

蒙特卡罗方法模拟多层离散随机介质对偏振激光雷达的多次散射

孙贤明 肖赛 万隆 王海华 申晋

山东理工大学电气与电子工程学院, 山东 淄博 255049

摘要 利用蒙特卡罗方法模拟了多层离散随机介质对激光的偏振多次散射, 结合激光雷达的特点, 给出了半解析蒙特卡罗模拟方法的具体模拟步骤, 考虑了光子在随机游走时, 跨越分界面时引起的自由程调整, 根据 Mie 散射相函数对不同介质层进行了散射方向抽样, 利用该方法计算了双层和三层水云的雷达多次散射去极化率随穿透深度的变化。从计算结果可以看出, 随着穿透深度的增加, 雷达去极化率增强, 激光在从一种介质入射到另一种介质时, 其去极化率增加的速度不同, 分析了粒子有效半径、单次散射相函数以及消光系数对雷达去极化率的影响。该方法可以应用于偏振激光雷达对非各向同性云层或气溶胶微物理和光学特性的遥感反演。

关键词 大气光学; 激光雷达; 多层介质; 蒙特卡罗方法; 多次散射; 偏振

中图分类号 O436

文献标识码 A

doi: 10.3788/CJL201542.1213001

Monte Carlo Simulation of Polarization Lidar Multiple Scattering by Multi-Layer Discrete Random Media

Sun Xianming Xiao Sai Wan Long Wang Haihua Shen Jin

School of Electrical and Electronic Engineering, Shandong University of Technology, Zibo, Shandong 255049, China

Abstract The polarized multiple scattering of multi-layer discrete random media by laser is simulated by the Monte Carlo method. The simulation steps of a fast semi-analytic Monte Carlo method are given based on the properties of the polarization lidar. The free path adjustment is considered when the photon crosses the interface of different media. The scattering angles for different media layers are sampled based on the Mie theory. The relationship between lidar depolarization ratio and the penetration depth of two-layer and three-layer water clouds is studied. The results show that the depolarization ratio increases with the depth of penetration, and the increasing speed of depolarization ratio is also different when laser is incident from one medium to another medium. The influence of effective size, single scattering phase function, extinction on the lidar depolarization is analyzed. The method can be used to retrieve the microphysical and optical characteristics of inhomogeneous clouds or aerosols with the polarization lidar.

Key words atmospheric optics; lidar; multi-layer media; Monte Carlo method; multiple scattering; polarization

OCIS codes 010.3640; 010.1615; 010.5620

1 引言

近年来, 利用偏振激光雷达探测云层和气溶胶等大气中离散随机介质的微物理和光学特性发展迅速^[1-3], 自2006年美国国家航空航天局(NASA)发射具有偏振通道的星载激光雷达 Calipso 以来, 如何利用偏振信息进行介质特性反演一直是一大研究热点。

当激光脉冲投射到云层或气溶胶层以后, 激光在其中传输会经历多次散射, 激光雷达接收到的后向散

收稿日期: 2015-06-09; 收到修改稿日期: 2015-08-28

基金项目: 国家自然科学基金(61205191)、山东省自然科学基金(ZR2013FL023)

作者简介: 孙贤明(1979—), 男, 博士, 副教授, 主要从事光散射和激光雷达遥感气溶胶特性等方面的研究。

E-mail: xmsunsdut@163.com

射回波中会有多次散射信息存在,因此在利用激光雷达方程进行云层和气溶胶特性反演时,需要引入多次散射因子,但雷达回波数据中无法区分多次散射和单次散射信号,因此需要首先对其进行理论模拟。

探求多次散射因子与去极化率的关系是近几年国际上的研究热点,虽然取得了很重要的研究成果,但均有一定的应用局限性,因此利用去极化信息反演云层和气溶胶的微物理和光学特性还没有被广泛应用^[4-5],其中一个原因是,大部分的研究工作都是基于各向同性介质,而自然界中的离散随机介质,如云层和气溶胶,由于其生成过程以及生成源等因素,其微物理特性的垂直分布是非各向同性的,如基于超绝热过程形成的云层尺寸参数随高度会发生变化;另一个原因是,尽管二阶散射模式的快速算法已经建立,但是对更为一般性的、用于计算非各向同性介质多次散射的快速算法研究较少;第三个原因是很多研究者的研究兴趣转向了不考虑偏振的多视场角雷达^[6],近年来,利用这种雷达取得了很多研究成果,但其缺点是结构复杂。单视场角的偏振激光雷达设计更为简单,也更为常见,因此研究利用单视场角偏振激光雷达,对云层和气溶胶的微物理和光学特性进行反演的方法具有重要的研究价值。

