

大气折射对可见光波段辐射传输特性的影响

胡帅 高太长 李浩 刘磊 程天际 张婷

Influence of atmospheric refraction on radiative transfer at visible light band

Hu Shuai Gao Tai-Chang Li Hao Liu Lei Cheng Tian-Ji Zhang Ting

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 184203 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.184203

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.184203>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I18>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

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>

磁光克尔效应中的光子自旋分裂

Photon spin splitting in magneto-optic Kerr effect

物理学报.2015, 64(17): 174202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.174202>

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>

大气折射对可见光波段辐射传输特性的影响*

胡帅 高太长† 李浩 刘磊 程天际 张婷

(解放军理工大学气象海洋学院, 南京 211101)

(2015年3月1日收到; 2015年4月13日收到修改稿)

折射是影响辐射传输的重要因素. 为分析大气折射对辐射传输的影响, 基于 Monte Carlo 方法, 给出了考虑大气折射的矢量辐射传输模型, 实现了均匀气层和耦合面处光子随机运动过程的模拟, 实现了直射光及漫射光 Stokes 矢量、偏振度和辐射通量等参数的计算. 在考虑和不考虑大气折射两种条件下, 验证了模型的准确性; 在纯瑞利散射条件下, 讨论了大气折射对不同方向漫射光 Stokes 矢量的影响; 在不同太阳天顶角、大气廓线、气溶胶及含云大气条件下, 分析了大气折射对辐射传输过程的影响. 结果表明: 大气折射对漫射光 Stokes 矢量的影响主要体现在天顶角 70° — 110° 区间, 且随着太阳入射角增大, 其影响更为显著; 不同大气廓线情形下, 大气折射对 Stokes 矢量的影响不一致, 其原因是不同大气廓线对应的折射率廓线存在差异. 含云及含气溶胶大气条件下, 大气折射对辐射传输的影响变弱, 沙尘型及海盐型气溶胶条件下, 折射对辐射传输的影响强于可溶型气溶胶情形; 不同形状气溶胶条件下, 大气折射对辐射传输的影响也存在显著差异; 不同云高条件下, 大气折射对漫射光 Stokes 矢量的影响无显著差异, 但随着云光学厚度增大, 大气折射的影响减弱.

关键词: 大气折射, 矢量辐射传输, Monte Carlo, Stokes 矢量

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

DOI: 10.7498/aps.64.184203

1 引言

辐射传输过程是大气及海洋的基本物理过程之一^[1], 建立准确的辐射传输模型, 实现大气辐射过程的准确模拟, 对于气候学^[2,3]、大气海洋遥感^[4,5]及大气光学^[6,7]等研究均具有重要意义. 目前大气辐射传输过程主要模拟电磁波在大气中的散射与吸收过程^[2], 并未考虑折射过程(在湍流大气中的电磁传输模拟时是考虑大气折射率起伏影响的, 但大气辐射学中未考虑^[7]), 而实际上, 大气状态要素(气压、温度及湿度等)的垂直分布不均, 可引起大气折射率随高度的变化, 进而可导致电磁波传播路径的弯曲及偏振特性的改变^[1,8], 从而影响整个辐射传输过程, 如“蒙气差”、“海市蜃楼”及“大气波导”等现象就是由于大气折射引起的. 因此在模拟辐射传输过程时, 除了综合考虑大气散射与吸收特性外, 大气折射过程的影响也是需要考虑的

一个方面.

为实现辐射传输的准确模拟, 已提出了许多仅考虑光强度信息的解决方案(简称标量法), 近似解法如四流近似、单散射近似^[2], 精确解法如离散纵标法^[9]、累加-倍加法^[10]等. 但标量法本质上是不完备的, 大量研究表明, 若忽略光的偏振因素, 在计算大气散射强度及辐射通量时均可造成较大误差^[11-13]. 因此, 为提高辐射传输模拟精度与信息量, 在模型中引入 Stokes 矢量, 逐步发展了矢量辐射传输模型. 目前矢量辐射传输模型主要包括基于累加-倍加法的 RT3/PolRadtran^[14]、量化的离散纵标法(VDISORT)^[15]、逐次散射法(SOSVRT)^[16]及 Monte Carlo 法^[17-19]等. 但在这些辐射传输模型中, 均未考虑电磁波折射过程, 这与实际大气辐射传输过程不完全相符, 但考虑折射过程, 对应辐射传输方程的数值求解又将极为困难^[8,20], 因此该问题一直是研究的难点. 为处理这类考虑折射的辐射传输问题, 近年来也进行了

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

† 通信作者. E-mail: 2009gaotc@gmail.com

一定研究,但研究对象主要是海气耦合系统. Kat-tawar 和 Adams^[21] 采用 Monte Carlo 方法首次对该问题进行了研究,计算得到了漫射光的偏振度及偏振方向等信息; Zhai 等^[22] 改进了逐次散射法,使之适用于海气耦合系统的辐射传输计算; Zhai 等^[23] 又将单散射及源矩阵迭代技术引入至 SOSV 方法中,使之更为完善; Sommersten 等^[8] 对离散纵标法进行了改进,并采用 Monte Carlo 方法对该方法进行了验证; Garcia^[24] 基于离散纵标法推导了折射率不均匀介质的透射矩阵及反射矩阵,并提出了分析离散纵标法 (analytical discrete ordinates method, ADO), 实现了 9 层折射率非均匀介质层的辐射传输特性计算^[25]. 但改进的离散纵标法和 VDISORT 相似,随着计算流数的增加,微分方程组的求解很容易不稳定^[26]. 总体而言,目前考虑折射的辐射传输模拟研究相对较少,且大多针对海气耦合系统,对于大气折射对辐射传输影响的相关研究及讨论相对欠缺. 基于此,本文建立了考虑大气折射的矢量辐射传输模型,分析大气折射对辐射传输过程的影响,以期改进辐射传输过程模拟方法,提高其模拟精度.

Monte Carlo 方法在辐射传输模拟中具有独特优势. 一方面,它不涉及对相矩阵的傅里叶级数近似与 Legendre 函数展开等近似过程^[27],可适用于任何形状的介质,计算过程稳定,且只要光子数量

足够,便可达到非常高的精度;另一方面,计算机技术的发展也使得 Monte Carlo 耗时的缺点逐渐得到改善,因此该方法逐渐受到重视^[20,28]. 本文基于 Monte Carlo 方法,建立了考虑大气折射的辐射传输模型,分析了不同条件下大气折射对可见光波段辐射传输过程的影响. 以下主要内容包括:第二部分介绍了大气光学特性的分层参数化;第三部分介绍了考虑大气折射的矢量辐射传输模拟流程;第四部分验证了模型的准确性,分析了不同太阳入射角、大气廓线、及含气溶胶和云大气条件下,大气折射对辐射传输过程的影响;第五部分主要对研究内容及结论进行了总结.

2 大气光学特性的分层参数化

考虑大气折射过程,建立了大气分层模型,如图 1 所示. 每一气层的光学特性参数采用光学厚度 τ_i 、单散射反照率 $\tilde{\omega}_i$ 、散射相矩阵 $\mathbf{F}_i(\theta)$ 及折射率 $n(i)$ 四个参数表征 (i 表示气层序号),每一层大气均视为均匀气层,在层内,各参数视为定值,不随高度改变. 入射光为平行光,在参考坐标系下,其天顶角及方位角为 θ_0 和 φ_0 , Stokes 矢量为 \mathbf{S}_0 . 图 1 中, H_i 表示高度,与常见表示方法不同,此处取天顶为高度参考起点 (高度为 0),越接近地面,高度随之增加.

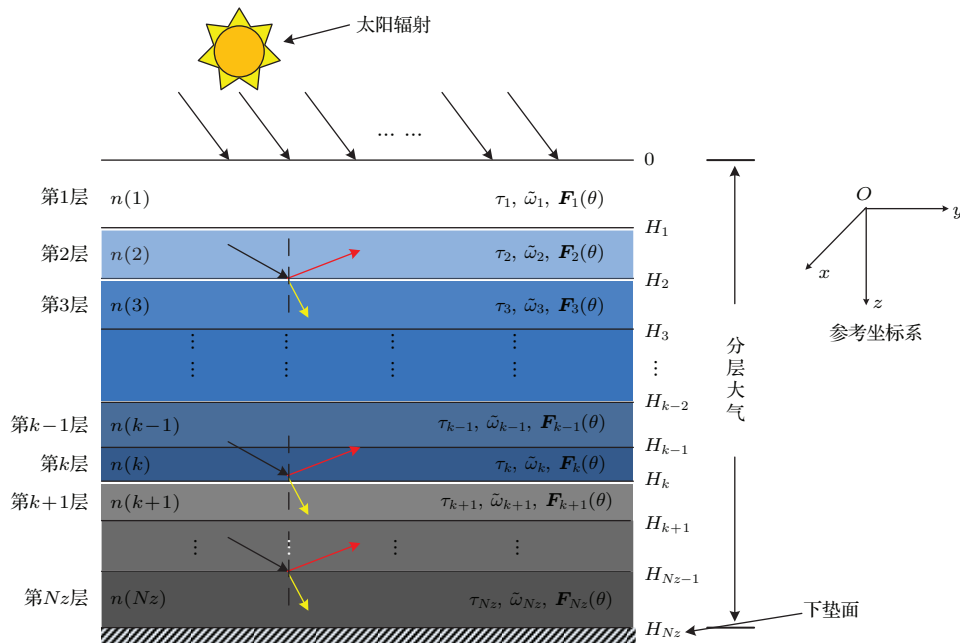


图 1 (网刊彩色) 大气分层模型及模拟坐标系的建立

Fig. 1. (color online) Multilayer atmospheric model and reference coordinate system for simulation.

在辐射传输模拟过程中, 空气折射率模型采用的是Edlén公式^[7], 其形式如下:

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

其中, v 表示波数, 单位为 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^[7]
Table 1. The constants for Edlén equation^[7].

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

各气层的光学厚度 τ_i 、单散射反照率 ω_i 、散射相矩阵 $\mathbf{F}_i(\theta)$ 是由空气分子、气溶胶及云的光学特性参数进行综合并归一化得到的. 参照辐射传输模式 SBDART 的处理方式^[3], 光学厚度 τ_i 由气体分子、气溶胶及云的光学厚度叠加得到, ω_i 及 \mathbf{F}_i 由各成分的相应参数加权平均得到, 具体方法如 (2)—(4) 式:

$$\tau_i = \tau_{\text{Rayleigh}_i} + \tau_{\text{ab}_i} + \tau_{\text{aer}_i} + \tau_{\text{cloud}_i}, \quad (2)$$

$$\omega_i = \frac{1}{\tau_i} (\tau_{\text{Rayleigh}_i} + \omega_{\text{aer}} \cdot \tau_{\text{aer}_i} + \omega_{\text{cloud}} \cdot \tau_{\text{cloud}_i}), \quad (3)$$

$$\mathbf{F}_i = \left(\mathbf{F}_{\text{Rayleigh}} \cdot \tau_{\text{Rayleigh}_i} + \mathbf{F}_{\text{aer}} \cdot \omega_{\text{aer}} \cdot \tau_{\text{aer}_i} + \mathbf{F}_{\text{cloud}} \cdot \omega_{\text{cloud}} \cdot \tau_{\text{cloud}_i} \right) \times \left(\tau_{\text{Rayleigh}_i} + \omega_{\text{aer}} \cdot \tau_{\text{aer}_i} + \omega_{\text{cloud}} \cdot \tau_{\text{cloud}_i} \right)^{-1}, \quad (4)$$

式中 τ_{Rayleigh_i} 和 $\mathbf{F}_{\text{Rayleigh}}$ 为空气分子瑞利散射光学厚度及散射相矩阵; τ_{ab_i} 为气体吸收光学厚度; τ_{aer_i} , ω_{aer} 和 \mathbf{F}_{aer} 为气溶胶的光学厚度、单散射反照率及散射相矩阵; τ_{cloud_i} , ω_{cloud} 和 $\mathbf{F}_{\text{cloud}}$ 分别为云的光学厚度、单散射反照率及散射相矩阵.

对于空气分子, τ_{ab_i} 采用 SBDART 模式的气体吸收模块计算得到; 空气分子散射类型为瑞利散射, 其单散射反照率 $\omega_{\text{Rayleigh}} = 1$, 散射相矩阵 $\mathbf{F}(\Theta)$ 的计算方法如 (5) 式所示, 该矩阵仅取决于散射角

Θ 及订正因子 Δ 及 Δ' ^[27].

$$\mathbf{F}(\Theta) = \frac{3\Delta}{4} \begin{pmatrix} \cos^2 \Theta + 1 & \cos^2 \Theta - 1 & 0 & 0 \\ \cos^2 \Theta - 1 & \cos^2 \Theta + 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 2 \cos \Theta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 2\Delta' \cos \Theta \end{pmatrix} + (1 - \Delta) \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (5)$$

其中 $\Delta = \frac{2 - 2\delta}{2 + \delta}$, $\Delta' = \frac{1 - 2\delta}{1 - \delta}$, δ 是退偏振因子, 该参数的作用是订正由于分子各向异性而导致的实际分子散射与理想瑞利散射的偏差.

