

## 二维动态海面-气泡层中蓝绿激光的透射特性

王明军<sup>1\*</sup>, 王宇航<sup>1</sup>, 陈丹<sup>1</sup>, 张佳琳<sup>1</sup>, 李建庆<sup>2</sup><sup>1</sup>西安理工大学自动化与信息工程学院, 陕西 西安 710048;<sup>2</sup>澳门科技大学资讯科技学院, 澳门 999078

**摘要** 为研究气-海跨介质的蓝绿激光传输特性, 针对气-海跨介质界面及海面下气泡层, 依据基尔霍夫近似、Mie 理论与 Beer 理论建立了蓝绿激光通过海面-气泡层的下行传输模型。充分考虑了受风速影响的海面高度起伏、海水中气泡浓度变化、海水中洁净气泡和有薄膜覆盖气泡的混合等因素, 数值计算了蓝绿激光经过海面-气泡层的透过率随风速、海水中的传输深度以及接收平面与发射平面夹角的变化关系。结果表明, 蓝绿激光通过气-海界面及海水中的透过率主要取决于风速的大小与激光在海水中的传输深度; 随着风速的增大, 海面粗糙度与上层海洋中气泡浓度增大, 激光透过率降低; 与海水相比, 气泡层对激光透过率的影响会随着深度的增加而降低; 对于半径大于 10  $\mu\text{m}$  的气泡, 蛋白质薄膜的覆盖对蓝绿激光的衰减影响不大。

**关键词** 激光光学; 蓝绿激光; 粗糙海面; 海中气泡; Mie 理论; 透过率

中图分类号 O436

文献标志码 A

doi: 10.3788/AOS202242.0214001

## Transmission Characteristics of Blue-green Laser Through Two-Dimensional Dynamic Sea Surface-Bubble Layer

Wang Mingjun<sup>1\*</sup>, Wang Yuhang<sup>1</sup>, Chen Dan<sup>1</sup>, Zhang Jialin<sup>1</sup>, Li Jianqing<sup>2</sup><sup>1</sup>School of Automation and Information Engineering, Xi'an University of Technology, Xi'an, Shaanxi 710048, China;<sup>2</sup>Faculty of Information Technology, Macau University of Science and Technology, Macao 999078, China

**Abstract** In order to study the transmission characteristics of blue-green laser across the the air-sea cross-medium, the downlink transmission model of blue-green laser through the sea surface-bubble layer is developed based on Kirchhoff approximation, Mie theory, and Beer theory for the air-sea cross-medium interface and the the subsurface bubble layer. The factors such as the fluctuation of sea surface height affected by wind speed, the change of bubble concentration in seawater, the mixing of clean bubbles and thin film-covered bubbles in seawater are fully considered. The relationship among the transmittance of blue-green laser passing through the sea surface-bubble layer, wind speed, the transmission depth in seawater, and the angle between receiving plane and transmitting plane is calculated numerically. The results show that the transmittance of the blue-green laser passing through the air-sea interface and the seawater mainly depends on the wind speed and the laser transmission depth in the seawater. With the increase of wind speed, the sea surface roughness and the concentration of bubbles in the upper ocean increase, and the laser transmittance decreases. Compared with seawater, the effect of bubble layer on laser transmittance decreases with the increase of depth. For bubbles with radii greater than 10  $\mu\text{m}$ , the covering of the protein film has little effect on the attenuation of the blue-green laser.

**Key words** laser optics; blue-green laser; rough sea surface; oceanic air bubbles; Mie theory; transmittance

收稿日期: 2021-06-09; 修回日期: 2021-07-23; 录用日期: 2021-08-09

基金项目: 国家自然科学基金重大研究计划培育项目(92052106)、国家自然科学基金(61771385)、陕西省杰出青年科学基金(2020JC-42)、固体激光技术重点实验室开放基金(6142404190301)、西安市高校人才服务企业工程项目(GXYD14.26)

通信作者: \*wangmingjun@xaut.edu.cn

# 1 引言

地球表面海洋面积约 3.6 亿平方千米, 大概占全球表面积的四分之三<sup>[1]</sup>。气海之间的激光跨介质传输组成复杂, 主要由大气、气-海界面以及海水组成<sup>[2]</sup>。研究气-海界面和海水中的激光透射与散射特性对水下目标激光探测、无线光通信、激光遥感等应用具有重要意义<sup>[3-5]</sup>。

1963 年, Duntley<sup>[6]</sup>发现海水中也存在着与大气窗口类似的透过窗口, 对于 450~580 nm 波长范围内的蓝绿光, 海水的衰减系数较小。1994 年, Stramski<sup>[7]</sup>发现半径为 10~150  $\mu\text{m}$  且服从 -4 次方指数分布的清洁气泡对海水散射系数和后向散射系数的贡献大于 10%。Zhang 等<sup>[8]</sup>基于 Mie 理论, 并结合气泡浓度和粒径分布的历史测量数据的平均值, 研究了清洁气泡和附着有机物膜气泡的散射特性。Christensen 等<sup>[9]</sup>利用大气-海洋耦合辐射传输模型研究了海水中气泡粒子对气溶胶光学厚度反演的影响。Yang 等<sup>[10]</sup>基于并行蒙特卡罗模拟算法, 利用 CUDA 运算平台计算了上层海洋气泡层的光谱反射率。因此, 当激光在海水中传输时, 海水中气泡层的影响不容忽视。

