

光学器件性能参数对激光雷达探测气溶胶和云退偏比的影响

王来彬^{1,2}, 刘东^{1*}

¹中国科学院合肥物质科学研究院安徽光学精密机械研究所中国科学院大气光学重点实验室, 安徽 合肥 230031;

²中国科学技术大学研究生院科学岛分院, 安徽 合肥 230026

摘要 二向色镜及偏振分光棱镜作为常用的光学器件,近年来在大气探测偏振激光雷达中得到了广泛使用。但两种光学元件性能上的非理想特性与安装时存在的偏振误差夹角等问题在一定程度上会对大气探测后向散射光的退偏比造成影响。针对偏振激光雷达标定中通常只考虑偏振分光棱镜影响的问题,通过仿真模拟分别分析了二向色镜、偏振分光棱镜以及二者级联下对大气中气溶胶的退偏比影响,并给出了误差分析。以 532 nm 和 1064 nm 两种波长下的沙尘粒子与卷云的后向散射光作为输入进行模拟计算,结果显示,常用的长波通二向色镜对模拟输入光源在 1064 nm 透射通道下有 7.111% 的退偏比变化,在 532 nm 反射通道下有 3.012% 的退偏比变化。对偏振分光棱镜而言,输入为 532 nm 及 1064 nm 处探测的沙尘粒子退偏比会分别产生 21.333% 和 27.3% 的相对误差变化,532 nm 处探测的卷云退偏比会产生 14.2% 的相对误差变化。两种光学元件在存在偏振误差夹角时均会带来额外的退偏比误差增量,在两种光学元件级联条件下,对模拟光源的退偏比也表现出累加性的误差增大。

关键词 偏振激光雷达; 二向色镜; 气溶胶退偏比; 误差分析

中图分类号 P161.3

文献标志码 A

DOI: 10.3788/AOS222147

1 引言

近年来,激光雷达在大气探测领域中已成为热门且重要的探测工具。基于各种探测原理的激光雷达对大气中气体、气溶胶和云的光学特性研究起到了不可或缺的作用。偏振激光雷达基于弹性散射理论,通过研究大气中后向散射信号的退偏比可以有效地辨别出大气中的非球型气溶胶和云^[1-3]。因其对非球形粒子独特的敏感性,有关偏振激光雷达的研究引起了国内外相关学者的重视。1971年 Schotland 等^[4]首次利用偏振激光雷达对大气中的冰云进行了探测,观察到大量的冰晶粒子后向散射光的退偏比达到 0.5 附近。2006 年美国 NASA 发射了名为 CALIPSO 的卫星,其中就搭载了多波长偏振激光雷达这一载荷可实现全球范围内气溶胶和云的全球测量^[5]。国内对偏振激光雷达探测大气的研究也发展较快,2003 年中国科学院安徽光学精密机械研究所刘东研究员带领团队研制了 L300 型偏振激光雷达对合肥上空的卷云和沙尘气溶胶进行了退偏比分析,并得到了较好的观测数据^[6]。随着国内外对大气领域研究的深入,基于大气探测的偏振激光雷达从常见的单一波长探测,发展到了双波

长偏振探测甚至三波长偏振探测,多波长探测已逐渐成为偏振激光雷达的主流探测方式。

相较于米散射激光雷达,偏振激光雷达依据后向散射信号中的退偏比来识别大气中气溶胶的具体成分,因此偏振激光雷达对系统的探测精度要求较高。为了确保退偏比数据的准确性,偏振激光雷达在使用前需进行系统标定^[7],即针对系统中存在的光学器件对回波信号可能产生额外的退偏和光电探测器对偏振信号灵敏度的不一致性等因素进行校正。在主流的偏振激光雷达标定方法中大多考虑了偏振分光棱镜对系统偏振信号的影响,但在双波长偏振激光雷达系统中往往会同时存在二向色镜和偏振分光棱镜这两个光学器件,而二向色镜对大气后向散射信号的退偏比影响,其相关研究所见不多。因此本文以双波长偏振激光雷达系统为例,通过模拟大气中的典型沙尘与卷云的退偏比信号,分别分析雷达接收系统中的二向色镜与偏振分光棱镜对退偏比信号造成的影响,并在两种光学元件级联条件下对上述气溶胶退偏比的影响进行了仿真分析。该研究结果可用于计算多波长偏振激光雷达系统的探测精度以及标定方案的进一步考虑。

收稿日期: 2022-12-15; 修回日期: 2022-12-25; 录用日期: 2023-03-15; 网络首发日期: 2023-05-08

基金项目: 国家重点研发计划项目(2018YFB0504500)

通信作者: *dliu@aiofm.cas.cn

2 结构及原理

2.1 双波长偏振激光雷达系统结构

区别于传统的米散射激光雷达和拉曼激光雷达,偏振激光雷达通过在接收光路中加入检偏分光装置以得到大气中的退偏比信息。检偏分光装置通常使用偏振分光棱镜对来自大气的后向散射信号进行偏振分光,分光后交由光电探测器进行接收。而对于多波长偏振激光雷达或拉曼-偏振激光雷达来说,为了对后向散射信号进行波长分光处理,则需要在接收系统中加入若干个二向色镜,从而将不同波长光的分离。

图 1 给出了双波长(1064 nm, 532 nm)偏振激光雷达的简化接收通路。在接收通路中,首先由望远镜对来自大气的后向 180° 散射信号进行接收,在经过准直单元和相关光路后由二向色镜对包含着两个波长的后向散射信号进行分光处理,图中利用二向色镜对 1064 nm 光信号进行透射,532 nm 光信号进行反射,经过分光后的信号分别进入偏振分光棱镜,偏振分光棱镜将对后向散射信号中的平行偏振信号与垂直偏振信号进行进一步的透射和反射,之后进入光电探测器模块进行光电信号转换,最后交由采集卡与计算机进行处理,得出每个波长的退偏比数据。

