

激光在海水中的衰减特性

钟晓春, 李源慧

(西南交通大学物理科学与技术学院 成都 610031)

【摘要】分析了光在海水中的吸收效应和散射效应; 并通过使用半解析蒙特卡罗方法模拟了蓝绿激光在海水中的传输过程, 获得前向散射光斑截面光子数随散射角平均余弦值、衰减系数、海水单次散射反照率和距离等参数变化而变化的规律, 即随着传输距离的增加, 前向散射光斑截面光子数增大, 达到一定距离后, 增加趋于平缓; 光子数随着传输距离的增加呈类指数下降的趋势; 相同传输距离、不同水质参数, 光子数差异较大。研究结果对水下激光目标探测有一定的参考价值。

关键词 吸收; 衰减特性; 蒙特卡罗方法; 散射

中图分类号 TN929.3

文献标识码 A

doi:10.3969/j.issn.1001-0548.2010.04.021

Attenuation Characteristics of Laser in the Seawater

ZHONG Xiao-chun and LI Yuan-hui

(School of Physical Science and Technology, Southwest Jiaotong University Chengdu 610031)

Abstract The intensive absorption and scattering caused by seawater extremely affect the operating range and the detecting capability of underwater laser imaging technology. The absorption effect and the scattering effect of light in the seawater are analyzed. By using semi-analytical Monte Carlo algorithm, the process of how the blue-green laser transmits in the seawater is simulated. And the rules of how the photon number of the forward scatter light spot changes with the parameters, such as the average cosine of the scattered angles, the attenuation coefficient, the seawater single-scattering albedo and distance, are obtained. When the transmit distance increases, the photon amount of the forward scatter light spot will increase and tend to stable after reaching a certain distance. The photon amount has an analogous exponential downtrend when the transmit distance increases. At the same transmit distance but with different water quality parameters, the photon amount has big differences.

Key words absorption; attenuation characteristics; Monte Carlo algorithm; scattering

海水中含有的溶解物质、悬浮体和种类繁多的活性有机体造成了海水的各种不均匀性, 使得光在水中传输时能量衰减比在大气中严重, 水下激光成像探测技术研究的主要问题之一就是确定激光在海水中的衰减特性。光在海水中的衰减来自吸收和散射^[1-2]两种不同的过程。吸收是在传输过程中光碰上具有吸收作用的粒子而使光能转换成其他形式能量的过程; 散射则是传输过程中光与其他粒子碰撞发散而使传输方向的光能不断减少的过程。这两者共同作用的结果是光在传输过程中不断减弱。本文基于光在海水中的吸收效应和散射效应两个方面, 利用半解析蒙特卡罗方法模拟了不同的海水光学参数对激光光束传输的影响, 给出了给定立体角在不同水质、不同距离情况下的光斑截面的光子数。

1 光在海水中的衰减

海水的光吸收特性表现为入射到海水中的部分光子能量转化为如化学势能、热动能等其他形式的能量。海水中所含物质成分的吸收特性决定着海水的吸收特性, 吸收系数的大小依赖于波长。对于可见光, 海水中吸收光的主要因素是纯水、浮游植物和黄色物质, 而其余的影响很小。在沿岸比较混浊的水中, 黄色物质对光的吸收占海水总的光吸收的65%以上^[3], 海水吸收波长极小值在波长550 nm左右; 而对于大洋表层水, 极小值在波长510 nm处; 在透明的深水中, 极小值在波长470~490 nm处, 其吸收系数为0.02~0.05/m^[4]。

光在海水中的散射是指光子在水中传输时, 由

收稿日期: 2008-08-10; 修回日期: 2009-07-21

基金项目: 国家自然科学基金(60572079)

作者简介: 钟晓春(1965-), 女, 副教授, 主要从事空间光电探测与通信方面的研究。

于碰撞到介质微粒而偏离原来直线传输方向的现象, 通常伴随能量在一个立体角范围内重新分布的现象, 主要可分为海水本身的散射和海水中悬浮粒子的散射两种类型。水中光散射方式主要有前向散射和后向散射两种。

海水本身引起的散射通常被当作一种分子散射问题考虑。由于水分子半径远小于入射光波长, 故可运用瑞利散射理论(Rayleigh scattering)处理, 入射光光强为^[5]:

$$I = \frac{I_0}{r^2} \frac{8\pi^4 a^6}{\lambda^4} \left(\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \right) (1 - \cos^2 \theta) \quad (1)$$

