

文章编号: 0253-2239(2006)10-1441-6

星载激光对水下目标通信可行性研究

刘金涛^{1,2} 陈卫标¹

(¹ 中国科学院上海精密机械研究所先进激光技术与应用系统实验室, 上海 201800)
(² 中国海洋大学电子工程系, 青岛 266071)

摘要: 简要分析了通信信道中各传输介质的特性, 确定了合理的传输介质光学参量。并根据一定的通信系统参量, 利用蒙特卡罗方法模拟了水下目标接收信号的时间和空间分布。蒙特卡罗估计误差与平均值比值的上限小于 0.3%。根据模拟的结果, 得出了优化的接收系统采样时隙和接收望远镜视场角, 进而计算了接收信噪比。在此基础上, 基于激光脉冲的脉冲位置调制 (PPM) 方式和最大似然检测, 计算出通信系统的误码率。研究结果表明, 在较恶劣环境条件下, 利用星载激光系统可以实现对水下目标的良好通信。

关键词: 激光通信; 星载激光; 水下目标; 蒙特卡罗模拟

中图分类号: TN929.1 文献标识码: A

Feasibility Study of Laser Communications from Satellite to Submerged Platform

Liu Jintao^{1,2} Chen Weibiao¹

(¹ *Advanced Laser Technique & Applied System Laboratory, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, the Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800*)
(² *Department of Electronic Engineering, Ocean University of China, Qingdao 266071*)

Abstract: The characteristics of media in communication channel are analyzed briefly and the reasonable optical parameters of media are adopted. With certain communication system parameters the temporal and spatial distributions of the received signal from submerged platform are simulated using Monte Carlo method. The upper limit of the ratio of Monte Carlo estimated error to averaged value is about 0.3%. From the simulated results, the optimized sampling timing of receiver and field of view of telescope are obtained. Also the signal-to-noise ratio of the receiver is calculated. Based on this, the error probability of the communication system is deduced from laser pulse position modulation and maximum likelihood detection. The results show that under severe environment robust laser communication from a satellite to a submerged platform can be achieved.

Key words: laser communications; satellite-based laser; submerged platform; Monte Carlo simulation

1 引 言

由于海水对电磁波的强吸收和海气界面的不连续性, 如何实时有效地同水下目标通信一直没有很好地解决。随着卫星技术和激光器技术的发展, 利用星载激光系统与水下目标通信成为可能。在星载激光对水下目标通信系统中, 通信信道主要包括: 背景大气、云、海气界面、纯海水、海水中叶绿素等。由于信道中传输介质的复杂性和传输特性的非线性, 无法利用辐射传递理论等理论方法对整体信道进行研究, 只能采用计算机模拟方法。目前相应的模拟

方法有两种: 离散纵向辐射传输 (DISORT) 方法和蒙特卡罗 (Monte Carlo) 方法。离散纵向辐射传输方法适用于单一介质的模拟, 具有运算费用低的优势。蒙特卡罗方法虽然运算费用高, 但几乎可以用于任意复杂系统的模拟^[1]。本文选用合理的背景大气、云、海气界面、纯海水、海水中叶绿素等参量对脉冲激光和太阳背景光在水下不同深度的时间和空间分布进行蒙特卡罗模拟, 根据模拟的结果得到了水下目标接收到的信噪比, 并根据通信理论计算出了通信的误码率。

作者简介: 刘金涛(1972~), 男, 山东平原人, 中国海洋大学电子工程系讲师, 中国科学院上海光学精密机械研究所博士后, 主要从事海洋光学、激光雷达及其信号处理方面的研究。E-mail: jt_liu@sina.com

收稿日期: 2005-11-04; 收到修改稿日期: 2006-04-25

2 模拟参量的选择

信道参量的选择是模拟的关键。由于实际信道的复杂性和时变性,与实际完全吻合的参量是不存在的。因此,在选择信道参量时,根据各传输介质的统计特性,选择的参量尽可能与实际相符。同时,部分传输介质的参量比平均值要严格,以增大模拟结果的有效性。进行蒙特卡罗模拟时,在保证模拟精度的情况下,对通信信道进行分层处理。信道在垂直方向每层的结构不同,参量也不同;由于激光脉冲空间覆盖的有限性,在水平面内,每层空间上扩展到无穷远,层中的结构和参量完全相同。

