

基于马赫-曾德尔干涉仪的激光探测大气多普勒频移

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

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 以马赫-曾德尔干涉仪作为谱分析器,进行了多普勒频移和气溶胶的非相干探测模拟实验。在发射机脉冲能量为 500 mJ,重复频率为 10 Hz,光谱线宽不超过 0.005 cm^{-1} ,光束发散角小于 0.10 mrad ,接收望远镜镜头直径为 350 mm,以雪崩二极管为探测器,数字采样率为 $2\times 10^7\text{ sampling/s}$,采样数据位数为 16 bit(有效位数为 11 bit)的条件下,获得了 45° 斜程探测距离为 2500 m 的风廓线,视线风速探测精度为 $2\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ 。模拟结果显示,以马赫-曾德尔干涉仪作为谱分析器的激光雷达可用于火星风沙直接探测。相对于 354.7 nm 激光脉冲,1064 nm 激光脉冲(可以与激光诱导击穿光谱仪兼容)回波的干涉对比度高,Mie 后向散射强度高于 Rayleigh 后向散射强度。

关键词 遥感; 激光雷达; 马赫-曾德尔干涉仪; 多普勒频移; 大气后向散射; 直接探测

中图分类号 TN959.4

文献标志码 A

doi: 10.3788/AOS202040.0728002

Lidar for Detection of Atmospheric Doppler Shift Based on Mach-Zehnder Interferometer

Hong Guanglie¹, Zhou Yanbo^{1,4}, Shu Rong^{1,4*}, Li Chunlai², Lei Wuhu³

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

²Key Laboratory of Lunar and Deep Space Exploration, National Astronomical Observatories, 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 The simulation experiments of non-coherent detection of Doppler frequency shift and aerosol are carried out with the Mach-Zehnder interferometer as the spectral analyzer. Under the condition that the pulse energy of the transmitter reaches 500 mJ, the pulse repetition rate is 10 Hz, the spectral line width does not exceed 0.005 cm^{-1} , the beam divergence angle is less than 0.10 mrad , the lens diameter of receiving telescope is 350 mm, the avalanche diode is used as the detector, the digital sampling rate is $2\times 10^7\text{ sampling}\cdot\text{s}^{-1}$, and the number of sampling data bits is 16 bit (the effective number is 11 bit), the wind profile with the detection distance of 2500 m in 45° oblique range is obtained and the detection accuracy of line-of-sight wind speed is $2\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. The simulation results show that the radar with the Mach-Zehnder interferometer as the spectral analyzer can be used for the direct detection of Martian wind-sand. Compared with the 354.7 nm laser pulse, the 1064 nm laser pulse (compatible with the laser-induced breakdown spectrometer) has a high interference contrast, and the Mie backscatter strength is higher than the Rayleigh backscatter strength.

Key words remote sensing; lidar; Mach-Zehnder interferometer; Doppler frequency shift; atmospheric backscattering; direct detection

OCIS codes 280.3340; 010.3640; 120.3180; 280.1310; 280.1100

收稿日期: 2019-07-23; 修回日期: 2019-11-02; 录用日期: 2019-12-26

基金项目: 中国科学院月球与深空探测重点实验室开放基金(LDSE201701)、脉冲功率激光技术国家重点实验室开放基金(SKL2016KF07)

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

1 引 言

20 世纪 80 年代, Shipley 等^[1-2]提出了高光谱分辨率激光雷达理论、仪器构成、定标和数据分析方法。随着高光谱分辨率激光雷达的发展,探测对象从大气气溶胶和激光雷达后向散射比的垂直分布廓线^[3]发展到对流层大气温度垂直廓线^[4]和大气的风廓线^[5-6];从单一波长工作发展到多波长工作^[7-8]。高光谱分辨率激光雷达和 Raman 激光雷达复合,从地基探测发展到机载探测^[9],甚至已经研制星载的高光谱分辨率激光雷达 EarthCAR Emission^[10]。高光谱分辨率激光雷达发射机的激光器,一般采用单频、窄线宽的连续波种子激光注入,并锁定固体激光器的谐振腔,且均采用频谱分析器分析 Mie-Rayleigh 后向散射谱。其中, Liu 等^[11-12]以碘分子吸收盒作为分析器探测风廓线、大气温度垂直廓线和气溶胶垂直廓线,也有学者以迈克耳逊干涉仪^[13]作为气溶胶垂直廓线探测的激光雷达第二代谱分析器,用单 Fabry-Perot 干涉仪或双 Fabry-Perot 干涉仪^[14]探测气体分子 Rayleigh 后向散射的多普勒频移,用 Fizeau 干涉仪条纹成像探测 Mie 后向散射的风速^[15-16],以及以 Fabry-Perot 标准具作为谱分析器鉴别大气 Rayleigh 后向散射谱的温度展宽^[17],进而反演大气温度。单频的脉冲激光束进入大气层,引发路径上气体分子的 Rayleigh 后向散射和气溶胶的 Mie 后向散射,大气因风流动而发生定向运动,导致大气本来的无规则热运动速度叠加了一个集体运动速度。频谱分析器有两类功能,一类能够将窄谱的 Mie 后向散射回波与宽谱的 Rayleigh 后向散射回波分离开来,另一类能够把叠加在大气无规则运动之上的定向运动的多普勒频移鉴别出来。这无疑优于单波长的 Mie 散射激光雷达和 Rayleigh 散射激光雷达。Bruneau 等^[18]介绍了 Mach-Zehnder 干涉仪对大气后向散射的频谱分析性能,并将它应用于高光谱分辨率激光雷达中,取得了较好的实验结果。

