

海洋激光雷达水下目标探测的蒙特卡罗仿真分析

吴方平¹ 章曦¹ 李配军¹ 吴王杰¹ 蒋敏¹ 李大鹏²

(¹ 解放军理工大学理学院, 江苏 南京 211101)
(² 南瑞继保电气有限公司, 江苏 南京 211102)

摘要 海洋激光雷达在探测水下目标时,其探测深度会受到波动水面的影响。对于光子在目标平面上的空间分布,已经成为研究的热点。而已有工作多集中在光子径向分布半径较小的情形,对于光子在目标平面大范围的扩散情形研究较少。基于蒙特卡罗方法,通过对比舍选抽样法和变换抽样法,光子径向分布半径较大的情形得以分析。结果显示,对于相同半径,光子径向相对能量分布与风速满足一定的规律。这说明,由于风速影响所产生的随机性并不是完全随机,也有一定的规律性。同时,舍选抽样法和变换抽样法的对比显示,变换抽样法作为一种近似,其结果没有舍选抽样法精确。

关键词 激光探测;光子分布;蒙特卡罗方法;波动水面

中图分类号 TN958.98 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/LOP49.121401

Monte Carlo Simulation Analysis of Underwater Target Detection by Oceanic Lidar

Wu Fangping¹ Zhang Xi¹ Li Peijun¹ Wu Wangjie¹ Jiang Min¹ Li Dapeng²

(¹ College of Science, PLA University of Science and Technology, Nanjing, Jiangsu 211101, China)
(² Nari-Relays Electric Co., Ltd, Nanjing, Jiangsu 211102, China)

Abstract When oceanic lidar detects the underwater target, the detection depth will be influenced by the wavy surface. The spatial distribution of the photons on the target plane has already become the focus of the research. Most of the work that has been done is about radial distribution of photons in the small-radius region, while research about the photon diffusion on the target plane in wider region is very little. Based on Monte Carlo method, through the comparison between abandon and select sampling and transform sampling, the radial distribution of photons in big-radius region has been analyzed. The results show that, for the same radius, the radial distribution of the photons' relative energy and the wind speed follow some rules. That means the randomness due to the wind speed is not completely random, there are some rules too. Meanwhile, the comparison between abandon and select sampling and transform sampling shows that transform sampling is only as an approximation, and its result is not as accurate as abandon and select sampling.

Key words laser detection; photon distribution; Monte Carlo method; wavy surface

OCIS codes 140.3430; 040.1880; 240.6690

1 引言

海洋激光雷达应用中,研究水体以及海水空气界面对激光的散射对于激光测深和水下目标探测研究有着极其重要的意义。Arnush^[1]研究了米氏粒子散射环境中的光辐射传输,得到海水中传输光场的近似解析解。Lutomir-Ski^[2]用格林函数求解辐射传输方程,给出了深度与辐射空间分布的关系。Schippnick^[3]建立了海水中光束传播的唯象理论,把光场分成准直部分和非准直两个部分。这些方法虽然精确,但计算量巨大,很难用于工程设计^[4]。通过实验方法获取所有的数据也是不够现实的。因为激光雷达的运载工具通常是飞机或卫星,实验费用极其昂贵。而且在实验室条件下,由于各种参数(如海水衰减系数、目标反射率等)

收稿日期: 2012-06-20; **收到修改稿日期**: 2012-07-01; **网络出版日期**: 2012-10-19

作者简介: 吴方平(1981—),女,硕士,讲师,主要从事激光探潜方面的研究。E-mail: wfp611@sina.com

的影响,测得的结果也受实验条件的制约。在这方面,蒙特卡罗方法为我们提供了一条捷径^[5]。实践证明,蒙特卡罗方法能够得到与实验方法极为吻合的结果^[6,7]。蒙特卡罗方法是通过采样大量的随机样本来模拟某一物理过程,可以简单精确地描述随机介质中的光传输^[4]。它的优点在于能模拟各种不同的因素(海水衰减系数、目标反射率、波动水面等)对于光束在海水中传输的影响。

