

圆偏振光的后向散射旋性反转特性分析

于 洋 范之国* 徐少罕 高 隽

合肥工业大学计算机与信息学院, 安徽 合肥 230009

摘要 圆偏振光较线偏振光具有更多的潜在优势,尤其是在浑浊介质中,利用圆偏振光的旋性进行目标探测可以有效抑制散射光的影响。从经典单粒子偏振态描述方法出发,从散射介质属性和单次散射角大小的角度,阐明了圆偏振光在散射介质中旋性反转与保持的机理,并通过蒙特卡罗方法建模仿真,分析了圆偏振光的后向散射旋性反转特性。仿真结果表明,单次散射后,圆偏振光旋性的保持或反转取决于散射介质的属性及散射角的大小;多次散射后,圆偏振光的旋性保持或反转还和光子入射方向与光子接收面夹角的大小相关。特别地,圆偏振光的后向散射在低浓度散射介质中或短距离传输时会发生旋性反转,而在浑浊介质即高浓度散射介质中或远距离传输时会保持其初始偏振态。

关键词 大气光学; 圆偏振光; 后向散射; 蒙特卡罗方法; 旋性反转

中图分类号 P422.3; O436.3

文献标识码 A

doi: 10.3788/CJL201542.1113004

Study on Helicity Flip of Backscattered Circular Polarized Light

Yu Yang Fan Zhiguo Xu Shaohan Gao Jun

School of Computer and Information, Hefei University of Technology, Hefei, Anhui 230009, China

Abstract Compared with the linear polarized light, circularly polarized light has more potential advantages, especially in suppressing the influence of the scattered light when detecting targets in turbid medium using the helicity of circularly polarized light. Based on the description method of classic single-particle polarization state, the helicity reversion and maintenance mechanism of the circularly polarized light is illustrated from the perspectives of scattering medium properties and scattering angle, and the backscattering helicity reversion characteristic of circularly polarized light is analyzed by Monte Carlo simulation method. The simulation results show that the helicity maintenance or reversion after single scattering depends on the properties of scattering medium and the size of scattering angle. After multiple scattering it is also related to the intersection angle between incident photon and photon receiving surface. Specifically the helicity flipping of backscattering circularly polarized light occurs in a low concentration of scattering medium or short distance transmission. But in the turbid medium namely high concentrations of scattering medium or long distance transmission, the helicity maintains its initial polarization state.

Key words atmospheric optics; circular polarization; backscattering; Monte Carlo methods; helicity flip

OCIS codes 010.1290; 010.1350; 100.3008

1 引 言

圆偏振光是指光的电场矢量在空间随时间做圆周运动,且电场矢量两个分量的振幅相同,相位差为 $\pi/2$ 的奇数倍。在某一时刻 t ,顺着传播方向看过去,如果空间各点电场矢量的末端顺时针方向旋转,则为右旋圆偏振光,反之为左旋圆偏振光。尽管地物目标产生的偏振效应基本上是线偏振,圆偏振分量很小^[1],但是,圆偏振光的旋性对于浑浊介质(如生物组织溶液、浓雾天气或水下环境等)的主动探测^[2-4]、手性材料中光束传输特性的

收稿日期: 2015-02-09; 收到修改稿日期: 2015-06-02

基金项目: 国家自然科学基金(61102153,61271121)

作者简介: 于 洋(1989—),男,硕士研究生,主要从事智能信息处理方面的研究。E-mail: micheal_yy@163.com

导师简介: 高 隽(1963—),男,博士,教授,主要从事智能信息处理和偏振光应用等方面的研究。E-mail: gaojun@hfut.edu.cn

*通信联系人。E-mail: ibcshfut@163.com

研究^[5]具有重大意义。2012年美国空军莱特·帕特森空军基地报道了美国空军研究实验室正在研发基于新型圆偏振滤波器的偏振成像技术。报道指出该技术能够增强战场上穿透尘土/云雾的“视觉”,是偏振探测方面的一项突破性进展。它还有潜力用于帮助早期癌症检测,甚至可以改善观众欣赏3D(三维)电影的感受。

通常认为圆偏振光在前向散射中会保持其初始的旋性,而在后向散射中圆偏振光经过单次空间反射会导致旋性发生一次翻转^[6],Gilbert等^[2]基于这种思想利用主动探测的圆偏振技术改善了浑浊水域中的图像对比度。但是,后向散射偏振光在介质传播过程中会经历多次散射事件,圆偏振光的旋性也会因介质的散射影响发生翻转,且取决于散射粒子相对于光波长的大小^[7-14]。Kim等^[7-11]通过求解辐射传输方程从多次散射传输的角度验证了后向散射圆偏振光旋性反转的问题,Kuzmin等^[12]用Henyey-Greenstein相函数描述散射介质,研究表明圆偏振光的旋性反转并不是取决于某一种特定的散射方式,Macdonald等^[13]首次通过光学追踪标记邦加球上后向散射光的偏振态变化,观察到圆偏振光旋性翻转情况,2013年,Sun等^[14]分别利用线偏振光和圆偏振光作为入射光源,研究并分析了偏振光在聚苯乙烯溶液中的传输情况,实验结果显示圆偏振光会在低浓度大粒子介质中发生旋性的反转。综上可以看出,目前对圆偏振光旋性反转的研究主要集中在辐射传输方程的多次散射过程仿真及实测实验等方面,通过统计圆偏振光经过介质多次散射传输后偏振态变化的规律说明圆偏振光旋性反转的特性,并未从本质上阐明圆偏振光发生旋性反转或保持的机理。

