

多纵模高光谱分辨率激光雷达马赫-曾德尔干涉仪的视场展宽技术

高飞, 高丰佳, 张锐, 侯春, 杨帆, 汪丽, 辛文辉, 李仕春, 华灯鑫*

西安理工大学机械与精密仪器工程学院, 陕西 西安 710048

摘要 考虑到多纵模高光谱分辨率激光雷达(MLM-HSRL)接收的大气弹性散射回波具有与激光器发射光束一致的高斯传输特性,因此分析马赫-曾德尔干涉仪(MZI)光程差和透过率时必须考虑发散角的影响。详细分析入射光束的发散角对大光程差 MZI 分光性能的影响,仿真计算得到基于空气腔的大光程差 MZI 所允许的光束发散角要 ≤ 0.4 mrad。为了降低发散角对大光程差 MZI 分光性能的影响,提出一种基于补偿玻璃的大光程差 MZI 的视场展宽技术。理论分析和仿真结果表明,视场展宽后系统可允许的发散角可达 25.6 mrad,视场展宽技术极大地提升了大光程差 MZI 的分光能力。

关键词 测量; 马赫-曾德尔干涉仪; 多纵模高光谱分辨率激光雷达; 视场展宽; 大光程差; 有效透过率

中图分类号 TN958.98

文献标志码 A

DOI: 10.3788/AOS221407

1 引言

高光谱分辨率激光雷达(HSRL)是大气参量的重要遥感探测技术,能够实现大气温度、风场及气溶胶光学参量的精确探测研究^[1-5]。多纵模高光谱分辨率激光雷达(MLM-HSRL)是一种全新的 HSRL 技术,其直接选用大功率激光器输出的多纵模脉冲激光作为激励光源^[6-8],并利用具有周期性透过率函数的马赫-曾德尔干涉仪(MZI)分离多纵模激光激励的气溶胶米散射和大气分子瑞利散射信号,从而建立米散射通道和瑞利散射通道的双激光雷达方程组,为精确反演气溶胶光学参量提供技术支撑^[9]。具有周期性透过率函数的 MZI 是 MLM-HSRL 实现气溶胶光学特性精细探测的关键核心,其设计应满足两个性能要求^[7]:①光程差等于激光器谐振腔长的两倍;②光程差等于激光波长的整数倍。由于大功率激光器具有较大的谐振腔,为了满足性能①的要求,MLM-HSRL 系统的 MZI 应该具有较大的光程差,将具有 500 mm 谐振腔的大功率 Nd:YAG 脉冲激光器作为 MLM-HSRL 系统的激励光源时,MZI 的光程差可达到 1000 mm。同时,MLM-HSRL 系统接收的大气弹性散射回波与激光器发射光束具有一致的高斯分布传输特性,因此在计算分析大光程差 MZI 的透过率和有效光程差时必须考虑入

射光束发散角这一因素,以避免 MZI 不再满足“光程差等于激光波长的整数倍”这一要求,进而影响到 MLM-HSRL 系统对气溶胶光学特性的精细探测。

为了减小入射光束的发散角对 MZI 鉴别参数的影响,研究人员提出可以对其进行视场展宽,即通过改变系统结构或者在系统光路中加入补偿玻璃来增大系统的可接收视场。2014 年,谭林秋等^[10-11]提出应用于多普勒测风激光雷达的双通道 MZI 视场展宽方法,可以在不降低鉴频精度的同时补偿 1° 的视场角,但其并未对所提出的方法进行理论建模;2019 年,洪光烈等^[12-13]提出应用于多普勒测风激光雷达的四通道 MZI 的视场展宽方法,该方法可以在光程差为 219 mm 时对发散角为 11 mrad 的光束实现良好分离,但其 MZI 的光程差较小,不能应用于 MLM-HSRL 系统中;2021 年,夏玉宁等^[14]提出了依据不同光束发散角选取不同最佳棱镜厚度的视场展宽方法,并利用该方法分析了棱镜厚度与光束发散角的关系,但是入射 MZI 的光束发散角不是确切可知的,因此难以确定最优棱镜的厚度。

本文基于气溶胶光学特性精细探测的 MLM-HSRL 系统,开展大光程差 MZI 的视场展宽技术研究,建立了光束发散角与大光程差 MZI 有效透过率的数学关系,分析得出大光程差 MZI 对发散角的允许范

收稿日期: 2022-07-01; 修回日期: 2022-07-27; 录用日期: 2022-08-13; 网络首发日期: 2022-08-25

基金项目: 国家自然科学基金(42175149,41775035)、中国-中东欧国家高校联合教育项目(202017)、陕西省自然科学基金(2020JM-445)

通信作者: *dengxinhua@xaut.edu.cn

围,进而提出了基于补偿玻璃的大光程差 MZI 的视场展览技术,并对所提出的视场展览技术进行了理论建模与仿真验证。

2 MLM-HSRL 系统 MZI 的参数设计要求

图 1 所示为基于大光程差 MZI 的 MLM-HSRL 的系统结构图。多纵模 Nd:YAG 脉冲激光器发出的脉冲激光分为两路,其中一路通过分束镜 BS3 耦合进入光纤后直接进入接收望远镜作为参考信号;另一路通过准直扩束器后入射到大气中,与大气发生相互作用并产生散射光,其中后向散射光被望远镜接收,该部分后向散射光即为系统测量得到的大气回波信号。大气回波信号经光纤传导进入双通道 MZI,然后经过聚焦、准直透镜后由分束镜 BS1 分为两路光束:BS1

的反射光束通过两个反射镜 M1、M2 的两次反射后达到 BS2,光程相对较长,称为长臂;BS1 的透射光束直接到达 BS2,光程相对较短,称为短臂。透射光束与反射光束相聚于 BS2 并发生干涉,产生两路相位差为 π 的干涉光信号,该信号被光电探测器件 D1、D2 接收并进行光电转换,最后传输至示波器进行数据处理。

用于 MLM-HSRL 的 MZI 应满足两个性能要求:①光程差等于激光器谐振腔长的两倍;②光程差等于激光波长的整数倍。即图 1 中 MZI 的参数设计应该满足

$$\begin{cases} O_{PD} = 2L \\ O_{PD} = k\lambda, k \in \mathbb{N}^+ \end{cases} \quad (1)$$

