

文章编号: 0258-7025(2001)07-0617-04

# 准直激光束水下光斑的变化规律研究\*

刘应状 朱耀庭 朱光喜 马 泳 彭复员

(华中科技大学电子与信息工程系 武汉 430074)

**提要** 从光在介质中传输的物理过程出发,获得了准直激光束的水下光斑随深度变化的解析表达式,可以较好地解释不同水质、不同深度条件下光斑的变化规律。

**关键词** 机载激光,准直激光束,水下光斑

中图分类号 TN 249 文献标识码 A

## Study of Underwater Spot Spread of Collimated Laser Beam

LIU Ying-zhuang ZHU Yao-ting ZHU Guang-xi MA Yong PENG Fu-yuan

(Dept. of Electronics & Information Engineering,

Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074)

**Abstract** An analytical formula for underwater spot spread in the seawater is got from the equation for the light transmitting in media, which can interpret underwater spot spread in seawater with different water quality and different depth successfully.

**Key words** airborne laser, collimated laser beam, underwater spot

### 1 引 言

机载激光系统工作示意图如图 1 所示,一旦激光束入射到海水中,由于海水中粒子对光束的散射和吸收作用,激光束的水下“光斑”将越来越大,而光

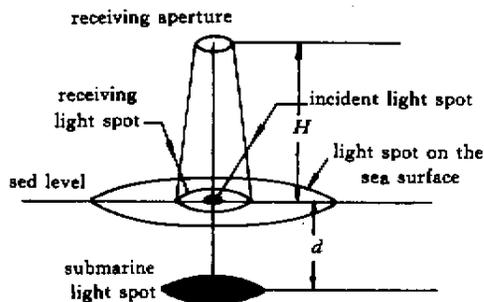


图 1 机载激光系统工作示意图

Fig.1 Airborne laser system

强却越来越小。水下光斑的大小将直接影响到海面光斑的大小,从而影响到接收孔径的接收功率,对水下光斑大小估计的准确度直接关系到能否准确地计

算接收功率的大小,它将对水下目标的识别产生重要影响。因此,研究激光束水下光斑的扩展规律,对于整个系统来说至关重要。然而,由于光在海水中的传播十分复杂,到目前为止,人们对它的研究普遍是用蒙特卡罗方法进行模拟<sup>[1~5]</sup>,没有水质参数如何影响光斑扩散的定量描述,经验性的、人为的因素较多。本文从光在水中的传输方程出发,研究准直激光束水下光斑的变化规律,得到水下光斑随水质参数、深度变化的解析表达式;利用已有的实验数据,进行了数字计算,较好地解释了准直激光束水下光斑的变化规律。

### 2 准直激光束在海水中的传输

#### 2.1 光在随机介质中的传输<sup>[6]</sup>

考虑一辐射强度为  $I_i$  的光入射到一粒子密度为  $\rho$  的介质中,如图 2 所示。则在介质  $r$  处的平均漫射强度  $U_d(r)$  满足

$$\nabla^2 U_d(\mathbf{r}) - \kappa_d^2 U_d(\mathbf{r}) = -3\rho\sigma_u U_r(\mathbf{r}) - \frac{3}{4\pi}\rho\sigma_s E(\mathbf{r}) +$$

$$\frac{3}{4\pi} \nabla \cdot \int_{4\pi} \epsilon_{ri}(\mathbf{r}, \mathbf{s}) \mathbf{s} d\omega + \frac{3}{4\pi} \nabla \cdot \int_{4\pi} \epsilon(\mathbf{r}, \mathbf{s}) \mathbf{s} d\omega \quad (1)$$

