

蒙特卡罗方法模拟水云对偏振激光雷达的多次 散射去极化

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 利用激光雷达探测水云的光学和微物理特性时,水云的多次散射会在雷达回波中产生去极化信号,给出了半解析蒙特卡罗方法模拟偏振激光雷达后向散射去极化率的详细过程,给出了 $0.532\ \mu\text{m}$ 激光作为光源入射时,典型水云的后向散射Muller矩阵二维分布图,以及水平线偏振、垂直线偏振、 $+45^\circ$ 线偏振和右旋圆偏振光入射时,后向散射的Stokes矢量的二维分布图,最后给出了去极化率和极化率随激光雷达接收视场角以及穿透深度的变化。从数据结果可以看出,接收视场角越大,多次散射的影响越大。给出的蒙特卡罗模拟方法对利用激光雷达遥感反演水云和球形气溶胶的特性具有重要的应用价值。

关键词 大气光学; 激光雷达; 水云; 蒙特卡罗方法; 多次散射

中图分类号 O436

文献标识码 A

doi: 10.3788/CJL201542.1113005

Monte Carlo Simulation of Polarization Lidar Multiple Scattering Depolarization by Water Cloud

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 polarization lidar returns exist a depolarization signal in liquid water clouds due to the occurrence of multiple scattering when the optical and microphysical characteristics of liquid water clouds are detected by lidar. The detailed process of semi-analytic Monte Carlo simulation is given to study the backscattering depolarization of polarization lidar. The backscattering Muller matrix 2D images are given for the liquid water clouds with the laser at $0.532\ \mu\text{m}$ as the light source. The 2D images of backscattering Stokes parameters are given for the horizontal linear polarization, vertical linear polarization, $+45^\circ$ linear polarization and right circular polarization states of light incidence. The depolarization and the polarization ratios are given for different lidar receiver field of view angles and depth from the cloud base. From the results, it can be seen that the impact of multiple scattering increases with the increase of receiver field of view angle. The proposed Monte Carlo simulation method has great value for remote sensing of water clouds and spherical aerosol characteristics.

Key words atmospheric optics; lidar; water clouds; Monte Carlo method; multiple scattering

OCIS codes 010.3640; 010.1615; 010.5620

1 引 言

激光雷达(Lidar)具有较高的垂直分辨率和测量精度,并能在全球范围内(包括海洋和陆地上空)快速、连续、实时和长期地进行云和大气气溶胶光学性质和形态特征的探测,因此被广泛应用于云层和大气气溶胶的遥感研究^[1-6]。激光雷达遥感云的原理,是通过测量云层对激光的后向单次散射回波,求解Lidar方程进而反演粒子的参数信息。但是,激光在云层中传输时会经历多次散射,而Lidar的视场角不可能达到无限小,因此经过多次散射的光子会被散射进Lidar的接收器,这将会造成遥感反演的误差。近年来,很多激光雷达增

收稿日期: 2015-03-20; 收到修改稿日期: 2015-05-07

基金项目: 国家自然科学基金(61205191)、山东省自然科学基金(ZR2013FL023, ZR2014FL027)

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

加了偏振通道,通过分析去极化率来区分球形和非球形粒子,并试图利用其来修正多次散射的影响^[7-8]。研究表明即使是球形的水云滴在经历多次散射后也会产生非零的去极化率,因此需要从理论上研究多次散射对偏振激光雷达去极化率的影响。

蒙特卡罗方法被广泛应用于大气辐射传输中,Kattawar等^[9]首先将蒙特卡罗方法应用于偏振光的多次散射研究。研究者在利用蒙特卡罗方法研究偏振光的后向散射时,主要采用两种方式:1)跟踪光子的Stokes矢量^[10];2)跟踪光子的电场^[11],前一种方法仅处理弹性散射,后一种方法还可以处理光的相干性散射。将蒙特卡罗方法应用于Lidar的后向散射回波模拟时,由于Lidar的接收孔径非常小,而且离云层的距离很远,因此被散射进接收器的光子数非常少,模拟过程中需要大量的光子时,不利于星载雷达海量数据的处理,本文采用半解析的方法,跟踪光子的Stokes参量进行模拟,给出了详细的模拟过程和步骤。

