

激光与光电子学进展

激光在海雾环境中偏振传输特性仿真研究

赫立群¹, 段锦^{1,2*}, 张肃^{2**}, 贺敬航¹, 战俊彤², 付强²¹长春理工大学电子信息工程学院, 吉林 长春 130022;²长春理工大学空地激光通信技术国防重点学科实验室, 吉林 长春 130022

摘要 使用Stokes矢量表征光子的偏振状态,基于Mie散射理论计算出Muller矩阵,并将该矩阵用于体现海雾粒子的散射特性,利用蒙特卡罗方法求解海雾环境下的矢量辐射传输问题,从而模拟光子在海雾粒子中的散射情况。研究讨论了不同海雾粒子半径下,透射率和反射率随传输距离的变化情况,以及不同入射光偏振态及不同波长的入射光条件下,偏振度随海雾能见度的变化情况。该仿真实验结果为光在海雾粒子中偏振传输特性的研究提供了有益参考。

关键词 散射; 偏振传输特性; 矢量辐射传输; 蒙特卡罗仿真; 海雾环境

中图分类号 O436.3

文献标志码 A

doi: 10.3788/LOP202158.0329001

Simulation of Polarization Transmission Characteristics of Laser in Sea Fog Environment

He Liqun¹, Duan Jin^{1,2*}, Zhang Su^{2**}, He Jinghang¹, Zhan Juntong², Fu Qiang²¹College of Electronic Information Engineering, Changchun University of Science and Technology, Changchun, Jilin 130022, China;²National Defense Key Laboratory of Air-Ground Laser Communication Technology, Changchun University of Science and Technology, Changchun, Jilin 130022, China

Abstract To simulate the scattering of photons in sea fog particles, in this study, we use a Stokes vector to describe the polarization state of the photons, Mie scattering theory to calculate the Muller matrix and reflect the scattering characteristics of sea fog particles, and the Monte Carlo method to solve the vector radiation transmission problem in the sea fog environment. This paper discusses the changes in transmittance and reflectance with the transmission distance for sea fog particles of different radii, and the changes in the degree of polarization with sea fog visibility under different incident light polarization states and different incident light wavelengths. The results of the simulation experiment presented in this paper provide useful reference for research on the polarization transmission characteristics of light in sea fog particles.

Key words scattering; polarization transmission characteristics; vector radiation transmission; Monte Carlo simulation; sea fog environment

OCIS codes 290.5855; 290.5850; 290.4210

1 引言

在常态大气环境下,激光的传输会受到大气分

子及气溶胶的影响。而在海洋环境中,海雾粒子会对激光进行一定程度的散射和吸收,因此海雾是影响激光传输的要素之一。随着激光技术的不断发

收稿日期: 2020-05-27; 修回日期: 2020-07-08; 录用日期: 2020-07-23

基金项目: 国家自然科学基金重大项目(61890963)、国家自然科学基金(61905025)、吉林省科技厅项目(20200201261JC)

*E-mail: duanjin@vip.sina.com; **E-mail: susiezhang21@126.com

展,海面通信过程中激光设备的使用频率逐渐增加,但其通信质量和效果却不尽人意,这主要是由于海雾粒子干扰了传输过程,对激光信号进行了散射和吸收。由此可见,研究海雾粒子环境对光辐射传输的影响是十分必要的。

针对辐射传输过程中的多次散射问题,Lacis 等^[1]表明采用标量辐射传输模型来计算辐射强度会造成 5%~10% 的误差,因此,考虑到光的偏振特性,学者们采用矢量辐射传输模型,引入 Stokes 矢量,来计算光的散射强度和偏振特性。求解该模型的方法主要包括倍加累加法^[2]、离散纵标法^[3]、逐次散射法^[4]和蒙特卡罗法^[5]等。较其他数值算法而言,蒙特卡罗法的优势在于:它不是直接对辐射传输方程进行求解,而是将光散射过程视为介质中光子与粒子不断碰撞的过程,对每个光子碰撞后的坐标和方向进行更新和追踪,最后在探测面上统计所有光子的 Stokes 矢量。

基于传统的常态大气偏振的传输特性,许多研究人员进行了更深层次的研究。孙贤明等^[6]在矢量辐射传输理论的基础之上,分析了海雾气溶胶对偏振度的影响。汪杰君^[7]分析了在粒子复折射率、有效粒子群半径、入射光偏振态因素的影响下,偏振

