

文章编号: 1001-3806(2009)04-0344-03

## 多普勒激光雷达回波信号的蒙特卡罗模拟

张育真, 汪岳峰\*, 董伟, 刘杰, 殷智勇

(军械工程学院 光学与电子工程系, 石家庄 050003)

**摘要:** 为了研究光在复杂几何形状和非均匀介质, 尤其是激光在大气中的多次散射传输问题, 采用半解析蒙特卡罗方法, 对不同气象条件和系统参量下的激光雷达回波信号进行了数值模拟, 得到了相对回波信号随时间变化的分布曲线, 并分析了接收机视场角对回波信号的影响。结果表明, 当接收视场角较小时, 回波信号曲线与单次散射曲线近似重合, 随着接收视场角的增大, 单次散射作用减弱, 多次散射作用增强。

**关键词:** 大气与海洋光学; 激光雷达; 多次散射; 蒙特卡罗方法; 接收视场角

**中图分类号:** TN958.98 **文献标识码:** A **doi:**10.3969/j.issn.1001-3806.2009.04.003

## Monte Carlo simulation of returned signal of Doppler lidar

ZHANG Yu-zhen, WANG Yue-feng, DONG Wei, LIU Jie, YIN Zhi-yong

(Department of Optics and Electronics Engineering, Ordnance Engineering College, Shijiazhuang 050003, China)

**Abstract:** In order to study light's propagation in terms of multiple scattering in complex geometrical or heterogeneous media, especially in atmosphere, semi-analysis Monte Carlo method was used, and relative returned signals of the lidar under different atmospheric conditions and systematic parameters were emulated. Consequently, time-relative returned signal curve was derived. And the influence of field of view (FOV) on the returned signal was discussed in detail. It is concluded that while FOV is very narrow, the curve is nearly as the same of single scattering curve, and that with the augment of FOV, single scattering decreases, multiple scattering enhances.

**Key words:** atmospheric and ocean optics; lidar; multiple scattering; Monte Carlo method; field of view

### 引言

随着大气光学厚度的增加, 由于多次散射的影响, 造成了激光光束的空间、角度和时间的扩展, 使激光雷达的信号变得复杂, 单次散射近似不再适用于激光雷达接收信号的模拟<sup>[1]</sup>。单次散射近似的应用范围除了受到大气光学厚度的限制外, 还与激光雷达的接收视场角有关。蒙特卡罗方法常被用来研究光在复杂几何形状和非均匀介质中多次散射传输问题<sup>[2]</sup>, 但此种方法的缺点是收敛速度慢, 因此, 为得到可靠的统计结果, 需要跟踪大量的光子, 模拟过程花费的时间也很长。而将数值方法与解析方法结合起来的半解析蒙特卡罗方法<sup>[3]</sup>, 能有效提高模拟效率, 缩短模拟时间。

作者建立了基于蒙特卡罗方法的机载测风激光雷达的回波模型, 计算了不同高度下激光雷达接收到的回波信号, 分析了接收视场角对回波信号的影响, 并给出了模拟结果。

**作者简介:** 张育真(1984-), 男, 硕士研究生, 现主要从事激光雷达方面的研究。

\* 通讯联系人。E-mail: wyfmail@sina.com

收稿日期: 2008-05-28; 收到修改稿日期: 2008-08-07

### 1 激光回波蒙特卡罗模型的建立

#### 1.1 光源发射光子

为确定光子的初始状态, 把光源看成点光源, 光源的中心轴在  $y-O-z$  平面内, 其光束发散半角为  $\theta_{ed}$ , 出射光子在束散角内均匀分布, 发射仰角为  $\theta_e$ 。扫描方式为锥形扫描, 扫描半角  $\theta_s = \frac{\pi}{2} - \theta_e$ , 如图 1a 所示。

