

· 光电工程系统技术 ·

大气散射光偏振特性分析

杨 明, 王宝荣, 李颖杰

(合肥电子工程学院, 安徽 合肥 230037)

摘 要:介绍了在激光偏振成像研究中,激光在大气传输中的散射光偏振特性的基本表示方法,根据 Rayleigh 散射和 Mie 散射理论,通过传输 Mueller 矩阵求解,分别对大气分子散射和气溶胶散射的单次偏振特性建立理论模型,并通过数值计算模拟的方法研究大气分子和气溶胶对自然光、水平线偏振光和 45°线偏振光的偏振特性影响,最后介绍了用矢量传输方程来解决大气散射光多次散射偏振问题。

关键词:偏振; Rayleigh 散射; Mie 散射; Mueller 矩阵

中图分类号: O436.3

文献标识码: A

文章编号: 1673-1255(2009)02-0001-05

Polarization Characteristics of Atmospheric Scattering Light

YANG Ming, WANG Bao-rong, LI Ying-jie

(Hefei Electronic Engineering Institute, Hefei 230037, China)

Abstract: The basic method of describing the polarization characteristics of atmospheric scattering light is discussed. According to the Rayleigh and Mie scattering theories, transfer Mueller matrix is given to respectively establish the models for the single polarization characteristic of atmosphere molecule and aerosol scattering lights. Meanwhile, through simulating the values calculation, the polarization characteristics of nature light, horizontal linear polarization light and 45° linear polarization light are studied, which are influenced by the atmosphere molecule and aerosol. Lastly, a method of vector transfer equation is given to deal with the polarization problems when the atmospheric scattering light scatters more times.

Key words: polarization; Rayleigh scattering; Mie scattering; Mueller matrix

在激光偏振主动成像时,由于大气的吸收、散射、湍流等影响,激光束在传输过程中将出现衰减、闪烁、偏移、强度和相位起伏等现象,使成像质量受到影响.严重时,可能使激光传输无法进行,更无法成像.大气激光窗口波段,激光受到的影响主要是散射和湍流.大气对激光的散射常用球形粒子散射体来描述,并以球状聚集粒子作为实验模型来研究光的散射^[1,2].因此研究大气分子和气溶胶对散射光偏振特性的影响是激光偏振主动成像必不可少的部分.针对大气分子和气溶胶散射偏振特性的试验,国内多家研究单位已做了试验研究^[1,2],并对实验结果进行了分析.文中将以大气分子散射和气溶胶散

射为分析对象,以 Rayleigh 散射和 Mie 散射理论为基础,通过数值模拟的方法研究大气对自然光、水平线偏振光和 45°线偏振光的偏振特性影响,这对研究激光偏振成像有实际的参考价值.

1 偏振特性的 Stokes 矢量表示法

光的偏振状态可以有几种表示方法,在描述目标反射以及散射特性时常用的是 Stokes 矢量法^[3].一束光的偏振状态可以由 4 个 Stokes 参数表示,分别为 I, Q, U, V .每个 Stokes 参数都可用光强度表示,能够直接测量,定义

收稿日期:2009-03-12

作者简介:杨明(1986-),男,安徽马鞍山人,硕士研究生,研究方向为目标光学特性检测.

$$\begin{cases} I = \langle E_x^2(t) \rangle + \langle E_y^2(t) \rangle \\ Q = \langle E_x^2(t) \rangle - \langle E_y^2(t) \rangle \\ U = 2\langle E_x^2(t) \rangle \langle E_y^2(t) \rangle \cos[\delta_y(t) - \delta_x(t)] \\ V = 2\langle E_x^2(t) \rangle \langle E_y^2(t) \rangle \sin[\delta_y(t) - \delta_x(t)] \end{cases} \quad (1)$$

式中, $E_x(t)$, $E_y(t)$, $\delta_x(t)$, $\delta_y(t)$ 分别表示在 x 和 y 方向上电场的振幅和相位. $\langle E(t) \rangle$ 的含义是求电场强度的时间平均值. 通过 Stokes 矢量可以定义偏振度 P_d 和偏振角 Ψ 分别为

$$\begin{cases} P_d = (Q^2 + U^2 + V^2)^{1/2} / I \\ \Psi = \arctan(U/Q) \end{cases} \quad (2)$$

自然光、水平线偏振光和 45° 线偏振光的归一化的 Stokes 矢量可分别表示为: $[1 \ 0 \ 0 \ 0]$ 、 $[1 \ 1 \ 0 \ 0]$ 和 $[1 \ 0 \ 1 \ 0]$. 入射光 S_{in} 的 Stocks 矢量和散射光 S_{out} 的 Stocks 矢量偏振态之间的关系可以用目标 Mueller 矩阵来表示

$$\vec{S}_{out} = \vec{M} \vec{S}_{in} \quad (3)$$

由于只考虑偏振度 P_d 的变化, 下面讨论中采用的 Mueller 矩阵都已归一化.