本文详细给出了半解析蒙特卡罗方法模拟偏振激光雷达探测多层离散随机介质的模拟方法和步骤,相比于传统的蒙特卡罗方法,该方法在保持精度的前提下更为快速,可以用于探求非各向同性随机介质多次散射因子和去极化率之间的关系。

2 多层介质对偏振光的蒙特卡罗仿真方法

由于激光雷达的接收视场角很小,且与被探测介质层的距离很远,如 Calipso 卫星的接收视场角仅为 $0.13 \mu\text{rad}$ ^[7],轨道高度为 705 km,如果利用传统的方法跟踪每个光子的散射方向和散射步长,光子几乎不可能被散射进激光雷达的接收视场角,这将需要对大量的光子进行跟踪,大大影响计算的速度,进而影响对介质微物理特性的反演。采用半解析方法来加速模拟过程,基本思路是光子在每一步自由游走时,都将有一部分能量按照一定的概率进入雷达的接收器,剩余部分的能量继续按照传统的蒙特卡罗仿真方法进行随机游走^[8]。具体仿真过程如下:

1) 光子信息初始化。入射光子的方向余弦假设为 $\mu_x=0, \mu_y=0, \mu_z=1$,入射斯托克斯矢量 $[I_0, Q_0, U_0, V_0]$ 假设为平行线极化光,即 $[1, 1, 0, 0]$ 。

2) 平均自由程抽样。对于均匀的各向同性介质层, $s = -\ln \xi / \sigma_{\text{ext}}$, 其中 s 为单次游走步长, ξ 为 0~1 之间的均匀随机数, σ_{ext} 为消光系数。对于多层非均匀平面平行层,若光子从第 i 层跨越到了第 $i+1$ 层,则 $-\ln \xi = s_i \sigma_{\text{ext}}^i + s_{i+1} \sigma_{\text{ext}}^{i+1}$, 其中 s_i 和 s_{i+1} 分别为光子在第 i 层和 $i+1$ 层的游走距离,若每个介质层较薄,光子可能会一步游走跨越多个介质层,则 $-\ln \xi = \sum_i s_i \sigma_{\text{ext}}^i$, 在具体模拟过程中需要对平均自由程在不同介质层中的步长进行调整。

3) 选择了游走步长后,若光子没有逃逸出介质层,则采用解析的方法统计光子被直接散射进雷达接收器的概率,即

$$\begin{bmatrix} I_b \\ Q_b \\ U_b \\ V_b \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{bmatrix} \omega \Delta \Omega \exp(-\tau), \quad (1)$$

$$\begin{bmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{bmatrix} = L(\pi - \Phi_2) P(\Theta) L(-\Phi_1) \begin{bmatrix} I_0 \\ Q_0 \\ U_0 \\ V_0 \end{bmatrix}, \quad (2)$$

式中 ω 为单次散射反照率, $\Delta \Omega$ 为从光子与粒子碰撞点指向雷达接收孔径的立体角, τ 为碰撞点到雷达接收器的光学厚度, $P(\Theta)$ 为单次散射相矩阵, Θ 为散射角,由于假设激光为垂直入射,因此对于第一次散射和直接散射进接收器的光子能量来说, $\Theta = 180^\circ$, Φ_1 和 Φ_2 分别为入射光线所在的子午面以及出射光线所在子午面和散射平面之间的夹角,如图 1 所示,根据球面几何学,

