# 舰船尾流共轴激光雷达近场抑制比的计算方法

梁善勇<sup>1</sup>,张 伟<sup>2</sup>,王江安<sup>1</sup>,吴荣华<sup>1</sup>,马治国<sup>1</sup>

(1. 海军工程大学 电子工程学院,湖北 武汉 430033; 2. 中船重工 717 所,湖北 武汉 430033)

摘 要:水下激光雷达在近场就已经发生了激光的多次散射,其共轴光学系统对近场水体的强散射 信号将具有一定的抑制能力,可防止接收系统饱和。研究共轴光学系统近场抑制比的计算方法具有重 要意义。分析讨论了常规光子返回贡献公式不适于近场计算的原因,提出新的水下近场共轴光学系统 的返回贡献公式及基于坐标变换的简单计算方法,结合 Monte Carlo 仿真计算了水下近场抑制比。分 析计算了近场抑制比、抑制时长与激光脉冲宽度的关系,结果表明:该方法完全可满足水下共轴光学 系统计算的需要。

关键词:激光雷达; 后向散射; 气泡; 尾流; 共轴光学系统 中图分类号:TN958.98 文献标志码:A 文章编号:1007-2276(2012)08-2063-05

# Calculation method of near-field rejection rate of underwater wake lidar with coaxial optical system

Liang Shanyong<sup>1</sup>, Zhang Wei<sup>2</sup>, Wang Jiang'an<sup>1</sup>, Wu Ronghua<sup>1</sup>, Ma Zhiguo<sup>1</sup>

(1. Electronic Engineering College, Naval University of Engineering, Wuhan 430033, China;

2. No. 717 Research Institute of China Shipbuilding Industry Corporation, Wuhan 430033, China)

**Abstract:** The multiple scattering has happened when the laser pulse of the underwater lidar by wake is in the near-field transmission. Its coaxial optical system has a certain near-field suppression ability to the strong scattering and can prevent saturation of the receiver system. The near-field suppression ratio of the coaxial optical system is of great significance. The reason for that the traditional formula of photon returned contribution was not suitable for the near-field calculation was analyzed and a new formula was presented for underwater near-field coaxial optical system. A simple method to solve it with coordinate transforms was presented. The near-field suppression ratio and suppression time and the relationship between near-field suppression ratio and suppression time and the relationship between near-field suppression ratio and suppression time and the relationship between near-field suppression ratio and the laser pulse width were analyzed and calculated. The results prove that this method can satisfy the needs of underwater coaxial optical system analysis completely. **Key words:** lidar; back-scattering; bubble; wake; coaxial optical system

收稿日期:2011-12-02; 修订日期:2012-01-12

基金项目:武器装备预研基金项目(9140A26030110JB11);"十一五"预研(513030305)

作者简介:梁善勇(1983-),男,博士生,主要从事水下激光探测及光电对抗方面的研究。Email:laser\_ocean@yeah.net

导师简介:王江安(1951–),男,教授,博士,主要从事水下激光探测、光电对抗及目标识别等方面的研究。Email:gdyfzx@163.com

## 0 引 言

舰船在航行过程中,由于螺旋桨的空化、船体本 身水动力等原因,会在舰船尾迹中长时间残留空化 气泡<sup>[1]</sup>。当舰船航行较远距离后,气泡尾流在谱分布 上主要以 160 μm 以下的小尺度、低密度气泡为主, 传统的声制导鱼雷很难对其进行探测,而水下激光 雷达利用激光的超短波、高灵敏特性可以对其进行 高精度的探测,该技术可用于新型激光自导鱼雷,可 实现更远距离的跟踪和制导<sup>[2-5]</sup>。

近距离、高分辨率的水下激光雷达在近场就已 经与水中粒子群发生了激光的多次散射,其共轴光 学系统对近场水体的强散射信号将具有一定的抑制 能力,可防止接收系统饱和。水下共轴光学系统的设 计需要考虑实际发射和接收光学单元的相互影响及 遮挡等实际问题。