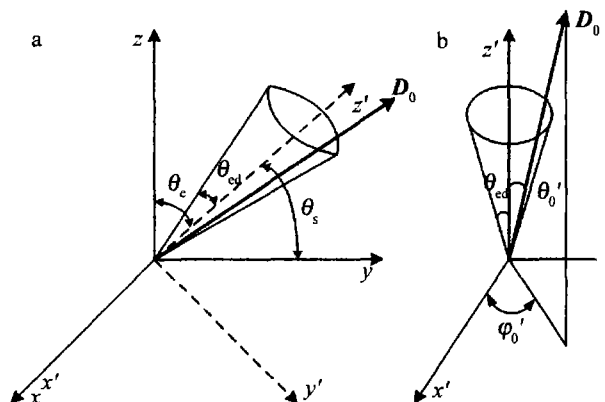


Fig. 1 a—model of photon emitting b—emitting angle in new coordinate system

将  $O-x-y-z$  坐标系统绕  $x$  轴顺时针旋转  $\theta_e$ , 得到新坐标系  $O'-x'-y'-z'$  如图 1b 所示。

光子的传输方向用单位向量  $D$  表示,其偏转角和方位角分别为  $\theta_0'$  和  $\varphi_0'$ 。

$\theta_0'$  在  $[0, \theta_{ed}]$  内均匀分布,抽样得到:

$$\theta_0' = \arccos[1 - \zeta_{\theta_0}(1 - \cos\theta_{ed})] \quad (1)$$

$\varphi_0'$  在  $[0, 2\pi]$  内均匀分布,抽样得到:

$$\varphi_0' = 2\pi\zeta_{\varphi_0} \quad (2)$$

式中,  $\zeta_{\theta_0}$  和  $\zeta_{\varphi_0}$  为  $[0, 1]$  区间服从均匀分布的随机数。

在  $O'-x'-y'-z'$  坐标系下,光子传输方向:

$$D_0' = \begin{bmatrix} \mu_{x,0'} \\ \mu_{y,0'} \\ \mu_{z,0'} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sin\theta_0' \cos\varphi_0' \\ \sin\theta_0' \sin\varphi_0' \\ \cos\theta_0' \end{bmatrix} \quad (4)$$

通过坐标旋转可得在  $O-x-y-z$  坐标系下,新产生光子传输方向  $D_0$  为:

$$D_0 = \begin{bmatrix} \mu_{x,0} \\ \mu_{y,0} \\ \mu_{z,0} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sin\theta_0' \cos\varphi_0' \\ \cos\theta_0' \cos\theta_s + \sin\theta_0' \sin\varphi_0' \sin\theta_s \\ \cos\theta_0' \sin\theta_s - \sin\theta_0' \sin\varphi_0' \cos\theta_s \end{bmatrix} \quad (5)$$

### 1.2 光子在大气中的传输

运用蒙特卡罗方法模拟光子在大气中的传输过程时,主要考虑光子的消光类型、散射类型、下一个碰撞点的位置和碰撞后的传输方向以及光子历史终结的判断等问题。

1.2.1 碰撞点位置的确定 根据 Bouguer-Lambert 定律,光在均匀大气介质中传输时透过率与传输距离成指数衰减。应用蒙特卡罗方法对光子的自由程  $l$  进行抽样得到:

$$l = -\frac{1}{\sigma_a + \sigma_s} \ln\zeta_l \quad (6)$$

式中,  $\sigma_s$  为大气的散射系数,  $\sigma_a$  为大气的吸收系数;  $\zeta_l$  为  $[0, 1]$  区间服从均匀分布的随机数。

于是光子的下一个碰撞点的坐标为:

$$\begin{bmatrix} x_m \\ y_m \\ z_m \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} x_{m-1} + l\mu_{x,m-1} \\ y_{m-1} + l\mu_{y,m-1} \\ z_{m-1} + l\mu_{z,m-1} \end{bmatrix} \quad (7)$$

式中,下标  $m$  表示第  $m$  次碰撞。

1.2.2 消光类型 光子在大气中传输时包括吸收和

散射两种过程。单次反照率  $\omega_0$  定义为:

$$\omega_0 = \sigma_s / (\sigma_a + \sigma_s) \quad (8)$$

取  $[0, 1]$  区间均匀分布的随机数  $\zeta_\sigma$ , 如果  $\zeta_\sigma \leq \omega_0$ , 则光子被散射; 反之, 则认为光子被吸收。

