Opt. Precis. Eng.* **21** 34 (in Chinese) [崔岩, 高启升, 褚金奎, 陈辰 2013 光学精密工程 **21** 34]
- [5] Guan G X, Yan L, Chen J B, Wu T X, Wu B 2011 *Acta Armament.* **32** 459 (in Chinese) [关桂霞, 晏磊, 陈家斌, 吴太夏, 吴波 2011 兵工学报 **32** 459]
- [6] Pust N J, Shaw J A 2011 *J. Appl. Remote Sens.* **5** 053529
- [7] Pust N J, Shaw J A 2007 *Proc. SPIE* **6682** 668204
- [8] Pust N J 2007 *Ph. D. Dissertation* (Montana: Montana state university)
- [9] Horvath G, Barta A, Gal J, Suhai B, Haiman O 2002 *Appl. Opt.* **41** 543
- [10] Liu Q, Chu J K, Wang J, Guan L 2014 *Acta Opt. Sin.* **34** 0301004 (in Chinese) [刘琦, 褚金奎, 王兢, 关乐 2014 光学学报 **34** 0301004]
- [11] Wang W, Chu J K, Cui Y, Zhi W 2013 *Chin. J. Lasers* **40** 0513001 (in Chinese) [王威, 褚金奎, 崔岩, 支炜 2013 中国激光 **40** 0513001]
- [12] Wu L H 2010 *M. S. Dissertation* (Hefei: Hefei University of Technology) (in Chinese) [吴良海 2010 硕士学位论文 (合肥: 合肥工业大学)]
- [13] Evans K F, Stephens G L 1991 *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **46** 413
- [14] Schulz F M, Stamnes K 2000 *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **65** 609
- [15] Min Q L, Duan M Z 2004 *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **87** 243
- [16] Lenoble J, Herman J, Deuzé M, Lafrance J L, Santer B, Tanré R 2007 *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **107** 479
- [17] Evans K F 1998 *J. Atmos. Sci.* **55** 429
- [18] Doicu A, Efremenko D, Trautmann T 2013 *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **118** 121
- [19] Whitney B A 2011 *Bull. Astr. Soc. India* **39** 1
- [20] Cornet C, Labonnote L C, Szczap F 2010 *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **111** 174
- [21] Emde C, Mayer B 2007 *Atmos. Chem. Phys.* **7** 2259
- [22] Ben X, Yi H L, Tan H P 2014 *Chin. Phys. B* **23** 099501
- [23] Li J, Shibata K 2006 *J. Atmos. Sci.* **63** 1365
- [24] Spurr R J D 2006 *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **102** 316
- [25] Natraj V, Spurr R J D 2007 *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **107** 263
- [26] Spurr R J D, Christi M J 2007 *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **103** 431
- [27] Hu S, Gao T C, Li H, Liu L, Cheng T J, Zhang T 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 184203 (in Chinese) [胡帅, 高太长, 李浩, 刘磊, 程天际, 张婷 2015 物理学报 **64** 184203]
- [28] Rao R Z 2012 *Modern Optics* (Beijing: Scientific Express) p123 (in Chinese) [饶瑞中 2012 现代大气光学 (北京: 科学出版社) 第123页]
- [29] de Haan J F, Bosma P B, Hovenier J W 1987 *Astron. Astrophys.* **183** 371
- [30] de Rooij W A, van der Stap C C A H 1984 *Astron. Astrophys.* **131** 237
- [31] Dahlback A, Stamnes K 1991 *Planet Space Sci.* **39** 671
- [32] Hess M, Koepke P, Schult I 1998 *Bull. Am. Meteor. Soc.* **79** 831
- [33] Mayer B, Kyllig A 2005 *Atmos. Chem. Phys.* **5** 1855

# Atmospheric polarization pattern simulation for small solar elevation angles and the analysis of atmospheric effect\*

Hu Shuai Gao Tai-Chang<sup>†</sup> Li Hao Cheng Tian-Ji Liu Lei Huang Wei Jiang Shi-Yang

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

( Received 6 August 2015; revised manuscript received 6 September 2015 )

## Abstract

To simulate the atmospheric polarization pattern for small solar elevation angle, we develop a the vector radiative transfer model VSPART (vector pseudo-spherical radiative transfer model considering refraction), and use it to calculate the polarization state of downwelling diffuse light. In this model, the propagation trajectory, transmittance rate and polarization states of directly transmitted light are tracked by ray-tracing method for spherical refractive atmosphere. Based on the matrix algorithm, an improved method to solve the radiative transfer equation is proposed. Output of this model includes not only the Stokes vector and degree of polarization of diffuse light, but also the polarized irradiance. The precision of VSPART is validated against the benchmark results, literature results and SPDISORT, and excellent agreement is achieved. DOP (degree of polarization) and AOP (angle of polarization) are simulated for pure Rayleigh scattering atmosphere and atmosphere with aerosol, and the characteristics of their angular distributions are analyzed. In addition, the influences of atmospheric spherical geometry and refraction effect on the sky DOP are discussed as well. Simulation results show that for low solar elevation angle, with the increasing of wavelength, DOP increases gradually, and the Arago and Babinet neutral points move towards the horizon when Rayleigh scattering atmosphere is considered. Although the existence of aerosol does not change the basic distribution of DOP, it has a significant influence on AOP. With the increasing of aerosol optical depth, DOP decreases gradually, and the distribution of AOP changes dramatically. By comparing the sky distribution of DOP, it could also be concluded that the neutral points might arise from low order scattering. The area affected by atmospheric spherical geometry and atmospheric refraction effect mainly includes the area near horizontal directions, the area near the neutral points and the area perpendicular to the ground. For pure Rayleigh scattering atmosphere, the influence is reduced with the increasing of the wavelength of incident light, especially for the areas near the neutral points, where the influence gradually disappears as wavelength increases. For atmosphere with aerosol, with their optical depth increasing, the effects of atmospheric spherical geometry and atmospheric refraction are gradually enhanced.

**Keywords:** sky polarization pattern, atmospheric refraction effect, atmospheric spherical geometry, vector radiative transfer

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

**DOI:** 10.7498/aps.65.014203

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 41575025, 41475020, 41475024).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: 2009gaotc@gmail.com