2.1 卫星轨道

模拟时卫星轨道选取了 300 km 的近地轨道。为了保证卫星同水下目标有一定通信时间,激光信号要覆盖足够大的海面面积。在本研究中,选取激光海面光斑直径 10 km。在大海面覆盖情况下,激光脉冲能量空间上高斯分布特性明显。为了保证在海面光斑边缘处仍然有一定的激光信号,即有通信的可能,激光脉冲在没有散射的情况下到达海面时的束腰直径取 10 km。

2.2 激光波长

海水在蓝绿波段有一个光学透射率窗口,根据目前的激光器技术和与窄带光学滤波器的匹配情况,可能的激光波长主要有 455 nm, 490 nm 和 532 nm。大气和海水的参量在 455~532 nm 范围内变化不大,在本模拟中,选择 490 nm 的大气和海水参量,以兼顾蓝绿激光。

2.3 背景大气光学参量

实际背景大气相对于云、海水等介质对激光脉冲传输的影响很小。在本模拟中背景大气选取从地面到 50 km 高度,再往上的贡献忽略。在垂直方向背景大气分为 50 层,每层厚度 1 km。背景大气中,5~50 km 的气溶胶取相对湿度 70% 的大陆型气溶胶,0~5 km 取相对湿度 90% 的海洋型气溶胶。

气溶胶的米氏散射相函数选用亨义-格林斯坦 (Henyey-Greenstein, HG) 函数^[2]:

$$P_{\text{part}}(\cos \Theta) = \frac{1 - g^2}{4\pi(1 + g^2 - 2g\cos \Theta)^{3/2}}, \quad (1)$$

其中 Θ 是散射角, g 是非对称系数。

大气分子散射是瑞利散射,其相函数为

$$P_{\text{ray}}(\Theta) = \frac{3}{4\pi(3 + p)}(1 + p\cos^2 \Theta), \quad (2)$$

其中 p 是极化系数。对于大气分子散射,极化系数 $p = 1$ 。

模拟中采用的大气光学参量同参考文献[1]一致。由于发射激光脉冲空间覆盖范围很大,因此文中没有考虑大气湍流等其他效应^[3,4]。

2.4 云的光学参量^[5]

云的种类和结构十分复杂。在海洋上空,层云、层积云、高层云、高积云和卷云的出现概率和覆盖率都在 80% 以上。本文主要考虑以上云的影响。

层云和层积云属于水云,出现的平均高度是 0.4~2.0 km,平均厚度是 300~500 m。水云的液态水含量一般在 0~0.60 gm⁻³ 之间,并主要集中在 0.10~0.50 gm⁻³ 范围内。水云的液态水粒子直径 0~30 μm,并以 10~25 μm 最集中。

高层云和高积云属于冰水混合云。它们出现的平均高度从几百米到几千米,厚度多集中在 200~500 m。其液态水含量一般在 0.03~0.10 gm⁻³ 之间,很少有超过 0.2 gm⁻³ 的。冰水混合云所含粒子的直径集中在 0~30 μm 范围内。

卷云是冰云的主要成分。在中高纬度卷云一般出现在 5.5~8.0 km 的高度;在低纬度地区,卷云的平均高度为 10~14 km。卷云最高可以达到 20 km。卷云的厚度变化范围很大,从几百米到几公里。有研究表明,在中低纬度厚度为几百米的卷云出现概率最大;而在高纬度地区,1.2 km 左右厚的卷云最常见。卷云的液态水含量很少有超过 0.2 gm⁻³ 的。卷云所含粒子的直径大多集中在 10~100 μm 范围内。

对于水云和球状冰云,其光学参量可由下式计算^[6],

$$\frac{\beta_{\text{ext}}}{C_w} = a_1 R_e^{b_1} + c_1, \quad (3a)$$

$$\omega = a_2 R_e^{b_2} + c_2, \quad (3b)$$

$$g = a_3 R_e^{b_3} + c_3, \quad (3c)$$

其中 β_{ext} 是消光系数, C_w 是云中的液态水含量, R_e 是云中粒子的等效直径, $a_i, b_i, c_i (i = 1, 2, 3)$ 是拟和系数, ω 是粒子的单次散射比,定义为