其中,

\* 国防九五预研 98-2000 2.3.2 项目资助课题。

收稿日期 2000-02-14; 收到修改稿日期 2000-04-10

$$\begin{cases} U_d(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi} \int_{4\pi} I_d(\mathbf{r}, \mathbf{s}) d\omega \\ \epsilon_n(\mathbf{r}, \mathbf{s}) = \frac{\rho\sigma_t}{4\pi} \int_{4\pi} j(\mathbf{s}, \mathbf{s}') I_n(\mathbf{r}, \mathbf{s}') d\omega' \\ j(\mathbf{s}, \mathbf{s}') = \frac{4\pi}{\sigma_t} |j(\mathbf{s}, \mathbf{s}')|^2 \\ \kappa_d^2 = 3\rho^2\sigma_a\sigma_{tr} \\ \sigma_{tr} = (1 - \bar{p})\sigma_t = (1 - \bar{p})(\sigma_s + \sigma_a) \\ \bar{p} = \frac{1}{4\pi} \int_{4\pi} j(\mathbf{s}, \mathbf{s}') \mathbf{s} \cdot \mathbf{s}' d\omega \\ E(\mathbf{r}) = \int_{4\pi} \epsilon(\mathbf{r}, \mathbf{s}) d\omega \end{cases} \quad (2)$$

其中  $I_d(\mathbf{r}, \mathbf{s})$  为  $\mathbf{r}$  处  $\mathbf{s}$  方向的约化入射强度;  $j(\mathbf{s}, \mathbf{s}')$  为散射振幅;  $\sigma_s$  为散射截面;  $\sigma_a$  为吸收截面。

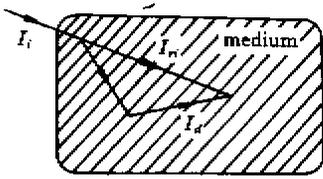


图 2 光在介质中的散射

Fig.2 Light scattering in medium

为了讨论光束能量在介质中的传播,引入通量密度  $\mathbf{F}(\mathbf{r})$ , 其定义为

$$\mathbf{F}(\mathbf{r}) = \int_{4\pi} \mathbf{K}(\mathbf{r}, \mathbf{s}) d\omega \quad (3)$$

它表示  $\mathbf{r}$  处净功率流的大小和方向,其散度为

$$\nabla \cdot \mathbf{F}(\mathbf{r}) = -\rho\sigma_a \int_{4\pi} \mathbf{K}(\mathbf{r}, \mathbf{s}) d\omega + \int_{4\pi} \epsilon(\mathbf{r}, \mathbf{s}) d\omega \quad (4)$$

当介质无损耗 ( $\sigma_a \rightarrow 0$ ) 和无辐射源 ( $\epsilon(\mathbf{r}, \mathbf{s}) = 0$ ) 时,功率流守恒,即

$$\nabla \cdot \mathbf{F}(\mathbf{r}) = 0 \quad (5)$$

由于漫射只在介质中产生,因此,在介质边界上,从外部通过边界入射到介质的漫射强度应为零,即

$$I_d(\mathbf{r}, \mathbf{s})|_s = 0 \quad (6)$$

若用平均漫射强度  $U_d(\mathbf{r})$  来表示, (6) 可以近似地表示为

$$U_d(\mathbf{r}) - \frac{2}{3\rho\sigma_{tr}} \frac{\partial}{\partial n} U_d(\mathbf{r}) + \frac{2\mathbf{n} \cdot \mathbf{Q}(\mathbf{r})}{4\pi} = 0 \quad (7)$$

其中,  $\mathbf{n}$  表示指向介质界面内法向单位矢量;

$$\mathbf{Q}(\mathbf{r}) = \frac{1}{\rho\sigma_{tr}} \int_{4\pi} [\epsilon_n(\mathbf{r}, \mathbf{s}) + \epsilon(\mathbf{r}, \mathbf{s}) \mathbf{s}] d\omega \quad (8)$$