式中: L 为激光器的谐振腔长; O_{PD} 为 MZI 的光程差; λ 为激光波长。

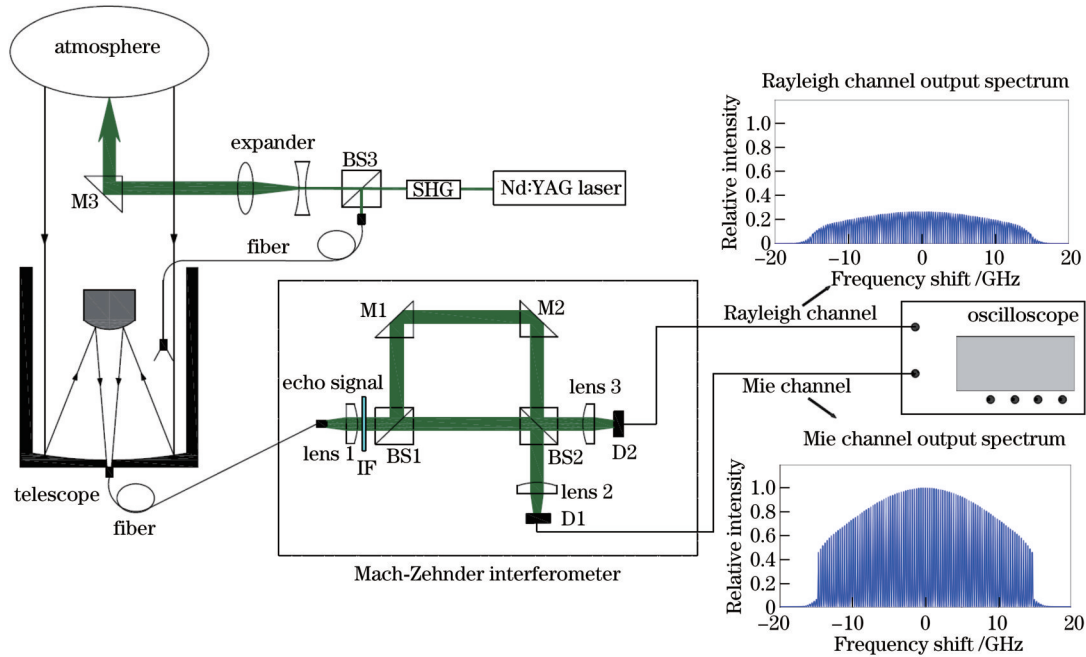


图 1 基于 MZI 的多纵模高光谱激光雷达系统示意图

Fig. 1 Diagram of multi-longitudinal-mode high spectral resolution lidar system based on Mach-Zehnder interferometer

当 MZI 的光程差满足式(1)的要求,且探测器 D1 通道的透过率曲线的峰值与气溶胶米散射信号光谱相匹配,此时 D1 通道透过大气回波信号中的气溶胶米散射信号,称为米通道;另一通道互补输出,抑制气溶胶

米散射信号,称为瑞利通道。由此可以实现对气溶胶米散射信号和大气分子瑞利散射信号的分离提取。米通道的激光雷达方程 $P_a(z)$ 和瑞利通道的激光雷达方程 $P_m(z)$ 可分别表示为

$$\begin{cases} P_a(z) = CP_0 z^{-2} [T_{aa} \beta_a(z) + T_{am} \beta_m(z)] \exp \left[-2 \int_0^z \alpha_a(z') + \alpha_m(z') dz' \right] \\ P_m(z) = CP_0 z^{-2} [T_{ma} \beta_a(z) + T_{mm} \beta_m(z)] \exp \left[-2 \int_0^z \alpha_a(z') + \alpha_m(z') dz' \right] \end{cases}, \quad (2)$$

式中: C 为激光雷达系统常数; P_0 为激光峰值发射功率; z 为回波信号到望远镜的距离; T_{ax} ($x=a, m$) 表示米通道的气溶胶米散射信号与大气分子瑞利散射信号的

有效透过率; T_{mx} 表示瑞利通道的气溶胶米散射信号与大气分子瑞利散射信号的有效透过率; $\beta_x(z)$ 为气溶胶米散射信号与大气分子瑞利散射信号的后向散射系

数; $\alpha_x(z)$ 为气溶胶米散射信号与分子瑞利散射信号的消光系数。将式(2)中米通道和瑞利通道的信号作比, 可反演得到气溶胶后向散射系数 $\beta_a(z)$ 为

$$\beta_a(z) = \frac{T_{mm}P_a(z) - T_{am}P_m(z)}{T_{aa}P_m(z) - T_{ma}P_a(z)}\beta_m(z) \quad (3)$$

其中, 大气分子的后向散射系数 $\beta_m(z)$ 可以通过大气标准模型^[15]得到, 米通道和瑞利通道的大气回波功率 $P_a(z)$ 、 $P_m(z)$ 可以由 MZI 对应通道采集的数据直接测得。因此, MLM-HSRL 实现气溶胶精确反演的关键是准确评估 MZI 的有效透过率。MZI 的米通道与瑞利通道的有效透过率可以表示为

$$\begin{cases} T_{ax} = \frac{1}{2} [1 + |\gamma_x(\tau)| \cos \delta_{OPD}] \\ T_{mx} = \frac{1}{2} [1 - |\gamma_x(\tau)| \cos \delta_{OPD}] \end{cases}, \quad (4)$$

式中: $|\gamma_x(\tau)|$ ($x=a, m$) 分别表示米散射信号和瑞利散射信号的复相干度的模数。 $|\gamma_x(\tau)|$ 的物理意义为干涉条纹可见度, 参数 τ 和 δ_{OPD} 分别为

$$\begin{cases} \tau = \frac{O_{PD}}{c} \\ \delta_{OPD} = \frac{2\pi \cdot O_{PD}}{\lambda} \end{cases}, \quad (5)$$

式中: c 为光速。

从式(4)可以看出, MZI 的有效透过率由两个因素来决定: 一是复相干度 $\gamma_x(\tau)$, 二是 MZI 透过率函数的余弦项。 $\gamma_x(\tau)$ 取决于激励光源的复相干度特性以及大气成分对激励光的散射作用, 可以通过理论计算、仿

真实验以及实际实验测量得到^[8]; 透过率函数的余弦项与 MZI 的光程差 O_{PD} 有关, 若想要理想的透过率曲线与大气回波信号光谱完全匹配, 那么需要余弦项等于 1, 此时有效透过率仅由信号复相干度的模数决定。因此, 在 MZI 的设计过程中, 必须紧紧围绕“使余弦项等于 1, 也就是 δ_{OPD} 为 2π 的整数倍”的目标进行, 这一目标也等价于式(1)中对 MZI 的第二条设计要求。