光在不同种类的气溶胶介质中的传输特性。董骁等^[8]使用 Mie 散射理论和斯托克斯矢量方法,研究了偏振光经不同烟雾环境传输后的变化规律情况。张肃等^[9]研究了多种偏振态的入射光通过浓度不同的烟雾介质后偏振度的变化情况。崔岩等^[10]采用蒙特卡罗方法求解矢量辐射方程,对大气中所存在的不同种类的气溶胶进行研究,分析其对偏振特性的影响。海雾粒子是一种接近于球形的不规则粒子,但由于粒子形状的不确定性和空间取向分布的随机性,一般为了简化海雾粒子的散射问题,常常可将其当成谱分布均匀的球形粒子来对待,故海雾粒子的散射参数可以用 Mie 散射理论来计算。因此,本研究结合已有的 Mie 散射理论,针对海雾粒子的矢量辐射传输问题,运用蒙特卡罗方法进行模拟仿真,研究分析了海雾粒子中偏振光的偏振传输特性。

2 海雾的物理特性

海雾是一种水蒸气凝聚现象,它是由漂浮在近海面处的许多水滴和冰晶引起的。雾强度的不同,导致水平能见度和雾滴浓度不同,按不同的水平能见度,雾可分为 4 类,如表 1 所示。

表 1 按照水平能见度,雾的分类情况

Table 1 Classification of fog according to horizontal visibility

Category of fog	Heavy fog	Dense fog	Moderate fog	Light fog
Visibility/(V·m ⁻¹)	(0,50]	(50,200]	(200,500]	(500,1000]

由于机理和分布地区的不同,雾又可分为平流雾和辐射雾。海雾大多是平流雾,内陆雾大多是辐射雾^[11]。由于海雾和内陆雾的化学组分不同,它们的复折射率不同,分别为 $1.381 + 4.26 \times 10^{-9}i$ 和 $1.333 + 1.96 \times 10^{-9}i$,其中复折射率实部和虚部的大小分别体现了粒子散射和吸收能力的强弱^[12]。从数值上可看出,海雾有更强的散射和吸收入射光的能力,这是因为陆雾复折射率的实部和虚部都是小于海雾的。

由观测结果可知,雾滴半径的范围一般为 1~60 μm,辐射雾往往小于 20 μm,而平流雾可达 20 μm 以上。在表征雾滴尺度的众多模型之中,Gamma 分布模型是使用最广泛的模型,公式为

$$q(r) = ar^2 \exp(-br), \quad (1)$$

式中: $q(r)$ 为雾滴粒子数; r 为雾滴半径; a, b 为形状参数。若 r 的单位为 m,则有

$$\begin{cases} a = \frac{9.781}{V^6 W^5} \times 10^{15} \\ b = \frac{1.304}{VW} \times 10^4 \end{cases}, \quad (2)$$

式中: W 为含水量; V 为海雾能见度。平流雾和辐射雾下含水量 W 和能见度 V 的关系分别为

$$W_{adv} = (18.35V_{adv})^{-1.43} = 0.0156V_{adv}^{-1.43}, \quad (3)$$

$$W_{rad} = (42.0V_{rad})^{-1.54} = 0.00316V_{rad}^{-1.54}. \quad (4)$$

由(3)式和(4)式可知,在同一能见度下,与辐射雾相比,平流雾的含水量更高,大尺寸雾滴粒子所占比例更大,这会导致更强的衰减,因此对激光在海雾中偏振传输特性的研究意义重大。

3 偏振光的 Monte Carlo 矢量辐射传输模型

3.1 矢量辐射传输的基本参数

光的偏振状态可以用 Stokes 矢量 $S =$

$[I, Q, U, V]^T$ 来描述,其定义为

$$S = \begin{bmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \langle |E_x|^2 \rangle + \langle |E_y|^2 \rangle \\ \langle |E_x|^2 \rangle - \langle |E_y|^2 \rangle \\ 2E_x E_y \cos \sigma \\ 2E_x E_y \sin \sigma \end{bmatrix}, \quad (5)$$