火星气候的研究对于理解地球等行星气候的演变具有重要意义,其中火星风沙的观测是重要研究方向。中国的火星探测计划已经实施,火星车装载的表面分析仪中有一台激光诱导击穿光谱仪(LIBS)。本文模拟研究了火星车 LIBS 探测大气风速和沙尘,所采用的光源和 LIBS 的光源一样。先介绍了 Mach-Zehnder 干涉仪的物理模型和原理,

再介绍了高光谱分辨率激光雷达的实验装置,最后介绍了参数定标和测试实验结果。

2 探测装置

2.1 发射机

发射机是一个闪光灯泵浦的 Q 开关 Nd:YAG 激光器(Continuum 公司, Surelite™ EX 型, 美国), 并配上了美国 NP Photonics 公司的 SI-2000 型 1064 nm 连续波种子激光器。1064 nm 的种子源是掺镱(Yb)分布反馈的光纤激光器, 该激光器能输出最大 30 mW 连续波、单纵模 1064 nm 激光。保持恒定的温度和恒定的泵浦电流, 以保持连续波分布反馈光纤激光器的 1064 nm 种子光波长的相对稳定。通过负反馈改变谐振腔腔镜的压电换能器(PZT)电压, 并调整脉冲 Nd:YAG 激光器的腔长, 利用比例-积分-微分(PID)控制环即可自动实现 Q 触发与 1064 nm 激光脉冲发出时间间隔最短。基于此, 1064 nm 连续波种子激光器与脉冲 Nd:YAG 激光器匹配工作。

Surelite™ 激光器脉冲重复频率为 10 Hz, Q 开关延时 280 μs , 1064 nm 脉冲能量为 500 mJ, 线宽为 0.005 cm^{-1} , 脉冲时间宽度为 8~9 ns。光束直径为 9 mm, 光束强度呈平顶、非高斯型分布。

Nd:YAG 激光器发散角为 0.50 mrad, 通常激光雷达要求发射激光的发散角比望远镜视场角小 1/2 以上。因此, 本文使用了一只 8 倍激光扩束镜以缩小 Nd:YAG 激光器光斑发散角。光束不是垂直指向天空, 而是以 45° 仰角从实验室的窗户射入大气。扩束镜和望远镜的光轴指向均沿该方向。

在主波发射进入扩束镜之前, 需要取样一部分能量(参考光)并使其进入干涉仪, 以确定发射激光频率在频谱上的位置。在参考光进入干涉仪之前, 可以先使用直径为 5.08 cm 的积分球将其耦合进多模光纤。

2.2 接收机

本文采用镜头直径为 350 mm 的牛顿式望远镜, 其焦距为 2000 mm, 能将接收到的回波光耦合进芯径为 400 μm 的多模光纤, 该光纤的另一端直接连接马赫-曾德尔干涉仪。干涉仪入射端的滤光片半带宽为 0.5 nm。选择 Hamamatsu 公司的型号为 S11519-10 的 1064 nm 增强型雪崩光电二极管(APD)器件作为探测器。雪崩二极管的光敏面直径为 10 mm, 带宽为 400 MHz。模-数转换器件

(ADC)的非线性度会给采集系统引入不必要的误差,因此选择了一种积分非线性(INL)和微分非线性(DNL)都非常弱的 16 bit 的双通道 ADC 器件,其采样率为 2×10^7 sampling/s,输入电压满量程时是 $2.1V_{PP}$, V_{PP} 为峰-峰值。但该双通道 ADC 器件是差分输入型 ADC,输入信号必须是差分信号,而探测器模块输出信号是单端信号。因此,使用差分放大电路将单端输入信号转换成差分输出,之后再输

送给 ADC 器件。注意到探测器模块输出电压范围为 $0 \sim 5$ V,而 ADC 输入量程为 $2.1V_{PP}$,因此,在使用单端转差分电路前,压缩探测器模块输出电压范围。图 1 为模拟实验装置的组成框图,其中 BS 为分束器,PBS 为偏振分束器,PZT 为压电换能器。图 2 为马赫-曾德尔干涉仪的实物照片,其中在干涉仪较长一条光学臂上安装了棱镜,以展宽干涉仪的视场^[19]。

