

高斯光束在双层云中传输的蒙特卡罗模拟

孙贤明 肖赛 王海华 万隆 申晋

Transportation of Gaussian light beam in two-layer clouds by Monte Carlo simulation

Sun Xian-Ming Xiao Sai Wang Hai-Hua Wan Long Shen Jin

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 184204 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.184204

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.184204>

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

金属粒子阵列共振的偏振特性研究

Polarization characteristics of the lattice resonance of metal nanoparticle array

物理学报.2015, 64(16): 164202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.164202>

Bessel 光束经椭圆环形孔径后的衍射光场

Diffraction optical field of the Bessel beam through elliptical annular aperture

物理学报.2015, 64(12): 124201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.124201>

大散射角散斑场中有关相位奇异新特性的研究

New features of the speckle phase singularity produced in large angle scattering

物理学报.2015, 64(8): 084210 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.084210>

利用近前向散射图样识别单粒子形状的理论研究

Shape classification of single aerosol particle using near-forward optical scattering patterns calculation

物理学报.2015, 64(5): 054202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.054202>

连续相位板面形的随机特性研究

Surface stochastic characteristics of continuous phase plate

物理学报.2014, 63(16): 164203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.164203>

高斯光束在双层云中传输的蒙特卡罗模拟*

孙贤明[†] 肖赛 王海华 万隆 申晋

(山东理工大学电气与电子工程学院, 淄博 255049)

(2015年2月10日收到; 2015年5月7日收到修改稿)

基于辐射传输理论, 利用蒙特卡罗方法模拟了无限窄(冲击函数)准直光束入射到典型水云以及冰水双层云时的后向散射特性, 进而将得到的冲击响应与高斯光束卷积, 得到高斯光束在云层中传输的多次散射特性. 文中给出了两种波束入射时水云以及冰水双层云的反射函数随径向 r 和天顶角 α 的变化关系, 并给出了光强在云层内部的二维分布图. 计算结果表明, 高斯光束入射时, 云层反射函数的特点与无限窄准直光束入射时有较大区别. 因此在利用激光雷达进行云层探测时需要考虑激光的散斑, 文中的方法可以为此提供理论依据.

关键词: 光散射, 云层, 蒙特卡罗, 高斯光束

PACS: 42.25.Fx, 42.25.Bs

DOI: 10.7498/aps.64.184204

1 引言

自然界中存在各种形状的气溶胶粒子, 研究者对各种形状的粒子对高斯光束的散射进行了细致而详尽的研究^[1,2], 但研究有形光束(如高斯光束)对离散随机介质的散射较少. 蒙特卡罗方法是一种随机统计方法, 被广泛应用于很多领域^[3], 其中在随机介质的多次散射应用方面, 已有的研究主要针对平面波入射, 且离散随机介质的模型通常是按照固定位置确立的^[4]. 而在实际应用过程中, 激光束都有一定形状和尺寸, 例如利用激光雷达对云层和气溶胶的微观特性进行探测, 通常需要考虑激光束的散斑. 若利用传统的蒙特卡罗模拟方法, 有形光束的模拟相比于平面波和无限窄波束需要更多的光子, 这将很大程度上影响计算的效率. 而对于星载激光雷达的海量数据处理来说, 这将极大地影响处理的效率.

对于激光在云层中传输的多次散射问题, 通常不考虑光的相干性, 即按照弹性碰撞来处理, 这样可以将云层看作线性和不变的介质. 线性指的是如果入射的无限窄光束乘上一个因子, 则响应函数

(如反射函数、透射函数、内部光强分布函数等)将被乘以相同的因子; 不变指的是当激光束的入射点发生水平位移后, 响应函数也会发生相同的水平位置偏移. 在这种假设下, 可以将入射的无限窄冲击光束产生的响应看作是云层的格林函数, 而高斯光束的响应则可看作是格林函数和高斯光束的卷积. 本文利用此方法研究高斯形激光束在多层云中传输的反射特性.

