

多普勒测风激光雷达中马赫-曾德尔干涉仪的 视场展宽技术研究

洪光烈^{1,2}, 周艳波^{1,4}, 严韦², 雷武虎³, 舒嵘^{1,4*}

¹中国科学院上海技术物理研究所空间主动光电技术重点实验室, 上海 200083;

²中国科学院国家天文台月球与深空探测重点实验室, 北京 100101;

³国防科技大学脉冲功率激光技术国家重点实验室, 安徽 合肥 230037;

⁴中国科学院大学, 北京 100049

摘要 火星大气风速廓线探测对研究火星大气环境具有重要意义, 基于马赫-曾德尔干涉仪的多普勒测风激光雷达相对于一般的相干/非相干多普勒测风激光雷达更适合于火星地基探测。为使马赫-曾德尔干涉仪对激光雷达中望远镜接收到的大视场角回波光信号进行频移检测, 需要对马赫-曾德尔干涉仪进行视场展宽。对马赫-曾德尔干涉仪中棱镜式视场展宽技术与“猫眼”光学系统的视场展宽技术进行研究后发现, 棱镜式视场展宽技术更具优势。设计并搭建了一套光程差为 219 mm 的马赫-曾德尔干涉仪, 使用压电晶体扫描反射镜片的方式测量其对以 11 mrad 视场角入射的准平行光束的透射谱, 得到干涉仪最大的干涉对比度为 0.87, 满足多普勒测风激光雷达的使用需求。结合地球大气环境分析了干涉仪干涉对比度随高度的变化, 结果表明: 虽然大光程差马赫-曾德尔干涉仪的干涉对比度在 5 km 以下低空大气中随高度增加有小幅下降, 但仍可使用这种干涉仪进行大气风速探测。

关键词 遥感; 激光雷达; 多普勒测风; 马赫-曾德尔干涉仪; 视场展宽

中图分类号 TN959.4

文献标识码 A

doi: 10.3788/AOS201939.0628001

Field-Widening Technology of Mach-Zehnder Interferometer in Doppler Wind Lidar

Hong Guanglie^{1,2}, Zhou Yanbo^{1,4}, Yan Wei², Lei Wuhu³, Shu Rong^{1,4*}

¹Key Laboratory of Space Active Opto-Electronics Technology, Shanghai Institute of Technical Physics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200083, China;

²Key Laboratory of Lunar and Deep Space Exploration, the National Astronomical Observatories of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100101, China;

³State Key Laboratory of Pulsed Power Laser Technology, National University of Defense Technology, Hefei, Anhui 230037, China;

⁴University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China

Abstract Investigating the wind-speed profiles in the Martian atmosphere is significant for elucidating the Martian atmospheric environment. The Doppler wind-detection lidar based on the Mach-Zehnder interferometer is more suitable for Mars ground detection than the normal coherent/incoherent Doppler lidars. However, for detecting the frequency shift of the echo signal within the large field of view received by the Doppler lidar telescope, the Mach-Zehnder interferometer must be adapted by the field-widening technology. This study evaluates the effectiveness of two field-widening technologies—one based on a prism and the other based on the ‘cat’s-eye’ optical system—in a Mach-Zehnder interferometer. The prism-based technology proved more advantageous than the cat’s eye system. Next, a Mach-Zehnder interferometer with an optical path difference of 219 mm was designed and constructed. The designed Mach-Zehnder interferometer was injected with a quasi-parallel beam with an 11-mrad field of view, and its transmission spectrum was measured by scanning a mirror driven by a piezoelectric crystal. The maximum

收稿日期: 2018-12-12; 修回日期: 2019-01-25; 录用日期: 2019-02-19

基金项目: 国防科技大学电子工程学院脉冲功率激光技术国家重点实验室开放研究基金(SKL2016KF07)、中国科学院月球与深空探测重点实验室开放基金(LDSE201701)、上海技术物理研究所创新基金(cx-111)

* E-mail: shurong@mail.sitp.ac.cn

interference contrast of the interferometer was 0.87, sufficient for a Doppler lidar. The height dependence of the interference contrast was then analyzed in the earth's atmospheric environment. Although the interference contrast of the Mach-Zehnder interferometer with a large optical-path difference decreased slightly with the increase of height in the low-altitude atmosphere (below 5 km), the atmospheric wind speed was still detectable with the interferometer.

Key words remote sensing; lidar; Doppler wind detection; Mach-Zehnder interferometer; field-widening

OCIS codes 280.3340; 280.3640; 280.7250

1 引 言

随着人类对火星环境探测的脚步加快,火星大气成为一个重要的探测目标,“凤凰号”着陆器搭载的米散射激光雷达已成功探测到火星大气气溶胶廓线^[1],处于地面实验阶段的对火星及木卫二地表物质成分探测的复合多传感器系统也集成了气溶胶探测激光雷达^[2]。火星气溶胶的运动形成了火星风场,而探测火星大气风速廓线对研究火星气候具有重要意义。目前,地球上最有效的大气风速探测手段是相干/非相干多普勒测风激光雷达,但一般的多普勒测风激光雷达都要求激光脉冲为单纵模发射,且激光频率锁定在特定波长,这就增加了将它们搭载在地外行星着陆器/巡视器上的体积、质量与复杂度。

基于马赫-曾德尔干涉仪(MZI)的多普勒测风激光雷达不同于一般的相干/非相干多普勒激光雷达,它具有可以使用多纵模激光光源[这使其与火星着陆器/巡视器常搭载的激光诱导击穿光谱仪(LIBS)共用发射光源、接收光路具有可行性]、不需要极高的激光频率锁定,以及具有既可以探测气溶胶米散射信号,又可以探测空气分子瑞利散射信号的优点,是一种非常适合搭载于着陆器/巡视器上的测风激光雷达。近年来,有更多的研究人员开始设计基于 MZI 的多普勒测风激光雷达^[3-5],国内西安理工大学也做过相关理论研究^[6],但目前世界范围内实际投入使用的仅有巴黎第六大学^[7-8]和美国 Ball 太空科技公司设计的系统^[9]。这两个已有的多普勒测风激光雷达系统中的 MZI 都设计了独特的视场展宽方案,使得 MZI 可以工作在大视场角入射条件下,从而可以接收望远镜收集到的全部回波光信号。不做视场展宽设计的 MZI 无法对激光雷达中望远镜接收的回波光信号进行激光频移检测,因此视场展宽的 MZI 的设计对基于这种干涉仪的多普勒测风激光雷达是必不可少的,且非常重要。

