

激光引信云雾散射回波的近似算法与应用分析

任宏光, 于海山, 霍力君, 梅浩
(中国空空导弹研究院, 河南 洛阳 471000)

摘要: 在对激光引信视场进行体积元分割的基础上, 基于 Mie 散射理论建立了一种近似计算引信云雾散射回波的数学模型, 并利用该模型计算了均匀云雾粒子与服从一定谱分布云雾粒子的散射回波, 分析了入射激光波长、粒子浓度及谱分布参数对散射回波强度的影响。研究表明: 对均匀云雾粒子, 引信的散射回波随粒径增大呈振荡增强趋势; 粒子浓度相同时, 尺度谱偏大的云雾粒子群的散射回波明显高于尺度谱偏小的云雾粒子群; 对折射率虚部差别明显的不同波长激光, 其散射回波强度差别显著, 云雾对虚部偏小激光的散射光强明显高于虚部偏大的激光。为激光引信抗云雾干扰提供了重要理论依据。

关键词: 激光引信; 光电探测; 云雾散射; 回波建模; 粒径; 尺度分布

中图分类号: TJ439.2 **文献标志码:** A **文章编号:** 1671-637X(2015)07-0052-05

Approximate Algorithm for Cloud-and-Fog Scattering Echo of Laser Fuse and Its Application

REN Hong-guang, YU Hai-shan, HUO Li-jun, MEI Hao
(China Airborne Missile Academy, Luoyang 471000, China)

Abstract: By volume element dividing of the laser fuse field, a mathematical model for approximate calculation of the fuse cloud-and-fog scattering echo was established based on Mie scattering theory. The scattering echo of uniform cloud-and-fog particles as well as cloud-and-fog particles complying with certain spectral distribution was calculated out with this model. The influence of incident laser wavelength, particle concentration and spectral distribution parameters on the intensity of scattering echo was analyzed. The research results show that: 1) For uniform cloud-and-fog particles, the oscillation of fuse scattering echo enhances with the increase of particle size; 2) For the same particle concentration, scattering echo of the cloud-and-fog particle swarm with large radius is significantly higher than that of the cloud-and-fog particle swarm with small radius; and 3) For laser of different wavelength and with a significant difference in the imaginary part of refractive index, the intensity of their scattering echo differs significantly, i. e., the cloud-and-fog scattering light intensity of laser with a smaller imaginary part is significantly higher than that of laser with a larger imaginary part. The study may provide a theoretical basis for laser fuse anti-cloud-and-fog interference.

Key words: laser fuse; photoelectric detection; cloud-and-fog scattering; echo modeling; particle size; size distribution

0 引言

现今激光引信广泛采用阈值门限法判别目标, 这种探测体制具有算法简单易实现的优点, 但同时也存

在着对弹道周围云雾干扰敏感的缺点。当云雾后向散射回波超过阈值门限时极有可能导致导弹虚警, 因此, 研究激光引信的云雾散射回波对提高其抗云雾干扰能力具有重要的指导意义^[1-4]。

激光引信是一种近程光电探测系统。目前, 近程光电探测系统云雾散射回波的研究方法通常包括直接模拟法、蒙特卡罗法和实验测量法等。直接模拟法需建立并求解辐射的传输方程, 通常难以获得解析解^[5-6]; 蒙特

收稿日期: 2014-07-14

修回日期: 2014-09-09

作者简介: 任宏光(1963—), 男, 河南洛阳人, 博士, 研究员, 研究方向为引战系统总体、精确制导武器总体技术等。

卡罗法追踪单个光子的运动轨迹并计算光子的接收概率,该方法需对大量光子重复模拟,计算周期较长;此外,由于假定粒子是粒径均匀的球体,从而忽略了云雾粒径谱分布对计算结果的影响^[7-9];实验测量法要求在特定的云雾环境中进行,需耗费大量的人力、物力,不利于重复实验。本文针对激光引信的近距云雾散射问题,在对引信视场进行体积元分割的基础上,基于 Mie 散射理论建立了一种计算云雾散射回波的近似模型,并分析了入射激光波长、粒子浓度及谱分布参数对散射回波的影响,为进一步进行引信云雾散射回波的实验测量提供了理论依据。