2 蒙特卡罗模拟云层对无限窄准直光束的散射

首先研究无限窄准直光束垂直入射到云层后的散射特性. 假设云层为平面平行层. 当光子入射到云层后, 需要对其自由行走的轨迹进行跟踪, 这需要对其每次游走的步长和散射的方向进行抽样. 根据传统的蒙特卡罗方法, 光子每次游走的步长 $s = -\ln(\xi_1)/\sigma_{\text{ext}}$, 其中 s 为步长, ξ_1 为0到1之间的均匀分布随机数, σ_{ext} 为云层的消光系数. 光子一旦开始游走, 就会与云滴进行碰撞, 需要对每次碰撞后散射的新方向进行抽样, 即对方位角 ψ 和散

* 国家自然科学基金(批准号: 61205191)和山东省自然科学基金(批准号: ZR2013FL023, ZR2014FL027)资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: xmsunsdut@163.com

射角 θ 进行抽样. 由于云层被假设为平面平行的各向同性层, 因此方位角的抽样为 $\psi = 2\pi\xi_2$, 对散射角 θ 的抽样, 需要对云层的单次散射相函数进行抽样. 不同于很多研究者采用的 H-G 相函数抽样 [5], 本文利用云层的真实相函数进行抽样, 利用 Mie 理论计算水云的相函数, 利用几何光学方法计算冰云的相函数, 冰云的粒子形状假设为盘状, 图 1 给出了尺寸参数为的水云滴 $6\ \mu\text{m}$ 和 $40\ \mu\text{m}$ 的冰云滴的相函数. 云滴的尺寸分布为伽马分布 [6], 即

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

其中, const 为归一化常数,

$$a = r_{\text{ef}} = \frac{\langle r^3 \rangle}{\langle r^2 \rangle},$$

$$b = v_{\text{ef}} = \frac{\langle (r^2 - rr_{\text{ef}})^2 \rangle}{r_{\text{ef}}^2 \langle r^2 \rangle}$$

为有效半径和有效方差. 冰云滴的半径根据与截面积相同的球形粒子半径确定, 入射波长为 $0.532\ \mu\text{m}$, 本文所计算结果均采用以上取值.

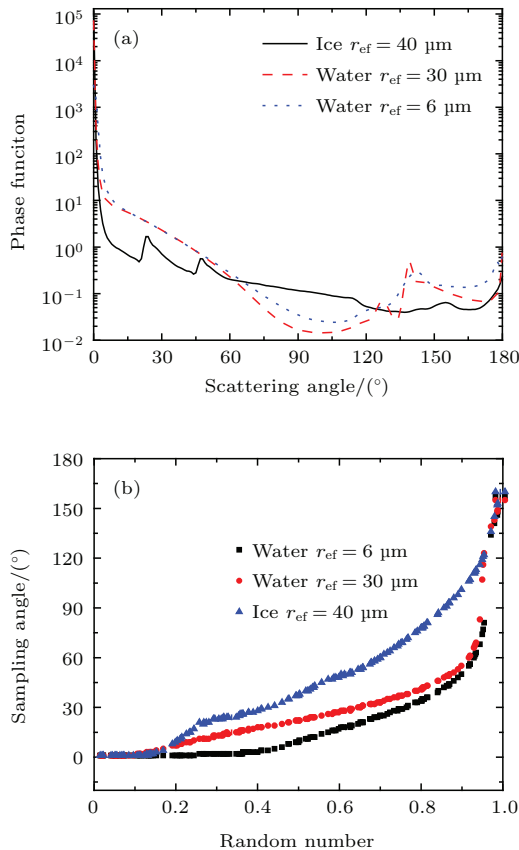


图 1 (网刊彩色) (a) 水云和冰云的单次散射相函数; (b) 根据三种相函数的随机数抽样

Fig. 1. (color online) (a) Single scattering phase function for water cloud and ice clouds; (b) Random sampling base on three phase function.