本文首先从经典的单粒子偏振态描述方法出发,结合斯托克斯矢量和琼斯矢量分析光的电矢量在单次散射过程中等效相位差的变化,给出单次散射后圆偏振光旋性保持或反转的判别方法,从散射介质属性及单次散射散射角大小的角度阐明了圆偏振光在散射介质中发生旋性反转与保持的机理,并利用蒙特卡罗方法模拟光子在散射介质中的辐射传输过程,通过仿真实验分析了后向散射圆偏振光发生旋性反转的特性。这对浑浊介质中圆偏振探测成像技术的研究有重要的军事应用价值。

2 圆偏振光的后向散射旋性反转与保持的机理分析

单粒子的偏振态可通过斯托克斯矢量 (I, Q, U, V) 进行描述,

$$\begin{cases} I = E_x E_x^* + E_y E_y^* = E_{0x}^2 + E_{0y}^2 \\ Q = E_x E_x^* - E_y E_y^* = E_{0x}^2 - E_{0y}^2 \\ U = E_x E_y^* + E_y E_x^* = 2E_{0x} E_{0y} \cos(\delta_x - \delta_y) \\ V = i(E_x E_y^* - E_y E_x^*) = 2E_{0x} E_{0y} \sin(\delta_x - \delta_y) \end{cases} \quad (1)$$

式中 I 为辐射总光强, Q 、 U 为线偏振分量, V 为圆偏振分量, E_x 和 E_y 分别是平行和垂直于参考平面的光强分量的复振幅, E_{0x} 和 E_{0y} 分别是 x 和 y 方向上的瞬时振幅大小, δ_x 和 δ_y 是相位, i 是虚部单位。

同样,单粒子的偏振态也可通过琼斯矢量进行描述,

$$\mathbf{E} = \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_{0x} \exp(i\delta_x) \\ E_{0y} \exp(i\delta_y) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_{0x} (\cos \delta_x + i \sin \delta_x) \\ E_{0y} (\cos \delta_y + i \sin \delta_y) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a + ib \\ c + id \end{bmatrix}, \quad (2)$$

式中参数 a 、 b 、 c 和 d 可由 E_{0x} 、 E_{0y} 、 δ_x 和 δ_y 表示;因此,由(1)式和(2)式可得斯托克斯矢量中 V 分量的表达式为

$$V = 2(ad - bc). \quad (3)$$

圆偏振光的旋性是由 \mathbf{E} 矢量在 x 和 y 方向上的相位差 $\Delta\delta_{xy} = \delta_x - \delta_y$ 决定的,通过上述分析可知,(3)式中 $2(ad - bc)$ 的正负符号即可等效地看作 \mathbf{E} 矢量在 x 和 y 方向上相位差的正负符号。所以,通过求解参数 a 、 b 、 c 和 d 即可判断分量 V 的正负,从而确定是左旋圆偏振光还是右旋圆偏振光。

单粒子单次散射可以由琼斯矢量表示,各项同性单个球体粒子的散射振幅矩阵是对角阵,且散射粒子的对称性只取决于散射角 θ ^[15],因此化简后单粒子的单次散射可表示为

$$\mathbf{E}_{\text{out}} = \begin{pmatrix} E'_x \\ E'_y \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} S_2(\theta) & 0 \\ 0 & S_1(\theta) \end{bmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \mathbf{S} \mathbf{E}_{\text{in}}, \quad (4)$$

式中 $S_1(\theta)$ 和 $S_2(\theta)$ 是单个球体粒子的散射振幅函数,

$$\begin{cases} S_1(\theta) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} (a_n \pi_n + b_n \tau_n) \\ S_2(\theta) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} (b_n \pi_n + a_n \tau_n) \end{cases}, \quad (5)$$

a_n 和 b_n 与入射光波长 λ 、散射粒子半径 r 和球形粒子相对于外界环境的折射系数相关, π_n 和 τ_n 是关于散射角度 θ 的勒让德多项式^[15]。

光子的单次散射示意图如图 1 所示, P 为散射点, (x, y, z) 和 (x', y', z') 分别为光子散射前后的相对局部正交坐标系, θ 为散射角, φ 为方位角, e_1 、 e_2 和 e'_1 、 e'_2 分别为入射光电矢量 E_{in} 和散射光电矢量 E_{out} 平行于散射平面和垂直于散射平面的单位向量。所以, 散射光的电矢量与入射光的电矢量之间的关系可以表示为