研究人员对气-海跨介质中的海面光散射特性也进行了深入研究。Chen 等<sup>[11]</sup>将粗糙面散射理论应用到地中海模型的成像研究中。王敏等<sup>[12]</sup>对蓝绿激光在海水-大气界面处的透过率进行了计算, 但并没有考虑气泡层带来的影响。司立宏等<sup>[13]</sup>利用海面数学模型对海面激光束的漂移和扩散作用进行了分析, 并得出了光功率随发射角和离水面距离的增加而减小的规律。梁玉等<sup>[14]</sup>利用双尺度法对气泡/泡沫覆盖的粗糙海面的电磁散射特性进行了研究。张晓辉等<sup>[15]</sup>利用分形方法对粗糙海面进行了模拟, 并推导了高斯分布激光光束的海面反射模型。李祥震等<sup>[16]</sup>研究了气-海信道下的激光传输特性, 考虑了海洋中浮游植物等对蓝绿激光传输的影响。元晓等<sup>[17]</sup>采用基尔霍夫近似法研究了泡沫海面在蓝绿激光波段的后向散射系数。Dong 等<sup>[18]</sup>建立了风影响的三维波浪模型, 并通过并行计算获取了光路的折射角与透射角, 最终提出了一种快速分析方法以计算海面的蓝绿激光透过率, 但该模型未考虑气泡层对蓝绿激光传输的影响。

首先, 本文以真实情况下海水中气泡层的浓度变化和海面的高度起伏变化为依据, 结合基尔霍夫近似法、Mie 理论与 Beer 传输理论, 建立了激光通

过二维动态海面-气泡层的下行单程传输模型。然后, 数值计算了波长为 532 nm 的蓝绿激光通过海面-气泡层的透过率, 并分析了蓝绿激光在海面-气泡层模型中的透射特性。最后, 讨论了风速、传输深度以及入射平面与接收平面的夹角对激光在海面-气泡层中的透过率的影响。

## 2 海面-气泡层的蓝绿激光透射特性

### 2.1 二维 JONSWAP 海谱

在海洋学中, 海谱是描述海面的重要方法之一, 是一种复杂的随机过程, 是海面高度自相关函数的傅里叶变换。海谱不仅包含着海浪的二阶信息, 而且直接给出了海浪组成波的能量相对于频率和方向的分布。在实际情况下, 由于波浪能量转换的复杂性和大气气候条件的多变性, 因此海面多处于非稳态。采用 JONSWAP 非稳态海谱模型<sup>[19]</sup>来描述海面, 其一维形式为

$$S(k) = \frac{1}{k^4} B_{\text{JON}} = \frac{1}{k^4} \frac{\alpha_J}{2} L_{\text{PM}} J_p, \quad (1)$$

式中:  $B_{\text{JON}}$  为无方向曲率谱;  $k$  为波数;  $\alpha_J$  为风区的函数;  $L_{\text{PM}} = \exp[-(5k_p^2)/(4k^2)]$ , 其中  $k_p$  为 PM 谱峰值处的波数;  $J_p = \gamma^\Gamma$  为峰值增强因子,  $\gamma$  和  $\Gamma$  的具体形式见文献[19]。

由于一维不足以表达风向对海面的影响, 故为了表达海面的真实情况, 考虑了二维风向情况。引入方向因子  $\theta$  后, 可得到 JONSWAP 海谱的二维形式, 即

$$S(k, \theta) = S(k) \cdot G(k, \theta), \quad (2)$$

式中:  $G(k, \theta)$  为 Bruning 等<sup>[20]</sup>提出的双边方向分布函数, 其表达式为

$$G(k, \theta) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{\Gamma(1 + 0.5p)}{\Gamma(0.5 + 0.5p)} |\cos(\theta - \theta_w)|^{2p}, \quad (3)$$

式中:  $\Gamma(\cdot)$  为伽马函数;  $p$  为与  $k_p$  相关的分段函数, 具体形式见文献[20];  $\theta_w$  为风向。

本文利用蒙特卡罗方法模拟时变动态海面, 具体步骤见文献[21]。

### 2.2 二维动态海面的蓝绿激光透射特性

由于海面的平均曲率半径远大于激光的入射波波长, 故海面对于蓝绿激光来说是非常粗糙的。因此, 利用基尔霍夫近似法可求解蓝绿激光在粗糙海面处的透射系数, 利用基尔霍夫驻留相位法可得到蓝绿激光在海水介质中的透射系数。蓝绿激光在海水介质中透射系数的计算公式<sup>[22]</sup>为

$$\sigma_{pq}^i = \frac{(\eta_1/\eta_2)(k_2 \bar{q} |D_{pq}|)^2}{2\bar{q}_z^2 \delta^2 |\rho''(0)|} \exp \left[ -\frac{\bar{q}_x^2 + \bar{q}_y^2}{2\bar{q}_z^2 \delta^2 |\rho''(0)|} \right], \quad (4)$$

式中： $\eta_1$  和  $\eta_2$  分别为介质 1 和介质 2 中的本质阻抗； $k_2$  为介质 2 中的波数； $\delta$  为粗糙海面的高度起伏均方根； $\rho(\cdot)$  为归一化相关函数； $\rho''(\cdot)$  为  $\rho(\cdot)$  的二阶导数； $D_{pq}$  为与极化相关的系数； $\bar{q}$ 、 $\bar{q}_x$ 、 $\bar{q}_y$  和  $\bar{q}_z$  分别表示相位因子、相位因子在  $x$  方向上的分量、相位因子在  $y$  方向上的分量和相位因子在  $z$  方向上的分量。