实际情况中, 式(1)中的两个条件无法同时严格满足, 因此需要分别分析两个条件对 MZI 分光性能的影响程度。假设 MZI 中不存在吸收与损耗, 根据能量守恒定律, 有

$$\begin{cases} T_{aa} + T_{ma} = 1 \\ T_{am} + T_{mm} = 1 \end{cases} \quad (6)$$

此外, MLM-HSRL 要实现对气溶胶米散射信号和分子瑞利散射信号的分离提取, 则需要 T_{aa} 与 T_{ma} 的差异越大越好, 因此要判断 MZI 分光性能的好坏, 仅研究 T_{aa} 即可。

假设 $O_{PD} = k\lambda$ 恒成立, 可以分析“光程差等于激光器谐振腔长的两倍”这一条件对 MZI 光程差偏差的要求。假设 $O_{PD} = 2L$ 恒成立, 可以分析“光程差等于激光波长的整数倍”这一条件对 MZI 光程差偏差的要求。本系统所使用的激光器激励波长 λ 为 532.0 nm, 谐振腔的长度 L 为 500 mm, 辐射线宽 $\Delta\nu_e$ 为 30 GHz, 纵模间隔 $\Delta\nu_q$ 为 300 MHz, 纵模数量为 101 个, 通过理论计算可知, MZI 光程差 O_{PD} 应为 1000 mm, 在 $O_{PD} = 1000$ mm 附近的 T_{aa} 的值如图 2 所示。

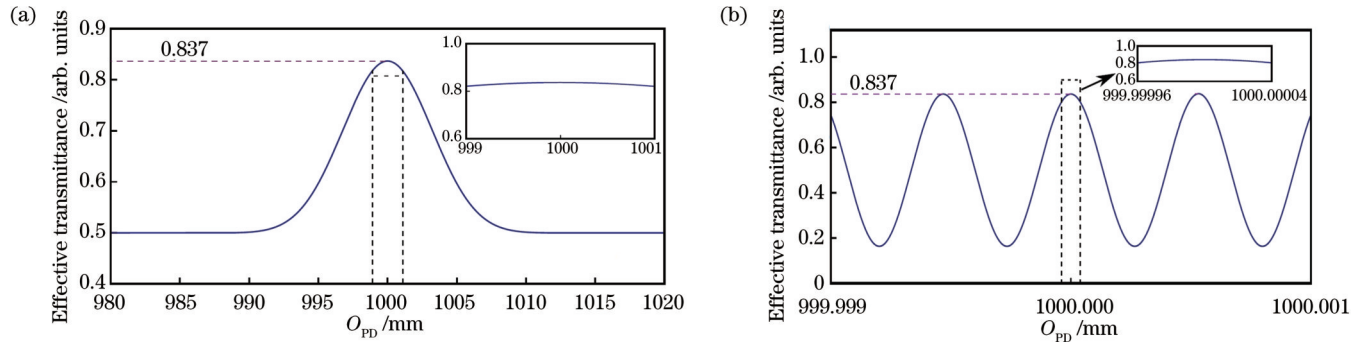


图 2 米通道中米散射信号有效透过率与 O_{PD} 的关系。(a) 仅考虑 O_{PD} 与两倍腔长的匹配; (b) 仅考虑 O_{PD} 与激光波长的匹配
Fig. 2 Relationship between effective transmittance of Mie signal and O_{PD} in aerosol channel. (a) Only the matching of O_{PD} and the double length of cavity is considered; (b) only the matching of O_{PD} and laser wavelength is considered

从图 2(a) 可以看出, T_{aa} 在 $O_{PD} = 1000$ mm 时取得最大值 0.837, 且其值随着 O_{PD} 与两倍腔长的失匹配而降低, 大约在 1010 mm 和 990 mm 处降至 0.5, 此时 MZI 失去了光谱分离的能力。当 O_{PD} 处于 999~1001 mm 范围内时, T_{aa} 均大于 0.8, 相比于极大值 0.837 变化不大, 因此可认为“MZI 光程差等于激光器谐振腔长的两倍”这一条件对 MZI 光程差偏差的

要求是不可以超出 ± 1 mm。从图 2(b) 可以看出, T_{aa} 随 MZI 光程差 O_{PD} 的改变呈现周期性 (周期为 $\lambda = 532$ nm) 变化, 极大值为 0.837, 当光程差 O_{PD} 处于 999.999996~1000.000004 mm 范围内时, T_{aa} 均大于 0.8, 相比于极大值 0.837 变化不大, 因此可认为“光程差等于激光波长的整数倍”这一条件对 MZI 光程差误差的要求是不可以超出 ± 40 nm。

3 入射光束的发散角对 MZI 有效透过率的影响

激光雷达接收的大气回波光束和激光发射光束具有一样的传输特性,即高斯分布,因此入射至大光程差 MZI 的光束在具有良好准直的条件下也不可避免地会具有一定的发散角。当入射光束具有 $2\theta_d$ 的发散角时,

MZI 中的光路如图 3 所示。

在大光程差的情况下,发散角会使得通过长臂与短臂到达探测器的两个光斑的大小不一致,长臂的光斑会比短臂大,这会造成长臂的部分光斑不会发生干涉,而且发生干涉的两束光的能量不等也会降低干涉对比度,因此必须考虑两个光斑大小不同带来的影响。此时, T_{aa} 可表示为

$$T_{aa} = \frac{1}{2} + \sqrt{ls} \cdot |\gamma_a(\tau)| \cdot \frac{\int_0^{\theta_d} \left\{ \exp \left[-\left(\frac{l\theta}{s\theta_d} \right)^2 - \left(\frac{\theta}{\theta_d} \right)^2 \right] \cdot \cos \left[\frac{2\pi}{\lambda} \cdot \left(\frac{O_{PD0}}{\cos \theta} - O_{PD0} \right) \right] \right\} \cdot \theta d\theta}{\int_0^{\theta_d} \left\{ \exp \left[-2 \left(\frac{l\theta}{s\theta_d} \right)^2 \right] \cdot l + \exp \left[-2 \left(\frac{\theta}{\theta_d} \right)^2 \right] \cdot s \right\} \cdot \theta d\theta}, \quad (7)$$

式中: $l=l_1+l_2+l_3$ 为长臂光程; s 为短臂光程。将发散角为 0° 时的光程差记为基准光程差 O_{PD0} , 则 $O_{PD0}=l-s$ 。

