

# 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\*

谭林秋 华灯鑫<sup>†</sup> 汪丽 高飞 狄慧鸽

(西安理工大学机械与精密仪器工程学院, 西安 710048)

(2014年5月19日收到; 2014年6月5日收到修改稿)

相对于传统多普勒鉴频器 Fabry-Perot 干涉仪, Mach-Zehnder 干涉仪 (MZI) 具有透过率高、直线条纹易于探测、可进行视场展宽等优点. 本文设计了基于条纹成像 MZI 的非相干多普勒测风激光雷达系统, 构建了风速反演的数学模型, 利用 MZI 视场展宽技术优化了激光雷达系统的性能. 数值仿真实现了 MZI 鉴频系统干涉条纹图样的理想输出, 采用 SineSqr 函数拟合法获取了高精度的多普勒频移前后干涉条纹的移动距离, 并通过视场补偿减小了入射角对 MZI 光程差的影响, 从而实现视场展宽. 结果表明: 采用 SineSqr 函数拟合法可获得在  $\pm 100 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$  的径向风速范围内  $< 0.45 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$  的风速误差, 克服了条纹重心法反演风速不稳定性的缺点; 视场展宽技术在不降低鉴频性能的情况下, 能最大补偿  $1^\circ$  的视场角. MZI 条纹成像多普勒激光雷达应用技术的探讨将为中高层大气风速激光雷达测量系统的实际开发奠定良好的基础.

**关键词:** 激光雷达, 条纹成像 Mach-Zehnder 干涉仪, 风速反演, 视场补偿

**PACS:** 42.68.Wt, 07.60.Ly, 34.50.-s, 92.60.Wc

**DOI:** 10.7498/aps.63.224205

## 1 引言

多普勒测风激光雷达是测量大气风廓线的一种有效工具, 它能对大气风场进行连续、实时和快速的遥感监测, 具有很高的时空分辨率, 能为数值天气预报和气象动力学的研究提供三维风场数据<sup>[1]</sup>. 其中鉴频系统是其重要的组成部分, 且鉴频精度直接影响了测风的精度, 因此对鉴频系统的研究一直一来都是多普勒测风激光雷达系统的研究重点.

直接检测多普勒频移的方法可分为基于边缘技术的能量探测<sup>[2]</sup>和基于条纹技术的图像探测<sup>[3]</sup>. 无论是边缘技术还是条纹图像技术, 非相干多普勒激光雷达的鉴频系统大多基于 Fabry-Perot 干涉仪 (FPI)<sup>[4-7]</sup>. 然而 FPI 的透过率比较低, 且产生的环状干涉条纹和已有的阵列式探测器 (如 CCD) 不匹配, 这就给条纹探测带来了困难<sup>[8,9]</sup>. 相比于 FPI, Mach-Zehnder 干涉仪 (MZI) 透过率高, 可生成直

线条纹, 易于探测<sup>[10,11]</sup>. 而且 MZI 还能通过视场补偿进行视场展宽, 这是 FPI 不能达到的, 因此可用于一些 FPI 不适用的场合. 20 世纪 90 年代末 21 世纪初, 日本和法国科学家相继提出在非相干测风激光雷达中采用 MZI 作为鉴频器, 并且针对气溶胶和大气分子后向散射信号的特点, 分别对 MZI 鉴频系统进行了不同的优化设计<sup>[12,13]</sup>. 但大多属于能量探测<sup>[12-14]</sup>, 对条纹成像技术的研究还只停留在理论层面上, 而国内也还没有此方面的研究报道<sup>[15,16]</sup>. 因此, 要研制基于条纹成像 MZI 的多普勒测风激光雷达, 必须先对其进行深入的理论研究和数值仿真.

本文设计了基于 MZI 条纹技术的多普勒激光雷达系统, 构建了风速反演的数学模型. 采用光学设计软件 ZEMAX 对基于大气分子散射信号的条纹成像 MZI 鉴频系统进行了设计和仿真, 根据得到的仿真干涉条纹进行了风速反演, 并研究了 MZI 鉴频系统视场展宽的实现.

\* 国家自然科学基金青年科学基金 (批准号: 61205189) 资助的课题.