### 2.3 二维动态海面-气泡层的蓝绿激光透射特性

当风速达到 7 m/s 时，风浪会造成上层海洋产生持续性气泡<sup>[23]</sup>。忽略气泡层中湍流的非线性效应，且激光在海水中的直接传输服从指数衰减，故衰减后的光强可以表示为

$$I = I_0 \exp(-\tau_{\text{tot}} L) = I_0 \exp[-(\tau_{\text{bub}} + \tau_{\text{water}})L], \quad (5)$$

式中： $I_0$  为入射光强； $I$  为经过海水和气泡层散射后的光强； $\tau_{\text{tot}}$  为海水中的总消光系数； $\tau_{\text{bub}}$  为气泡的消光系数； $\tau_{\text{water}}$  为水体分子的消光系数； $L$  为激光在海水中的斜程传输距离。

图 1 为海面-气泡层的激光传输与气泡结构示意图。 $xoy$  平面为气-海界面， $o$  点为气-海界面的入射点， $k_i$  与  $k_t$  分别为入射波矢和透射波矢， $k_s$  为散射波矢， $\theta_i$  和  $\theta_t$  分别为入射角和透射角， $\varphi_i$  和  $\varphi_t$  分别为入射方位角和散射方位角。若激光传输到  $p$  点处（距离海面距离为  $h$ ），其传输距离  $L$  可以表示为

$$L(h, \theta_i) = h / \cos \theta_i. \quad (6)$$

在实际近海面中，气泡层是由球形的空气粒子

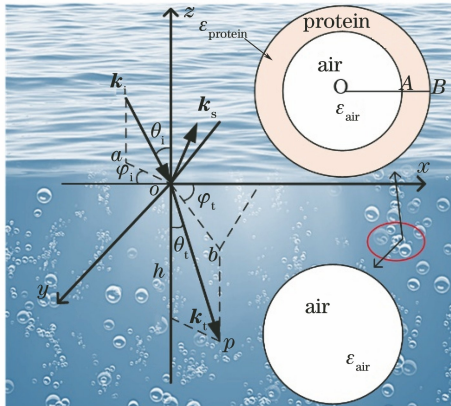


图 1 海面-气泡层的激光传输与气泡结构示意图

Fig. 1 Schematic diagram of laser transmission and bubble structure of sea surface-bubble layer

组成的，通常其表面会覆盖有厚度为 0.01 ~ 1.00  $\mu\text{m}$  的有机薄膜<sup>[24]</sup>，其中 0.01  $\mu\text{m}$  厚的有机薄膜为油脂，1  $\mu\text{m}$  厚的有机薄膜为蛋白质。清洁气泡相对于海水的折射率为 0.75，其薄膜相对于海水的折射率为 1.2，有薄膜覆盖的气泡结构如图 1 右上角所示，其中  $OA$  长度为  $r_1$ ， $OB$  长度为  $r_2$ ，气泡结构等效折射率为<sup>[25]</sup>

$$n_{\text{dirty\_bub}} = \left[ \epsilon_{\text{protein}} + \frac{3\eta(\epsilon_{\text{air}} - \epsilon_{\text{protein}})\epsilon_{\text{protein}}/(\epsilon_{\text{air}} + 2\epsilon_{\text{protein}})}{1 - \eta(\epsilon_{\text{air}} - \epsilon_{\text{protein}})(\epsilon_{\text{air}} + 2\epsilon_{\text{protein}})} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (7)$$

式中： $\eta = (r_1/r_2)^3$  为空气在有薄膜覆盖气泡的体积占比。

在实际海水中，气泡层是由多个球形空气气泡与有薄膜覆盖的空气气泡混合而成，计算时需要考虑气泡层的气泡粒径分布与浓度变化。根据目前的实验测量数据，海水中气泡的半径主要集中在 10 ~ 150  $\mu\text{m}$  范围内<sup>[26]</sup>。考虑到气泡数密度随风速和深度的变化，选用 Hall-Nowarini 气泡粒径分布模型<sup>[24]</sup>。气泡粒径分布函数  $\rho_{\text{bub}}(r, z_1)$  的单位为  $\text{m}^{-3} \cdot \mu\text{m}^{-1}$ ，其表达式为

$$\rho_{\text{bub}}(r, z_1) = 1.6 \times 10^4 \times G(r, z_1) \left( \frac{u_{10}}{13} \right)^3 \exp \left[ -\frac{z_1}{L(u_{10})} \right], \quad (8)$$

式中： $G(r, z_1)$  是关于气泡粒径  $r$  的分段函数； $z_1$  为深度； $L(u_{10})$  是海面上方 10 m 高度处测量的风速大小的分段函数，具体形式见文献<sup>[27]</sup>。气泡浓度随海面 10 m 处风速  $u_{10}$  呈幂指数增大，而随深度呈指数衰减<sup>[28]</sup>，气泡浓度与深度的关系为

$$N(z_1) = N_0 \exp(-z_1/z_0), \quad (9)$$

式中： $N_0$  为深度为 0 m 处的气泡浓度， $z_0$  为衰减深度。

根据以上气泡分布模型，气泡层深度为  $z_1$  处的气泡层的消光系数的表达式<sup>[8]</sup>为

$$j = \int_{r_{\text{min}}}^{r_{\text{max}}} Q_j \pi r^2 n(r, z_1) dr, \quad (10)$$