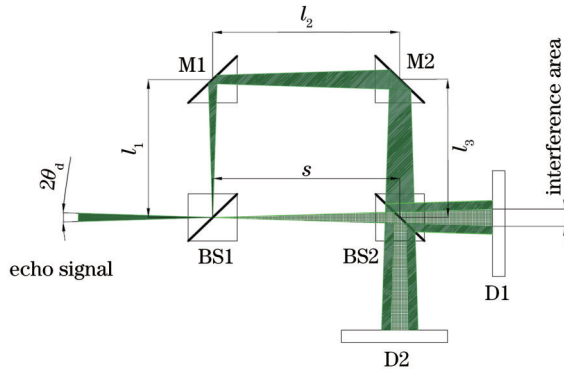


图 3 发散角不为 0° 时 MZI 的光路图

Fig. 3 Diagram of lightpath of MZI (divergence angle is not 0°)

当 $\lambda=532.0 \text{ nm}$ 、 $O_{PD0}=1000 \text{ mm}$ 时,不同发散角下 T_{aa} 的计算结果如图 4 所示。可以看到, T_{aa} 随发散角的增大而迅速降低。当发散角为 1.0 mrad 时, $T_{aa}=0.573 < 0.6$, 此时回波信号中约有 57.3% 的气溶胶米散射信号由米通道输出,另 42.7% 的气溶胶米散射信号由瑞利通道输出,此时米通道与瑞利通道的信号差异太小, MZI 的分光能力极差。当发散角为 0.4 mrad 时, $T_{aa}=0.802 > 0.8$; 当发散角为 0.5 mrad 时, $T_{aa}=0.780 < 0.8$ 。米通道对气溶胶米散射信号的有效透过率大于 0.8 时,回波信号中有 80% 以上的气溶胶米散射信号由米通道输出,另外小于 20% 的气溶胶米散射信号由瑞利通道输出,此时米通道与瑞利通道的信号差异较大, MZI 的分光性能较好,因此可以认为系统允许的发散角 $2\theta_d \leq 0.4 \text{ mrad}$ 。

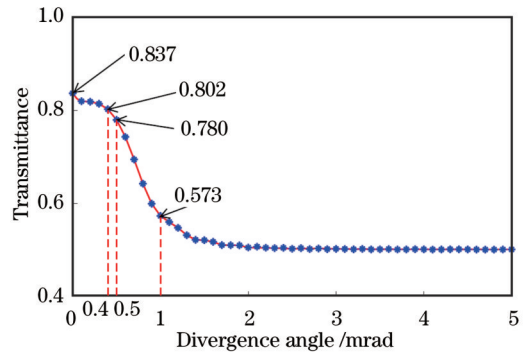


图 4 T_{aa} 随发散角的变化曲线

Fig. 4 Change curve of T_{aa} with divergence angle

率高的玻璃介质等,会减小光束发散角对其透过率的影响^[16]。因此,为减小发散角对大光程差 MZI 有效透过率的影响,本研究仍采用此视场展宽技术来提升 MZI 的鉴别性能。图 5 为大光程差 MZI 的视场展宽光路示意图 (FCG1、FCG2、FCG3 为同一种视场补偿玻璃)。当入射光束具有 $2\theta_d$ 的发散角时,将入射光束中任意光线(在图 5 中用虚线表示)入射至分光镜 BS1 的角度记为 θ_1 , 该光线被 BS1 透射后继续以角度 θ_1 通过短臂,被 BS1 反射后以角度 θ_1 通过长臂的空气路段,而在长臂的补偿玻璃路段,由于折射定律该光线以角度 θ_2 通过。

假设补偿玻璃的折射率为 n_g , 空气折射率为 n_a , 长臂中补偿玻璃的总长为 $l_g=l_{g1}+l_{g2}+l_{g3}$, 长臂中空气的总长为 $l_a=l_{a1}+l_{a2}+l_{a3}+l_{a4}+l_{a5}+l_{a6}$, 短臂的总长为 s , 则 MZI 的光程差为:

$$O_{PD}(\theta_1) = n_g l_g \cos \theta_2 + n_a l_a \cos \theta_1 - n_a s \cos \theta_1. \quad (8)$$

根据斯涅尔定律,有 $n_g \sin \theta_2 = n_a \sin \theta_1$, 则

$$O_{PD}(\theta_1) = n_g l_g \left[1 - \left(\frac{n_a \sin \theta_1}{n_g} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} - n_a (s - l_a) \times (1 - \sin^2 \theta_1)^{\frac{1}{2}}. \quad (9)$$

4 大光程差 MZI 的视场展宽技术

4.1 基于补偿玻璃的视场展宽技术

研究表明,在干涉型光谱鉴别器的光路中加入折

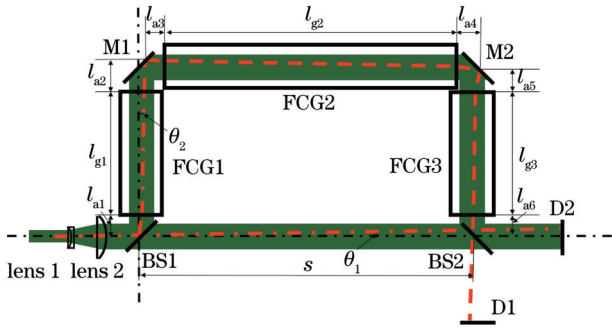


图 5 大光程差 MZI 的视场展宽光路示意图

Fig. 5 Diagram of lightpath of field-widening of large optical path difference MZI

以 $\sin^2\theta_1$ 为变量, 将式(9)在 $\theta_1=0$ 处进行泰勒展开, 得

$$O_{PD}(\theta_1) = O_{PD}(0) + O'_{PD}(0)\sin^2\theta_1 + \frac{1}{2}O''_{PD}(0) \times \sin^4\theta_1 + \dots, \quad (10)$$

其中

$$\begin{cases} O_{PD}(0) = n_g l_g - n_a(s - l_a) \\ O'_{PD}(0) = -\frac{n_a^2 l_g}{2n_g} + \frac{n_a(s - l_a)}{2} \end{cases} \quad (11)$$

考虑到 θ_1 的值很小, 故 $\sin^4\theta_1$ 的值可以忽略, 因此可忽略式(10)第三项以及后面的更高次项。要实现

MZI 的光程差等于激光器谐振腔长度的 2 倍并满足视场展宽条件, 则需使基准光程差 O_{PD0} 和发散角导致的附加光程差 $O_{PD\theta}$ 满足

$$\begin{cases} O_{PD0} = O_{PD}(0) = n_g l_g - n_a(s - l_a) = 2L \\ O_{PD\theta} = O'_{PD}(0) = \frac{(s - l_a)}{n_a} - \frac{l_g}{n_g} = 0 \end{cases} \quad (12)$$