波动水面对于光子在海水中空间分布的影响,已经成为研究的热点^[8~10]。而已有工作^[9]主要研究光子距离目标中心较近的空间分布,对于光子在目标平面大范围的扩散情形研究并未涉及,且抽样方法较为单一。本文研究了波动水面对于光子在距离目标中心较远区域的空间分布的影响及其规律;并选用舍选抽样法和变换抽样法两种不同的方法来阐述这一规律。通过舍选抽样法和变换抽样法的对比,指出变换抽样法作为一种近似,具有一定的局限性。

2 光子水下传输的蒙特卡罗模型

蒙特卡罗方法在对光子随机运动轨迹计算的基础上利用相位函数,单次散射率和总衰减系数,并通过随机数选取散射位置和散射角度来构成光子轨迹,模拟光在浑浊介质中传播的整个物理过程^[11]。

2.1 光子束的发射

海洋激光雷达发射的基本上都是高斯光束,在垂直于激光光束传输方向的平面上,其光强分布满足高斯分布^[12]。在源抽样处引入高斯分布抽样模型,使发出光子的统计特性满足高斯光束的特性。

2.2 光子束入水时初始位置和方向

本文研究机载海洋激光雷达,激光的发射高度一般在几十至几百米的空中,远远大于瑞利长度,因此当高斯光束到达海面时,其同相面可以视作球面,球面上每一点的法线方向即为光子的初始方向^[8]。

2.3 海水空气界面性质的描述

海面的法线方向具有随机性,但也具有一定的规律性,Cox等^[8]给出了海浪在一定风速下俯仰角 β 的经验归一化概率密度公式为

$$p(\beta) = \frac{2}{\sigma^2} \exp\left(-\frac{\tan^2 \beta}{\sigma^2}\right) \tan \beta \sec^2 \beta, \quad (1)$$

式中均方根表面速率 $\sigma = (0.003 + 0.00512v)^{1/2}$, v 为风速,由此可以选用舍选抽样法对其进行抽样,得到俯仰角 β 的值。设海浪的法线方向为 $\mathbf{n} = (n_x, n_y, n_z)$, n_x, n_y, n_z 为海浪法线方向的方向余弦,可得

$$\begin{cases} n_x = \cos \alpha \sin \beta \\ n_y = \sin \alpha \sin \beta, \\ n_z = \cos \beta \end{cases} \quad (2)$$

式中 α 为方位角,在 $[0, 2\pi]$ 区间均匀分布,即 $\alpha = 2\pi \text{rand } 1$, $\text{rand } 1$ 是 $[0, 1]$ 区间均匀分布的随机数。

2.4 入水光束折射方向的判定

设入射平面的法线方向为 $\mathbf{L} = (m_x, m_y, m_z)$, m_x, m_y, m_z 为入射平面法线方向的方向余弦。入射平面的法线方向 $\mathbf{L} = (m_x, m_y, m_z)$ 与入射方向 $\mathbf{r}_i = (u_x, u_y, u_z)$ 和海浪的法线方向 $\mathbf{n} = (n_x, n_y, n_z)$ 满足^[12]

$$\mathbf{L} = \mathbf{n} \times \mathbf{u} = \begin{vmatrix} \mathbf{i} & \mathbf{j} & \mathbf{k} \\ n_x & n_y & n_z \\ u_x & u_y & u_z \end{vmatrix} = (n_y u_z - n_z u_y) \mathbf{i} + (n_z u_x - n_x u_z) \mathbf{j} + (n_x u_y - n_y u_x) \mathbf{k}, \quad (3)$$

则

$$\begin{cases} m_x = n_y u_z - n_z u_y \\ m_y = n_z u_x - n_x u_z \\ m_z = n_x u_y - n_y u_x \end{cases} \quad (4)$$