利用 POOLE 等提出的统计加权方法<sup>[4]</sup>, 在计算中, 给每个光子赋予一个初值为  $W_0 = 1$  的权值, 权值与碰撞次数  $m$  的关系为:

$$W_m = W_{m-1} \omega_0 = \omega_0^m \quad (9)$$

如果光子被吸收, 则权值变为 0, 立即停止对此光子的追踪。

1.2.3 散射类型 光子在大气中的散射类型与散射粒子的尺度有关, 考虑 Rayleigh 散射和 Mie 散射。设粒子半径为  $r$ , 光波长为  $\lambda$ 。当  $2\pi r/\lambda \leq 0.3$  时, 发生 Rayleigh 散射; 反之, 则发生 Mie 散射。定义 Mie 散射概率为:

$$P(\eta_M) = \eta_M / (\eta_M + \eta_R) \quad (10)$$

式中,  $\eta_M$  和  $\eta_R$  分别为 Mie 散射和 Rayleigh 散射的散射系数。

取  $[0, 1]$  区间均匀分布的随机数  $\zeta_\eta$ , 如果  $\zeta_\eta \leq P(\eta_M)$ , 则光子发生 Mie 散射; 反之, 则认为光子发生 Rayleigh 散射。

1.2.4 光子碰撞后的传输方向 设光子由第  $(m-1)$  个粒子散射到第  $m$  个粒子时, 光子运动方向的单位矢量分别表示为  $D_{m-1}$  和  $D_m$ , 如图 2a 所示。

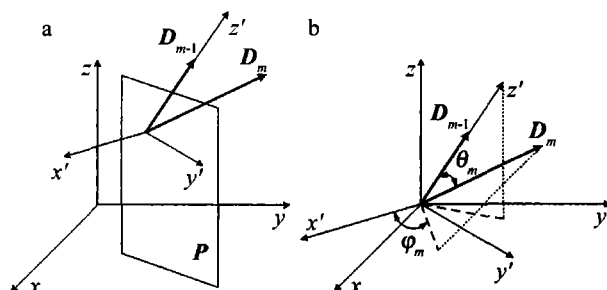


Fig. 2 a—scattered direction of photons b—coordinate system transformation

选取新的坐标系  $O'-x'-y'-z'$ , 令  $z'$  的方向和  $D_{m-1}$  一致。  $y'$  在包含  $z'$  且垂直于原坐标系中  $x-y$  平面的一个平面  $P$  内。  $x'$  则与  $P$  平面垂直。 在图 2b 中已把  $x-y-z$  的原点平移到第  $(m-1)$  个散射粒子所在的位置。 由坐标旋转得到第  $m$  次碰撞后光子的传输方向  $D_m$  为:

$$D_m = \begin{bmatrix} \mu_{x,m} \\ \mu_{y,m} \\ \mu_{z,m} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sin\theta_m (\mu_{x,m-1} \mu_{z,m-1} \sin\varphi_m + \mu_{y,m-1} \cos\varphi_m) / \sqrt{1 - \mu_{z,m-1}^2} + \mu_{x,m-1} \cos\theta_m \\ \sin\theta_m (\mu_{y,m-1} \mu_{z,m-1} \sin\varphi_m - \mu_{x,m-1} \cos\varphi_m) / \sqrt{1 - \mu_{z,m-1}^2} + \mu_{y,m-1} \cos\theta_m \\ - \sin\theta_m \cos\varphi_m \sqrt{1 - \mu_{z,m-1}^2} + \mu_{z,m-1} \cos\theta_m \end{bmatrix} \quad (11)$$

式中,  $\theta_m$  和  $\varphi_m$  为第  $m$  次碰撞后的散射角与方位角。

对于 Rayleigh 散射, 归一化的散射相函数可表示

为<sup>[5]</sup>:

$$P(\theta) = 3(1 + \cos^2\theta)/4 \quad (12)$$

经抽样可得  $\theta_m$  关于  $[0, 1]$  在区间均匀分布的随机数  $\zeta_\theta$  的函数为:

$$\theta_m = \arccos \left[ \frac{\sqrt[3]{(4\zeta_\theta - 2) - 2\sqrt{(2 - 4\zeta_\theta)^2 + 1}} + \sqrt[3]{(4\zeta_\theta - 2) + 2\sqrt{(2 - 4\zeta_\theta)^2 + 1}}}{2} \right] \quad (13)$$