我们分别计算了纯水云以及由水和冰组成的双层云对无限窄准直激光束的后向散射特性. 为了能够清楚地反映云层对激光的反射特性, 分别给出了反射强度随观测角 α 和径向距离 (与无限窄准直激光束中心线的距离) r 的变化曲线; 为了能够更好地观察云层对激光的吸收特性, 给出了云层内部的二维光强分布. 在模拟过程中, 我们将云层分为若干“格”, 这些“格”分别按照沿 z (光束入射方向)、径向 r 和观测天顶角 α 排列.

在研究激光在多层云中传输时, 由于每一层的物理特性和光学特性不同, 因此当光子从一层穿越到另一层时, 需要将随机游走的步长进行调整, 从而使 $-\ln(\xi_1) = \sigma_{\text{ext}1}s_1 + \sigma_{\text{ext}2}s_2$, 另外当光子进入新的一层后, 需要根据新的云层特性对其散射角抽样 [7,8].

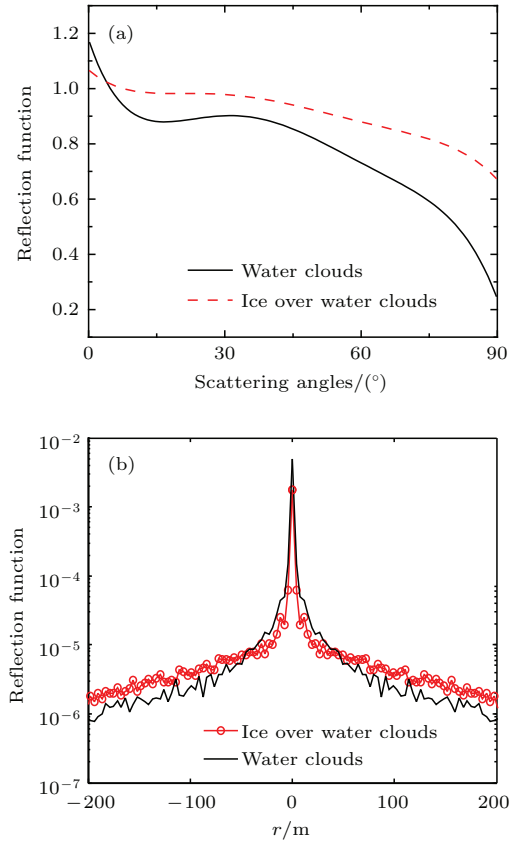


图 2 (网刊彩色) (a) 反射函数随 α 的变化; (b) 反射函数随 r 的变化

Fig. 2. (color online) (a) Reflection function varying with scattering angles α ; (b) reflection function varying with r .

图 2 分别给出了无限窄准直激光束入射到水云以及冰云叠加于水云两种情况的反射函数. 图 2(a) 为反射函数随天顶角 α 的变化曲线, 为了便于与文献数据比较, 此反射函数采用反射光强与朗

伯面反射光强的比值; 图 2 (b) 为反射函数随径向 r 的变化曲线. 水云层厚度为 1000 m, 冰云层厚度为 100 m, 水云层消光系数为 0.05 m^{-1} , 冰云的消光系数取为 0.01 m^{-1} . 从图 2 (a) 可以看出, 双层云的反射函数整体上大于纯水云的反射函数, 这是由于双层云的厚度更大. 但是在散射角较小时, 双层云的反射函数比水云的反射略小. 这是因为双层云的上层为冰云, 由于其尺寸较大, 从图 1 (a) 的相函数可知, 其单次散射相函数前向性更强, 而后向性相比水云略小, 因此对于双层云来说, 更多的光子传入云层内部, 而后向 (即对应于反射函数中较小的角度) 相对较少. 另外, 双层云的反射函数相比水云更为平滑. 从图 2 (b) 可以看出, 在靠近入射点的区域 (即 r 较小的区域) 内, 水云的反射函数更大, 而远离入射点的区域, 则双层云的反射函数更大. 这是因为上层冰云的粒子有效半径大, 其单次散射相函数前向性更强, 因此光子更多地被散射到了云层内部, 水云的总反射率为 0.81, 冰水云的总反射率为 0.92.

