

海洋激光雷达接收信号的 Monte Carlo 计算*

杜竹峰 卢益民 杨宗凯 黄铁侠

(华中理工大学电子与信息工程系 武汉 430074)

提要 在传统的半解析 Monte Carlo 方法的基础上作了进一步改进,用扭曲的 Henyey-Greenstein 函数(H-G 函数)来表示散射相位函数,并由 H-G 函数直接得出散射角 θ 的表达式。计算结果表明,用此方法对海洋激光雷达接收信号的模拟与实验结果十分吻合。

关键词 海洋激光雷达, Monte Carlo 方法, 多次散射, 扭曲的 H-G 函数, PMT

1 引 言

海洋激光雷达模型的建立是一件非常困难的工作。由于多种因素,特别是后向散射的影响,几乎不可能用解析法来完整地描述海洋激光雷达的返回信号。而通过实验方法获取所有的数据也是不现实的。因为海洋激光雷达的运载工具是飞机或卫星,实验费用极其昂贵;而且在实验室条件下,由各种参数(如海水衰减系数、目标反射率等)测得的结果也受实验条件的制约。在这方面, Monte Carlo 方法^[1-3]为我们提供了一条捷径。实践证明, Monte Carlo 方法能够得到与实验方法极为吻合的结果^[4,5]。

Monte Carlo 方法是在对光子随机运动轨迹计算的基础上,模拟光在浑浊介质中传播的整个物理过程。它的主要优点在于能模拟各种不同情况下的发射机和接收机特性、介质边界条件以及介质散射特性。这种方法的最大缺陷是计算时间很长,在给定的时间内光子到达接收机的概率很小,因此为得到可靠的统计结果,需要跟踪大量的光子轨迹。

为减少计算时间,目前通常采用的是半解析 Monte Carlo 方法^[6,7],它利用 Henyey-Greenstein 函数(H-G 函数)来近似地表示散射相位函数

$$P(\theta) = \frac{1 - g^2}{(1 + g^2 - 2g \cos\theta)^{3/2}} \quad (1)$$

式中 θ 为散射角, g 为非对称因子, $g = \langle \cos\theta \rangle$ 。H-G 函数的优点是它的解析表达式简单,并且可以很好地再现 Mie 散射的前向峰值相位函数的主要特征,但它却不能正确模拟后向散射^[8]。因此本文在计算光子返回概率时,使用了扭曲的 H-G 函数:当 $0 < \theta \leq \pi/2$ 时,用 $P(\theta)$ 表示相位函数;而 $\pi/2 < \theta \leq \pi$ 时,用 $P(\pi - \theta)$ 来近似相位函数。这个相位函数在散射角为 90° 时是左右对称的,它使得光束的后向上光子发生散射的概率增加了。这种方法提高了后向散射光的收集效率,大大减少了计算时间,仅仅在精度上有一点降低。

* 国家自然科学基金资助项目(69402002, 69782002)。

除此之外, 本文还通过由 H-G 函数求解散射角 θ , 加入权值以及放宽判决门限等方法来增进光子的利用效率。

2 Monte Carlo 模拟步骤

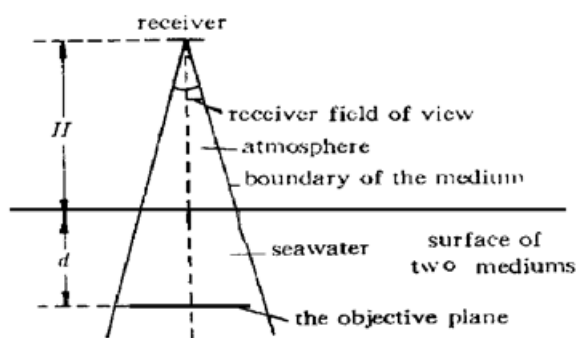


图 1 介质边界几何模型

Fig. 1 The geometrical model of the mediums

并且暂时不考虑大气/海水界面的影响。进入海水之后, 光子自由路径长度 L 为

$$L = -\frac{1}{C} \ln r_1 \quad (2)$$

式中, r_1 为 $[0, 1]$ 间均匀分布的随机数, C 为海水衰减系数。散射方向 (φ, θ) 由下式决定

$$\begin{aligned} \varphi &= 2\pi r_2^2 \\ \theta &= \arccos \left[\frac{1}{2g} \left[(1+g^2) - \frac{(1-g^2)^2}{(1-g+2gr^3)^2} \right] \right] \end{aligned} \quad (3)$$