基于 Michelson 干涉仪的棱镜式视场展宽设计

方法,可以得到 MZI 的光程差与视场角的关系,并给出视场展宽解决方案。本课题组对比分析了棱镜式视场展宽方案与“猫眼”光学系统的视场展宽方案后认为,棱镜式视场展宽方案能够达到更优的视场展宽效果,因此研制了一种棱镜式视场展宽的 MZI。理论上,该 MZI 对以 φ 视场角入射的光束引入的光程差变化为 $o(\varphi^4)$,使用视场角为 11 mrad 的 1064 nm 单波长入射光束作为光源测量到的干涉对比度可达 0.87,说明该 MZI 成功实现了视场展宽,并可作为多普勒测风激光雷达的频移检测单元。基于 MZI 的多普勒测风激光雷达可以对大气风速廓线、大气气溶胶廓线等大气参量进行探测。分析了大光程差 MZI 在地球大气环境下工作时干涉对比度下降的问题,并指出在使用本实验装置探测低空大气风速时需要回波数据进行相应校正。

2 MZI 的测风鉴频原理

2.1 基于 MZI 的测风激光雷达系统设计

基于 MZI 的多普勒测风激光雷达系统大致分为以下几个部分:发射光源、发射接收光路、MZI、数据采集与时序控制单元、上位机。本实验室所设计的一种具体实现方案如图 1 所示,接收望远镜与 MZI 之间采用光纤耦合的方式,相对于自由空间光耦合的方式,该方式能提供更大的灵活性,更易装调。在波长选择上,由于着眼于火星地基应用场景,可以使用与一般 LIBS 相同波长的 1064 nm 或 532 nm 光源,这使得所设计的激光雷达系统与 LIBS 的集成具有可行性。虽然暂时使用种子注入的单纵模 Nd:YAG 激光器作为发射光源,但今后也可以使用纵模间隔满足要求的多纵模 LIBS 激光光源(多纵模固体激光器),即此种子光源并非必须。波长选择 1064 nm 而非 532 nm 的原因有三:1)由 1064 nm 光源抽运到 532 nm 存在能量损失;2)对干涉仪来说,波长越长,就越能够接收大视场角的入射光束;3)本系统着眼于利用气溶胶散射光信号,在长波长光源的大气回波

中,瑞利散射光能量更小,而气溶胶散射光能量占比更高。若发射光源与望远镜的聚焦位置设计成可在几米和无穷远之间切换,则多普勒测风激光雷达还可以与 LIBS 共用发射接收光路,系统的集成度更高,能显著减小火星着陆器/巡视器的体积和质量。

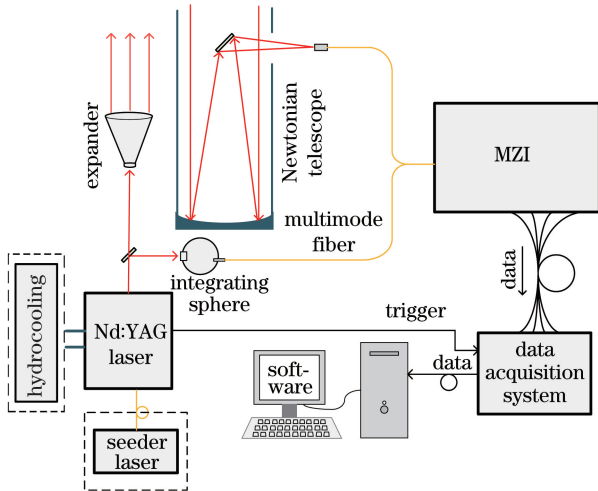


图 1 基于 MZI 的多普勒测风激光雷达系统
Fig. 1 Doppler wind lidar system based on MZI

MZI 可以分为双通道与四通道两种,图 2 所示为四通道 MZI(QMZI)的原理示意图,其中, a 为分束片 BS1 至反射镜 M1 的距离, b 为反射镜 M1 至反射镜 M2 的距离。自由空间传播的平行光入射到第一分束片 BS1 后,原光按 50:50 的功率比分开传播,经光路②前进的光束经过反射镜与四分之一波片($\lambda/4$)后与经光路①前进的光束在第二分束片 BS2 处汇合,各自又将能量分两个方向传播,并彼此干涉,两路出射光束经过偏振分束器(PBS)后分为四路并会聚到各自对应的单元探测器上,经光电转换后得到四路代表光强的电信号。

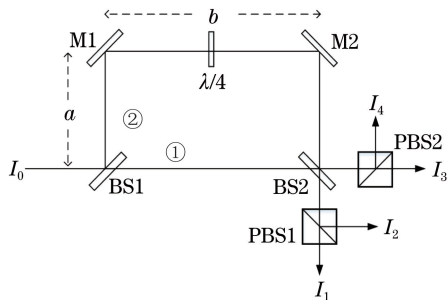


图 2 四通道 MZI 原理图
Fig. 2 Principle diagram of quadrichannel MZI

理想情况下,一束光强为 I_0 的光束经过 MZI 后,在通道 i ($i = 1, 2, 3, 4$) 上的光强 I_i 可以表示为^[10]

$$\begin{cases} I_1 = \frac{I_0}{4} [1 - \cos(2\pi\sigma\Delta) \exp(-\pi^2\gamma^2\Delta^2)] \\ I_2 = \frac{I_0}{4} \left[1 + \cos\left(2\pi\sigma\Delta + \frac{\pi}{2}\right) \exp(-\pi^2\gamma^2\Delta^2) \right] \\ I_3 = \frac{I_0}{4} [1 + \cos(2\pi\sigma\Delta) \exp(-\pi^2\gamma^2\Delta^2)] \\ I_4 = \frac{I_0}{4} \left[1 + \cos\left(2\pi\sigma\Delta - \frac{\pi}{2}\right) \exp(-\pi^2\gamma^2\Delta^2) \right] \end{cases} \quad (1)$$

式中: γ 为光谱呈高斯分布的激光参数; $\sigma = 1/\lambda$ 为回波波数; Δ 为 MZI 的光程差。光谱分布为

$$I(\sigma) = \frac{1}{\gamma\sqrt{\pi}} \exp\left[-\frac{(\sigma - \sigma_0)^2}{\gamma^2}\right], \quad (2)$$

