

文章编号: 1001-3806(2005)01-0024-04

激光在水下传输过程中退偏的蒙特卡罗模拟

夏 珉, 杨克成*, 许德胜, 刘启忠

(华中科技大学 激光技术国家重点实验室, 武汉 430074)

摘要: 通过对光子水下传输过程的 Monte Carlo 模拟, 研究了海水对偏振激光的退偏振作用, 得到了不同海水深度的退偏振度, 同时研究了不同海水表观光学性质对海水退偏振的影响。结果表明, 含有大量粒子的海水对偏振激光有明显的退偏振作用, 当达到某一特定深度时, 偏振激光将变成完全非偏振光。海水中分布的大小不一的微粒是海水退偏振作用的主要原因, 同时海水的表观光学性质对海水的退偏振作用有着很显著的影响, 随着海水总体衰减系数的增大, 偏振激光完全退偏的传输距离变短。

关键词: 蒙特卡罗方法; 退偏振; 海水光学性质; 散射

中图分类号: O436.3 **文献标识码:** A

Monte Carlo simulation of depolarization during laser transferring in the water

XIA Min, YANG Ke-cheng, XU De-sheng, LIU Qi-zhong

(National Laboratory of Laser Technology, HUST, Wuhan, 430074 China)

Abstract By means of Monte Carlo simulation of the process that photon transferring in the water, the depolarization of the polarized laser beam in the ocean is studied as well as the effect of different ocean optical properties. The depolarization of different sea depth is obtained. The result shows that seawater with lots of particles plays great part in the depolarization of the polarized laser beam. When the polarized laser transmits some distance under seawater, it will turn into depolarized laser. The particles with difference size distributed in the seawater are the main reason of the depolarization of seawater. The ocean optical property has great effect on the depolarization of seawater. As the increasing of the ocean attenuation coefficient, the transferring distance at which polarized laser turns into depolarized laser is decreasing.

Key words Monte Carlo method; depolarization; ocean optical property; scattering

引 言

偏振激光在水中传输, 其偏振状态的改变主要由光子与水中的粒子碰撞、散射造成。上世纪初, MIE 就对单个粒子对于光的散射特性作了研究, 并且提出了 Mie 散射理论, 经过一个世纪的发展, 单个粒子对于入射光的散射理论已经相当完善^[1]。但由于计算能力上的限制, 对于大群粒子对于光的散射作用仍停留在宏观统计的结果之上。

上个世纪中叶, 随着计算机的出现以及其计算能力的大幅提高, 作为研究统计问题的有效手段的 Monte Carlo 方法被提了出来, 随后这种方法被广泛应用于水体、空气中光的散射现象的研究。1981年, TA-

DASHI 与 TAKASHI 将 Monte Carlo 方法与 Mie 散射理论相结合, 研究了地面对卫星通讯当中, 光束穿过云层后的退偏振度^[2]。2002年, JAMES 等人将 Monte Carlo 方法得到的散射强度的角度分布与实际测量结果进行比较, 得到了符合得很好的结论, 证明了利用 Monte Carlo 方法能够很好地模拟光子在水中传输的散射过程^[3]。另有很多学者也开展了利用 Monte Carlo 方法研究在散射介质(例如海水)中光线的偏振特性的研究, 并在实验和理论上都取得了一定的突破^[4,5]。

前人的研究工作主要是以纯粹的 Mie 散射理论为基础, 利用 Monte Carlo 方法计算介质中散射强度的角度分布。本文中应用于激光雷达海水回波信号模拟中的 Monte Carlo 方法同粒子散射理论相结合, 提出一种混合计算方法。在光子与微粒碰撞散射处, 通过对专门应用于雷达回波信号模拟的海水体积分散函数进行抽样得到光子的散射角, 不同于以往的利用 Mie 散射理论计算出的相位函数确定散射角的方法, 这种方法能够将海水的退偏振特性同海水的表观光学性质相结合, 所得结果对激光雷达信号研究以及激光雷达的

基金项目: 国家高科技研究发展计划(八六三计划)资助项目(2002AA633110)