2 模拟方法和步骤

蒙特卡罗方法是通过跟踪大量光子在介质中的随机游走,利用统计规律来得到光的散射特性。对光子进行跟踪,需要对光子随机游走的步长和散射角进行抽样,根据抽样原理,随机游走的步长 $s = -\ln \xi_1 / \sigma_{\text{ext}}$, 其中 ξ_1 为 0~1 之间的均匀随机数, σ_{ext} 为云层的消光系数。对于散射方向的抽样,偏振光与非偏振光不同,对于非偏振光蒙特卡罗模拟,散射角 α 根据单次散射相函数进行抽样,方位角在 $0 \sim 2\pi$ 之间均匀随机选取,而对于偏振光蒙特卡罗模拟,散射角和方位角的抽样需要采用拒绝性采样方法^[12]。入射偏振光的相函数根据 Stokes 参数 $S_0 = [I_0 \ Q_0 \ U_0 \ V_0]$ 可以表示为

$$P(\alpha, \beta) = P_{11}(\alpha)I_0 + P_{12}(\alpha)(Q_0 \cos 2\beta + U_0 \sin 2\beta), \quad (1)$$

式中 $P(\alpha, \beta)$ 为单次散射相函数, β 为将子午面旋转到散射面的旋转角, $P_{11}(\alpha)$ 和 $P_{12}(\alpha)$ 为单次散射相矩阵的元素,球形粒子的单次散射相矩阵可以表示为

$$P(\alpha) = \begin{bmatrix} P_{11}(\alpha) & P_{12}(\alpha) & 0 & 0 \\ P_{12}(\alpha) & P_{11}(\alpha) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & P_{33}(\alpha) & P_{34}(\alpha) \\ 0 & 0 & -P_{34}(\alpha) & P_{33}(\alpha) \end{bmatrix}, \quad (2)$$

当非偏振光入射时 $Q_0 = U_0 = 0$, 从 (1) 式可以看出, $P(\alpha, \beta) = P_{11}(\alpha)I_0$ 。

由于相函数是两个变量的函数,因此在抽样时需要同时对两个变量进行抽样,本文采用拒绝性方法进行抽样,首先从 0~1 之间产生一个均匀分布随机数 ξ_2 , 在 $0 \sim \pi$ 之间抽取均匀随机数作为散射角 α , 在 $0 \sim 2\pi$ 抽取均匀随机数作为旋转角 β , 若 $P(\alpha, \beta) \geq \xi_2$, 则 α 和 β 被接受, 若 $P(\alpha, \beta) < \xi_2$, 则重新进行抽样。

假设光子的入射方向余弦为 $(u_x, u_y, u_z) = (0, 0, 1)$, 入射 Stokes 矢量相对于主坐标系的 $X-Z$ 平面定义, 即方位角 $\phi = 0$ 的子午面, 若入射光为线性偏振光, 则 Stokes 矢量为 $S = [1 \ 1 \ 0 \ 0]$, 若入射光为圆偏振光, 则 Stokes 矢量为 $S = [1 \ 0 \ 1 \ 0]$ 。通过跟踪每一个光子的 Stokes 参量来模拟偏振光的散射特性。具体步骤如下:

1) 光子状态初始化。入射方向初始化, 偏振状态初始化。

2) 光子投射。首先抽样随机游走步长 s , 判断光子是否在云层内, 若逃出云层, 则将其记录[记录时需根据步骤 3) 中的 (8) 式进行旋转], 并重新对下一个光子进行跟踪。

3) 光子散射。若光子在云层内, 将与云滴碰撞后散射, 其能量分为两部分, 一部分按照解析概率直接散射到 Lidar 接收器上, 另一部分继续进行散射。

(a) 直接散射到 Lidar 接收器上的部分由解析概率估计得到, 这个散射过程需要经过 3 次旋转 4 个步骤完成, 用图 1 和图 2 从不同的角度来描述整个旋转过程, 假设图 2 中的坐标原点为接收器的中心。为了减少不必要的参量以求书写简化, 图中的 Stokes 参量同时代表光子散射方向。

第一步, 将 Stokes 参量(即图 1 和图 2 中矢量 S_i) 由它所在的子午面(图 1 中的 OAZ) 旋转到散射面上(即图 1 中的 OAB 平面)。其旋转角度 i_1 可以根据球面几何学推导得到^[13]:

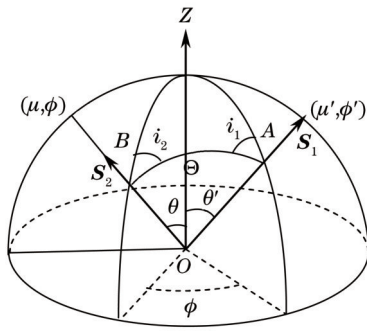


图1 子午平面几何图

Fig.1 Meridian plane geometry

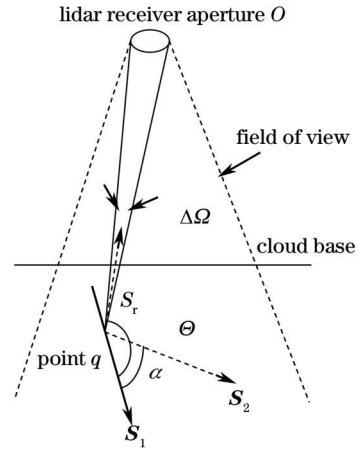


图2 激光雷达接收几何图

Fig.2 Lidar receiver geometric model

$$\cos i_1 = \frac{-\mu + \mu' \cos \Theta}{\pm(1 - \cos^2 \Theta)^{1/2} (1 - \mu'^2)^{1/2}}, \quad (3)$$

式中 μ' 为光子原散射方向 S_1 的方向余弦, μ 为碰撞点 q 指向 Lidar 接收器 O 的方向余弦(图 2 中的 S_r 方向), Θ 为散射角。当矢量 S_r 和 S_1 的方位角之差, $0 < \varphi - \varphi' < \pi$ 时(3)式为负, $\pi < \varphi - \varphi' < 2\pi$ 时(3)式为正。

旋转后的 Stokes 参量 $S'_1 = R(-i_1)S_1$, 其中 $R(-i_1)$ 为旋转矩阵, 定义为

$$R(-i_1) = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 2i_1 & \sin 2i_1 & 0 \\ 0 & -\sin 2i_1 & \cos 2i_1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}. \quad (4)$$

第二步, 在散射面上完成散射过程。由于 Muller 矩阵是在散射面得到的, 因此在散射面上完成散射的 Stokes 参量可以表示为

$$S_1^* = P(\alpha)S'_1. \quad (5)$$

第三步, 将 Stokes 参量由散射面旋转至新的子午面 OBZ 。旋转角度仍然由球面几何学得到:

$$\cos i_2 = \frac{-\mu' + \mu \cos \Theta}{\pm(1 - \cos^2 \Theta)^{1/2} (1 - \mu'^2)^{1/2}}, \quad (6)$$

式中 μ , μ' , Θ 以及 \pm 的定义与(3)式相同。得到新的 Stokes 参量为

$$S_2 = R(\pi - i_2)S_1^*. \quad (7)$$

由于(3)式和(6)式分母为 0 时会出现奇值, 因此需要加以限制。当 $\sin \Theta = 0$ 时, $\cos i_1 = 1$, $\cos i_2 = 1$; 当 $\mu = \pm 1$ 时, $\cos i_1 = -\mu' \cos(\phi - \phi')$, $\cos i_2 = \mu'$; 当 $\mu' = \pm 1$ 时, $\cos i_2 = -\mu \cos(\phi - \phi')$, $\cos i_1 = \mu$ 。

第四步, 将散射到 Lidar 接收器的光子能量旋转至接收器所在子午面, 即 XZ 平面。第三步时虽然已经将部分光子能量散射回了接收器, 但是由于接收器位于 $\phi = 0$ 的子午面, 且偏振状态以此平面为参照, 因此需要进行最后一步旋转, 旋转角为

$$\chi = \tan^{-1} \left(\frac{\mu_y}{\mu_x} \right), \quad (8)$$

式中 μ_y 和 μ_x 为 S_r 的方向余弦。因此接收器最终接收到的 Stokes 参量为

$$S_r = \begin{cases} R(\chi)S_2 \Delta\Omega \exp(-\sigma_{\text{ext}}L) & \text{if } (-\mathbf{n}_z \cdot \mathbf{n}_n) \geq \cos \psi \\ 0 & \text{if } (-\mathbf{n}_z \cdot \mathbf{n}_n) < \cos \psi \end{cases}, \quad (9)$$