式中: $\langle \cdot \rangle$ 表示取平均值; I 为总光强; Q 为 0° 和 90° 方向偏振强度差; U 为 45° 和 135° 方向偏振强度差; V 为左旋与右旋圆偏振强度差; E_x, E_y 分别为平行和垂直方向的电矢量分量; σ 为瞬时相位差。

对于在空间中随机分布的海雾粒子,可将其视为球形粒子,由 Mie 散射理论可知,光与海雾粒子间的作用关系可用 Muller 矩阵 $M(\theta)$ 来表示,即

$$M(\theta) = \begin{bmatrix} m_1(\theta) & m_2(\theta) & 0 & 0 \\ m_2(\theta) & m_1(\theta) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & m_3(\theta) & m_4(\theta) \\ 0 & 0 & -m_4(\theta) & m_3(\theta) \end{bmatrix}, \quad (6)$$

式中: θ 为散射角。 $M(\theta)$ 中各个矩阵元素的具体函数形式可由 Mie 散射理论计算得出^[13]。现设入射光的 Stokes 矢量为 S ,经一次散射后,Stokes 矢量 S_1 为

$$S_1 = L(-\gamma)M(\theta)L(\zeta)S, \quad (7)$$

式中: ζ 和 γ 分别为入射光斯托克斯矢量由参考面转到散射面的角度及经散射之后又转回参考面的角度; L 为旋转变换矩阵。若参考坐标系不同,Stokes 矢量也会发生改变,故须先后用旋转矩阵 $L(\zeta)$ 和 $L(-\gamma)$,使入射 Stokes 矢量从参考面变换到散射平面,发生散射后再转回参考面。旋转矩阵可表示为

$$L(\phi) = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 2\phi & \sin 2\phi & 0 \\ 0 & -\sin 2\phi & \cos 2\phi & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}, \quad (8)$$

式中: ϕ 为两相应平面的夹角。发生 n 次散射后,出射光与入射光的 Stokes 矢量的关系可表示为

$$S_n = L(-\gamma_n)M(\theta_n)L(\zeta_n)L(-\gamma_{n-1})M(\theta_{n-1}) \cdot L(\zeta_{n-1}) \cdots L(-\gamma_1)M(\theta_1)L(\zeta_1)S. \quad (9)$$

3.2 蒙特卡罗矢量辐射传输仿真建模

蒙特卡罗方法可以解决各种形状传输介质中的辐射传输问题。当入射光子与介质粒子碰撞之后,光子的运动方向和偏振态信息都将产生变化,同时光子权重变小,当光子权重低于阈值,或者光子到达检测面,或者光子离开介质后,说明该光子跟踪完毕,直到全部光子都完成上述过程。最后对所有出射光子进行统计,得到出射光 Stokes 矢量的统计平