作者简介: 夏 珉(1979-), 男, 硕士研究生, 现主要从事激光水下散射特性等方面的理论研究。

* 通讯联系人。E-mail: keyang@hust.edu.cn

收稿日期: 2004-02-10 收到修改稿日期: 2004-03-23

设计有一定的指导意义。笔者通过该方法,研究了海水对偏振光的退偏振作用,得到了不同海水深度的退偏振度,并研究了不同海水表观光学性质对海水退偏振的影响。

1 海水中微粒对光束的散射及其偏振状态的描述

光在海水中传播,当碰到水体中的微粒时,光的前进方向会发生改变,粒子对光的散射也会改变光的偏振状态。微粒散射理论建立在 Mie 理论基础之上,对于一定的散射角 θ 可以由该理论得到 Mueller 散射矩阵,通过该矩阵可以从入射光的偏振状态得到散射光的偏振态^[6]。

Mueller 矩阵表示为:

$$M(\theta) = \frac{1}{k^2 r^2} \begin{bmatrix} M_2(\theta) & 0 & 0 & 0 \\ 0 & M_1(\theta) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & M_3(\theta) & -M_4(\theta) \\ 0 & 0 & M_4(\theta) & M_3(\theta) \end{bmatrix} \quad (1)$$

式中,
$$\begin{cases} M_2(\theta) = |S_2|^2 \\ M_1(\theta) = |S_1|^2 \\ M_3(\theta) = (S_1 S_2^* + S_2 S_1^*)/2 \\ M_4(\theta) = i(S_1 S_2^* - S_2 S_1^*)/2 \end{cases} \quad (2)$$

其中的 S_1, S_2 可由 Mie 散射理论得到,它们与粒子大小、相对折射率有关。

用 Stocks 矢量来描述光的偏振状态,其形式为:

$$S = \begin{bmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{bmatrix} \quad (3)$$

式中,
$$\begin{cases} I = I_0 \cos^2 \varphi_0 \\ Q = I_0 \sin^2 \varphi_0 \\ U = I_0 \cos 2\beta \sin 2\varphi_0 \\ V = I_0 \sin 2\beta \end{cases} \quad (4)$$

式中, I_0 为光子的初始强度, φ_0 为光子的初始偏转角度, β 为偏振光的椭圆率。

则散射光的偏振状态表示为:

$$S_s = M(\theta) S_{in} \quad (5)$$

式中, S_s 为散射光的偏振状态,而 S_{in} 则是入射光的偏振状态。

2 海水对激光退偏振的物理模型

Monte Carlo 模拟的全过程见图 1,假设在海平面上方有一光源,竖直向下发射完全线偏光,光束无限

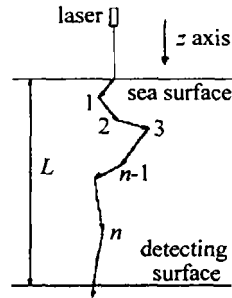


Fig 1 Process of Monte Carlo simulation

细,经过平静海表面入射到海水中。海水中分布着不同大小的微粒,入射激光与这些微粒碰撞将发生散射。在水下 L_m 深处设置一个探测平面,统计所有经过该平面的光子偏振状态并求平均,即可得到在水下 L_m 处的光束偏振状态。

当光子进入水中时,它的初始位置为 $(Q, Q, 0)$, 初始方向(采用光子前进方向与 3 个坐标轴的夹角余弦值来表示,采用向下为 z 轴的正方向)为 $(Q, Q, 1)$, 初始偏振状态为偏振方向平行与光波电矢量震动平面的完全线偏振光,根据 Stocks 矢量的定义,初始 Stocks 矢量为: $(1, 0, 0, 0)^T$, 赋予光子以 1 的能量权重。

当光子进行了 n 次碰撞之后,其位置为 $P_n = (x_n, y_n, z_n)$, 方向为 $D_n = (\mu_{x_n}, \mu_{y_n}, \mu_{z_n})$, 偏振状态为 $S_n = (I_n, Q_n, U_n, V_n)^T$, 其能量为 W_n , 则光子到第 $n+1$ 次碰撞点的距离由 (2) 式决定:
$$\Delta l = -\frac{1}{C} \ln(\text{Rnd}) \quad (6)$$

Rnd 代表 $(0, 1)$ 上的均匀分布的随机数, C 为总体体积衰减系数, $C = a + b$, a 为海水体积吸收系数, b 为海水体积散射系数,它们都是海水的表观光学性质。