$$\omega = b/\beta_{\text{ext}}, \quad (4)$$

其中 b 是散射系数。

冰云的微结构很复杂,以球状为主。其光学参量可由下式计算^[7]:

$$\frac{\beta_{\text{ext}}}{C_w} = \sum_{n=0}^3 a_n \frac{1}{R_e^n}, \quad (5a)$$

$$\omega = \sum_{n=0}^3 b_n R_e^n, \quad (5b)$$

$$g = \sum_{n=0}^3 c_n R_e^n, \quad (5c)$$

其中 a_n, b_n, c_n 是拟合系数。

水云和球状冰云的散射相函数都采用式(1)的亨义-格林斯坦函数。对于其他形状的冰云,后向散射更加明显,相函数采用双亨义-格林斯坦函数:

$$P(\theta) = fP(\theta, g_1) + (1-f)P(\theta, g_2), \quad (6)$$

其中 f 表示两个亨义-格林斯坦函数的权重, g_1, g_2 分别是两个亨义-格林斯坦函数的非对称系数。(3)式、(5)式和(6)式中拟合参量由文献[6]给出。由于云的结构复杂,云的参量也是最难选择的。按照(3)式和(4)式,各种云的单次散射比 ω 和非对称参量 g 的差异不大,只有消光系数 β_{ext} 随着云的有效直径 R_e 和液态水含量 C_w 的不同,差别很大。为了更客观的反应不同云厚对激光脉冲的影响,实际模拟时采用光学厚度,而不是实际的云厚。

2.5 海气界面光学性质

由于风的作用,海面变得粗糙,海面的法线方向随之改变。为了模拟激光在海气界面的反射和折射,必须知道海面的法线方向与垂直方向的夹角。根据研究,海面法线方向与垂直方向夹角为 θ 的概率是^[8]

$$P(\theta) = \frac{2}{\sigma^2} \exp\left(-\frac{\tan^2 \theta}{\sigma^2}\right) \tan \theta \sec^2 \theta, \quad (7)$$

式中 $\sigma = (0.003 + 0.00512V)^{1/2}$, 其中 V 是海面风速(m/s)。

得出 θ 后,可计算出激光的入射角 θ_i ,进而根据斯涅尔(Snell)定律得到折射角 θ_t 。海面反射率 R 为

$$R = \frac{1}{2} \left[\frac{\sin^2(\theta_i - \theta_t)}{\sin^2(\theta_i + \theta_t)} + \frac{\tan^2(\theta_i - \theta_t)}{\tan^2(\theta_i + \theta_t)} \right], \quad (8)$$

在模拟时,产生一个随机数,当该数小于 R 时,激光

反射,否则折射。

2.6 纯海水的的光学特性

纯海水的的光学参量由参考文献[9]给出。纯水中的散射主要是水分子的瑞利散射,因此散射相函数同(2)式,式中极化参量 $p = 0.835$ 。相对于瑞利散射,水分子拉曼散射的影响微乎其微。通信系统接收端都要加窄带滤色片,由于拉曼散射是非弹性散射,拉曼散射可以作为激光脉冲的纯能量衰减对待。

2.7 海水中其他物质的影响

海洋中除了考虑纯海水,还主要考虑叶绿素和黄色物质对光学特性的贡献。叶绿素和黄色物质的吸收系数为^[10]

$$a_{chl}(\lambda) = 0.06A(\lambda)C^{0.65} + a_y(440)\exp[-0.014(\lambda - 440)], \quad (9)$$