1 激光引信云雾散射回波建模

1.1 引信视场分割

激光引信通常采用发射与接收视场交叉的探测体制,云雾对激光引信的干扰原理如图 1 所示,光子发射后与云雾粒子碰撞发生散射,可通过颗粒 a 单次散射后被探测器捕获,或者由颗粒 b 二次散射后被探测器捕获,也可由颗粒 c 三次散射甚至更高次散射后被探测器捕获。云雾能见度较高时,散射以单次散射为主,可以忽略多次散射的影响^[10]。

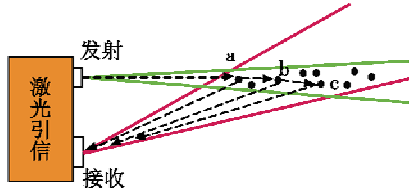


图 1 激光引信云雾后向散射原理图

Fig. 1 Cloud backscattering schematic of laser fuze

周视探测的激光引信在弧矢面内通过多象限(4个或更多)实现对弹体周围 360°的完全覆盖,其单象限发射视场为一个薄扇面,弧矢面张角由象限数决定。图 2 为采用四象限探测的激光引信在子午面和弧矢面的光路示意图,为计算其云雾散射回波,将引信视场进行等间隔分割。在子午面从探测近距点 A_1 到远距点 A_N 进行 N 等分,弧矢面内 90° 视野进行 180 等分。由于探测视场沿子午方向对称,本文只对弧矢面 0.5° 视野内云雾的散射回波进行仿真建模。

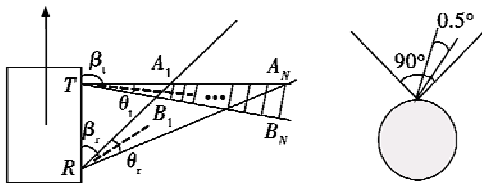


图 2 子午面与弧矢面光路示意图

Fig. 2 Optical schematic in meridional and sagittal plane

1.2 散射回波建模

引信视场分割后在子午面内的视图及坐标系如图 3 所示,坐标原点取发射窗口 T 点, X 轴沿 TA_0 方向为正, Y 轴沿 TR 方向为正。将 A_0A_N 等分为 N 段,过点 A_i 做直线 A_iB_i ,使得面元 TA_iB_i 构成等腰三角形,面元 $A_{i-1}B_{i-1}B_iA_i$ 为等腰梯形($i=1,2,\dots,N$)。此时散射回波建模可分为两部分:第一部分是云雾粒子群对发射激光的传输衰减,距离为 d_{T0_i} , O_i 为面元 $A_{i-1}B_{i-1}B_iA_i$ 组成的体积元 dV_i 的中心($i=1,2,\dots,N$);第二部分是引信视场内云雾粒子群对激光束的散射。

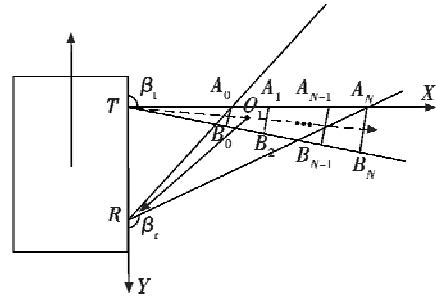


图 3 散射回波建模原理图

Fig. 3 Schematic of scattering echo modeling

对于传输衰减部分,根据 Lambert Bouguer 定律

$$I_i = I_0 \cdot \exp(-k_e \cdot d_{T0_i}), \quad i=1,2,\dots,N \quad (1)$$

式中: k_e 为大气消光系数; d_{T0_i} 为传输距离; I_0 为激光器出光端面处的光强。消光系数 k_e 与能见度 V_M 的关系为

$$k_e = \frac{3.91}{V_M} \left(\frac{0.55}{\lambda} \right)^q \quad (2)$$

式中: λ 为激光波长;当能见度小于 6 km 时, q 值可取

$$q = 0.585V_M^{1/3} \quad (3)$$

对于第二部分散射问题,由于经发射透镜准直后激光束的发散角仅为 0.5° ,探测器与视场内面元的距离远大于传播路径中激光束的束宽。因此,可以把由面元 $A_{i-1}B_{i-1}B_iA_i$ 组成的体积元 dV_i 内均匀分布的粒子看作在体积元中心 O_i 点,体积元 dV_i 内粒子的散射看作若干聚集在中心 O_i 处粒子的散射。在激光的传输路径上云雾粒子集中在若干体积元的中心处,而体积元的个数取决于计算精度与计算量的大小。