2 单次散射偏振特性分析

大气对激光的散射本质上是一个多次散射过程, 搞清楚单次散射的性质和特征进行多次散射计算的基础. 所谓单次散射是指单个粒子或微体积元对光的散射. 这里有一个前提条件, 即微体积元内有多个粒子, 如果粒子之间的距离足够远, 比如说它们之间的距离是入射波长的 10 倍以上, 那么可以认为多个粒子对外来辐射的散射具有相互独立的性质.

为了定量讨论散射粒子的偏振过程, 先给定入射光的条件和相应的坐标系. 如图 1 所示的直角坐标系中, 假设入射光为线偏振平面波, 振幅为 E_0 , 入射光光强为 I_0 , 沿 Z 轴传播, 其电场矢量沿 X 轴振动, 散射体位于坐标原点 O , P 为观察点, \vec{r} 为散射点与观察点 P 的矢径. \vec{r} 与 z 轴组成的平面为散射面, θ 为散射角, ϕ 为入射光振动面与散射面间夹角.

2.1 大气分子的 Rayleigh 散射

Rayleigh 散射是指散射体的特征量 $\alpha < 0.1$, ($\alpha = 2\pi r/\lambda$), 对于常用激光的波长, 大气分子满足 Rayleigh 散射的条件. 对于 Rayleigh 散射, 采用偶极子模型来描述分子颗粒在外电场作用下的激发辐射行为. 它的偶极矩为 $p = \alpha_p E_0$, α_p 为介质的极化率,

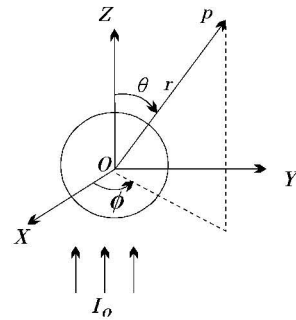


图 1 粒子散射几何关系

根据电动力学对偶极辐射场的计算, 散射电场强度 E_s 为

$$E_s = \frac{k^2 p \sin\theta}{r} \exp(-ikr) \quad (4)$$

根据 Chandrasekhar 的计算^[4], 归一化的 Mueller 矩阵为

$$\vec{M} = \begin{bmatrix} \frac{3}{4}(1 + \cos^2\theta) & \frac{3}{4}\sin^2\theta & 0 & 0 \\ \frac{3}{4}\sin^2\theta & \frac{3}{4}(1 + \cos^2\theta) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{3}{2}\cos\theta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{3}{2}\cos\theta \end{bmatrix} \quad (5)$$

对于水平偏振光入射, Rayleigh 散射光为线偏振光 ($P_d = 1$), 偏振角为 0. 在当 $\phi = 0$ 时, 散射光为光矢量与散射面平行的线偏振光, 在当 $\phi = \pi/2$ 时, 散射光为光矢量与散射面垂直的线偏振光.

对于入射光为自然光, 则散射光的偏振度为

$$P_d = \frac{\sin^2\theta}{1 + \cos^2\theta} \quad (6)$$

对于 45° 线偏振光, 散射光的 Stocks 矢量为: $\vec{S}_{out} = [3(1 + \cos^2\theta)/4 \quad -3\sin^2\theta/4 \quad 3\cos\theta/2 \quad 0]$, 仍为线偏振光, 但偏振角 Ψ 发生了变化.

2.2 大气气溶胶的 Mie 散射

Mie 散射指散射体的特征量 $0.1 < \alpha < 50$, 对于常用激光的波长, 大气气溶胶的散射满足该条件.