<sup>†</sup> 通讯作者. E-mail: xauthdx@163.com

## 2 非相干多普勒测风激光雷达系统

非相干多普勒测风激光雷达系统构成如图1所示. 主要包含四部分: 单频种子注入Nd:YAG脉冲激光发射子系统、望远镜光学接收子系统、鉴频子系统以及数据处理子系统.

考虑到人眼的安全, 系统选用Nd:YAG脉冲激光器的三倍频波长354.7 nm为发射源, 通过种子注入技术实现单频率脉冲输出. 经过准直后的激光被分光棱镜BS分为两部分, 其中大部分光经全反射镜M0, M1和M2射向大气探测区域, 大气后向散射信号由卡塞格林式望远镜接收, 并耦合至传导光纤后进入鉴频系统. 另外一小部分光直接耦合至传导光纤进入鉴频系统, 作为参考光, 与大气后向散射信号进行比较, 得到多普勒频移进而反演风速.

图2为设计的两通道MZI条纹成像鉴频系统. 进入光纤的参考光及大气后向散射信号经透镜L1准直后被分光棱镜BS1分为两束光, 这两束光分别在干涉仪的两条支路上传播, 其光学路径不同. 调整全反射镜M4的角度, 使其稍稍偏离45°方向, 这样到达分光棱镜BS2的两束波的波面将会产生一个

小倾角 $\theta$ , 最后会在BS2后的两个探测器D1和D2上形成互补的等厚干涉条纹. 面阵式探测器虽然可以获取直观的二维图像信息, 但帧频比较低, 降低了激光雷达的空间分辨率, 从而限制了它的应用. 因此, 本系统采用线列式探测器, 并在探测器前加入柱面透镜CYL, 对平行于条纹方向的光线进行聚焦, 以集中能量, 提高探测效率.

## 3 基于MZI条纹技术的风速反演理论

当激光束以一定方位角和天顶角指向大气被探测区域时, 由于风的作用, 大气中的气溶胶粒子和大气分子散射信号会产生相对于发射激光的多普勒频移 $\Delta\sigma_{DOP}$ , 该多普勒频移与大气径向风速 $V$ 的关系为<sup>[17]</sup>

$$V = \frac{\Delta\sigma_{DOP} \cdot c}{2\sigma_0}, \quad (1)$$

其中 $c$ 为光速,  $\sigma_0$ 为发射激光的中心波数. 通过大气后向散射信号的频率检测可以得到径向风速引起的多普勒频移, 进而获得径向风速的大小, 如果进行光束立体扫描, 则可以得到风向信息.

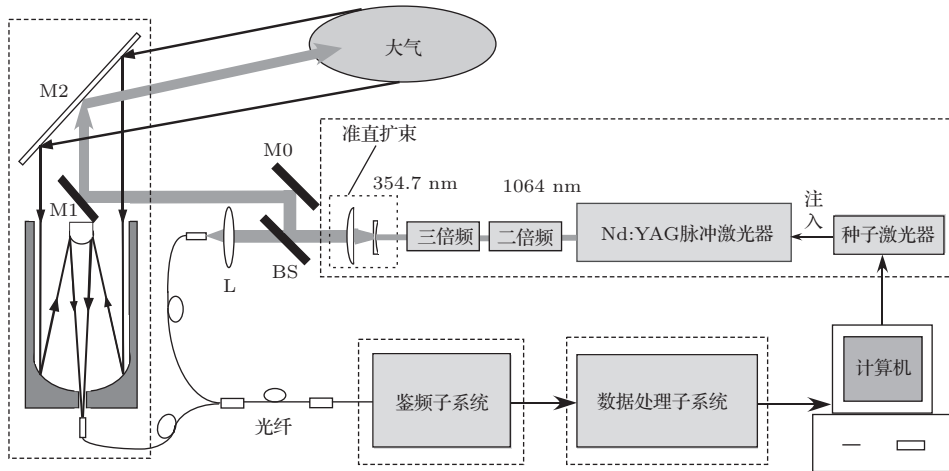


图1 非相干多普勒测风激光雷达系统 (M, 全反镜; L, 透镜; BS, 分光棱镜)