式中 $\Delta\Omega$ 为从碰撞点 q 到接收器的立体角, L 为从碰撞点到接收器路线上光子在云层中经过的距离, ψ 为 Lidar 的接收视场半角。

(b) 光子的另一部分能量(即除了直接散射回接收器的部分和被云层吸收的部分)将与粒子碰撞后发生散射, 这一部分能量需要首先进行随机游走步长抽样, 然后利用相函数(1)式进行散射方向抽样, 进而判断是否

逃出或者能量小于阈值,若逃出则回到步骤 2),若能量小于阈值则直接回到步骤 1)。这个散射过程仍然需要经历步骤(a)提到的前 2 次旋转,即前 3 个步骤,散射后的光子 Stokes 参量为

$$S_s = \mathbf{R}(\pi - i_2)\mathbf{P}(\alpha)\mathbf{R}(-i_1)S_1, \quad (10)$$

式中 α 为根据相函数(1)式抽样得到的散射角, $\mathbf{R}(-i_1)$ 和 $\mathbf{R}(\pi - i_1)$ 的定义与(4)式相同。(3)式和(6)式中的 Θ 替换为 α , μ' 仍为入射方向余弦, μ 为新的散射方向余弦,其与 α , β 以及 μ' 的关系为

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

$$\mu_y = \frac{1}{\sqrt{1-\mu_z'^2}} \sin \alpha (\mu'_x \mu'_z \cos \beta - \mu'_x \sin \beta) + \mu'_y \cos \alpha, \quad (12)$$

$$\mu_z = \frac{1}{\sqrt{1-\mu_z'^2}} \sin \alpha \cos \beta (\mu'_y \mu'_z \cos \beta - \mu'_z \sin \beta) + \mu'_z \cos \alpha. \quad (13)$$

如果 $|\mu_z'| \approx 1$,

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

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

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

4) 终止。步骤(a)和(b)一直持续到光子逃出云层,或者能量小于阈值,则进行下一个光子跟踪。

3 数值结果

在利用蒙特卡罗方法模拟激光雷达的后向散射回波之前,需要首先计算云层的光学特性,采用的激光雷达波长为 $0.532 \mu\text{m}$,与 Calipso 卫星的偏振观测通道相同^[4],忽略激光的发散散斑影响,激光雷达与云层的距离为 1000 m,假设云层的云滴尺寸分布为伽马分布,即

$$n(r) = N_0 r^\mu \exp\left(-\mu \frac{r}{a_0}\right), \quad (17)$$

式中 N_0 为归一化常数,定义为 $N_0 = \frac{\mu^{\mu+1}}{\Gamma(\mu+1)a_0^{\mu+1}}$,其中 $\Gamma(x)$ 为伽马函数, μ 为分布形状参数, a_0 为模半径,

其取值根据 Deirmendjian 的 C1 模式得出,即 $a_0 = 4 \mu\text{m}$, $\mu = 6$ 。云层的光学特性由 Mie 理论计算,图 3 给出了单次散射相矩阵的 4 个独立元素 P_{11} , P_{12}/P_{11} , P_{33}/P_{11} , P_{34}/P_{11} 随散射角 α 的变化曲线,从单次散射相函数曲线可以看出,其具有很强的前向散射特性,因此在蒙特卡罗方法中对散射角抽样时,大部分光子将沿前向小角度散射,且根据已有的研究,尺寸参数越大,前向性越强;从另外几个元素可以看出,其随散射角度的变化具有一定的波动性,这些特征与粒子微物理特性有关,并将被多次散射所改变,所以需要首先研究多次散射发生后偏振特征的变化规律,进而结合雷达遥感来反演粒子的微物理特性。