对于均匀介质球, 入射光为水平偏振光时在 P 点得到的散射光电场为

$$\begin{cases} E_{s\perp} = \frac{iE_0}{kr} e^{-ikr} \sin\theta S_1(\theta) \\ E_{s\parallel} = -\frac{iE_0}{kr} e^{-ikr} \cos\theta S_2(\theta) \end{cases} \quad (7)$$

即光矢量在垂直及平行于散射面的分量的光强分别为 $i_1(\theta)\sin^2\theta, i_2(\theta)\cos^2\theta$. $i_1(\theta) = |S_1(\theta)|^2$, $i_2(\theta) = |S_2(\theta)|^2$. $S_1(\theta), S_2(\theta)$ 为散射振幅函数. 它是散射角 θ 、散射体相对于周围介质的折射率 m 及散射体的特征量 α 的函数. 亦可得 P 点的电场强度为

$$I_s = \frac{\lambda^2 I_0}{4\pi^2 r^2} [i_1(\theta)\sin^2\theta + i_2(\theta)\cos^2\theta] \quad (8)$$

如果入射光为自然光, 其光矢量均在 xoy 平面内振动, 由于自然光可以分解为 2 个振幅相等、振动

方向互相垂直、无固定相位关系的光振动, 所以入射光可分解为沿 x 方向和 y 方向的 2 个光振动, 其振幅相等, 均为 E_0 . 由于这 2 束偏振方向正交的光线合成以后的电场强度与极化角 ϕ 无关, 得该点的散射光强为

$$I_s = \frac{\lambda^2 I_0}{8\pi^2 r^2} [i_1(\theta) + i_2(\theta)] \quad (9)$$

根据 Mie 散射理论^[5]

$$\begin{cases} S_1(\theta) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} (\pi_n \alpha_n + \tau_n b_n) \\ S_2(\theta) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} (\tau_n \alpha_n + \pi_n b_n) \end{cases} \quad (10)$$

式中, a_n, b_n 为 Mie 散射系数. 而归一化的 Mueller 矩阵可表示为^[4]

$$M = \begin{bmatrix} \frac{1}{2}(S_1 S_1^* + S_2 S_2^*) & \frac{1}{2}(S_1 S_1^* - S_2 S_2^*) & 0 & 0 \\ \frac{1}{2}(S_1 S_1^* - S_2 S_2^*) & \frac{1}{2}(S_1 S_1^* + S_2 S_2^*) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{2}(S_1 S_2^* + S_2 S_1^*) & \frac{i}{2}(S_1 S_2^* - S_2 S_1^*) \\ 0 & 0 & \frac{i}{2}(S_1 S_2^* - S_2 S_1^*) & \frac{1}{2}(S_1 S_2^* + S_2 S_1^*) \end{bmatrix} \quad (11)$$

对于水平偏振光入射, Mie 散射光也为线偏光 ($P_d = 1$), 偏振角 $\Psi = 0$. 同样考虑下面 2 种特殊情况下: $\theta = 0$ 和 $\theta = \pi/2$, 即散射面与入射光偏振方向平行与垂直的 2 种情况. (1) 当 $\theta = 0$ 时, $E_{s\perp} = 0$; 这时散射光为光矢量与散射面垂直的线偏振光. (2) 当 $\theta = \pi/2$ 时, $E_{s\parallel} = 0$, 这时散射光为光矢量与散射面平行的线偏振光. 如果入射光为自然光, 散射光的偏振度为

$$P_d = \left| \frac{i_1(\theta) - i_2(\theta)}{i_1(\theta) + i_2(\theta)} \right| \quad (12)$$

对于自然光来说, 粒子的散射起到起偏的作用.

对于 45° 线振偏光, 粒子散射光的 Stokes 矢量为 $[\frac{1}{2}(S_1 S_1^* + S_2 S_2^*) \quad \frac{1}{2}(S_1 S_1^* - S_2 S_2^*) \quad \frac{1}{2}(S_1 S_2^* + S_2 S_1^*) \quad -\frac{i}{2}(S_1 S_2^* - S_2 S_1^*)]$, 仍然为偏振光, 偏振角 Ψ 却发生了变化, 旋转了 $\arctan(\frac{S_1 S_2^* + S_2 S_1^*}{S_1 S_1^* - S_2 S_2^*}) - \pi/4$.

3 偏振特性随各参数变化分析

3.1 Rayleigh 散射

由 2.1 节分析可知, 大气分子会对自然光进行起偏, 散射偏振度用式(6)反映, 其随偏振角的变化如图 2 所示.