在第 $n+1$ 个碰撞点处的位置 P_{n+1} 为:

$$\begin{cases} x_{n+1} = x_n + \Delta l \cdot \mu_{x_n} \\ y_{n+1} = y_n + \Delta l \cdot \mu_{y_n} \\ z_{n+1} = z_n + \Delta l \cdot \mu_{z_n} \end{cases} \quad (7)$$

第 $n+1$ 次碰撞后,光子发生散射,通过计算散射光线和入射光线之间的散射角和偏转角,可以得到光子的新的方向,如图 2 所示。其散射角 θ 可以由 H-G 体积

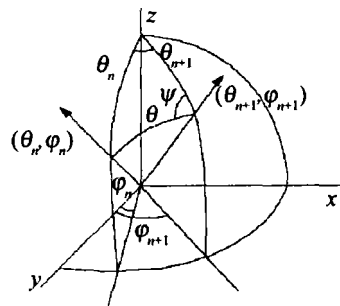


Fig 2 Direction of the incident beam and scattering beam (θ_n, φ_n) denote the incident beam, $(\theta_{n+1}, \varphi_{n+1})$ denote the scattering beam

散射函数经过抽样得到^[7, 8]:

$$\theta_n = \arccos \left\{ \frac{1}{2g} \left[(1+g^2) - \frac{(1-g^2)^2}{(1-g+2g \cdot \text{Rnd})^2} \right] \right\} \quad (8)$$

其方位角 φ_{n+1} 由随机抽样决定:

$$\varphi_{n+1} = 2\pi \cdot \text{Rnd} \quad (9)$$

则新的光子方向 D_{n+1} 为:

$$\begin{cases} \mu x_{n+1} = \frac{\sin\theta_n (\mu x_n \mu z_n \cos\varphi_n + \mu x_n \sin\varphi_n)}{\sqrt{1-\mu^2 z_n^2}} + \mu x_n \cos\theta_n \\ \mu y_{n+1} = \frac{\sin\theta_n (\mu y_n \mu z_n \cos\varphi_n + \mu y_n \sin\varphi_n)}{\sqrt{1-\mu^2 z_n^2}} + \mu y_n \cos\theta_n \\ \mu z_{n+1} = -\sin\theta_n \cos\varphi_n \sqrt{1-\mu^2 z_n^2} + \mu z_n \cos\theta_n \end{cases} \quad (10)$$

散射后的光束偏振特性 S_{n+1} 为:

$$S_{n+1} = L(\pi - \varphi_n) \cdot M(\theta) \cdot L(-\varphi_n) \cdot S_n \quad (11)$$

其中的 L 为坐标转换矩阵:

$$L(\pi - \varphi) = L(-\varphi) = \begin{bmatrix} \cos^2 \varphi & \sin^2 \varphi & -\frac{1}{2} \sin 2\varphi & 0 \\ \sin^2 \varphi & \cos^2 \varphi & \frac{1}{2} \sin 2\varphi & 0 \\ \sin 2\varphi & -\sin 2\varphi & \cos 2\varphi & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (12)$$

散射后的能量权重为: $W_{n+1} = W_n \cdot C$ (13)

当能量权重低于某一个阈值时,即认定光子死亡,停止对该光子的追踪,转而开始对下一个光子的追踪。

若经过 m 次散射后光子能够到达探测平面,则光子相对于坐标系的偏转角为:

$$\Phi_m = \arccos \left[\frac{x_m}{(x_m^2 + y_m^2)^{1/2}} \right] \quad (14)$$

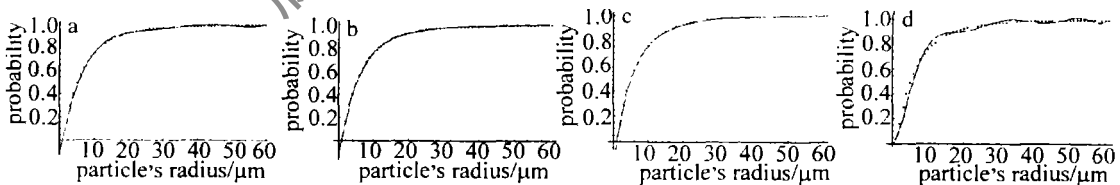


Fig 3 The line denotes the fit curve and dots denote the probability curve a~d denote fit curves whose fit order is 5, 6, 7 and 8