式中 θ 为散射角; a 为散射粒子的半径; n 为介质折射率; r 为散射粒子与观察点的距离; λ 为入射光在介质中的波长; I_0 为入射光强。由式(1)可知, 水分子的散射随入射波长 λ 增大而急剧下降, 水分子散射向可见光谱中的短波方向增强。

在海水的散射中, 分子散射基本不变, 只占光传输总衰减的很小一部分, 散射特性主要依赖于海水中悬浮粒子的成分和数量。由于海水中悬浮粒子的密度、大小、分布极其复杂, 目前还没有严格的理论模型解释, 主要用等效球的米氏理论描述^[6]。米氏理论是麦克斯韦方程对处于均匀介质中的均匀颗粒在平面单色波照射下的严格数学解, 当入射光为非偏振光时, 有:

$$I = \frac{\lambda^2}{8\pi^2 r^2} I_0 [i_1(\theta, \alpha, n) + i_2(\theta, \alpha, n)] \quad (2)$$

式中 θ 为散射角; α ($\alpha = \pi D/\lambda$) 为颗粒尺度参数; D 为散射颗粒直径; λ 为入射光在介质中的波长; $n = n_1 + jn_2$ 为粒子相对于周围介质的折射率, 虚部不为零时表示粒子有吸收; r 为观察点至散射粒子的距离(r 远远大于粒子半径); i_1 、 i_2 分别为垂直及平行于散射面的散射强度函数分量; I_0 为入射光强。

米氏散射(Mie scattering)描述传输的光能量分布于一个很宽的角度范围内, 随角度的分布十分复杂。海水的散射主要集中于前向散射, 一般占总散射的90%以上; 后向散射只占小部分, 通常小于10%。沿光线前进方向($\theta=0^\circ$)的散射最强, 垂直方向($\theta=90^\circ$)最弱, 后向方向的散射强度比前向方向附近的散射强度小3~4个量级^[7]。尽管海水的后向散射相对于其尖锐的前向散射小很多, 但对回波光信号还是相当可观的。

前向散射与后向散射之比随着粒子的尺寸增加而增加, 此时水体的散射相位函数具有很强的前向

选择性, 使散射能量更集中在偏离传输方向附近很小的角度内^[8]。

2 半解析Monte Carlo方法

光子随机运动的Monte Carlo方法是利用介质吸收散射特性推导的概率密度函数模型以及随机数发生器产生的随机数, 对大量单个光子在介质中传输的整个物理过程进行模拟, 并得到其统计结果有效的方法。其优点是能模拟各种情况下的介质吸收和散射特性, 缺点是收敛速度慢、计算时间长。实践证明, Monte Carlo方法能够得到与实验方法极为吻合的结果^[9-10]。本文将Monte Carlo方法与解析方法相结合, 仅对问题中难以用解析方法处理的部分使用Monte Carlo方法计算, 以减小方差, 增加精度, 减少计算时间^[10]。

2.1 相关光学参数

海水主要有以下的光学特性参数: 衰减系数 C 、单次散射反照率 ω_0 、散射角平均余弦值 g 、散射相位函数 $P(\theta)$ 。其中, 衰减系数 C 为散射系数 γ 和吸收系数 a 之和 $C=a+\gamma$; ω_0 描述总衰减中散射和吸收所占的比例, $\omega_0=\gamma/C$ 。

光在某个给定方向单位立体角中散射的能量与在所有方向上平均的单位立体角中的散射能量之比, 称为散射相位函数。对散射相位函数的选取在很大程度上决定了Monte Carlo方法的计算精度与计算时间。纯水状态下, 散射光按Rayleigh散射分布, 充满悬浮粒子的海水则按Mie散射分布。对于Mie散射, 最常用的散射相位函数是Henyey-Greenstein(H-G)函数, 其优点是解析表达式简单, 能很好地再现Mie散射的前向峰值; 缺点是不能正确模拟后向散射^[11]。因此, 本文使用变形的H-G函数: 当 $0<\theta\leq\pi/2$ 时, 用 $P(\theta)$ 表示散射相位函数; 而 $\pi/2<\theta\leq\pi$ 时, 用 $\pi-\theta$ 值代替 θ 值近似为:

$$P(\theta, g) = \begin{cases} \frac{1-g^2}{(1+g^2-2g\cos\theta)^{3/2}} & 0 < \theta \leq \frac{\pi}{2} \\ \frac{1-g^2}{(1+g^2+2g\cos\theta)^{3/2}} & \frac{\pi}{2} < \theta \leq \pi \end{cases}$$