式中: σ_0 为发射主波波数。当所用激光束线宽极小时 ($\gamma \rightarrow 0$), 4 个通道各自的透过率与相位因子 $2\pi\sigma\Delta$ 之间的关系如图 3 所示。

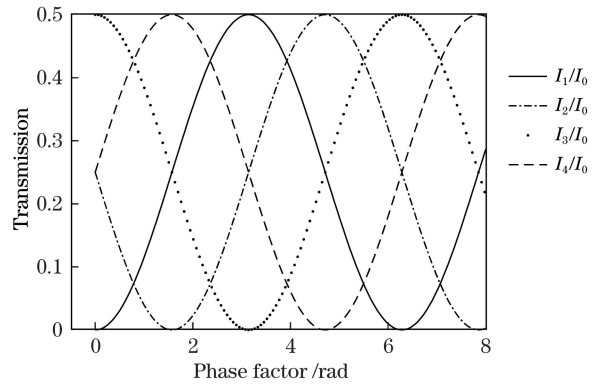


图 3 四通道 MZI 的透过率谱线
Fig. 3 Transmission of quadrichannel MZI

2.2 MZI 视场展宽的必要性

由图 3 容易看出 $2\pi\Delta/\lambda = 2\pi\Delta\nu/c$ 的周期为 2π , 其中 c 为光速, 则 Δ/λ 的周期为 1, 光程差变化一个波长, 透射谱就会变化一个周期, 而激光频率 ν 的周期则为 $R_{\text{FSR}} = c/\Delta$ (R_{FSR} 为自由光谱范围), 这说明频率相差 c/Δ 的两个单色光源经过干涉后强度变化相同的倍数, 即透过率相同, 因此, 如果使用纵模间隔为 R_{FSR} 的多纵模激光光源入射 MZI, 效果与使用和多纵模中任一单纵模频率相同的光源一样。而 LIBS 通常使用的就是多纵模 YAG 光源, 这种光源的纵模间隔通常约为 1 GHz, 对应 MZI 的光程差 $\Delta \approx 0.3$ m, 这是所需要的光程差量级。

光程差的另一个选择因素与大气散射回波光谱有关。气溶胶的米散射光的光谱展宽很小, 相对于一般的 Nd:YAG 激光器线宽可以忽略不计, 而空气分子的瑞利散射光的光谱展宽很大, 可达 GHz 量级, 如果需要空气分子的散射信号, 则 MZI 的 R_{FSR}

理应选择得较大,即需要较小的光程差 Δ (cm 量级)。对于空气稀薄的火星大气环境,可以忽略空气分子的瑞利散射光信号,因此可以选择较大的光程差 Δ 。大光程差的 MZI 在地球表面也可以工作,只是瑞利散射光经过 MZI 的效果相当于频域上与透射谱做了卷积运算,光谱较宽的瑞利散射光信号经过 MZI 后成为一个常量,即瑞利散射光发生退相干。一束中心频率为 ν 、线宽为 δ_ν 的理想平行光入射到光程差为 Δ 的 MZI 后,得到的干涉对比度 M 为

$$M = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} = \exp(-\pi^2 \gamma^2 \Delta^2) = \exp\left[-\left(\frac{\pi \Delta \delta_\nu}{2c\sqrt{\ln 2}}\right)^2\right]. \quad (3)$$

以 Δ 分别为 3, 10, 20, 30 cm 为例计算的干涉对比度 M 与入射光源线宽 δ_ν 的关系如图 4 所示。从图 4 可以看出,相对于大光程差 MZI 而言,小光程差 MZI 的干涉对比度随入射光源线宽增加而下降的趋势非常缓慢。通常在只利用气溶胶的米散射信号测风时采用大光程差光路,而当同时利用气溶胶的米散射信号与空气分子瑞利散射信号时采用小光程差光路,前者相对后者的测风精度更高,误差更小。

由于光程差的存在,斜入射 MZI 光线经 BS1 分束后在 BS2 上的相交位置不在 BS2 表面,且光程差越大,距 BS2 表面越远,对于入射角不同的光线,光程

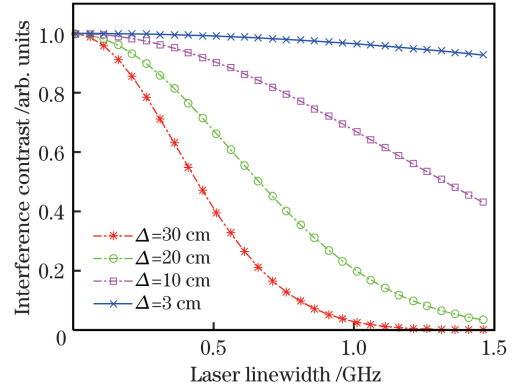


图 4 MZI 对比度与激光线宽的关系

Fig. 4 Interference contrast of MZI versus laser linewidth 差不同,因此入射光束不再干涉,这与 Michelson 干涉仪是相似的。通常,激光雷达使用望远镜接收回波光信号,孔径光阑决定了接收到的光信号都有一定的视场角,大视场角入射的光束中包含无数斜入射光线,如何使得大视场角光束也能发生干涉(保持 M 值不为零)是设计 MZI 必须考虑的问题。

为便于说明干涉对比度对风速探测的影响,首先使用双通道 MZI (DMZI, 去掉光路中的 PBS) 望远镜接收到的回波信号 S_1 、 S_2 与鉴频因子 Q 来计算风速测量误差,假设各通道因入射视场角 φ 引入的附加干涉对比度一致,且均为 M_φ ,而且各通道的探测灵敏度都相同,不计入射激光线宽 [即 $\exp(-\pi^2 \gamma^2 \Delta^2) = 1$], 则有

$$\begin{cases} S_1 = \frac{1}{2} [1 - \exp(-\pi^2 \gamma^2 \Delta^2) \cdot M_\varphi \cdot \cos(2\pi\sigma\Delta)] = \frac{1}{2} [1 - M_\varphi \cos(2\pi\sigma\Delta)] \\ S_2 = \frac{1}{2} [1 + \exp(-\pi^2 \gamma^2 \Delta^2) \cdot M_\varphi \cdot \cos(2\pi\sigma\Delta)] = \frac{1}{2} [1 + M_\varphi \cos(2\pi\sigma\Delta)] \end{cases}, \quad (4)$$

$$Q = \frac{S_1 - S_2}{S_1 + S_2} = -\exp(-\pi^2 \gamma^2 \Delta^2) \cdot M_\varphi \cdot \cos(2\pi\sigma\Delta) = -M_\varphi \cdot \cos(2\pi\sigma\Delta). \quad (5)$$