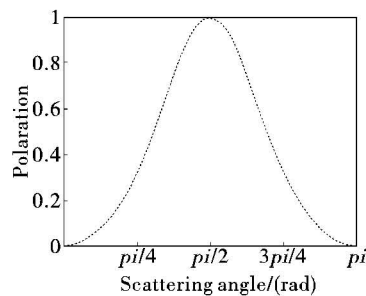


图 2 Rayleigh 散射偏振度随散射角的变化图

偏振图基本以在 $\pi/2$ 处对称, $\theta = \pi/2$ 处, 散射

光为线偏振光, 偏振度为 100%, 在 $\theta = 0$ 和 $\theta = \pi$ 处, 散射光无偏振性. 在其他散射角散射光为部分偏振光. 同时, 在 Rayleigh 散射区, 散射光的偏振特性基本与散射粒子的大小无关.

3.2 Mie 散射

由 2.2 节分析可知, 气溶胶只会对水平偏振光和垂直偏振光入射保偏, 即偏振特性不发生变化. 对于其他入射都会或多或少地进行起偏和退偏. 以自然光为例, 气溶胶的相对折射率 $m = 1.33$, 粒子特征量 $\alpha = 1$, 在 P 点的散射光强 $i_1(\theta)$ 、 $i_2(\theta)$ 以及散射偏振度随散射角的变化如图 3 所示. 图 4a 所示的偏振度变化与 Rayleigh 散射区的偏振度基本一致, 说明随着 α 的减小, Mie 散射会退变为 Rayleigh 散射.

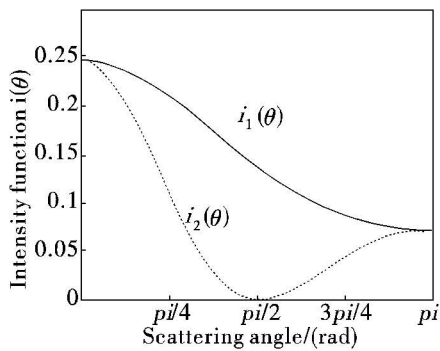


图 3 散射强度函数 $i_1(\theta)$ 和 $i_2(\theta)$ 曲线图

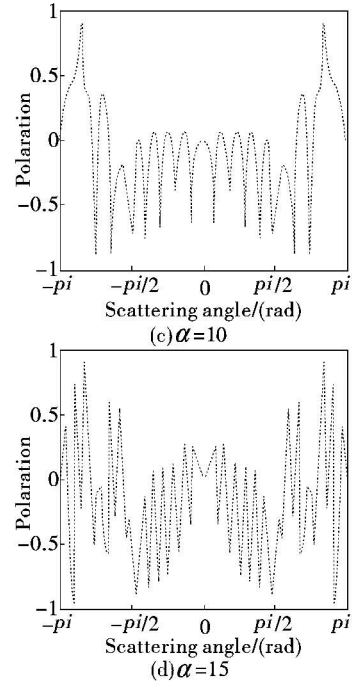
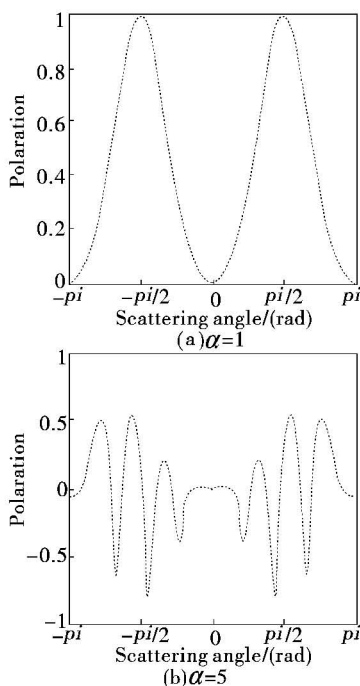


图 4 不同 α 偏振度 P_d 随散射角变化曲线

由图 4 可以看出, 偏振度一般受粒子粒径及散射角的影响较大. 对于不同特征量的粒子及不同散射角时, 偏振度的变化情况如图 4 所示. 可以看出, 偏振度受粒子粒径的变化影响较大, 而且偏振度的峰值也随着粒子粒径的变化发生较大的移动. 当粒子尺度比较小时, 散射光的偏振度有 2 个峰值, 都在散射角为 90° 之处. 而且随着粒子粒径的增大, 偏振度有所减小, 同时, 散射光水平方向偏振度的对称性出现较大变化, 而垂直方向偏振度的对称性保持较好.

4 多次散射偏振特性分析

单散射在一定程度上描述了光散射的特征, 但在很多情况下, 单散射不足以描述散射过程的全貌. 即使是在估计光散射消光时, 也会带来很大的误差. 因此, 必须考虑粒子的多次散射效应, 以得到对光散射偏振问题的一个完整描述.