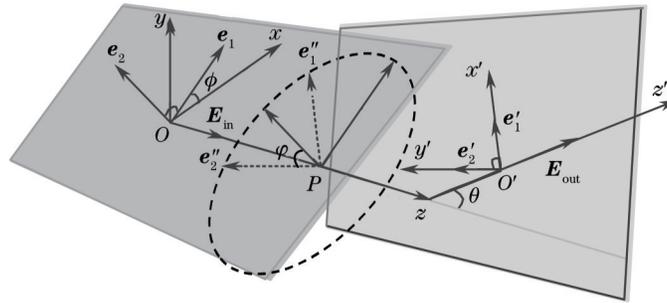


图 1 光子的单次散射示意图

Fig.1 Schematic of single photon scattering

$$\begin{cases} E_{in} = E_x x + E_y y \\ E_{out} = E'_x x' + E'_y y' = (S_2 E_{in} \cdot e_1) x' + (S_1 E_{in} \cdot e_2) y' = S_2 (E_x \cos \varphi + E_y \sin \varphi) x' + S_1 (-E_x \sin \varphi + E_y \cos \varphi) y' \end{cases} \quad (6)$$

联立(2)式、(5)式和(6)式推导出参数 a 、 b 、 c 和 d 的表达式,

$$\begin{cases} a + bi = S_2 (E_x \cos \varphi + E_y \sin \varphi) \\ c + di = S_1 (-E_x \sin \varphi + E_y \cos \varphi) \end{cases} \quad (7)$$

根据(7)式可由入射光波长 λ 和散射介质的属性求解出参数 a 、 b 、 c 和 d 的数值大小, 进而通过(3)式解析出 V 分量的正负, 从而判断圆偏振光的旋性。

假设入射右旋圆偏振光 $E_{in} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix}$, 波长为 $0.58 \mu\text{m}$, 取 5 种不同半径的散射粒子, 复折射率为 1.6, 为了计算方便, 设方位角 $\varphi = 45^\circ$ 。则根据(3)式和(7)式可以得到单次散射后 V 分量的正负随散射角变化的曲线如图 2 所示, 其中, 实心曲线表示 V 分量的负值的绝对值大小, 其他形状曲线表示 V 分量的正值, 例如, 图 2 中箭头所指处为粒子半径 $0.1 \mu\text{m}$ 介质中, 圆偏振光发生旋性反转的临界点。

分析图 2 中右旋圆偏振光在单次散射事件中散射角的变化规律可以发现, 对于小尺度散射粒子斯托克斯矢量 V 在前向散射区域为正[(a)(b)对应的圆形和方形曲线], 后向散射区域为负[(a)(b)对应的细点曲线], 即前向散射保持圆偏振光的旋向为右旋($V > 0$), 后向散射其旋向逆转为左旋($V < 0$); 随着散射粒子尺度的增大, 后

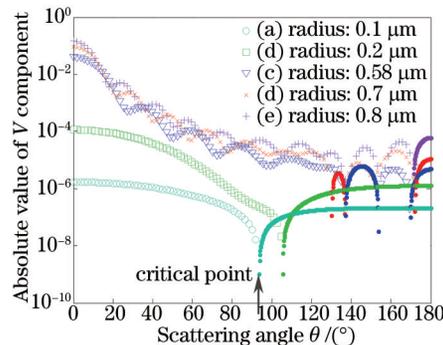


图 2 散射角与斯托克斯矢量 V 的关系

Fig.2 Relationship between scattering angle and Stokes vector V

向散射圆偏振光的旋转方向发生逆转的角度也会不同程度地增大[(c)(d)(e)对应的细点曲线]。

圆偏振光在浑浊介质中经过多次散射后,其偏振特性是多个单次散射偏振特性的累计体现。圆偏振光在浑浊介质中传播会产生3种类型的光子^[16]:1)经介质表层反射的反旋圆偏振光;2)在介质表层附近传播的偏振保持光;3)在介质深处经多重散射的消偏光。在主动探测中入射光波长与散射介质的粒子尺寸相接近时,各向异性因子的值会比较大,那么,大多数的散射事件只会轻微地改变光子的初始轨迹方向。所以,假设入射右旋圆偏振光,探测器先接收到的大多数光子为经历大角度低阶次散射的反旋性光子,即左旋光子数大于右旋光子数,由于散射方向的随机性及低阶次散射导致传输距离比较短,所以在接收面会形成以光源为中心径向比较小的圆环;图3为后向散射圆偏振光旋性保持和反转的机理示意图,可以看出“表层反射光”会形成径向比较小的圆环。随着传播时间(光子传输距离)的增加,返回接收面的大多数光子是经过多次连续小角度前向散射的右旋光子,由于散射次数增加导致传输距离增大,所以在接收面形成以光源为中心径向相对较大的圆环^[9],即“偏振保持光”会形成径向比较大的圆环,右旋光子数量逐渐增大最终超越了左旋光子的数量,在总体上保持了入射光的偏振态,圆偏振光这种偏振态的保持特性,也称为“偏振记忆效应”^[17-18]。随着新型圆偏振滤波器的出现,偏振探测将从线偏振探测发展到全偏振探测,全偏振探测作为常规探测的一种补充手段,在很大程度上将会提高探测目标的识别能力。