引信视场分割后的体积元如图 4 所示,其弧矢面夹角 $\angle A_0TC_0 = 0.5^\circ$,子午面夹角 $\angle A_0TB_0 = 0.5^\circ$ 。由于体积元 dV_i 的体积由近至远不断增大,在体积元中心 O_i 处聚集的粒子数目也逐渐增多。

对于分割后的扇体 $TA_0B_0C_0D_0$,将其视作圆柱体的一部分,其体积计算式为

$$V_{TA_0B_0C_0D_0} = \frac{\pi \cdot d_{TA_0}^2}{720} \cos^2 0.25^\circ \cdot \sin 0.25^\circ \quad (4)$$

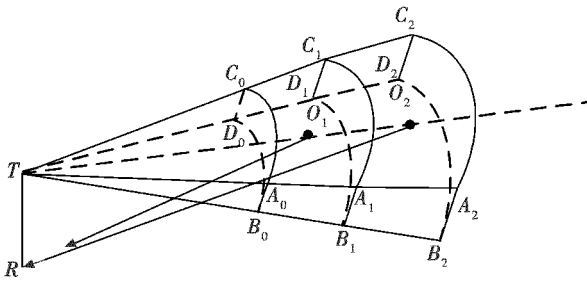


图 4 散射体积元示意图

Fig. 4 Schematic of scattering volume element

分割后体积元 dV_i 体积为相邻扇体的体积差, 设单位体积内云雾气溶胶粒子的数目为 N_0 , 则体积元 dV_i 内气溶胶粒子的数量为

$$n_i = N_0 \cdot dV_i \quad (5)$$

如图 5 所示, 单个云雾粒子位于坐标原点处, 波长为 λ 的单色光 I_0 照射时, 云雾粒子向空间任意方向发出散射光。P 点为观察点, R_p 为粒子中心与观察点之间的距离, R_p 与 Z 轴组成散射平面, θ 为散射角, ψ 为散射方位角。当入射光为非偏振光时, P 点的散射光强为

$$I_s = \frac{\lambda^2 I_0}{4\pi^2 R_p^2} [i_1(\theta) + i_2(\theta)] \quad (6)$$

式中, $i_1(\theta)$, $i_2(\theta)$ 分别为垂直散射振幅函数和平行散射振幅函数。

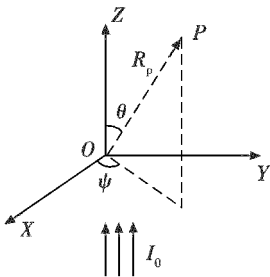


图 5 单云雾粒子散射

Fig. 5 Scattering of single cloud particle

综上所述, 引信视场区域内云雾粒子的散射回波可看作若干聚集在体积元中心 O_i 处粒子的散射回波之和, 根据式(1)~式(6), 引信探测视场内云雾散射光强的计算式为

$$I_s = \sum_{i=1}^N \{ N_0 \cdot dV_i \cdot I_0 \exp(-k_e \cdot d_{TO_i}) \cdot \lambda^2 \cdot [i_1(\theta) + i_2(\theta)] / (4\pi^2 d_{RO_i}^2) \} \quad (7)$$

式中: N 为体积元数目; N_0 为单位体积内云雾粒子数目; d_{RO_i} 为接收窗口 R 点与体积元中心 O_i 之间的距离。

2 激光引信云雾散射回波计算

2.1 均匀云雾粒子的散射回波

云雾是由悬浮在空气中缓慢沉降的水滴或冰晶质点组成的一种气溶胶, 其粒径通常在 $1 \sim 10 \mu\text{m}$ 之间,

在形成初期或消散过程中雾滴的半径可能小于 $1 \mu\text{m}$, 能见度小于 50 m 的重雾中粒子半径可达 $20 \sim 30 \mu\text{m}$, 能见度大于 100 m 时雾滴半径大多小于 $8 \mu\text{m}$ 。云雾的能见度与粒子浓度和粒径相关, 对内陆常见的辐射雾, 能见度与粒径和含水量的经验公式为^[11]

$$V_M = r / (230.1w) \quad (8)$$

式中: r 为云雾粒子的平均半径 (μm); w 为单位体积含水量 ($\text{g} \cdot \text{m}^{-3}$)。含水量 w 与粒子浓度 N_0 之间表达式为

$$w = N_0 \frac{4\pi r^3}{3} \rho \quad (9)$$

式中, ρ 为云雾液滴密度, 计算时用水密度替代。图 6 为粒子浓度 $N_0 = 500 \text{ cm}^{-3}$ 时, 含水量与大气能见度随粒径的变化曲线。由图 6 可知, 粒子浓度相同时, 单位体积含水量随粒径增大呈指数形式增长, 而能见度随粒径增大大幅降低。