式中

$$a_y(440) = 0.2\{a_w(440) + 0.06A(440)C^{0.65}\},$$

a_w 是纯海水的吸收系数, C 是叶绿素含量(mgm^{-3}), λ 是波长, $A(\lambda)$ 可在文献[10]中查到。

叶绿素和黄色物质对散射系数的贡献为

$$b_{chl}(\lambda) = 0.3 \frac{550}{\lambda} C^{0.62}. \quad (10)$$

叶绿素和黄色物质的散射相函数采用亨义-格林斯坦函数,如(1)式所示,其中极化系数 $g = 0.99$ 。

2.8 模拟时选择的参量

根据前面所述传输介质的特性,结合合理的发射和接收系统参量,文中在进行蒙特卡罗模拟时选择的参量如表1所示。

表1 蒙特卡罗模拟时选择的参量

Table 1 Parameters in Monte Carlo simulation

Communication channel media	Parameters
Sun background at atmosphere top / $\text{W} \cdot \text{nm}^{-1} \cdot \text{m}^{-2}$	0.0145
Laser energy / mJ	100
Laser spot diameter on ocean surface / km	10
The background atmosphere height / km	0~50
Cloud optical thickness	16.5
Wind speed on ocean surface / $(\text{m} \cdot \text{s}^{-1})$	10
Ocean water optical thickness: 0~100 m	34.7 (chlorophyll concentration $1 \text{ mg} \cdot \text{m}^{-3}$)
100~200 m	2.3 (pure ocean water)
Telescope: Area / m^2	1
Optical transmission	0.3
Cesium atomic resonance filter: Bandpass / nm	0.006
Optical transmission	0.50
Quantum efficiency	0.10
Confidence interval	0.997
Launched photons	10^7

表 1 中,大气圈顶太阳背景是早上和黄昏时的强度。云的光学厚度选择 16.5。根据云的参量和(3)式,(4)式,层云和层积云的消光系数 β_{ext} 最大,一般在 0.06 m^{-1} 以下;卷云的消光系数 β_{ext} 一般在 0.03 m^{-1} 以下;高层云和高积云由于液态水含量较少,消光系数 β_{ext} 一般小于 0.02 m^{-1} 。因此,光学厚度为 16.5 分别对应于大约 275 m 的层云和层积云,550 m 的卷云和 800 m 的高层云和高积云。模拟时 0~100 m 的海水叶绿素含量取 1 mg/m^3 。虽然大洋海水的叶绿素含量有可能超过 5 mg/m^3 ,但是根据现场测量数据,超过 1 mg/m^3 的很少,并且超出的测量站点也都比较靠近海岸^[11]。因此,文中参量的选择可以覆盖大多数大洋海域。

3 蒙特卡罗模拟的误差

蒙特卡罗方法将估计的平均值作为真值。根据中心极限定理,蒙特卡罗方法的估计误差与平均值的比值可以表示为

$$\Delta < \frac{x\sigma}{G\sqrt{N}}, \quad (11)$$

其中 N 是模拟的次数, σ 是 N 次模拟的均方差, G 是估计的平均值。 x 是与置信水平对应的正态积分值,当置信水平为 0.997 时,对应的 $x = 3$ 。

利用表 1 中的参量模拟了系统接收到的背景光电子数与相应的模拟误差(在无云的条件下)。图 1 是不同深度、不同视场角接收到的太阳背景光子数。图 2 是相同条件下蒙特卡罗方法估计误差与平均值比值的上限。从图 1 和图 2 中可以看出,估计误差与系统接收到的光电子数直接相关。当系统接收到

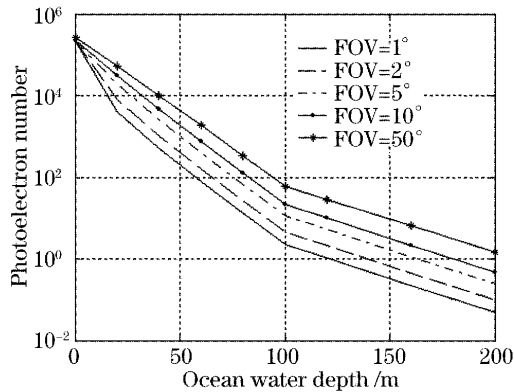


图 1 接收的太阳背景光电子数与水深和望远镜视场角(FOV)的关系

Fig. 1 Received photoelectron number of sun background against ocean water depth and telescope's field of view (FOV)