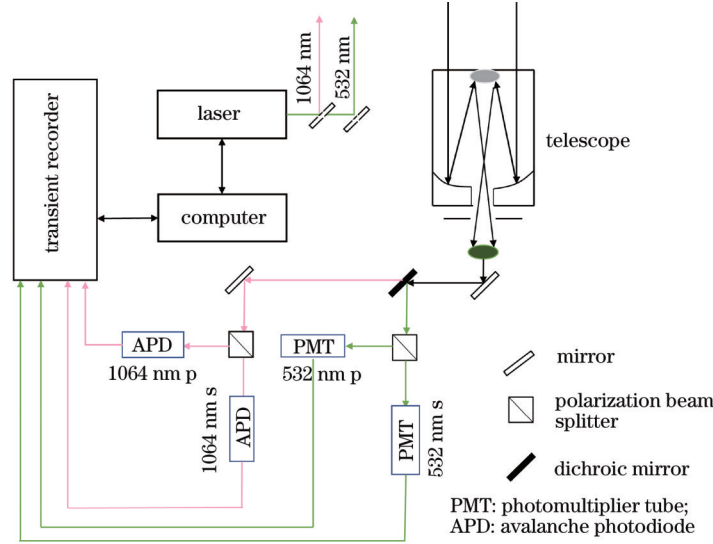


图 1 双波长偏振激光雷达系统结构图

Fig. 1 Dual-wavelength polarized lidar system structure

在单波长偏振激光雷达系统研究中,已有文章对望远镜、反射镜等光学器件对系统产生的标定影响进行了分析^[8]。但对于多波长偏振激光雷达系统而言,二向色镜这一额外的光学元件对回波信号退偏比的影响程度成为了系统标定时需要考虑的一部分。二向色镜与后继光路中偏振分光棱镜的共同作用对回波信号退偏比的影响同样需要进行考虑。

2.2 光学器件中的米勒矩阵

斯托克斯-米勒矩阵近年来常被用于分析激光雷达系统中各光学元件的性能参数。米勒矩阵包含的 16 个元素可完全表征入射光电场强度、相位及退偏等光学性

质的影响^[9]。按照 Lu-Chipman 的极化分解^[10],可将光学元件的米勒矩阵分解为偏振效率矩阵、相位延时矩阵和退偏矩阵,用三种矩阵级联的方式来表征,公式如下

$$M = M_{\text{dep}} M_{\text{ret}} M_{\text{dia}}, \quad (1)$$

式中: M 为光学元件的米勒矩阵; M_{dep} 为退偏矩阵用以描述此光学元件对一束偏振光退偏为非偏振光的能力; M_{ret} 为相位延时矩阵描述了光学元件对光不同方向的电场相位上的延时; M_{dia} 为偏振效率矩阵描述了光学元件对光不同方向的电场能量上的衰减。实际上光学元件可视为是光滑的,因此 M_{dep} 所带来的影响可省略,此时可以写出简化后的光学元件的米勒矩阵

$$M = M_{\text{ret}} M_{\text{dia}} = \begin{bmatrix} 1 & \frac{T_p - T_s}{T_p + T_s} & 0 & 0 \\ \frac{T_p - T_s}{T_p + T_s} & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos \tau \times \frac{2\sqrt{T_p T_s}}{T_p + T_s} & \sin \tau \times \frac{2\sqrt{T_p T_s}}{T_p + T_s} \\ 0 & 0 & -\sin \tau \times \frac{2\sqrt{T_p T_s}}{T_p + T_s} & \cos \tau \times \frac{2\sqrt{T_p T_s}}{T_p + T_s} \end{bmatrix} \circ \quad (2)$$

在矩阵中 T_p 、 T_s 对应于光学元件对输入光中平行于入射面的电场方向分量与垂直于入射面的电场方向分量的透射系数。在式(2)中考虑的是光在通过光学元件后透射方向的米勒矩阵,若光学元件为某种分光元件例如二向色镜或偏振分光棱镜,则需要考虑其反射方向的光路,需将 T_p 、 T_s 替换成相应的反射系数 R_p 、 R_s ,用于表征此光学元件对反射方向的米勒矩阵。 τ 表示光学元件对两电场分量造成的相位延时差。在完成对光学元件的米勒矩阵介绍后,还需要引出旋转矩阵 $R(\theta)$,在实际的光学元件安装过程中往往存在一定的安装误差,此时 $R(\theta)$ 可以表示这种误差对矩阵计算所造成的影响。如图 2 所示,对于线偏振光来说, θ 角可表述为光的电场振动方向 E_x 与参考坐标轴 X_1 之间的夹角,通常我们将坐标平面 X_1OY_1 选为入射光与光学元件之间的入射平面,对波片而言也可将快慢轴定义为 X_1OY_1 平面。这种偏振误差夹角对雷达系统接收到的退偏比信号同样会造成一定的影响。

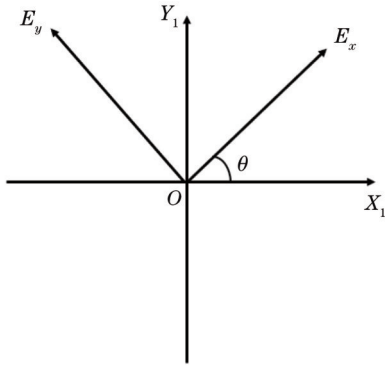


图 2 旋转矩阵中的旋转角
Fig. 2 Rotation angle in the rotation matrix

$R(\theta)$ 的米勒矩阵为

$$R(\theta) = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 2\theta & \sin 2\theta & 0 \\ 0 & -\sin 2\theta & \cos 2\theta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (3)$$

利用 $R(\theta)$ 的旋转矩阵可将原坐标系进行旋转变化以便于与之后的光学元件的米勒矩阵在同一坐标系下计算。在给出了光学元件的米勒矩阵与旋转矩阵后,对于一束已知的入射光 I_i 结合斯托克斯-米勒矩阵可以写出经过光学元件后出射光 I_o 的斯托克斯矩阵

$$I_o = R(-\theta) M R(\theta) I_i, \quad (4)$$

式中: I_i 矩阵内含有 $[S_0 \ S_1 \ S_2 \ S_3]^T$ 四个元素。在对应的参考坐标系下, S_0 表示为光的总光强, S_1 表示为水平方向的线偏振光分量, S_2 表示为 45° 方向下的线偏振光分量, S_3 表示为右旋圆偏振光分量。使用这四个元素可以表征光的任意偏振态。在式(4)中 $R(-\theta)$ 的存在是为了将计算时经旋转的坐标系旋转回原参考坐标系,以此来保持出射光与入射光的斯托克斯参量