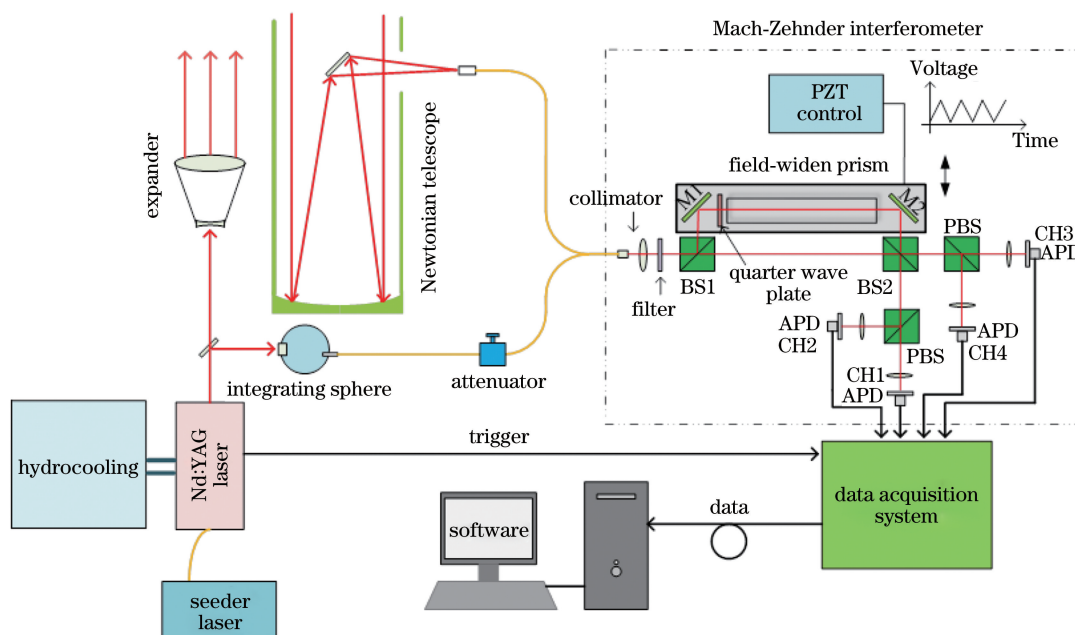


图 1 实验装置示意图

Fig. 1 Schematic of experimental equipment

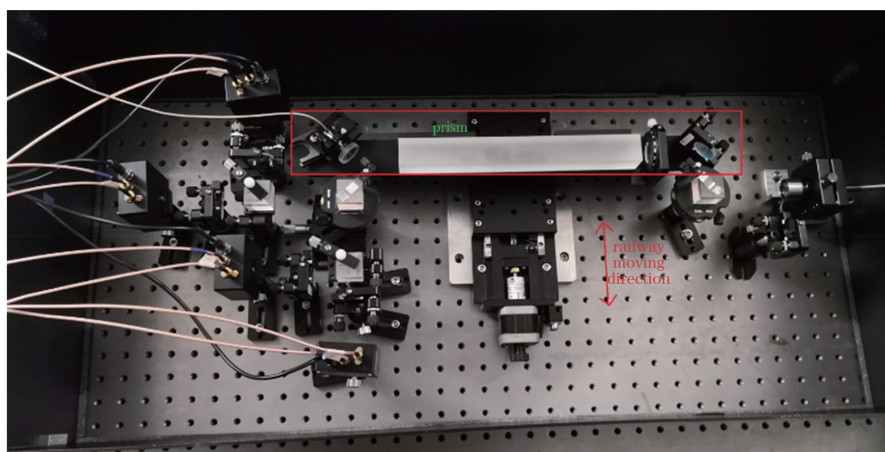


图 2 马赫-曾德尔干涉仪实物照片

Fig. 2 Physical photo of Mach-Zehnder interferometer

后向散射光进入干涉仪,长臂中的 p 光(或 s 光)被 $1/4$ 波片引入 $\pi/2$ 附加相位;光波在平面镜表面被反射,发生半波损失。干涉仪长臂分解出来的两个正交偏振分量与短臂分解出来的两个正

交分量,在探测器上两两重合形成四组干涉信号。 S_T 表示 4 个通道(图 1 中所示的 CH1-CH4)信号的和,根据上述两种相位差产生的机制,各通道接收的信号为

$$S_i = \frac{S_T}{4} a_i \left\{ 1 + M_i M_a(\Delta) \sin \left[\phi + (i-1) \frac{\pi}{2} \right] \right\}, \quad (1)$$

$$S_T = \frac{4}{M_1^{-1} + M_2^{-1} + M_3^{-1} + M_4^{-1}} \left(\frac{S_1}{a_1 M_1} + \frac{S_2}{a_2 M_2} + \frac{S_3}{a_3 M_3} + \frac{S_4}{a_4 M_4} \right), \quad (2)$$