分析式(12)可得: 基准光程差 O_{PD0} 由激光器光学谐振腔长 L 确定, 空气的折射率 n_a 是定值, 补偿玻璃的折射率 n_g 与玻璃的选材有关。当激光器光学谐振腔长 L 确定时, 不同的玻璃材料, 即不同的玻璃折射率 n_g 对应不同的长度 l_g 与 $s - l_a$ 。折射率 n_g 与 n_a 、长度 l_g 与 $s - l_a$ 需要满足使得附加光程差 $O_{PD\theta}$ 为 0 的条件, 此外补偿玻璃的长度会影响光线通过时的透过率, 同时也会影响系统光路和结构设计。因此, 补偿玻璃材料的选取对于整个系统的设计至关重要。

4.2 补偿玻璃的选取

在选取补偿玻璃时, 一方面需要补偿玻璃有尽可能大的折射率使其长度尽可能短, 从而提高系统的紧凑性; 另一方面需要补偿玻璃对光线有尽可能高的透过率, 保证补偿玻璃对光能没有过大的损耗; 此外, 还需要考虑玻璃材料的热稳定性。经过广泛的考察与筛选, 确定备选材料为成都光明的 HZK50GT 和 HK9LGT、贺利氏的 Fused Silica, 备选玻璃的基本参数如表 1 所示。

表 1 备选玻璃基本参数

Table 1 Basic parameters of alternative glass

Glass type	HZK50GT	HK9LGT	Fused Silica
Refractive index (standard state @532.0 nm)	1.611	1.517	1.461
Transmittance ($\tau=10$ mm)	0.996	0.998	0.999
Coefficient of thermal expansion	6.8×10^{-6}	7.6×10^{-6}	5.5×10^{-7}

当 $\lambda=532.0$ nm、 $L=500$ mm 时, 将表 1 中的参数代入式(12), 在标准状态下计算得到: 使用 HZK50GT 时, 所需要的长度为 1009.828 mm, 此长度下的透过率为 0.596; 使用 HK9LGT 时, 所需要的长度为 1165.767 mm, 此长度下的透过率为 0.767; 使用 Fused Silica 时, 所需要的长度为 1287.768 mm, 此长度下的透过率为 0.871。3 种材料中 Fused Silica 的透过率最大, 但是所需长度较长, 不利于提高系统的紧凑性; HZK50GT 的透过率最低, 对光能的损耗太大; HK9LGT 的透过率较高, 长度适中。综合比较之下, 最终选定补偿玻璃为 HK9LGT。此时, $l_g=1165.767$ mm, $s-l_a=768.469$ mm, 大光程差 MZI 光路中增加补偿玻璃前后的附加光程差随发散角增大的变化曲线如图 6 所示。

从图 6 可以看出, 当发散角在 0~30 mrad 范围内时, 视场展宽前的附加光程差为 0~5.7 mm, 视场展宽后的附加光程差为 0~83.7 nm, 即视场展宽技术明显降低了附加光程差的值。根据第 2 节的分析, 在不经

过视场展宽的情况下系统可允许的发散角不超过 0.4 mrad。从图 6(b)可以看出: 当发散角为 0.4 mrad 时, 视场展宽前的附加光程差为 25.0 nm (<40 nm); 但是当发散角大于 0.4 mrad 时, 附加光程差在很小的变化范围内很快增加到 70.0 nm 左右, 超出了“光程差等于激光波长的整数倍”这一条件对 MZI 光程差误差的要求。但是视场展宽后, 当发散角 $2\theta_a$ 为 25.6 mrad 时, 附加光程差为 39.5 nm (<40 nm), 即视场展宽后系统可允许的发散角小于 25.6 mrad, 因此提出的视场展宽方案将系统可允许的发散角范围扩大了近 50 倍。

4.3 Zemax 仿真

使用 Zemax 软件的非序列模式搭建的大光程差 MZI 的视场展宽光路如图 5 所示, 光路中各元件的参数以及各长度的配置如表 2 所示。由于 Zemax 仿真软件中用于配置光源光谱分布函数的 SPCD 文件不能超过 200 个采样点, 若要满足纵模间隔为 300 MHz 且光源多纵模特性良好时, 仿真中的光源辐射线宽仅能达到 4.5 GHz, 因此仿真的纵模为 15 个。

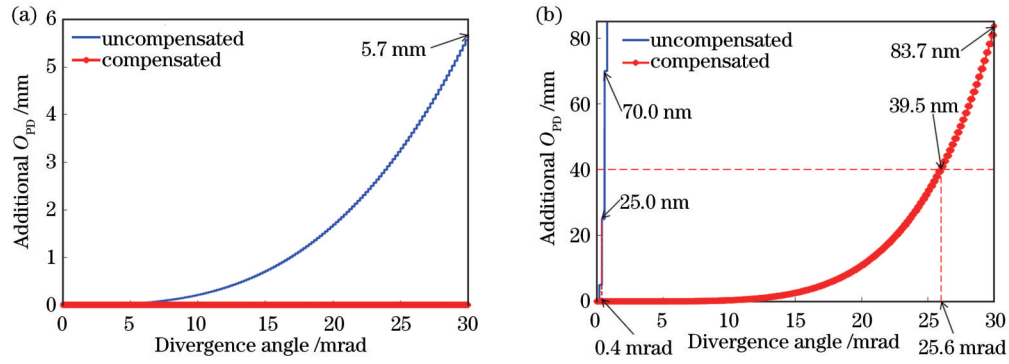


图 6 视场展宽前后附加光程差随发散角的变化曲线。(a)展宽前;(b)展宽后

Fig. 6 Additional O_{pD} varies with divergence angle before and after the field-widening. (a) Before field-widening; (b) after field-widening

表 2 大光程差 MZI 的视场展宽光路的 Zemax 仿真参数

Table 2 Zemax simulation parameters of lightpath of field-widening of large optical path difference MZI