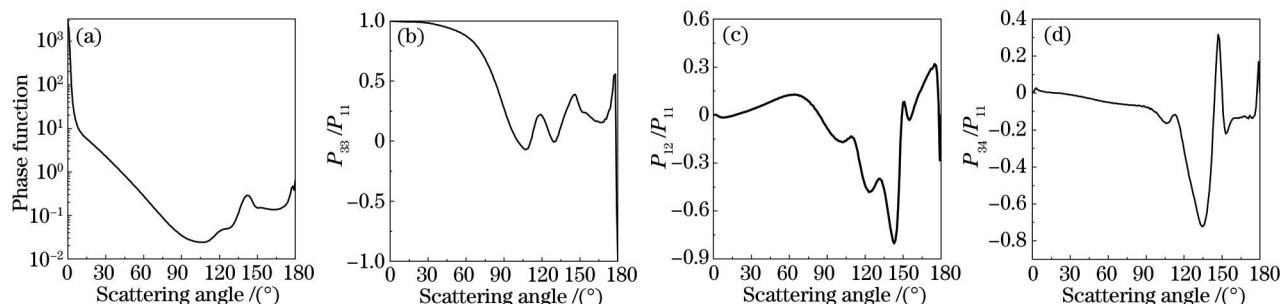


图 3 单次散射相矩阵随散射角的变化曲线

Fig.3 Single scattering phase matrix varying with scattering angles

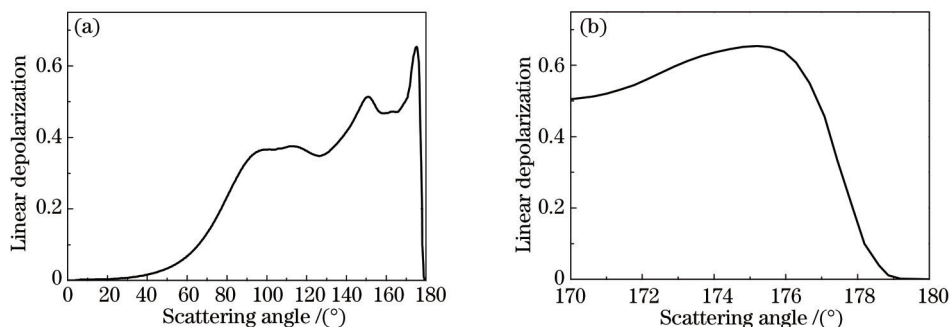


图4 水云的单次散射线性去极化率

Fig.4 Single scattering linear depolarization ratio for water cloud

图4给出了云滴的单次散射去极化率随散射角的变化曲线,为了更清楚地说明后向线性去极化的特点,将170°~180°单独示于图4(b),单次散射去极化率的定义为

$$\Delta = \frac{F_2 \cos^2 \Theta + F_1 - 2F_3 \cos \Theta}{3F_2 \cos^2 \Theta + 3F_1 + 2F_3 \cos \Theta}, \quad (18)$$

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4可以看出,在后向180°处,水云的单次散射去极化率为0,这是因为水云滴的形状为球形,从(18)式可以看出, $\Delta = 0$;但是在后向偏离180°的一些角度,其去极化率较大,在176°~180°的范围内,单次散射去极化率从0骤增到了60%,当光子经历多次散射后,结合图3相函数图线可以推断出,大部分光子将按照前向小角度进行散射,但是从图4可以推断出,即使在很小的角度范围内也会造成去极化的发生。

图5给出了水平线极化(H),垂直线极化(V),右旋圆极化(R)和+45°线极化(P)入射光入射时,后向散射的 Stokes 矢量随 XY 平面的二维分布图,后向散射 Muller 矩阵可以由 H、P、R 和 V 极化入射时得到的后向散射 Stokes 矢量 (S_{OH} , S_{OP} , S_{OR} , S_{OV}) 得到^[14]:

$$\mathbf{M} = \frac{1}{2} [S_{OH} + S_{OV}, S_{OH} - S_{OV}, 2S_{OP} - (S_{OH} + S_{OV}), 2S_{OR} - (S_{OH} + S_{OV})], \quad (19)$$

式中下标 O 代表反射回来的回波,同时,也可以根据 Muller 矩阵得到 Stokes 矢量^[15]:

$$S_{OH} = \mathbf{M} S_{iH} = \mathbf{M}_0 + \mathbf{M}_1, \quad (20)$$

$$S_{OV} = \mathbf{M} S_{iV} = \mathbf{M}_0 - \mathbf{M}_1, \quad (21)$$

$$S_{OP} = \mathbf{M} S_{iP} = \mathbf{M}_0 + \mathbf{M}_2, \quad (22)$$

$$S_{OR} = \mathbf{M} S_{iR} = \mathbf{M}_0 + \mathbf{M}_3, \quad (23)$$

(19)~(22)式中的下标 i 代表入射。

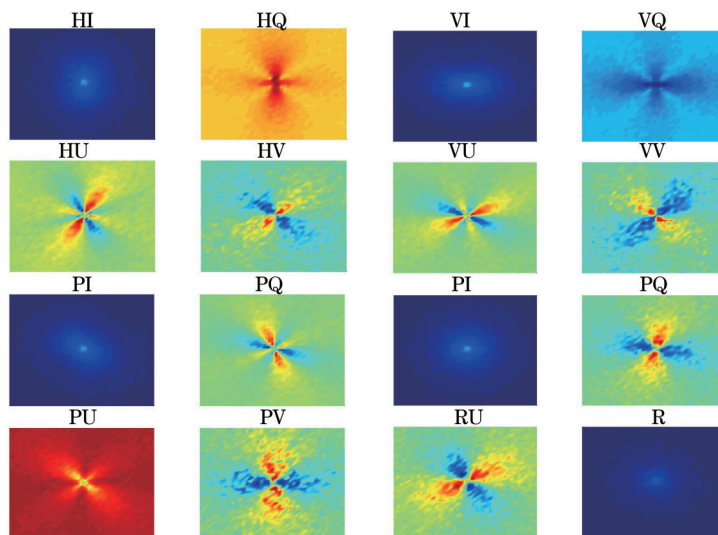


图5 水云后向散射 Stokes 矢量二维分布

Fig.5 2D distribution of the light backscattering Stokes parameters from water cloud

图6给出了Muller矩阵的二维分布图,穆勒矩阵中的16个元素并不都是独立的,事实上仅有7个独立元素,即 $S_{11}, S_{12}, S_{14}, S_{22}, S_{23}, S_{24}, S_{44}$, 另外的9个元素可以由这7个元素得到,即

$$S_{13} = S_{12} \left(\varphi + \frac{\pi}{4} \right), S_{21} = S_{12}, S_{31} = S_{12} \left(\varphi - \frac{\pi}{4} \right), S_{32} = S_{23} \left(\varphi \pm \frac{\pi}{4} \right),$$

$$S_{33} = -S_{22} \left(\varphi \pm \frac{\pi}{4} \right), S_{34} = S_{24} \left(\varphi - \frac{\pi}{4} \right), S_{41} = S_{14}, S_{42} = S_{24}, S_{43} = S_{24} \left(\varphi + \frac{\pi}{4} \right). \quad (24)$$

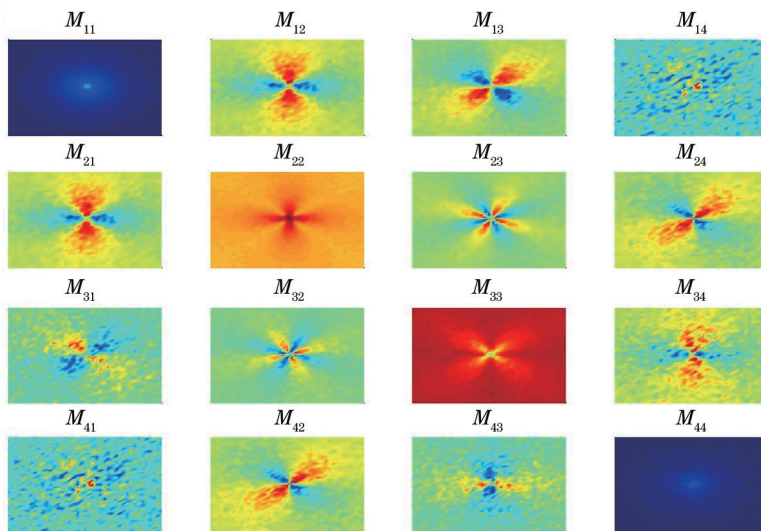


图6 水云后向散射穆勒矩阵二维分布

Fig.6 2D distribution of the light backscattering Muller matrix from water cloud

图7给出了水平线极化波入射时,雷达回波的去极化率随穿透深度的变化,去极化率根据雷达后向散射回波的Stokes参量 $[I_r, Q_r, U_r, V_r]$ 定义为^[16]

$$\delta = \frac{I_r - Q_r}{I_r + Q_r} \times 100\%, \quad (25)$$

取云层光学厚度为4,消光系数为 0.0175 m^{-1} ,激光雷达视场半角(HFOV)分别为1,3,5,10 mrad,从图中可以看出,随着视场角的增大,激光雷达的去极化率增大。