在同一坐标系下进行分析。

对于特定的光学元件可以通过查阅资料或测量获得其米勒矩阵中的特定元素。进一步地,对于任何已知的输入光的斯托克斯矩阵,可以通过计算得出其出射光的斯托克斯矩阵。

2.3 回波信号中的退偏比

为了量化光学元件对模拟大气中回波信号的退偏比的影响,首先需要给出偏振激光雷达探测方程^[6],表示为

$$P_p(z) = \frac{k_p p_t}{z^2} \beta_p(z) \exp \left[-2 \int_0^z \alpha_p(z') dz' \right], \quad (5)$$

$$P_s(z) = \frac{k_s p_t}{z^2} \beta_s(z) \exp \left\{ - \int_0^z [\alpha_p(z') + \alpha_s(z')] dz' \right\}, \quad (6)$$

式中: $P(z)$ 为激光雷达接收到来自大气的后向 180° 散射信号,使用下标 p、s 分别表示后向散射信号中的平行偏振分量和垂直偏振分量; p_t 为激光发射功率; z 为激光雷达探测距离; k 表示探测通道的系统常数; β 为后向散射系数; α 为消光系数。

进一步定义偏振激光雷达后向散射信号的退偏比,结合式(5)~(6)可得

$$\delta = \frac{p_s(z)}{p_p(z)}, \quad (7)$$

式中: δ 表示后向散射信号中的垂直偏振信号与平行偏振信号的比值,在未标定的偏振激光雷达中往往还需要乘上标定系数才能还原真实的退偏比。在本文中因无需考虑雷达系统整体的系统标定,因此暂用式(7)表示信号的退偏比。

对入射光 I_i 或出射光 I_o 来说,矩阵中 $[S_0 \ S_1 \ S_2 \ S_3]^T$ 四个元素之间存在如下关系

$$\begin{bmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_x^2 + E_y^2 \\ E_x^2 - E_y^2 \\ 2E_x E_y \cos \sigma \\ 2E_x E_y \sin \sigma \end{bmatrix}, \quad (8)$$

式中: σ 为两电场分量 E_x 、 E_y 之间的相位差。此时若选取 E_x 与 P_p 代表的平行偏振方向保持一致, E_y 与 P_s 代表的垂直偏振方向保持一致,且参考平面 X_1OY_1 为入射界面与法线组成的入射平面,则有

$$\delta = \frac{S_0 - S_1}{S_0 + S_1} = \frac{E_y^2}{E_x^2} = \frac{I_y}{I_x}, \quad (9)$$

式中: I_x 和 I_y 分别为沿平行偏振方向和垂直偏振方向的光强,当不考虑探测器彼此之间的误差时,两者相比可视为退偏比。为了更好地体现出光学元件对入射光线退偏比造成的影响,定义相对误差 Δ 为

$$\Delta = \frac{|\delta_o - \delta_i|}{\delta_i}, \quad (10)$$

式中: δ_o 与 δ_i 分别表示出射退偏比与入射退偏比。文中使用 Δ 表征二向色镜与偏振分光棱镜对模拟入射光

线退偏比的影响程度。

3 仿真与分析

3.1 二向色镜输入仿真

本文中以索雷博公司 DMLP900 长波通二向色镜为例进行分析。DMLP900 以 900 nm 波长为分割, 932~1300 nm 波长光以大于 90% 的光功率透过, 400~872 nm 波长光以大于 90% 的光功率反射, 图 3 为二向色镜的工作原理。对于图 1 所示的双波长偏振激光雷达系统, DMLP900 可以实现对 532 nm 与 1064 nm 波长分离的目的。

表 1 给出了 DMLP900 对 1064 nm 与 532 nm 波长的透射及反射系数。其中, $R_{s,532nm}$ 、 $R_{p,532nm}$ 为 532 nm 反

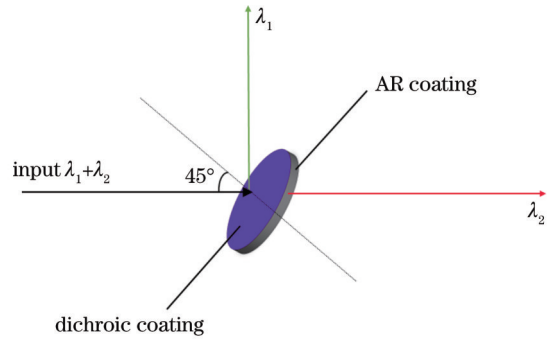


图 3 二向色镜工作原理

Fig. 3 Operating principle of dichroic mirror

射通道的反射系数, $T_{s,1064nm}$ 、 $T_{p,1064nm}$ 为 1064 nm 透射通道的透射系数。

表 1 DMLP900 反射及透射系数

Table 1 DMLP900 reflection and transmission coefficient

Transmittance and reflectance	$T_{s,1064nm}$	$T_{p,1064nm}$	$R_{s,532nm}$	$R_{p,532nm}$
Value	0.92026657	0.99059204	0.98176420	0.95334085

在模拟二向色镜对信号退偏比的影响程度时, 本文根据式 (4) 中旋转矩阵 $\theta = 0^\circ$ 和 $\theta \neq 0^\circ$ 两种情况进行分析讨论。

3.1.1 $\theta = 0^\circ$

对第一种情况 $\theta = 0^\circ$, 以沙尘粒子在 532 nm 和 1064 nm 下的退偏比作为输入, 考虑到沙尘粒子作为典型的非球型气溶胶粒子, 使用偏振激光雷达对沙尘

粒子进行探测通常能获得较大的退偏比, 典型的沙尘粒子在 532 nm 波长下退偏比会达到 0.3, 而 1064 nm 波长在实际测量的情况下退偏比会在 0.225 附近^[11], 表 2 给出了共 4 种情况下 Δ 随沙尘粒子出入射二向色镜的变化, 并在表中分别使用 $\delta_i(P_s/P_p)$ 、 $\delta_i(P_p/P_s)$ 来表示入射光的主偏振态方向与入射平面的位置情况。