方程 (1) 是光在介质中传播的基本方程,它与边界条件 (7) 构成了一个完整的数学问题。只要知道

入射的光强、介质中的辐射场源,介质中的粒子密度分布和具体的边界条件,就可以求出介质中任意一点的平均光强。

### 2.2 准直激光束在海水中的传输

在机载激光探测水下目标过程中,使用的激光束为准直激光束。假设一强度为  $I$  的准直激光束垂直入射到一个厚度为  $d$  的海水层中,如图 3 所示。由于海水中粒子的吸收和散射作用,激光束将在海水中扩散,其辐射强度将随深度的增加而衰减,在  $\mathbf{r}$  处的平均辐射强度是平均约化入射强度  $U_{ri}(\mathbf{r})$  与平均漫射强度  $U_d(\mathbf{r})$  之和。平均约化入射强度是由于介质的吸收和散射而衰减的平均入射辐射强度,而平均漫射强度是由于介质中粒子的散射作用而产生的。

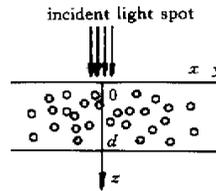


图 3 准直激光束垂直入射到海水中

Fig.3 Collimated laser beam is incident to the sea water

$U_{ri}(\mathbf{r})$  可以很容易地由约化入射强度所满足的方程<sup>[6]</sup>求出

$$U_{ri} = \frac{I_0}{4\pi} \exp(-\rho\sigma_t z) \quad (9)$$

下面我们计算平均漫射强度。为了讨论方便,假设介质中不存在辐射光源,因此,  $\epsilon(\mathbf{r}, \mathbf{s}) = 0$ 。考虑到与  $z$  轴的对称性,由 (1) 可以得到满足  $U_d(z)$  的方程

$$\frac{d^2 U_d(z)}{dz^2} - \kappa_d^2 U_d(z) = -Q_0 \exp(-\rho\sigma_t z) \quad (10)$$

其中,

$$\begin{cases} Q_0 = \frac{I_0}{4\pi} [3\rho^2\sigma_s\sigma_{tr} + 3\rho^2\sigma_s\sigma_t\bar{\mu}] \\ \bar{\mu} = \frac{\mathbf{s} \cdot \mathbf{s}'}{s} = \overline{\cos\theta} \end{cases} \quad (11)$$

对于图 3 所示的边界问题,由 (7) 可以得到

$$\begin{cases} U_d(z) - h \frac{dU_d(z)}{dz} + \frac{Q(z)}{2\pi} = 0 & \text{在 } z = 0 \text{ 处} \\ U_d(z) + h \frac{dU_d(z)}{dz} - \frac{Q(z)}{2\pi} = 0 & \text{在 } z = d \text{ 处} \end{cases} \quad (12)$$

其中,

$$\begin{cases} h = \frac{2}{3\rho\sigma_{tr}} \\ Q_1(z) = \frac{\sigma_s \bar{I}}{\sigma_{tr}} I_0 \exp(-\rho\sigma_{tz}) \end{cases} \quad (13)$$

求解(10)可以得到

$$U_d(z) = C_1 \exp(\kappa_d z) + C_2 \exp(-\kappa_d z) \quad (14)$$

其中,系数  $C_1, C_2$  可由边界条件(12)求出。

为了讨论机载激光束在海水中的传输,下面将图3所示的边界拓展为半无限空间,让  $d \rightarrow \infty$ ,可以得到

$$U_d(z) = A \exp(-\rho\sigma_{tz}) + B \exp(-\kappa_d z) \quad (15)$$

其中,

$$\begin{cases} A = -\frac{Q_0}{(\rho\sigma_t)^2 - \kappa_d^2} \\ B = -\frac{A(1 + \rho\sigma_t h)}{1 + \kappa_d h} - \frac{Q_1}{2\pi(1 + \kappa_d h)} \end{cases} \quad (16)$$

于是可以得到当激光束入射到深度为  $z$  处时,总的平均光强为

$$U(z) = U_{tr}(z) + U_d(z) = \frac{I_0}{4\pi} \exp(-\rho\sigma_{tz}) + A \exp(-\rho\sigma_{tz}) + B \exp(-\kappa_d z) \quad (17)$$