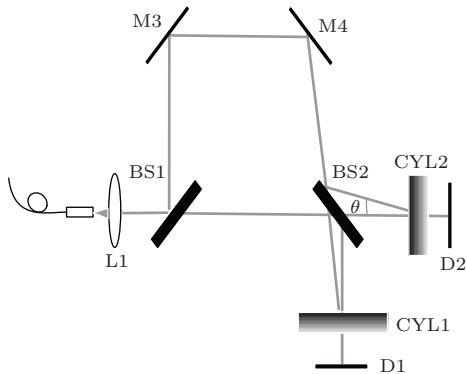


图2 MZI鉴频系统示意图 (CYL, 柱面透镜; D, 探测器)

对于MZI(图2), 要想在探测器上形成等厚干涉条纹必须调整全反镜M4的角度, 使经过干涉仪两条支路的光波波面在分光棱镜BS2后形成一个小角度 $\theta$ . 这样一来, 发生干涉的两束波的光程差 $\Delta l$ 可以写为<sup>[17]</sup>

$$\Delta l = l_0 + \theta \cdot x, \quad (2)$$

其中 $l_0$ 是初始固有光程差,  $x$ 是垂直于条纹方向距离两光波波面所形成的楔形顶端的距离. 假设两分光棱镜BS1和BS2的透过率和反射率相等, 均为

0.5, 那么分别到达探测器 D1 和探测器 D2 的透过率函数  $T_1$  和  $T_2$  均为 SineSqr 函数, 分别表示为<sup>[17]</sup>

$$T_1 = \sin^2\left(\frac{\delta}{2}\right), \quad T_2 = \cos^2\left(\frac{\delta}{2}\right), \quad (3)$$

其中  $\delta$  为两干涉光束的相位差, 它是  $x$  的线性函数,

$$\delta = 2\pi\sigma_0\Delta l = 2\pi\sigma_0(l_0 + \theta x). \quad (4)$$

因此探测器上会形成一系列平行等距明暗相间的直线条纹, 且两探测器上的条纹互补. 定义条纹的干涉级为

$$i = \frac{\delta}{2\pi} = \sigma_0(l_0 + \theta x), \quad (5)$$

当  $i$  是整数  $1, 2, 3, \dots$  时, 探测器 D1 上  $x$  位置处对应暗条纹的中心, 探测器 D2 上  $x$  位置处对应亮条纹的中心; 而当  $i$  是半整数  $1/2, 3/2, 5/2, \dots$  时, 情况刚好相反. 受风速影响, 大气后向散射信号产生多普勒频移  $\Delta\sigma_{\text{DOP}}$  时, 对应干涉条纹的中心位置也相应改变了  $\Delta x$ , 此时

$$i = (\sigma_0 + \Delta\sigma_{\text{DOP}})[l_0 + \theta(x + \Delta x)]. \quad (6)$$

假设对应的是同级次条纹, 那么  $i$  是相等的, 由 (5) 和 (6) 式可得

$$\Delta\sigma_{\text{DOP}} = \frac{-\sigma_0 \cdot \theta \cdot \Delta x}{l_0 + \theta(x + \Delta x)}. \quad (7)$$

将 (7) 式代入 (1) 式中, 可得

$$V_{\text{retr}} = \frac{-c \cdot \theta \cdot \Delta x}{2[l_0 + \theta(x + \Delta x)]}. \quad (8)$$

通常情况下, 光程差在探测器上的变化很小 ( $\theta(x + \Delta x) \ll l_0$ ), 所以 (8) 式可以简化为

$$V_{\text{retr}} = -\frac{c \cdot \theta \cdot \Delta x}{2l_0}, \quad (9)$$

(9) 式即为基于 MZI 条纹技术的径向风速反演公式. 很明显, 只要得到发生多普勒频移前后同级次条纹中心位置的移动信息  $\Delta x$ , 就可以反演径向风速.

定义径向风速的测量误差为

$$\Delta = V_{\text{retr}} - V_{\text{theo}}, \quad (10)$$

其中  $V_{\text{retr}}$  为采用以上风速反演理论反演的径向风速,  $V_{\text{theo}}$  为理论径向风速.