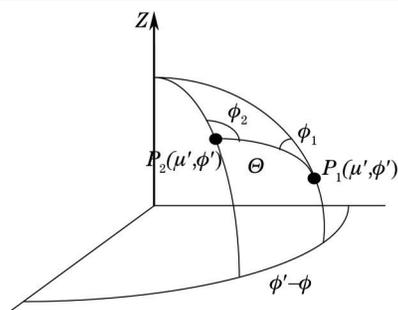


图1 散射平面和子午面关系图

Fig.1 Attitude of scattering plane with respect to meridian planes

$$\cos \Phi_1 = \frac{\cos \theta_{sca} - \cos \theta_{inc} \cos \Theta}{\sin \theta_{inc} \sin \Theta}, \quad (3)$$

$$\cos \Phi_2 = \frac{\cos \theta_{inc} - \cos \theta_{sca} \cos \Theta}{\sin \theta_{sca} \sin \Theta}, \quad (4)$$

式中 θ_{inc} 为入射光的天顶角, θ_{sca} 为碰撞点与雷达接收器之间的连线与天顶之间的夹角。对于第一次散射, 由于 $\Theta = 180^\circ$, 因此 $\sin \Theta = 0$, (3)式和(4)式将会出现奇点, (3)式和(4)式由下式代替:

$$\begin{cases} \cos \Phi_1 = 1 \\ \cos \Phi_2 = 1 \end{cases}, \quad (5)$$

若 $\sin \theta_{inc} = 0$,

$$\begin{cases} \cos \Phi_1 = -\cos \theta_{inc} \cos(\phi_{sca} - \phi_{inc}) \\ \cos \Phi_2 = \cos \theta_{inc} \end{cases}, \quad (6)$$

若 $\sin \theta_{sca} = 0$,

$$\begin{cases} \cos \Phi_1 = -\cos \theta_{sca} \cos(\phi_{sca} - \phi_{inc}) \\ \cos \Phi_2 = \cos \theta_{sca} \end{cases}. \quad (7)$$

对于后续的多次散射过程, 散射角 Θ 为入射方向和碰撞点指向接收器方向之间的夹角。

矩阵 $L(\Phi)$ 为旋转矩阵, 其中 $L(-\Phi_1)$ 的作用是将斯托克斯矢量从子午面旋转到散射平面, $L(\pi - \Phi_2)$ 是将斯托克斯矢量从散射平面旋转到子午面, 其表达式为

$$L(\Phi) = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 2\Phi & \sin 2\Phi & 0 \\ 0 & -\sin 2\Phi & \cos 2\Phi & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}. \quad (8)$$

4) 将散射到雷达接收器的光子利用(8)式旋转到接收器所在的子午面, 并进行记录。由于光子在出射时偏振方向与接收器不同, 因此需要将其旋转到接收器所在平面, 且与接收器具有相同的偏振方式。旋转角为

$$\chi = \arctan\left(\frac{\mu_y}{\mu_x}\right), \quad (9)$$

式中 μ_y 和 μ_x 为碰撞点与雷达接收器之间连线的方向余弦。

5) 按照传统蒙特卡罗方法对剩余光子能量进行跟踪。首先确定剩余光子能量下一步游走的散射角 Θ 和相对方位角 β , Θ 和 β 由基于偏振特性的单次散射相函数 $P(\Theta, \beta)$, 按照拒绝性方法抽样得到^[9], 相函数 $P(\Theta, \beta)$ 的表达形式为

$$P(\Theta, \beta) = P_{11}(\Theta)I_0 + P_{12}(\Theta)(Q_0 \cos 2\beta + U_0 \sin 2\beta), \quad (10)$$

式中 P_{11} 和 P_{12} 为单次散射相矩阵元素。

得到散射角 Θ 和相对方位角 β 后, 要确定散射的天顶角方向余弦, 公式为

$$\mu_x = \frac{1}{\sqrt{1 - \mu_z^2}} \sin \Theta (\mu'_x \mu'_y \cos \beta - \mu'_y \sin \beta) + \mu'_x \cos \Theta, \quad (11)$$

$$\mu_y = \frac{1}{\sqrt{1-\mu_z'^2}} \sin \Theta (\mu_x' \mu_z' \cos \beta - \mu_x' \sin \beta) + \mu_y' \cos \Theta, \quad (12)$$

$$\mu_z = \frac{1}{\sqrt{1-\mu_z'^2}} \sin \Theta \cos \beta (\mu_x' \mu_z' \cos \beta - \mu_x' \sin \beta) + \mu_z' \cos \Theta. \quad (13)$$