设折射方向为 $\mathbf{r}'_i = (u'_x, u'_y, u'_z)$, u'_x, u'_y, u'_z 为折射方向的方向余弦。折射方向 $\mathbf{r}'_i = (u'_x, u'_y, u'_z)$ 与入射平面的法线方向 $\mathbf{L} = (m_x, m_y, m_z)$ 满足 $\mathbf{r}'_i \cdot \mathbf{L} = 0$,则

$$m_x u'_x + m_y u'_y + m_z u'_z = 0. \quad (5)$$

设折射角为 θ_2 ,则折射方向 $\mathbf{r}'_i = (u'_x, u'_y, u'_z)$ 与海浪的法线方向 $\mathbf{n} = (n_x, n_y, n_z)$ 满足 $\mathbf{r}'_i \cdot \mathbf{n} = \cos \theta_2$,则

$$n_x u'_x + n_y u'_y + n_z u'_z = \cos \theta_2, \quad (6)$$

$$\text{且 } u_x^2 + u_y^2 + u_z^2 = 1. \quad (7)$$

(6)式 $\times m_x$ -(5)式 $\times n_x$ 得

$$(m_x n_y - m_y n_x) u'_y + (m_x n_z - m_z n_x) u'_z = \cos \theta_2 m_x, \quad (8)$$

$$\text{则 } u'_y = \frac{\cos \theta_2 m_x - (m_x n_z - m_z n_x) u'_z}{(m_x n_y - m_y n_x)}, \quad (9)$$

$$\text{令 } p = \frac{\cos \theta_2 m_x}{(m_x n_y - m_y n_x)}, \quad q = \frac{(m_x n_z - m_z n_x)}{(m_x n_y - m_y n_x)}, \quad (10)$$

进一步化简可得

$$[(m_x^2 + m_y^2)q^2 + (m_x^2 + m_z^2) - 2m_y m_z q] u_z'^2 + [2m_y m_z p - 2pq(m_x^2 + m_y^2)] u_z' + (m_x^2 + m_y^2)p^2 - m_x^2 = 0, \quad (11)$$

令 $A = (m_x^2 + m_y^2)q^2 + (m_x^2 + m_z^2) - 2m_y m_z q$, $B = 2m_y m_z p - 2pq(m_x^2 + m_y^2)$, $C = (m_x^2 + m_y^2)p^2 - m_x^2$, 则

$$\begin{cases} u_z' = \frac{-B \pm \sqrt{B^2 - 4AC}}{2A} \\ u_y' = \frac{m_x \cos \theta_2 - (m_x n_z - m_z n_x) u_z'}{m_x n_y - m_y n_x}, \\ u_x' = \frac{m_y \cos \theta_2 - (m_y n_z - m_z n_y) u_z'}{m_y n_x - m_x n_y} \end{cases} \quad (12)$$

至于正负号的取舍,当 $\mathbf{r}'_i = (u'_x, u'_y, u'_z)$ 与 $\mathbf{r}_i = (u_x, u_y, u_z)$ 的夹角绝对值较小时,此时的 $\mathbf{r}'_i = (u'_x, u'_y, u'_z)$ 为正确的折射方向^[13]。

设光子的初始权值 $W_0 = 1$, 光子发生折射后,新的权值为

$$W = W_0(1 - \rho_s), \quad (13)$$

式中 ρ_s 为海气界面反射率。

2.5 入水光束与水体的作用

光子束与水体的作用包含散射与吸收两部分。设海水的体积衰减系数为 c , 则光子每一步的几何路径长度为 $L = -\ln(\text{rand } 2)/c$, 其中 $\text{rand } 2$ 为 $[0, 1]$ 区间内均匀分布的随机数。设水体的单次散射率为 ω_0 , 取 $[0, 1]$ 区间内均匀分布的随机数 $\text{rand } 3$, 如果 $\text{rand } 3 > \omega_0$, 则认为光子被吸收, 终止对该光子的跟踪, 反之则认为光子被散射。光子与水体粒子作用后, 新的权值为

$$W = W_1 \omega_0, \quad (14)$$

式中 W_1 为光子被散射前的权值。光子发生散射后, 新的传播方向由散射相函数决定。这里采用 Henyey-Greenstein 函数来近似表示其散射相位概率函数^[14]

$$p(\cos \theta) = \frac{1 - g^2}{4\pi(1 + g^2 - 2g \cos \theta)^{3/2}}, \quad (15)$$