若发射激光波数为 σ_0 (对应 Q_0), 望远镜接收到的回波光波数为 σ (对应 Q), 则有

$$\sigma = \sigma_0 \left(1 + \frac{2V}{c}\right), \quad (6)$$

式中: V 为风速。此时可以反演出风速为

$$V = \frac{c}{4\pi\sigma_0\Delta} \left[\arccos\left(-\frac{Q}{M_\varphi}\right) - \arccos\left(-\frac{Q_0}{M_\varphi}\right) \right], \quad (7)$$

式中: Q_0 为发射主波对应的鉴频因子。风速 V 的探测误差(精度) ϵ_V 为^[11]

$$\epsilon_V = \sqrt{R_{\text{var}(Q)}} \cdot \left| \frac{dQ}{dV} \right|^{-1} = \frac{1}{R_{\text{SNR}}} [1 + M_\varphi^2 \overline{\cos(2\pi\sigma\Delta)^2}]^{1/2} \cdot \frac{1}{M_\varphi |\sin(2\pi\sigma\Delta)|} \cdot \frac{c}{4\pi\sigma_0\Delta}, \quad (8)$$

式中: $R_{\text{var}(Q)}$ 为 Q 的方差; R_{SNR} 为双通道 MZI 的信噪比; $\sin(2\pi\sigma\Delta)$ 可由即时探测信号计算出; $\overline{\cos(2\pi\sigma\Delta)}$ 为多次测量信号计算的平均值。当风速 $V = 0$ m/s, $\lambda = 1064$ nm, $\Delta = 0.2$ m, $R_{\text{SNR}} = 100$, $\overline{\cos(2\pi\sigma\Delta)} \approx \cos(2\pi\sigma\Delta)$ 时, 风速测量误差与干涉仪的干涉对比度关系如图 5 所示。从图 5 可以看出: 当 M_φ 趋近 0 时, 风速测量误差趋近于无穷大; 当 $M_\varphi > 0.5$ 后, 风速测量误差随 M_φ 增加而下降的速率较慢; 理想情况下, $M_\varphi = 1$, 风速测量误差与波长成正比, 与干涉仪光程差成反比。

同理可以计算出, 四通道 MZI 的风速探测误差与干涉对比度的关系为

$$\epsilon_V = \frac{\sqrt{2} \cos^2(2\pi\sigma\Delta)}{R_{\text{SNR}}} \sqrt{2 \frac{\sin^2(2\pi\sigma\Delta)^2}{\cos^2(2\pi\sigma\Delta)^2} + \frac{1}{M_\varphi^2} \left(\frac{\sin^2(2\pi\sigma\Delta)^2}{\cos^2(2\pi\sigma\Delta)^4} + \frac{1}{\cos^2(2\pi\sigma\Delta)^2} \right)} \cdot \frac{c}{4\pi\sigma\Delta} \quad (9)$$

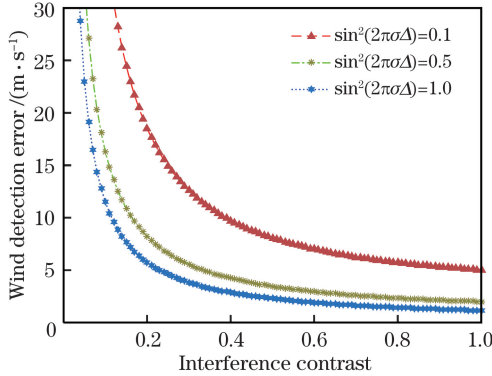


图 5 双通道 MZI 风速探测误差与干涉对比度的关系
Fig. 5 Wind detection error versus interference contrast in dual-channel MZI

风速探测误差 ϵ_V 与灵敏度 Θ 的关系可以使用基于 Fabry-Perot 干涉仪的非相干测风激光雷达中的定义^[12]:

$$\Theta = \frac{1}{R_{\text{SNR}} \cdot \epsilon_V} \quad (10)$$

由以上分析可以知道, 视场展宽的必要性在于, 将望远镜接收的大视场角入射光束进入干涉仪时得到的干涉对比度从 0 提高到接近 1, 以减小风速探测误差。另外, 在双通道 MZI 中, 当 $|\sin(2\pi\sigma\Delta)| \rightarrow 0$ 时, 必然会出现探测误差无穷大的情况, 从透射谱上容易看出这些位置处的激光频移引起的信号变化为 0; 而在四通道 MZI 中, 若有 $\cos(2\pi\sigma\Delta) \approx \frac{1}{\cos(2\pi\sigma\Delta)}$, 则风速测量误差不会出现无穷大的位置, 这是四通道 MZI 相对双通道 MZI 的一个优势。

3 MZI 中的视场展宽技术

3.1 “猫眼”光学系统的视场展宽技术

目前有两种 MZI 的视场展宽方案, 其中一种是由 Ball 太空科技公司提出的基于抛物面镜设计的“猫眼”光学系统, 然而并没有定量描述这种设计方案视场展宽能力的相关报道。对这种光学系统视场展宽能力的研究具有一定的实用价值, 可以为大视场角 MZI 的设计提供理论依据。

图 6 为“猫眼”光学系统的结构示意图。一束平行光入射到分束镜 BS1 后分成两束光, 这两束光在各自的前方被抛物面镜反射, 反射光经放置于各自抛物面焦点位置的反射镜反射回抛物面镜, 经过抛物面镜二次反射的光束在分束镜 BS2 处汇合, 其中