式中, φ 为方位角; θ 为散射角, 由式(1) 得到。 r_2, r_3 是 $[0, 1]$ 间均匀分布的随机数。

光子新的坐标是

$$X = X_1 + L \cdot u \quad Y = Y_1 + L \cdot v \quad Z = Z_1 + L \cdot \tau \quad (4)$$

式中, (X_1, Y_1, Z_1) 为光子散射前的坐标。当光子发生碰撞时, u, v, τ 由下式给出

$$u = \sin\theta \cdot \sin\varphi \quad v = \sin\theta \cdot \cos\varphi \quad \tau = \cos\theta \quad (5)$$

而当光子发生目标反射时, 反射平面是一个朗伯反射平面, 则 u, v, τ 可由下式求得

$$u = \sqrt{r_4} \cdot \sin\varphi \quad v = \sqrt{r_4} \cdot \cos\varphi \quad \tau = -\sqrt{1-r_4} \quad (5')$$

式中, r_4 为 $[0, 1]$ 间均匀分布的随机数。

(3) 碰撞、反射及吸收 在计算中, 给每个光子赋一个初值为 1 的权值。当光子在海水中发生碰撞或反射时, 权值减少。当光子发生碰撞时, 权值 W 为

$$W = W_1 \cdot \omega \quad (6)$$

式中, W_1 为碰撞前的权值, ω 为单次散射率。当光子发生目标反射时, 权值变为

$$W = W_1 \cdot \rho \quad (6')$$

式中 ρ 为目标反射率。

在计算中, 认为吸收发生在散射点之间。

(4) 检测器接收光子概率计算 在每个散射点和反射点处, 对光子的返回概率进行计算^[8]:

我们研究了光在大气、海水组成的介质中的传递过程。将介质的边界设置成一个锥体, 锥体的轴线与光脉冲传播的轴线重合, 发射机与接收机位于同一点处, 见图 1 所示。光子位置用一个三维坐标 (X, Y, Z) 表示, 光子的起始坐标为 $(0, 0, H)$ 。

Monte Carlo 模拟的主要步骤为:

(1) 光子的产生 模拟中假定光束是一个垂直向下的准直入射光束。

(2) 光子坐标的确定 光子产生后, 由于飞机高度 $H = 150$ m, 因此可以认为在大气中光子不发生散射。

$$P = P(\theta) \cdot \frac{A}{Z^2} \cdot \exp[-C \cdot (Z - H)] \cdot W \quad (7)$$

式中, A 为接收光学天线面积, Z 为散射点或反射点的深度, $P(\theta)$ 为前面所提出的扭曲的 H-G 函数。

(5) 判决 在每次新的散射发生之前, 对光子进行判决。判决包括两个方面: (a) 如果光子的坐标超出了锥体的边界, 对光子进行下一次模拟。若此时光子回到锥体以内, 则对这个光子继续跟踪; 若光子还在锥体边界以外, 则停止模拟。(b) 将光子权值与一个门限值(例如 10^{-5}) 进行比较。当光子权值小于门限值时, 则对此光子的模拟终止。

没有结束的光子, 返回步骤(2), 继续模拟。光子终止后, 进行下一个光子的模拟, 直到完成所有光子的模拟计算。最后对光子总的自由路径长度进行区间划分, 然后求出每段内的概率之和。

(6) 光电变换 在实验中, 采用光电倍增管(PMT)对接收信号进行了光电变换并放大。为与实际情况相比较, 在模拟中, 根据实验的检测电路参数, 将光信号转换为电信号, 则模拟的 PMT 阳极输出电流为^[9]

$$I_a = M \cdot I_c = M \cdot 2q \overline{n_e} \Delta f = M \cdot 2q \overline{n_p} \eta \Delta f \quad (8)$$