式中： ϕ 为两个光学臂的相位差； S_i 为第 i 个探测器输出信号， $i=1, 2, 3, 4$ ； a_i 表示第 i 个通道的光学效率； M_i 为系数，表示 4 个通道之间的不完全对称对干涉对比度的影响，可以实验标定^[18]； Δ 为光程差； M_a 为干涉对比度。

记录 4 个探测器输出信号 S_1, S_2, S_3 和 S_4 ，它们在给定的时间内是偏振态的两个平行光波场的相位干涉结果。根据部分相干光理论^[15]，干涉对比度 $M_a(\Delta)$ 可以表示为

$$M_a(\Delta) = \exp \left[- \left(\frac{\pi \delta_\nu \Delta}{2 \sqrt{\ln 2} c} \right)^2 \right] = \exp \left[- \left(\frac{\pi \delta_\nu}{2 \sqrt{\ln 2}} \tau \right)^2 \right], \quad (3)$$

式中： δ_ν 为光波的谱线宽（半峰全宽）； τ 为时延差； c 为光速。

由(3)式可知，激光的线宽 δ_ν 越宽，干涉对比度越小；两个光学臂的光程差 Δ 越大，时延差 τ 越长，两束激光相遇时干涉对比度越小。当光程差远小于相干长度时， $M_a(\Delta)$ 接近 1.0，当光程差远大于相干长度时，近似认为 $M_a(\Delta)$ 为 0，而 $0 < M_a(\Delta) < 1.0$ 时，光场发生部分相干。

$$\begin{cases} S_1 = \frac{a_1 S_T}{4} [1 + M_a(\Delta) M_1 \sin(\phi)] \\ S_3 = \frac{a_3 S_T}{4} [1 + M_a(\Delta) M_3 \sin(\phi + 180^\circ)] \end{cases}, \quad (4)$$

$$M_a(\Delta) \sin \phi = \frac{a_3 S_1 - a_1 S_3}{a_3 M_3 S_1 + a_1 M_1 S_3}. \quad (5)$$

在理想情况下，CH1 和 CH3 两个通道完全对称时， $M_1 = M_3, a_1 = a_3$ 。

$$\begin{cases} S_2 = \frac{a_2 S_T}{4} [1 + M_a(\Delta) M_2 \sin(\phi + 90^\circ)] \\ S_4 = \frac{a_4 S_T}{4} [1 + M_a(\Delta) M_4 \sin(\phi + 270^\circ)] \end{cases}, \quad (6)$$

$$M_a(\Delta) \cos \phi = \frac{a_4 S_2 - a_2 S_4}{a_4 M_4 S_2 + a_2 M_2 S_4}. \quad (7)$$

同理，理想情况下，CH2 和 CH4 两个通道完全对称时， $M_2 = M_4, a_2 = a_4$ ，但实际上很难实现。

令

$$\frac{a_3 S_1 - a_1 S_3}{a_3 M_3 S_1 + a_1 M_1 S_3} = q_1, \quad (8)$$

$$\frac{a_4 S_2 - a_2 S_4}{a_4 M_4 S_2 + a_2 M_2 S_4} = q_2, \quad (9)$$

塑造一个复数 $q = M_a(\Delta) \cos \phi + i M_a(\Delta) \sin \phi = q_2 + i q_1$ ，它也被称为复相干度，该复数的模等于被检测光的干涉对比度 $M_a(\Delta)$ ，该复数的复角就是干涉仪的双光学臂公共相位差 Φ ($\Phi = 2\pi\Delta/\lambda$)， λ 为真空条件下的光波长。激光脉冲以俯仰角 45° 入射大气层，望远镜接收来自路径上不同传输距离 z 的大气后向散射光，并将其注入马赫-曾德尔干涉仪，以检测 4 个通道的光场干涉信号。

2.3 定标和信号处理

当单纵模、窄线宽种子激光停止注入 Nd:YAG 激光器时，激光器输出多纵模激光，且干涉仪的双臂光程差与 Nd:YAG 激光器的纵模间隔不匹配，4 个通道得到的光信号都不是相干信号， M_a 参数也等于零，第 i 个通道信号的强度除以 4 个通道信号强度的总和就能获得 a_i （也可通过透射谱计算 a_i ）。

当单纵模、窄线宽种子激光注入 Nd:YAG 激光器时，通过细微地移动导轨，能获得相位差 Φ 随双臂之间光程差 Δ 变化的干涉信号。记录这 4 个通道的脉冲信号的时间序列（图 3），用这些数据作为输入数据，利用最小二乘法作平滑处理可以得出 4 个系数 M_i 。图 3 中 V 为电压，表征 APD 模块的信号强度。