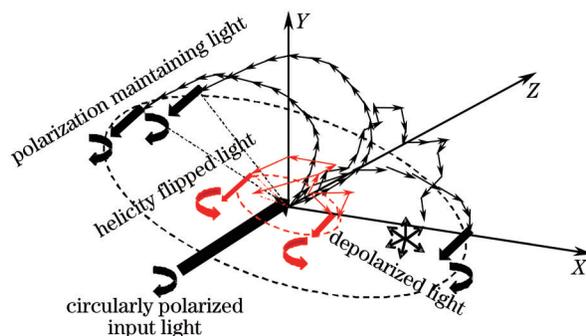


图3 后向散射圆偏振光旋性反转与保持的机理图

Fig.3 Schematic diagram illustrating mechanism of helicity reversal and maintaining of backscattering circularly polarized light

3 基于蒙特卡罗多次散射建模

处理光子散射传输的偏振态问题通常使用蒙特卡罗方法,其核心是一种随机模拟方法,通过大量光子的统计特性来计算辐射传输方程的结果。蒙特卡罗方法由于计算方法简便、模拟精度高,在大气探测、海洋遥感及医用光学与生物技术等领域都有很好的发展^[19-23]。偏振蒙特卡罗模型中粒子运动的几何模型如图4所示。其描述的是光子在有限传输距离内单一介质层中的散射传输过程,并用一定数量的光子依次循环来模拟现实光束散射的效果。

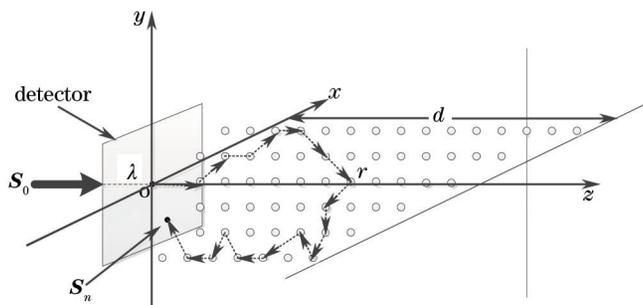


图4 偏振蒙特卡罗模型中光子运动的几何模型

Fig.4 Polarization Monte Carlo model of photon motion geometric model

图4中 S_0 是入射光斯托克斯矢量, S_n 是出射光斯托克斯矢量, r 是散射粒子半径, λ 是入射光波长, d 是传输距离。设光子的初始位置在 $O=(0,0,0)$, 光子沿 Z 轴正方向入射,即入射角为 0° , 初始方向为 $D=$

{0,0,1}。

Jessica 总结并给出了半无限介质中偏振光传输的三种蒙特卡罗模拟方法^[24],根据偏振蒙特卡罗模型中的子午面模型进行了建模仿真(具体步骤可参考 Jessica 总结的偏振蒙特卡罗子午面模型^[24])。偏振蒙特卡罗模型的算法流程图如图 5 所示。

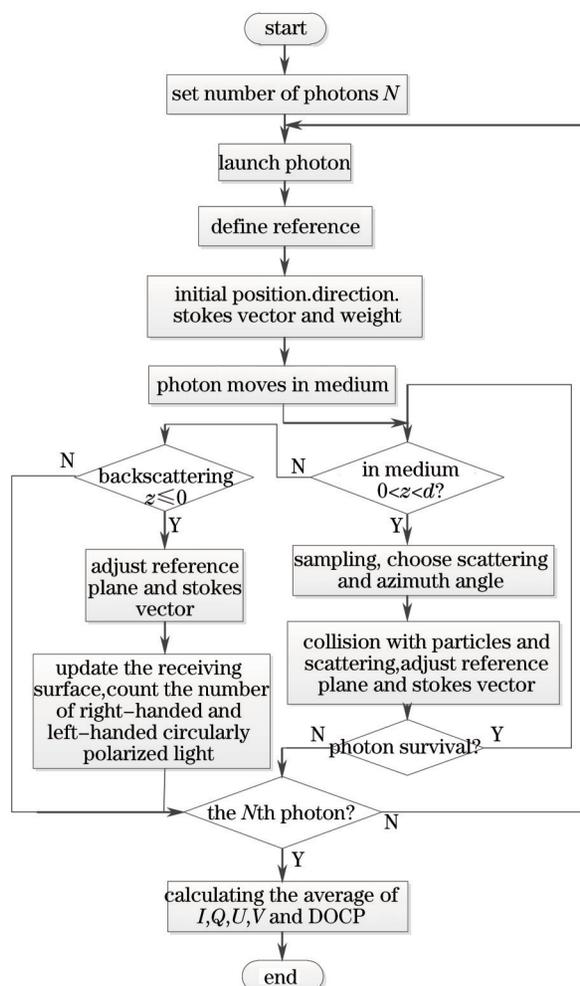


图 5 偏振蒙特卡罗模型的算法流程图

Fig.5 Algorithm flowchart of polarization Monte Carlo model

利用该算法验证圆偏振光的旋性反转特性之前,首先验证蒙特卡罗仿真建模的正确性。入射 4 种不同偏振态的光子(非偏振光 $[I Q U V]=[1 0 0 0]$,水平线性偏振光 $[I Q U V]=[1 1 0 0]$,45°线性偏振光 $[I Q U V]=[1 0 1 0]$