式中： $Q_j$  表示气泡层衰减效率因子； $n(r, z_1) = \rho_{\text{bub}}(r, z_1) \cdot N(z_1)$ ； $r_{\text{max}}$  为最大气泡粒径； $r_{\text{min}}$  为最小气泡粒径。在气泡层中，洁净气泡与有薄膜覆盖的气泡同时存在。假设洁净气泡在气泡群中的占比为  $f$ ，则洁净气泡与有薄膜覆盖气泡的浓度分别为  $f \cdot n(r, z_1)$  和  $(1-f) \cdot n(r, z_1)$ ，则(10)式可以修正为

$$j_{\text{corrected}} = \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} [f \cdot Q_{\text{clean\_bub}}(r) + (1-f) \cdot Q_{\text{dirty\_bub}}(r)] \times \pi r^2 n(r, z_1) dr, \quad (11)$$

式中:  $Q_{\text{clean\_bub}}$  和  $Q_{\text{dirty\_bub}}$  是无量纲的单个洁净气泡和有薄膜覆盖气泡的衰减效率因子, 由 Mie 理论计算得到。根据气泡粒径分布和浓度与海水深度的关系, 并考虑气泡分布的不均匀性, 可以得到激光传输至海深  $z_1$  时, (5) 式中气泡的衰减项为

$$M_s = \tau_{\text{bub}} L = \int_0^{z_1} j_{\text{corrected}} / \cos \theta_t dz_1 = \int_0^{z_1} \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} [f \cdot Q_{\text{clean\_bub}}(r) + (1-f) \cdot Q_{\text{dirty\_bub}}(r)] \times \pi r^2 n(r, z_1) / \cos \theta_t dr dz_1. \quad (12)$$

在实际情况下, 各个气泡的散射光之间的干涉效应还是可能存在的, 只是没有系统的相位关系, 从平均的角度来看, 可以忽略相位, 而直接将散射强度相加。海水水分子的吸收经过以上模型修正后, 衰减前后的光强满足

$$T_{\text{bub}} = \frac{I}{I_0} = \exp \left[ - \left( \int_0^{z_1} j_{\text{corrected}} dz_1 + \tau_{\text{water}} \cdot z_1 \right) / \cos \theta_t \right]. \quad (13)$$

基于以上衰减模型分析, 从海面到海水深度  $z_1$  处的整体透射功率可以表示为

$$P_r = P_t \sigma_{\text{pq}}^t T_{\text{bub}}. \quad (14)$$

最终, 海面-气泡层的总激光透过率可以表示为

$$\sigma_t^{\text{total}} = 10 \lg \frac{P_r}{P_t} = 10 \lg \sigma_{\text{pq}}^t + 10 \lg \left\{ \exp \left[ - \left( \int_0^{z_1} j_{\text{corrected}} dz_1 + \tau_{\text{water}} \cdot z_1 \right) / \cos \theta_t \right] \right\}. \quad (15)$$

### 3 数值结果及分析

#### 3.1 动态海面模拟及其蓝绿激光透过率

图 2 为利用蒙特卡罗方法 JONSWAP 海谱模拟的不同风速下尺寸为  $100 \text{ m} \times 100 \text{ m}$  的动态二维海面, 设置方向因子为  $60^\circ$ 。对比图 2(a)~(d) 与图 2(e)~(f) 可以看出, 当风速较小时, 海面整体起伏较小; 当风速较大时, 海面整体起伏变大, 此时海浪具有更高的能量, 极易破碎, 且海浪会通过转化成近海面气泡的形式释放能量。此外, 随时间  $t$  的变化, 海浪不断地消散与生长。图 3 显示了当风速为  $10 \text{ m/s}$ , 入射角为  $30^\circ$  时, 不同透射角下的海面激光透过率随时间的变化。

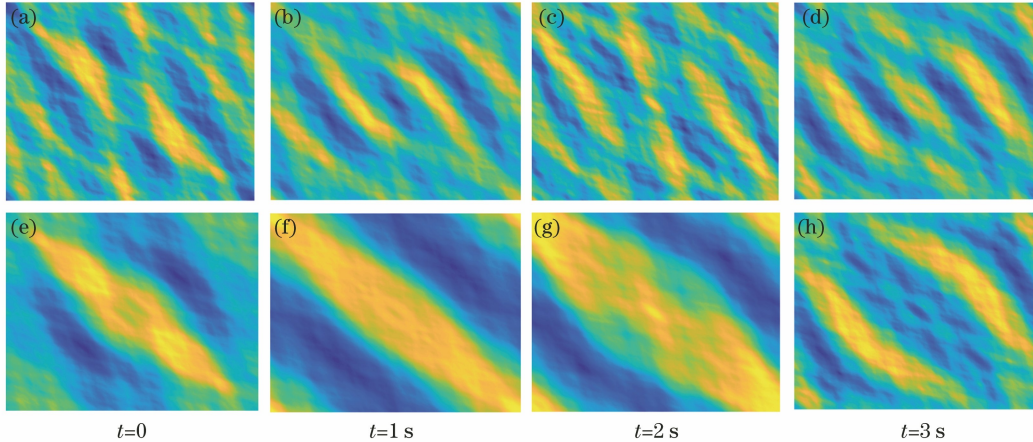


图 2 JONSWAP 谱模拟的不同风速下的二维海面。(a)~(d)  $u_{10} = 10 \text{ m/s}$ ; (e)~(h)  $u_{10} = 20 \text{ m/s}$

Fig. 2 Two-dimensional sea surface with different wind speeds simulated by JONSWAP spectrum.