计算收发共轴光学系统在水下近场探测条件下 的抑制比及其影响因素是尾流激光雷达研制的基础 工作。然而到目前为止,对于收发共轴光学系统在水 下接收时,信号的近场抑制比的计算方法尚未见有 文献给予充分研究。

1 水下共轴光学系统的结构设计

1.1 尾流激光雷达

某部在 2010 年完成了舰船尾流激光雷达的研制任务<sup>60</sup>,图1为样机实物图。该样机分水下探测器



图 1 舰船尾流激光雷达系统样机 Fig.1 Underwater lidar system by ship wake

和水上数据处理系统两部分。前者位于海水中,利用 其内置的脉冲激光器、接收器、共轴光学系统和高速 采集卡等模块,接收激光与气泡尾流发生散射产生 的富含尾流信息的后向散射光,从而实现对尾流的 高精度探测。后者位于测量船甲板上,用于对尾流激 光回波信号进行实时数据处理及监控水下探测器工 作状态,发射激光波长为 532 nm,脉冲宽度为 10 ns。 1.2 水下共轴光学系统

水下共轴光学系统如图 2 所示。图中 1 为负发 射透镜;2 和 3 分别为第一和第二发射透镜;4 为反 射镜;5 为窗口镜,正反面分别镀增透硬膜和憎水 膜;6-8 为物镜第一至第三透镜;9 为滤光镜。发射透 镜 1-3 组成了激光器 3 倍扩束系统。



图 2 水下共轴光学系统图 Fig.2 Schematic of underwater coaxial optical system

### 2 共轴光学系统近场抑制比计算方法

#### 2.1 水下近场光散射返回贡献的计算模型

图 3 为水下收发共轴光学系统示意图,其中 OM<sub>1</sub>为窗口镜;OM<sub>2</sub>为出射激光反射镜;*Q*<sub>1</sub>为物镜 第一透镜;*Q*<sub>2</sub>为光子散射点*P*<sub>n</sub>的返回光线因 OM<sub>2</sub> 遮挡在平面 *XOY*上形成的随机形状封闭区域;*D*<sub>1</sub>和 *D*<sub>2</sub>表示 OM<sub>2</sub>分别与 *Q*<sub>1</sub>和 OM<sub>1</sub>的间距。



图 3 水下共轴光学系统计算模型 Fig.3 Model of underwater coaxial optical system

图 3 中,根据光的粒子性可以将 z 方向的出射 激光看成是由大量光子组成的光子束<sup>[7]</sup>。其中的某一 粒光子经过了 *n*-1 次散射后,在某一时刻到达散射 点 *P<sub>n</sub>*且以方向 *U<sub>n</sub>*向第 *n*+1 个散射点行进(设点 *P<sub>n</sub>* 位于接收视场内),此时可以认为光子在点 *P<sub>n</sub>*的散 射对回波信号有贡献。对于贡献值的大小,之前<sup>18</sup>的 处理方法为将散射点 *P*<sub>n</sub> 到接收透镜 *Q*<sub>1</sub> 中心的连线 d<sup>\*</sup>d<sup>\*</sup>f为光子返回路径,光子在散射点 *P*<sub>n</sub>处的返回贡 献表示为:

$$pr(P_n, U_n) = \frac{p(\gamma)}{4\pi} \cdot \left(\frac{s}{d^2}\right) \cdot \exp(-c \cdot d) \cdot W_n \qquad (1)$$

式中:γ为光子运动方向 *U*<sub>n</sub> 与返回路径之间的夹 角;s为接收透镜 *Q*<sub>1</sub>的面积;c为海水体衰减系数; *W*<sub>n</sub>为当前光子的权值。

该方法被用于远场目标散射的 Monte Carlo 仿 真,但它无法解释共轴光学系统在近场应用背景下 的后向散射过程,具体原因有 2 个方面:

(1) 当光子散射点 P<sub>n</sub> 位于近场时,此时接收透 镜 Q<sub>1</sub> 直径并不小于返回路径的长度 d,因此将d<sup>\*</sup> 为光子唯一返回路径的近似是不成立的。

(2)返回路径受到反射镜 OM<sub>2</sub> 的遮挡,在接收透镜平面 XOY 上将形成随机形状的封闭区域 Q<sub>2</sub>,Q<sub>2</sub>内部的光线因被遮挡而无法被接收。

下面提出一种水下激光雷达共轴光学系统近场 抑制比的计算方法。

由于点  $P_n$  位于近场,光子在点  $P_n$  处被接收透镜  $Q_1$  有效接收的光线返回路 $A_{d_i}^{i}$  有无数条(如图 1 中的  $P_nS_1$ 和  $P_nS_2$ )。同样是由于近场的原因, $P_{n-1}P_n$ 到  $P_nS_1$ 和  $P_nS_2$  的夹角  $\gamma_1$ 和  $\gamma_2$  相差可能比较大,所以每个方向 $\vec{d}_i$ 的返回概率  $pr(P_n, \vec{d}_i)$ 并不相同。将有界闭区域  $Q_1 \cap Q_2$ 分成任意 n 个小封闭区间  $\Delta \sigma_1, \Delta \sigma_2, \dots, \Delta \sigma_n$ ,在每个  $\Delta \sigma_i$  上任取一点( $\xi_i, \eta_i$ )作乘积和  $\sum_{i=1}^n pr(\xi_i, \eta_i) \cdot \Delta \sigma_i$ ,当  $\lambda \rightarrow 0$  时有:

$$\lim_{\lambda \to 0} \sum_{i=1}^{n} pr(\xi_i, \eta_i) \cdot \Delta \sigma_i = \int_{Q_i \cap \overline{Q}_i} pr(P_n, \vec{d}_i) \cdot d\sigma \qquad (2)$$

公式(2)变为极坐标后,将其定义为新的近场点 *P<sub>n</sub>*处的返回贡献值,可表示为:

$$K(P_n, U_n) = \int_{Q_1 \cap \overline{Q}_2} pr(r, \theta) \cdot r dr d\theta$$
(3)

式中: $Q_1 \cap Q_2$ 为积分区间; $(r, \theta)$ 为平面 *XOY* 内一点 (如  $S_1$ )的极坐标; $pr(r, \theta)$ 为光子返回概率,由公式(1) 给出。为加强海水的后向散射以提高程序运行效率, 对公式(1)中的 H-G 函数  $p(\gamma)$ 进行修正,表示为:

$$p(\gamma) = \frac{3}{2} \cdot \frac{1 - g^2}{2 + g^2} \cdot \frac{1 + \cos^2 \gamma}{(1 + g^2 - 2g\cos \gamma)^{3/2}}$$
(4)

式中:g为海水介质的不对称因子。

2.2 近场散射点返回贡献值的求解

Monte Carlo 模型是采用随机抽样统计实验的 方法求解随机介质中的光子传输问题<sup>[7-8]</sup>,故光子散 射点  $P_n$  是随机的,因此从点  $P_n$  向 XOY 望去,OM<sub>2</sub> 在 XOY 平面的阴影  $Q_2$  也将是一个随机形状的封闭区 域。图 4 是  $Q_1$  和  $Q_2$  可能存在的几何关系。公式(3)求 解的难点在于不同几何关系下积分上下限的确定。 为方便确定积分上下限,避免不必要的函数分段讨 论,需要将坐标系进行变换。图 4 中给出了不同几何 关系下新坐标系 X'O'Y'的具体选取。