均值,通过 Stokes 矢量求解出散射传输后的偏振信息,进而得到辐射传输问题的结果。图 1 是介质中光的传输过程的示意图,图 2 是蒙特卡罗仿真流程图。

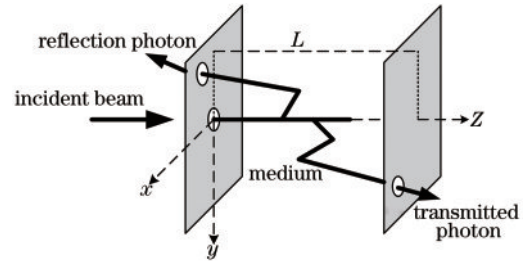


图 1 光在介质中的传输示意图

Fig. 1 Schematic diagram of light transmission in medium

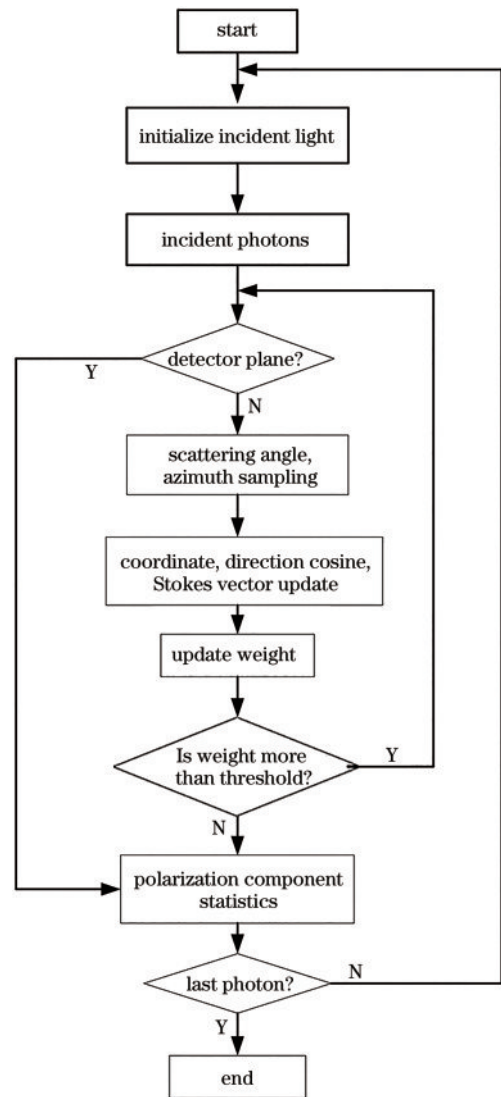


图 2 Monte Carlo 仿真流程图

Fig. 2 Flow chart of Monte Carlo simulation

如图 1 所示,设介质的厚度为 L ,激光沿 z 轴从坐标系原点垂直射入介质中,并设置初始 Stokes 矢

量, 光束能量权重为 1。

光子在相邻两次碰撞间的随机行进步长由 l 表示, 根据比尔-朗伯定律, 推导可得

$$l = -\ln \xi_l / \mu_t, \quad (10)$$

式中: ξ_l 为 $(0, 1)$ 之间的随机数; μ_t 为消光系数。

行进步长为 l 时, 光子散射之后的坐标 (x', y', z') 与原坐标 (x, y, z) 的关系为

$$\begin{cases} x' = x + \mu_x l \\ y' = y + \mu_y l \\ z' = z + \mu_z l \end{cases} \quad (11)$$

式中: (μ_x, μ_y, μ_z) 为光子在两点间传输的方向余弦值。

光子与介质粒子发生散射作用后, 其空间散射角 θ 和方位角 φ 可由拒绝法^[14]确定, 散射余弦方向也在不断更新, 根据球面余弦定理就可得到新的散射余弦方向 (μ'_x, μ'_y, μ'_z) 。当 $|\mu_z| < 0.9999$ 时,

$$\begin{cases} \mu'_x = \frac{\sin \theta (\mu_x \mu_z \cos \varphi - \mu_y \sin \varphi)}{\sqrt{1 - \mu_z^2}} + \mu_x \cos \theta \\ \mu'_y = \frac{\sin \theta (\mu_y \mu_z \cos \varphi + \mu_x \sin \varphi)}{\sqrt{1 - \mu_z^2}} + \mu_y \cos \theta \\ \mu'_z = -\sin \theta \cos \varphi \sqrt{1 - \mu_z^2} + \mu_z \cos \theta \end{cases} \quad (12)$$

假如散射后的光子行进方向接近 z 轴, 即 $|\mu_z| < 0.9999$, 那么新的散射余弦方向为

$$\begin{cases} \mu'_x = \sin \theta \cos \varphi \\ \mu'_y = \sin \theta \sin \varphi \\ \mu'_z = \text{sign}(\mu_z) \cos \theta \end{cases}, \quad (13)$$

式中: $\text{sign}(\mu_z)$ 为符号函数。

在新的散射方向的基础上, 由 (7) 式计算出新的 Stokes 矢量, 由 (9) 式求得经 n 次散射后出射光的 Stokes 矢量。因光子散射后的能量不断减少, 需对能量权重进行更新和计算。光子在介质中经历了 n 次散射之后, 其能量权重的变化形式为

$$w_n = \frac{\mu_s}{\mu_s + \mu_a} w_{n-1}, \quad (14)$$

式中: μ_s 为散射系数; μ_a 为吸收系数。

如果权重 w 更新后小于阈值或者光子离开边界, 光子将停止运动。

经过碰撞之后, 若光子都会随机地从介质中反射或者透射出去, 若统计的光子总数有 K 个, 则反射率 R 与透过率 T 的计算公式为

$$\begin{cases} R = \frac{1}{K} \sum_{k=1}^K P_{\text{ref}}^{(k)} = \frac{1}{K} \sum_{k=1}^K \sum_{n=1}^N R_n^{(k)} \\ T = \frac{1}{K} \sum_{k=1}^K P_{\text{trans}}^{(k)} = P_{\text{dir}} + \frac{1}{K} \sum_{k=1}^K \sum_{n=1}^N P_n^{(k)} \end{cases}, \quad (15)$$