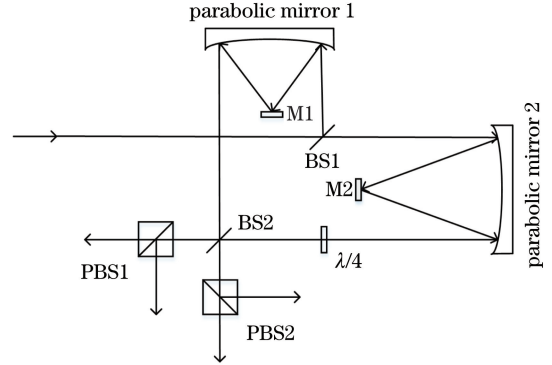


图 6 “猫眼”光学系统示意图
Fig. 6 Schematic of ‘cat’s eye’ optical system

一路光经过一片四分之一波片。当入射光束是理想的平行光时, 一束光经过“猫眼”光学系统时所获得的光程差是确定的, 记为 Δ_0 , 而实际入射光束不可能是绝对的平行光, 视场角为 φ 的准平行光束内含有无数入射角为 $0 \sim \varphi$ 的斜入射光线, 记入射角为 φ 的斜入射光线经过此系统获得的光程差为 $\Delta(\varphi)$, 要使输出光束干涉, 则必须满足

$$\Delta(\varphi) - \Delta_0 \leq \lambda/4 \quad (11)$$

实际上, (11) 式等号左边应尽可能小, 其越小, 则干涉对比度越高。为定量研究 Δ 与 φ 的关系, 建立了一个简单模型, 以一抛物面镜顶点为原点建立二维坐标系, 记一束以 φ 角入射的光线从 (x_0, y_0) 处出射, 在抛物面镜上的 (x_1, y_1) 位置反射到位于焦平面的反射镜 $(p/2, y_2)$ 处, 然后光线再次反射到抛物面 (x_3, y_3) 处, 最终出光位置记为 (x_0, y_4) 。图 7 所示为光线斜入射“猫眼”光学系统中抛物面镜的示意图, p 为抛物面镜的焦距。基于抛物面的特性及反射定律等, 可以得到以 φ 角入射的光线经过两个抛物面镜后的光程 $R_{\text{OP1}}(\varphi)$ 、 $R_{\text{OP2}}(\varphi)$, 以及正入射时

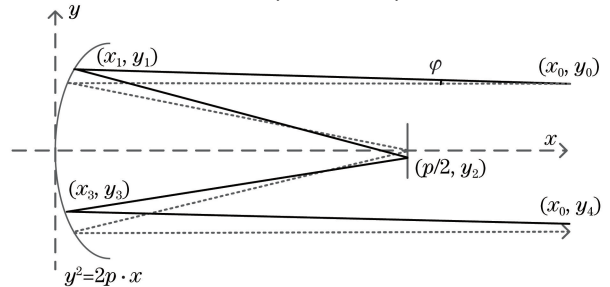


图 7 光线斜入射“猫眼”光学系统抛物面镜示意图
Fig. 7 Schematic of light’s oblique incidence to parabolic mirror in ‘cat’s eye’ optical system

的光程 R_{OP10} 、 R_{OP20} ，又因为

$$\begin{aligned} \Delta(\varphi) - \Delta_0 &= [R_{OP2}(\varphi) - R_{OP1}(\varphi)] - \\ [R_{OP20} - R_{OP10}] &= [R_{OP2}(\varphi) - R_{OP20}] - \\ [R_{OP1}(\varphi) - R_{OP10}], \end{aligned} \quad (12)$$

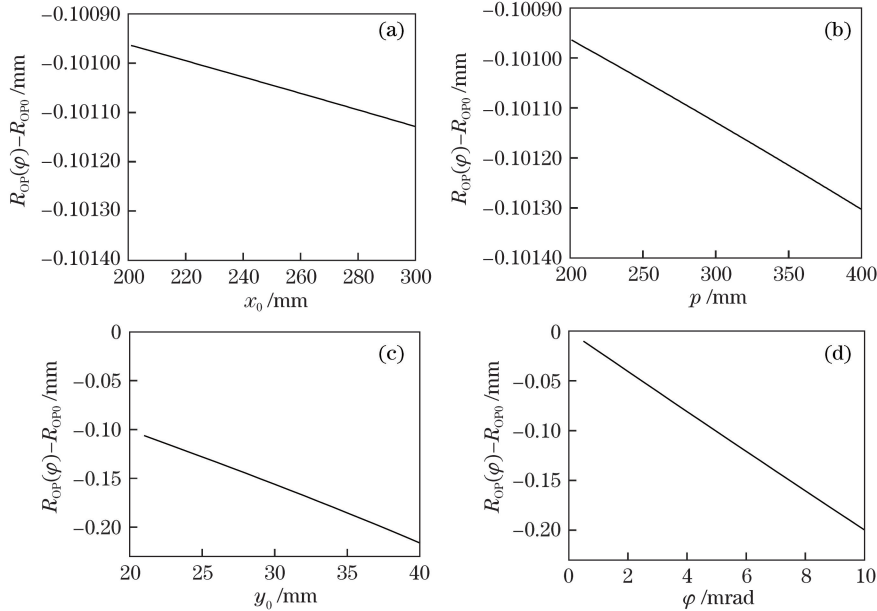


图 8 $R_{OP}(\varphi) - R_{OP0}$ 随 x_0 、 p 、 y_0 、 φ 的变化。(a) $\varphi = 5$ mrad, $p = 200$ mm, $y_0 = 20$ mm; (b) $\varphi = 5$ mrad, $x_0 = 200$ mm, $y_0 = 20$ mm; (c) $\varphi = 5$ mrad, $x_0 = 200$ mm, $p = 200$ mm; (d) $x_0 = 200$ mm, $y_0 = 20$ mm, $p = 200$ mm

Fig. 8 $R_{OP}(\varphi) - R_{OP0}$ versus x_0 , p , y_0 , and φ . (a) $\varphi = 5$ mrad, $p = 200$ mm, $y_0 = 20$ mm; (b) $\varphi = 5$ mrad, $x_0 = 200$ mm, $y_0 = 20$ mm; (c) $\varphi = 5$ mrad, $x_0 = 200$ mm, $p = 200$ mm; (d) $x_0 = 200$ mm, $y_0 = 20$ mm, $p = 200$ mm

从图 8 可以看出:图 5 中以 φ 角入射光线的光程与 0° 正入射光线的光程之差随着入射位置 x_0 从 200 mm 变化到 300 mm 时变化了 $0.18 \mu\text{m}$, 即 $\Delta(\varphi) - \Delta_0 = 0.18 \mu\text{m}$, 对于 1064 nm 波长, 该值为 0.17λ , 说明对于搭建的“猫眼”光学系统, 为了使大光程差大视场角光束也能发生干涉, 设置两光路中的抛物面镜一样, 而仅使两光路中的 x_0 适当变化是可行的。同样可以看出两光路光程差的变化随 p 改变得较慢, 而随 y_0 改变得很快, 这对于基于这种结构的干涉仪的实际设计具有指导意义。图 8(d) 显示图 5 所示光路以 φ 角入射光线的光程与以 0° 角入射光线的光程之差, 这并无实际意义, 因为所关注的是 φ 角光线入射图 4 所示光路的光程差 $\Delta(\varphi)$ 与 0° 角光线入射图 4 光路的差。考虑到设计较大光程差(200~300 mm)的情况, 两臂的 x_0 需要相差 100~150 mm, 对 1064 nm 波长必然会引入不小于 0.17λ 的光程差, 相对于下述的棱镜式视场展宽方案并无明显优势。