在海水体积吸收系数 $a = 0.02$ 和体积散射系数 $b = 0.08$ 的情况下,对 50000 个光子进行 Monte Carlo 模拟,并在水下 1m~45m 范围内每隔 1m 收集一次光子偏振状态的数据。当模拟完成后,通过统计到达不同深度的光子的总的偏振状态,得到水下退偏振度曲线,如图 4 所示。水下微粒对于光束的退偏振作用是相当明显的。随着光束传输距离的增加,由于水下微粒的散射以及退偏作用,光束的退偏振度急剧增加,在经过 41m 的传输距离之后,入射的完全线偏振激光由

此时偏振状态为 S_m ; 光子的总能量为 $I_t = I + Q$; 则与入射平面垂直和平行的偏振分量为:

$$\begin{cases} I_{||} = I_t \cdot (\cos^2 \beta \cos^2 \delta + \sin^2 \beta \sin^2 \delta) \\ I_{\perp} = I_t \cdot (\cos^2 \beta \sin^2 \delta + \sin^2 \beta \cos^2 \delta) \end{cases} \quad (15)$$

式中,

$$\begin{cases} \beta = \frac{1}{2} \arcsin \left(\frac{V}{I_t} \right) \\ \delta = \left| \frac{1}{2} \arcsin \frac{U}{I_t \cos 2\beta} - \Phi_m \right| \end{cases} \quad (16)$$

由此可得到退偏振度的表达式:

$$D = I_{\perp} / I_{||} \quad (17)$$

若探测平面共收集到 n 个光子,则水下 L m 深处退偏振度为:

$$\bar{D} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n D_i \quad (18)$$

3 激光在水下退偏的 Monte Carlo 模拟

根据 Mie 散射理论可以求出球形粒子的 Mueller 矩阵,由 (2) 式可知,只要求出 S_1, S_2 即可求出相应的球形粒子模型的 Mueller 矩阵。 S_1, S_2 的计算采用了 Wiscombe 算法^[8,9],其中粒子大小分布采用了由 RISOVIC 提出的两部分组成的粒子分布模型^[10]:

$$N(R) = \int C_A R^2 \exp(-52R^{y_A}) dR + \int C_B R^2 \exp(-17R^{y_B}) dR \quad (19)$$

式中, $0.2 \leq R \leq 12.6, C_A = 1.564 \times 10^{20}, C_B = 1.501 \times 10^4, 0.102 \leq y_A \leq 0.195, 0.190 \leq y_B \leq 0.322$ 在本文中计算采用平均值 $\bar{y}_A = 0.143, \bar{y}_B = 0.226$ 由于该分布的原函数无法解析表示,本文中采用了曲线拟合的方法,图 3 为采用 x^n 拟合的各次拟合曲线与粒子大小分布的概率曲线的比较,从中选取了最接近的 7 次拟合函数作为抽样函数。

于退偏振作用变成了完全非偏振光。

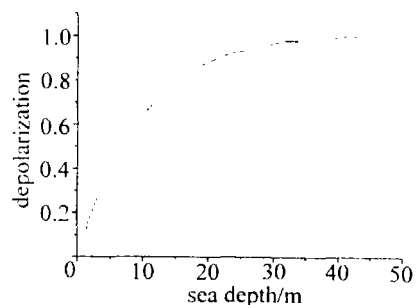


Fig 4 The depolarization curve from 0m~50m under water

当改变模拟过程中的海水表观光学性质 a 和 b 再次进行模拟时, 水下传输光束的退偏振度曲线有了显著变化, 将不同的海水表观光学性质下模拟得到的退偏振度曲线进行比较, 其结果如图 5 所示。

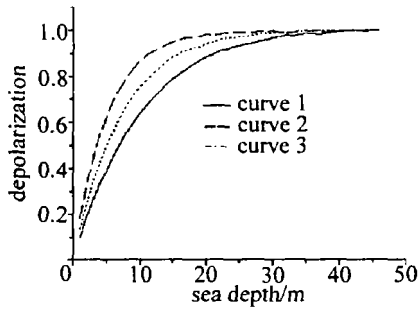


Fig 5 Depolarization curves under different ocean optical property
curve 1— $a=0.02$ $b=0.08$ curve 2— $a=0.08$ $b=0.12$ curve 3— $a=0.04$ $b=0.1$