式中, M 为 PMT 的总增益, $M = \delta_1 \delta_2 \cdots \delta_k$, $\delta_1, \delta_2, \cdots, \delta_k$ 为光电倍增管的二次发射增益因数, 下标 k 为 PMT 的倍增级数; I_c 为 PMT 的阴极电流,

$$I_c = 2q \overline{n_e} \Delta f = 2q \overline{n_p} \eta \Delta f$$

式中, q 为电子电荷, $q = 1.6 \times 10^{-19}$ 库仑, $\overline{n_p}$ 为入射光子数, $\overline{n_e}$ 为产生的光子数, $\overline{n_e} = \overline{n_p} \cdot \eta$, η 为量子效率, Δf 为检测电路带宽。

输出均方根散弹噪声电流为

$$(i_n^2)^{1/2} = M \left[(2qI_c \Delta f) \left(1 + \frac{1}{\delta_1} + \frac{1}{\delta_1 \delta_2} + \cdots + \frac{1}{\delta_1 \delta_2 \cdots \delta_k} \right) \right]^{1/2} \quad (9)$$

当 $\delta_1 = \delta_2 = \cdots = \delta_k = \delta$ 时, 有

$$1 + \frac{1}{\delta_1} + \frac{1}{\delta_1 \delta_2} + \cdots + \frac{1}{\delta_1 \delta_2 \cdots \delta_k} \approx \frac{\delta - 1}{\delta}$$

$$\text{则} \quad (i_n^2)^{1/2} = M \left[2qI_c \Delta f \frac{\delta}{\delta - 1} \right]^{1/2} \quad (9')$$

经过实际测试, 作如下近似计算: 散弹噪声峰的峰值为其均方根值的 5 倍, 即

$$(i_n)_{p-p} = 5 \cdot (i_n^2)^{1/2} \quad (10)$$

通过上述方法, 就获得了海洋激光雷达水下目标的接收信号。

3 计算结果与实验结果的比较

为与实验结果进行对比, 我们将模拟参数尽量接近实际情况。模拟参数设置如下: 模拟的光子数为 20000 个, 飞机高度 $H = 150$ m, 接收光学天线面积 $A = 0.20$ m², 目标深度 $d = 40$ m, 目标反射率 $\rho = 0.15$, 海水衰减系数 $C = 0.05$ m⁻¹, 单次散射率 $\omega_0 = 0.7$, 接收机视场角 FOV = 40 mrad, 光电倍增管的二次发射增益因数 $\delta = 4$, 倍增级数 $k = 12$, 量子效率 $\eta = 0.1$, 检测电路带宽 $\Delta f = 30$ MHz。

在海上进行了激光雷达水下目标识别的实验。实验系统的主要器件如下: 激光发射机为倍

频 YAG 激光器, 工作波长为 532 nm; 探测器采用 PMT 及其相关信号处理系统。图 2 (a) 为实验结果, 图 2 (b) 为接收波形的模拟计算结果。图中, y 轴为接收信号的归一化电流值。这是由于检测电路中对 PMT 的输出电流进行了 A/D 转换, 而 Monte Carlo 方法中模拟的光子数对最后电流的幅度有很大影响, 因此二者都进行了归一化处理。