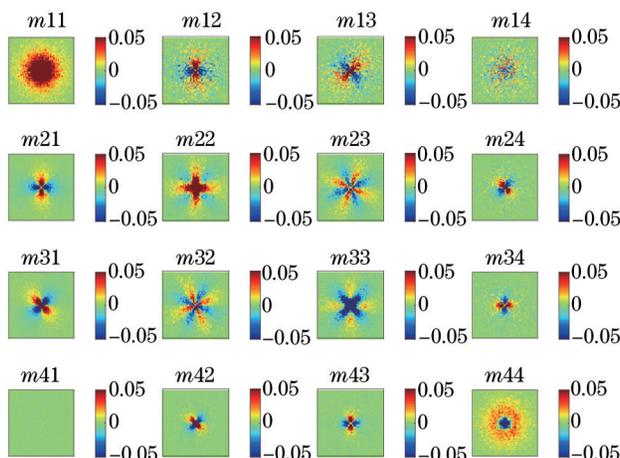


图6 后向散射穆勒矩阵仿真结果

Fig.6 Simulation results of backscatter Mueller matrix

和右旋圆偏振光 $[I\ Q\ U\ V]=[1\ 0\ 0\ 1]$),利用后向散射光的斯托克斯矢量即可获得介质穆勒矩阵的16个元素^[25],如图6所示,所有穆勒矩阵元素由 m_{11} 中的最大值进行归一化,仿真结果与其他研究者的结果一致^[25-27],验证了仿真建模的正确性。验证实验的相关参数中,光波波长为 $0.58\ \mu\text{m}$,散射粒子尺寸为 $600\ \text{nm}$,介质的复折射率为 $1.6-0.001i$,光子数量为 10^6 。

4 模拟与分析

针对第2节圆偏振光旋性反转机理的分析和第3节基于蒙特卡罗多次散射的建模方法,设计了3种仿真实验来分析后向散射圆偏振光的旋性反转特性,无特殊说明仿真过程涉及参数皆为:垂直入射右旋圆偏振光 $[I\ Q\ U\ V]=[1\ 0\ 0\ 1]$,垂直接收探测光子,波长为 $0.58\ \mu\text{m}$,散射粒子尺寸为 $0.4\ \mu\text{m}$,各向异性因子 g 值为 0.77 ,介质厚度为 $0.4\ \text{cm}$,介质浓度为 $50\ \text{mm}^3$,上述分析参数符合一般实际浑浊介质情况。用圆偏振度 C_{DOP} 来表征圆偏振光在散射介质中传输的偏振保持与旋性反转特性,

$$C_{\text{DOP}} = \frac{V}{I} = \frac{I_{\text{Right}} - I_{\text{Left}}}{I}, \quad (8)$$

式中 I_{Right} 和 I_{Left} 分别为“右旋偏振光”和“左旋偏振光”的归一化光强值。由于是通过 V 分量的正负来分析旋性特性,将右旋圆偏振和右旋椭圆偏振统一定义为右旋偏振光,左旋偏振光的定义类似。

4.1 对后向散射圆偏振光的旋性反转特性进行仿真

当光子入射方向和接收面间的夹角比较小时,或低浓度条件下,或介质厚度比较小时,接收面收集到的光子经历的散射次数都较少,即光子发生小角度的低阶次散射或单次大角度散射到达接收面的概率比较大,所以发生旋性反转的概率比较大。

在垂直入射时,光子发生大角度低阶次散射回到接收面的概率比较大,而在倾斜入射时,光子只需经历小角度的散射即可返回接收面。图7(a)中可以看到,在入射角比较小时(小于 27°),圆偏振光存在旋性反转的现象,而在大角度入射(大于 27°)时会始终保持入射光的初始偏振态。文献[10]中圆偏振光近似垂直入射(小于 6°)时会发生圆偏振光旋性反转的现象,与本文仿真结果规律一致,至于反转角度的临界点,由于仿真介质浓度不同,导致反转角度的临界点有所不同,但是反转规律不变,均在小角度入射垂直接收时发生旋性的反转,如图7(b)所示。