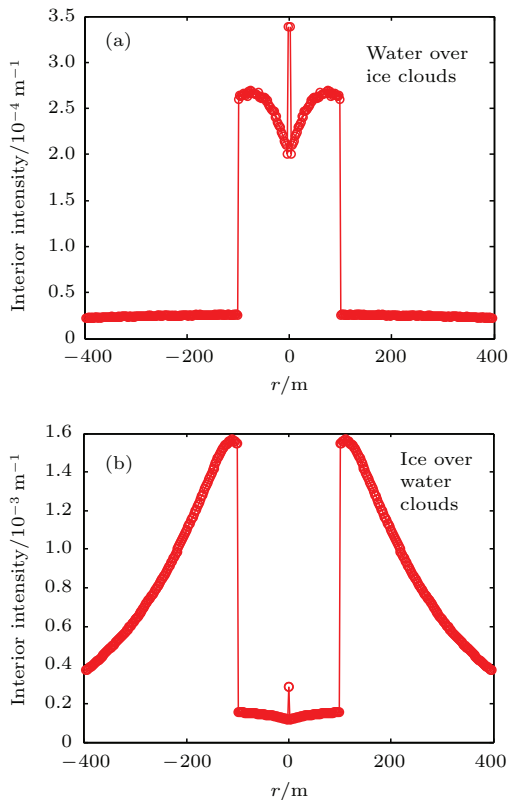


图 3 (a) 水云覆盖冰云的内部光强随 r 的变化; (b) 冰云覆盖水云的内部光强随 r 的变化

Fig. 3. (a) Inner light intensity distribution of water clouds over ice clouds varying with the radial length r ; (b) inner light intensity distribution of ice clouds over water clouds varying with the radial length r .

图 3 和图 4 分别给出了水云 (过冷水) 覆盖冰云以及冰云覆盖水云时, 云层内部场强的分布图, 图 3 为光强随径向 r 的分布曲线, 图 4 光强为随 r 和 z 的二维分布, 上层云层的厚度统一取为 100 m, 下层为 1000 m. 从图中可以看出, 水云的消光更强.

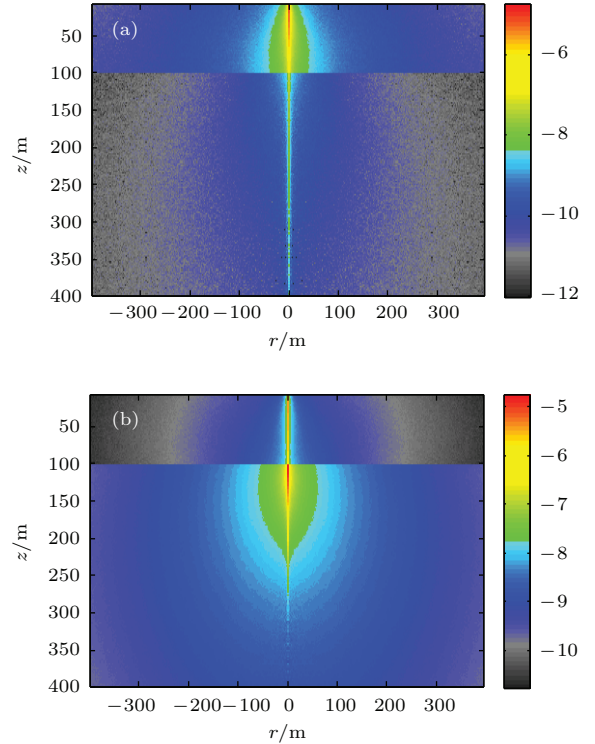


图 4 (网刊彩色) (a) 水云覆盖冰云的内部光强二维分布; (b) 冰云覆盖水云的内部光强二维分布

Fig. 4. (color online) (a) Interior light intensity 2D distribution of water clouds over ice clouds; (b) interior light intensity 2D distribution of ice clouds over water clouds.