2.2 试验模拟方法

光在海水传输过程中遇到悬浮粒子而被不断散射, 导致非散射部分的直射光或单次散射光越来越少。光子被散射粒子散射而偏离光轴, 经过二、三、四等多级散射后, 重新进入光轴的光称为多次散射光^[2]。海水对光的单次散射在一定程度上描述了光散射的特征, 而多次散射使光在海水中的传输变得

更为复杂。

本文使用半解析Monte Carlo方法对光在海水中的多次散射传输过程进行模拟,如图1所示。

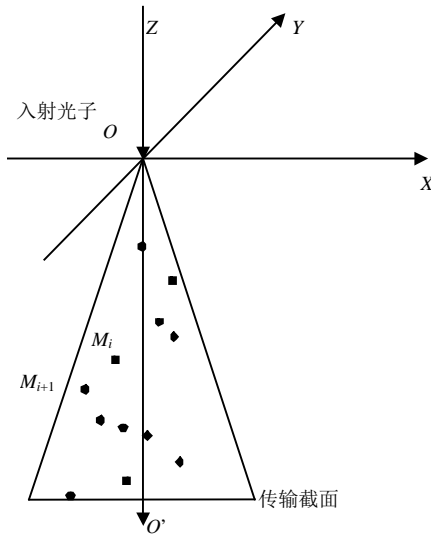


图1 一个光子样本的传播模拟示意图

将光子的传输范围设置成一个有一定立体角的锥体,其轴线与入射光子传输轴线重合。光子从原点O处准直入射,经过几次随机散射后到达一定的传输距离,在该过程中根据丢弃条件决定是否完成该次光子循环。 M_i 、 M_{i+1} 为光子第*i*次和第*i*+1次散射后的坐标,具体流程如图2所示。

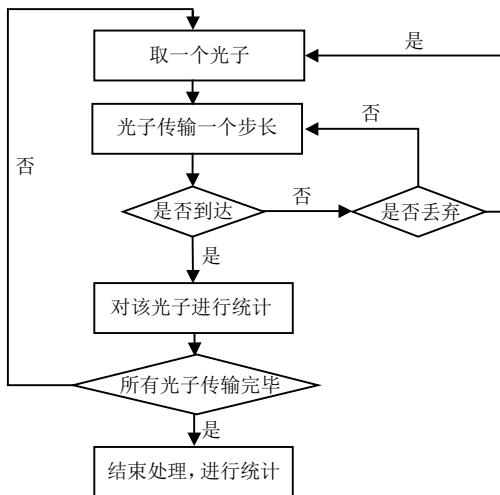


图2 Monte Carlo方法模拟流程图

光子的随机步长由Beer's Law确定: $l = -\lg(\text{rand}_1)/C$ 。其中, rand_1 为随机量,均匀分布在0~1之间;光子碰撞后的权值为 $W_{i+1} = W_i \omega_0$, $\omega_0 = \gamma/C$ 为介质的单次散射率;每次作用中光子被吸收的概率 $P = \alpha/C$;方位角 $\varphi = 2\pi \text{rand}_2$, rand_2 为(0,1)之间均匀分布的随机数;散射角 θ 为:

$$\theta = \begin{cases} \arccos \left\{ \frac{1}{2g} \left[(1+g^2) - \left(\frac{1-g^2}{1+g-2g\text{rand}_3} \right)^2 \right] \right\} \\ 0 < \theta \leq \frac{\pi}{2} \\ \arccos \left\{ \frac{1}{2g} \left[\left(\frac{1-g^2}{1+g-2g\text{rand}_3} \right)^2 - (1+g^2) \right] \right\} \\ \frac{\pi}{2} < \theta \leq \pi \end{cases}$$