Parameter	Value	Parameter	Value
Wavelength of laser /nm	532.0	Detector area / (mm × mm)	25 × 25
Cavity length of laser /mm	500	Compensated glass diameter /mm	25.4
Radiation linewidth of laser /GHz	4.5	Total length of compensated glass (L_g) /mm	1165.767
Longitudinal mode interval of laser /MHz	300	Length of FCG2 (L_{g2}) /mm	922.823
Number of laser longitudinal mode	15	Length of FCG1 and FCG3 ($L_{g1}=L_{g3}$) /mm	121.475
Laser beam diameter /mm	10	Short arm air length (s) /mm	1000.000
Beam splitter diameter /mm	25.4	Long arm air length (L_a) /mm ($L_{a1}=L_{a2}=L_{a3}=L_{a4}=L_{a5}=L_{a6}$)	231.531
Mirror diameter /mm	25.4		(38.589)

实际中,具有 500 mm 谐振腔的大功率 Nd:YAG 脉冲激光器的光束发散角可以控制在 5 mrad 之内。仿真时,通过微调准直透镜 lens 1 的位置可以使得入射光束具有不同的发散角。若设置过大的发散角会产

生大于后续光学元件尺寸的光斑,没有分析价值,因此本实验记录了光束发散角为 0、1.0、2.0、3.0、4.0、5.0 mrad 的几个干涉图样并对其进行分析,结果如图 7 所示。

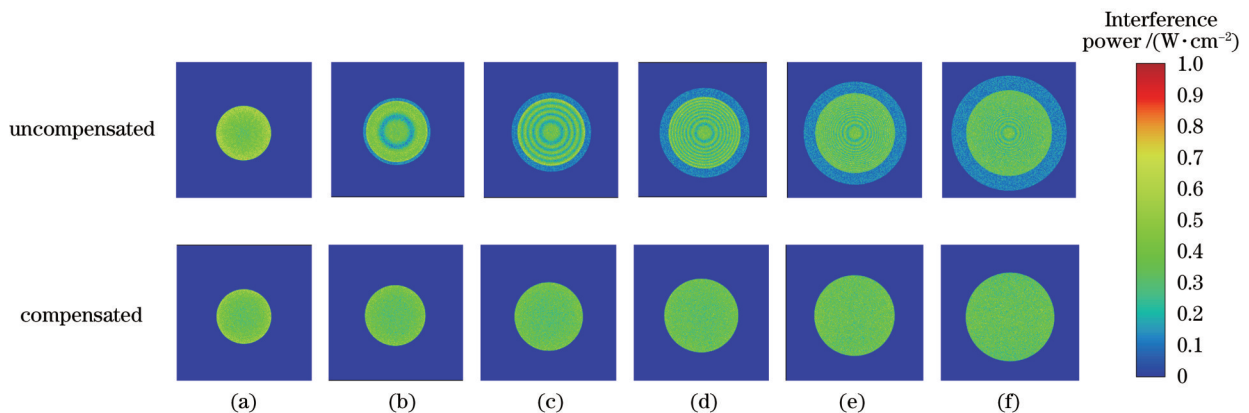


图 7 不同发散角下 MZI 的干涉图样。(a) 0 mrad; (b) 1.0 mrad; (c) 2.0 mrad; (d) 3.0 mrad; (e) 4.0 mrad; (f) 5.0 mrad

Fig. 7 Interference patterns of MZI at different divergence angles. (a) 0 mrad; (b) 1.0 mrad; (c) 2.0 mrad; (d) 3.0 mrad; (e) 4.0 mrad; (f) 5.0 mrad

从图 7 可以看出,视场展宽前后 MZI 的输出光斑均随发散角的增大而增大。视场展宽前 MZI 两路输出光斑的大小不一致,仅有中间部分发生了干涉,且干涉图样为等倾干涉圆环,此时 MZI 的分光性能随发散角的增大而下降;视场展宽后 MZI 两路输出光斑完全

重合,即两通道输出能量全部发生干涉,此时,发散角对 MZI 的分光性能影响较小。由此可见,所提出的视场展宽技术显著消除了发散角对 MZI 的分光性能的不利影响。

大光程差 MZI 输出的干涉光强可用余弦函数曲

线表示,即

$$I_{OPD} = a_1 + a_2 \cos\left(2\pi \frac{O_{PD}}{\lambda} + a_3\right), \quad (13)$$

式中: a_1 、 a_2 和 a_3 为拟合参数。由式(13)可知,当 O_{PD} 变化范围为一个波长时,干涉光强 I_{OPD} 会有一个最大值 I_{max} 和一个最小值 I_{min} ,图 8 所示为基准光程差 O_{PD0} 为 1000 mm 时,光程差在 0~600 nm 范围内变化时 MZI 输出的干涉光强的变化曲线。MZI 的干涉条纹可见度 V_{OPD} 为

$$V_{OPD} = |\gamma_x(\tau)| = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}}. \quad (14)$$

联立式(4)与式(14)可以得到:

$$T_{ar} = \frac{1}{2} \left[1 + \left(\frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \right) \cos \delta_{OPD} \right]. \quad (15)$$

式中: δ_{OPD} 为 MZI 光程差与基准光程差的差值。

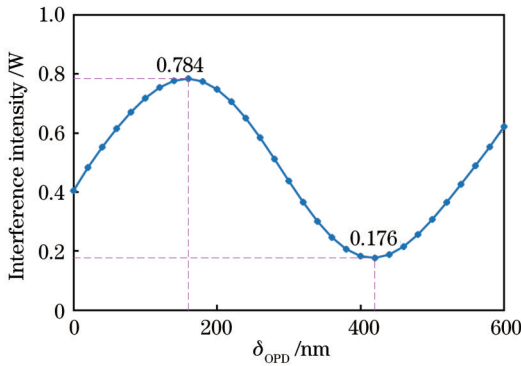


图 8 MZI 输出干涉光强随 δ_{OPD} 的变化曲线

Fig. 8 Change curve of interference intensity of MZI with δ_{OPD}

在 Zemax 软件的宏功能中进行编程,获得发散角在 0~5 mrad 范围内的 MZI 输出干涉光强的数据,每隔 0.1 mrad 记录一组光程差在一个波长内变化的干涉光强数据,将仿真的数据代入式(15)可以得到发散角在 0~5 mrad 范围内 T_{aa} 的变化曲线,如图 9 所示。