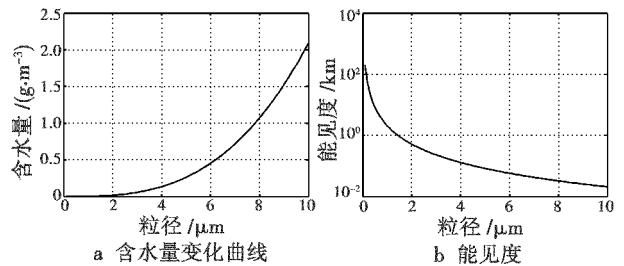


图 6 含水量和能见度随粒径变化图

Fig. 6 Water content and visibility with the change of particle size

如图 2 所示, 给定一种连续视场激光引信的光机结构参数如下: 发射波束角 $\theta_e = 0.5^\circ$, 波束倾角 $\beta_e = 90.25^\circ$, 接收视场角 $\theta_r = 8^\circ$, 视场倾角 $\beta_r = 85^\circ$, 收发基线距离 $d_{TR} = 0.08 \text{ m}$, 引信发射光强为 $100 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$, 发射激光波长为 $0.40 \mu\text{m}$ 。根据式(1)~式(9)计算其云雾散射回波, 图 7 为粒子浓度 $N_0 = 500 \text{ cm}^{-3}$ 时云雾粒子散射光强随粒径的变化曲线。

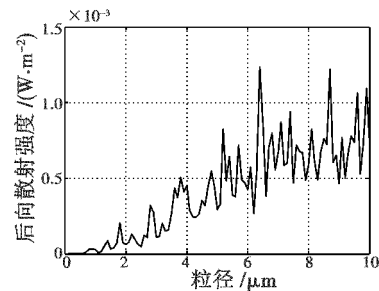


图 7 引信云雾散射回波与粒径关系图

Fig. 7 Fuze cloud scattering echo with the change of particle size

由图 7 可知, 粒子浓度相同时, 激光引信的云雾散射光强随粒径增大呈振荡增强的趋势, 散射光增强是

由于粒子的散射截面随粒径增大而增大,光强振荡是因为在采用米散射理论计算散射回波时,当粒径变化时,云雾粒子不同位置的散射光相互干涉导致光增强或减弱^[12-13]。

2.2 具有一定谱分布云雾粒子的散射回波

由于大气在时间和空间上的变化特性,自然界中不存在均匀粒径的云雾,云雾粒径通常服从一定的谱分布,描述气溶胶粒径的谱分布有 Junge 谱分布、广义 gamma 谱分布和对数正态分布等,对云雾粒子,使用最多的是 Deirmendjian 提出的广义 gamma 分布^[14]

$$n(r) = ar^\alpha \exp(-b \cdot r^\beta) \quad (10)$$

式中: a, b 为分布系数; α, β 为分布指数。图 8 给出了一种服从广义 gamma 分布的云雾尺度谱曲线,其对应参数为 $a = 500 \times 10^6 \text{ m}^{-3}, b = 3.0, \alpha = 2, \beta = 0.45$ 。

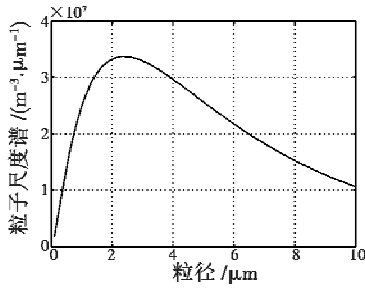


图 8 云雾粒子尺度谱分布

Fig. 8 Radius distribution of clouds particles

对服从一定谱分布的云雾粒子群,激光引信的散射光强可根据粒子尺度谱,由不同尺度粒子的散射光强加权平均求得

$$\bar{I}_s = \frac{\int_{r_{min}}^{r_{max}} I_s(r) n(r) dr}{\int_{r_{min}}^{r_{max}} n(r) dr} \quad (11)$$

式中: (r_{min}, r_{max}) 表示粒子半径的尺度范围; $I_s(r)$ 表示粒子半径为 r 时的云雾散射光强。根据式(1)~式(11),对形如图 8 所示尺度谱的云雾,粒子浓度变化时,云雾对激光引信的散射回波如图 9 所示。