空气分子散射系数与波长的四次方成反比, 综合考虑气层的压强及温度等参数, 第 i 层瑞利散射光学厚度 τ_{Rayleigh_i} 可采用 (6) 式计算^[1]:

$$\tau_{\text{Rayleigh}_i} = k_{\text{sc}}(i) H_i = C \lambda^{-4} \frac{p_i}{p_0} \frac{T_0}{T_i} H_i, \quad (6)$$

式中 C 为洛希米德数, 模型中取 $C = 1.0563 \times 10^{-6}$; p_i , T_i 为第 i 层气层的压力及温度; H_i 为该层的几何厚度. 在空气分子光学特性计算过程中, 采用的大气廓线包括美国空军地球物理实验室 (AFGL) 建立的热带 (Tropical)、中纬度夏季 (Middle Latitude Summer)、中纬度冬季 (Middle Latitude Winter)、近极地冬季 (Sub-arctic Summer) 及近极地夏季 (Sub-arctic Winter) 五种大气廓线及 US-62 标准大气模式^[7].

对于气溶胶, 首先根据粒子复折射率、尺度谱及形状等, 采用散射理论计算其消光效率因子 $Q_{\text{ex_aer}}$ 、单散射反照率 ω_{0_aer} 及散射相矩阵 \mathbf{F}_{aer} ; 类似于 LOWTRAN 的气溶胶模式, 假设各参数不随高度而变化, 因此在已知整层气溶胶光学厚度 τ_{0_aer} 及气溶胶数密度廓线的基础上, 可推算各层气溶胶的光学厚度, 具体计算方式如下. 首先根据气溶胶光学厚度及 (7) 式推算单个气溶胶粒子的平均几何截面 $\sigma_{\text{geometric}}$, 然后采用 (8) 式推算各气层的光学厚度 τ_{aer_i} (i 表示气层编号), 式中 h_i , N_i 为第 i 层几何厚度和气溶胶粒子数密度, 其中粒子数密度廓线取自 LOWTRAN.

$$\sum_{i=1}^{n_z} N_i h_i \sigma_{\text{geometric}} Q_{\text{ex_aer}} = \tau_{0_aer}, \quad (7)$$

$$\tau_{aer_i} = N_i h_i \cdot Q_{ex_aer} \sigma_{geometric}. \quad (8)$$

对于云层,与气溶胶相似,在已知云滴谱及水复折射率的基础上,通过Mie散射理论计算消光效率因子 Q_{ex_cloud} , ω_{cloud} 及 F_{cloud} ,每一云层的光学厚度 τ_{cloud_i} 、云底高及几何厚度三参数自主设定.

3 Monte Carlo 矢量辐射传输模型的建立

Monte Carlo是模拟辐射传输特性的有效手段,其原理是将光在介质中的传输过程转化为光子

随机运动的统计平均,可实现复杂辐射过程的精确仿真.基于Monte Carlo模型给出了考虑大气折射的辐射传输模型,基本模拟流程如图2所示.该模型大致可分为四个子模块:均匀层及耦合面光子模拟模块、直接透射光计算模块及光子统计模块.其中均匀层模拟模块主要模拟光子在均匀气层的吸收与散射过程,耦合面模拟模块用于模拟光子在气层耦合面的折射过程,直接透射光计算模块主要实现直接透射光Stokes矢量计算,光子统计模块主要实现地面、大气顶及规定气层处不同方向的漫射光Stokes矢量、偏振度的计算及辐射通量的模拟.

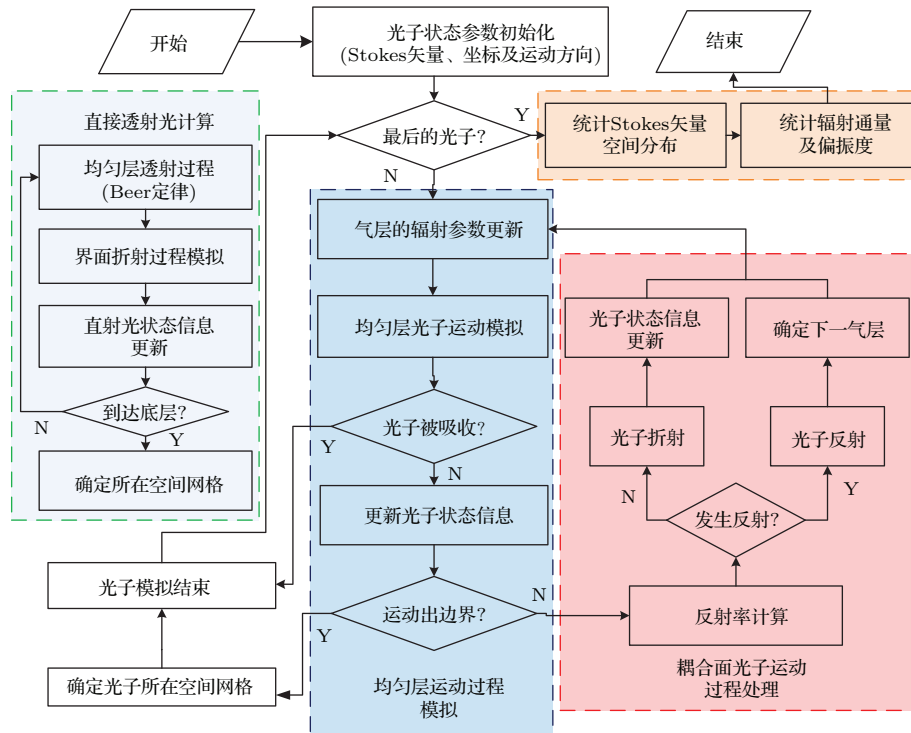


图2 考虑大气折射的辐射传输模拟流程

Fig. 2. A schematic description of radiative transfer simulation considering atmospheric refraction.

3.1 均匀层Monte Carlo矢量辐射传输模型

光子在均匀气层内的运动分为随机游动及散射过程两类.随机游动指两次散射过程间光子的随机运动,其运动距离与消光系数有关,该过程与标量Monte Carlo模拟方法是相同的,具体可参考文献[29, 30];散射过程指光子被散射而运动方向发生改变的过程,主要实现光子生存状态的判定、散射方向的产生及光子偏振状态的计算,该过程是矢量辐射传输过程模拟的关键.如图3所示,左图为光子随机游动及散射过程的示意图,右图为散射过

程模拟中相关角度定义的图示;光子的状态参数用Stokes矢量 S 、运动方向余弦 $v = (u_x, u_y, u_z)$ 、坐标 (x, y, z) 及生存状态参数(表示光子存活状态)表示.

散射模拟过程中,光子发生散射还是吸收是通过单散射反照率 $\tilde{\omega}$ 确定的.具体方法是:产生 $[0, 1]$ 均匀分布随机数 ζ_1 作为标准,若 $\zeta_1 > \tilde{\omega}$,则光子被介质吸收,光子消亡,模拟过程停止;若 $\zeta_1 < \tilde{\omega}$,光子将发生散射.

若光子发生散射,需进一步确定其散射方向,其基本原理是根据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.具体步骤如下.

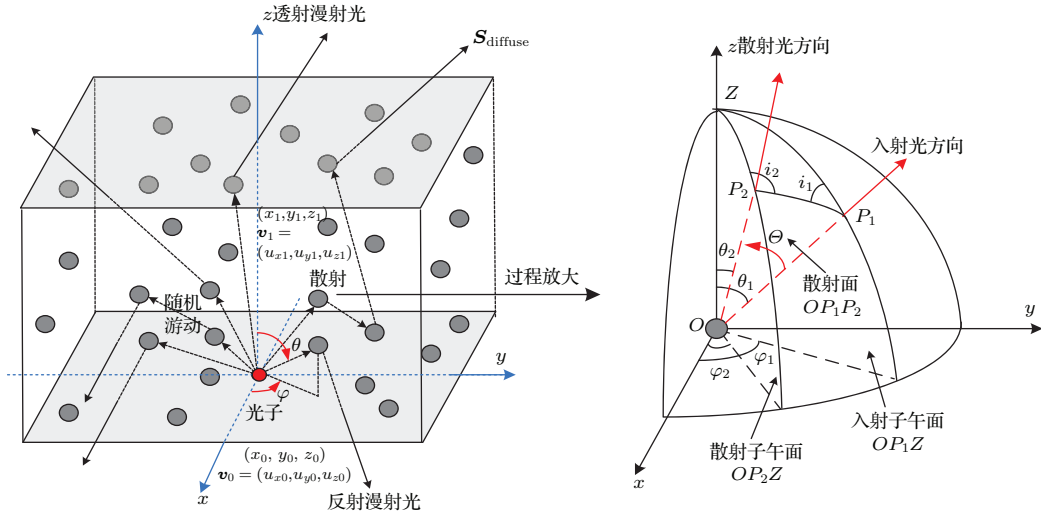


图3 均匀层 Monte Carlo 矢量辐射传输模型

Fig. 3. Polarized radiative transfer in uniform atmospheric layer by Monte Carlo method.

首先以散射平面为参考平面, 通过 (9) 式计算散射光的 Stokes 矢量 S_{sc} , 式中入射光 Stokes 矢量为 $S_{inc} = (I, Q, U, V)$, L 是旋转矩阵 (如 (10) 式), 作用是在入射子午面 OP_1Z 定义的入射 Stokes 矢量旋转至散射平面 OP_1P_2 , $F(\theta)$ 是散射相矩阵.

$$S_{sc} = F(\theta)L(-i_1)S_{inc}, \quad (9)$$

$$L(i) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 2i & \sin 2i & 0 \\ 0 & -\sin 2i & \cos 2i & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (10)$$

根据 (9) 式求取散射光 Stokes 矢量的 I_{sc} 分量如 (11) 式所示, 其中 F_{ij} 为相矩阵 F 的元素.

$$I_{sc}(\theta, i_1) = I \cdot F_{11} + Q \cdot (F_{12} \cos 2i_1 + F_{13} \sin 2i_1) + U \cdot (F_{13} \cos 2i_1 - F_{12} \sin 2i_1) + F_{14}V. \quad (11)$$

由 (11) 式可知, 偏振光散射能量的空间分布不仅取决于入射光的偏振状态和散射角, 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散射相函数 F_{11} 抽样得到, 而且散射方向的确定与 i_1 取值是紧密相关的.

基于条件概率思想, 采用拒绝法分步对 θ 和 i_1 进行抽样. 首先将 $I_{sc}(\theta, i_1)$ 看作二元随机变量的概率密度函数, 求取关于散射角 θ 的边缘概率密度函数 $P(\theta)$ (如 (12) 式); 生成 $[0, 1]$ 均匀分布随机数 η_1 , 取 $\theta = \arccos(2\eta_1 - 1)$, 然后再生成另一个 $[0, 1]$

均匀分布随机数 η_2 , 若 $P(\theta) \geq \eta_2 \cdot \max_{\theta \in [0, \pi]} \{P(\theta)\}$, 则接受该 θ 抽样值, 否则拒绝重新抽样.