3.2 棱镜式视场展宽方案

一种更为成熟的视场展宽方案是使用棱镜来实现减小 $\Delta(\varphi) - \Delta_0$ 的目的, 这来源于 Michelson 干涉

因此, 计算 $R_{OP}(\varphi) - R_{OP0}$ 在不同入射条件下的变化量也能表示 $\Delta(\varphi) - \Delta_0$ 。编写程序计算得到 $R_{OP}(\varphi) - R_{OP0}$ 随 x_0 的大小以及抛物面焦距 p 变化时的曲线如图 8 所示。

仪的视场展宽方案^[13]。在图 2 中的 b 段插入一个长度为 L 、折射率为 n 的棱镜, 则可以计算出

$$\Delta_0 = nL + b - L + 2a - b, \quad (13)$$

$$\Delta(\varphi) = \frac{nL}{\cos(\varphi_n)} + \frac{b - L + 2a}{\cos(\varphi)} - \frac{b}{\cos(\varphi)}, \quad (14)$$

式中: φ_n 为以 φ 角入射棱镜的光线的折射角。由 Snell 公式及泰勒展开可得

$$\begin{aligned} \Delta(\varphi) - \Delta_0 &= \left(\frac{L}{n} - L + 2a \right) \frac{\varphi^2}{2} + \\ &\left(\frac{3L}{8n^3} + \frac{4}{25}(2a - L) \right) \varphi^4 + o(\varphi^6). \end{aligned} \quad (15)$$

为使(15)式尽可能小, 应使 φ 的二次方项为零, 剩余高次方项极小(可以忽略), 则有

$$a = \frac{n-1}{2n}L, \quad (16)$$

$$\Delta_0 = \left(n - \frac{1}{n} \right) L. \quad (17)$$

这种棱镜式视场展宽方案相对于“猫眼”光学系统具有结构更易设计组装, 视场展宽效果更为明显的优点。理论上, 如果光路中的 a 足够接近 $(n-1)L/(2n)$, 则 $\Delta(\varphi) - \Delta_0$ 可以小到 φ^4 量级。它们的共同点在于最终的视场展宽效果主要取决

于光学元件的精密程度(如反射镜表面平整度、棱镜介质均匀性和通光面的平行度、抛物面的加工精度等)、分束片的分束比(接近 50:50)以及实际光路调试的情况。使用 $L=260\text{ mm}$ (在保证加工精度的情况下不易更长)及 $n=1.5067$ (@1064 nm)的玻璃棱镜并调试搭建出如图 9 所示的 MZI,其光程差 $\Delta=219.18\text{ mm}$,使用直径为 $400\text{ }\mu\text{m}$ 多模光纤,采

用焦距为 36.6 mm 的准直器将窄线宽连续激光光源(Continuum SI200)准直成视场角为 10.9 mrad 的准平行光束入射 MZI,MZI 中的反射镜 M2 使用压电陶瓷驱动(前后运动),光电探测模块使用雪崩光电二极管(APD)配合跨阻放大器实现。图 9 中的 CL 为会聚透镜,PZT 为驱动反射镜片前后运动的压电驱动晶体。

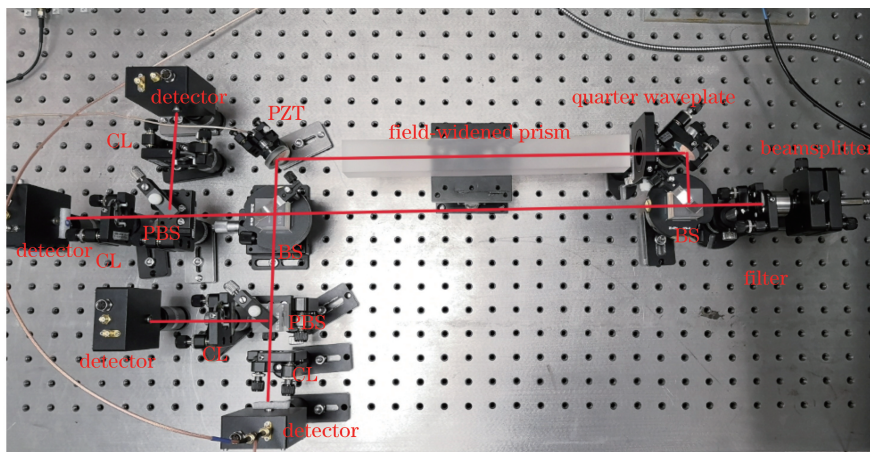


图 9 搭建的大光程差大视场角 MZI

Fig. 9 Constructed large field of view MZI with large optical-path difference

4 分析与讨论

搭建如图 9 所示的光路,将 MZI 的四路出光口处的干涉条纹调节至最稀疏,最佳情况下仅有一个圆形光斑(在直干涉条纹与环形条纹之间仅存在个别圆形光斑),此时即可测量其透射谱和干涉对比度。测量 MZI 透射谱有三种方法:1)连续微调激光器输出光的波长;2)连续缓慢升高或降低 MZI 所处空间的室温,从而改变光路的光程差;3)使用压电晶体快速扫描光程差 Δ 。相对于前两种方案,使用压电晶体扫描光程的方法更为灵活高效。所使用的压电晶体加上三角波扫描电压得到四通道上的信号强度随时间变化的透射谱如图 10 所示,图中两竖线对应三角波扫描电压扫描周期的一半。由图 10 中信号的峰峰值可以计算出 4 个通道各自的干涉对比度分别为 0.85、0.77、0.80、0.87,各通道的信号强度、干涉对比度不同,这与分束棱镜、偏振分束棱镜的分光比有关,对 p 偏振光与 s 偏振光分光比只有都是 50:50 才可能使信号强度、干涉对比度相同。干涉对比度越高,模数转换器(ADC)测量到的单位电压改变对应的激光频移越小,即风速探测灵敏度/精度越高,因此提高 MZI 的干涉对比度有助于提高风速测量的精度。但干涉对比度很难有数量级的提高,即使干涉对比度仅为 0.5,与理想 MZI 的测风精度也