式中: $P_{\text{ref}}^{(k)}$ 为第 k 个光子经 N 次散射之后的反射概率之和; $P_{\text{trans}}^{(k)}$ 为第 k 个光子经 N 次散射之后的透射概率之和; P_{dir} 为直接透射概率; $R_n^{(k)}, P_n^{(k)}$ 分别为第 k 个光子在第 n 个散射点的反射概率和透射概率。

对于接收到的偏振分量为 $[I(t), Q(t), U(t), V(t)]^T$ 的光束, 可以计算出探测器接收到光束的偏振度, 表达式为

$$D_{\text{op}}(t) = \frac{\sqrt{Q^2(t) + U^2(t) + V^2(t)}}{I(t)}, \quad (16)$$

式中: $I(t), Q(t), U(t), V(t)$ 为不同时刻 t 探测到的光子的偏振分量累加值。

3.3 模型的验证

入射光取波长为 532 nm 的非偏振光, 即自然光, 传输介质选取海雾粒子, 它的复折射率 $m = 1.381 + 4.26 \times 10^{-9}i$, 吸收系数为 0, 介质外部空气折射率 n_0 取值为 1, 有效粒子半径取 $r = 10 \mu\text{m}$, 传输距离设为 100 m, 光子数取 10^5 个。在探测接收平面上统计出射光偏振度的数值结果, 并与文献 [14] 中方法一 (Meridian Plane Monte Carlo) 的仿真统计结果进行比较, 图 3 给出两模型统计结果对比图。

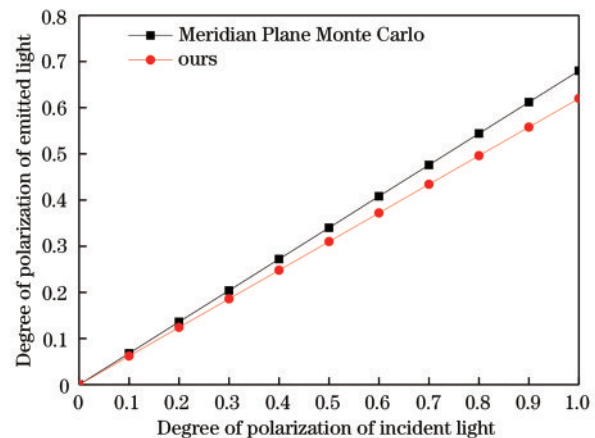


图 3 两模型统计结果对比图

Fig. 3 Comparison graph of statistical results between two models

由图 3 可以看出, 两种方法的仿真统计结果相近, 变化趋势相同。由于蒙特卡罗方法具有随机性, 以及本模型模拟的介质环境具有随机性和复杂性, 本文与 Meridian Plane Monte Carlo 的统计结果有些许差别, 这些差别可以通过增加输入的光子数来缩小。由此可验证本文所用模型方法的正确性。