同法对 i_1 进行抽样, 不过 i_1 的概率密度函数是散射角 θ 确定条件下的概率密度函数 $P(i_1|\theta)$, 其计算方法如 (13) 式, 基于基本三角函数关系, 可求取对应该函数的最大值 $P_{max}(i_1|\theta)$ (见 (14) 式); 生成 $[0, 1]$ 均匀分布随机数 η_3 , 取 $i_1 = 2\pi \cdot \eta_3$, 然后再生成另一个 $[0, 1]$ 均匀分布随机数 η_4 , 若 $P(i_1|\theta) \geq \eta_4 \cdot P_{max}(i_1|\theta)$, 则接受该 i_1 抽样值, 否则拒绝并重新抽样.

$$P(\theta) = \int_0^{2\pi} I_{sc}(\theta, i_1) di_1 = 2\pi[F_{11}(\theta) \cdot I + F_{14}(\theta) \cdot V], \quad (12)$$

$$P(i_1|\theta) = \frac{I_{sc}(i_1, \theta)}{P(\theta)} = [I \cdot F_{11} + Q \cdot (F_{12} \cos 2i_1 + F_{13} \sin 2i_1) + U \cdot (F_{13} \cos 2i_1 - F_{12} \sin 2i_1) + F_{14}V] \times \{2\pi[F_{11} \cdot I + F_{14} \cdot V]\}^{-1}, \quad (13)$$

$$P_{max}(i_1|\theta) = \{I \cdot F_{11} + [F_{12}^2 \cdot (Q^2 + U^2) + F_{13}^2 \cdot (Q^2 + U^2)]^{1/2} + F_{14} \cdot V\} \times \{2\pi[F_{11} \cdot I + F_{14} \cdot V]\}^{-1}. \quad (14)$$

整个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, 计算方法如下:

$$\theta_2 = \arccos(\cos \theta_1 \cos \theta + \sin \theta_1 \sin \theta \cos i_1), \quad (15)$$

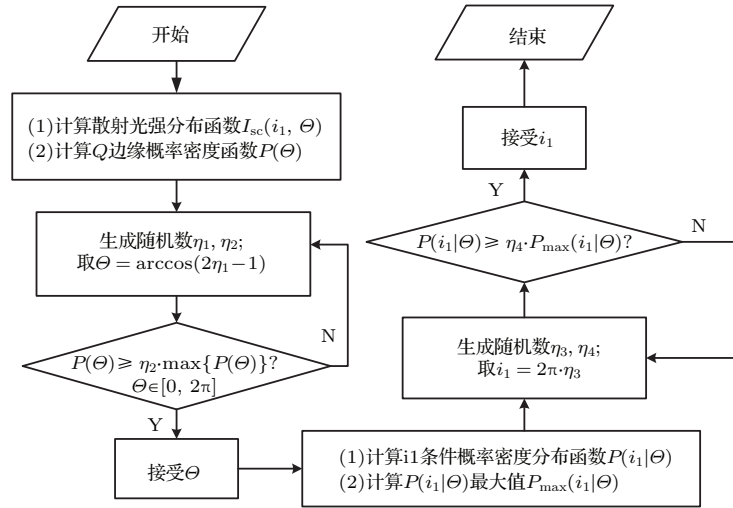


图4 拒绝法确定散射方向流程图

Fig. 4. Flowchart of determining the scattering direction of photon by rejection method.

$$i_2 = \begin{cases} \arccos\left(\frac{\cos\theta_1 - \cos\theta_2 \cos\Theta}{\sin\theta_2 \sin\Theta}\right), & 0 < i_1 < \pi, \\ 2\pi - \arccos\left(\frac{\cos\theta_1 - \cos\theta_2 \cos\Theta}{\sin\theta_2 \sin\Theta}\right), & \pi < i_1 < 2\pi, \end{cases} \quad (16)$$

$$\varphi_2 = \begin{cases} \varphi_1 - \arccos\left(\frac{\cos\Theta - \cos\theta_1 \cos\theta_2}{\sin\theta_1 \sin\theta_2}\right), & 0 < i_1 < \pi, \\ \varphi_1 + \arccos\left(\frac{\cos\Theta - \cos\theta_1 \cos\theta_2}{\sin\theta_1 \sin\theta_2}\right), & \pi < i_1 < 2\pi. \end{cases} \quad (17)$$

在获取散射方向的基础上, 将 \$OP_1P_2\$ 面内的 \$\mathbf{S}_{sc}\$ 旋转角度 \$\pi - i_2\$ 至散射子午面 \$OP_2Z\$, 从而得到新的 Stokes 矢量 \$\mathbf{S}'_{sc}\$, 如 (18) 式所示:

$$\mathbf{S}'_{sc} = \mathbf{L}(\pi - i_2)\mathbf{F}(\Theta)\mathbf{L}(-i_1)\mathbf{S}_{inc}. \quad (18)$$

假设每个光子携带能量固定, 不随运动过程而改变, 因此每经过一次散射, 光子的能量均需要归

一化, 计算方法如 (19) 式所示, 式中 \$I'_{sc}\$ 为 Stokes 矢量 \$\mathbf{S}'_{sc}\$ 的第一个分量.

$$\mathbf{S}'_{sc,new} = \mathbf{S}'_{sc}/I'_{sc}. \quad (19)$$

3.2 耦合面光子运动过程 Monte Carlo 模拟

在气层的耦合界面处, 由于两气层折射率的差异, 光子将发生折射或反射 (如图 5), 该过程可改变光子运动的方向及偏振状态 [8]. 假设光子反射与折射过程服从 Fresnel 反射与折射定律, 则反射角 \$\theta_r\$、折射角 \$\theta_t\$ 及其相应反射及折射方位角 \$\varphi_r, \varphi_t\$ 可通过 (20) 式确定:

$$n_i \sin(\theta_i) = n_t \sin(\theta_t), \quad \theta_i = \theta_r, \quad \varphi_i = \varphi_r = \varphi_t. \quad (20)$$

与散射过程类似, 反射光与折射光的 Stokes 矢量 \$\mathbf{S}_{ref}, \mathbf{S}_{refr}\$ 可通过反射矩阵 \$\mathbf{R}\$ 及折射矩阵 \$\mathbf{T}\$ 对入射光 Stokes 矢量 \$\mathbf{S}_i\$ 变换得到 ((21) 和 (22) 式), 由于折射与反射过程不涉及参考平面的旋转, 因此相应的 Stokes 矢量计算不涉及旋转矩阵运算.

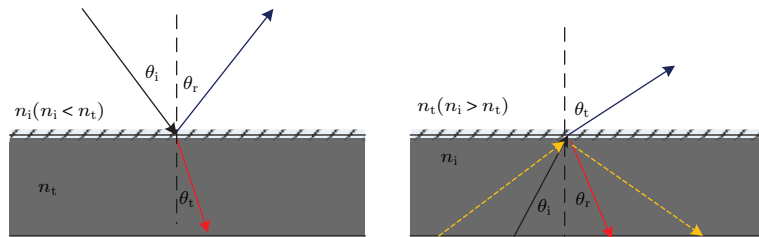


图5 (网刊彩色) 分层界面的光子折射与反射示意图 (当入射角大于 \$\arcsin(n_i/n_t)\$ 时将发生全反射现象) (黄色光线)

Fig. 5. (color online) Diagram of photon reflection and refraction at the interface between adjacent atmospheric layers.

$$\mathbf{S}_{\text{ref}} = \mathbf{R} \cdot \mathbf{S}_i, \quad (21)$$

$$\mathbf{S}_{\text{refr}} = \mathbf{T} \cdot \mathbf{S}_i. \quad (22)$$

反射矩阵 \mathbf{R} 取决于入射角 θ_i 及两层介质的折射率, 其定义如 (23) 式所示, 其中 r_{\perp} 和 $r_{//}$ 分别为垂直与平行反射系数, 定义如 (24) 和 (25) 式, 其中 $*$ 表示共轭, 而 $\text{Re}(\cdot)$ 和 $\text{Im}(\cdot)$ 分别表示复数的实部与虚部.

$$\mathbf{R}(\theta_i) = \frac{1}{2} \times \begin{pmatrix} r_{//}^2 + r_{\perp}^2 & r_{//}^2 - r_{\perp}^2 & 0 & 0 \\ r_{//}^2 - r_{\perp}^2 & r_{//}^2 + r_{\perp}^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 2\text{Re}(r_{\perp} r_{//}^*) & 2\text{Im}(r_{//} r_{\perp}^*) \\ 0 & 0 & 2\text{Im}(r_{\perp} r_{//}^*) & 2\text{Re}(r_{\perp} r_{//}^*) \end{pmatrix}, \quad (23)$$

$$r_{\perp} = \frac{n_i \cos(\theta_i) - \sqrt{n_t^2 - n_i^2 \sin^2(\theta_i)}}{n_i \cos(\theta_i) + \sqrt{n_t^2 - n_i^2 \sin^2(\theta_i)}}, \quad (24)$$

$$r_{//} = \frac{n_t^2 \cos(\theta_i) - n_i \sqrt{n_t^2 - n_i^2 \sin^2(\theta_i)}}{n_t^2 \cos(\theta_i) + n_i \sqrt{n_t^2 - n_i^2 \sin^2(\theta_i)}}. \quad (25)$$

设入射光 Stokes 矢量为 $\mathbf{S}_i = (I_i, Q_i, U_i, V_i)$, 结合 (21) 及 (23) 式, 可计算反射光 Stokes 矢量, 其中反射光的强度分量 I_{ref} 计算方法如下:

$$I_{\text{ref}} = \frac{(r_{//}^2 + r_{\perp}^2)I_i + (r_{//}^2 - r_{\perp}^2)Q_i}{2}. \quad (26)$$

折射矩阵 \mathbf{T} 不仅取决于入射角 θ_i 及介质折射率, 同时也与折射角 θ_t 相关, 其定义如 (27) 式所示, 式中 t_{\perp} 和 $t_{//}$ 分别表示垂直与平行折射系数, 具体计算方法如 (28) 和 (29) 式.

$$\mathbf{T}(\theta_i) = \frac{n_t \cos(\theta_t)}{2n_i \cos(\theta_i)} \times \begin{pmatrix} t_{//}^2 + t_{\perp}^2 & t_{//}^2 - t_{\perp}^2 & 0 & 0 \\ t_{//}^2 - t_{\perp}^2 & t_{//}^2 + t_{\perp}^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 2\text{Re}(t_{\perp} t_{//}^*) & 2\text{Im}(t_{//} t_{\perp}^*) \\ 0 & 0 & 2\text{Im}(t_{\perp} t_{//}^*) & 2\text{Re}(t_{\perp} t_{//}^*) \end{pmatrix}, \quad (27)$$

$$t_{\perp} = \frac{2n_i \cos(\theta_i)}{n_i \cos(\theta_i) + \sqrt{n_t^2 - n_i^2 \sin^2(\theta_i)}}, \quad (28)$$

$$t_{//} = \frac{2n_i n_t \cos(\theta_i)}{n_t^2 \cos(\theta_i) + n_i \sqrt{n_t^2 - n_i^2 \sin^2(\theta_i)}}. \quad (29)$$

模拟光子在耦合面的运动过程时, 首先需要判断光子发生反射还是折射. 其判断方法是: 产生一

个 $[0, 1]$ 均匀分布的随机数 R_{ref} , 将其与入射光反射率 ρ 比较, 若 $R_{\text{ref}} \leq \rho$ 则光子反射, 反之, 发生折射. 根据反射率的定义 (反射率等于反射强度与入射光强度之比), 结合 (26) 式可知, ρ 可通过 (30) 式计算.

$$\begin{aligned} \rho &= \frac{I_{\text{ref}}}{I_i} = \frac{(r_{//}^2 + r_{\perp}^2)I_i + (r_{//}^2 - r_{\perp}^2)Q_i}{2I_i} \\ &= \frac{r_{//}^2 + r_{\perp}^2}{2} + \frac{(r_{//}^2 - r_{\perp}^2)Q_i}{2I_i}. \end{aligned} \quad (30)$$

光子反射或折射后, Stokes 矢量需要归一化, 这与散射过程处理方式类似, 不做详细介绍.

3.3 直接透射光 Stokes 矢量的计算

直接透射光在传播过程不仅受大气的直接衰减, 同时还受到大气折射的影响, 因此综合考虑两者的作用, 进行多气层的累积, 即可得直接透射光 Stokes 矢量 \mathbf{S}_{dir} 及到达地面天顶角 θ_{Nz} 及方位角 φ_{Nz} , 其计算公式如 (31) 和 (32) 式所示, 式中 Nz 为总层数.

$$\begin{aligned} \mathbf{S}_{\text{dir}} &= \mathbf{S}_0 \exp(-\tau_{Nz} / \cos \theta_{Nz}) \\ &\times \prod_{i=1}^{Nz-1} \exp(-\tau_i / \cos \theta_i) \mathbf{G}(\theta_i), \end{aligned} \quad (31)$$

$$\begin{aligned} \sin \theta_{Nz} &= \sin \theta_0 \prod_{i=1}^{Nz-1} \frac{n(i)}{n(i+1)} \\ &= \frac{n(1)}{n(Nz)} \sin \theta_0, \quad \varphi_{Nz} = \varphi_0. \end{aligned} \quad (32)$$

3.4 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) 射出界面, 则对 (θ, φ) 所在空间角 (编号为 (i, j)) 的 Stokes 矢量进行叠加. 当所有光子模拟结束, 则采用 (33) 式依次对空间角 (i, j) 的 Stokes 矢量 \mathbf{S}_{ij} 进行统计计算.

$$\begin{aligned} \mathbf{S}_{ij} &= \frac{I_0 \cos \theta_0}{|\cos \theta| d\Omega} \sum_{k=1}^{N_{ij}} \frac{\mathbf{S}_k}{N} \\ &= \frac{I_0 \cos \theta_0}{|\cos \theta| \sin \theta \cdot d\theta \cdot d\varphi} \sum_{k=1}^{N_{ij}} \frac{\mathbf{S}_k}{N}, \end{aligned} \quad (33)$$

其中 I_0 为太阳该波段的辐射强度, θ_0 为太阳天顶角, 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 \mathbf{S}_{dir} 减

去, 即得漫射光的 Stokes 矢量空间分布.

$$S_{ij} = \frac{I_0 \cos \theta_0}{|\cos \theta| \sin \theta \cdot d\theta \cdot d\varphi} \sum_{k=1}^{N_{ij}} \frac{S_k}{N} - S_{\text{dir}} \delta_{m,m_0} \delta_{n,n_0}, \quad (34)$$

式中 $\delta_{m,n}$ 为狄拉克函数, (m_0, n_0) 表示直射光方向所空间角的坐标.