(a)~(d)  $u_{10} = 10 \text{ m/s}$ ; (e)~(h)  $u_{10} = 20 \text{ m/s}$

由图 3 可知, 当风场稳定时, 海面波动可以被认为是一个周期性变化的随机过程, 海面的蓝绿激光透过率在一个小范围内波动, 符合海面在稳定风场下周期性变化的规律。为了更完善地考虑激光透过率的分布情况, 采用时间上的平均来表征激光的透过率。

#### 3.2 风速与海水深度对气泡层消光系数的影响

为了便于计算与讨论, 设定有薄膜覆盖的气泡

的蛋白质薄膜的厚度为  $1 \mu\text{m}$ 。利用 Mie 理论计算了洁净气泡与有薄膜覆盖气泡的衰减效率因子随气泡半径的变化曲线, 如图 4(a) 所示。利用 (12) 式计算不同风速下气泡群的消光系数随深度的变化, 如图 4(b) 所示。可以发现, 当  $z_1 = 8 \text{ m}$  时, 气泡密度在大多数情况下都足够小, 故选择从海面到海水深度  $z_1 = 8 \text{ m}$  范围内的水体作为海水气泡层的研究对象。数值计算参数选取: 激光波长  $\lambda = 532 \text{ nm}$ , 海

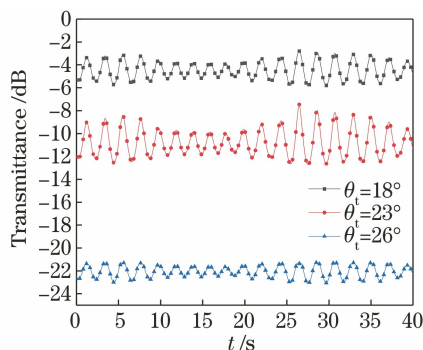


图 3 海面激光透过率随时间的变化

Fig. 3 Laser transmittance in sea surface varying with time  
水折射率  $n=1.3$ 。

由图 4(a)可知,当气泡粒子足够小时,覆盖在气泡粒子上的蛋白质薄膜会影响其衰减效率因子。当气泡粒径达到  $10 \mu\text{m}$  以上时,蛋白质薄膜的影响

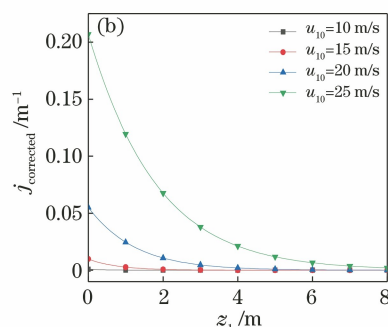
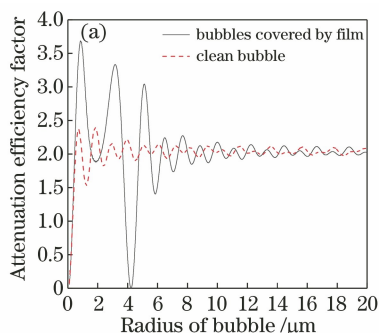


图 4 气泡的衰减效率因子与气泡层的消光系数。(a)单个气泡粒子的衰减效率因子随粒子半径的变化;  
(b)不同风速下气泡层的消光系数随深度的变化

Fig. 4 Attenuation efficiency factor of bubble and extinction coefficient of bubble layer. (a) Attenuation efficiency factor of single bubble particle varying with particle radius; (b) extinction coefficient of bubble layer varying with depth under different wind speeds

### 3.3 海面-气泡层的蓝绿激光透过率

对不同风速、不同深度条件下的海面-气泡层的激光透过率进行了计算。参数选取:激光波长  $\lambda = 532 \text{ nm}$ ,海水折射率  $n=1.3$ ,激光入射角  $\theta_i = 30^\circ$ ,洁

净气泡与覆盖薄膜气泡浓度之比为 1:1,入射方位角  $\varphi_i = 0^\circ$ ,透射方位角  $\varphi_s = 0^\circ$ ,方向因子  $\theta = 0^\circ$ (入射方向与接收方向处于同一平面,顺风入射)。图 5 计算了不同风速下激光透过率随透射角的变化。图 6 计算

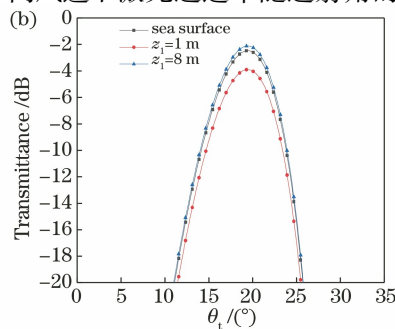
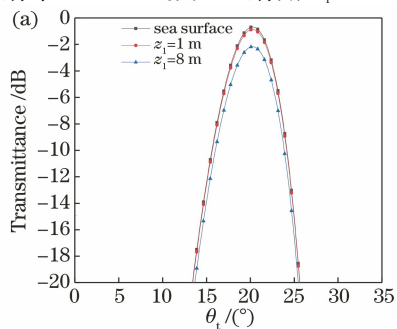


图 5 不同风速下蓝绿激光透过率随透射角的变化。(a)  $u_{10} = 10 \text{ m/s}$ ; (b)  $u_{10} = 20 \text{ m/s}$

Fig. 5 Blue-green laser transmittance varying with transmission angle under different wind speeds.