图 4 XOY 坐标系下  $Q_1 与 Q_2$  可能的几何关系 Fig.4 Geometry relationship between  $Q_1$  and  $Q_2$  in the coordinate

system of XOY

首先,根据图 4 计算新系在原系下的位置。当几 何关系如图 4(a)、(c)时,只需做坐标系的平移变换即 可得到便于计算的新系 XOY。新系原点 O'取为光子 散射点  $P_n$ 与反射镜圆心的连线同 XOY 平面的交点。 新系原点 O'在原系 XOY 下的坐标表示为:

$$O'_{X} = \frac{-D_{1} \cdot P_{X}}{P_{Z} - D_{1}}, O'_{Y} = \frac{-D_{1} \cdot P_{Y}}{P_{Z} - D_{1}}$$
 (5)

式中:(*P<sub>x</sub>*, *P<sub>y</sub>*, *P<sub>z</sub>*)为此刻光子散射点 *P*在三维坐标系 *XYZ*下的坐标;*D*<sub>1</sub>为反射镜 OM<sub>2</sub>中心与透镜 *Q*<sub>1</sub>的 距离。

当几何关系如图 4(d)、(e)时,需同时进行坐标 平移和旋转变换,新系 X'O'Y'的选取原则为:O'X'轴通过接收透镜  $Q_1$ 和封闭区域  $Q_2$ 的两交点;原点 O'选为两交点连线的中心。坐标系平移后的原点坐 $标(<math>O'_x, O'_y$ )和坐标轴旋转角度  $\theta$ 分别为:

$$O'_{X} = (x_1 + x_2)/2, O'_{Y} = (y_1 + y_2)/2$$
 (6)

$$\theta = -\arctan\left(\frac{y_2 - y_1}{x_2 - x_1}\right) \tag{7}$$

坐标点(x1, y1)和(x2, y2)分别表示两封闭曲线的2

个交点。图 4(b)的情况坐标系不用变换即可得到积 分上下限,不再赘述。

然后,根据公式(5)~(7)将图 4 中两封闭曲线用 极坐标表示,并将其变换到新系 X'O'Y'下,方法为: 原坐标系 XOY 中的点(x,y,z)到新坐标系 X'O'Y'中 的坐标变换过程可表示为:

 (x',y',z',1)<sup>T</sup>=**R**・**T**・(x,y,z,1)<sup>T</sup>
 (8)

 式中:**T**和**R**分别为平移和旋转矩阵,可表示为:

$$\boldsymbol{T} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & -O'_{X} \\ 0 & 1 & -O'_{Y} \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}, \boldsymbol{R} = \begin{bmatrix} \cos\theta & -\sin\theta & 0 \\ \sin\theta & \cos\theta & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$$
(9)

之后,在新系 X'O'Y'下可方便地确定公式(3)的 积分上下限和积分函数。由于图 4 中 5 种情况的积 分函数各不相同且形式非常冗长,这里不再赘述。

#### 2.3 基于蒙特卡罗的仿真计算

在求解海水辐射传输和散射问题中,经典的方 法有输运理论<sup>[10]</sup>、离散坐标法<sup>[11]</sup>、多通量理论<sup>[11]</sup>及蒙 特卡罗(MC)<sup>[12]</sup>等方法。相比之下,MC 法更能揭示粒 子的多次散射效应,它是一种统计模拟随机抽样的 方法,运用光子吸收和散射跟踪光子通过混浊介质 的过程<sup>[12]</sup>。文中仿真选用 MC 方法,其中光子的接收 程序采用上文提出的近场返回贡献计算公式(见公 式(3))。

令激光发射光束中心位于坐标原点,光束半径为  $R_{\text{beam}}$ ,发散角为 $\alpha_{\text{beam}}$ ,则光子的初始位置 $P_0(x_0, y_0, z_0)$ 和运动方向 $U_0(p_0, q_0, l_0)$ 可表示为:

$$x_{0}=R_{\text{beam}}\xi_{1}\cos(2\pi\xi_{2})$$
  

$$y_{0}=R_{\text{beam}}\xi_{1}\sin(2\pi\xi_{2})$$
  

$$z_{0}=0$$
(10)

$$p_{0}=\sin(\alpha_{\text{beam}}\xi_{3})\cos(2\pi\xi_{4})$$

$$q_{0}=\sin(\alpha_{\text{beam}}\xi_{3})\sin(2\pi\xi_{4})$$

$$l_{0}=\cos(\alpha_{\text{beam}}\xi_{3})$$
(11)