在获取漫射光 Stokes 矢量的基础上, 进一步可模拟漫射光偏振度的空间分布及辐射通量密度, 其中漫射光偏振度 P 及线偏振度 P_{linear} 可采用 (35) 式计算, 向上辐射通量密度 F^\uparrow 及向下辐射通量密度 F^\downarrow 可采用 (36) 和 (37) 式计算.

$$P = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2 + V^2}}{I}, \quad P_{\text{linear}} = -\frac{Q}{I}, \quad (35)$$

$$F^\uparrow = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} I(\theta, \varphi) \cos \theta d\Omega = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} I(\theta, \varphi) \cos \theta \sin \theta d\theta d\varphi, \quad (36)$$

$$F^\downarrow = \int_0^{2\pi} \int_{-1}^0 I(\theta, \varphi) \cos \theta d\Omega = \int_0^{2\pi} \int_{\pi/2}^\pi I(\theta, \varphi) \cos \theta \sin \theta d\theta d\varphi. \quad (37)$$

4 模拟算法验证及其仿真

4.1 模拟算法验证

采用 FORTRAN 实现了该辐射传输模型, 在考虑及不考虑大气折射的条件下, 分别对模型准确性进行了验证. 针对考虑折射的情形, 将本模型模拟结果与文献 [8] 中海气耦合系统的模拟结果进行比对. 在该系统中, 将海水与空气均看作纯瑞利散射介质, 不考虑其吸收作用, 海水相对于空气的折射率为 1.338, 分别取大气及海水的光学厚度为 0.15 和 1; 海洋下垫面看作纯吸收体 (反射率为 0). 取入射光 Stokes 矢量为 (1, 0, 0, 0), 入射天顶角 $\theta_0 = 60^\circ$, 方位角 $\varphi_0 = 0^\circ$, 取 Monte Carlo 模拟光子总数为 2×10^9 个, 天顶角网格划分格式为 120×40 ($\theta \times \varphi$), 计算耦合面处的 Stokes 矢量空间分布, 并将其与文献 [8] 中海气耦合的离散纵标法 (CAW-VDISORT) 的结果进行比较, 结果如图 6 和图 7 所示. 其中图 6 为海气耦合界面上端漫射光 Stokes 矢量的空间分布, 图 7 为海气耦合界面下端漫射光 Stokes 矢量空间分布. 由图可知, 本模型模拟结果与文献结果一致性较好, 两者模拟曲线基本重合, 验证了模型的准确性.

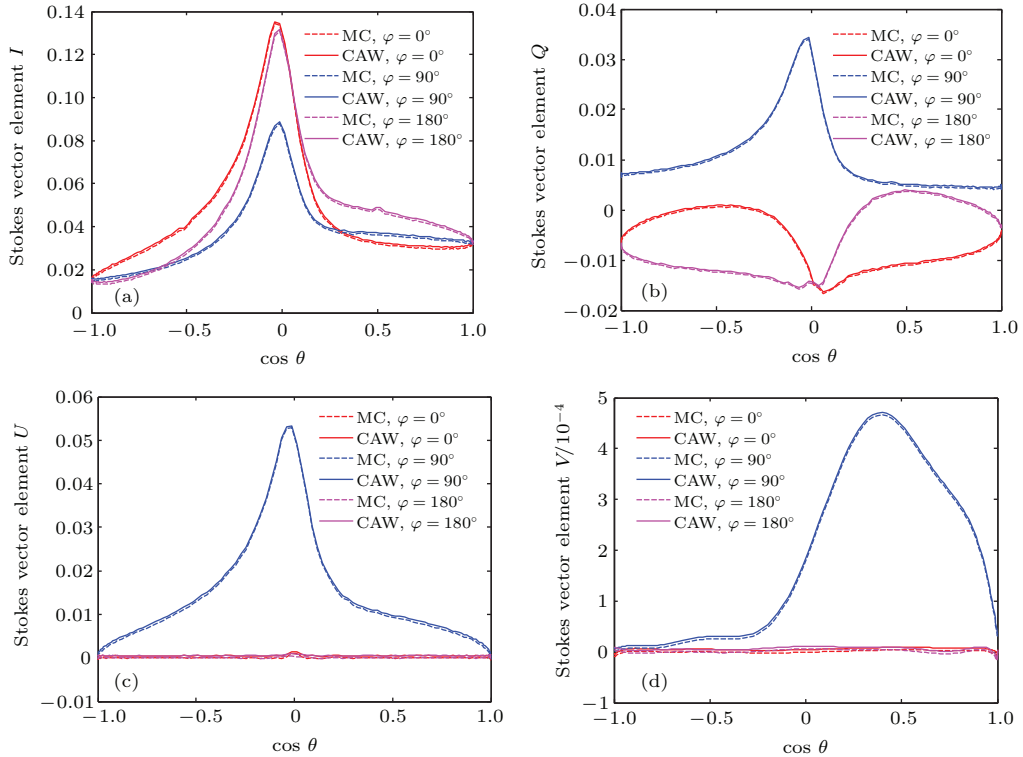


图 6 (网刊彩色) 海气耦合界面上端的漫射光 Stokes 矢量空间分布 (MC 对应 Monte Carlo 法, CAW 对应文献方法) (a) Stokes 矢量 I 分量; (b) Stokes 矢量 Q 分量; (c) Stokes 矢量 U 分量; (d) Stokes 矢量 V 分量

Fig. 6. (color online) Stokes vector of diffuse light just above the sea surface. MC refers to the results of Monte Carlo method, CAW refers to the results of CAW-VDISORT.

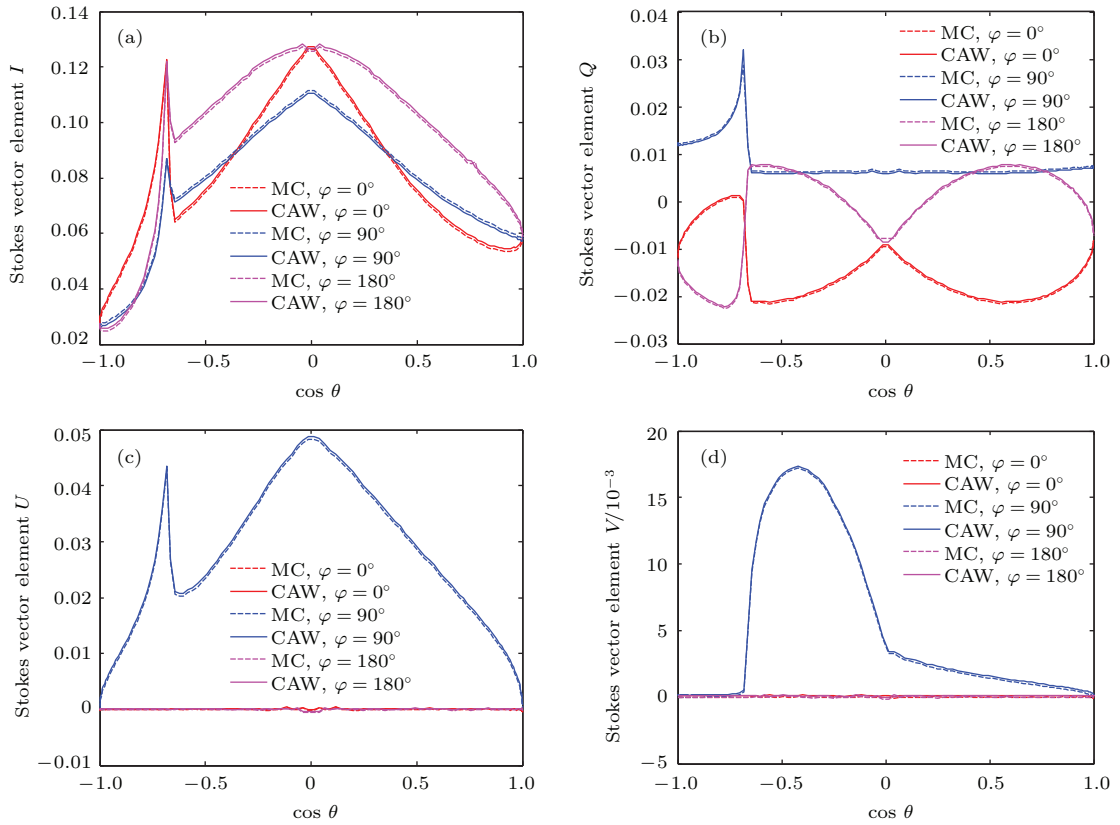


图7 (网刊彩色) 海气耦合界面下端的Stokes矢量空间分布 (MC对应Monte Carlo法, CAW对应文献方法) (a) Stokes矢量 I 分量; (b) Stokes矢量 Q 分量; (c) Stokes矢量 U 分量; (d) Stokes矢量 V 分量

Fig. 7. (color online) Stokes vector of diffuse light just below the sea surface. MC refers to the results of Monte Carlo method, CAW refers to the results of CAW-VDISORT.

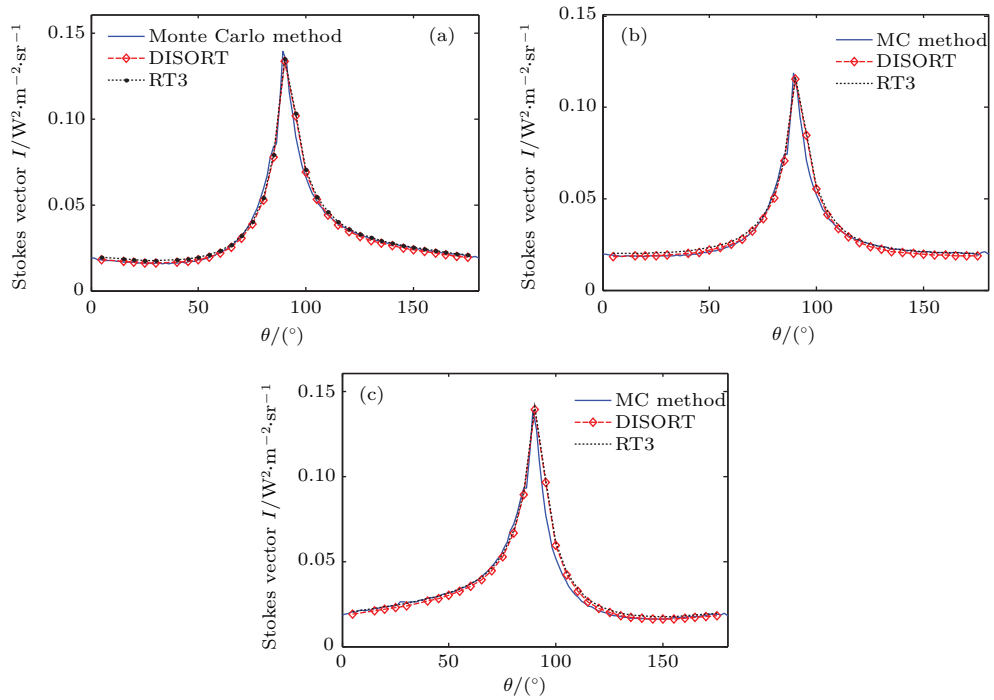


图8 (网刊彩色) Stokes矢量 I 分量模拟结果对比 (a) 方位角为 30° ; (b) 方位角为 90° ; (c) 方位角为 180° (0— 90° 区间表示地面处方向向下, 90° — 180° 表示大气顶处方向向上)

Fig. 8. (color online) Comparison of I component of diffuse light simulated by different radiative transfer models.

不考虑大气折射条件下, 将本模型模拟结果与目前公认的辐射传输模型DISORT及RT3/PolRadtran的模拟结果进行比较. 取大气廓线类型为热带大气廓线, 大气分为33层, 太阳天顶角 θ_0 取 60° , 方位角 φ_0 取 0° , 模拟光波波长取 $0.55 \mu\text{m}$; 取大气为瑞利散射大气, 不考虑气溶胶及云的影响; 设定Monte Carlo算法模拟光子总数为 8×10^8 个, 将整个空间 $\Omega(\theta \times \varphi)$ 化为 120×60 份. 对比不同辐射传输模型模拟结果如图8—图10所示, 其中图8为Stokes矢量 I 分量的模拟结果, 图9和图10分别为 Q 分量及 U 分量的模拟结果, V 分量模拟结果为0, 此处不做比较.