表 2 不同偏振方向入射下二向色镜对信号退偏比的影响

Table 2 Influence of dichroic mirror on the signal depolarization ratio when incident on different polarization directions

Types of light source	Parallel polarization		Skeptical polarization		$\Delta / \%$	
	$\delta_i(P_s/P_p)$	$\delta_o(P_s/P_p)$	$\delta_i(P_p/P_s)$	$\delta_o(P_p/P_s)$	Parallel	Skeptical
Dust (532 nm)	0.300	0.309	0.300	0.308	3.012	2.895
Dust (1064 nm)	0.225	0.209	0.225	0.242	7.111	7.642

从表 2 中可以看出, 反射通道相较于透射通道对光源的退偏比改变更小。对沙尘粒子入射至二向色镜时分为两种情况: 当主偏振态方向与入射平面平行时, 532 nm 波长反射通道会发生 3.012% 的相对误差变化, 而 1064 nm 波长透射通道会发生 7.111% 的相对误差变化; 当主偏振态方向与入射平面垂直时, 532 nm 波长反射通道会产生 2.895% 的相对误差变化, 1064 nm 波长透射通道会有 7.642% 的相对误差变化。这 4 种情况的相对误差变化反映了此二向色镜对入射光退偏比的影响程度。在改变偏振主平面与入射平面的位置后, 对应的相对误差变化也均在 1% 以内, 影响不大。需要注意的是透射通道与反射通道的相对误差之间的差距, 对大部分二向色镜而言, 光源经反射通道所产生的相对误差更小, 在设计单波长偏振激光雷达接收光路时可作为参考。

3.1.2 $\theta \neq 0^\circ$

对 $\theta \neq 0^\circ$ 这一情况, 在主偏振态方向与入射平面为平行的条件下, 分别以 1064 nm 与 532 nm 下的沙尘粒子退偏比作为输入, 给出了 θ 角位于 10° 范围内出射退偏比随 θ 角的变化曲线, 如图 4 所示。透射通道与反射通道对退偏比的影响随 θ 角变化而近似变化。对 1064 nm 处的透射通道, 退偏比由 0.209 上升至最大 0.265, 对 532 nm 处的反射通道, 退偏比由 0.309 上升至 0.365, 变化幅度近乎一样。

图 5 给出了偏振误差角度变化对应的退偏比相对误差, 关于相对误差的定义已经由式 (10) 给出。从图 5 中可以看出, 透射通道与反射通道对退偏比的影响随角度的变化趋势是不一致的。透射通道中的 1064 nm 沙尘粒子的退偏比会随着误差角度的增大, 相对误差从 7% 下降至 0 随后增大, 而反射通道中的 532 nm 沙尘粒子退偏比会随着偏振误差角度的增加,

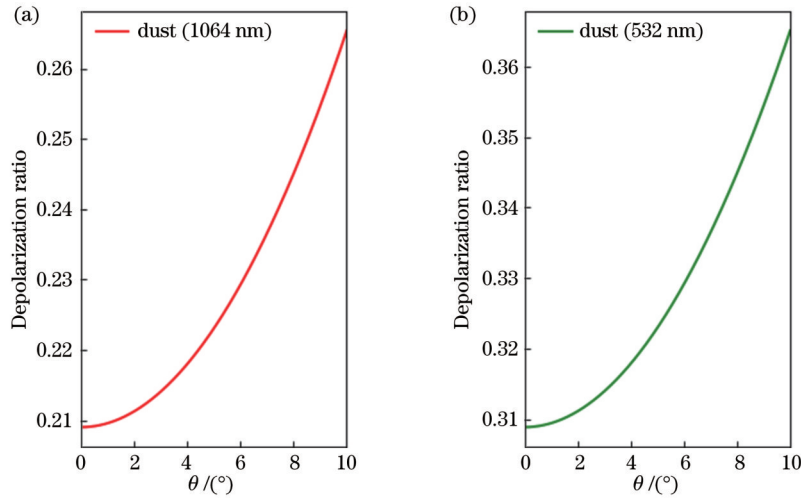


图 4 模拟光源经二向色镜退偏比随偏振误差角度变化。(a) 1064 nm 下的沙尘粒子;(b)532 nm 下的沙尘粒子

Fig. 4 Depolarization ratio of the simulated light through the dichroic mirror changes with polarization error angle. (a) Dust at 1064 nm; (b) dust at 532 nm

相对误差逐渐增大至 7% 以上。产生 2 种不同变化趋势是因为在误差角度为 0° 时,二向色镜会改变透射通道的出射退偏比导致出射退偏比小于入射退偏比,当偏振误差角度变大出射退偏比会向着入射退偏比靠近直至相等,随着出射退偏比的继续增大,相对误差也会呈现变大的趋势。而反射通道对 532 nm 沙尘粒子退偏比的影响是在误差角度为 0° 时,出射退偏比即高于入射退偏比,随后出射退偏比与误差角度保持正比例关系,因此得出图 5 中的变化趋势。

3.2 偏振分光棱镜输入仿真

偏振分光棱镜(PBS)在偏振激光雷达接收系统中常放置在光路末游,其通过对后向散射光中平行偏振信号与垂直偏振信号进行分离从而达到测量后向散射信号中退偏比的效果,图 6 为 PBS 的工作原理。与二向色镜相似,PBS 的性能参数同样用反射系数 R_p 、 R_s 以及透射系数 T_p 、 T_s 进行衡量。由于 PBS 的非理想性,反射通道中会存在一些平行偏振信号即 $R_p \neq 0$,透射通道存在一些垂直偏振信号即 $T_s \neq 0$ 。这种偏振串

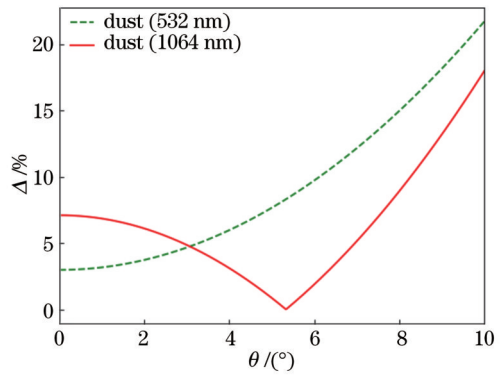


图 5 模拟光源经二向色镜后相对误差随偏振误差角度变化
Fig. 5 Relative error of the simulated light through the dichroic mirror changes with the polarization error angle