由曲线可以知道, 海水表观光学性质对于海水的退偏振作用有很大的影响。当激光在水下传输时, 退偏振作用主要发生在光子与微粒相碰撞的过程中, 因此, 光子在水下传播当中的碰撞次数成为了影响退偏振度的一个重要因素。(6)式表明了随着总体衰减系数 C 的增大, 光子在 Monte Carlo 模拟中的平均前进步长会减小, 这意味着光子要到达探测平面需要经过的碰撞次数将会增多, 通过统计模拟计算中光子到达探测平面前经过的碰撞次数, 可以得到在不同海水表观光学性质下的不同深度处光子的平均碰撞次数曲线 (见图 6)。

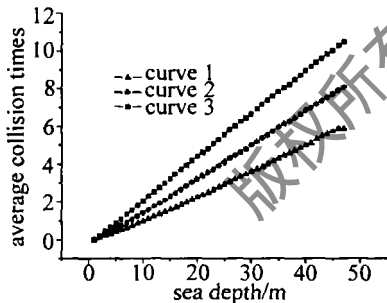


Fig 6 The average collision times curve under different ocean optical property
curve 1— $a=0.02$ $b=0.08$ curve 2— $a=0.04$ $b=0.1$ curve 3— $a=0.08$ $b=0.12$

由图 6 可以看到, 在模拟过程当中, 随着总体衰减系数 C 的增大, 激光在水下传输到相同距离的碰撞次数确实明显增加。随着碰撞次数的增加, 海水的退偏

振作用更加明显。具体表现在完全线偏振光退偏振成为完全非偏振光的传输距离更短, 退偏振曲线的上升阶段斜率更大。这些都说明了水下粒子对光子的散射是退偏振效应的主要原因, 而且退偏振作用主要发生在光子与水下微粒碰撞的过程当中。

4 结 论

(1) 水中分布的大小不一的粒子是造成偏振光水下传输中的退偏振效应的主要原因。

(2) 随着光束入射深度的不断增加, 偏振光束的退偏振度也不断增大, 当到达某一特定深度后, 由于水中粒子的退偏振作用, 偏振光束将变成完全非偏振光。

(3) 海水的表观光学性质对海水的退偏效应有很显著的影响, 海水的总体衰减系数越大, 退偏振作用越明显, 线偏振光变成完全非偏振光的距离越短。

参 考 文 献

- [1] KOUZOUBOV A, BRENNAR M, J THOMAS J C. Treatment of polarization in laser remote sensing of ocean water [J]. *Appl Opt* 1998, 37 (18): 3873~3885.
- [2] ARUCCI T, IGARASHI T. Narrow beam light transfer in small particles: image blurring and depolarization [J]. *Appl Opt* 1981, 20 (15): 2699~2705.
- [3] ADAM S J T, AASE E, HO JERSLEV N K *et al*. Comparison of radiance and polarization values observed in the Mediterranean sea and simulated in a Monte Carlo model [J]. *Appl Opt* 2000, 41 (15): 2724~2733.
- [4] RAKOVIC M J, KATTAWAR G W, MEHRUBEOGLU M *et al*. Light backscattering polarization patterns from turbid media: theory and experiment [J]. *Appl Opt* 1999, 38 (15): 3399~3408.
- [5] VASILKOV A P, GOLDN Y A, GUREEV B A *et al*. A airborne polarized lidar detection of scattering layers in the ocean [J]. *Appl Opt* 2001, 40 (24): 4353~4363.
- [6] POOLE L R, VENABLE D D, CAMPBELL J W. Semi-analytic Monte Carlo radiative transfer model for oceanographic lidar systems [J]. *Appl Opt* 1981, 20 (20): 3653~3660.
- [7] TINET E, AVRILLIER S, TUALLE J M. Fast semi-analytical Monte Carlo simulation for time-resolved light propagation in turbid media [J]. *JOSA* 1996, A13 (9): 1903~1907.
- [8] BOHREN C F, HUFFMAN D R. Absorption and scattering of light by small particles [M]. New York: Wiley Interscience Publication, 1983: 477~480.
- [9] WISCOMBE W J. Improved Mie scattering algorithms [J]. *Appl Opt* 1980, 19 (9): 1505~1513.
- [10] RISOV E D. Two-component model of sea particle size distribution [J]. *Deep Sea Research I*, 1993, 40 (7): 1459~1473.