### 3 准直激光束水下光斑的变化规律

激光束在海水中传播过程中,吸收和散射同时存在,虽然光束能量的衰减是由两者的共同作用而造成的,但二者的作用有区别。海水和粒子对光的吸收主要影响光束能量的衰减,对光束的扩散影响不大,而散射作用使光束扩散、光斑变大,从而使光束的能量也要衰减。也就是说,光斑的变大主要是由于海水中粒子对光束的散射造成,粒子的吸收基本上不影响光斑的扩散。因此,研究光斑随深度的变

化规律时,假设散射元是无损耗的,对结果影响并不大。

当散射元无损耗时,有  $\sigma_a \rightarrow 0$ ,这时(17)简化为

$$U(z) = \left( \frac{I_0}{4\pi} + A \right) \exp(-\rho\sigma_s z) \quad (18)$$

由于介质无损耗且无辐射源,满足功率通量守恒。假设初始光斑的大小为  $S_0$ ,深度为  $z$  处的光斑大小为  $S$ ,由(18)和(5)的积分形式

$$\oiint \mathbf{F} \cdot d\mathbf{S} = \oiint \left[ \int_{4\pi} \mathbf{K}(\mathbf{r}, \mathbf{s}) S d\omega \right] \cdot d\mathbf{S} = 0 \quad (19)$$

可以得到

$$S(z) = \frac{S_0 U(0) - \delta}{U(z)} \quad (20)$$

其中,  $\delta$  是通过侧面的功率通量,由于光的散射能量主要集中在前向和后向,且  $S(z)$  比  $S_0$  大,因此,通过侧面的功率通量比通过前向  $S(z)$  和后向  $S_0$  的功率通量小很多,可以忽略,况且,忽略所得到的  $S(z)$  将比(20)所得的结果稍大,作为一个比较保守的估计,可以近似地得到

$$S(z) = S_0 \exp(\rho\sigma_s z) \quad (21)$$

实际应用中,可以用平均散射截面  $\sigma_s$  代替  $\sigma_s$ ,于是,  $S(z)$  可以表示为

$$S(z) = S_0 \exp(\rho\sigma_s z) \quad (22)$$

式(22)表明,深度为  $z$  处的激光水下光斑的大小与初始入射光斑的大小、海水中粒子的密度、粒子的平均散射截面(粒子的密度、粒子的平均散射截面可以归结为水质参数)和深度有密切关系。

为了较直观地描述激光束水下光斑随深度的变化规律,下面以美国的两个海域(南波罗的海和加勒比海)所测得的  $\rho\sigma_s$  值<sup>[7]</sup>来加以说明,见图4。

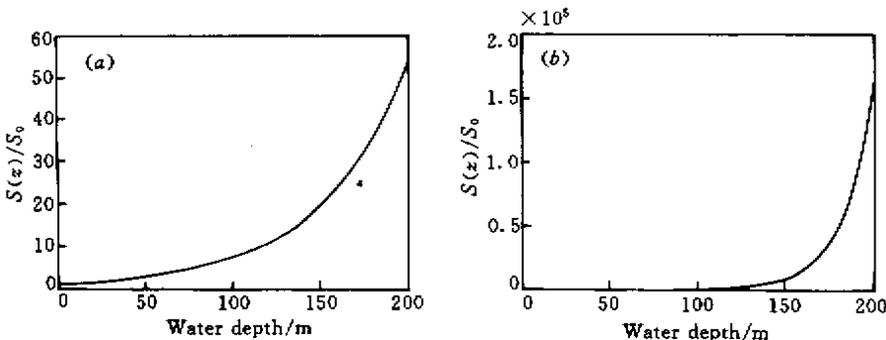
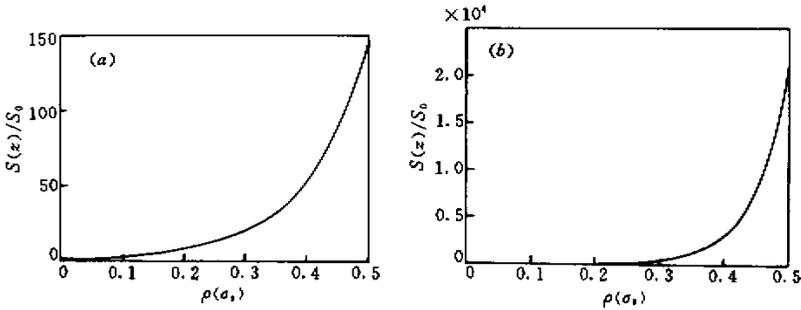