式中 g 为非对称因子, θ 为散射角。散射方向 (φ, θ) 为相对于原入射方向的变化, 其中 φ 由下式决定:

$$\phi = 2\pi \text{rand } 4, \quad (16)$$

式中 $\text{rand } 4$ 为 $[0, 1]$ 区间内均匀分布的随机数。

2.6 光子束的目标反射

当光子被目标反射时, 权值减少为

$$W = W_2 \rho, \quad (17)$$

式中 W_2 为光子被反射前的权值, ρ 为目标反射率。

被目标反射后的光子方向余弦 (u'_x, u'_y, u'_z) 为

$$\begin{cases} u'_x = \sqrt{\text{rand } 5} \sin \phi \\ u'_y = \sqrt{\text{rand } 5} \cos \phi \\ u'_z = -\sqrt{1 - \text{rand } 5} \end{cases} \quad (18)$$

式中 rand 为 $[0,1]$ 区间内均匀分布的随机数。

3 模拟计算结果与分析

取飞机高度 $H=200$ m, 在飞机正下方的海水区域固定一个目标接收平面, 用来研究波动水面对于高斯光束水下光场分布的影响。目标半径 $M_R=10$ m, 目标深度 D_M 在 $1\sim 5$ m 范围内变化, 海面风速分别为 v 在 $1\sim 10$ m/s 范围内变化, 分别用舍弃抽样法^[12] 和变换抽样法^[13] 对(6)式进行抽样。模拟发出的光子总数 $N=5\times 10^5$, 初始高斯光束半径为 0.5 m。海水衰减系数 $c=0.5$, 单次散射率 $\omega_0=0.6$, 目标反射率 $\rho=0.7$, 非对称因子 $g=0.5$ 。

首先选用舍弃抽样法编程计算了不同风速下目标平面上以中心为圆心、不同半径 R 的圆内光子的相对能量 E (总能量为 1)。模拟结果如图 1 所示, 其中目标深度 $D_M=1$ m。图中局部放大图均取 $R=6$ m 附近。

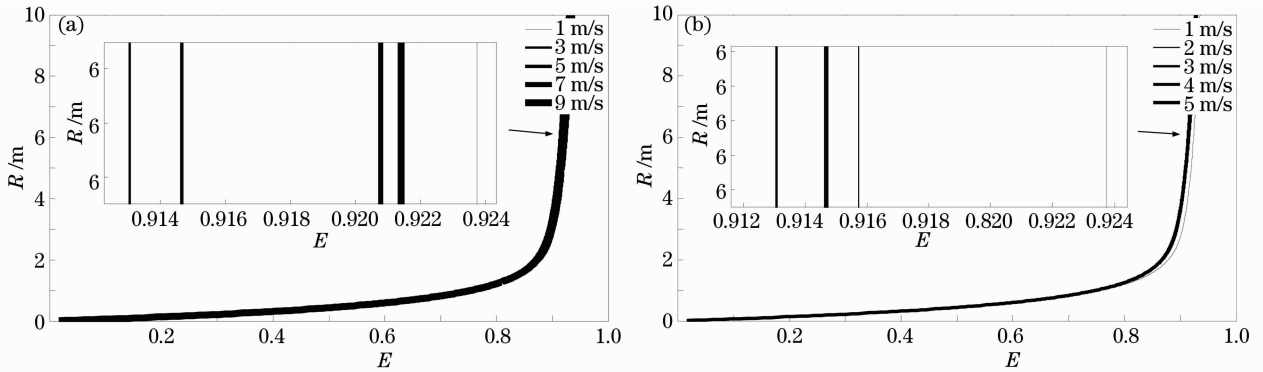


图 1 不同风速下目标平面相对能量径向分布(舍弃抽样法)。(a) 风速 v 分别为 1, 3, 5, 7, 9 m/s;