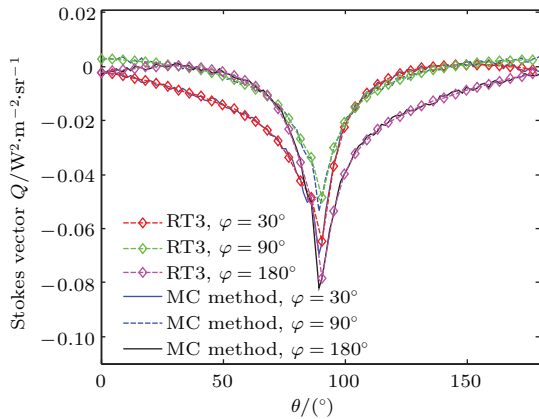


图9 (网刊彩色) Stokes矢量 Q 分量模拟结果对比
Fig. 9. (color online) Comparison of Q component of the diffuse light simulated by different radiative transfer models.

如图所示, 在不同方向上, 本模型的模拟结果与DISORT及RT3的模拟值一致性较好, 验证了该辐射传输模型的准确性. 在 90° — 100° 角度区

间, 本模型曲线与DISORT及RT3模拟曲线略显差异. 其原因包括两个方面: 一方面Monte Carlo方法得到的Stokes矢量是在一定空间角内平均得到的, 是一个平均值; 另一方面, 离散纵标法与累加倍加法由于受固定高斯积分离散点及计算流数的限制, 计算天顶角数量低于Monte Carlo模型, 所以当Stokes矢量随角度快速变化时, 其无法细致地反映Stokes矢量变化特征.

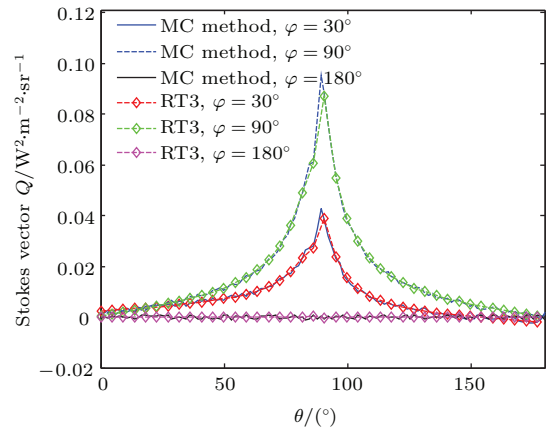


图10 (网刊彩色) Stokes矢量 U 分量模拟结果对比
Fig. 10. (color online) Comparison of U component of the diffuse light simulated by different radiative transfer models.

进一步比较三种模型的辐射通量密度模拟结果, 计算通量类型包括天顶向上的辐射通量密度、地面向上的辐射通量密度、地面向下的辐射通量密度及地面向下的直接辐射通量密度, 计算结果如表2所列. 由表2可知, 本辐射传输模型模拟结果与DISORT及RT3模拟的结果是一致的.

表2 不同模式计算辐射通量密度结果比较

Table 2. Results of the flux simulated by different radiative transfer models.

通量密度类型	本模型/ $\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \mu\text{m}^{-1}$	DISORT/ $\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \mu\text{m}^{-1}$	RT3/ $\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \mu\text{m}^{-1}$
天顶向上辐射	7.6070×10^{-1}	7.6073×10^{-1}	7.6080×10^{-1}
地面向上辐射	5.5279×10^{-14}	5.5281×10^{-14}	5.5276×10^{-14}
地面向下辐射	8.2126×10^{-2}	8.2124×10^{-2}	8.2128×10^{-2}
地面向下直接辐射	7.4197×10^{-2}	7.4195×10^{-2}	7.4198×10^{-2}

4.2 大气折射对不同方向漫射光Stokes矢量的影响

取模拟光子总数 1×10^{12} 个(根据文献[19, 31], 其模拟精度在 10^{-6} 量级, 可满足模拟精度要求), 设大气廓线为热带大气廓线, 大气分为4层, 太阳天顶角 θ_0 及方位角 φ_0 分别取 40° 和 0° , 光波波长

取 $0.55 \mu\text{m}$, 取下垫面反射率为0, 将空间 $\Omega(\theta \times \varphi)$ 化分为 120×60 份; 在纯瑞利散射条件下, 采用Monte Carlo模型分别计算考虑和不考虑大气折射情形下的漫射光Stokes矢量空间分布 $\mathbf{S}_{\text{refr}}(\theta, \varphi)$ 和 $\mathbf{S}_{\text{no_refr}}(\theta, \varphi)$, 然后求取两者的差值 $\mathbf{S}_{\text{dif}}(\theta, \varphi)$ ((38)式). 取方位角 φ 为 $0^\circ, 90^\circ$ 及 180° , 绘制该差

值随天顶角的变化曲线, 如图 11 所示.

$$\mathbf{S}_{\text{dif}}(\theta, \varphi) = \mathbf{S}_{\text{no_refr}}(\theta, \varphi) - \mathbf{S}_{\text{refr}}(\theta, \varphi). \quad (38)$$

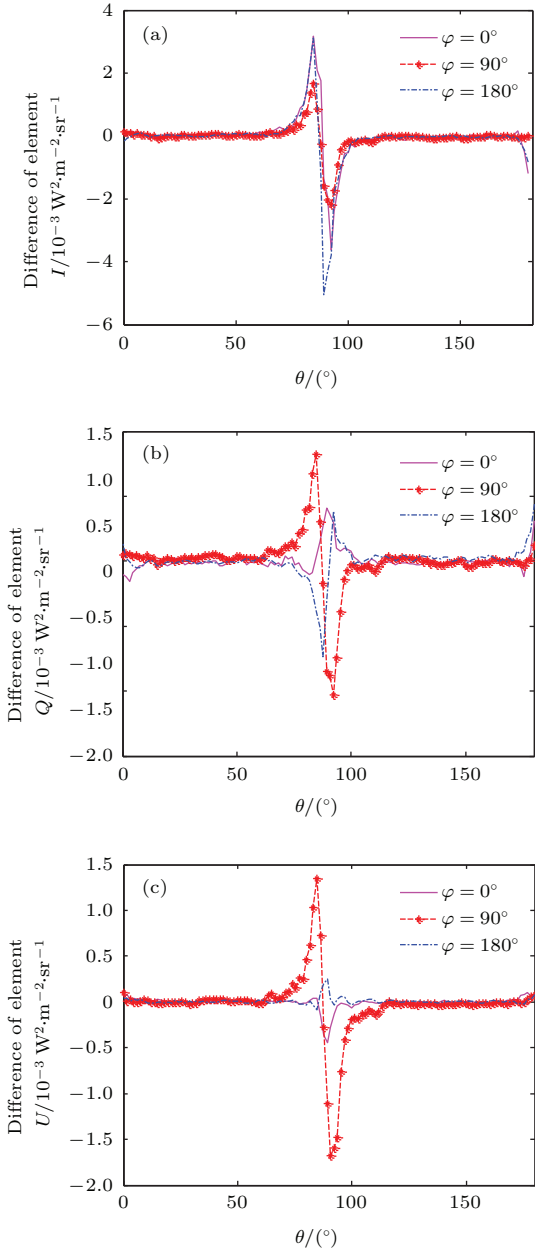


图 11 (网刊彩色) 考虑及不考虑大气折射条件下的 Stokes 矢量模拟结果偏差 (a) I 分量模拟结果差值; (b) Q 分量模拟结果差值; (c) U 分量模拟结果差值

Fig. 11. (color online) The difference of the Stokes vector simulated on condition that atmospheric refraction is considered and is not considered.

由图 11 可知, $\mathbf{S}_{\text{dif}}(\theta, \varphi)$ 较大的区域主要在天顶角 70° — 110° 区间, 经统计, 在该区间, 由于大气折射造成的 I , Q 及 U 分量最大相对偏差达到 8.9%, 6.8% 和 7.2%; 在其他方向, 大气折射对漫射光 Stokes 矢量模拟结果影响相对较小, $\mathbf{S}_{\text{dif}}(\theta, \varphi)$ 的值趋于零. 造成该现象的原因是: 从大气顶和地面

上看, 天顶角 70° — 110° 区间处于观测的边界区域, 趋于与地表平行, 因此到达该方向的漫射光与耦合面法线方向的夹角相对较大, 相应入射光线在折射过程中也应存在一个较大的入射角, 而入射角越大折射效应越明显, 因此大气折射对该方向漫射光的影响也越大.

4.3 不同太阳入射角下大气折射对漫射光 Stokes 矢量的影响

首先分析考虑大气折射条件下太阳天顶角对漫射光 Stokes 矢量空间分布的影响. 其中太阳天顶角 θ_0 分别取 30° , 60° 和 80° , 方位角 φ_0 取 0° , Monte Carlo 模拟光子总数取 2×10^{12} 个, 其余模型参数设置与 4.2 节相同, 模拟地表处 $0.55 \mu\text{m}$ 漫射光的 Stokes 矢量空间分布及偏振度分布如图 12 所示.

如图 12 所示, 在与入射光方向垂直的方向, I 分量存在一个能量较弱的区域, 且随着太阳入射角 θ_0 的增大, 该区域逐步向天顶中心移动; 偏振度值在入射光方向最小, 而在垂直于入射光方向处最大, 当太阳光入射角趋于 90° 时, 偏振度在整个天空接近对称分布. 造成这些现象的原因是, 在纯瑞利散射条件下, 垂直于入射光方向的散射能量是最弱的, 当观测方向逐渐偏离该方向时, 辐射亮度将逐渐增强; 偏振度值正好相反, 前向散射基本不改变入射光的偏振特性, 而在垂直入射光方向偏振度最大. 因此, 模拟结果与实际是相符的, 进一步验证了模型的准确性.

不同太阳天顶角情形下, 讨论大气折射对漫射光 Stokes 矢量的影响. 与 4.2 节相似, 在考虑及不考虑大气折射条件下模拟 Stokes 矢量空间分布, 求取两者差值 $\mathbf{S}_{\text{dif}}(\theta, \varphi)$; 考虑到大气折射过程主要与天顶角相关, 与方位角相关性不大 (见 (20) 式), 固定观测天顶角 θ 条件下, 求取各方位角处 $\mathbf{S}_{\text{dif}}(\theta, \varphi)$ 各分量绝对值的平均值 $\mathbf{S}_{\text{dif}}(\theta)$ 作为评价标准 (如 (39) 式), 结果如表 3 所列. 这样做的好处在于既可以反映大气折射对模拟结果的影响, 又可以通过平均作用减小 Monte Carlo 方法光子统计的起伏误差.

$$\mathbf{S}_{\text{dif}}(\theta_i) = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N |\mathbf{S}_{\text{dif}}(\theta_i, \varphi_j)|. \quad (39)$$

如表 3 所列, 随着观测天顶角 θ 的增大, 大气折射对 I , Q 和 U 分量模拟结果的影响呈先增大后减小的特点, 这与 4.2 节的模拟结果是相同的; 随着太阳天顶角 θ_0 的增大, 大气折射对模拟结果的影响