(a)  $u_{10} = 10 \text{ m/s}$ ; (b)  $u_{10} = 20 \text{ m/s}$

了不同风速下激光透过率随入射角的变化。

对比图 5(a)、(b)可知,当风速增大时,气泡层对激光的衰减作用也会增大,相同深度下水体的功率衰减不变。当透射角为  $20.2^\circ$  时,由于水体的衰减系数已知,故可以求出水体的贡献为  $0.194$  dB。当风速为  $10$  m/s 时,激光在传输深度为  $1$  m 处与仅经粗糙海面散射的透过率之差为  $0.196$  dB。当风速为  $20$  m/s 时,激光在传输深度为  $1$  m 处与仅经粗糙海面散射的透过率之差为  $0.360$  dB。因此,可以得出,当传输距离为  $1$  m、风速为  $10$  m/s 时,海水中气泡对衰减的贡献率约为  $1\%$ 。当风速增大至  $20$  m/s 时,海水中气泡对激光衰减的贡献率增大至

$46\%$ 。当传输距离为  $8$  m、风速为  $10$  m/s 时,激光衰减几乎全部由水体贡献。当风速增大至  $20$  m/s 时,气泡对激光衰减的贡献率可达  $15\%$ 。由上述分析可知,当激光在海水中传输时,气泡对激光衰减的影响随着风速的增加而增加,且随着传输深度的增加而减小。

由图 6 可知,随着入射角的增大,透过率整体呈上升趋势,这与散射系数随入射角的增大而减小的趋势相对应。同时,透过率在入射角为  $42^\circ$  附近处出现最大值,这符合折射定律。此外,利用所提的海面-气泡层模型计算出的粗糙海面蓝绿激光透过率的趋势与文献[15]和文献[17]中的结果类似。

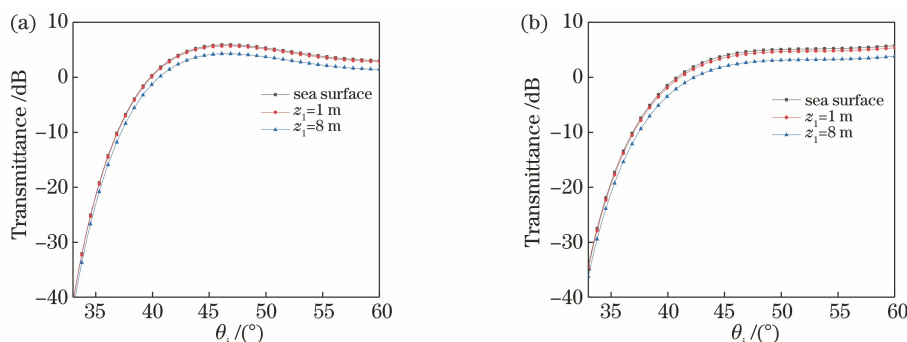


图 6 不同风速下蓝绿激光透过率随入射角的变化。(a)  $u_{10} = 10$  m/s; (b)  $u_{10} = 20$  m/s

Fig. 6 Blue-green laser transmittance varying with incident angle under different wind speeds.

(a)  $u_{10} = 10$  m/s; (b)  $u_{10} = 20$  m/s

图 7(a) 计算了当深度为  $8$  m、入射角为  $30^\circ$  时,不同风速下,蓝绿激光透过率与透射角间的关系。图 7(b) 计算了当深度为  $8$  m、透射角为  $30^\circ$  时,不同风速下,蓝绿激光透过率与入射角间的关系。可以发现,即使风速变化,激光透过率最大的位置也出现在折射角附近,此时功率衰减最小,可探测性能和通信性能均最好。当入射角较大时,大风速的透过率略大于小风速的透过率。在折射

角两边随折射角的增大分别透过率呈现递增和递减的趋势,这是因为随着风速的增大,海面的粗糙度增加,气泡浓度增加,激光透射系数的极大值变小,能量分布变分散。此外,利用所提的海面-气泡层模型计算了不同风速下的激光透过率,所得趋势与文献[17]类似。

图 8(a) 计算了在顺风入射且激光入射方向与激光接收方向不在同一平面情况下,当气泡层深度

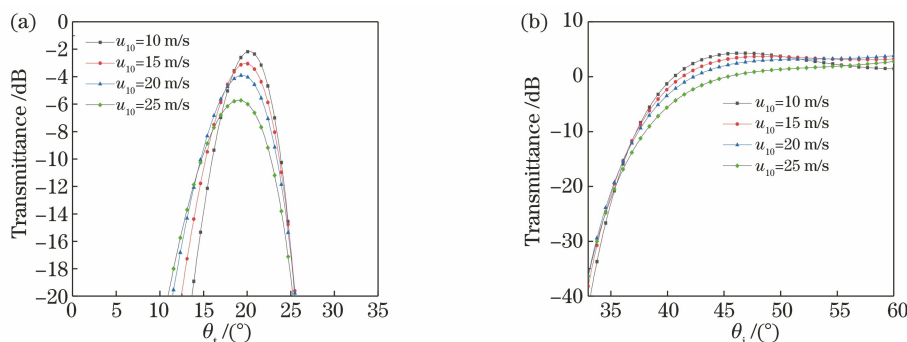


图 7 风速对蓝绿激光透过率的影响。(a)蓝绿激光透过率随透射角的变化;(b)蓝绿激光透过率随入射角的变化

Fig. 7 Influence of wind speed on blue-green laser transmittance. (a) Blue-green laser transmittance varying with transmission angle; (b) blue-green laser transmittance varying with incident angle