(b) 风速 v 分别为 1, 2, 3, 4, 5 m/s

Fig. 1 Radial distribution of photons' relative energy in target plane at different wind speeds (abandon and select sampling). (a) Wind speeds v are 1, 3, 5, 7 and 9 m/s, respectively; (b) wind speeds v are 1, 2, 3, 4 and 5 m/s respectively

图 1(a) 给出了风速 v 分别为 1, 3, 5, 7, 9 m/s 的情形。结果显示, 当半径 R 较大时, 在相同半径内, 风速为 1 m/s 对应最大的能量, 但其余的却出现了相反的排列, 即风速越大, 能量反而越高。图 1(b) 给出了风速 v 取 1, 2, 3, 4, 5 m/s 的情形。其中局部放大图的风速为 4 m/s 和 5 m/s 对应的两条曲线合并在一起。结果显示, 规律在风速为 4 m/s 处发生改变。

此外, 还参考文献^[13] 中的方法, 对(6)式作近似处理, 以变换抽样法进行模拟。模拟结果如图 2 所示, 其中目标深度 $D_M=1$ m。图中局部放大图均取 $R=6$ m 附近。

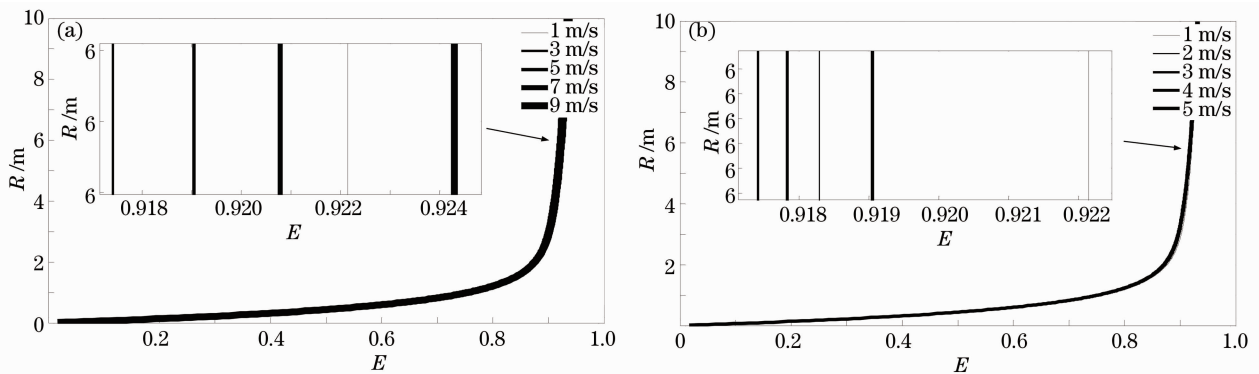


图 2 不同风速下目标平面相对能量径向分布(变换抽样法)。(a) 风速分别为 1, 3, 5, 7, 9 m/s;

(b) 风速分别为 1, 2, 3, 4, 5 m/s

Fig. 2 Radial distribution of photons' relative energy in target plane at different wind speeds (transform sampling).

(a) Wind speeds v are 1, 3, 5, 7 and 9 m/s, respectively; (b) wind speeds v are 1, 2, 3, 4 and 5 m/s, respectively

对比图 2(a)和图 1(a),风速 v 分别为 1,3,5,7 m/s 的情形类似。然而对于相同的半径,变换抽样法 $v=9$ m/s 的能量反而大于 1 m/s 的能量。对比图 2(b)和图 2(a),变换抽样法 $v=5$ m/s 时的能量大于 $v=2$ m/s 的能量。而变换抽样法和舍选抽样法的基本规律类似。

为了进一步研究对于相同的半径,不同风速下目标平面相对能量的径向分布规律,取半径 $R=6$ m,计算了目标深度 $D_M=1, 2, 3, 4, 5$ m 时,目标平面径向相对能量与风速的关系,如表 1 所示。