式中: ξ<sub>i</sub>(*i*=1,2,3)表示(0,1)之间均匀分布的随机数。 光子在海水介质中的自由程 Δ*l* 通过抽样得到:

$$\Delta l = -\ln\xi/c \tag{12}$$

光子的方位角  $\psi_m=2\pi\xi$ 均匀分布于 $(0,2\pi)$ 之间, 散射角  $\theta_m$  采用 Henyey-Greenstein 相函数<sup>[9]</sup>抽样确定:

$$\theta_m = \arccos\left\{\frac{1}{2g} \left[ (1+g^2) - \frac{(1-g^2)^2}{(1-g+2g\xi)^2} \right] \right]$$
(13)

式中:g为海水介质的不对称因子,g=0时表示介质

对光子的散射是各向同性的,g=1时则表示前向散射。通常情况下海水介质的g值取值范围为(0.6, 0.9)。

在确定光子运动方向的散射角 θ<sub>m</sub> 和方位角 φ<sub>m</sub> 后,通过坐标变化计算光子第 m 次散射后新的方向 矢量:

$$p_{m+1} = \frac{\sin\theta_m}{\sqrt{1 - l_m^2}} (p_m l_m \cos\varphi_m - q_m \sin\varphi_m) + p_m \cos\theta_m$$

$$q_{m+1} = \frac{\sin\theta_m}{\sqrt{1 - l_m^2}} (q_m l_m \cos\varphi_m - p_m \sin\varphi_m) + q_m \cos\theta_m \qquad (14)$$

$$l_{m+1} = -\sin\theta_m \cos\varphi_m \sqrt{1 - l_m^2} + l_m \cos\theta_m$$

在仿真中采用了一种能提高计算效率和降低方 差的"轮盘赌"<sup>[13]</sup>的方法来判断光子散射后能否幸存。

#### 3 仿真结果与分析

采用文中研究的光散射返回贡献计算公式,结 合 Monte Carlo 仿真计算了水下共轴光学系统近场 抑制比。

3.1 近场抑制比与抑制时长的关系

设物镜第一透镜  $Q_1$  半径为 0.1 m,反射镜 OM<sub>2</sub> 半径为 0.04 m,OM<sub>2</sub> 与  $Q_1$  的距离  $D_1$ =0.08 m,激光 脉宽为 5 ns,水体衰减系数 c=0.219 m<sup>-1</sup>,单次反照 率  $\omega_0$ =0.81。此时收发共轴光学系统对不同时间回波 信号的抑制比如图 5所示。



Fig.5 Suppression ratio of underwater coaxial optical system

从图 5 中可见,将时间换算为距离后,该系统对 距离 0.5 m 以内的散射光抑制比高达 90%以上,对 1.5 m 以内的近场散射光也具有一定的抑制作用,说 明该系统可对近场水体的强后向散射光进行抑制, 有效防止了接收系统饱和。

3.2 近场抑制比与激光脉宽的关系

图 6 为抑制比降低-3 dB 的时刻点与激光脉宽 的关系曲线图。由图 6 可见,图中发射的脉冲宽度越 宽,该系统抑制比降低到-3dB的时刻点越延迟,抑制的时间越长,效果越明显。分析原因:随着发射脉冲宽度的增加,该系统对脉冲持续时间段内发射的 光子都进行了抑制,因此造成总的抑制时间的延长。



图 6 抑制时间与脉冲宽度的关系

Fig.6 Relationship between suppression time and laser pulse width

#### 4 结 论

文中研究了水下共轴光学系统近场散射光抑制 比的计算方法。采用对返回光线积分的方法给出了 近场散射点的返回贡献表达式,并结合 Monte Carlo 方法进行了计算。针对近场散射点返回贡献值积分 求解困难的问题,提出针对不同 *Q*<sub>1</sub>、*Q*<sub>2</sub>的几何关系 来变换不同坐标系,从而简化求解。