若入射方向余弦 $|\mu_z'| \approx 1$, 则

$$\mu_x = \sin \Theta \cos \beta, \quad (14)$$

$$\mu_y = \sin \Theta \sin 2\beta, \quad (15)$$

$$\mu_z = \cos \Theta \sin \frac{\mu_z'}{|\mu_z'|}. \quad (16)$$

6) 根据新的散射方向确定剩余光子能量的偏振状态。碰撞后, 剩余光子能量的散射方向发生改变, 因此其偏振状态也将发生变化, 新的偏振状态由(14)式得到, 即

$$\begin{bmatrix} I_{j+1} \\ Q_{j+1} \\ U_{j+1} \\ V_{j+1} \end{bmatrix} = L(\pi - \Phi_2') P(\Theta) L(-\Phi_1') (1 - \varepsilon) \begin{bmatrix} I_j \\ Q_j \\ U_j \\ V_j \end{bmatrix}, \quad (17)$$

式中 ε 为被散射进雷达接收器的能量。

7) 重新回到步骤 2), 确定游走步长, 直到光子从边界逃逸, 或者能量低于阈值。

8) 重新回到步骤 1), 对新的光子进行跟踪。

相比于传统的蒙特卡罗模拟方法, 半解析方法可以快速得到模拟结果, 而且这种方法可以得到与传统方法相同的精度, 通过一个简单的例子来证明这一点。光子在非吸收介质中传输时, 光子每次碰撞会有三种可能: 1) 停留在介质内部, 可能经历多次散射, 假设其概率为 a ; 2) 离开介质, 但未到达接收器, 假设其概率为 b ; 3) 直接散射进接收器, 假设概率为 c 。显然 $a+b+c=1$, 对于传统的蒙特卡罗方法来说, 光子经历多次散射后, 激光雷达接收器接收到的光子概率为 $P=c/(b+c)$, 对于半解析方法来说, $P=c+ac+\dots+a^{k-1}c+\dots=c/(b+c)$, 其中第 k 项代表光子散射 k 次的概率乘以光子到达接收器的概率, 因此半解析方法具有与传统方法相同的精度。

3 数值结果

影响雷达回波信号强度和去极化率的主要因素是粒子的有效半径和数密度, 而在蒙特卡罗模拟过程中, 需要输入介质层的单次散射相矩阵和消光系数, 首先根据 Mie 理论计算介质层的单次光散射特性, 图 2 所示为有效半径分别为 6, 10, 20 μm 的水云单次散射相矩阵元素, 云滴半径 r 分布服从修正伽马分布^[10], 即

$$f(r) = \text{const} \times r^{(1-3b)/b} \exp\left(\frac{-r}{ab}\right), \quad (18)$$

式中 const 为归一化常数, a 等于粒子有效半径 r_{eff} , 形状参数 $b=1/9$ 。从图中可以看出, 单次散射相函数具有很强的前向散射特性, 即在 0° 附近具有很强的衍射峰, 同时尺寸越大前向散射性越强, 根据这一特点可以预见, 光子在蒙特卡罗模拟中大部分将沿着前向小角散射。

图 3 所示为单次散射去极化率随散射角的变化, 去极化率定义为^[11]

$$\Delta = \frac{F_2 \cos^2 \Theta + F - 2F_3 \cos \Theta}{3F_2 \cos^2 \Theta + 3F_1 + 2F_3 \cos \Theta}, \quad (19)$$

式中 $F_1 = S_2 S_2^*$; $F_2 = S_1 S_1^*$; $F_3 = (S_1 S_1^* + S_2 S_2^*)/2$; S_1 和 S_2 为球形粒子 Mie 散射复振幅。

从图 3 可以看出, 在 180° 处粒子去极化率为 0, 但当偏离 180° 后, 去极化率迅速增大, 在 $178^\circ \sim 180^\circ$ 范围内, 去极化率从 0 增大到了 60%。因此即使大部分光子经历的都是小角散射, 多次散射后仍然会产生很大的去极化率。