3 蒙特卡罗模拟高斯光束入射到云层的散射

在计算高斯光束入射的情况时, 我们不采用传统的蒙特卡罗方法模拟, 而是采用将云层的冲击响应和高斯光束进行卷积的方法^[9]. 高斯光束为轴对称光束, 我们假设高斯光束的中心轴和全局坐标系的 z 轴重合. 如果将云层看作一个线性不变系统, 激光束作为输入, 则反射函数、内部场强分布等可以看作是系统的响应 $R(x, y, z)$. 当以高斯光束入射时, 系统的响应为

$$R(x, y, z) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} G(x - x', y - y', z) \times S(x', y') dx' dy', \quad (2)$$

其中, $G(x - x', y - y', z)$ 为无限窄准直的光束的响应函数, 即系统的格林函数. 由于云层为各向同性的平面平行层, 因此格林函数具有轴对称性, 且为观测点与源点之间距离的函数, 可将其变形为 $G(\sqrt{(x - x')^2 + (y - y')^2}, z)$, $S(x', y')$ 为高斯光束的廓线函数, 因其具有轴对称性, 也可表示为 $S(\sqrt{x'^2 + y'^2})$, 即仅为源点与轴中心的距离的函数. 进而 (2) 式可以表示为

$$R(x, y, z) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} G(\sqrt{(x - x')^2 + (y - y')^2}, z) \times S(\sqrt{x'^2 + y'^2}) dx' dy'. \quad (3)$$

通过变量变形, $x'' = x - x', y'' = y - y'$, 得

$$R(x, y, z) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} G(x'', y'', z) \times S(x - x'', y - y'') dx'' dy''. \quad (4)$$

由于系统和光束的对称性, 因此响应函数也具有对称性, 可以表示为

$$R(r, z) = \int_0^{\infty} S(r') r' \times \left[\int_0^{2\pi} G(\sqrt{r^2 + r'^2 - 2rr' \cos \theta'}, z) d\theta' \right] dr', \quad (5)$$

$$R(r, z) = \int_0^{\infty} G(r'', z) r'' \times \left[\int_0^{2\pi} S(\sqrt{r^2 + r''^2 - 2rr'' \cos \theta''}) d\theta'' \right] dr''. \quad (6)$$

高斯光束的波形函数可以表示为

$$S(r') = S_0 \exp \left[-2 \left(\frac{r'}{R} \right)^2 \right], \quad (7)$$

其中 S_0 为激光束中心点的光强, 其与激光总功率 P 的关系为 $S_0 = \frac{2P}{\pi R^2}$, R 为激光的 $1/e^2$ 能量半径.

将 (7) 式代入 (6) 式

$$R(r, z) = S(r) \int_0^{\infty} G(r'', z) \exp \left[\left(-2 \frac{r''}{R} \right)^2 \right] \times \left[\int_0^{2\pi} \exp \left(\frac{4rr'' \cos \theta''}{R^2} \right) d\theta'' \right] r'' dr''. \quad (8)$$

整理得

$$R(r, z)$$

$$= S(r) \int_0^{\infty} G(r'', z) \exp \left[\left(-2 \frac{r''}{R} \right)^2 \right] \times I_0 \left(\frac{4rr''}{R^2} \right) 2\pi r'' dr'', \quad (9)$$

其中 I_0 为零介修正的贝塞尔函数.

由于对方程 (9) 的积分核有修正的贝塞尔函数, 其大小会随着宗量的增大而快速发散, 从而容易导致溢出, 因此需要对 (9) 式进行变形. 由于修正的贝塞尔函数对于大宗量有如下近似:

$$I_0(x) \approx \frac{\exp(x)}{\sqrt{2\pi x}}. \quad (10)$$

为此我们定义一个新函数

$$I_{e0}(x) \approx I_0(x) \exp(-x), \quad (11)$$

或者

$$I_0(x) \approx I_{e0}(x) \exp(x), \quad (12)$$

显然 $I_{e0}(x)$ 是一个收敛的函数. 将 (12) 式代入 (9) 式得

$$R(r, z) = S(r) \int_0^{\infty} G(r'', z) \exp \left[-2 \left(\frac{r'' - r}{R} \right)^2 \right] \times I_{0e} \left(\frac{4\pi r r''}{R^2} \right) 2\pi r'' dr''. \quad (13)$$

(13) 式的积分上限为无穷大, 在实际编程过程中需要对其进行截断. 我们注意到积分项中有 $\exp \left[-2 \left(\frac{r'' - r}{R} \right)^2 \right]$, 为负指数函数, 其收敛速度很快, 当 $|r'' - r| = 4R$ 时, 负指数项 $\exp \left[-2 \left(\frac{r'' - r}{R} \right)^2 \right]$ 的值约为 10^{-14} , 因此本文采用的积分限取值范围为 $r - 4R \leq r'' \leq r + 4R$.