扰的现象会给雷达系统的标定带来问题。为了量化偏振串扰的影响,选取 $R_p=0.05$ 、 $R_s=0.99$ 、 $T_p=0.95$ 、 $T_s=0.01$ 四个参数^[8]进行模拟计算,并同样分为 $\theta=0^\circ$ 与 $\theta \neq 0^\circ$ 两种情况进行讨论。

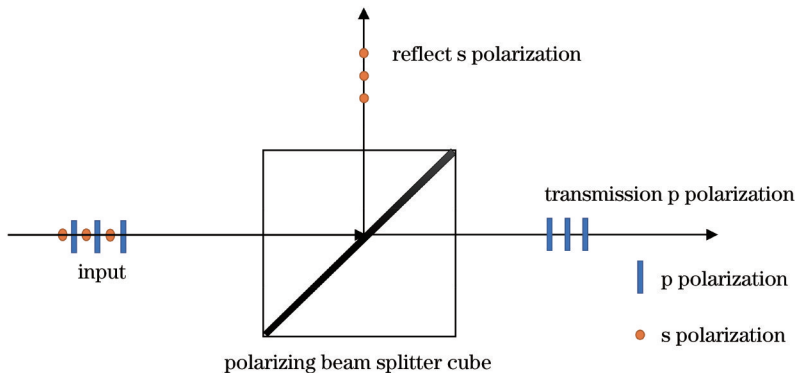


图 6 偏振分光棱镜工作原理

Fig. 6 Operating principle of polarization beam splitter

3.2.1 $\theta = 0^\circ$

对第一种情况 $\theta = 0^\circ$ 时, 分别以沙尘粒子 (532 nm、1064 nm) 以及卷云 (532 nm) 的退偏比信号作为输入, 而卷云中存在的大量非球形冰晶粒子在不同粒子朝向时退偏比数据波动较大, 选择退偏比为 0.5 的情况用以与沙尘粒子的退偏比做出区分。表 3 给出了计算结果, 在表 3 中我们同样列举了入射光主偏振态方向与 PBS 入射平面平行或垂直的两种状态, 在使用沙尘粒子 (532 nm、1064 nm) 作为光源时, 当主偏振态方向与入射平面保持平行时经 PBS 后退偏比分别会发生 21.333%, 27.3% 的相对误差, 而卷云 (532 nm) 的退偏比信号经 PBS 后会有 14.2% 的相对

误差。随着垂直偏振分量的占比增大即入射信号退偏比的增大, 在经过 PBS 后产生的相对误差将有所下降。

当入射光主偏振态方向与入射平面垂直时, 可以明显地看出相对误差迅速减小, 沙尘粒子 (532 nm、1064 nm) 相对误差降为 2.156%, 0.680%, 而卷云 (532 nm) 相对误差降为 4.433%, 相对误差将随入射信号退偏比的降低而降低。这种情况下, 对于使用传统标定方法, 如大气分子标定法这类没有考虑到偏振串扰因素的偏振激光雷达系统, 可通过调整后向散射信号的主偏振态方向与 PBS 入射面保持垂直从而改善探测精度。

表 3 $\theta = 0^\circ$ 时偏振分光棱镜对信号退偏比的影响

Table 3 Effect of polarization beam splitter on depolarization ratio of signal with $\theta = 0^\circ$

Types of light source	Parallel polarization		Skeptical polarization		$\Delta / \%$	
	$\delta_i(P_s/P_p)$	$\delta_o(P_s/P_p)$	$\delta_i(P_p/P_s)$	$\delta_o(P_p/P_s)$	Parallel	Skeptical
Dust(532 nm)	0.300	0.364	0.300	0.294	21.333	2.156
Dust(1064 nm)	0.225	0.286	0.225	0.223	27.300	0.680
Cirrus cloud(532 nm)	0.500	0.571	0.500	0.478	14.200	4.433

3.2.2 $\theta \neq 0^\circ$

在第二种情况 $\theta \neq 0^\circ$ 下, 依然选取沙尘粒子及卷云在双波长 (532 nm、1064 nm) 下的退偏比信号作为输入, 入射光的主偏振态方向与 PBS 入射面保持平行。图 7 为退偏比随偏振误差夹角 θ 的变化情况, 给出了退偏比随偏振误差角度增大的误差曲线。图中当 $\theta = 0^\circ$ 时结果与前文分析的退偏比变化一致, 随着偏振误差角度增大, 退偏比也逐渐增大, 但相较于 PBS 自身存在的串扰影响, 偏振误差角度带来的退偏比影响较小。当 θ 增大至 5° 时, 沙尘粒子 (532 nm、1064 nm) 的退偏比分别达到了 0.371 和 0.294, 在摒除

PBS 串扰的影响下由偏振角度误差带来的额外相对误差分别达到了 2.3% 和 3.6%, 卷云的额外相对误差仅有 1.4%。但随着误差的继续增大, 当误差角度 $\theta = 10^\circ$ 情况下, 沙尘粒子 (532 nm、1064 nm) 由偏振角度误差带来的额外相对误差会分别达到 9.667% 与 13.778%, 而卷云的额外相对误差也仅为 4.6%。可见: 当存在小角度误差时, 其对退偏比的影响是较小的; 随着偏振角度误差的增大, 对于退偏比较小的气溶胶粒子来说, 会受到明显影响, 这种情况也会随着探测目标退偏比的降低而加重。