为 8 m, 风速为 20 m/s, 入射角为  $30^\circ$  时, 激光透过率与透射角间的关系。图 8(b) 计算了在顺风入射且激光入射方向与激光接收方向不在同一平面情况下, 当气泡层深度为 8 m, 风速为 20 m/s, 入射角为  $30^\circ$  时, 激光透过率与入射角间的关系。

由图 8 可知, 当激光入射方向与激光接收方向处于同一平面时, 在透射角等于入射角附近会出现

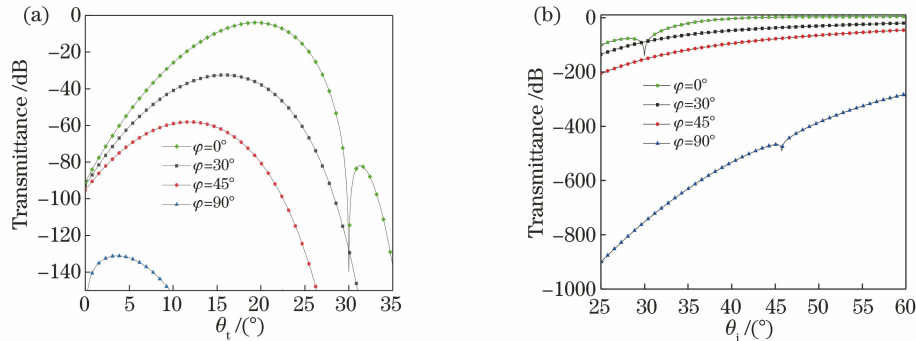


图 8 方位角对蓝绿激光透过率的影响。(a) 蓝绿激光透过率随透射角的变化; (b) 蓝绿激光透过率随入射角的变化

Fig. 8 Influence of azimuth angle on laser transmittance. (a) Blue-green laser transmittance varying with transmission angle; (b) blue-green laser transmittance varying with incident angle

## 4 结 论

运用基尔霍夫近似理论针对 JONSWAP 海谱生成的粗糙海面, 结合 Mie 理论、Beer 理论, 研究了蓝绿激光波段海面-气泡层复合模型的激光单程下行传输特性。数值计算并分析了不同风速、不同海洋深度下, 洁净气泡与有薄膜覆盖气泡混合的浓度变化、入射方向与接收方向不共面对蓝绿激光透过率的影响。研究表明, 当入射方向和接收方向在同一平面时, 不同透射角下透射的激光能量大都集中在折射角附近。当激光在海水中传输距离一定后, 风速越大, 气泡对激光衰减的贡献就越大。在相同风速下, 激光传输到海水中的位置越深, 气泡层对激光衰减的贡献率越小。当入射方向和接收方向不同面时, 透过率极大值出现的位置将比折射角小, 且激光衰减大幅增加。在后续工作中, 将充分考虑海洋中悬浮物和海面上大气结构的影响, 建立更符合真实环境中的蓝绿激光双程跨介质传输模型, 为气-海跨介质链路上的激光雷达目标探测、海水终端和机载终端的无线光通信信道研究提供理论支持。

## 参 考 文 献

[1] Feng S Z, Li F Q, Li S J. Introduction to marine science[M]. Beijing: Higher Education Press, 2010. 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, 2010.

一个向下的尖峰, 这是粗糙面散射、粒子散射和水体散射造成的, 此时激光信号基本不会沿原光路传播。随着接收平面与入射平面夹角( $\varphi$ )的增加, 激光的透过率会大幅度衰减, 当夹角为  $90^\circ$  时, 透过率最大仅为  $-131.1$  dB。由上述分析可知, 在激光探测和通信时, 应尽量保证入射与接收在同一平面, 这样才能达到最佳的探测与通信效果。

[2] Karp S. Optical communications between underwater and above surface (satellite) terminals [J]. IEEE Transactions on Communications, 1976, 24(1): 66-81.

[3] Wiener T F, Karp S. The role of blue/green laser systems in strategic submarine communications [J]. IEEE Transactions on Communications, 1980, 28(9): 1602-1607.

[4] Wu X J, Wang H X, Li B F, et al. Affect analysis of atmospheric turbulence on fading characteristics in free-space optical system over different environments [J]. Chinese Journal of Lasers, 2015, 42(5): 0513001. 吴晓军, 王红星, 李笔锋, 等. 不同传输环境下大气湍流对无线光通信衰落特性影响分析 [J]. 中国激光, 2015, 42(5): 0513001.

[5] Ke X Z, Deng L J. Optic wireless communication [M]. Beijing: Science Press, 2016. 柯熙政, 邓莉君. 无线光通信 [M]. 北京: 科学出版社, 2016.

[6] Duntley S Q. Light in the sea [J]. Journal of the Optical Society of America, 1963, 53(2): 214-233.

[7] Stramski D. Gas microbubbles: an assessment of their significance to light scattering in quiescent seas [J]. Proceedings of SPIE, 1994, 2258: 704-710.

[8] Zhang X, Lewis M, Johnson B. Influence of bubbles on scattering of light in the ocean [J]. Applied Optics, 1998, 37(27): 6525-6536.