图 4 给出了消光系数分别为 0.01, 0.03, 0.05 m^{-1} , 有效半径为 6 μm 时水云的雷达去极化率随激光穿透深度的变化, 激光雷达视场角为 10 mrad, 激光雷达距离云底距离为 1000 m, 云层厚度为 200 m。从图中可以看出, 消光系数越大, 去极化率越大, 这是因为消光系数越大, 光学厚度越大, 光子平均自由程越小, 光子在云

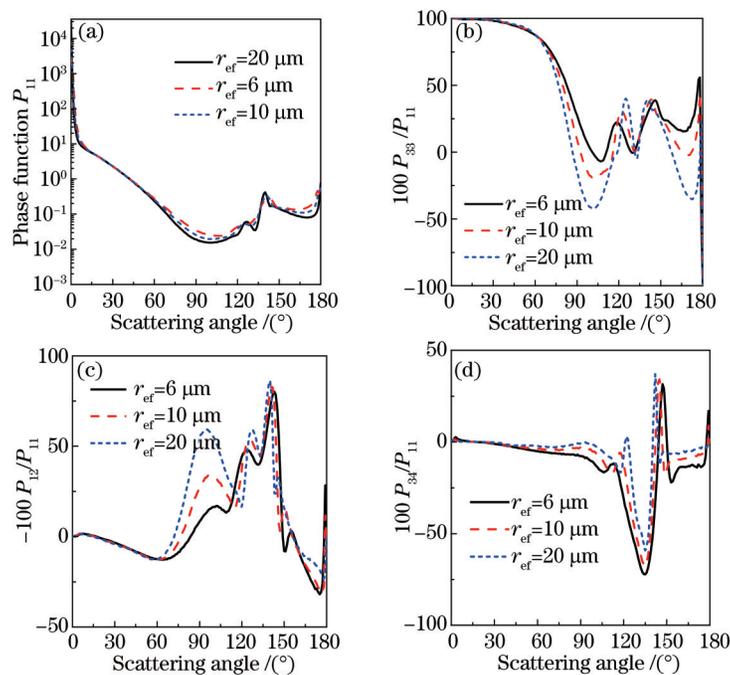


图2 单次散射相矩阵随散射角的变化

Fig.2 Single scattering phase matrix varying with scattering angles

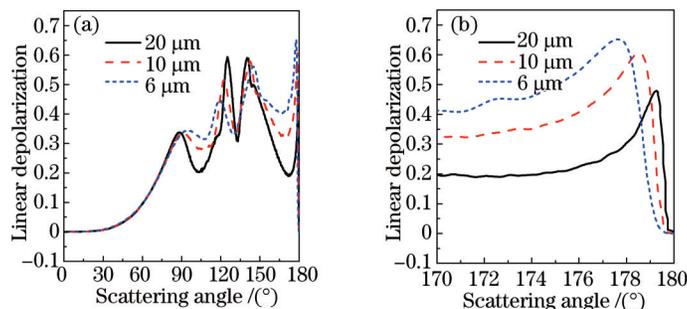


图3 单次散射线性去极化率随散射角的变化

Fig.3 Single scattering linear depolarization ratio varying with scattering angles

层中经历的多次散射次数越多,因此去极化率与介质层的消光系数有关。当消光系数为0.05时,随着穿透深度的增加,去极化率出现强烈的振荡,并且出现一些错误的数值,这是因为当光子穿透深度很大时,由于多次散射的影响,位于接收视场角的能量较少,很难穿透云层,在模拟过程中,可以通过增加模拟光子数来获得更为理想的结果。