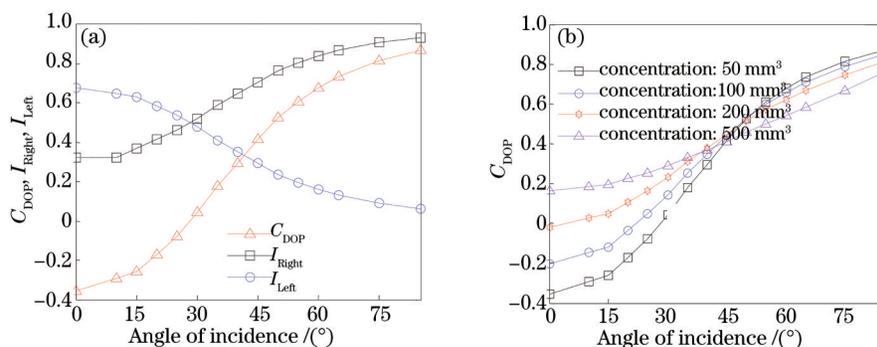


图7 光子入射角对后向散射圆偏振光旋性的影响。(a) C_{DOP} 及 I_{Right} 和 I_{Left} 随光源入射角的变化曲线;

(b) C_{DOP} 在不同介质浓度下随光源入射角的变化曲线

Fig.7 Influence of light incident angle on helicity of backscattering circularly polarized light. (a) C_{DOP} , I_{Right} and I_{Left} versus light incident angle; (b) C_{DOP} versus light incident angle under different concentration of medium

当介质厚度不变但介质浓度增大或介质浓度不变介质厚度增大时,都可以等效地看作增加光子的散射碰撞次数,都会对圆偏振光的旋性产生影响。如图8所示,介质浓度或介质厚度为变量时,后向散射圆偏振光的旋性会在低浓度介质中或介质厚度较小时发生反转。这是因为在低介质浓度中或介质厚度较小时,光子发生碰撞散射的概率较小,探测到的光子大多数都是经历大角度的单次散射或低阶次的散射事件,由第2节的旋性反转机理可知,大角度的单次后向散射会导致 V 分量为负,所以初始圆偏振光的旋性会发生反转。

相反,在高浓度介质中或介质厚度比较大时,多次散射占主要成分,探测到的光子虽然也被看成是后向散射光,但由第2节的旋性反转机理可知,此时的后向散射应该看成是一系列连续小角度的前向散射,而前向散射的旋性不发生改变,即发生旋性反转的概率小,从而在总体上保持了入射圆偏振光的旋性。仿真结果与文献[14]中的实验测量结果规律一致,圆偏振光均在低浓度大粒子介质中发生旋性的反转,而在高浓度介质中圆偏振光的旋性保持不变。

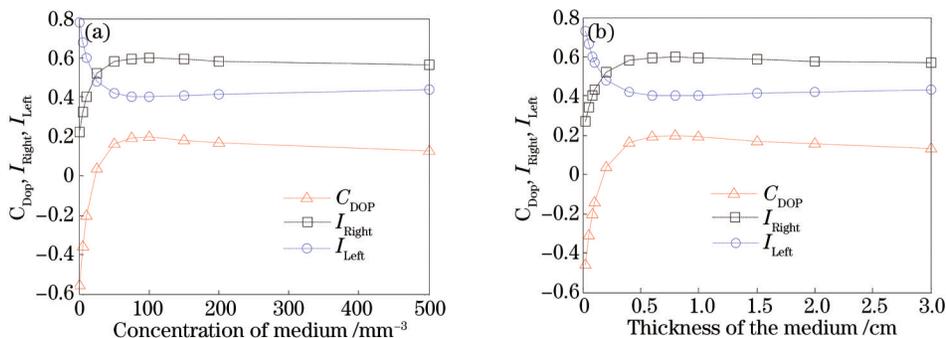


图8 介质浓度和介质厚度对后向散射圆偏振光旋性的影响。(a) C_{DOP} 及 I_{Right} 和 I_{Left} 随介质浓度的变化曲线;
(b) C_{DOP} 及 I_{Right} 和 I_{Left} 随介质厚度的变化曲线

Fig.8 Influence of concentration and thickness of medium on helicity of backscattering circularly polarized light.

(a) C_{DOP} , I_{Right} and I_{Left} versus concentration of medium; (b) C_{DOP} , I_{Right} and I_{Left} versus thickness of medium

4.2 对后向散射圆偏振光的圆环现象进行仿真

在半无限介质层中,即介质厚度 d 为无限大时,粒子尺度分布模型在 Junge 谱分布范围内,即粒子类型为水雾粒子时,统计不同粒子尺度下,接收面上后向散射圆偏振光光强度的空间分布图,并用各向异性因子 g 值来表征散射粒子的大小。如图9所示,第一行至第四行分别表示各向异性因子 g 值为 0.75, 0.8, 0.86, 0.9 的情况,第一列至第四列分别是后向散射斯托克斯矢量 I 分量和 V 分量的空间位置分布情况及右旋圆偏振光和左旋圆偏振光光强值 I_{Right} 和 I_{Left} 的空间位置分布情况。