图8给出了雷达回波极化度随穿透深度的变化曲线,计算条件如图7所示,极化度定义为

$$\eta = \frac{Q_r}{I_r} \times 100\%. \quad (26)$$

从图中可以看出,视场角越小,极化度越接近100%,即水平线极化分量越大,但是随着视场角的增大,多次散射回波增强,垂直极化分量增大,因此极化度降低。

影响激光雷达探测云层去极化率的因素很多,对于确定的云层和激光雷达波长来说,去极化率的大小除了与雷达的接收视场角有关外,还与雷达与云层之间的距离有关系,两者之间的距离越大,视场角内的云

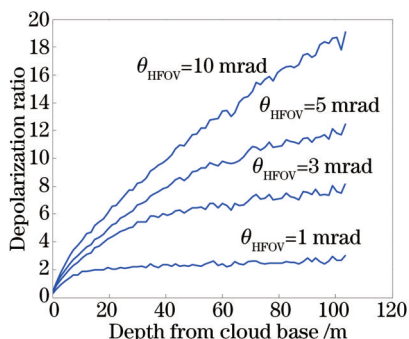


图7 水云后向散射线性去极化率随穿透深度变化曲线
Fig.7 Linear depolarization ratio varying with depth for light backscattering by water cloud

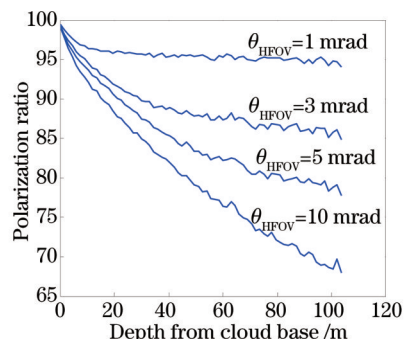


图8 水云后向散射极化率随穿透深度变化曲线
Fig.8 Polarization ratio varying with depth for light backscattering by water cloud

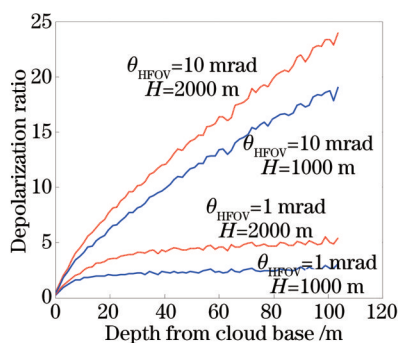


图9 水云后向散射去极化率随穿透深度和雷达与云层之间距离的变化曲线

Fig.9 Depolarization ratio varying with depth and distance between lidar and cloud for light backscattering by water cloud

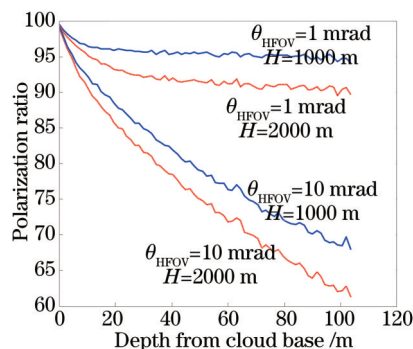


图10 水云后向散射极化率随穿透深度和雷达与云层之间距离的变化曲线

Fig.10 Polarization ratio varying with depth and distance between lidar and cloud for light backscattering by water cloud

层范围越大,被望远镜接收到的多次散射光子就越多,因此其去极化率更大,图9和图10比较了两者之间的距离分别为1000 m和2000 m时,极化率和去极化率随穿透深度的变化,从图中可以看出,两者之间的距离为2000 m时,云层的去极化率更高,极化率也更偏离100%。

4 结 论

给出了用于模拟偏振激光雷达遥感反演水云特性的半解析蒙特卡罗方法,详细给出了模拟过程和步骤,利用该方法计算了水云的后向散射Muller矩阵,以及不同偏振激光入射时后向散射的Stokes参量,计算了水云后向散射去极化率随观测视场角、穿透深度以及激光雷达与云层之间距离的变化。云层和气溶胶中存在非球形粒子,其偏振散射特性与球形粒子的偏振特性有很大不同,通过遥感其去极化率特征,可以对其进行区分,另外,利用该研究方法,通过大量的数值实验,探寻多次散射与去极化率的关系,将极化信息引入到雷达方程,修正云层对激光的多次散射,可以实现对云层和气溶胶消光系数以及粒径等的遥感反演。