的光电子数多时,相应的估计误差就小。因此接收视场角越大,模拟误差越小。在水深 200 m 处,当视场角为 50° 时,估计误差与平均值比值的上限约为 0.3%。

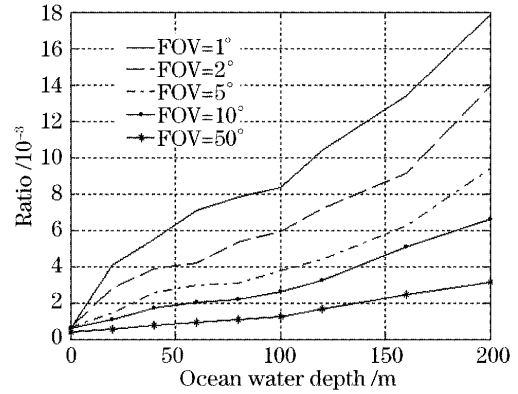


图 2 蒙特卡罗方法估计误差与平均值比值的上限

Fig. 2 Upper limit of the ratio of Monte Carlo estimated error to averaged value

因为系统接收到的信号光电子数要多于背景光电子数,所以对信号的估计精度要高于背景的。因此,文中的蒙特卡罗方法的估计精度满足需要。如果再要提高精度,根据(11)式,最直接的方法是增加计算次数 N ,如果精度增加 10 倍, N 要等于原有的 100 倍,这个运算费用对于目前是不现实的。

4 蒙特卡罗模拟结果

4.1 接收信号的空间分布

系统接收到的信号光电子数随着空间的变化差异很大。图 3 是 $50 \mu\text{s}$ 时间内的系统接收光电子数随空间的变化,图中 x 轴是海水的深度, y 轴是与海面光斑中心的水平距离。由于海水的强吸收,随着海水深度的增加,接收到的信号迅速衰减。在水平方向,距离信号中心越远,接收到的信号越少。这主

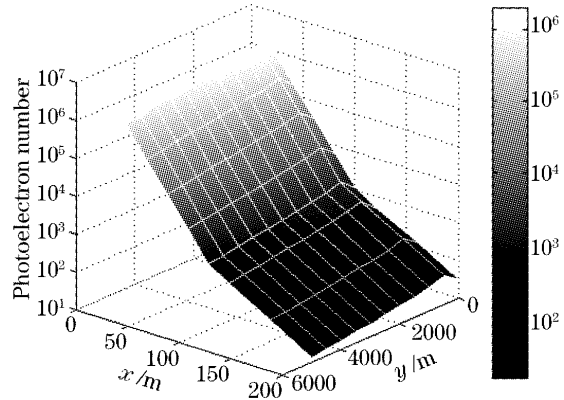


图 3 接收信号光电子数的空间分布

Fig. 3 Spatial distribution of the received photoelectron number

要是因为发射的激光脉冲能量在空间上是高斯分布。

但是由于云和海水的多次散射效应,接收信号与中心距离的关系已经不是高斯分布。海水深度越深,这种关系就越不明显。

4.2 接收信号与时间和视场角的关系

图 4 是根据表 1 的参量,模拟得到的系统接收光电子数随接收视场角的变化。接收地点位于水深 120 m、距离信号中心 5000 m 处,时间间隔为 $1 \mu\text{s}$ 。时间上,系统接收的信号主要在 $50 \mu\text{s}$ 以内,尤其集中在开始的 $30 \mu\text{s}$ 以内。这反映了云对激光脉冲的时间展宽效应^[12]。因为超过 $100 \mu\text{s}$ 的信号很少,所以使用重复率不高的大功率脉冲激光通信时,码间串扰的问题不会存在。

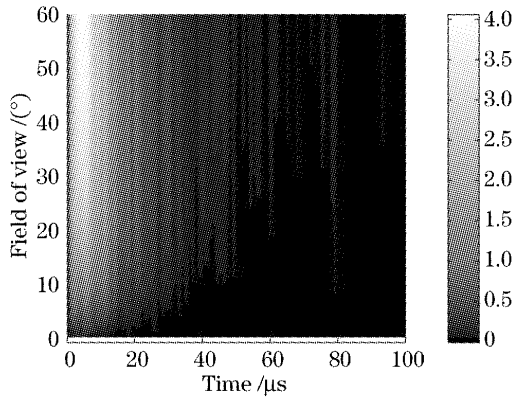


图 4 接收光电子数与望远镜视场角的关系(水深 120 m, 与信号中心水平距离 5 km)

Fig. 4 Received photoelectron number against the telescope's field of view (ocean water depth: 120 m, distance from centre: 5 km)

从图 4 中可以明显看出,当视场角小于 10° 时,接收到的光电子数很少。接收视场角越大,接收的光电子数越多。当接收视场角超过 45° 时,接收的光电子数增加不明显。这表明云和海水的多次散射贡献很大。因此,采用大视场角的接收系统有利于接收更多的信号。