4 光在海雾粒子中偏振传输特性的仿真结果

根据 Mie 散射理论, 计算得出海雾粒子的散射特性如粒子的散射、吸收、衰减系数等, 利用上述模型, 对光子在海雾粒子介质中的散射特性进行了蒙特卡罗仿真模拟。

4.1 不同半径粒子下传输距离对传输特性的影响

在海雾环境下, 一般考虑 $1\sim 60\ \mu\text{m}$ 的海雾粒

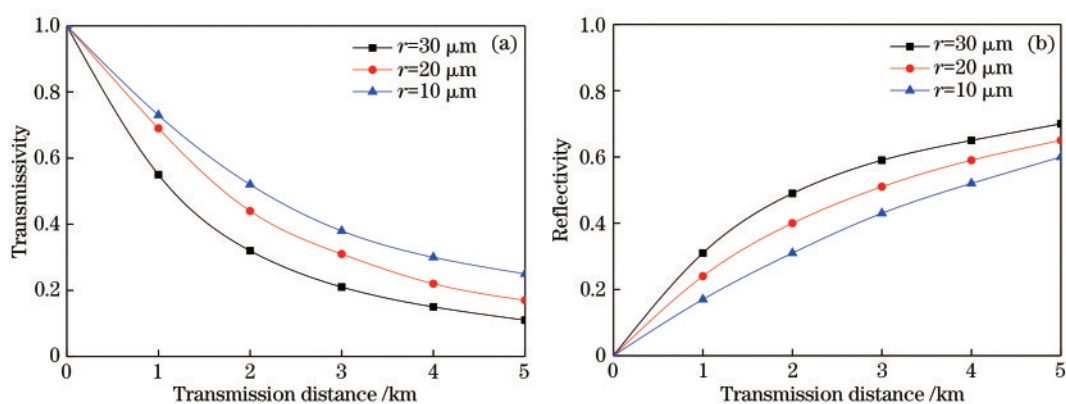


图 4 不同半径粒子下传输特性随传输距离的变化。(a)透射率;(b)反射率

Fig. 4 Variation of transmission characteristics with transmission distance for particles with different radii. (a) Transmissivity; (b) reflectivity

由图 4 可知, 对于不同粒子半径的海雾粒子, 随着传输距离的增加, 光的透射率不断减小, 而反射率则相应地增大。这是因为传输距离的增加, 导致光学厚度变大, 光波衰减程度加剧, 前向散射能量减弱, 从而使得透射率减小; 同时由于传输距离的增加导致光学厚度增大, 多次散射发生的次数变多, 增强了后向散射能量, 从而使得反射率增大。并且传输距离相同时, 随着海雾粒子半径的增加, 光波的透射率不断减小, 反射率不断增大, 这是因为随着粒子半径的变大, 粒子单次散射反射率不断变大, 同时使得海雾粒子的前向散射特性减弱, 后向散射概率增加, 导致透射率减小, 反射率变大。很显然, 粒子半径对透射率和反射率的影响是比较显著的。

4.2 不同偏振态下海雾能见度对偏振度影响

选取 4 种不同状态的偏振光作为入射光, 依次为 0° 线偏振光、 90° 线偏振光、 45° 线偏振光和右旋圆偏振光 (斯托克斯矢量分别为 $[1\ 1\ 0\ 0]$ 、 $[1\ -1\ 0\ 0]$ 、 $[1\ 0\ 1\ 0]$ 、 $[1\ 0\ 0\ 1]$), 针对海雾粒子介质进行蒙特卡罗仿真模拟。模拟过程中, 入射光波长、海雾粒子的复折射率、吸收系数、介质外部空气折射率以及光子数这些输入参数值与 4.1 节相同, 海雾粒子

子。利用上述模型, 分别针对粒子半径为 $10, 20, 30\ \mu\text{m}$ 时的海雾粒子介质仿真模拟光子的散射特性。入射光设为水平线偏振光, 波长取 $532\ \text{nm}$, 海雾粒子的复折射率 $m = 1.381 + 4.26 \times 10^{-9}i$, 吸收系数取值为 0, 介质外部空气折射率 n_0 取值为 1, 能见度为 $300\ \text{m}$, 传输距离为 $0\sim 5\ \text{km}$, 每间隔 $1\ \text{km}$ 选取一个采样点。综合计算速度与精度, 光子数取 10^6 个。图 4 是在不同半径的海雾粒子中, 传输的透射率、反射率与传输距离的关系曲线图。

半径取 $20\ \mu\text{m}$, 传输距离为 $1\ \text{km}$, 根据表 1 中的数据, 仿真过程中将海雾的能见度范围设为 $0\sim 1\ \text{km}$, 并且每隔 $0.1\ \text{km}$ 取一个值, 图 5 是以上 4 种偏振光分别入射后, 计算出的偏振度与能见度之间的关系曲线图。

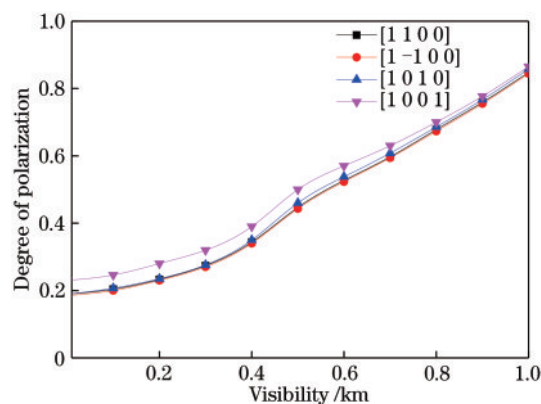


图 5 不同偏振态入射光的偏振度随能见度的变化

Fig. 5 Polarization degree of incident light with different polarization states versus visibility