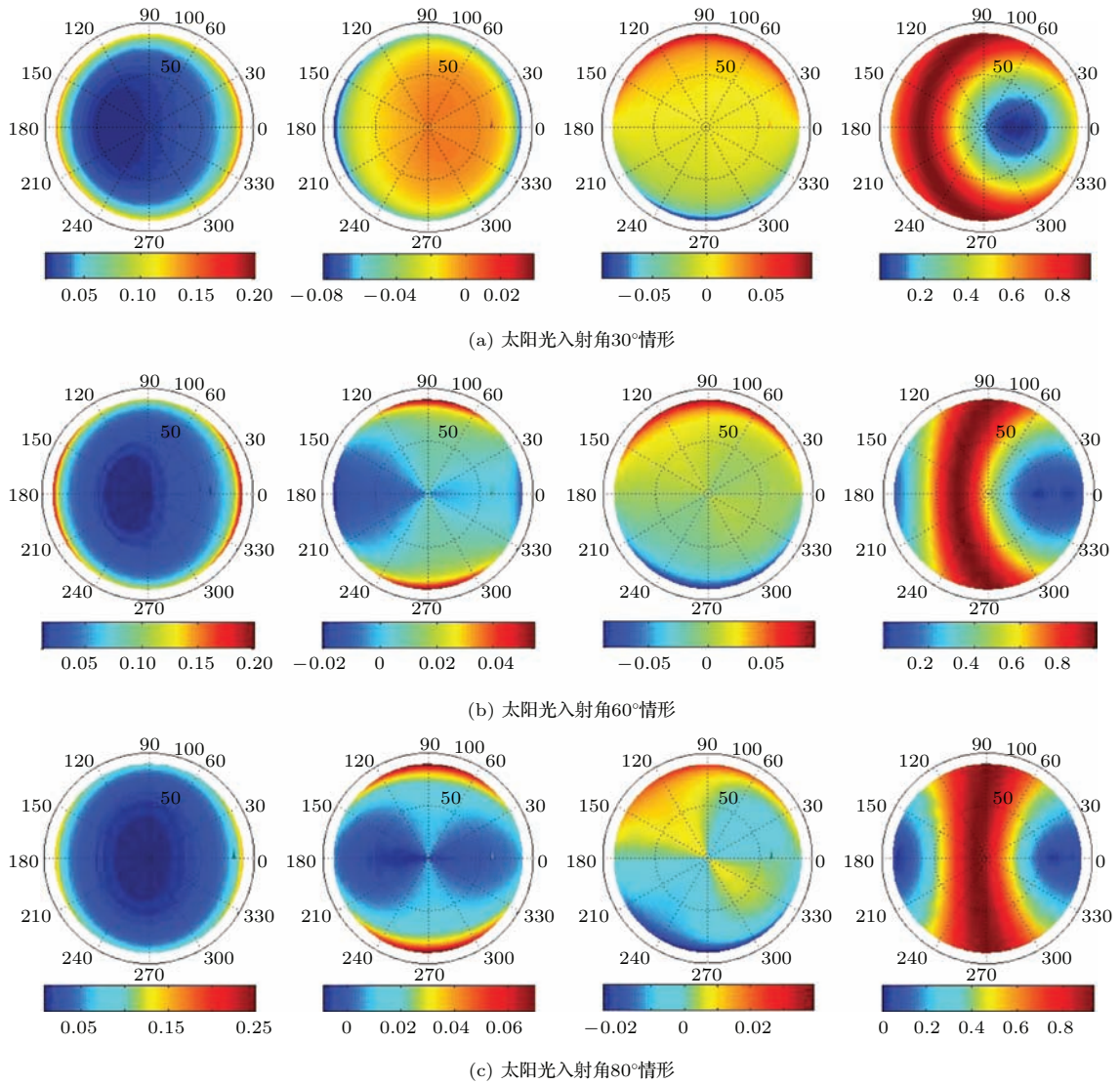


图 12 (网刊彩色) 不同太阳入射角条件下地表观测的 Stokes 矢量模拟结果 (从左至右分别为漫射光 I , Q , U 分量及天空偏振度分布)

Fig. 12. (color online) Stokes vector and degree of polarization of diffuse light for different solar zenith angles. The figures from left to right are the I , Q , U component and degree of polarization of diffuse light in order.

表 3 不同天顶角条件下 $S_{\text{dif}}(\theta_i)$ 值统计表 (单位: $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{sr}^{-1}\cdot\mu\text{m}^{-1}$)
Table 3. Values of $S_{\text{dif}}(\theta_i)$ for different zenith angles (unit: $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{sr}^{-1}\cdot\mu\text{m}^{-1}$).

分量	θ_0	$\theta = 30^\circ$	$\theta = 60^\circ$	$\theta = 80^\circ$	$\theta = 85^\circ$	$\theta = 90^\circ$	$\theta = 95^\circ$	$\theta = 100^\circ$	$\theta = 160^\circ$
I	30°	2.89×10^{-6}	2.47×10^{-5}	3.62×10^{-4}	0.0011	0.0020	3.74×10^{-4}	1.18×10^{-4}	1.55×10^{-5}
	60°	2.28×10^{-5}	4.84×10^{-5}	4.46×10^{-4}	0.0012	0.0021	3.87×10^{-4}	1.23×10^{-4}	1.54×10^{-5}
	80°	3.87×10^{-5}	9.29×10^{-5}	4.97×10^{-4}	0.0014	0.0024	8.72×10^{-4}	1.28×10^{-4}	4.31×10^{-5}
Q	30°	1.71×10^{-6}	1.82×10^{-5}	1.76×10^{-4}	6.53×10^{-4}	4.43×10^{-4}	1.99×10^{-4}	1.25×10^{-5}	3.68×10^{-6}
	60°	2.22×10^{-6}	1.92×10^{-5}	1.19×10^{-4}	4.05×10^{-4}	4.64×10^{-4}	6.81×10^{-4}	4.66×10^{-5}	4.25×10^{-6}
	80°	2.12×10^{-6}	3.06×10^{-5}	1.89×10^{-4}	4.73×10^{-4}	0.0010	7.24×10^{-4}	9.24×10^{-5}	8.67×10^{-6}
U	30°	7.97×10^{-7}	2.30×10^{-6}	1.18×10^{-6}	1.09×10^{-5}	3.49×10^{-5}	1.03×10^{-5}	9.90×10^{-7}	9.97×10^{-7}
	60°	2.01×10^{-6}	3.00×10^{-6}	4.41×10^{-6}	1.48×10^{-5}	7.29×10^{-5}	1.52×10^{-5}	1.85×10^{-6}	1.04×10^{-6}
	80°	2.38×10^{-6}	4.68×10^{-6}	1.20×10^{-6}	1.61×10^{-5}	8.94×10^{-5}	1.57×10^{-5}	1.95×10^{-6}	1.50×10^{-6}

逐渐显著, 其中当 $\theta_0 = 80^\circ$ 时, 由大气折射造成的 I, Q 及 U 分量模拟结果相对偏差最大可达到 9.5%, 7.3% 和 8.5%. 其原因是, 随着太阳天顶角增大, 阳光入射方向与耦合面法向的夹角变大, 相应入射光与耦合面的夹角变小, 入射光瑞利散射的前向及后向散射能量峰逐步向耦合面趋近, 因此, 在折射过程中, 较大入射角方向的散射光能量相应增强, 而光线入射角越大, 折射过程越明显. 所以, 大气折射对辐射传输过程的影响也越显著.

4.4 不同大气廓线条件下大气折射对漫射光 Stokes 矢量的影响

模拟过程中, 分别取大气廓线为热带、中纬度夏季、中纬度冬季及美国 (US) 标准大气廓线, 太

阳天顶角 θ_0 及方位角 φ_0 分别取 40° 和 0° , Monte Carlo 模拟光子总数取 5×10^{12} 个, 其余参数设置与 4.2 节相同.

与 4.3 节的讨论方式相同, 统计不同天顶角处 $S_{\text{dif}}(\theta_i)$ 的值, 结果列于表 4. 与 4.3 节结果相似, 随着观测天顶角 θ 的增大, 大气折射对 I, Q 和 U 分量模拟结果的影响呈先增大后减小的特点; 对比不同大廓线的 $S_{\text{dif}}(\theta_i)$ 可发现, 在不同大气廓线条件下, 大气折射对辐射传输过程的影响也不一致, 其中在中纬度冬季大气廓线条件下, 大气折射的影响最大, 其原因是不同廓线对应的大气折射率垂直分布存在差异, 而较其他大气廓线而言, 中纬度冬季大气廓线对应的大气折射率垂直变化梯度相对较大, 因此折射现象也越明显.

表 4 不同大气廓线条件下 $S_{\text{dif}}(\theta_i)$ 值统计表 (单位: $\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{Sr}^{-1} \cdot \mu\text{m}^{-1}$)
Table 4. Values of $S_{\text{dif}}(\theta_i)$ for different atmospheric profiles (unit: $\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{Sr}^{-1} \cdot \mu\text{m}^{-1}$).

分量	大气廓线	$\theta = 30^\circ$	$\theta = 60^\circ$	$\theta = 80^\circ$	$\theta = 85^\circ$	$\theta = 90^\circ$	$\theta = 95^\circ$	$\theta = 100^\circ$	$\theta = 160^\circ$
I	热带	2.28×10^{-5}	4.84×10^{-5}	4.46×10^{-4}	0.0010	3.63×10^{-4}	3.30×10^{-4}	4.42×10^{-5}	6.37×10^{-7}
	中纬度夏	2.82×10^{-5}	4.95×10^{-5}	4.58×10^{-4}	0.0012	4.06×10^{-4}	3.45×10^{-4}	5.25×10^{-5}	5.06×10^{-6}
	中纬度冬	2.97×10^{-5}	4.93×10^{-5}	4.71×10^{-4}	0.0017	4.84×10^{-4}	3.87×10^{-4}	9.46×10^{-5}	1.72×10^{-6}
	US 标准	1.62×10^{-5}	3.87×10^{-5}	3.74×10^{-4}	0.0013	4.36×10^{-4}	3.70×10^{-4}	8.03×10^{-5}	5.43×10^{-6}
Q	热带	2.22×10^{-6}	1.92×10^{-5}	1.19×10^{-4}	3.20×10^{-4}	4.08×10^{-5}	6.81×10^{-5}	1.25×10^{-5}	1.68×10^{-6}
	中纬度夏	2.77×10^{-6}	1.71×10^{-5}	1.30×10^{-4}	3.48×10^{-4}	8.94×10^{-5}	6.40×10^{-5}	2.45×10^{-6}	2.75×10^{-6}
	中纬度冬	3.61×10^{-6}	2.27×10^{-5}	1.41×10^{-4}	4.05×10^{-4}	2.36×10^{-4}	9.51×10^{-5}	2.85×10^{-6}	2.69×10^{-6}
	US 标准	8.75×10^{-7}	2.12×10^{-5}	1.18×10^{-4}	3.63×10^{-4}	2.16×10^{-4}	8.22×10^{-5}	1.22×10^{-5}	1.95×10^{-6}
U	热带	2.00×10^{-6}	3.00×10^{-6}	4.41×10^{-6}	3.08×10^{-4}	4.98×10^{-5}	4.94×10^{-6}	1.95×10^{-6}	4.32×10^{-7}
	中纬度夏	3.24×10^{-6}	3.22×10^{-6}	4.10×10^{-6}	3.27×10^{-4}	4.95×10^{-5}	4.81×10^{-6}	3.86×10^{-6}	6.18×10^{-6}
	中纬度冬	4.97×10^{-6}	4.12×10^{-6}	5.33×10^{-6}	4.08×10^{-4}	6.44×10^{-5}	6.99×10^{-6}	5.83×10^{-6}	7.90×10^{-6}
	US 标准	4.62×10^{-7}	3.75×10^{-6}	5.03×10^{-6}	3.75×10^{-4}	5.17×10^{-5}	3.43×10^{-6}	3.05×10^{-6}	6.72×10^{-6}

4.5 含气溶胶大气条件下大气折射对辐射传输的影响

气溶胶为沙尘型、水溶型及海盐型, 其复折射率及尺度谱参数取自 OPAC 数据库 [32], 如表 5 所列, 其中沙尘型及海盐型气溶胶均取积聚模态服从 (尺度谱服从对数正态分布, 如 (40) 式). 采用 Mie

散射理论计算各类型气溶胶的消光效率因子、单散射反照率及散射相矩阵. 考虑沙尘型气溶胶的非球形效应, 采用 T 矩阵法计算横纵轴比 $a/b = 0.5$ 和 1.5 的椭球形气溶胶的光散射特性.

$$n(r) = \frac{1}{r} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{\ln r - \ln r_{\text{mod}}}{\ln \sigma} \right)^2 \right]. \quad (40)$$

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_{mod}	σ	r_{min}	r_{max}	单散射反照率	消光系数/ km^{-1}
沙尘型	—	1.530	-5.500×10^{-3}	3.90×10^{-1}	2.00	5.00×10^{-3}	2.00×10^1	0.8783	2.741×10^{-3}
水溶型	70%	1.414	-2.470×10^{-3}	2.85×10^{-3}	2.24	6.40×10^{-3}	2.74×10^0	0.0296	7.931×10^{-6}
海盐型	50%	1.373	-3.895×10^{-9}	3.36×10^{-1}	2.03	7.70×10^{-3}	3.22×10^1	0.9963	2.513×10^{-3}

注: 沙尘型气溶胶单散射反照率及消光系数为球形情形计算.

取大气廓线为热带大气廓线, 太阳天顶角 θ_0 及方位角 φ_0 为 40° 和 0° , 取 Monte Carlo 模拟光子总数为 5×10^{12} 个 (考虑其前向散射峰, 增加光子数以更准确地模拟散射光强的分布特征), 其余参数设置与 4.2 节相同. 在不同气溶胶条件下, 分别模拟考

虑和不考虑大气折射情形下的漫射光 Stokes 矢量空间分布, 并求取两者差值的绝对值 $|\mathbf{S}_{\text{dif}}(\theta, \varphi)|$ (见 (38) 式). 取方位角 φ 为 $0^\circ, 90^\circ$ 及 180° , 绘制该值随天顶角的变化曲线, 结果如图 13—图 15 所示, 其中三图依次对应沙尘型、可溶型及海盐型气溶胶.