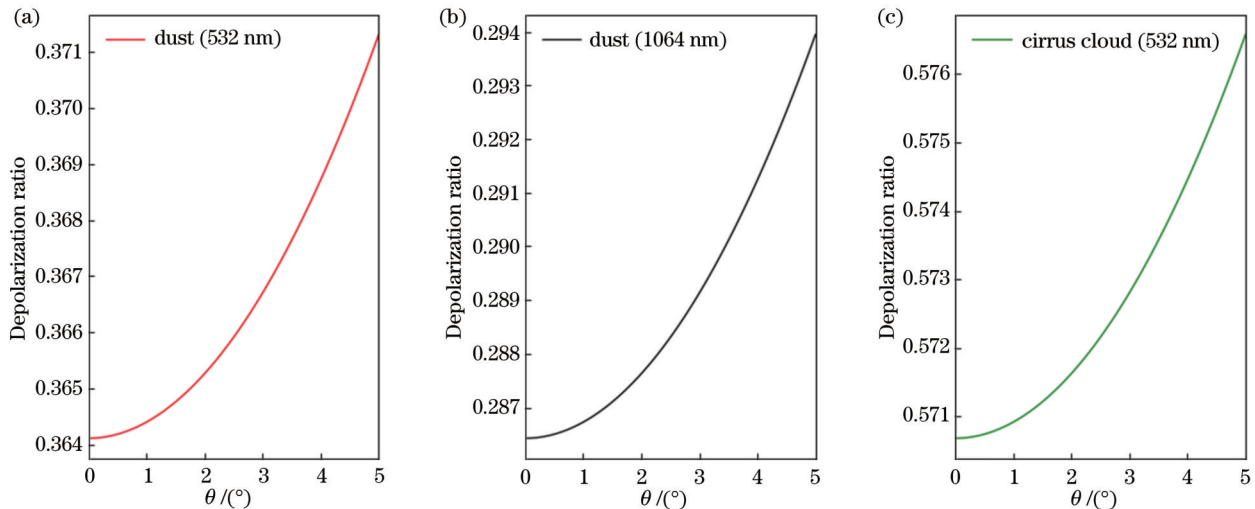


图 7 模拟光源经偏振分光棱镜退偏比随偏振误差角度变化。(a) 532 nm 下的沙尘粒子; (b) 1064 nm 下的沙尘粒子; (c) 532 nm 下的卷云

Fig. 7 Polarization ratio of the simulated light through polarization beam splitter changes with polarization error angle. (a) Dust at 532 nm; (b) dust at 1064 nm; (c) cirrus cloud at 532 nm

3.3 二向色镜与偏振分光棱镜级联下的输入仿真

对于复杂的偏振激光雷达系统往往存在多个探测波长的情况,此时接收系统中会同时存在二向色镜与偏振分光棱镜来获取各波长的退偏比信息。图 8 给出了两种光学元件进行级联的示意图,沿用上文使用的双波长偏振激光雷达系统,532 nm 及 1064 nm 双波段

入射光经过二向色镜透射或反射后,通过后继光路进入对应的 PBS 进行偏振信号的获取。前文中主要对这两种光学元件对信号退偏比的影响单独进行了讨论,本小节分析了同时存在此两种光学元件且退偏比信号为沙尘粒子及卷云的情况下,退偏比的变化随偏振误差角度的变化情况。

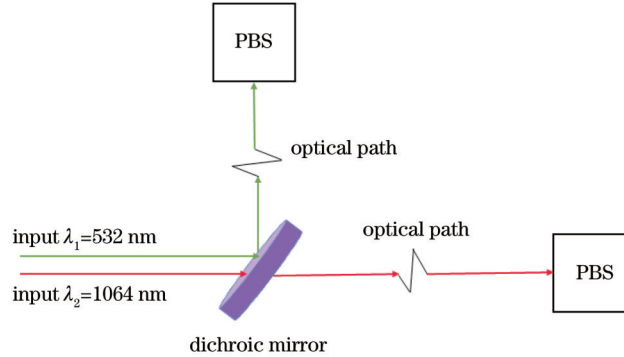


图 8 二向色镜与偏振分光棱镜级联示意图

Fig. 8 Schematic diagram of the cascade of dichroic mirror and polarization beam splitter

首先给出一些初始的设定:输入为 $\delta(P_s/P_p) = 0.225(\lambda = 1064 \text{ nm})$, $\delta(P_s/P_p) = 0.3(\lambda = 532 \text{ nm})$ 的沙尘粒子与 $\delta(P_s/P_p) = 0.5(\lambda = 532 \text{ nm})$ 卷云的退偏比信号,并使用上文提及的二向色镜与 PBS 的光学参数。经计算,图 9 给出了三个模拟输入在经过二向色镜与偏振分光棱镜后退偏比与误差角度的关系曲线。

过二向色镜与 PBS 后出射退偏比与入射退偏比之间的差值也在逐渐增大。以沙尘粒子(1064 nm)为例,在经过光学元件的串扰与存在误差角度 10° 的情况下,退偏比可达到 0.3 以上,并已经达到了 532 nm 处沙尘粒子的退偏比值,这种情况下仅凭退偏比的大小在尚未进行标定的多波长偏振激光雷达系统上是无法对退偏比较小的气溶胶粒子(例如烟雾颗粒)进行种类区分的。