图5所示为双层云的去极化率随穿透深度的变化,作为比较,消光系数为 0.01 m^{-1} ,有效半径为 $6 \mu\text{m}$ 的单

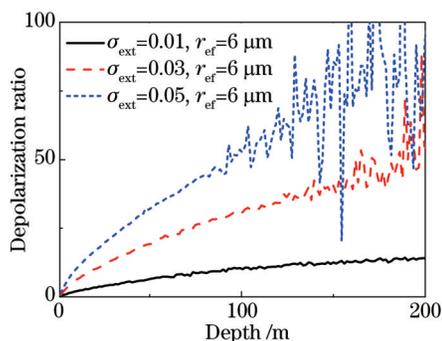


图4 雷达线性去极化率随单层云层穿透深度的变化

Fig.4 Linear depolarization ratio as function of depth for single layer clouds

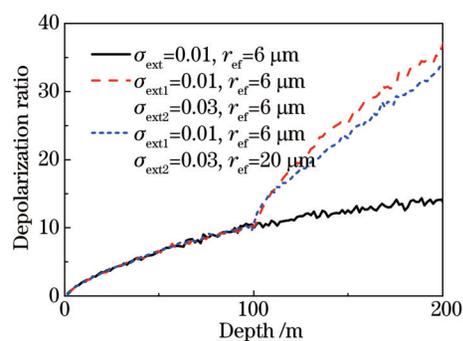


图5 雷达线性去极化率随双层云层穿透深度的变化

Fig.5 Linear depolarization ratio as function of depth for two-layer clouds

—云层去极化率也示于图中,双层云均为含有球形云滴的水云层,每层厚度为 100 m,上层为消光系数为 0.01 m^{-1} ,有效半径为 $6 \mu\text{m}$ 的水云,下层为消光系数为 0.03 m^{-1} ,有效半径分别为 $6 \mu\text{m}$ 和 $20 \mu\text{m}$ 的水云,从图中可以看出,去极化率在 100 m 处出现了明显的变化,前 100 m 激光按照消光系数 0.01 m^{-1} 进行传输,去极化率较小,当穿透深度到达 100 m 后,去极化率出现了分段,这是因为后 100 m 的消光系数较大,因此去极化率也增大,从两段线段的斜率也可以看出,后 100 m 的去极化率增长速度更快。另外,尽管粒子有效半径大小和数密度一起决定了云层的消光系数,但是为了比较相函数的作用,将其单独考虑,从图中可以看出,有效半径为 $6 \mu\text{m}$ 的水云去极化率略高,这是因为 $20 \mu\text{m}$ 水云的相函数前向散射更强,多次散射偏离入射方向更小。

图 6 所示为消光系数分别为 0.01 m^{-1} 和 0.05 m^{-1} ,厚度为 100 m 的双层云的去极化率随穿透深度的变化曲线,从图中可以看出,去极化率的特点与图 5 基本相同,只是在后 100 m 由于消光系数的差别,去极化率更高,随着穿透深度的增加,增长的速度也更快。

图 7 给出了消光系数分别为 $0.01, 0.03, 0.05 \text{ m}^{-1}$,厚度均为 $200/3 \text{ m}$ 的三层水云的去极化率,云层中粒子有效半径均为 $6 \mu\text{m}$,从图中可以看出,由于消光系数的差别,随着穿透深度的增加,在 $200/3 \text{ m}$ 和 $400/3 \text{ m}$ 处,去极化率的增长出现了转折,消光系数越大,去极化率越高,且增长速度越快,本文提出的方法可以推广应用到模拟多层介质对激光雷达的后向散射中。

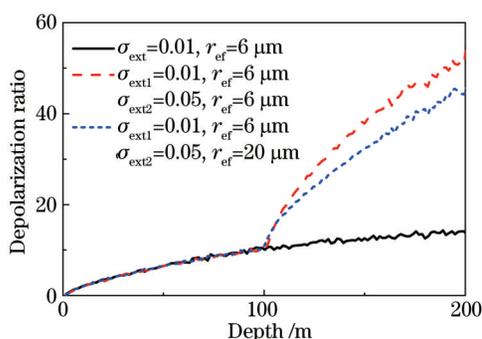


图 6 雷达线性去极化率随双层云层穿透深度的变化
Fig.6 Linear depolarization ratio as function of depth for two-layer clouds

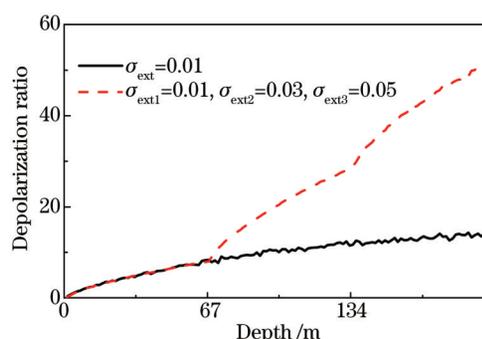


图 7 雷达线性去极化率随三层云层穿透深度的变化
Fig.7 Linear depolarization ratio as function of depth for three-layer clouds