仅相差一倍,所以不必追求干涉对比度完全达到理想情况的 1,实际上也不可能达到。

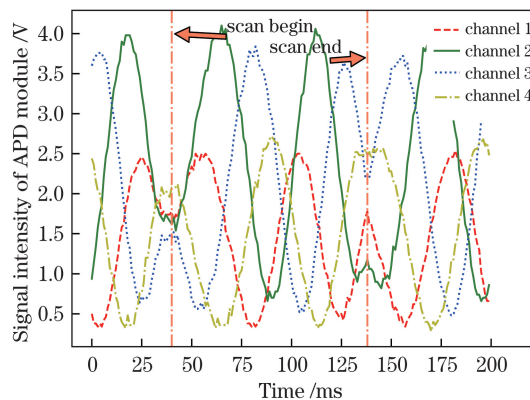


图 10 视场展宽的四通道 MZI 的透射谱

Fig. 10 Transmission spectra of field-widened quadrichannel MZI

为便于对比视场展宽前后的区别,将四通道 MZI 改为双通道 MZI,并分别在加入视场展宽棱镜前后采样透射谱,得到的结果如图 11 所示。可以看出,视场展宽前的干涉对比度几乎为 0,经过视场展宽后,干涉对比度明显增大。

从图 10~11 中还可以看出,各个通道上信号的峰峰值不会总保持一致,不同扫描电压下的峰峰值有微小的差异,这是因为相对于温度扫描透射谱与激光频率扫描透射谱的方式而言,此处的压电扫描

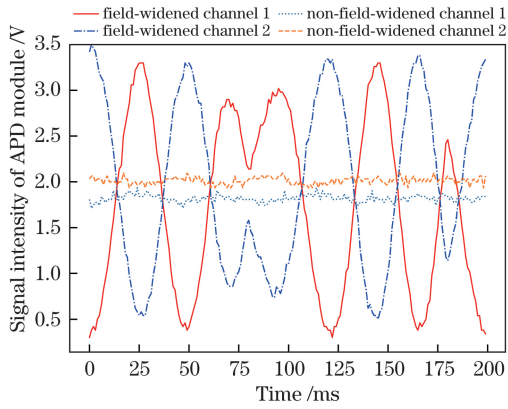


图 11 双通道 MZI 视场展宽前后的透射谱
Fig. 11 Transmission spectra of dual-channel MZI before and after field-widening

反射镜片 M2 的位置会改变第二分束片 BS2 处重合光束的位置,使得干涉光斑极次发生变化。实验中发现,只有 1~2 个干涉极次的干涉对比度是最大的,稍微倾斜后,任何光学元件都会使该极次迅速消失,只能观察到多个弧形干涉条纹或直条纹,此时干涉对比度已下降至接近 0。此实验现象说明,本实验中的压电扫描透射谱的方案并不能准确测量每个通道确定的干涉对比度,而只能给出十分接近的结果。通过简单分析可以知道,不影响光束重合位置的波长和温度扫描透射谱的方案并不会引起这种干涉对比度变化的情况,因而进行了波长扫描实验,结果发现在波长扫描情况下,干涉对比度确实不会随激光频率的变化而变化。若所设计的光路在使用压电驱动扫描光程时,不改变光束在 BS2 处的重合位置,就可以保持干涉对比度不变。在使用这套 MZI 探测风速廓线时,需要再采集主波脉冲,改变 MZI 的温度得到各个通道确切的透射谱。

至此,所测试的 MZI 干涉对比度仅仅是使用窄线宽连续波激光光源直接注入干涉仪的实验结果,实验结果与激光光谱展宽引入的 $\exp(-\pi^2 \gamma^2 \Delta^2)$ 无关。由于实验装置即将用作多普勒测风激光雷达的鉴频装置,所设计的激光雷达系统暂时使用种子注入的 Nd:YAG 脉冲激光器 (Powerlite DLS 8000, Contium, USA),种子注入后的发射激光线宽 $\delta_\nu = 90 \text{ MHz}$, 90 MHz 线宽光源入射 MZI 的干涉对比度为零线宽光源的 0.985 倍,因此所得实验结果十分接近实际多普勒测风激光雷达系统中 MZI 的透过率谱线。

虽然本实验装置着眼于火星地基应用场景,但也要在地球大气环境下先验证其工作的可行性。

地球大气环境中的空气密度比火星大气中的高上百倍,高空的瑞利散射信号更强,而由图 4 可以看出,展宽达到 GHz 量级的瑞利散射光信号进入大光程差的 MZI 后干涉对比度会显著下降,对于空气稀薄的火星大气不需要考虑这个问题,但在地球上就有必要分析不同高度回波信号干涉对比度的变化情况。

采用(3)式可以计算出空气分子瑞利展宽信号的干涉对比度 M_m 和气溶胶米散射展宽信号的干涉对比度 M_a ,经过大气散射的总回波的干涉对比度为 M_t ,它们存在以下关系:

$$M_t = \frac{\beta_a}{\beta_a + \beta_m} M_a + \frac{\beta_m}{\beta_a + \beta_m} M_m, \quad (18)$$

式中: β_a 与 β_m 分别为气溶胶和大气分子的后向散射系数。由美国标准地球大气模型^[14-15]可以得到 β_a 与 β_m ,由(3)式可以知道 $M_a = 0.985$,而 M_m 在大光程差时几乎为零,故 $M_t \approx \beta_a / (\beta_a + \beta_m)$,可以仿真出发射波长为 1064 nm 时 $\beta_a / (\beta_a + \beta_m)$ 的高度廓线如图 12 所示。从图 12 中可以看出, M_t 会随着高度增加而逐渐减小,至 15 km 高度处稍有回升,但在 23 km 高度处再次下降。 M_t 的强度廓线说明,主要利用气溶胶米散射信号的大光程差 MZI 在地球大气环境下工作时不宜测量对流层以上高度的大气风速,若要测量高空大气风速,可以使用小光程差 MZI。然而,对于小光程差 MZI, M_a 与 M_m 均随回波频谱宽度 δ_ν 的增加而缓慢下降,(18)式中 M_t 可以一直保持接近 1 的状态,看似比大光程差 MZI 性能更好,但实际上小光程差 MZI 需要的透射谱周期 R_{FSR} 更大,透射谱上单位光强信号的变化对应更大的频移/风速,即单位风速引起的信号变化更小,探测灵敏度/精度更低。