图 9 的结果显示,随输入入射退偏比增大在经

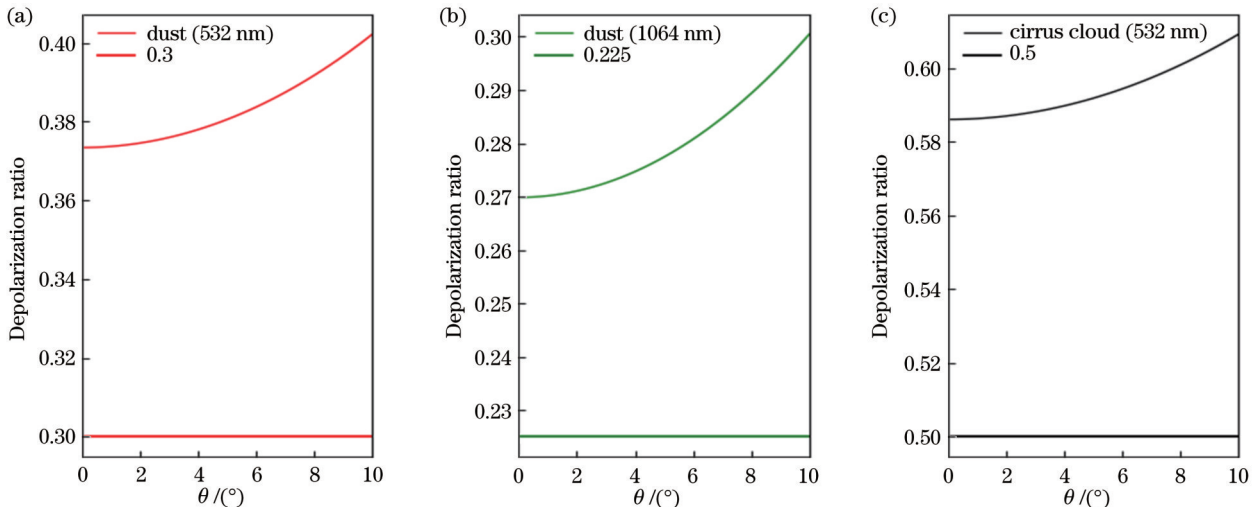


图 9 二向色镜与偏振分光棱镜级联下对信号退偏比的影响。(a) 532 nm 下的沙尘粒子;(b)1064 nm 下的沙尘粒子;(c) 532 nm 下的卷云

Fig. 9 Effect of the cascade of dichroic mirror and polarization beam splitter on the depolarization ratio of signal. (a) Dust at 532 nm; (b) dust at 1064 nm; (c) cirrus cloud at 532 nm

图 10 为三种输入的退偏比相对误差经各光学器件的变化情况。在不经任何光学器件时,三种输入的相对误差均为 0。卷云与沙尘粒子在同一 532 nm 探测波长时,其经过二向色镜后产生的相对误差是相同

的均为 3.012%,而沙尘粒子在 1064 nm 的探测波长下,相对误差为 7.111%,这与上文的结论保持一致。三种输入的退偏比在经过多个光学元件后相对误差的变化近似表现为各光学元件单独作用的线性累加。在

输入信号经过二向色镜与 PBS 后, 532 nm 的沙尘粒子相对误差达到了 24.476%, 1064 nm 的沙尘粒子相对误差达到了 19.928%; 532 nm 的卷云相对误差达到了 17.228%。对光学元件而言, 由 PBS 造成的相对误差影响相较二向色镜更大。在 PBS 存在偏振误差角度达到预设最大 (10°) 的情况下沙尘粒子 (532 nm、1064 nm) 和卷云 (532 nm) 的相对误差会在 PBS 之上分别增加 9.605%、13.611% 及 4.632%。在三种输入之间, 卷云的相对误差变化最小, 而 532 nm 与 1064 nm 下的沙尘粒子相对误差变化相似。

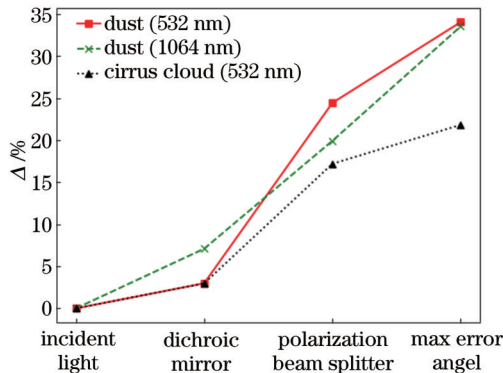


图 10 退偏比经二向色镜与偏振分光棱镜后相对误差变化
Fig. 10 Relative error change of the polarization ratio through the dichroic mirror and the polarization beam splitter

4 结 论

二向色镜与偏振分光棱镜是偏振激光雷达系统中重要的光学元件, 研究两种光学元件对大气后向散射信号退偏比的影响可以为设计系统标定方案提供参考和改善。本文通过斯托克斯-米勒矩阵方法计算了沙尘粒子与卷云在双波长下的退偏比信号经二向色镜与偏振分光棱镜后产生的退偏比变化。结果表明, 二向色镜对信号的退偏比存在一定影响, 透射通道比反射通道的影响更大, 而偏振分光棱镜会对退偏比较小的气溶胶粒子产生更大的相对误差。二向色镜与偏振分光棱镜级联下对入射光退偏比影响的仿真结果显示, 级联下产生的影响近似表现出各自光学元件单独作用下的线性累加。对级联情况进行分析可知, 偏振分光棱镜对退偏比的影响占主要部分, 但由于二向色镜的加入, 退偏比误差会比偏振分光棱镜单独作用下增大 5% 左右, 并且在安装光学元件时, 若存在偏振误差角度, 则将进一步增大信号的退偏比误差。本文采用的

分析方法可用于计算偏振激光雷达系统退偏比的探测精度及系统标定方案的设计, 上述分析方法也可用于更多波长下偏振激光雷达系统光学元件级联对系统探测性能的评估。

参 考 文 献

- [1] 狄慧鸽, 华灯鑫. 云探测中的激光雷达技术研究进展[J]. 光学学报, 2022, 42(6): 0600002.
Di H G, Hua D X. Research progress of lidar in cloud detection [J]. Acta Optica Sinica, 2022, 42(6): 0600002.
- [2] 朱首正, 卜令兵, 刘继桥, 等. 机载高光谱分辨率激光雷达探测大气气溶胶光学特性及污染研究[J]. 中国激光, 2021, 48(17): 1710003.
Zhu S Z, Bu L B, Liu J Q, et al. Study on airborne high spectral resolution lidar detecting optical properties and pollution of atmospheric aerosol[J]. Chinese Journal of Lasers, 2021, 48(17): 1710003.
- [3] Gao F, Gao F J, Yang X, et al. Accurate measurement of aerosol optical properties using the multilongitudinal mode high-spectral-resolution lidar with self-tuning Mach-Zehnder interferometer[J]. Chinese Optics Letters, 2023, 21(3): 030101.
- [4] Schotland R M, Sassen K, Stone R. Observations by lidar of linear depolarization ratios for hydrometeors[J]. Journal of Applied Meteorology, 1971, 10(5): 1011-1017.
- [5] Reichardt S, Reichardt J. Effect of multiple scattering on depolarization measurements with spaceborne lidars[J]. Applied Optics, 2003, 42(18): 3620-3633.
- [6] 刘东, 戚福弟, 金传佳, 等. 合肥上空卷云和沙尘气溶胶退偏振比的激光雷达探测[J]. 大气科学, 2003, 27(6): 1093-1100.
Liu D, Qi F D, Jin C J, et al. Polarization lidar observations of cirrus clouds and Asian dust aerosols over Hefei[J]. Chinese Journal of Atmospheric Sciences, 2003, 27(6): 1093-1100.
- [7] 童奕澄, 童学东, 张凯, 等. 偏振激光雷达增益比定标方法对比研究[J]. 中国光学, 2021, 14(3): 685-703.
Tong Y C, Tong X D, Zhang K, et al. Polarization lidar gain ratio calibration method: a comparison[J]. Chinese Optics, 2021, 14(3): 685-703.
- [8] 贾文涛, 贺文俊, 吴凌昊, 等. 偏振激光雷达中望远系统的偏振像差校正[J]. 光学学报, 2022, 42(2): 0226002.
Jia W T, He W J, Wu L H, et al. Polarization aberration correction for telescopic system in polarization lidar[J]. Acta Optica Sinica, 2022, 42(2): 0226002.
- [9] 罗敬. 高精度偏振激光雷达关键技术及系统研究[D]. 杭州: 浙江大学, 2018.
Luo J. Research on key technologies and system of high-precision polarization lidar[D]. Hangzhou: Zhejiang University, 2018.
- [10] Lu S Y, Chipman R A. Interpretation of Mueller matrices based on polar decomposition[J]. Journal of the Optical Society of America A, 1996, 13(5): 1106-1113.
- [11] Haerig M, Ansmann A, Althausen D, et al. Triple-wavelength depolarization-ratio profiling of Saharan dust over Barbados during SALTRACE in 2013 and 2014[J]. Atmospheric Chemistry and Physics, 2017, 17(17): 10767-10794.