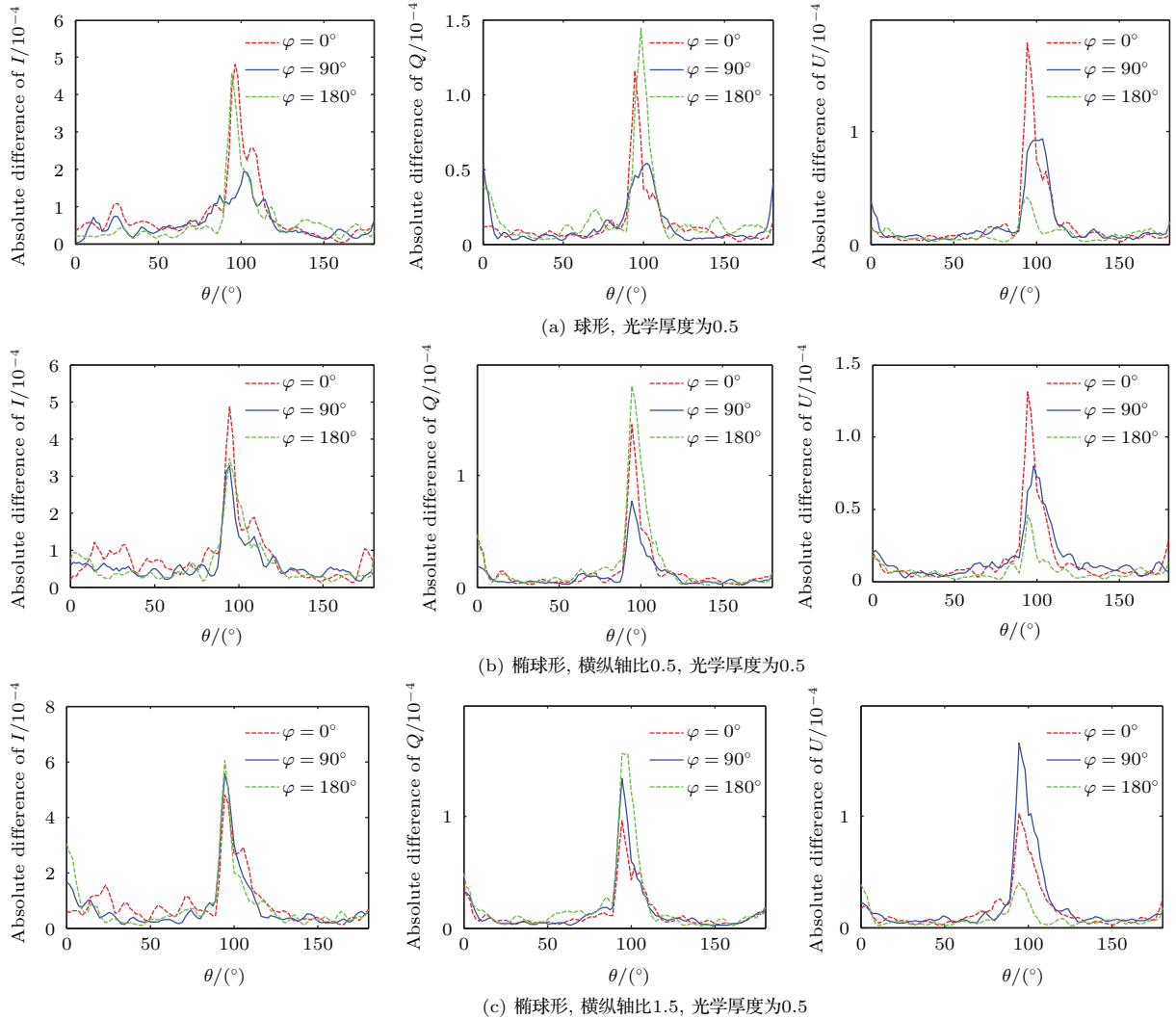


图 13 (网刊彩色) 沙尘型气溶胶条件下折射对辐射传输影响分析 (单位: $\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{Sr}^{-1} \cdot \mu\text{m}^{-1}$)

Fig. 13. (color online) Effect of atmospheric refraction on polarized radiance field with mineral dust considered (unit: $\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{Sr}^{-1} \cdot \mu\text{m}^{-1}$).

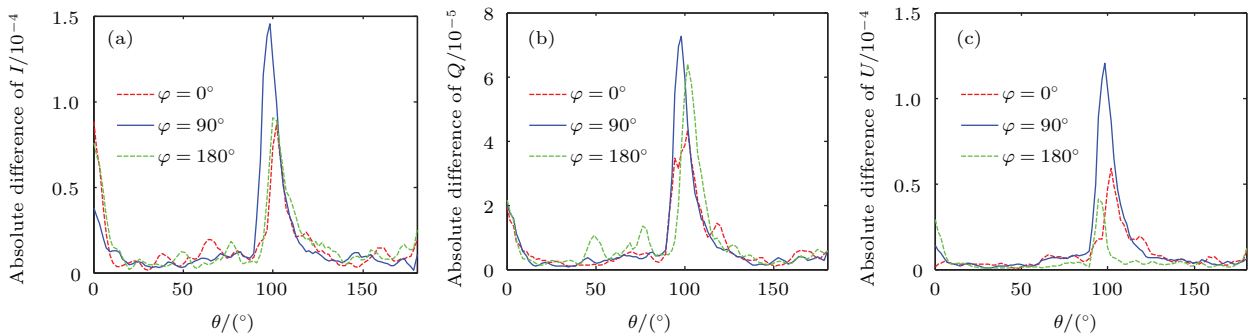


图 14 (网刊彩色) 水溶型气溶胶条件下大气折射对辐射传输影响 (单位: $\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{Sr}^{-1} \cdot \mu\text{m}^{-1}$)

Fig. 14. (color online) Effect of atmospheric refraction on polarized radiance field with water soluble aerosol considered (unit: $\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{Sr}^{-1} \cdot \mu\text{m}^{-1}$).

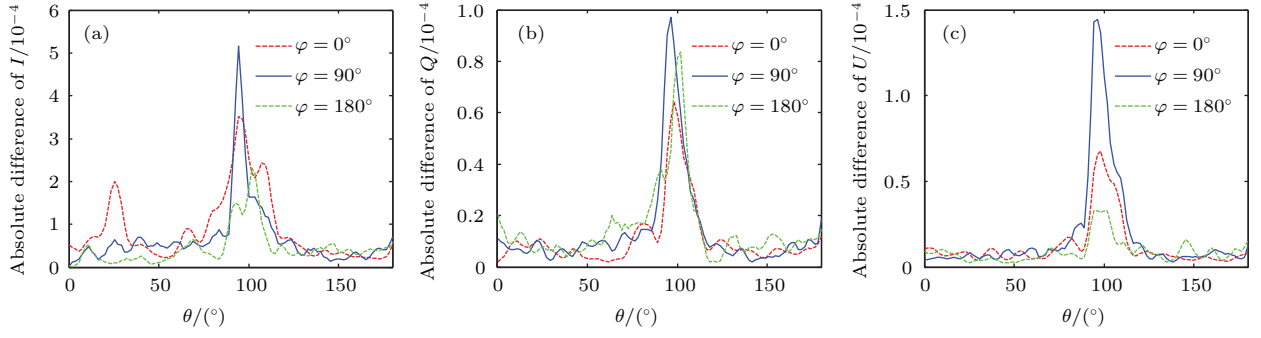

 图 15 (网刊彩色) 海盐型气溶胶条件下大气折射对辐射传输影响 (单位: $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{Sr}^{-1}\cdot\mu\text{m}^{-1}$)

 Fig. 15. (color online) Effect of atmospheric refraction with sea salt aerosol considered (unit: $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{Sr}^{-1}\cdot\mu\text{m}^{-1}$).

由图 13 可知, 大气折射主要影响天顶角 70° — 110° 间的漫射光 Stokes 矢量, 对其他方向漫射光的影响趋于 0, 这与纯瑞利散射条件下的模拟结果一致. 但对比图 11 可发现, 在含气溶胶大气条件下, 大气折射对辐射传输的影响相对减弱, 对于 I , Q 及 U 分量, 其最大相对偏差仅为 3.19%, 4.08% 及 4.18% (球形条件下). 其原因是: 在太阳天顶角较小的条件下, 侧后向的散射光与耦合面法线方向夹角相对较大, 因此大气折射对侧后向散射光的影响也相对较为显著, 而气溶胶散射是大粒子散射, 在散射能力一定的条件下, 其散射能量主要集中于前向, 即光的入射方向, 侧向及后向散射光在总散射光中的比重相应减少, 因此含气溶胶条件下, 大气折射的影响相对减弱; 在不同形状的气溶胶条件下, 大气折射对辐射传输特性的影响也不一致, 其原因是气溶胶形状对其侧后向散射光强度及偏振特性影响显著 [33,34], 进而影响散射光的大气折射过程.

比较图 13 (a) 及图 14 和图 15 可发现, 在沙尘型及海盐型气溶胶条件下, 大气折射对辐射传输的影响明显强于可溶型气溶胶情形. 其原因是水溶性气溶胶粒径远小于入射光波长, 理论上其散射为瑞利散射, 其散射效应远弱于吸收效应 (单散射反照率仅为 0.029), 所以与沙尘型及海洋型气溶胶不同, 相同光学厚度条件下, 其吸收作用为主体, 散射作用相对微弱, 因此, 相应的侧向及后向散射能量也弱于其他气溶胶, 所以大气折射对辐射传输过程整体上是减弱的.

4.6 水云条件下大气折射对辐射传输的影响

取云滴谱为 Gamma 谱, 其形式如 (41) 式所示. 参照文献 [27], 将 α 设为 7, 有效粒子半径 r_{eff} 设为

$10\ \mu\text{m}$, 取云滴半径区间为 0.2 — $80\ \mu\text{m}$, 水复折射率为 1.333 — $196 \times 10^{-9}i$ [32]. 云的消光效率因子、单散射反照率及散射相矩阵通过 Mie 散射理论计算得到. 取大气廓线为热带大气廓线, 太阳天顶角 θ_0 及方位角 φ_0 为 40° 和 0° , 设 Monte Carlo 模拟光子总数为 5×10^{12} 个, 其余参数设置与 4.2 节相同; 类似于 4.5 节的方式, 分别模拟考虑及不考虑大气折射条件下的漫射光 Stokes 矢量, 并求取两者差值的绝对值 $|\mathbf{S}_{\text{dif}}(\theta, \varphi)|$, 结果如图 16 所示, 其中图 16 (a)—(c) 为云层光学厚度为 1 时, 不同云高条件下 $|\mathbf{S}_{\text{dif}}(\theta, \varphi)|$ 随天顶角的变化曲线, 图 16 (d) 为云层光学厚度为 2 时, $|\mathbf{S}_{\text{dif}}(\theta, \varphi)|$ 随天顶角的变化曲线.

$$n(r) = Cr^\alpha \exp\left(-\frac{(\alpha+3)r}{r_{\text{eff}}}\right). \quad (41)$$

由图 16 可知, 大气折射对天顶角 70° — 110° 区间漫射光的 Stokes 矢量影响较大, 这与前面的讨论是一致的; 当云层光学厚度为 1 时, I , Q 及 U 分量的最大相对偏差分别为 4.78%, 4.27% 和 4.52%, 相比瑞利散射条件的模拟结果, 大气折射对辐射传输影响相对减弱. 造成该现象的原因是云滴半径远大于入射光波长, 散射光能量主要集中于入射方向, 侧后向散射能量所占比例相对减少. 不同云底高条件下, $|\mathbf{S}_{\text{dif}}(\theta, \varphi)|$ 曲线差异并不大, 大气折射对辐射传输影响的差异程度并不显著. 对比图 16 (a) 和图 16 (d) 可发现, 随着云层光学厚度的增大, 大气折射对漫射光 Stokes 矢量的影响减弱. 其原因是随着云光学厚度的增大, 其光学厚度在总光学厚度中的比例提高, 因此, 相比空气瑞利散射, 云滴散射在整个辐射传输过程中的作用逐步增强, 散射光能量愈集中于前向, 侧后向的散射能量所占比例减小, 因此大气折射效应减弱.