4.3 接收信号的信噪比

按照表 1 的参量,可以得到信噪比(SNR)随接收视场角和时间的变化。图 5 是距离激光发射信号中心 5000 m、水深 120 m 处接收到的信噪比的变化。信噪比明显随着接收视场角的增大而增大。因此,在水下目标的接收系统中,应使用铯原子滤波器最大的接收视场角 50° 。在时间上,信噪比在 $20 \mu\text{s}$ 附近有最大值。因此,接收系统的电子学带宽应与 $20 \mu\text{s}$ 的信号相匹配。

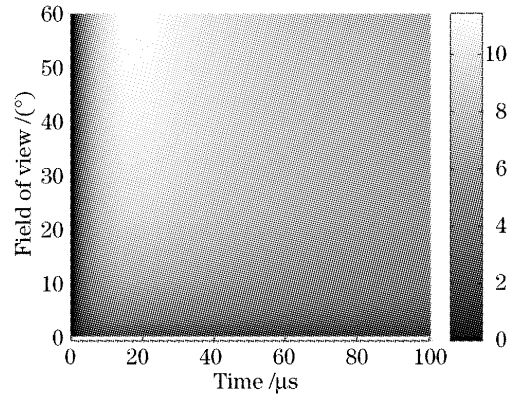


图 5 信噪比与望远镜视场角和信号累积时间的关系(水深 120 m)

Fig. 5 Signal-to-noise ratio against telescope's field of view and signal accumulating time (ocean water depth: 120 m)

5 通信误码率估计

根据星载激光系统的特点,通信系统的调制一般采用 M 元脉冲位置调制(PPM)。在通信系统的接收端,可以采用最大似然检测进行解调。在无符号干扰和无时隙干扰的情况下, M 元正交脉冲位置调制平均符号差错概率可以表示为^[13]

$$P_e \leq (M-1) \exp \left[- \sum_{i=0}^{M-1} (\sqrt{K_s(i)} - \sqrt{K_b})^2 \right], \quad (12)$$

其中 L 为脉冲位置调制每个时隙的采样数, $K_s(i)$ 是第 i 个采样点的信号光电子数, K_b 是背景光电子数。

在激光的脉冲位置调制中,每帧信号分为传信时段和静默时段。加入静默时段是因为激光器在两次出光之间必须有一定的间隔。如果激光器的重复频率为 100 Hz,则每帧信号的周期是 10 ms。激光器两次出光的间隔在几十微秒量级,因此静默时段可以忽略不计。这样如果采用 512 元的脉冲位置调制,每个时隙的持续时间约为 $190 \mu\text{s}$ 。由图 3 可以看出,接收端信号超出 $150 \mu\text{s}$ 就很小了。因此在这样的条件下,满足不存在时隙干扰,也不存在符号间干扰的条件。

由图 3 可以知道,接收端信噪比的峰值在 $20 \mu\text{s}$ 附近。为了有一定的余量,采样周期可以采用 $5 \mu\text{s}$,即每个时隙的采样数 $L=4$ 。

根据上述参量及上面得到的信号和背景光电子数,由(11)式可计算出,当水下目标位于 120 m 深度、并距离激光发射信号中心 5000 m 时, $P_e \leq 6.76 \times 10^{-16}$ 。当距离信号中心更近时,由于接收到的信号

能量更大,而太阳背景基本未变,所以可以得到更大的信噪比,误码率会更小。当深度小于 120 m 时,由于海水对信号光和太阳背景的衰减大致相当,信噪比变化不是很大,但是接收到的信号光和太阳背景的光电子数绝对值要比 120 m 处大得多,根据(12)式,误码率也将大大减小。

6 结 论

采用表 1 的参量,模拟了星载激光对水下目标通信系统的效果。由于表 1 中的参量很严格,因此文中的结果可以代表大多数的实际情况。

模拟中,在计算海面风对激光脉冲传输的影响时,没有考虑由风导致的海面泡沫的因素。海面泡沫的最大覆盖面积 C_f 与风速 V 的关系为^[14]:

$$C_f = (1.2 \times 10^{-5})V^{3.3}[0.225V - 0.99], \quad (13)$$

$$V \geq 9 \text{ m/s}$$

当海面风速 $V=10 \text{ m/s}$ 时,泡沫的最大覆盖面积为 3%,因此对模拟结果的影响很小。

模拟中大气气溶胶的散射相函数选择了亨义-格林斯坦函数。亨义-格林斯坦函数在前向散射时与实际符合很好,但随着后向散射角的增大,实际差别越来越大。由于气溶胶散射系数很小,并且本文主要考虑的是前向散射影响,因此由亨义-格林斯坦函数后向散射的误差不会影响模拟的精度。