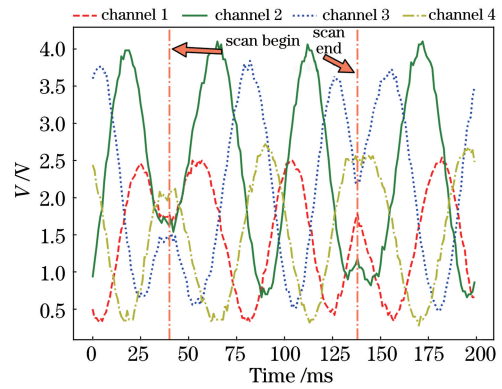


图 3 四通道信号示意图

Fig. 3 Schematic of four-channel signal

为了提高标定的精度，利用已确定的 a_i, M_i 参数和已计算的干涉相位重建 4 个干涉信号，并计算模拟信号与实际信号之间的相关系数，确定干涉仪

参数 M_i 的下一轮的更精确值,通过回归迭代,得到更高的定标精度。

为了提高测量精度,需要对几个激光脉冲的复信号取平均。由于干涉相位可能发生变化,须进行相位补偿累积,以避免干涉对比度估计过低。因此,在大气测量过程中,持续引入并记录发射激光脉冲以作为参考信号。

根据已确定的 a_i, M_i 参数,求得每个距离 z 处大气后向散射回波的干涉相位差 $\phi_s(z) = \arctan \frac{q_1(z)}{q_2(z)}$,取部分发射激光脉冲,求得到发射光(参考光)的干涉相位差 $\phi_r = \arctan \frac{q_{10}}{q_{20}}$,进而得到每个距离 z 处大气的风速 $V(z) = \frac{c\lambda}{4\pi\Delta} \left(\arctan \frac{q_1(z)}{q_2(z)} - \arctan \frac{q_{10}}{q_{20}} \right)$,其中, $q_1(z)$ 和 $q_2(z)$ 为利用距离 z 处大气的后向散射(回波信号)计算出的数值, q_{10} 和 q_{20} 为利用发射激光脉冲取样(主波信号)计算出的数值,均是由(8)式和(9)式计算的结果。

3 实验室模拟实验

首先采集室内杂散光在探测器上形成的背景信

号,再利用望远镜采集发射激光脉冲的主波脉冲信号,将激光主波信号减去杂散光背景信号得到无杂散光影响的主波信号。

局部放大主波原始数据与 $9 \mu s$ 以后的数据如图 4 所示。主波信号看似并无问题,由快速下降的主波曲线反演的相位差应为恒定值,然而反演结果却显示有下降趋势,这有两种可能:电信号的下降速率不同,或下降前的初值不准确,比如可能包含有主波杂散光。四路光电探测器与探测电路的参数不完全相同,这就可能造成下降速率不同,因此使用主波的最大值(不使用整个下降段的数据)来反演发射激光的相位信息以获取参考相位差。若主波信号的峰值本身不准确,则必然造成系统误差。图 4 显示信号下降速率差异不大,故信号本身不准确的可能性更大。将主波输入光纤断开,发现仍能探测到较小的主波信号,这说明存在杂散光的干扰。实验观测到杂散光的脉冲强度在 4 个通道上相差不大,但其影响很大,必须予以消除。消除杂散光影响有两种方法:物理上完全屏蔽干涉仪光路;算法上将测量到的主波信号减去预先测量好的杂散光脉冲信号。经过多种尝试,发现物理上完全屏蔽干涉仪很难做到,因此本文使用算法消除杂散光影响。