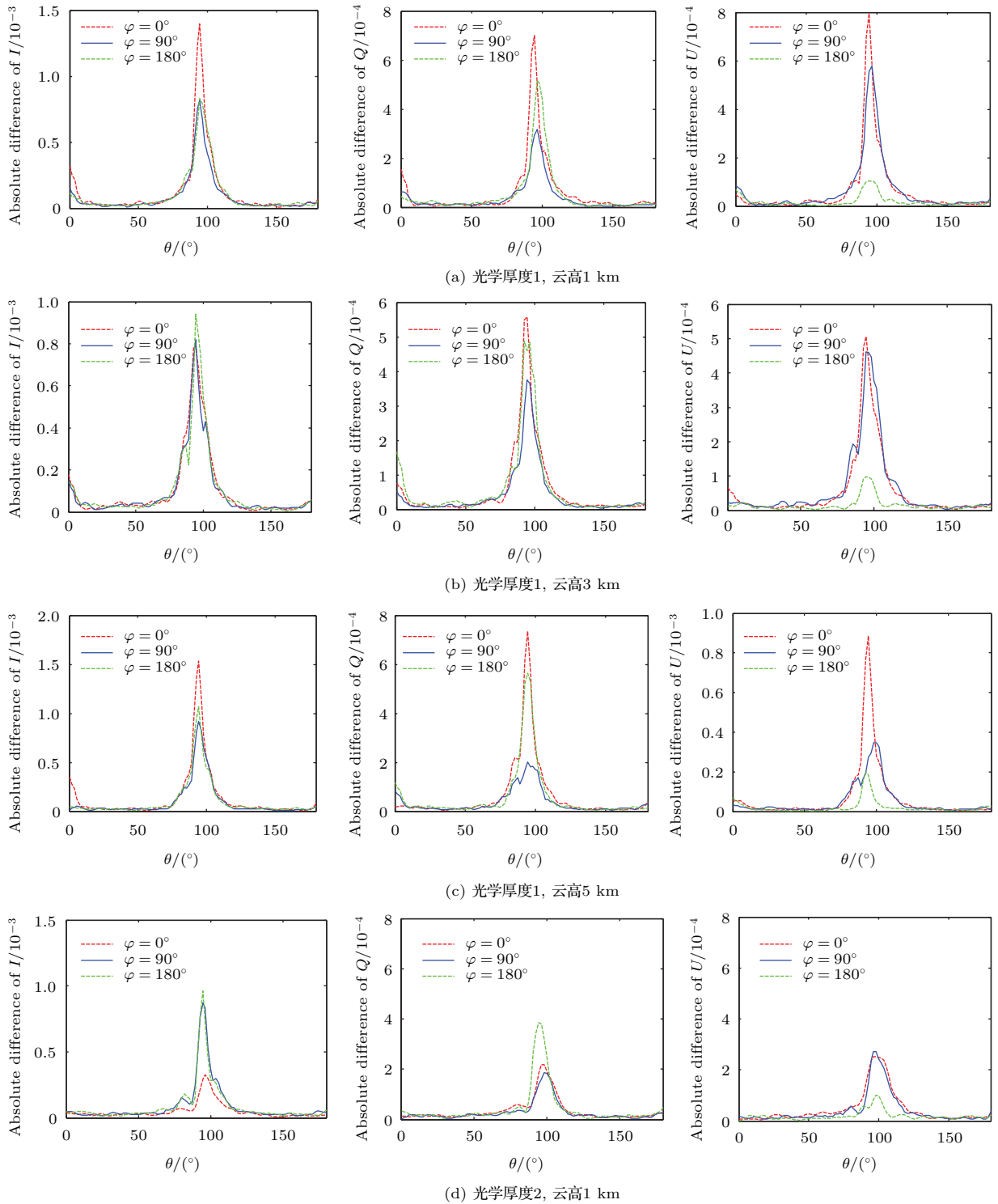


图 16 (网刊彩色) 有云大气条件下大气折射对辐射传输影响分析 (单位: $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{Sr}^{-1}\cdot\mu\text{m}^{-1}$)

Fig. 16. (color online) Effect of atmospheric refraction on polarized radiance field in cloudy atmosphere (unit: $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{Sr}^{-1}\cdot\mu\text{m}^{-1}$).

5 结 论

综合考虑折射、吸收及散射作用, 建立了考虑大气折射的辐射传输模型, 实现了直射光及漫射光 Stokes 矢量、偏振度空间分布及辐射通量等参数的

计算; 为验证模型的准确性, 在考虑折射条件下, 将漫射光 Stokes 矢量的模拟结果与 CAW-VDISORT 的结果进行了比较, 在不考虑折射条件下, 将结果与辐射传输模型 DISORT 和 RT3 模拟结果进行了对比. 结果表明, 在模拟光子数足够的条件下, 本

文辐射传输模型结果准确可靠,也证明了模型的可行性与有效性.分析了大气折射对不同方向漫射光 Stokes 矢量的影响,讨论了不同太阳入射角、大气廓线、气溶胶及云条件下大气折射对辐射传输过程的影响.主要结论如下:

1) 大气折射对漫射光 Stokes 矢量的影响主要体现在天顶角 70° — 110° 方向,对其他方向的影响相对较小;

2) 随着太阳光入射角的增大,大气折射对辐射传输过程的影响逐渐显著,不同大气廓线也可导致折射率垂直分布的差异,从而导致大气折射的影响也不一致;

3) 相比纯瑞利散射情形,有云及含气溶胶大气条件下,大气折射对辐射传输影响减弱;在不同形状气溶胶条件下,大气折射对辐射传输过程的影响存在显著差异;在沙尘型及海盐型气溶胶条件下,大气折射对辐射传输的影响明显强于可溶型气溶胶情形;

4) 不同云高条件下,大气折射对辐射传输的影响差异并不显著,但随着云层光学厚度增大,其影响逐步减弱.

感谢哈尔滨工业大学易洪亮副教授及贡勋博士给予的无私的帮助,感谢 Michael Hess 教授提供的 OPAC 数据库及 Mishchenko M. I. 提供的 T 矩阵程序.

参考文献

- [1] Sheng P X, Mao J T, Li J G, et al. 2003 *Atmospheric Physics* (Beijing: Beijing University Express) p62 (in Chinese) [盛裴轩, 毛节奏, 李建国, 等 2003 大气物理学 (北京: 北京大学出版社) 第 62 页]
- [2] Liou K N 2003 *An Introduction To Atmospheric Radiation* (San Diego: Academic Press) p100
- [3] Ricchiuzzi P, Yang S, Gautier C, Sowle D 1998 *B. Am. Meteor. Soc.* **79** 2101
- [4] Mishchenko M I, Travis L D 1997 *J. Geophys. Res.* **102** 16989
- [5] Mcguire P C, Wolff M J, Smith M D, Arvidson R E, Murchie S L 2008 *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.* **46** 4020
- [6] Wu Z S, You J G, Yang R K 2004 *Chin. J. Lasers* **31** 1075 [吴振森, 由金光, 杨瑞科 2004 中国激光 **31** 1075]
- [7] 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]
- [8] Sommersten E R, Lotsberg J K, Stamnes K, Stamnes J J 2010 *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **111** 616
- [9] Stamnes K 2000 *Disort, A General Purpose Fortran Program For Discrete Ordinate Method Radiative Transfer In Scattering And Emitting Layered Media: Documentation Of Methodology. Distort Report 1.1*
- [10] Hovenier J W 1971 *Astron. Astrophys.* **13** 7
- [11] Lacis A A, Mishchenko C J, Cairns M I 1998 *Geophys. Res. Lett.* **25** 135
- [12] Zheng Q, Li P, Devaux C, Gu X, Qiao Y, Zhao F, Chen H 2004 *Atmospheric Res.* **71** 233
- [13] Hu S, Gao T C, Li H, Liu L, Yi H L, Ben X 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 094201 (in Chinese) [胡帅, 高太长, 李浩, 刘磊, 易洪亮, 贡勋 2015 物理学报 **64** 094201]
- [14] Evans K F, Stephens G L 1991 *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **46** 413
- [15] Schulz F M, Stamnes K 2000 *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **65** 609
- [16] Min Q L, Duan M Z 2004 *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **87** 243
- [17] Ramella-Roman J C, Prah S A, Jacques S L 2005 *Opt. Express* **13** 4420
- [18] Ramella-Roman J C, Prah S A, Jacques S L 2005 *Opt. Express* **13** 10392
- [19] Whitney A B 2011 *Bull. Astr. Soc. India* **39** 1
- [20] Xun B, Yi H L, Tan H P 2014 *Appl. Opt.* **53** 1427
- [21] Kattawar G W, Adams C N 1989 *Limnol. Oceanogr.* **34** 1453
- [22] Zhai P W, Hu Y, Trepte C R, Lucker P L 2009 *Opt. Express* **17** 2057
- [23] Zhai P W, Hu Y, Chowdhary J, Trepte C R, Lucker P L, Josset D B 2010 *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **111** 1025
- [24] Garcia R D M 2012 *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **113** 2251
- [25] Garcia R D M 2013 *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **115** 28
- [26] Liang Z C, Jin Y Q 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 247 (in Chinese) [梁子长, 金亚秋 2003 物理学报 **52** 247]
- [27] Emde C, Buras R, Blumthaler M 2010 *Atmos. Chem. Phys.* **10** 383
- [28] Ben X, Yi H L, Tan H P 2014 *Chin. Phys. B* **23** 099501
- [29] Wang H X, Zu Y Z, Tian T, Li A J 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 024214 (in Chinese) [王红霞, 竹有章, 田涛, 李爱君 2013 物理学报 **62** 024214]
- [30] Prah S, Keijzer M, Jacques S L, Welch A J 1989 *Dosimetry of Laser Radiation in Medicine and Biology* **5** 102
- [31] Mayer B 2009 *Eur. Phys. J. Confer.* **1** 75
- [32] Hess M, Koepke P, Schult I 1998 *B. Am. Meteor. Soc.* **79** 831
- [33] Hu S, Gao T C, Liu L, Liu Z T 2013 *J. Light Scat.* **25** 338 (in Chinese) [胡帅, 高太长, 刘磊, 刘志田 2013 光散射学报 **25** 338]
- [34] Hu S, Gao T C, Liu L 2014 *J. Meteorol. Sci.* **34** 612 (in Chinese) [胡帅, 高太长, 刘磊 2014 气象科学 **34** 612]

Influence of atmospheric refraction on radiative transfer at visible light band*

Hu Shuai Gao Tai-Chang[†] Li Hao Liu Lei Cheng Tian-Ji Zhang Ting

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

(Received 1 March 2015; revised manuscript received 13 April 2015)

Abstract

Refraction is an important factor influencing radiative transfer since it can change both the propagation path and polarization state of electromagnetic wave. In order to discuss the influence of atmospheric refraction on radiative transfer process, a Monte Carlo vector radiative transfer model, which takes atmospheric refraction into account, is introduced. By using this model, photon random movement in uniform atmospheric layer and at the interfaces between adjacent layers is simulated, Stokes vectors and degrees of polarizations of both directly transmitted and diffuse light, and irradiance at the specific layer is also calculated. The model is validated under two conditions: with taking atmospheric refraction into account, and comparing the simulation results with those in the literature; with taking refraction index distributed homogeneously in space, in which case the model is validated against DISORT and RT3. So, the results indicates that our model is accurate and reliable. The influences of atmospheric refraction on the Stokes vectors of diffuse light in different directions are discussed for pure molecular atmosphere, with only Rayleigh scattering considered. Simulations are performed respectively for different solar zenith angles, for different atmospheric profiles, for aerosols with different types and particle shapes, and for clouds with different base heights and optical depths, and correspondingly, the effect of atmospheric refraction on radiative transfer process is discussed as well. Simulation results show that Stokes vector of diffuse light is influenced by atmospheric refraction to a certain extent, especially for light with a zenith angle ranging from 70° to 110° , and with the increasing of solar zenith angle, the influence becomes stronger. When atmospheric profile changes, the effect of atmospheric refraction on polarized radiance field is also changed, for which the possible reason is that deference between atmospheric profiles leads to the variation of refraction index profile. When aerosol and cloud are taken into account, the influence of atmospheric refraction is reduced because of the decreasing of the ratio between side-scattering energy and backward scattering energy. Comparing the simulation results for different aerosol particles shows that the influences of atmospheric refractions in mineral and sea salt aerosol are much stronger than that in water soluble aerosol, besides, there is also great discrepancy among results for aerosols with different shapes. This phenomenon may be explained by the differences in scattering ability and spatial distribution of scattering energy among different aerosols. For cloud, there is no significant difference in result among different cloud base heights, while with the increasing of cloud optical depth, the influence of atmospheric refraction on polarized radiance is gradually weakened.

Keywords: atmospheric refraction, vector radiative transfer, Monte Carlo, Stokes vector

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

DOI: [10.7498/aps.64.184203](https://doi.org/10.7498/aps.64.184203)

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

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