式中 rand_3 为(0,1)之间均匀分布的随机数。

光子初始位置为 $M_0=(0,0,0)$,初始方向 $A_0=(0,0,1)$ 为光子前进方向与3个坐标轴的夹角余弦值,初始权重 $W_0=1$ 。

散射角 θ 和方位角 φ 确定后可得光子新方向:

$$\mu_{x,i+1} = \frac{\sin \theta_i}{\sqrt{1-\mu_{z,i}^2}} (\mu_{x,i} \mu_{z,i} \cos \varphi_i - \mu_{y,i} \sin \varphi_i) + \mu_{x,i} \cos \theta_i$$

$$\mu_{y,i+1} = \frac{\sin \theta_i}{\sqrt{1-\mu_{z,i}^2}} (\mu_{y,i} \mu_{z,i} \cos \varphi_i - \mu_{x,i} \sin \varphi_i) + \mu_{y,i} \cos \theta_i$$

$$\mu_{z,i+1} = -\sqrt{1-\mu_{z,i}^2} \sin \theta_i \cos \varphi_i + \mu_{z,i} \cos \theta_i$$

如果光子运动方向与Z轴方向基本平行(如 $\mu_{z,i} > 0.9999$),则光子新方向为:

$$\mu_{x,i+1} = \sin \theta_i \cos \varphi_i$$

$$\mu_{y,i+1} = \sin \theta_i \sin \varphi_i$$

$$\mu_{z,i+1} = \begin{cases} \cos \theta_i & \mu_{z,i} \geq 0 \\ -\cos \theta_i & \mu_{z,i} < 0 \end{cases}$$

光子碰撞过程的结束条件包括:(1)当光子权重 W_{i+1} 低于某一个阈值(如 1×10^{-6})时,认为该光子消亡而不再追踪,主要由所考虑的具体问题和探测器的灵敏度决定。(2)如果光子坐标超出锥体边界(立体角 Ω 取30 mrad),对光子进行下一次模拟,如果此时光子回到锥体内,则对该光子继续跟踪;否则执行新的光子循环。(3)如果光子撞到吸收体上,认为光子消亡而不再跟踪,该过程在程序中体现为光子每次碰撞时取一随机数 rand_4 ,若 rand_4 小于光子被吸收的概率 P ,则程序跳出该次光子循环,执行新一轮光子循环。(4)光子达到程序设定的传输距离。

3 实验结果及分析

图3~图5所示为对光子的传输进行Monte Carlo模拟所得的曲线。图中,横坐标为光子从O点开始在水中的传输距离;纵坐标为光斑截面光子数。由图3~图5可知:

(1) 在图3中, $C = 0.3$ 、 $\omega_0 = 0.7$ 。随着 g 值的减少(散射角的均值逐渐变大),海水中悬浮粒子对光子散射的前向选择性减弱。此时,光斑截面上的光子数随之减少,传输到一定距离后光斑截面上的光子数变化趋于平缓。

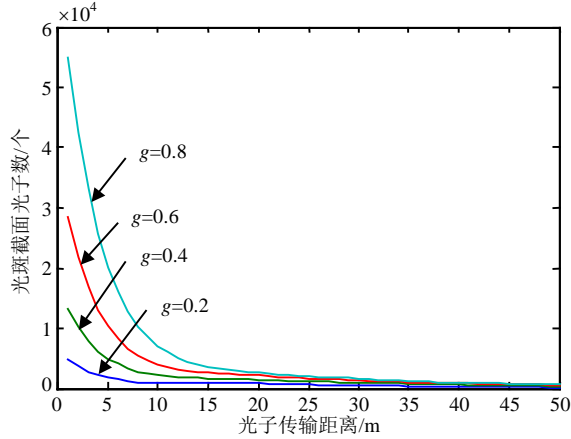


图3 不同 g 值时光斑截面光子数

(2) 在图4中, $C = 0.3$ 、 $g = 0.6$ 。当 ω_0 增大、衰减系数 C 一定时,表明散射系数增大,吸收系数变小,散射次数增加,光斑截面光子数减少。