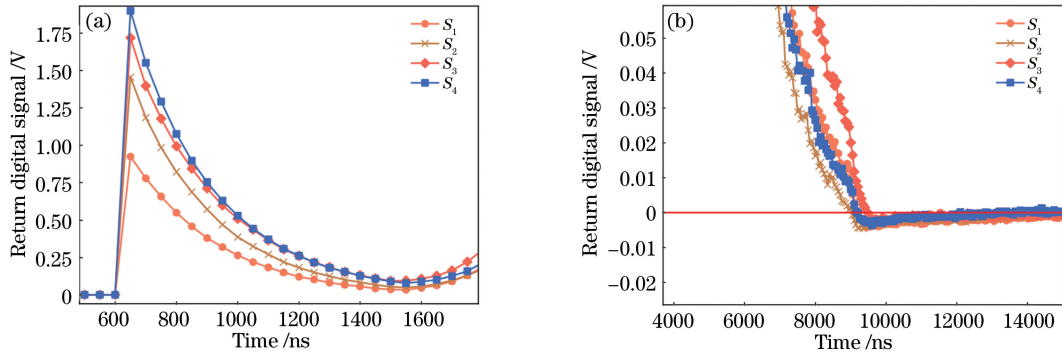


图 4 局部放大原始数据。(a)主波;(b)回波

Fig. 4 Local magnification of raw data. (a) Emit pulse; (b) return pulse

图 4(b)为 $9 \mu s$ 以后的原始回波信号数据,可以看出,这里存在信号过冲现象,过冲幅度不超过 $4 mV$ 。信号过冲使得 $9 \mu s$ 以后的数据全部无效,包括反演的风速数据和气溶胶的消光系数廓线均无效。这里的信号过冲是由光电探测器的跨阻放大电路引起,不理想的反馈电容引起放大电路自激振荡,自激振荡无法完全消除,因此发生信号过冲现象。经过计算发现,该放大电路需要 $0.03 pF$ 的反馈电容,如此小的电容并无合适的元器件厂商供给。最终通过更换跨阻放大器(增益带宽积为 $1.6 GHz$),实现了相位补偿,消除了信号过冲,结果如图 5 所示

(单次采样无累加平均)。

原始信号如图 6 所示,其中 $0 \sim 200 m$ 距离范围内为室内杂散光, $200 m$ 后为回波信号。图 6~9 是 32 次数据累加平均后的计算结果,其中 V' 是回波信号强度。

回波的干涉对比度 $M_a(\Delta, z)$ 应始终接近于 1,但实际不为 1,这是由于大气分子的 Rayleigh 后向散射谱比发射激光谱宽。干涉对比度 $M_a(\Delta, z) = \frac{\beta_m(z)}{\beta_m(z) + \beta_p(z)} M_m + \frac{\beta_p(z)}{\beta_m(z) + \beta_p(z)} M_p$,其中, M_m 表示大气分子的 Rayleigh 后向散射的干涉对比度,

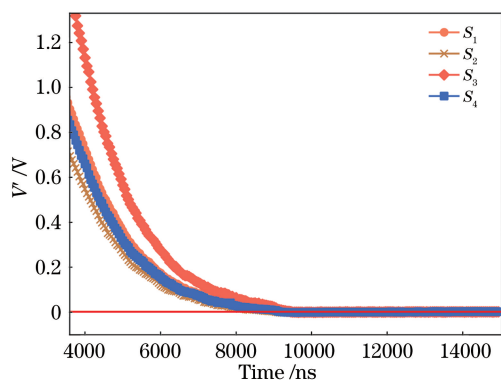


图 5 消除过冲后的回波信号局部细节
Fig. 5 Partial details of overshoot-eliminated return digital signal

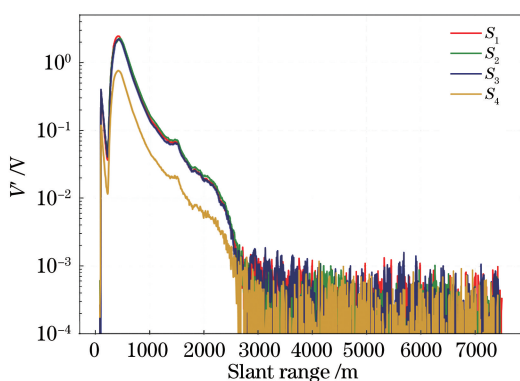


图 6 回波信号随斜距的变化情况
Fig. 6 Return signal versus slant range

M_p 表示大气颗粒物的 Mie 后向散射的干涉对比度, $\beta_m(z)$ 表示大气分子的 Rayleigh 后向散射系数, $\beta_p(z)$ 表示大气颗粒物的 Mie 后向散射系数。因为大气分子的 Rayleigh 后向散射谱很宽, 所以 M_m 接近 0。

图 7 为径向风速随斜距的变化情况。可以看出, 2500 m 后探测误差急剧增加, 径向风速数据已不可信。

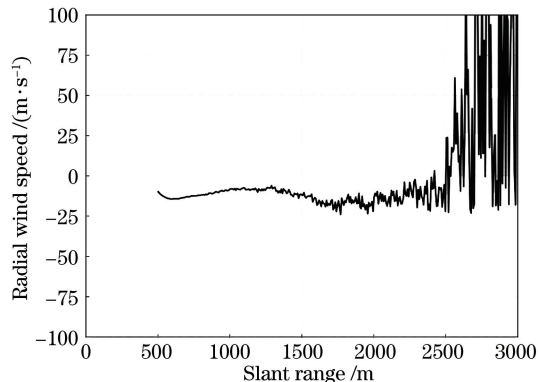


图 7 径向风速随斜距的变化情况
Fig. 7 Radial wind speed versus slant range

图 8 为回波信噪比随斜距的变化情况。可以看出, 信噪比在 2000 m 径向距离处为 100, 对应风速探测误差为 $2 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$; 近场信噪比最高可达 10^4 , 对应风速探测误差为 $0.02 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ 。