## 4 干涉条纹仿真及风速反演

### 4.1 MZI 参数优化

假设回波信号是大气分子散射信号, 在不考虑布里渊散射引起的展宽和发射激光线宽的情况下,

归一化的散射信号谱可表示为<sup>[17]</sup>

$$I(\sigma) = \frac{1}{\gamma\sqrt{\pi}} \exp\left[-\frac{(\sigma - \sigma_0)^2}{(\gamma)^2}\right], \quad (11)$$

其中  $\sigma$  为光的波数,  $\gamma$  为散射谱峰值  $1/e$  处的半宽, 表示为<sup>[17]</sup>

$$\gamma = \frac{2\sigma_0}{c} \left(\frac{2kt}{m}\right)^{1/2}, \quad (12)$$

其中  $k$  为玻尔兹曼常数,  $t$  为散射介质的温度,  $m$  是大气分子的平均质量. 激光发射波长设为  $354.7 \text{ nm}$  以获得较强的大气分子后向散射信号.

对于 MZI 条纹技术来说, 首先需要优化的参数是 MZI 的初始固有光程差  $l_0$ , 根据风速标准差最小化的要求, 它可以表示为<sup>[17]</sup>

$$l_0 = (\sqrt{2\pi}\gamma)^{-1}. \quad (13)$$

当激光波长为  $354.7 \text{ nm}$ , 大气后向散射信号为温度是  $250 \text{ K}$  的大气分子散射谱时, 计算得到的  $l_0 = 3.16 \text{ cm}$ .

另外一个需要优化的参数是干涉条纹的间隔  $((\sigma_0\theta)^{-1})$ , 定义为<sup>[17]</sup>

$$\sigma_0\theta B = N, \quad (14)$$

其中  $B$  为线列式探测器的总长,  $N$  为探测器上所成条纹的个数, 为整数. 由文献<sup>[12]</sup>可知, 在探测器相同的情况下, 条纹间隔最大化可提高探测精度, 即探测器上仅出现一个条纹周期 ( $N = 1$ ), 且每个条纹周期占有的探测器通道数最小为 10 时, 探测精度是最优的.

### 4.2 MZI 干涉条纹仿真

为了验证反演理论, 利用光学设计软件 ZEMAX 的非序列模式模拟 MZI 鉴频系统. 设计的鉴频系统如图 3 所示, 图 3(b) 是在图 3(a) 的基础上, 在两通道的探测器前加入柱面透镜 CYL, 将二维的直线条纹转换成一维线条纹.

当出射激光波长  $\lambda = 354.7 \text{ nm}$  时, MZI 探测器 D1 上仿真出来的 3 级干涉条纹图样如图 4 所示, 图 4(a) 和图 4(b) 的干涉条纹分别对应于图 3(a) 和图 3(b) 的光学系统. 很明显, 在相同尺寸的探测器上, 经过 CYL 聚焦, 平行于线条纹方向的像元能量集中到了一个像元里, 二维直线条纹转换为一维线条纹, 不仅简化了探测, 可以使用线列式探测器, 而且使能量进行了集中, 提高了线列式探测器每个通道的探测效率.