视场展宽前, T_{aa} 随着光束发散角的增加迅速减小,当发散角为 0.4 mrad 时, T_{aa} 为 0.697,此时 MZI 的

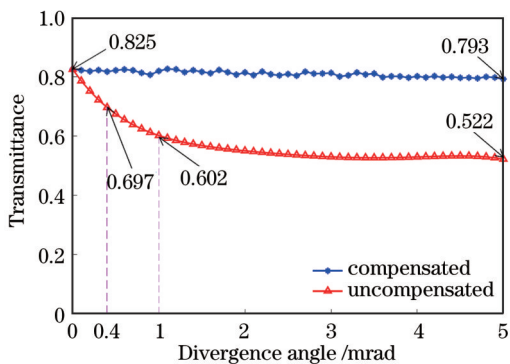


图 9 视场展宽前后 T_{aa} 随发散角的变化

Fig. 9 T_{aa} varies with divergence angle before and after field-widening

分光能力较差;当发散角为 1 mrad 时, T_{aa} 下降至 0.602,此时的 MZI 几乎没有了分光能力。由此可见,视场展宽前,较小的发散角会导致 MZI 的分光能力急速下降,当发散角大于 1 mrad 时 MZI 几乎已经失去了分光能力。视场展宽后, T_{aa} 随着光束发散角的增加仅有微小的下降,发散角在 0~5 mrad 范围内 T_{aa} 的值为 0.825~0.793,即 5 mrad 以内的发散角对 MZI 的分光能力影响均较小,即 MZI 的分光能力较好。

将仿真结果与理论分析对比可知,理论计算的 T_{aa} 极大值为 0.837(由第 2 节得到),仿真的 T_{aa} 极大值为 0.825,该微小差异是因为理论计算时使用了取样分割的方法求解公式中的积分部分,而仿真时 Zemax 软件中光线追踪数量与探测器像元数量等参数的设置也会对 T_{aa} 的值有影响,因此理论分析与仿真结果中的 T_{aa} 不会完全相同,此微小差异对后续反演气溶胶光学特性参数的影响可忽略不计。4.2 节的理论分析与 4.3 节的仿真结果均表明:视场展宽前系统可允许的发散角 ≤ 0.4 mrad,视场展宽后系统可允许的发散角大于 5 mrad,证明了所提出的视场展宽方案是有效的,能够满足实际需求。

5 结 论

光谱鉴别器 MZI 是 MLM-HSRL 系统的核心器件,激光大气回波信号的高斯传输分布特性使得入射到大光程差 MZI 的光束必然存在发散角。光束发散角与大光程差 MZI 有效透过率之间关系的计算结果表明,视场展宽前的空气腔大光程差 MZI 所允许的光束发散角要 ≤ 0.4 mrad。为了降低光束发散角对 MZI 有效透过率的影响,提出一种基于补偿玻璃的大光程差 MZI 视场展宽技术,建立了补偿玻璃的长度、折射率和大光程差 MZI 光程差参数之间的数学模型,探讨了 3 种补偿玻璃与 $O_{PD}=1000$ mm 的大光程差 MZI 之间的适配性,并选定补偿玻璃为 HK9LGT 的玻璃材料对空气腔大光程差 MZI 进行改进。理论分析结果表明,视场展宽后 $O_{PD}=1000$ mm 的大光程差 MZI 所允许的光束发散角要小于 25.6 mrad,即提出的视场展宽方案将系统可允许的发散角范围扩大了近 50 倍。利用 Zemax 软件对视场展宽技术进行仿真验证,结果表明:视场展宽前 T_{aa} 随着光束发散角的增加迅速下降,在发散角为 1 mrad 时 T_{aa} 的值就已下降至 0.602,此时 MZI 几乎无分光能力;视场展宽后 T_{aa} 随着光束发散角的增加仅有微小的下降,即使发散角为 5 mrad 时 T_{aa} 的值才下降至 0.793,此时 MZI 仍具有较好的分光能力。理论分析与仿真均表明所提出的视场展宽技术对大光程差 MZI 的分光能力有较好的提升。

参 考 文 献

[1] Shimizu H, Noguchi K, She C Y. Atmospheric temperature measurement by a high spectral resolution lidar[J]. Applied

- Optics, 1986, 25(9): 1460-1466.
- [2] Shipley S T, Tracy D H, Eloranta E W, et al. High spectral resolution lidar to measure optical scattering properties of atmospheric aerosols: theory and instrumentation[J]. Applied Optics, 1983, 22(23): 3716-3724.
- [3] Piironen P, Eloranta E W. Demonstration of a high-spectral-resolution lidar based on an iodine absorption filter[J]. Optics Letters, 1994, 19(3): 234.
- [4] 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.
- [5] 徐俊杰, 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的研究[J]. 中国激光, 2020, 47(7): 0710003.
- Xu J J, Bu L B, Liu J Q, et al. Airborne high-spectral-resolution lidar for atmospheric aerosol detection[J]. Chinese Journal of Lasers, 2020, 47(7): 0710003.
- [6] 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.
- [7] Gao F, Nan H S, Zhang R, et al. Quasi-monochromatic of laser echo signals on transmittance of Mach-Zehnder interferometer for UV multi-longitudinal-mode high-spectral-resolution lidar[J]. Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, 2019, 234: 10-19.
- [8] 成中涛, 刘东, 刘崇, 等. 多纵模高光谱分辨率激光雷达研究[J]. 光学学报, 2017, 37(4): 0401001.
- Cheng Z T, Liu D, Liu C, et al. Multi-longitudinal-mode high-spectral-resolution lidar[J]. Acta Optica Sinica, 2017, 37(4): 0401001.
- [9] 高飞, 南恒帅, 黄波, 等. 紫外域多纵模高光谱分辨率激光雷达探测气溶胶的技术实现和系统仿真[J]. 物理学报, 2018, 67(3): 030701.
- Gao F, Nan H S, Huang B, et al. Technical realization and system simulation of ultraviolet multi-mode high-spectral-resolution lidar for measuring atmospheric aerosols[J]. Acta Physica Sinica, 2018, 67(3): 030701.
- [10] 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.
- 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.
- [11] 汪丽, 谭林秋, 李仕春, 等. 基于 Mach-Zehnder干涉仪条纹成像技术的多普勒测风激光雷达鉴频系统研究及仿真[J]. 量子电子学报, 2013, 30(1): 98-102.
- Wang L, Tan L Q, Li S C, et al. Study and simulation of frequency discriminator for Doppler wind lidar based on fringe imaging Mach-Zehnder interferometer[J]. Chinese Journal of Quantum Electronics, 2013, 30(1): 98-102.
- [12] 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): 337-345.
- 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): 337-345.
- [13] 洪光烈, 周艳波, 舒嵘, 等. 马赫-曾德尔干涉仪对大气后向散射的谱分析[J]. 光电工程, 2017, 44(8): 805-810, 840.
- Hong G L, Zhou Y B, Shu R, et al. Spectral analysis made by Mach-Zehnder interferometer for atmospheric backscattering[J]. Opto-Electronic Engineering, 2017, 44(8): 805-810, 840.
- [14] 夏玉宁, 王钊, 张云, 等. 马赫-曾德尔干涉仪频谱特性及入射视场展宽技术研究[J]. 量子电子学报, 2021, 38(6): 796-805.
- Xia Y N, Wang Z, Zhang Y, et al. Mach-Zehnder interferometer spectral characteristics and incident field of view widening technology[J]. Chinese Journal of Quantum Electronics, 2021, 38(6): 796-805.
- [15] Dubin M, Hull A R, Champion K S W. Us standard atmosphere [EB/OL]. [2022-02-04]. https://hbc.chemnetbase.com/faces/documents/14_12/14_12_0001.xhtml.
- [16] Shepherd G G, Gault W A, Miller D W, et al. WAMDII: wide-angle Michelson Doppler imaging interferometer for Spacelab[J]. Applied Optics, 1985, 24(11): 1571-1584.