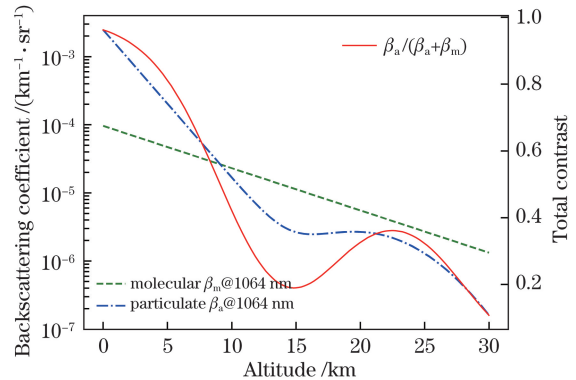


图 12 气溶胶与大气分子后向散射系数廓线
Fig. 12 Backscattering coefficient profiles of aerosols and atmospheric molecules

5 结 论

对大光程差大视场角入射的 MZI 的两种视场展宽技术进行分析比较,认为棱镜式视场展宽技术实现的视场展宽效果更佳。采用光学校镜的视场展宽方案搭建了一套四通道 MZI,用压电晶体驱动反射镜片扫描光程差的方法得到 MZI 的透射谱,根据透射谱计算出所搭建的大光程差大视场角 MZI 的干涉对比度最高可以达到 0.87 左右,实现了 MZI 的视场展宽。分析了干涉对比度对测风灵敏度的影响,指出干涉对比度的提高对测风灵敏度/精度有直接影响。分析了地球大气环境下干涉对比度随海拔上升的变化情况,结果表明,在气溶胶米散射信号占主要成分的低空大气中,干涉对比度有一定程度的下降,在进行风速反演时应注意校正。

使用 MZI 鉴频的多普勒测风激光雷达系统有多种应用,在地球上可以基于 MZI 搭建高光谱分辨率激光雷达,测量多种大气参数。所设计的 MZI 着眼于火星地基应用场景,已对火星表面的气溶胶进行分析,认为使用雪崩光电二极管作为感光元件足以探测火星表面的气溶胶廓线,因此利用气溶胶米散射信号的基于 MZI 的多普勒测风激光雷达系统同样也可以工作,也和气溶胶激光雷达一样可以与激光诱导击穿光谱仪系统集成,减轻火星着陆器/巡视器的体积、质量和复杂度。下一步实验将使用所设计的 MZI 作为多普勒测风激光雷达系统测量地球大气风速廓线,以验证 MZI 的测风性能。

参 考 文 献

- [1] Komguem L, Whiteway J A, Dickinson C, *et al.* Phoenix LIDAR measurements of Mars atmospheric dust[J]. *Icarus*, 2013, 223(2): 649-653.
- [2] Nurul A M, Bradley A T, Sharma S K, *et al.* Mineralogy and astrobiology detection using laser remote sensing instrument[J]. *Applied Optics*, 2015, 54(25): 7598-7611.
- [3] Jin Y, Sugimoto N, Ristori P, *et al.* Measurement method of high spectral resolution lidar with a multimode laser and a scanning Mach-Zehnder interferometer[J]. *Applied Optics*, 2017, 56(21): 5990-5995.
- [4] Nan H S, Gao F, Huang B, *et al.* Field-compensated tunable Mach-Zehnder interferometer for a multi-mode high-spectral-resolution lidar in the application of aerosol measurements[J]. *Proceedings of SPIE*, 2018, 10827: 108272O.
- [5] Smith J A, Chu X Z. Investigation of a field-widened Mach-Zehnder receiver to extend Fe Doppler lidar wind measurements from the thermosphere to the ground[J]. *Applied Optics*, 2016, 55(6): 1366-1380.
- [6] Tan L Q, Hua D X, Wang L, *et al.* Wind velocity retrieval and field widening techniques of fringe-imaging Mach-Zehnder interferometer for Doppler lidar[J]. *Acta Physica Sinica*, 2014, 63(22): 224205.
谭林秋, 华灯鑫, 汪丽, 等. Mach-Zehnder 干涉仪条纹成像多普勒激光雷达风速反演及视场展宽技术[J]. *物理学报*, 2014, 63(22): 224205.
- [7] Bruneau D, Blouzon F, Spatazza J, *et al.* Direct-detection wind lidar operating with a multimode laser[J]. *Applied Optics*, 2013, 52(20): 4941-4949.
- [8] Bruneau D, Pelon J, Blouzon F, *et al.* 355-nm high spectral resolution airborne lidar LNG: system description and first results[J]. *Applied Optics*, 2015, 54(29): 8776-8785.
- [9] Grund C J, Howell J, Pierce R, *et al.* Optical autocovariance direct detection lidar for simultaneous wind, aerosol, and chemistry profiling from ground, air, and space platforms[J]. *Proceedings of SPIE*, 2009, 7312: 73120U.
- [10] Bruneau D, Pelon J. Simultaneous measurements of particle backscattering and extinction coefficients and wind velocity by lidar with a Mach-Zehnder interferometer: principle of operation and performance assessment[J]. *Applied Optics*, 2003, 42(6): 1101-1114.
- [11] Bruneau D. Mach-Zehnder interferometer as a spectral analyzer for molecular Doppler wind lidar[J]. *Applied Optics*, 2001, 40(3): 391-399.
- [12] Laurence K C, Gentry B M, Weng C Y. Edge technique: theory and application to the lidar measurement of atmospheric wind[J]. *Applied Optics*, 1992, 31(21): 4202-4213.
- [13] Hilliard R L, Shepherd G G. Wide-angle Michelson interferometer for measuring Doppler line widths[J]. *Journal of the Optical Society of America*, 1966, 56(3): 362-369.
- [14] Carmichael R. Properties of the U. S. standard atmosphere 1976[EB/OL]. (2018-8-20)[2018-12-18]. <http://www.pdas.com/atmos.html>.
- [15] Kovalev V A, Eichinger W E. Elastic lidar: theory, practice, and analysis methods[M]. Hoboken, New Jersey: John Wiley & Sons, 2004: 18-34.