在描述偏振光在散射介质中的传输问题时, 一般引入了矢量传输方程^[6]. 通过单层球形粒子对入射偏振光的散射数学模型建立, 应用矢量传输方程来计算球形粒子散射的 Mueller 矩阵元, 求解散射光的偏振度. 多次散射示意图如图 5 所示.

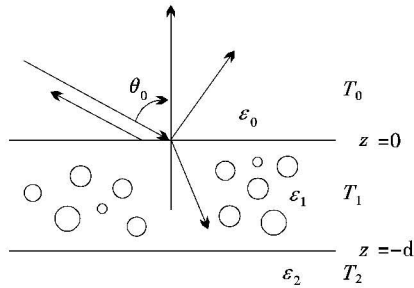


图5 单层粒子的多次散射示意图

矢量传输方程表示为

$$\cos \frac{d}{dz} \vec{I}(\theta, \phi, z) = -k_e(\theta) \vec{I}(\theta, \phi, z) + \vec{I}_e(\theta, \phi) + \int d\Omega' \bar{P}(\theta, \phi; \theta', \phi') \vec{I}(\theta', \phi', z) \quad (13)$$

即 $d\vec{I}$ 是由于体积元中散射粒子消光、体积元中辐射源、以及从周围 $\int d\Omega'$ 来的多次散射贡献之和。式中, k_e 为消光系数; $I_e(\theta, \phi)$ 为热辐射源, 在主动遥感中可忽略; $\bar{P}(\theta, \phi; \theta', \phi')$ 为入射场强与散射场强之间耦合的相函数。

对于该方程的求解有多种方法, 常用迭代法求解, 而得到零阶、一阶、二阶或更高阶解。如要得到球形粒子多次散射对偏振度的影响, 必须求解二阶解以上。而非球形粒子散射的退偏性可直接迭代得一阶解计算 Mueller 矩阵。经计算, 大气偏振度主要来自于第一级散射, 但多次散射的退偏作用也不可忽

略^[4]。

5 结束语

散射现象的数学处理很复杂, 目前还只能对简单的散射情况, 即所谓不相关的单散射进行较为完善的数学处理。文中只着重分析了大气的单次散射偏振特性, 对于多次散射偏振特性分析只提出了一种理论算法。偏振成像又是一门迅猛发展的学科分支, 需要用更加精确的理论和算法来解决粒子之间多次散射的退偏特性, 同时研究非球形粒子的特性在散射偏振中的影响也十分重要。

参考文献

- [1] 孙晓兵, 洪津, 乔延利. 大气散射辐射偏振特性测量研究[J]. 量子电子学报, 2005, 22(5): 111-115.
- [2] 怀红燕, 李正强, 陈良富, 等. 基于地基偏振观测研究北京城区北部大气气溶胶特性变化[J]. 遥感学报, 2008, 12(3): 490-497.
- [3] 廖延彪. 偏振光学[M]. 北京: 科学出版社.
- [4] 徐希孺. 遥感物理[M]. 北京: 北京大学出版社, 2005.
- [5] 李华, 秦石乔, 胡欣, 等. 1.06 μm 激光仿真测试中 Mie 散射影响分析[J], 2008, 30(3): 5-10.
- [6] 金亚秋. 电磁散射和热辐射的遥感理论[M]. 北京: 科学出版社, 1993.

简讯

人类辅助光学识别/通告威胁规避系统

人类辅助光学识别/通告威胁规避(HORNET)系统采用一个装有脑电图电极的定制头盔, 记录士兵的连续脑电波活动。士兵对存在或不存在潜在威胁的自然反应将引导系统的算法, 完成威胁探测任务。

诺斯罗普·格鲁曼公司的 HORNET 系统汲取了实时将人类大脑活动与自动智能神经处理综合的最新成果, 提供超常的目标探测能力。它能够保持持久监视, 挫败敌方企图通过躲避移动-停止-移动战术进行的偷袭, 为士兵提供 20 min 的先敌优势。HORNET 支持各种军事和国土防御应用,

包括部队防御、临时爆炸装置探测、边境监视和辅助目标识别等。

目前, 诺斯罗普·格鲁曼公司收到了价值 670 万美元的合同研制这种通过人脑反应为士兵对来袭威胁提供探测、分析和告警的昼夜全景光学系统, 该合同由五角大楼防御先进计划研究局(DARPA)授予, 用于其感知技术威胁告警计划(CT2WS), 该计划的目的是研制一种智能神经光学系统, 使士兵能够进行宽视场和远距离威胁探测。

(张洁提供)