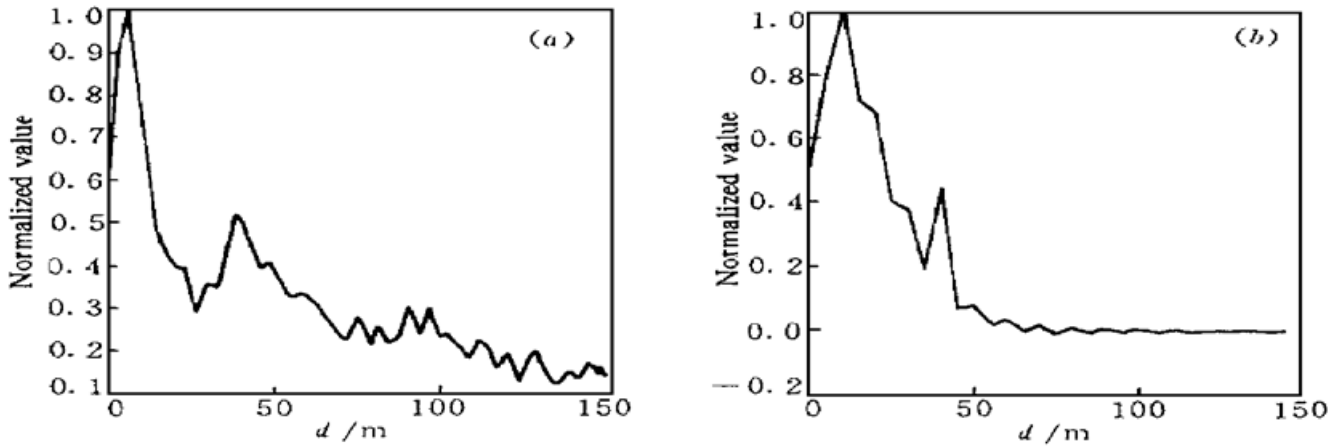


图 2 激光雷达接收信号的比较
(a) 实验波形; (b) 模拟波形

Fig. 2 The comparison of the received lidar signals
(a) the experimental waveform; (b) the simulated waveform

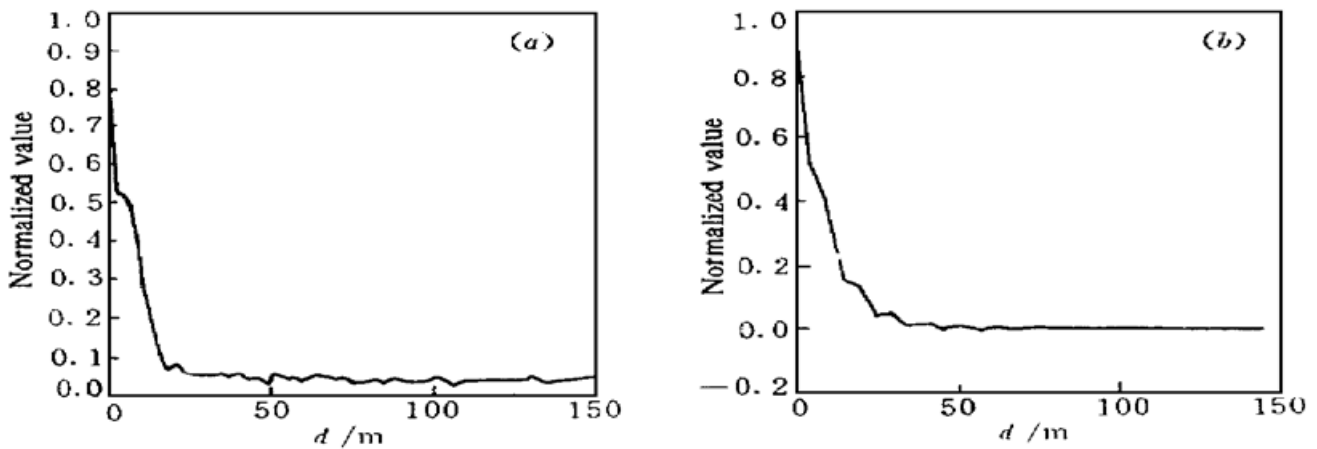


图 3 后向散射曲线的比较
(a) 实验波形; (b) 模拟波形

Fig. 3 The comparison of the backscattering curves
(a) the experimental waveform; (b) the simulated waveform