[9] Christensen M, Zhang J, Reid J S, et al. A theoretical study of the effect of subsurface oceanic

- bubbles on the enhanced aerosol optical depth band over the southern oceans as detected from MODIS and MISR [J]. *Atmospheric Measurement Techniques*, 2015, 8(5): 2149-2160.
- [10] Yang Y, Guo L X. Parallel Monte Carlo simulation algorithm for the spectral reflectance and transmittance of the wind-generated bubble layers in the upper ocean using CUDA [J]. *Optics Express*, 2020, 28(22): 33538-33555.
- [11] Chen M F, Fung A K. A numerical study of the regions of validity of the Kirchhoff and small-perturbation rough surface scattering models [J]. *Radio Science*, 1988, 23(2): 163-170.
- [12] Wang M, Liu W T, Wang J H. Analysis of signal energy transmission in blue-green laser uplink propagation model [J]. *Journal of East China Shipbuilding Institute (Natural Science Edition)*, 2003, 17(4): 38-41.  
王敏, 刘维亭, 王建华. 蓝绿激光上行传输通道的信号能量传递分析[J]. *华东船舶工业学院学报(自然科学版)*, 2003, 17(4): 38-41.
- [13] Si L H, Ao F L, He N. Behavior analysis of laser beam traversing the sea surface [J]. *Journal of Guilin University of Electronic Technology*, 2006, 26(6): 430-433.  
司立宏, 敖发良, 何宁. 激光在海水界面上的传输特性分析[J]. *桂林电子科技大学学报*, 2006, 26(6): 430-433.
- [14] Liang Y, Guo L X. Study of the electromagnetic scattering from the rough sea surface with bubbles/foams by the modified two-scale method [J]. *Acta Physica Sinica*, 2009, 58(9): 6158-6166.  
梁玉, 郭立新. 气泡/泡沫覆盖粗糙海面电磁散射的修正双尺度法研究[J]. *物理学报*, 2009, 58(9): 6158-6166.
- [15] Zhang X H, Zhang S, Sun C S. Modeling of Gaussian laser beam reflection from rough sea surface [J]. *Acta Physica Sinica*, 2016, 65(14): 144204.  
张晓晖, 张爽, 孙春生. 粗糙海面对高斯分布激光光束的反射模型推导[J]. *物理学报*, 2016, 65(14): 144204.
- [16] Li X Z, Miao X C, Qi X, et al. Laser atmosphere-seawater channel transmission characteristics under complicated sea conditions [J]. *Acta Optica Sinica*, 2018, 38(3): 0301002.  
李祥震, 苗希彩, 亓晓, 等. 复杂海况下激光气-海信道传输特性[J]. *光学学报*, 2018, 38(3): 0301002.
- [17] Qi X, Han X E. Study of laser scattering characteristics of rough sea surface with foams [J]. *Acta Optica Sinica*, 2015, 35(8): 0829003.  
亓晓, 韩香娥. 覆盖泡沫粗糙海面的激光散射特性研究[J]. *光学学报*, 2015, 35(8): 0829003.
- [18] Dong L W, Li N, Xie X H, et al. A fast analysis method for blue-green laser transmission through the sea surface [J]. *Sensors*, 2020, 20(6): 1758.
- [19] Hasselmann D E, Dunkel M, Ewing J A. Directional wave spectra observed during JONSWAP 1973 [J]. *Journal of Physical Oceanography*, 1980, 10(8): 1264-1280.
- [20] Brüning C, Alpers W, Hasselmann K. Monte-Carlo simulation studies of the nonlinear imaging of a two dimensional surface wave field by a synthetic aperture radar [J]. *International Journal of Remote Sensing*, 1990, 11(10): 1695-1727.
- [21] Su D Z, Wu S Y, Liu L, et al. Ocean wave spectrum modeling-based sea surface polarization simulation [J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2021, 58(14): 1411001.  
宿德志, 吴世永, 刘亮, 等. 基于海浪谱建模的海面偏振仿真研究[J]. *激光与光电子学进展*, 2021, 58(14): 1411001.
- [22] Ulaby F T, Moore R K. *Microwave remote sensing (volume II radar remote sensing and surface scattering and emission theory)* [M]. Huang P K, Wang Y F, Transl. Beijing: Science Press, 1987: 297-304.  
F. T. 乌拉比, R. K. 穆尔. 微波遥感(第 2 卷 雷达遥感和面目标散射、辐射理论) [M]. 黄培康, 汪一飞, 译. 北京: 科学出版社, 1987: 297-304.
- [23] Zedel L, Farmer D. Organized structures in subsurface bubble clouds: Langmuir circulation in the open ocean [J]. *Journal of Geophysical Research*, 1991, 96(C5): 8889-8900.
- [24] Czerski H, Twardowski M, Zhang X, et al. Resolving size distributions of bubbles with radii less than 30  $\mu\text{m}$  with optical and acoustical methods [J]. *Journal of Geophysical Research*, 2011, 116(C7): C00H11.
- [25] Sihvola A H, Kong J A. Effective permittivity of dielectric mixtures [J]. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 1988, 26(4): 420-429.
- [26] Stramski D, Tegowski J. Effects of intermittent entrainment of air bubbles by breaking wind waves on ocean reflectance and underwater light field [J]. *Journal of Geophysical Research* 2001, 106(C12): 31345-31360.
- [27] Ainslie M A. Effect of wind-generated bubbles on fixed range acoustic attenuation in shallow water at 1-4 kHz [J]. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 2005, 118(6): 3513-3523.
- [28] Jin W. Bubbles in the near-surface ocean: a general description [J]. *Journal of Geophysical Research*, 1988, 93(C1): 587-590.