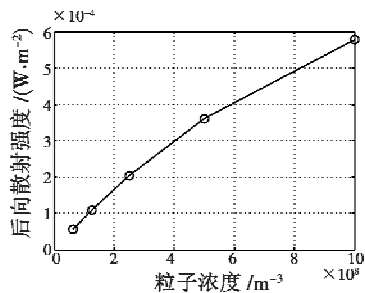


图 9 激光引信云雾散射回波

Fig. 9 Clouds scattering echo of laser fuze

由图 9 可知,引信的云雾散射光强随粒子浓度增大而不断增强,当云雾粒子浓度较大时,散射光强的增

长率不断减小,这是因为粒子浓度较大时,云雾的能见度较低,从而导致激光束在传输时的衰减严重。

2.3 引信云雾散射回波与谱分布的关系

米散射理论中的散射光强是入射光波长与粒径的函数。采用米散射理论分析激光引信的云雾散射时,其散射回波是激光波长、粒子浓度及谱分布参数的函数。图 10 为粒子浓度 $a = 500 \times 10^6 \text{ m}^{-3}$ 时 3 种不同谱分布参数的云雾谱分布曲线,表 1 为 3 种云雾的谱分布参数。

表 1 云雾谱分布参数

Table 1 Distribution parameters of clouds

云雾	a	b	α	β
云雾 A	500×10^6	3.0	2	0.45
云雾 B	500×10^6	2.4	2	1.5
云雾 C	500×10^6	2.5	2	0.7

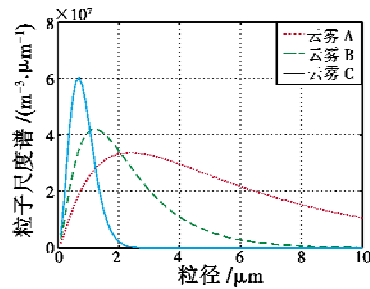


图 10 不同云雾的谱分布曲线

Fig. 10 Radius distribution curve of different clouds

如图 10 所示,云雾 A,B,C 对应不同的谱分布参数,其对激光引信的散射回波随粒子浓度的变化曲线如图 11 所示,计算时发射波长取 $0.40 \mu\text{m}$,引信参数同上。

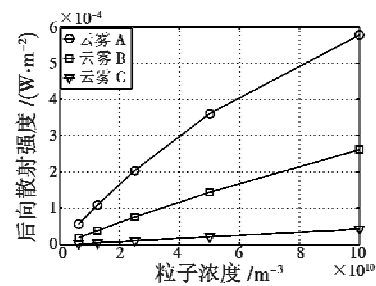


图 11 不同云雾的散射回波强度

Fig. 11 Scattering echo intensity by different clouds

由图 11 可知,当粒子浓度相同时,不同谱分布的云雾对激光引信的散射回波强度差别较大,粒径偏小的云雾粒子群的散射回波小于粒径偏大的云雾粒子群的散射回波,云雾 A 与云雾 C 的散射回波强度比可达 10 倍以上。

2.4 引信云雾散射回波与发射激光波长的关系

云雾粒子对不同波长激光的复折射率不同,当折射率差别较大时,云雾对激光的散射与吸收特性具有较大差异。表 2 给出了云雾对波长分别为 $0.40 \mu\text{m}$,

2.50 μm 与 3.00 μm 激光的复折射率。图 12 为云雾服从谱分布 B 时,3 种波长激光的云雾散射回波随粒子浓度的变化曲线。

表 2 0.40 μm , 2.50 μm 与 3.00 μm 3 种波长激光的云雾复折射率

Table 2 Cloud complex refractive index of laser with different wavelengths

激光波长/ μm	实部	虚部
0.40	1.339	1.86×10^{-9}
2.50	1.260	2.06×10^{-3}
3.00	1.371	0.272

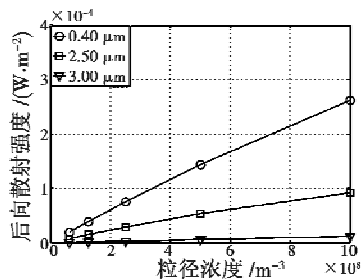


图 12 不同波长激光的云雾散射回波
Fig. 12 Cloud scattering echo of laser with different wavelengths