参 考 文 献

- 1 Liu Cong, Su Lin, Zhang Chaoyang, *et al.*. Comparative analysis of vertical distribution of aerosols by using spaceborne lidar[J]. Chinese J Lasers, 2015, 42(4): 0413001.
刘 聪, 苏 林, 张朝阳, 等. 星载激光雷达对气溶胶垂直分布的对比分析[J]. 中国激光, 2015, 42(4): 0413001.
- 2 Meng Xiangqian, Hu Shunxing, Wang Zhenzhu, *et al.*. Vertical distribution of aerosol extinction coefficient detection in boundary layer using CCD lidar[J]. Acta Optica Sinica, 2013, 33(8): 0801003.
孟祥谦, 胡顺星, 王珍珠, 等. CCD激光雷达探测边界层气溶胶消光系数垂直分布[J]. 光学学报, 2013, 33(8): 0801003.
- 3 Zhang Zhaoyang, Su Lin, Chen Liangfu. Retrieval and analysis of aerosol lidar ratio at several typical regions in China[J]. Chinese J Lasers, 2013, 40(5): 0513002.
张朝阳, 苏 林, 陈良富. 中国典型地区气溶胶激光雷达比反演与分析[J]. 中国激光, 2013, 40(5): 0513002.
- 4 Wang Huanxue, Liu Jianguo, Zhang Tianshu, *et al.*. An empirical mode decomposition algorithm based on cross validation and its application to lidar return signal de-noising[J]. Chinese J Lasers, 2014, 41(10): 1014001.
王欢雪, 刘建国, 张天舒, 等. 一种基于交叉验证和经验模态分解的滤波算法及其在激光雷达回波信号降噪处理中的应用[J]. 中国激光, 2014, 41(10): 1014001.
- 5 Huang Chaojun, Wu Zhensen, Liu Yafeng, *et al.*. Numerical calculation of optical properties of multi-particle size aerosol aggregate particles[J]. Acta Optica Sinica, 2013, 33(6): 0601004.
黄朝军, 吴振森, 刘亚锋, 等. 多粒径气溶胶凝聚粒子光学特性的数值计算[J]. 光学学报, 2013, 33(6): 0601004.
- 6 Yu Zhenzhen, Hou Xia, Zhou Cuiyun. Progress and current state of space-borne laser altimetry[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2013, 50(2): 020006.
于真真, 侯 霞, 周翠芸. 星载激光测高技术发展现状[J]. 激光与光电子学进展, 2013, 50(2): 020006.
- 7 Donovan D P, Baltink H K, Henzing J S, *et al.*. A depolarisation lidar-based method for the determination of liquid-cloud microphysical properties[J]. Atmospheric Measurement Techniques, 2015, 8(1): 237-266.

- 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 Kattawar G W, Plass G N. Radiance and polarization of multiple scattered light from haze and clouds[J]. *Applied Optics*, 1968, 7(8): 1519–1527.
- 10 Ramella-Roman J, Prahla S, Jacques S. Three Monte Carlo programs of polarized light transport into scattering media: Part I[J]. *Optics Express*, 2005, 13(12): 4420–4438.
- 11 Xu M. Electric field Monte Carlo simulation of polarized light propagation in turbid media[J]. *Optics Express*, 2004, 12(26): 6530–6539.
- 12 Raković M J, Kattawar G W, Mehrübeoğlu M, *et al.*. Light backscattering polarization patterns from turbid media: Theory and experiment [J]. *Applied Optics*, 1999, 38(15): 3399–3408.
- 13 Hovenier J W. Symmetry relationships for scattering of polarized light in a slab of randomly oriented particles[J]. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 1969, 26(3): 488–499.
- 14 Winker D M, Pelon J R, McCormick M P. The CALIPSO mission: Spaceborne lidar for observation of aerosols and clouds[C]. *SPIE*, 2003, 4893: 1–11.
- 15 Jiao S, Yao G, Wang L V. Depth-resolved two-dimensional Stokes vectors of backscattered light and Mueller matrices of biological tissue measured with optical coherence tomography[J]. *Applied Optics*, 2000, 39(34): 6318–6324.
- 16 Kim D, Lee J. Measuring cloud droplet effective radius and liquid water content using changes in degree of linear polarization along cloud depth[J]. *Optics Letters*, 2014, 39(12): 3378–3381.

栏目编辑: 吴秀娟