图 5 给出了高斯光束入射到纯水云和双层云的反射光强随径向 r 的分布函数, 入射的高斯光束能量为 1 J, 激光能量的 $1/e^2$ 半径分别为 4, 8 和 16 m. 从图 5 中可以看出, 反射的光强随径向的分布与无限窄准直光束入射时形状不同 (如图 2 (b)), 且反射光斑大小与入射光斑大小成正比, 反射光强大小与入射光斑大小成反比. 比较图 5 (a) 和图 5 (b) 可以看出, 在靠近 $r = 0$ 的位置, 水云的反射强度大于冰水云的反射强度, 原因类似于图 2 (b).

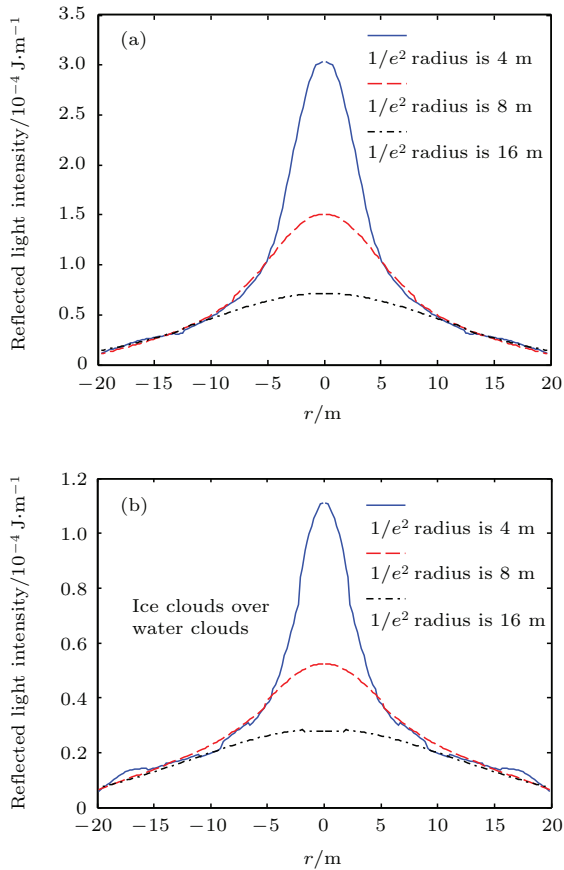


图5 (网刊彩色) (a) 水云对高斯光束的反射函数; (b) 冰云覆盖水云对高斯光束的反射函数
 Fig. 5. (color online) (a) Reflection of water clouds by Gaussian beam; (b) reflection of ice clouds over water clouds by Gaussian beam.

4 结 论

根据 Mie 和几何光学方法分别计算得到球形水滴和盘状冰晶的单次散射相函数, 并将其用于蒙特卡罗模拟过程中的散射方向抽样, 利用蒙特卡罗

方法模拟了双层云对无限长准直光束的后向多次散射特性, 将计算结果作为云层的脉冲响应, 与入射的高斯光束进行卷积得到后向反射强度. 计算结果表明: 当冰云覆盖在水云上时, 由于冰云粒子半径较大, 前向散射强, 相比纯水云更多的光子被散射进了云层内部, 在靠近入射点位置, 后向散射小于纯水云, 但由于冰水云厚度更大, 因此总体反射率更高; 高斯光入射时反射函数与无限窄准直光束入射时存在较大区别, 随径向的反射强度分布仍为高斯形状, 且反射强度大小与高斯光束半径大小成反比. 从文中计算结果可以看出, 在利用激光雷达进行云层遥感时, 需要考虑激光散斑的影响.