对于 Mie 散射, 常采用 Henyey-Greenstein 相位函数<sup>[5]</sup>:

$$P_{H-G}(\theta) = (1 - g^2) / (1 + g^2 - 2g \cos \theta)^{3/2} \quad (14)$$

式中,  $g$  为非对称因子, 是散射角余弦  $\cos \theta$  的平均值。抽样得到:

$$\begin{cases} P_m = P_{H-G}(\theta_m) \cdot A \cos\left(\frac{\pi}{2} - \theta_s - \arccos Z_m\right) \cdot \exp\{- (\sigma_s + \sigma_a) r_m\} \cdot W_m / r_m^2, (\mu_{y,m-1} \leq 0) \\ P_m = P_{H-G}(\pi - \theta_m) \cdot A \cos\left(\frac{\pi}{2} - \theta_s - \arccos Z_m\right) \cdot \exp\{- (\sigma_s + \sigma_a) r_m\} \cdot W_m / r_m^2, (\mu_{y,m-1} > 0) \end{cases} \quad (17)$$

式中,  $A$  为接收机的有效接收面积,  $Z_m$  为第  $m$  个碰撞点位置的  $z$  轴坐标分量,  $r_m$  为散射点与接收机中心之间的距离。

在每次新的散射发生之前, 对光子进行判决。在以下两种情况下, 光子的历史终止: (1) 连续两次跟踪光子都在接收机视场之外; (2) 光子权值小于门限值时, 用俄罗斯轮盘赌方法对其进行复活失败。

没有终止的光子, 返回第 1.2.1 节中继续模拟。光子终止后, 进行下一个光子的模拟, 直至完成所有的光子模拟。最后据光子的自由路径长度和光在大气中的传播速度进行时间区间划分, 求出每段内的概率之和。在求每级散射的作用时, 据散射次数进行求和运算。

## 2 模拟结果与分析

上述 Monte Carlo 方法大大提高了计算效率, 仅需模拟 20000 个光子即可得到与直接模拟法模拟  $10^8$  个光子近似一致的结果, 运行时间缩短了近 6 倍。模拟中气象参量来源于 McCLATCHEY 等人根据模式大气计算得到的不同激光波长在热带及中纬度和亚北极夏季、冬季时大气分子和气溶胶的吸收系数和散射系数随高度的分布表<sup>[7]</sup>, 激光波长为  $1.06 \mu\text{m}$ 。

随着高度的增加, 大气衰减系数减小, 激光的后向散射作用越来越弱<sup>[8]</sup>, 接收机接收到的回波信号逐渐展宽, 峰值也随之减小, 如图 3 所示。

单次散射近似理论较好地说明了散射粒子浓度与单次散射近似适用范围的关系<sup>[9]</sup>, 实际上, 单次散射近似的适用范围还受到视场角的影响。图 4 为衰减系数  $\sigma = 0.43 \text{km}^{-1}$ 、接收视场角分别为  $30 \text{mrad}$  和  $100 \text{mrad}$  时的回波信号。

由图 4 可知, 当视场 (field of view, FOV) 较小时, 回波信号曲线与单次散射曲线近似重合, 随着 FOV 的

$$\theta_m = \arccos \left\{ \frac{1}{2g} \left[ (1 + g^2) - \frac{(1 - g^2)^2}{(1 + g - 2g\zeta_\theta)^2} \right] \right\} \quad (15)$$

$\varphi_m$  在  $[0, 2\pi]$  区间服从均匀分布, 取  $[0, 1]$  区间均匀分布的随机数  $\zeta_\varphi$ , 直接抽样得到:

$$\varphi_m = 2\pi\zeta_\varphi \quad (16)$$

1.2.5 检测及光子历史终结的判断 为充分利用每一次散射的信息, 提高计算效率, 结合 PLATT 的理论<sup>[6]</sup>, 并对其做出必要的修正, 得到接收机视场内每次散射对应的光子返回概率为:

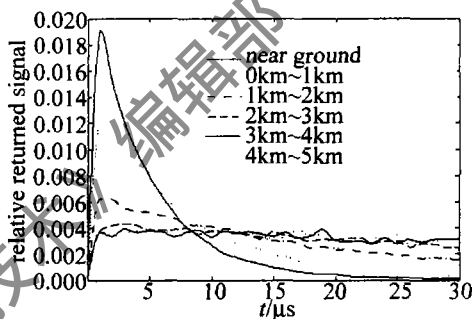


Fig. 3 Returned signal of lidar at different height

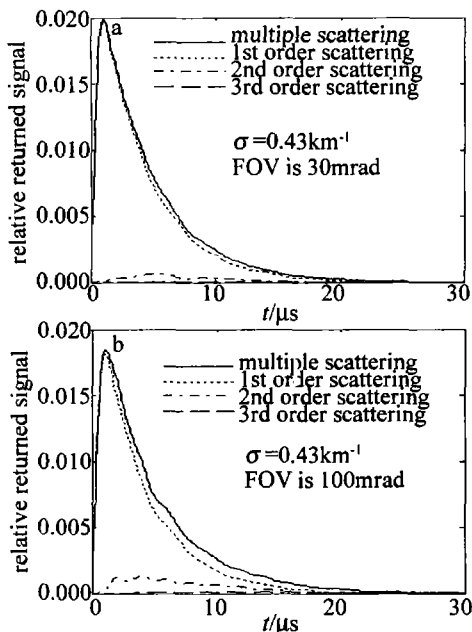


Fig. 4 Multiple scattering signal with different FOV

增大, 单次散射作用减弱, 多次散射作用增强。这是因为 1 次散射近似中, 散射后的光子沿着与原传播方向相反的方向传播, 最终被接收机接收。而 2 次以上的散射光在到达接收机时, 总会和接收机视场轴线成一定的倾角。如果接收机的视场角很窄, 它就不能接收

(下转第 350 页)

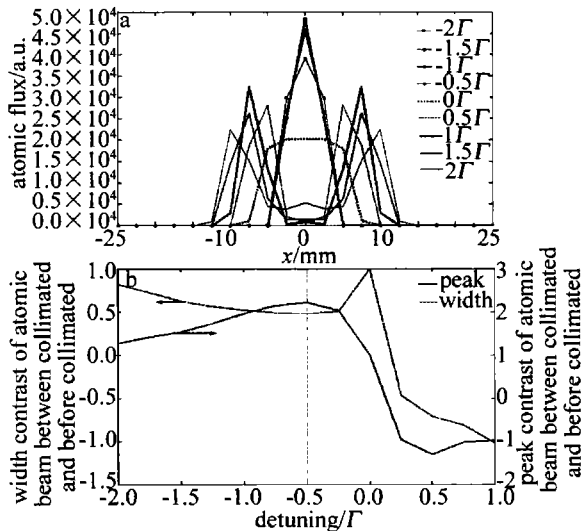


Fig. 5 Variation of transverse distribution and ratio of FWHM and peak value after laser collimation to that before collimation of laser collimated atomic beam with laser detuning (interaction length  $L = 3 \times 15.9$  mm and laser power  $P = 60$  mW)

裂得越大(半峰全宽和峰值都以负值表示)。

### 3 结论

运用数值方法对铬原子束在离坩埚口 600mm, 横向尺寸为 5mm 狭缝预准直情况下的 1 维多普勒激光准直进行了模拟分析。讨论了激光功率、激光失谐量、

(上接第 346 页)

到高阶次的散射光。因此,接收机的视场角越窄,整个传播过程就越接近于单次散射近似。不同视场角下各级散射对回波信号的贡献如图 5 所示,横坐标表示散射级,纵坐标表示对应散射级的回波信号在总回波信号中所占的比重。

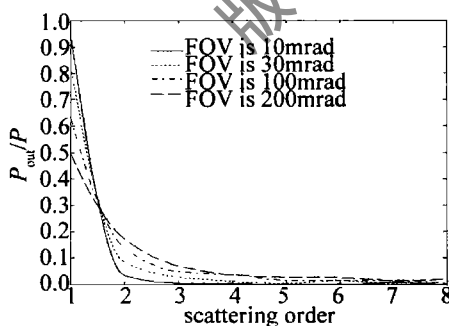


Fig. 5 Contribution of each order of scattering

### 3 结论

半解析蒙特卡罗方法在激光雷达回波信号的数值仿真中相对于其它蒙特卡罗方法具备更高的效率,大大节约了模拟时间。模拟了从近地到高空 5km 以及不同接收机视场角下的回波信号,可作为激光雷达研