Influence of Performance Parameters of Optical Devices on Depolarization Ratio of Lidar Detection of Aerosols and Clouds

Wang Laibin^{1,2}, Liu Dong^{1*}

¹Key Laboratory of Atmospheric Optics, Anhui Institute of Optics and Fine Mechanics, Hefei Institutes of Physical Science, Chinese Academy of Sciences, Hefei 230031, Anhui, China;

²Science Island Branch of Graduate School, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, Anhui, China

Abstract

Objective As commonly used spectroscopic elements, the dichroic mirror and the polarization beam splitter have been widely used in polarization lidar in recent years. Due to the non-ideal performance of the two optical components and the polarization error angle during installation, the depolarization ratio of the backscattered light in atmospheric detection will be affected to a certain extent. In the mainstream polarization lidar calibration methods, the influence of the polarization beam splitter on the polarization signal of the system is mainly considered, but in multi-wavelength polarization lidar systems, there will be two optical devices, namely the dichroic mirror and the polarization beam splitter. In addition, few studies discuss the effect of the depolarization ratio of the dichroic mirror on the atmospheric backscatter signal. The article focuses on the problem that only the influence of the polarization beam splitter is usually considered in the calibration of polarization lidar. Through the simulation method, the influence of the dichroic mirror, the polarization beam splitter, and the cascade of the two on the depolarization ratio of aerosols in the atmosphere is analyzed, with the error analysis given. We hope that relevant research in this article can be used to improve the detection accuracy of polarization lidar and the design of calibration methods.

Methods In this article, we use the Stokes-Miller matrix method to analyze the influence of optical devices on the signal depolarization ratio. The simulated light of the backward scattered light of dust and cirrus clouds at the wavelengths of 532 nm and 1064 nm is used as the input, and the data on the depolarization ratio of dust and cirrus clouds are obtained by consulting the literature. We chose the dual-wavelength polarized lidar (532 nm and 1064 nm) receiving system as an example. The model of the selected dichroic mirror is DMPL900 produced by THORLABS, and the parameters of the polarization beam splitter are given by the relevant literature.

Results and Discussions The results show that the commonly used long wave-pass dichroic mirror will produce a change of 7.111% in the depolarization ratio under the transmission channel of 1064 nm, and the reflection channel of 532 nm has a change of 3.012% in the depolarization ratio (Table 2). When the position of the main polarization of the signal and the plane of incidence is changed, the depolarization ratio error does not change significantly. As the polarization error angle increases, the depolarization ratio error will be further increased (Fig. 4). When the error angle reaches 10°, the depolarization ratio error will increase by more than 15% on the original basis (Fig. 5). For polarization beam splitter, the depolarization ratio of dust detected at 532 nm and 1064 nm will produce relative error changes of 21.333% and 27.3%, respectively; the depolarization ratio of cirrus clouds detected at 532 nm will produce a relative error change of 14.2% (Table 4). By making the main polarization state of the signal perpendicular to the plane of incidence, the error of the depolarization ratio will be greatly reduced. With the increase in polarization error angle, the change in depolarization ratio is similar to the dichroic mirror (Fig. 9). Under the cascade of the two optical elements, the depolarization ratio of the simulated light also indicates an increase in accumulative errors (Fig. 10).

Conclusions The dichroic mirror and polarization beam splitter are important optical elements in the polarization lidar system. Studying the influence of the two optical elements on the depolarization ratio of atmospheric backscatter signals can be used for reference when the system calibration methods are designed. In this paper, the depolarization ratio of dust and cirrus clouds at two wavelengths is calculated by the Stokes-Miller matrix method after the depolarization ratio signal passes through the dichroic mirror and polarization beam splitter. The results show that the dichroic mirror has some influence on the depolarization ratio of the signal, and the transmission channel has more influence than the reflection channel. The polarization beam splitter will produce greater depolarization error for aerosols with a smaller depolarization ratio. The simulation results under the cascade of two optical elements show that the influence on the depolarization ratio is approximately the accumulation of the independent action of optical elements. In the analysis of the cascade case, the influence of the polarization beam splitter on the depolarization ratio is the largest. However, due to the addition of the

dichroic mirror, the depolarization ratio error will increase by about 5% compared with the effect of the polarization beam splitter alone, and the error will be further increased when there is a polarization error angle during the installation of optical elements. The analytical method used in this paper can be used to calculate the detection accuracy of the depolarization ratio of the polarization lidar system and improve the design of the system calibration method. The above analysis method can also be used to evaluate the performance of the polarization lidar system with optical elements cascaded at more wavelengths.

Key words polarization lidar; dichroic mirror; depolarization ratio of aerosols; error analysis