4 结 论

利用偏振激光雷达对多层非各向同性离散随机介质进行探测时,激光在介质中传输会经历多次散射,详细给出了针对此种介质的半解析蒙特卡罗模拟方法,重点考虑了光子随机游走到介质分界面处,游走步长跨越分界面的步长调整,利用该方法研究了双层和三层水云的雷达后向散射去极化特性,从计算结果可以看出,该方法可以很好地模拟非各向同性随机介质的激光雷达多次散射,利用该方法计算并分析了消光系数、相函数以及粒子半径等因素对激光雷达后向散射去极化率的影响。在模拟垂直非各向同性云层及其溶胶的雷达后向散射时,可以根据精度要求将其分为若干个平面平行层,从而对整个介质层的后向雷达散射特性进行模拟,对于研究多次散射以及介质层的非均匀性对激光雷达探测的影响具有重要价值。

参 考 文 献

- 1 Bo Guangyu, Liu Dong, Wu Decheng, *et al.*. Two-wavelength lidar for observation of aerosol optical and hygroscopic properties in fog and haze days[J]. Chinese J Lasers, 2014, 41(1): 0113001.
伯广宇,刘东,吴德成,等. 双波长激光雷达探测典型雾霾气溶胶的光学和吸湿性质[J]. 中国激光, 2014, 41(1): 0113001.
- 2 Wang Zhifei, Liu Dong, Cheng Zhongtao, *et al.*. Pattern recognition model for haze identification with atmospheric backscatter lidars [J]. Chinese J Lasers, 2014, 41(11): 1113001.
王治飞,刘东,成中涛,等. 基于模式识别的激光雷达遥感灰霾组分识别模型[J]. 中国激光, 2014, 41(11): 1113001.
- 3 Guan Sai, Yang Guotao, Cheng Xuewu, *et al.*. New methods of signal-induced noise deduction for Rayleigh scattering lidar in temperature measurement[J]. Chinese J Lasers, 2014, 41(7): 0713001.

- 关 塞, 杨国韬, 程学武, 等. 瑞利散射激光雷达强光感生噪声修正的新方法及大气温度探测[J]. 中国激光, 2014, 41(7): 0713001.
- 4 Hu Y, Vaughan M, Liu Z, *et al.*. The depolarization-attenuated backscatter relation: CALIPSO lidar measurements vs theory[J]. *Optics Express*, 2007, 15(9): 5327-5332.
- 5 Kim D, Cheong H D, Kim Y, *et al.*. Optical depth and multiple scattering depolarization in liquid clouds[J]. *Optical Review*, 2010, 17(6): 507-512.
- 6 Bissonnette L R, Roy G, Roy N. Multiple-scattering-based lidar retrieval: Method and results of cloud probings[J]. *Applied Optics*, 2005, 44(26): 5565-5581.
- 7 Winker D M, Vaughan M A, Omar A, *et al.*. Overview of the CALIPSO mission and CALIOP data processing algorithms[J]. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 2009, 26(11): 2310-2323.
- 8 Hu Y X, Winker D, Yang P, *et al.*. Identification of cloud phase from PICASSO-CENA lidar depolarization: A multiple scattering sensitivity study[J]. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 2001, 70(4): 569-579.
- 9 Ramella-Roman J, Prahel S, Jacques S. Three Monte Carlo programs of polarized light transport into scattering media: Part I[J]. *Optics Express*, 2005, 13(12): 4420-4438.
- 10 Hansen J E, Travis L D. Light scattering in planetary atmospheres[J]. *Space Science Reviews*, 1974, 16(4): 527-610.
- 11 Bissonnette L R, Roy G, Fabry F. Range-height scans of lidar depolarization for characterizing properties and phase of clouds and precipitation[J]. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 2001, 18(9): 1429-1446.

栏目编辑: 吴秀娟