结果表明:该方法完全可满足计算水下尾流激光 雷达近场抑制比参数的计算。可广泛应用于舰船尾流 探测、高精度水下绘图、大气环境监测等各种混浊介 质后向共轴光学系统的设计中。

#### 参考文献:

- Stanic S, Caruthers J W, Goodman R R, et al. Attenuation measurements across surface-ship wakes and computed bubble distributions and void fractions [J]. *IEEE J Oceanic Eng*, 2009, 34(1): 83–92.
- John S S, Marston P L. Transient bubble oscillations associated with the under water noise of rain detected optically and some properties of light scattering by bubbles
   [J]. Bubble Dynamics and Interface phenomena, 1994, 25: 161–169.
- [3] Zhang Jiansheng. Study and measurement of wake optical properties[D]. Xi'an: Xi'an Institute of Optics and Precision Mechanics, Chinese Academy of Sciences, 2001. (in Chinese) 张建生. 尾流的光学特性研究与测量[D]. 西安: 中国科学 院西安光学精密机械研究所, 2001.
- [4] Alexander A K. Single light scattering: bubbles versus

droplets[J]. Am J Phys, 2004, 72(2): 258-263.

[5] Huang Youwei, Jin Weiqi, Ding Kun, et al. Underwater forward scattering imaging model based on beam spatial broadening [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2009, 38(4): 669–674. (in Chinese)

黄有为,金伟其,丁琨,等.基于光束空间展宽的水下前向 散射成像模型[J].红外与激光工程,2009,38(4):669-674.

 [6] Liang Shanyong, Wang Jiang'an, Wei Wentao, et al. Development of lidar detection systems of underwater vehicle wake [J]. J *Huazhong Univ of Sci & Tech (Natural Science Edition)*, 2011, 39(9): 25–28. (in Chinese)

梁善勇,王江安,韦文涛,等.水下航行体尾迹激光雷达探 测系统的研制[J].华中科技大学学报(自然科学版),2011, 39(9):25-28.

- [7] Lv Jianwei, Wang Qiang. Numerical calculation and analysis of infrared radiation characteristics from aircraft skin by using RMC method [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2009, 38(2): 232-237. (in Chinese)
  吕建伟,王强.飞行器蒙皮红外辐射特征的反向蒙特卡罗 计算与分析方法[J]. 红外与激光工程, 2009, 38(2): 232-237.
- [8] Liang Jun, Yang Kecheng, Xia Min, et al. Monte Carlo simulation for modulated pulse bathymetric light detecting and ranging systems[J]. J Opt A: Pure Appl Opt, 2006, 8: 415–422.
- [9] Tomonori T, Teruo A, Masahiro H, et al. Monte Carlo simulation of spectral albedo for artificial snowpacks composed of spherical and nonspherical particles [J]. *Applied Optics*, 2006, 45(21): 5310–5319.
- [10] Shi Yanli, Li Fan, Zhao Lusheng, et al. Photoelectric properties of InAs/GaSb type-II superlattices [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2011, 40(6): 981-985. (in Chinese) 史衍丽,李凡,赵鲁生,等. InAs/GaSb 类超晶格红外探测器光电特性理论计算 [J]. 红外与激光工程, 2011, 40(6): 981-985.
- [11] Nie Zaiping, Fang Dagang. Targets and electromagnetic scattering characteristic model. [M]. Beijing: National Defense Industry Press, 2009. (in Chinese)
  聂在平,方大纲. 目标与环境电磁散射特性建模 [M]. 北京: 国防工业出版社, 2009.
- [12] Lu Qiang, Gan Xiaosong, Gu Min, et al. Monte Carlo modeling of optical coherence tomography imaging through turbid media [J]. *Applied Optics*, 2004, 43(8): 1628–1637.
- [13] Prahl S A. Light transport in tissue [D]. Austin: The University of Texas, 1988.