参考文献

- [1] Ou J, Jiang Y S, Shao Y W, Qu X S, Hua H Q, Wen D H 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 114201 (in Chinese) [欧军, 江月松, 邵宇伟, 屈晓声, 华厚强, 闻东海 2013 物理学报 **62** 114201]
- [2] Zhao J Z, Jiang Y S, Ou J, Ye J H 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 064202 (in Chinese) [赵继芝, 江月松, 欧军, 叶继海 2012 物理学报 **61** 064202]
- [3] Wu Y L, Wu Z S 2014 *Chin. Phys. B* **23** 037801
- [4] Li X Y, Sun B, Yu Y Y 2014 *Chin. Phys. B* **23** 064219
- [5] Jin S, Tan W J, Liu X, Wu B, Si J H 2014 *Chinese J. Lasers.* **41** 0702004 (in Chinese) [靳赛, 谭文疆, 刘鑫, 吴彬, 司金海 2014 中国激光 **41** 0702004]
- [6] Hansen J E, Travis L D 1974 *Space Sci. Rev.* **16** 527
- [7] Wang L H, S L Jacques, Zheng L Q 1995 *Comput. Meth. Programs Biomed.* **47** 131
- [8] Wang J G, Wang G Y, Xu Z Z 2000 *Acta Opt. Sin.* **20** 346 (in Chinese) [王建刚, 王桂英, 徐至展 2000 光学学报 **20** 346]
- [9] Wang L H, Jacques S L, Zheng L Q 1997 *Comput. Meth. Programs Biomed.* **54** 141

Transportation of Gaussian light beam in two-layer clouds by Monte Carlo simulation

Sun Xian-Ming[†] Xiao Sai Wang Hai-Hua Wan Long Shen Jin

(School of electrical and electronic engineering, Shandong University of Technology, Zibo 255049, China)

(Received 10 February 2015; revised manuscript received 7 May 2015)

Abstract

Based on the radiative transfer theory, the backscattering characteristics of water clouds and ice-water two layers clouds irradiated by infinite narrow collimated light beam are studied by using the Monte Carlo method. The incident wavelength is 0.532 μm , and the cloud particle shape is assumed to be of sphere or plate. The single scattering characteristics of the clouds are computed based on the Mie theory, and the scattering angle sampling is based on the Mie phase function. The photon step adjustment is considered when the step is large enough to cross the cloud layer. The variations of reflection functions of the water clouds and ice-water two layers clouds with the radial length r and zenith angle are given, and the interior light intensity distribution of clouds are given in two dimensions. From the computed results, we find that the reflection characteristics of the two layer clouds are greatly different from those of the pure water clouds. The reflection intensity of ice clouds covered with water clouds is bigger than that of ice clouds covered with water clouds. This reason is that the sizes of ice clouds are larger than those of the water clouds, so more photons will be scattered into the interior of the clouds.

The cloud layer is assumed to be linear and invariant, so the response to an infinitely narrow photon beam will be described by a Green's function of the clouds, and the response to the Gaussian beam can be computed from the convolution of the Green's function according to the profile of the Gaussian photon beam. The multiple scattering characteristics of the Gaussian photon beam are computed from the convolution of the impulse response, i.e., the response to an infinitely narrow photon beam, according to the profile of the Gaussian light photon beam. From the computed results, we find that the reflection function of clouds for Gaussian incidence has a great difference from that for the infinite narrow beam incidence. The reflected light intensity is inversely proportional to the size of the Gaussian beam at the location near $r = 0$. So the laser spot must be considered when detecting the clouds by using of the lidar, and the method presented in this paper can give theoretical support.

Keywords: light scattering, clouds, Monte Carlo, Gaussian beam

PACS: 42.25.Fx, 42.25.Bs

DOI: 10.7498/aps.64.184204

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61205191) and the Natural Science Foundation of Shandong Province, China (Grant Nos. ZR2013FL023, ZR2014FL027).

[†] Corresponding author. E-mail: xmsunsdut@163.com