表 1 半径 $R=6$ m 处,目标深度 $D_M=1, 2, 3, 4, 5$ m 时,目标平面径向相对能量与风速的关系

Table 1 Relation between radial distribution of relative energy in target plane and wind speed when $R=6$ m, and target depth $D_M=1, 2, 3, 4$ and 5 m, respectively

Abandon and select		$v/(m/s)$									
D_M/m		1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
1		0.9238	0.9157	0.9131	0.9147	0.9147	0.9169	0.9208	0.9212	0.9214	0.9237
2		0.8338	0.8172	0.8128	0.8125	0.8140	0.8165	0.8193	0.8224	0.8246	0.8274
3		0.7528	0.7309	0.7237	0.7244	0.7268	0.7281	0.7320	0.7362	0.7394	0.7403
4		0.6791	0.6582	0.6488	0.6492	0.6487	0.6544	0.6573	0.6633	0.6641	0.6662
5		0.6128	0.5912	0.5818	0.5814	0.5880	0.5906	0.5954	0.5962	0.6042	0.6013
Transform		$v/(m/s)$									
D_M/m		1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
1		0.9222	0.9183	0.9174	0.9178	0.9190	0.9207	0.9208	0.9228	0.9243	0.9255
2		0.8322	0.8217	0.8169	0.8192	0.8223	0.8212	0.8230	0.8253	0.8276	0.8307
3		0.7520	0.7371	0.7325	0.7338	0.7341	0.7362	0.7404	0.7434	0.7438	0.7440
4		0.6800	0.6622	0.6617	0.6595	0.6637	0.6626	0.6642	0.6670	0.6725	0.6724
5		0.6193	0.5995	0.5941	0.5980	0.5956	0.5969	0.6012	0.6025	0.6051	0.6092

表 1 对应的曲线如图 3 所示。对比图 3(a),(b)可以发现,舍选抽样法和变换抽样法的结论基本一致。目标深度越大,相同风速对应的能量越低;这是因为目标深度越大,光子的散射越厉害,其分布越分散。

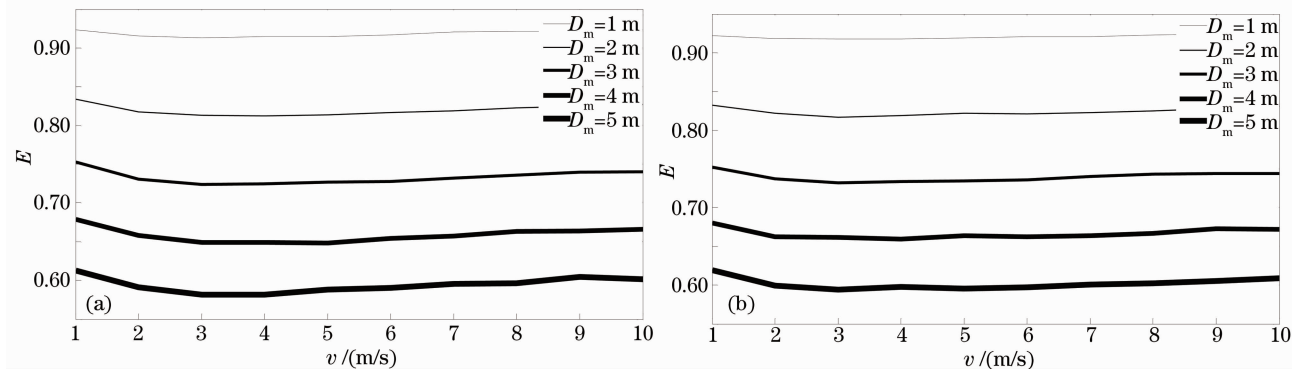


图 3 半径 $R=6$ m 处,不同目标深度对应的目标平面相对径向能量与风速的关系图。(a)舍选抽样法模拟结果;
(b)变换抽样法模拟结果

Fig. 3 Relation between radial distribution of relative energy in target plane and wind speed at $R=6$ m for different target depths. (a) Results of abandon and select sampling; (b) results of transform sampling