图4 光斑随深度的变化

Fig.4 Change of laser spot with depth for  $\rho\sigma_s = 0.02$  (a) and  $0.06$  (b)

图 5 不同深度处光斑随  $\rho \sigma_s$  的变化Fig.5 Change of laser spot with  $\rho \sigma_s$  for the different depth

(a) 10 m ; (b) 20 m

同时,为了说明水下光斑随水质参数  $\rho \sigma_s$  的变化规律,我们计算了 10 m 和 20 m 深度处光斑随水质参数  $\rho \sigma_s$  的变化规律,如图 5(a)(b)所示。

## 4 结 论

由式(22)和图 4、图 5 的结果可以看出:

1) 水下光斑的大小随深度呈指数增加,海水的水质(不同的  $\rho \sigma_s$  值)对光斑的变化影响很大,同样的深度,不同的水质,水下光斑的大小差异很大;

2) 虽然总的来说水下光斑的大小随深度呈指数增加,但是,在一定深度范围内,光斑的增加很缓慢,近似为线性(称之为线性增加区);当深度增加到一定程度以后,光斑将迅速呈指数增加,以至于形成漫射,光斑呈球面扩散(称之为漫射区);

3) 不同的水质,其线性增加区的长度不同,  $\rho \sigma_s$  值较小的水质,其线性增加区的长度较大,而  $\rho \sigma_s$  值较大的水质,其线性增加区的长度相对较小。

4) 假设初始光斑直径为 1 cm,  $\rho \sigma_s = 0.4$ ,则在 40 m 深度处,由式(21)可以计算出光斑的半径为

15 m,这与文献[1]用蒙特卡罗方法模拟的结果(衰减系数为 0.4 时 40 m 深度处的光斑的半径为:当散射率为 90% 时为 20 m,当散射率为 63% 时为 10.2 m)大致相当。

## 参 考 文 献

- 1 Chen Wenge, Lu Yimin, Huang Tiexia. Light scattering of oceanic laser radar system. *Acta Electronica Sinica* (电子学报), 1996, **24**(3): 112 ~ 115 (in Chinese)
- 2 Du Zhufeng, Lu Yimin, Yang Zongkai *et al.*. Monte Carlo calculations of the received oceanic lidar signals. *Chinese J. Lasers* (中国激光), 1999, **A26**(1): 52 ~ 56 (in Chinese)
- 3 Liu Yingzhuang, Zhu Guangxi, Zhu Yaoting *et al.*. Studies of airborne laser search for underwater target and its simulation. *Journal of Optoelectronics · Laser* (光电子·激光), 1999, **10**(4): 321 ~ 324 (in Chinese)
- 4 Howard R. Gordon. Interpretation of airborne oceanic lidar: effects of multiple scattering. *Appl. Opt.*, 1982, **21**(16): 2996 ~ 3001
- 5 Clarence J. Funk. Multiple scattering calculations of light propagation in ocean water. *Appl. Opt.*, 1973, **12**(2): 301 ~ 313
- 6 Akira Ishimaru. *Wave Propagation and Scattering in Random Media*. Academic Press, 1978
- 7 N. G. Jerlov. *Optical Oceanography*. Elsevier, Amsterdam, 1968