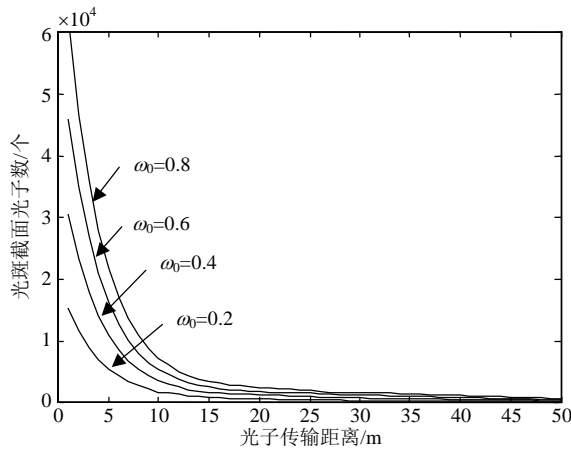


图4 不同海水单次散射反照率时光斑截面光子数

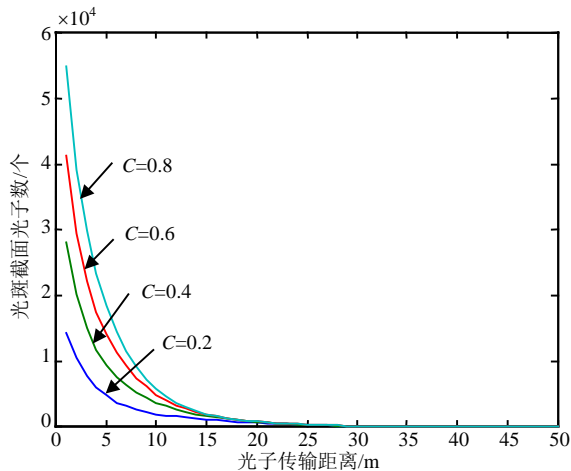


图5 不同海水衰减系数时光斑截面光子数

(3) 在图5中, $\omega_0 = 0.7$ 、 $g = 0.6$ 。衰减系数 C 增大即散射系数与吸收系数之和增大,光子被吸收的概率增加,被散射的次数增加,使得光斑截面光子数显著减少。

(4) 随着传输距离增加,不管各光学参数如何选择,光斑截面光子数呈现类指数下降的趋势。

4 结束语

由于海水中的被溶解物、悬浮体和纯水对光束的吸收和散射,使准直光束在海水中传输的过程中能量不断衰减。本文使用半解析Monte Carlo方法对光在海水中的衰减进行分析,模拟了光学参数对于光在海水中传输的光斑截面光子数的影响。研究结果表明,各光学参数对水下光束传输的影响较大,前、后向散射的变化将直接影响水下目标探测的性能。

参考文献

- [1] PAN Shu-guang, DENG Jia-hao, WEI Su-juan, et al. Research on the underwater laser fuze target detecting technique[C]//Computational Electromagnetics and Its Applications. [S.l.]: [s.n.], 2004.
- [2] PELLEN F, OLIVARD P, GUERN Y, et al. Radar modulation on optical carrier for target detection in sea-water[C]//Lasers and Electro-Optics. [S.l.]: [s.n.], 2000.
- [3] LERNER R M, SUMMERS J D. Monte Carlo description of time and space resolved multiple forward scatter in natural water[J]. Appl Opt, 1982, 21(5): 861-865.
- [4] 徐启阳, 杨坤涛, 王新兵, 等. 蓝绿激光雷达海洋探测[M]. 北京: 国防工业出版社, 2002.
- [5] XU Qi-yang, YANG Kun-tao, WANG Xin-bing, et al. Blue-green lidar ocean survey[M]. Beijing: National Defense Industry Press, 2002.
- [6] LEUNG Tsang, JIN Au-kong, KUNG Hau-ding. Scattering of electromagnetic waves: Theories and applications[M]. [S.l.]: John Wiley & Sons Inc, 2000.
- [7] MIE G. Beitrage zur optik trubermedien, speziel kolloidalen metall-losungen[J]. Ann Phys, 1908, 25(2): 377-389.
- [8] 冯士筌, 李凤岐, 李少菁. 海洋科学导论[M]. 北京: 高等教育出版社, 1999.
- [9] FENG Shi-zuo, LI Feng-qi, LI Shao-jing. An introduction to marine science[M]. Beijing: Higher Education Press, 1999.
- [10] JERLOV N G. Marine optics[M]. New York: Elsevier Science & Technology, 1976.
- [11] ZACCANTI G, BRUSCAGLIONI P, GURIOLI ET AL M. Laboratory simulations of lidar returns from clouds: experimental and numerical results[J]. Appl Opt, 1993, 32(9): 1590-1597.
- [12] STEINVALL K O, KOPPARL K R, KARLSSON U C M. Experimental evaluation of an airborne depth sounding lidar[J]. Opt Eng, 1993, 32(6): 1307-1321.
- [13] TOUBLANC D. Henyey-greenstein and Mie phase functions in Monte Carlo radiative transfer computations[J]. Appl Opt, 1996, 35(18): 3270-3274.