作用区域等各种参量对铬原子束激光准直效果的影响,获得了一些供实验参考的数据。

### 参考文献

- [1] CHU S. The manipulation of neutral particles [J]. Rev Mod Phys, 1998, 70(3): 685-706.
- [2] COHEN-TANNOUDJI C N. Manipulating atoms with photons [J]. Rev Mod Phys, 1998, 70(3): 707-720.
- [3] PHILLIPS W D. Laser cooling and trapping of neutral atoms [J]. Rev Mod Phys, 1998, 70(3): 721-741.
- [4] METCALF H J, van der STRATEN P. Laser cooling and trapping [M]. New York: Springer, 1999: 85-92.
- [5] SCHOLTEN R E, GUPTA R, MCCLELLAND J J, et al. Laser collimation of a chromium beam [J]. Phys Rev, 1997, A55(2): 1331-1338.
- [6] TANNER C E, MASTERSON B P, WIEMAN C E. Atomic beam collimation using a laser diode with a self-locking power-buildup cavity [J]. Opt Lett, 1988, 13(5): 357-359.
- [7] SHEEHY B, SHANG S Q, van der STRATEN P, et al. Collimation of a rubidium beam below the Doppler limit [J]. Chemical Physics, 1990, 145(2): 317-325.
- [8] LETT P D, PHILLIPS W D, ROLSTON S L, et al. Optical molasses [J]. J O S A, 1989, B6(11): 2084-2107.
- [9] ZHANG B W, ZHANG W T, MA Y, et al. Collimation of chromium beam by one-dimensional Doppler laser with large collimating slit [J]. Acta Physica Sinica, 2008, 57(9): 5486-5490 (in Chinese).
- [10] MA Y, ZHANG B W, ZHENG Ch L, et al. Experimental study of laser collimation of Cr beam [J]. Acta Physica Sinica, 2006, 55(8): 4086-4090 (in Chinese).

制过程中选择系统参量的理论依据。

### 参考文献

- [1] ZACCANTI G, BRUSCAGLIONI P, DAMI M. Simple inexpensive method of measuring the temporal spreading of a light pulse propagating in a turbid medium [J]. Appl Opt, 1990, 29(27): 3938-3944.
- [2] PEI L Ch, WANG Zh Q. Monte Carlo method and its applications [M]. Beijing: Ocean Press, 1998: 3-33 (in Chinese).
- [3] TINET E, AVRILLIER S, TUALLE J M. Fast semianalytical Monte Carlo simulation for time-resolved light propagation in turbid media [J]. J O S A, 1996, A13(9): 1903-1915.
- [4] POOLE L R, VENABLE D D, CAMPBELL J W. Semianalytic Monte Carlo radiative transfer model for oceanographic lidar systems [J]. Appl Opt, 1981, 20(20): 3653-3656.
- [5] WU B Y, LI W, CHEN H B, et al. Practical arithmetic of atmospheric radiation and propagation [M]. Beijing: Meteorological Press, 1998: 73-128 (in Chinese).
- [6] PLATT C M R. Remote sounding of high clouds III: Monte Carlo calculations of multiple-scattered lidar returns [J]. Journal of the Atmospheric Sciences, 1981, 38(1): 156-167.
- [7] McCLATCHEY R A, FENN R W, SELBY J E A, et al. Optical properties of the atmosphere [R]. Bedford, Massachusetts: Air Force Cambridge Researchlabs Labs, 1972: 15-26.
- [8] ZHONG Zh Q, ZHOU J, SUN D S, et al. The research of error analysis and simulation of aerosol detected by MPL [J]. Laser Technology, 2006, 30(3): 233-240 (in Chinese).
- [9] ISHIMARU A. Wave propagation and scattering in random media [M]. New York: Academic Press, 1986: 77-83.