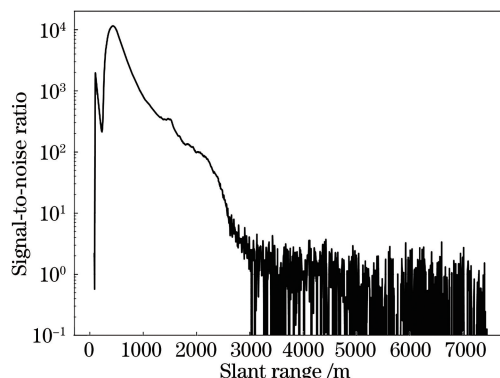


图 8 回波信噪比随斜距的变化情况
Fig. 8 Echo signal-to-noise ratio versus slant range

由于气溶胶消光系数 E_c 需要根据大气光学厚度进行定标, 但本实验没有探测大气光学厚度, 因此此处给出的气溶胶消光系数廓线无法代表实际情况, 仅能反映气溶胶分布变化趋势, 如图 9 所示。此处大气光学厚度设定为 0.35, 不计大气分子 Rayleigh 散射消光系数。

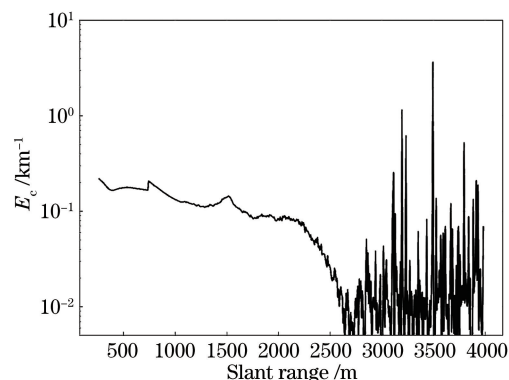


图 9 消光系数随斜距的变化情况
Fig. 9 Extinction coefficient versus slant range

发射脉冲取样信号经过积分球之后, 再通过衰减器发送给探测器, 探测器先探测到发射脉冲, 后探测到该发射脉冲被大气散射的回波信号, 即在同一个时间-强度坐标系中, 发射脉冲落在回波信号之前。

根据前面的实验结果可知, 望远镜后光路需要进一步改进; 用于将望远镜接收的回波导入马赫-曾德尔干涉仪的多模光纤不具有保偏特性, 因此在图 1 中滤光片与扩束器之间插入偏振分束器和 $1/2$ 波片, 旋转 $1/2$ 波片使得大部分透射光偏振方向与发射激光偏振方向一致, 以保证进入干涉仪的回波光是线

偏振光,并且偏振方向与 1/4 波片的快轴-慢轴成 45° 角,如图 10 所示,其中 M1 和 M2 是全反射镜。

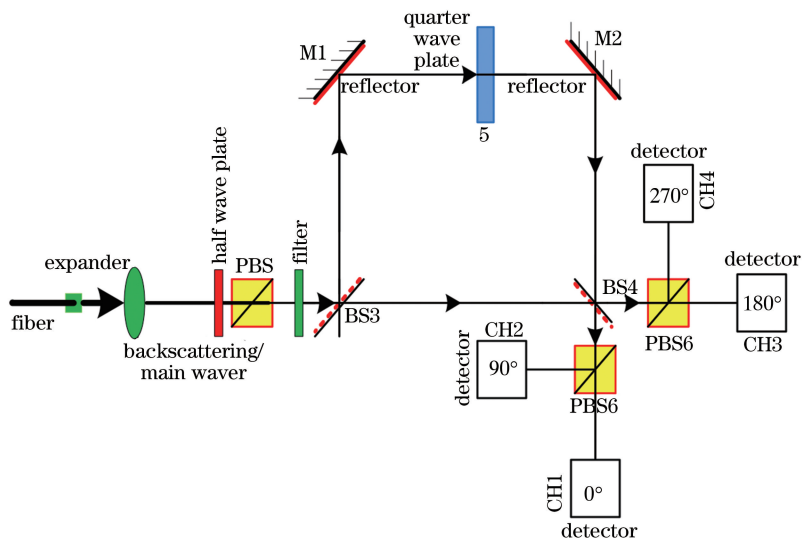


图 10 修改后的望远镜后光路

Fig. 10 Rear light path of modified telescope

4 结 论

鉴于火星表面分析仪的 LIBS 参数,搭建了一套基于马赫-曾德尔干涉仪的多普勒激光雷达实验系统,研制了一套视场展宽的马赫-曾德尔干涉仪,完成了该激光雷达系统中的光电探测电路、数据采集电路与数据采集上位机等软硬件设计。使用所设计的多普勒激光雷达,在地表开展了实验观测,获取了实验地点上空大气边界层内高精度、高时空分辨率的大气风速廓线与气溶胶消光系数廓线,在系统信噪比为 100 时获得了约 $2 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ 的风速测量精度。实际的反演结果显示,风速测量精度随探测距离的增大而下降较快,脉冲发射能量为 500 mJ 时,距离激光雷达 2.5 km 之内的风场数据比较可靠。若要使所设计的多普勒激光雷达能在火星地表工作并探测火星大气边界层的风场与气溶胶消光系数廓线,还需要进一步提高系统信噪比,增加风速探测距离。