由图 5 可知, 对于不同状态的入射光, 它们之间的变化趋势类似, 偏振度都是随着能见度的增大, 整体呈增大趋势。这是因为随着海雾能见度的减

小,海雾粒子浓度不断增大,光子与海雾粒子发生碰撞散射的可能性增加,偏振光发生消偏现象,故偏振度逐渐减小。其中,3种线偏振光的偏振特性更为接近,右旋圆偏振光的偏振度值较大,这说明圆偏振光在海雾传输过程中有较好的保偏性能。高能见度下,右旋圆偏振光偏振度的变化与其他线偏振光大致相同,这是由于在较高能见度时,光子与海雾粒子之间的散射次数较少,有更多的光子能保持原偏振态,故并无明显差异;而当能见度逐渐变小时,相比于其他线偏振光,右旋圆偏振光偏振度的下降速度较慢,这一现象是因为在浑浊介质中圆偏振光有记忆效应所致^[15]。

4.3 不同波长下海雾能见度对偏振度影响

选取 450, 532, 671 nm 三个波长的入射光针对海雾粒子介质进行蒙特卡罗仿真模拟。模拟过程中,入射光设为水平偏振光,海雾粒子半径、复折射率、吸收系数、介质外部空气折射率、传输距离以及光子数与 4.2 节相同,根据表 1 中的数据,仿真过程中将海雾的能见度范围设为 0~1 km,并且每隔 0.1 km 取一个值。图 6 是以上三个不同波长的偏振光分别入射后,计算出的偏振度与能见度之间的关系曲线图。

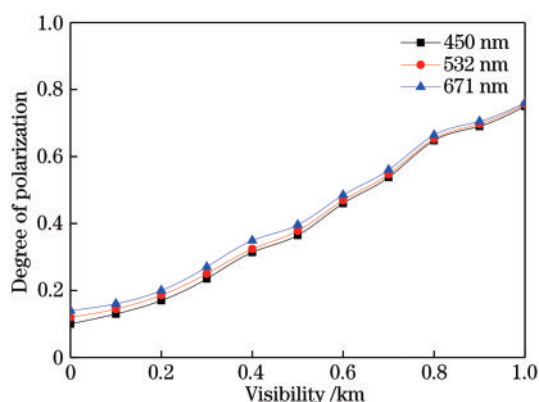


图 6 不同波长入射光的偏振度随能见度的变化

Fig. 6 Polarization degree of incident light at different wavelengths versus the visibility

由图 6 可知,入射光为水平线偏振光时,不同波长入射光的偏振度随能见度的变化趋势类似。在能见度低于 200 m 时,随着能见度的增大,偏振度也在增大但增大幅度不明显,而能见度高于 200 m 之后,偏振度随能见度增大迅速变大。由图 6 可看出,入射光波长对偏振度的影响并不显著,但波长为 671 nm 时曲线的下降速度要比波长为 532 nm 和 450 nm 时缓慢,这说明在相同能见度和入射光偏振

态下,相比而言,波长为 671 nm 的光能够保持较好的偏振度。这一结果为偏振传输实验波长的选取提供了参考,故选取较长波长的激光设备进行实验,光偏振度保持性更好,介质穿透能力更强。

5 结 论

光在海雾环境中传输时会受到海雾粒子的吸收和散射作用,结合已有的 Mie 散射理论,给出了矢量辐射传输的蒙特卡罗算法,探讨了不同海雾粒子半径对光透射率和反射率的影响,讨论了不同偏振态的入射光、不同波长的入射光对偏振度的影响。结果表明:随着传输距离的增加,光透射率不断减小,反射率不断增大,并且海雾粒子半径越大,透射率减小率和反射率增大率越大;随着海雾能见度的增大,偏振度整体呈增大趋势,入射光偏振态对偏振度的影响并不十分敏感,较线偏振光而言,圆偏振光的保偏能力更强;并且入射光波长对偏振度的影响不显著,较长波长的光会保持较好的偏振度。但是由于海雾环境的成分复杂多变,本研究对模型做了一定的、合理的简化,将海雾粒子视为各向同性的球形粒子,这与实际的海雾粒子情况并不完全相同,并且模拟仿真结果部分也有待进一步研究,需对其进行不断地完善。另外,后续还将通过半实物装置模拟海雾环境并进行相关实验,验证仿真结果的正确性。