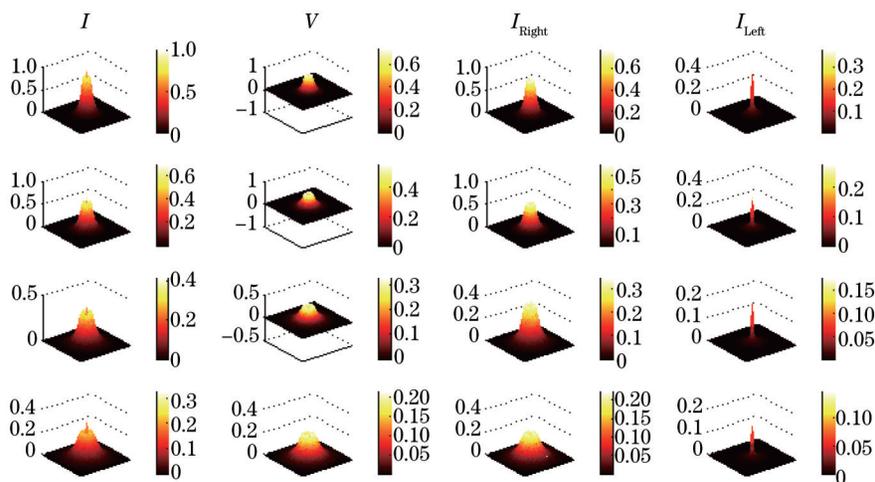


图9 不同各向异性因子条件下后向散射圆偏振光光强度的空间分布

Fig.9 Spatial distribution of light intensity of backscattering circularly polarized light under different anisotropy factors

从图9可以看到,后向散射光强 I 的空间分布是以入射光为中心的圆形光环图案,随着 g 值的增大圆环的峰值半径逐渐增大,同时光强值减小。这是由于 g 值越大,光子发生前向散射的程度越大,光子运动的弧形轨迹半径也就越大;而且返回接收面的光子经历的散射次数也会增加,光子的能量衰减程度增大,即介质越浑浊,对光传输的衰减程度越严重。这都会导致光子返回接收面的可能性减小,即返回接收面的光子数目减小。同时,右旋(同旋)圆偏振光 I_{Right} 的圆环半径及光强值明显大于左旋(反旋)圆偏振光 I_{Left} ,这与第2节后向散射圆偏振光旋性反转机理的分析是一致的。

5 结 论

以斯托克斯矢量和琼斯矢量为基础,结合光子的单次散射模型,在分析电矢量单次散射过程中等效相位差的基础上,通过4个等效参数的求解建立了斯托克斯矢量中 V 分量的表达式,进而通过 V 分量的正负关系判断圆偏振光旋性的反转或保持。同时,针对光子的多次散射过程建模分析,设计3种仿真实验验证了圆偏振光的后向散射旋性反转与保持的机理,得出结论:单次散射后,圆偏振光旋性的保持或反转取决于散射介质的属性及散射角的大小;多次散射后,圆偏振光旋性的保持或反转还和光子入射方向与光子接收面间夹角的大小相关。特别地,后向散射圆偏振光在低浓度介质中或短距离传输时会发生旋性反转,而在浑浊介质即高浓度散射介质中或远距离传输时会保持其初始偏振态。

本文阐明了圆偏振光的后向散射旋性反转与保持的机理,不仅从前人的多次散射建模角度分析了偏振传输特性,还从单次散射模型的角度对其进行补充,给出了圆偏振光旋性反转或保持的判别方法,并阐明了圆偏振光在探测接收端和介质传输中旋性反转与保持的规律。但是目前的研究仅限于散射粒子是球形的,下一步的主要工作是针对圆偏振光旋性的特点,考虑不同形状的散射粒子对圆偏振光传输特性的影响。