为了进一步比较舍选抽样法和变换抽样法,并进一步揭示光子的径向能量分布与风速之间的关系,取目标深度 $D_M=1$ m 和 $D_M=5$ m,半径 $R=6$ m,给出目标平面相对径向能量与风速关系曲线的细节。

图 4 表明,随着风速的增加,光子的径向相对能量先减小,然后又开始增大。这一规律有点类似随机共振,说明风速的增加虽然导致随机性的增加,然而径向相对能量的极小值出现在中等风速。对比图 4(a)和图 4(b)的舍选抽样法结果,可以发现当 $D_M=1$ m 时, $v=10$ m/s 的 E 值和 $v=1$ m/s 的 E 值相当;而当 $D_M=5$ m 时, $v=10$ m/s 的 E 值要比 $v=1$ m/s 的 E 值小。这进一步说明了目标深度的增加导致了光子分布的分散。对比图 4(a)或图 4(b)中舍选抽样法和变换抽样法的结论,可以发现舍选抽样法的规律更明显一些,这是因为变换抽样法只是一个近似。

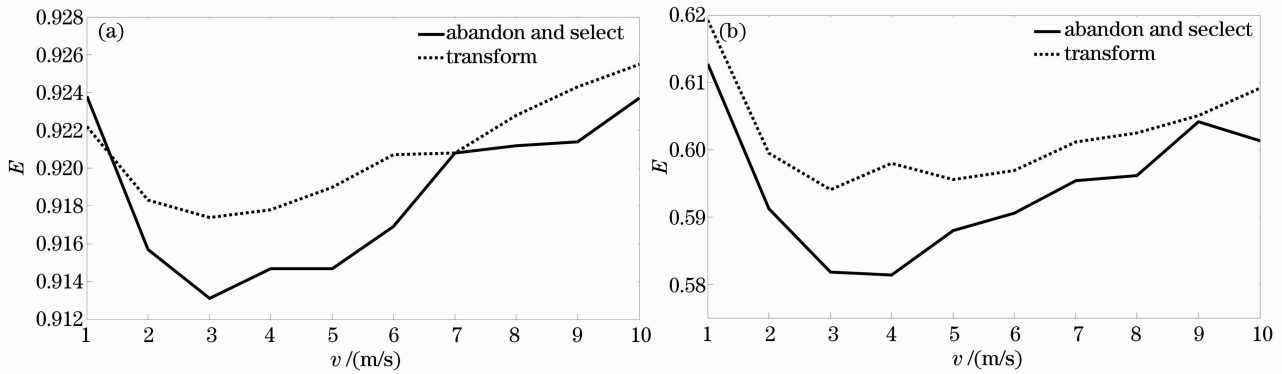


图4 半径 $R=6$ m 处,舍选抽样法和变换抽样法得出的目标平面相对径向能量与风速的关系比照图。

(a)目标深度 $D_M=1$ m; (b)目标深度 $D_M=5$ m

Fig. 4 Comparison between results of abandon and select sampling and transform sampling on relation of radial distribution of relative energy in target plane and wind speed at $R=6$ m. (a) Target depth $D_M=1$ m; (b) target depth $D_M=5$ m

4 结 论

主要分析了光子在径向半径较大时的空间能量分布。由于波动水面的影响和水体粒子的散射作用,当径向半径较大时,光子的空间分布更加趋于随机。然而,研究表明,其空间能量分布仍然满足一定的关系。无论是舍选抽样法还是变换抽样法,对于相同半径,光子的径向相对能量与风速的关系都满足相同的规律。随着风速的增加,光子的径向相对能量先减小,后又增加。其规律类似于随机共振。而通过舍选抽样法和变换抽样法的对比,发现舍选抽样法的规律更明显,因为变换抽样法只是一个近似。