参 考 文 献

- [1] Lacis A A, Chowdhary J, Mishchenko M I, et al. Modeling errors in diffuse-sky radiation: vector-scalar treatment [J]. *Geophysical Research Letters*, 1998, 25(2): 135-138.
- [2] Evans K F, Stephens G L. A new polarized atmospheric radiative transfer model [J]. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 1991, 46(5): 413-423.
- [3] Schulz F M, Stamnes K. Angular distribution of the Stokes vector in a plane-parallel, vertically inhomogeneous medium in the vector discrete ordinate radiative transfer (VDISORT) model [J]. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 2000, 65(4): 609-620.
- [4] Min Q L, Duan M Z. A successive order of scattering model for solving vector radiative transfer in the atmosphere [J]. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 2004, 87(3/4): 243-259.

- [5] Vaillon R, Wong B T, Mengüç M P. Polarized radiative transfer in a particle-laden semi-transparent medium via a vector Monte Carlo method [J]. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 2004, 84(4): 383-394.
- [6] Sun X M, Wang H H, Shen J, et al. Study on polarized light scattering by aerosol over ocean [J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2016, 53(4): 040101.
孙贤明, 王海华, 申晋, 等. 海洋背景下气溶胶的偏振光散射特性研究 [J]. *激光与光电子学进展*, 2016, 53(4): 040101.
- [7] Wang J J, Liu X Y, Zhang Y T, et al. Transmission characteristics of polarized light in aerosol [J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2018, 55(8): 080103.
汪杰君, 刘小燕, 张玉婷, 等. 偏振光在气溶胶中的传输特性研究 [J]. *激光与光电子学进展*, 2018, 55(8): 080103.
- [8] Dong X, Hu Y H, Xu S L, et al. Echoing characteristics of coherent lidar in different aerosol environments [J]. *Acta Optica Sinica*, 2018, 38(1): 0101001.
董骁, 胡以华, 徐世龙, 等. 不同气溶胶环境中相干激光雷达回波特性 [J]. *光学学报*, 2018, 38(1): 0101001.
- [9] Zhang S, Zhan J T, Bai S K, et al. Influence of smoke concentration on transmission characteristics of polarized light [J]. *Acta Optica Sinica*, 2016, 36(7): 0729001.
张肃, 战俊彤, 白思克, 等. 烟雾浓度对偏振光传输特性的影响 [J]. *光学学报*, 2016, 36(7): 0729001.
- [10] Cui Y, Zhang X G, Zhou X C, et al. Effect of aerosol on polarization distribution of sky light [J]. *Acta Optica Sinica*, 2019, 39(6): 0601001.
崔岩, 张西光, 周鑫昌, 等. 气溶胶对天空光偏振分布的影响 [J]. *光学学报*, 2019, 39(6): 0601001.
- [11] Qi X. Propagation characteristics of laser beam traversing the air-sea interface with foams [D]. Xi'an: Xidian University, 2016: 50-52.
亓晓. 泡沫覆盖气-海界面的激光传输特性 [D]. 西安: 西安电子科技大学, 2016: 50-52.
- [12] Chen P, Zhao J G, Song Y S, et al. Influence of microscopic characteristics of aerosol particles on backscattering echo [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2019, 46(4): 0405001.
陈鹏, 赵继广, 宋一铄, 等. 气溶胶粒子微观特性对后向散射回波的影响 [J]. *中国激光*, 2019, 46(4): 0405001.
- [13] Wolf S, Voshchinnikov N V. Mie scattering by ensembles of particles with very large size parameters [J]. *Computer Physics Communications*, 2004, 162(2): 113-123.
- [14] Ramella-Roman J, Prahel S, Jacques S. Three Monte Carlo programs of polarized light transport into scattering media: part I [J]. *Optics Express*, 2005, 13(12): 4420-4438.
- [15] Xu M, Alfano R R. Circular polarization memory of light [J]. *Physical Review E*, 2005, 72(6): 065601.