参 考 文 献

- 1 Thilak V, Voelz D G, Creusere C D. Polarization-based index of refraction and reflection angle estimation for remote sensing applications[J]. *Applied Optics*, 2007, 46(30): 7527-7536.
- 2 Gilbert G D, Pernicka J C. Improvement of underwater visibility by reduction of backscatter with a circular polarization technique [C]. *Underwater Photo Optics I International Society for Optics and Photonics*, 1966, 6(4): 15-25.
- 3 Xu M, Alfano R R. Random walk of polarized light in turbid media[J]. *Phys Rev Lett*, 2005, 95(21): 213901.
- 4 Schechner Y Y, Karpel N. Recovery of underwater visibility and structure by polarization analysis[J]. *IEEE Journal of Oceanic Engineering*, 2005, 30(3): 570-587.
- 5 Liu Sen, Luo Hailu, Wen Shuangchun. Anomalous rotation characteristics of circularly polarized beam in left-handed materials[J]. *Acta Physica Sinica*, 2011, 60(7): 074208.
刘 森,罗海陆,文双春.左手材料中圆偏振光束的反常旋转特性研究[J]. *物理学报*, 2011, 60(7): 074208.
- 6 Shurcliff W A, Ballard S S. *Polarized Light*[M]. New York: D Van Nostrand, 1964: 98-103.
- 7 Kim A D, Moscoso M. Backscattering of circularly polarized pulses[J]. *Opt Lett*, 2002, 27(18): 1589-1591.
- 8 Kim A D, Moscoso M. Backscattering of beams by forward-peaked scattering media[J]. *Opt Lett*, 2004, 29(1): 74-76.
- 9 Phillips K, Xu M, Gayen S, *et al.*. Time-resolved ring structure of circularly polarized beams backscattered from forward scattering media[J]. *Opt Express*, 2005, 13(20): 7954-7969.
- 10 Sakami M, Dogariu A. Polarized light-pulse transport through scattering media[J]. *JOSA A*, 2006, 23(3): 664-670.
- 11 Cai W, Ni X H, Gayen S K, *et al.*. Analytical cumulant solution of the vector radiative transfer equation investigates backscattering of circularly polarized light from turbid media[J]. *Phys Rev E*, 2006, 74(5): 056605.
- 12 Kuzmin V, Meglinski I. Helicity flip of the backscattered circular polarized light[C]. *SPIE*, 2010, 7573: 75730Z.
- 13 Macdonald C, Meglinski I. Backscattering of circular polarized light from a disperse random medium influenced by optical clearing [J]. *Laser Physics Letters*, 2011, 8(4): 324-328.
- 14 Sun P, Ma Y, Liu W, *et al.*. Experimentally determined characteristics of the degree of polarization of backscattered light from polystyrene sphere suspensions[J]. *Journal of Optics*, 2013, 15(5): 055708.
- 15 Hulst H C. *Light Scattering by Small Particles*[M]. Mineola: Courier Dover Publications, 1957.
- 16 Morgan S, Ridgway M. Polarization properties of light backscattered from a two layer scattering medium[J]. *Opt Express*, 2000, 7(12): 395-402.
- 17 Xu M, Alfano R R. Circular polarization memory of light[J]. *Physical Review E*, 2005, 72(6): 065601.
- 18 MacKintosh F C, Zhu J X, Pine D J, *et al.*. Polarization memory of multiply scattered light[J]. *Physical Review B*, 1989, 40(13): 9342-9345.
- 19 Wang Ziqian, Zhang Xudong, Jin Haihong, *et al.*. All sky turbid atmospheric polarization pattern modeling based on Monte Carlo method[J]. *Chinese J Lasers*, 2014, 41(10): 1013001.
王子谦,张旭东,金海红,等.基于Monte Carlo方法的混浊大气偏振模式全天域建模[J]. *中国激光*, 2014, 41(10): 1013001.

- 20 Wang Wei, Chu Jinkui, Cui Yan, *et al.*. Modeling of atmospheric polarization pattern based on vector radiative transfer[J]. Chinese J Lasers, 2013, 40(5): 0513001.
王 威, 褚金奎, 崔 岩, 等. 基于矢量辐射传输的大气偏振建模[J]. 中国激光, 2013, 40(5): 0513001.
- 21 Huang Chaojun, Wu Zhensen, Liu Yafeng, *et al.*. Numerical calculation of optical properties of multi-particle size aerosol aggregate particles[J]. Acta Optica Sinica, 2013, 33(6): 0601004.
黄朝军, 吴振森, 刘亚锋, 等. 多粒径气溶胶凝聚粒子光学特性的数值计算[J]. 光学学报, 2013, 33(6): 0601004.
- 22 Lin Yong, Xu Zhiyong, Wang Jingyuan, *et al.*. Simulation research on Non-Line-Sight atmospheric propagation in fog weather[J]. Acta Optica Sinica, 2013, 33(9): 0901001.
林 勇, 徐智勇, 汪井源, 等. 雾环境下非视距大气散射传输特性研究[J]. 光学学报, 2013, 33(9): 0901001.
- 23 Liu Qi, Chu Jinkui, Wang Jing, *et al.*. Research and simulation analysis of atmospheric polarization properties under water cloud condition[J]. Acta Optica Sinica, 2014, 34(3): 0301004.
刘 琦, 褚金奎, 王 兢, 等. 水云条件下大气偏振特性研究及其模拟分析[J]. 光学学报, 2014, 34(3): 0301004.
- 24 Ramella-Roman J, Prah S, Jacques S. Three Monte Carlo programs of polarized light transport into scattering media: part I[J]. Opt Express, 2005, 13(12): 4420-4438.
- 25 S Bartel, A H Hielscher. Monte Carlo simulations of the diffuse backscattering mueller matrix for highly scattering media[J]. Applied Optics, 2000, 39 (10): 1580-1588.
- 26 Cameron B D, Rakovic M J, Mehruibeoglu M, *et al.*. Measurement and calculation of the two-dimensional backscattering Mueller matrix of a turbid medium[J]. Opt Lett, 1998, 23(7): 485-487.
- 27 Rakovic M J, Kattawar G W, Mehruibeoglu M, *et al.*. Light backscattering polarization patterns from turbid media: theory and experiment[J]. Applied Optics, 1999, 38(15): 3399-3408.

栏目编辑: 刘丰瑞