对比两个波形, 可以看出, 两条曲线很相似, 模拟方法正确地获得了水下 40 m 深处的目标信号。因为实验波形经过了多次累积, 几乎将散弹噪声滤除, 而模拟波形中还加入了散弹噪声以接近真实信号, 所以图 2 (a) 中目标信号之前的一段曲线比图 2 (b) 的要平滑。将目标信号之后的波形作比较, 模拟波形的衰减比实验波形要快得多, 这可能是由于实际状态下, 海水中的不溶物和悬浮物对光信号产生了漫散射, 而模拟中未考虑这些情况。

实验波形中目标信号的脉冲宽度明显比模拟结果要大。通过分析, 我们认为这主要是由以下三条原因造成的: (a) 发射光束在水中发生角度和空间的扩展; (b) 实验中水下目标可能存在一定的倾斜, 而模拟中假定目标是水平放置的; (c) 水下其他物质的反射。

对水下无目标时激光雷达接收的纯后向散射包络的模拟与实验结果的比较见图 3 所示。

4 结 论

(1) 计算效率大大提高。在本方法中,模拟的光子数为 20000 个,得到的结果与半解析 Monte Carlo 方法使用 100000 个光子所得的结果是相似的,而计算时间减少了 5 倍以上。

(2) 获得与实验相近似的结果。因此本方法可用于海洋激光雷达的参数模拟,例如,通过不同海水参数情况下的模拟,选取最佳的接收机视场角,可以对系统设计工作起一定的指导作用;并能通过模拟结果与实验结果的比较,进行实验中不能获取的海水光学参数的预测等工作。

参 考 文 献

- 1 G. Zaccanti. Monte Carlo study of light propagation in optically thick media: point source case. *Appl. Opt.*, 1991, **30**(15): 2031~ 2041
- 2 L. M. Zurk, L. Tsang, K. H. Ding *et al.*. Monte Carlo simulations of the extinction rate of densely packed spheres with clustered and nonclustered geometries. *J. Opt. Soc. Am. A*, 1995, **12**(8): 1772~ 1781
- 3 J. M. Schmitt, K. Ben-Letaief. Efficient Monte Carlo simulation of confocal microscopy in biological tissue. *J. Opt. Soc. Am. A*, 1996, **13**(5): 952~ 961
- 4 G. Zaccanti, P. Bruscaioni, M. Gurioli *et al.*. Laboratory simulations of lidar returns from clouds: experimental and numerical results. *Appl. Opt.*, 1993, **32**(9): 1590~ 1597
- 5 K. O. Steinvall, K. R. Kopparl, U. C. M. Karlsson. Experimental evaluation of an airborne depth-sounding lidar. *Opt. Eng.*, 1993, **32**(6): 1307~ 1321
- 6 L. R. Poole, D. D. Venable, J. W. Campbell. Semianalytic Monte Carlo radiative transfer model for oceanographic lidar systems. *Appl. Opt.*, 1981, **20**(20): 3653~ 3656
- 7 E. Tinet, S. Avriillier, J. M. Tualle. Fast semianalytical Monte Carlo simulation for time-resolved light propagation in turbid media. *J. Opt. Soc. Am. A*, 1996, **13**(9): 1903~ 1915
- 8 C. M. R. Platt. Remote sensing of high clouds. Monte Carlo calculations of multiple-scattered lidar returns. *J. Atmos. Sci.*, 1981, **38**(1): 156~ 167
- 9 Gao Zhiyun, Gao Yue. *The Techniques of Photoelectric Detection*. Beijing: The Press of National Defence Industry. 1995. 76~ 96 (in Chinese)

Monte Carlo Calculations of the Received Oceanic Lidar Signals

Du Zhufeng Lu Yimin Yang Zongkai Huang Tiexia

(Department of Electronic & Informational Engineering, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074)

Abstract The Monte Carlo method is a good way to calculate the received oceanic lidar signals, but its disadvantage is that the calculation efficiency is very low. The traditional semianalytic Monte Carlo method is improved in this paper, which includes a distorted Henyey-Greenstein function used to approximate the scattering phase function, and the expression of the scattering angle θ obtained from H-G function. The calculations from the received oceanic lidar signals are in good agreement with experiments.

Key words oceanic lidar, Monte Carlo method, multiple scattering, the distorted H-G function, PMT