参 考 文 献

- 1 D. Arnush. Underwater light-beam propagation in the small-angle-scattering[J]. *J. Opt. Soc. Am.*, 1972, **62**(9): 1109~1117
- 2 R. F. Lutomirski. An analytic model for optical beam propagation through the marine boundary layer[C]. *SPIE*, 1978, **160**: 110~123
- 3 P. F. Schippnick. Phenomenological model of beam spreading in ocean water[C]. *SPIE*, 1990, **1302**: 13~32
- 4 Wang Guangcong, Dong Shufu, Wen Dong *et al.*. Research on blue-green laser transmission in seawater[J]. *Electronic Technology*, 2010, **47**(3): 68~70
- 5 王广聪, 董淑福, 温东等. 海水中蓝绿激光传输特性研究[J]. *电子技术*, 2010, **47**(3): 68~70
- 6 Du Zhufeng, Lu Yimin, Yang Zongkai *et al.*. Monte Carlo calculations of the received oceanic lidar signals[J]. *Chinese J. Lasers*, 1999, **26**(1): 52~56
- 7 杜竹峰, 卢益民, 杨宗凯等. 海洋激光雷达接收信号的 Monte Carlo 计算[J]. *中国激光*, 1999, **26**(1): 52~56
- 8 G. Zaccanti, P. B. rusagliani, M. Gurioli *et al.*. Laboratory simulations of lidar returns from clouds: experimental and numerical results [J]. *Appl. Opt.*, 1993, **32**(9): 1590~1597
- 9 K. O. Steinvall, K. R. Kopparl, U. C. M. Karlsson. Experimental evaluation of an airborne depth sounding lidar [J]. *Opt. Engng.*, 1993, **32**(6): 1307~1321
- 10 C. S. 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
- 11 Zhang Xi, Li Peijun, Wu Fangping *et al.*. Influence of wavy sea surface on laser detection of underwater target with Monte Carlo method[J]. *Chinese J. Lasers*, 2012, **39**(7): 0702003
- 12 章曦, 李配军, 吴方平等. 基于蒙特卡罗方法的波动水面对激光水下目标探测的影响[J]. *中国激光*, 2012, **39**(7): 0702003
- 13 Liang Bo, Zhu Hai, Chen Weibiao. Simulation of laser communication channel from atmosphere to ocean [J]. *Acta Optica Sinica*, 2007, **27**(7): 1166~1172
- 14 梁波, 朱海, 陈卫标. 大气到海洋激光通信信道仿真[J]. *光学学报*, 2007, **27**(7): 1166~1172
- 15 Jiang Lu, Yu Hai, Yu Yunzhi. Optical concealment analysis of underwater target based on Monte Carlo method of

- simulation[J]. *J. Projectiles, Rockets, Missiles and Guidance*, 2006, **26**(4): 401~404
- 姜璐, 朱海, 于运治. 基于蒙特卡罗方法的水下目标光学隐蔽性影响因素分析[J]. *弹箭与制导学报*, 2006, **26**(4): 401~404
- 12 Yang Qimin, Zhong Liyun, Lü Xiaoxu. *Laser Principle and Devices* [M]. Yunnan: Yunnan University Press, 2002. 34~36
- 杨齐民, 钟丽云, 吕晓旭. 激光原理与激光器件[M]. 云南: 云南大学出版社, 2002. 34~36
- 13 Xia Min, Yang Kecheng, Zheng Yi *et al.*. Influence of wavy sea surface on airborne lidar underwater beam quality with Monte Carlo method [J]. *Chinese J. Lasers*, 2008, **35**(2): 178~182
- 夏珉, 杨克成, 郑毅等. 用蒙特卡罗方法研究波动水表面对机载海洋激光雷达水下光束质量的影响[J]. *中国激光*, 2008, **35**(2): 178~182
- 14 E. Tinet, S. Avrillier, J. M. Tuaille. Fast semianalytical Monte Carlo simulation for time-resolved light propagation in turbid media [J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 1996, **13**(9): 1903~1915