由图 12 可知,云雾对不同波长激光的散射光强差别较大,0.40 μm 与 2.50 μm 波长激光的云雾散射回波强度比可达 2 倍以上,这是由于 2 种波长激光折射率的虚部差别较大,云雾对虚部较大的激光具有更强的吸收作用,从而导致 0.40 μm 与 2.50 μm 波长的激光束在传输时的衰减不同。

3 结论

本文在对激光引信视场进行等间隔分割的基础上,建立了一种近似计算引信云雾散射回波的数学模型,并据此计算了均匀云雾粒子和服从一定谱分布的云雾粒子的散射光强,最后分析了入射激光波长、云雾粒子浓度及谱分布参数对引信散射回波的影响。研究结果表明:

1) 云雾粒子的散射回波随粒径增大呈振荡增强趋势,这是由于粒径增大时,粒子对入射激光的散射截面增大,从而导致散射光增强,同时,粒子不同位置处的散射光在空间某一位置干涉导致散射光振荡;

2) 云雾粒子的散射光强与粒子浓度及谱分布参数有关,对服从广义 gamma 分布的云雾粒子群,当粒子浓度相同时,不同谱分布的云雾散射回波差别较大,如云雾 A 与云雾 C 的散射回波强度比可达 10 倍以上;

3) 不同波长激光复折射率虚部差别较大时,云雾对其吸收特性不同,激光束传输时的衰减具有较大差异,从而导致不同波长激光的散射回波差别较大,如

0.40 μm 与 2.50 μm 波长激光的散射强度比可达 2 倍以上。

参考文献

- [1] 胡俊雄,张艳. 激光引信抗干扰技术综述[J]. 制导与引信,2009,30(4):6-13. (HU J X, ZHANG Y. The anti-jamming technology summarization of laser fuze[J]. Guidance & Fuze, 2009, 30(4):6-13.)
- [2] 袁正,孙志杰. 空空导弹引战系统设计[M]. 北京:国防工业出版社,2007:140-152. (YUANG Z, SUN Z J. Air-to-air missile fuze-warhead systems design[M]. Beijing:National Defense Industry Press, 2007:140-152.)
- [3] 孟祥盛. 偏振技术在激光引信抗烟雾干扰中的应用分析[J]. 红外与激光工程,2013,42(7):1716-1719. (MENG X S. Applications of the polarization detection in laser fuze anti-environmental interference[J]. Infrared and Laser Engineering, 2013, 42(7):1716-1719.)
- [4] 沈娜,张祥金,郭婧. 水雾对激光引信的衰减[J]. 光学精密工程,2013,21(4):864-869. (SHEN N, ZHANG X J, GUO J. Attenuation of laser fuze through fog[J]. Optics and Precision Engineering, 2013, 21(4):864-869.)
- [5] 高宠,刘建新,张京国,等. 基于蒙特卡罗法的激光引信云雾回波信号研究[J]. 航空兵器,2008(3):50-53. (GAO C, LIU J X, ZHANG J G, et al. Monte-Carlo based backscattering signal of clouds and fogs for laser fuze[J]. Aero Weaponry, 2008(3):50-53.)
- [6] 王光池. 激光在复杂大气背景下传输特性研究[D]. 西安:西安电子科技大学,2007. (WANG G C. Research on transmission characteristics of laser under complex atmospheric background[D]. Xi'an:Xiidian University, 2007.)
- [7] 张辉,王涌天. 一种基于蒙特卡罗法的激光引信回波信号仿真技术[J]. 系统仿真学报,2004,16(8):1624-1626. (ZHANG H, WANG Y T. A Monte-Carlo based backscattering signal simulation for laser fuze[J]. Journal of System Simulation, 2004, 16(8):1624-1626.)
- [8] DING H P, CHEN G, MAJUMDAR A K. Modeling of non-line-of-sight ultraviolet scattering channels for communication[J]. IEEE Journal on Selected Areas in Communications, 2009, 27(9):1535-1544.
- [9] ELSHIMY M A, HRANILOVIC S. Non-line-of-sight single-scatter propagation model for noncoplanar geometries[J]. Optical Society of America, 2011, 28(3):420-428.
- [10] 宋雪平,刘峰,覃一凡. 云雾多次散射对激光散射信号生成的影响[J]. 红外与激光工程,2007,36(s):432-435. (SONG X P, LIU F, QIN Y F. Influence of multi-scattering of cloud to making luxescattering signal[J]. Infrared and Laser Engineering, 2007, 36(s):432-435.)

(下转第 78 页)