参 考 文 献

[1] Shipley S T, Tracy D H, Eloranta E W, et al. High spectral resolution lidar to measure optical scattering properties of atmospheric aerosols. 1: Theory and instrumentation[J]. Applied Optics, 1983, 22(23): 3716-3724.
 [2] Sroga J T, Eloranta E W, Shipley S T, et al. High spectral resolution lidar to measure optical scattering properties of atmospheric aerosols. 2: Calibration and data analysis[J]. Applied Optics, 1983, 22(23):

3725-3733.
 [3] Shimizu H, Lee S A, She C Y. High spectral resolution lidar system with atomic blocking filters for measuring atmospheric parameters [J]. Applied Optics, 1983, 22(9): 1373-1381.
 [4] Hair J W, Caldwell L M, Krueger D A, et al. High-spectral-resolution lidar with iodine-vapor filters: measurement of atmospheric-state and aerosol profiles [J]. Applied Optics, 2001, 40(30): 5280-5294.
 [5] Voss E, Weitkamp C, Michaelis W. Lead-vapor filters for high-spectral-resolution temperature lidar [J]. Applied Optics, 1994, 33(15): 3250-3260.
 [6] Flesia C, Korb C L. Theory of the double-edge molecular technique for Doppler lidar wind measurement[J]. Applied Optics, 1999, 38(3): 432-440.
 [7] Chemyakin E, Müller D, Burton S, et al. Arrange and average algorithm for the retrieval of aerosol parameters from multiwavelength high-spectral-resolution lidar/Raman lidar data [J]. Applied Optics, 2014, 53(31): 7253-7256.
 [8] Nishizawa T, Sugimoto N, Matsui I. Development of a dual-wavelength high-spectral-resolution lidar [J]. Proceedings of SPIE, 2010, 7860: 78600D.
 [9] Hair J W, Hostetler C A, Cook A L, et al. Airborne High Spectral Resolution Lidar for profiling aerosol optical properties [J]. Applied Optics, 2008, 47(36): 6734-6753.
 [10] Lefebvre A, Hélière A, Albiñan A P, et al. EarthCARE mission, overview, implementation approach and development status[J]. Proceedings of

- SPIE, 2014, 9264: 926403.
- [11] Liu Z S, Bi D C, Song X Q, et al. Iodine-filter-based high spectral resolution lidar for atmospheric temperature measurements [J]. *Optics Letters*, 2009, 34(18): 2712-2714.
- [12] Liu Z S, Liu B Y, Wu S H, et al. High spatial and temporal resolution mobile incoherent Doppler lidar for sea surface wind measurements [J]. *Optics Letters*, 2008, 33(13): 1485-1487.
- [13] Liu D, Hostetler C, Miller I, et al. System analysis of a tilted field-widened Michelson interferometer for high spectral resolution lidar [J]. *Optics Express*, 2012, 20(2): 1406-1420.
- [14] Wang G C, Sun D S, Duan L F, et al. Analysis and design of Fabry-Pérot etalon of Doppler wind lidar [J]. *Acta Optica Sinica*, 2011, 31(3): 0301001.
王国成, 孙东松, 段连飞, 等. 测风激光雷达法布里-珀罗标准具参数及其性能分析[J]. *光学学报*, 2011, 31(3): 0301001.
- [15] Wang Y H, Liu J Q, Chen W B, et al. Detection technology of atmospheric Doppler frequency shift based on fizeau interferometer[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2016, 43(3): 0308005.
王亚慧, 刘继桥, 陈卫标, 等. 基于 Fizeau 干涉仪的大气多普勒频移检测技术[J]. *中国激光*, 2016, 43(3): 0308005.
- [16] McKay J A. Modeling of direct detection Doppler wind lidar. II: The fringe imaging technique [J]. *Applied Optics*, 1998, 37(27): 6480-6486.
- [17] Hua D X, Kobayashi T. Ultraviolet Rayleigh-Mie lidar by use of a multicavity Fabry-Perot filter for accurate temperature profiling of the troposphere[J]. *Applied Optics*, 2005, 44(30): 6474-6478.
- [18] 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.
- [19] Hong G L, Zhou Y B, Yan W, et al. Field-widening technology of Mach-Zehnder interferometer in Doppler wind lidar[J]. *Acta Optica Sinica*, 2019, 39(6): 0628001.
洪光烈, 周艳波, 严韦, 等. 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[J]. *光学学报*, 2019, 39(6): 0628001.