Field-Widening Technique for Mach-Zehnder Interferometer in Multi-Longitudinal-Mode High-Spectral-Resolution Lidar

Gao Fei, Gao Fengjia, Zhang Rui, Hou Chun, Yang Fan, Wang Li, Xin Wenhui, Li Shichun, Hua Dengxin*

School of Mechanical and Precision Instrument Engineering, Xi'an University of Technology, Xi'an 710048, Shaanxi, China

Abstract

Objective Multi-longitudinal-mode (MLM) high-spectral-resolution lidar (HSRL) is a novel laser remote sensing technique for realizing fine detection of aerosol optical properties. The Mach-Zehnder interferometer (MZI) with a periodic transmittance is selected as the spectral discriminator for directly separating aerosol Mie scattering and molecular Rayleigh scattering spectra excited by the MLM laser. In principle, the design of the MZI for the application of the MLM-HSRL should meet two conditions. One is that the optical path difference of the MZI is twice the laser cavity length, and the other is that the optical path difference of the MZI is an integer multiple of the laser wavelength. The laser elastic echo scattering signal received by the MLM-HSRL has Gaussian transmission characteristics consistent with the laser beam, which makes the incident light beam on the MZI have a divergence angle. The divergence angle of the incident light beam

leads to a deviation in the optical path difference of the MZI, which makes the optical path difference of the MZI fail to equal an integer multiple of the laser wavelength and then makes the discrimination capability of the MZI worse. As the divergence angle of the incident light beam cannot be eliminated, a field-widening technique for the MZI with a large optical path difference based on compensated glasses is proposed to reduce the influence of the divergence angle of the incident beam on the discrimination capability of the MZI.

Methods In this study, a field-widening technique for the MZI with a large optical path difference is studied for the application of the MLM-HSRL for realizing fine detection of aerosol optical characteristics. First, the required design parameters of the MZI with a large optical path difference and an inversion method of aerosol optical properties in the MLM-HSRL system are analyzed. Second, the mathematical relationship between the divergence angle of the incident light beam and the effective transmittance of the MZI with a large optical path difference is established, and the maximum allowed divergence angle for the MZI ($O_{pd}=1000$ mm) is calculated. Third, a field-widening technique for the MZI with a large optical path difference based on compensated glasses is proposed. The principle of the field-widening technique is explained, and the mathematical model between the optical path difference of the MZI with the field-widening technique and the divergence angle of the incident light beam is established. According to such analysis, compensated glasses are selected, and their length is calculated. Fourth, the theoretical modeling and simulation verification of the proposed field-widening technique are carried out.

Results and Discussions The discrimination capability of the MLM-HSRL system is affected by the divergence angle generated by the Gaussian transmission distribution of the laser elastic echo scattering signal. Theoretical analysis shows that the maximum allowed divergence angle of the MZI ($O_{pd}=1000$ mm) is no more than 0.4 mrad, so as to ensure an excellent discrimination capability of the MZI with a large optical path difference (Fig. 4). A field-widening optical path of the MZI with a large optical path difference based on compensated glasses is shown in Fig. 5. Compensated glasses are chosen to be the HK9LGT glass, whose refractive index (standard state @532.0 nm) is 1.517, and the coefficient of thermal expansion is 7.6×10^{-6} . The total length of the required compensated glasses is 1165.767 mm. In addition, the transmittance of the compensated glasses decreases as the length increases, and the transmittance decreases by 0.2% when the length increases by 10 mm (Table 1). The theoretical analysis shows that the allowed divergence angle of the MZI with a large optical path difference ($O_{pd}=1000$ mm) should be less than 25.6 mrad after the field widening (Fig. 6). Zemax simulation results show that the effective transmittance of T_{aa} is lower than 0.7, and positive discrimination effect cannot be achieved when the divergence angle is greater than 0.4 mrad before the field widening. The effective transmittance of T_{aa} is 0.825-0.793, and MZI has excellent discrimination capacity (Fig. 9) when the divergence angle is 0-5 mrad after the field widening.

Conclusions MZI, as a spectral discriminator, is the core device in the MLM-HSRL system. The Gaussian transmission distribution of the laser elastic echo scattering signal makes the incident light beam on the MZI with a large optical path difference inevitably have a divergence angle. In this paper, the influence of the divergence angle on the discrimination capability of the MZI with a large optical path difference is analyzed in detail, and the maximum allowed divergence angle of the MZI ($O_{pd}=1000$ mm) is 0.4 mrad. In order to reduce the influence of the divergence angle on the transmittance of the MZI, a field-widening technique for the MZI with a large optical path difference based on compensated glasses is proposed. The theoretical analysis results show that the maximum allowed divergence angle of the MZI ($O_{pd}=1000$ mm) is 25.6 mrad after the field widening. The proposed field-widening technique enlarges the allowed divergence angle range of the system by nearly 50 times. The simulation results show that the effective transmittance of T_{aa} decreases rapidly with the increase in the divergence angle, and the discrimination capability of the MZI becomes worse at a divergence angle greater than 0.4 mrad before the field widening, while T_{aa} decreases slightly with the increase in the divergence angle, and the discrimination capability of the MZI is positive at a divergence angle ranging from 0 to 5 mrad after the field widening. The proposed field-widening technique can extend the received field angle of the MZI with a large optical path difference and improve the discrimination capability of the MZI with a large optical path difference.

Key words measurement; Mach-Zehnder interferometer; multi-longitudinal-mode high-spectral-resolution lidar; field-widening; large optical path difference; effective transmittance