文中的卫星轨道是 300 km 的近地轨道。如果采用地球静止轨道,只需在实际系统中将激光的发射角改小就可以。由于信道的特性不变,通信效果也基本不变。

因此,基于表 1 参量的星载激光对水下目标通信系统在较恶劣条件下可以实现可靠的通信。

参 考 文 献

1 Karl Idar Gjerstad, Jakob J. Stamnes, Børge Hamre *et al.*. Monte Carlo and discrete-ordinate simulations of irradiances in

- the coupled atmosphere-ocean system[J]. *Appl. Opt.*, 2003, **42**(15): 2609~2622
- 2 L. G. Henyey, J. L. Greenstein. Diffuse radiation in the galaxy [J]. *Astrophysical J.*, 1941, **93**: 70~83
- 3 Zeng Xuewen, Lu Qisheng, Xu Xiaojun *et al.*. A comparison of turbulence and thermal blooming effects of high-energy laser with its sampled one propagating in the atmosphere[J]. *Chin. J. Lasers*, 2005, **32**(5): 617~621 (in Chinese)
- 曾学文,陆启生,许晓军等. 高能激光及其采样后大气传输中湍流及热晕效应的比较[J]. *中国激光*, 2005, **32**(5): 617~621
- 4 Liu Jianguo, Huang Yinbo, Wang Yingjian. Numerical analysis of intensity fluctuation scale characteristics in space laser communication[J]. *Acta Optica Sinica*, 2005, **25**(8): 1009~1012 (in Chinese)
- 刘建国,黄印博,王英俭. 空间激光通信中光强起伏尺度特征的数值分析[J]. *光学学报*, 2005, **25**(8): 1009~1012
- 5 Peter V. Hobbs. *Aerosol-Cloud-Climate Interactions* [M]. San Diego: Academic Press, 1993. 97~121
- 6 Y. X. Hu, K. Stamnes. An accurate parameterization of the radiative properties of water clouds suitable for use in climate models[J]. *J. Climate*, 1993, **6**(4): 728~742
- 7 Jeffrey R. Key, Ping Yang, Bryan A. Baum *et al.*. Parameterization of shortwave ice cloud optical properties for various particle habits [J]. *J. Geo. Res.*, 2002, **107** (D13): 4181~4190
- 8 C. Cox, W. Munk. Measurement of the roughness of the sea surface from photographs of the Sun's glitter[J]. *J. Opt. Soc. Am.*, 1954, **44**(11): 838~850
- 9 Raymond C. Smith, Karen S. Baker. Optical properties of the clearest natural waters (200~800 nm)[J]. *Appl. Opt.*, 1981, **20**(2): 177~184
- 10 André Morel, Bernard Gentili. Diffuse reflectance of oceanic waters; its dependence on sun angle as influenced by the molecular scattering contribution [J]. *Appl. Opt.*, 1991, **30**(30): 4427~4438
- 11 Hubert Loisel, André Morel. Light scattering and chlorophyll concentration in case 1 waters: A reexamination[J]. *Limnol. Oceanogr.*, 1998, **43**(5): 847~858
- 12 L. B. Stotts. Closed form expression for optical pulse broadening in multiple-scattering media [J]. *Appl. Opt.*, 1978, **17**(4): 504~505
- 13 Zhou Chuanyun, Huang Xiangfu, Ao Faliang *et al.*. Optimum detection for optical PPM sampled signal [J]. *J. UEST of China*, 1999, **28**(3): 247~250 (in Chinese)
- 邹传云,黄香馥,敖发良等. 光 PPM 取样信号的最大似然估计 [J]. *电子科技大学学报*, 1999, **28**(3): 247~250
- 14 Howard R. Gordon, Michael M. Jacobs. Albedo of the ocean-atmosphere system: Influence of sea foam [J]. *Appl. Opt.*, 1977, **16**(8): 2257~2260