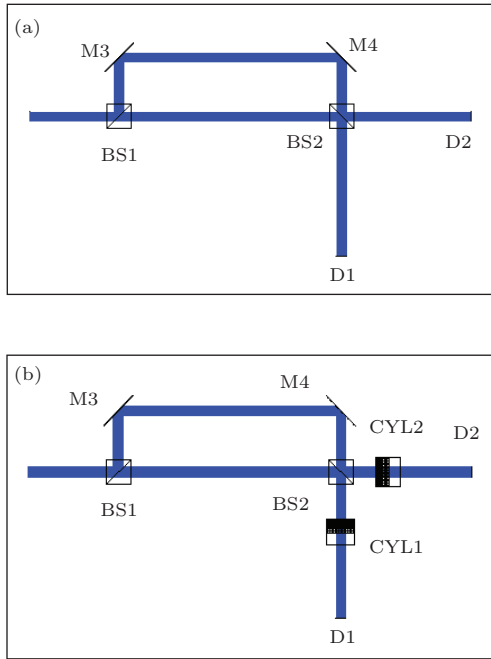


图3 MZI 鉴频系统仿真光路图 (a) 经典结构; (b) 柱面透镜聚焦

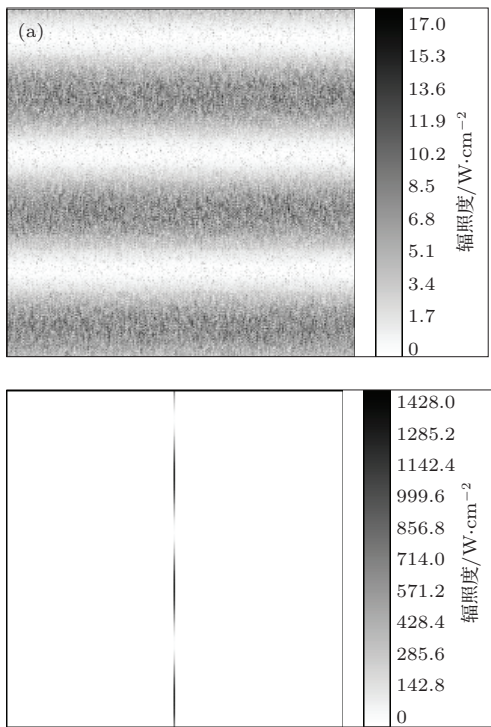


图4  $\lambda = 354.7 \text{ nm}$  时 MZI 探测器 D1 上的 3 级干涉条纹 (仿真采用平行光源, 光源谱为大气温度是 250 K 时的大气分子散射谱, 光源能量为 1 W) (a) 平行等距的二维直线条纹; (b) 柱面透镜聚焦后的一维线条纹

### 4.3 基于 MZI 条纹的径向风速反演

由上面的优化理论可知, 探测器尺寸不变的情况下, 整个探测范围内仅仅出现一个条纹 ( $N = 1$ ) 时, 探测结果是最优的. 因此当线列式探测器的总

长  $B = 2.56 \text{ mm}$  时, 由 (14) 式可得两干涉光波面最终形成的小角度  $\theta = 0.008^\circ$ . 按照上述参数优化结果, 用 ZEMAX 软件模拟干涉条纹的成像如图 5 所示.

在条纹成像测风激光雷达中, 目前常用的线列式探测器通道大多为 16 个 [18], 因此图 5 (b) 中探测器的通道数设置为 16. 通过设定不同的多普勒频移, 得到不同的一维干涉条纹, 以探测器通道为横坐标, 干涉辐照度为纵坐标, 绘出线条纹能量谱曲线如图 6 所示.

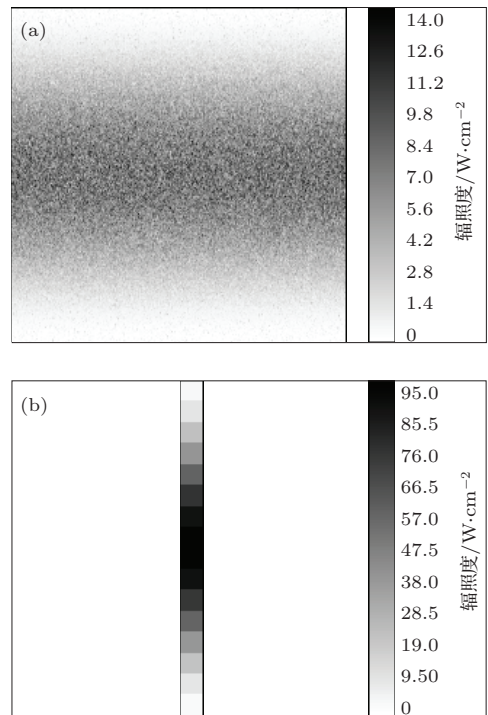


图5  $\lambda = 354.7 \text{ nm}$  时 MZI 探测器 D1 上的测风干涉条纹 (a) 一个完整的二维直线条纹周期; (b) 柱面透镜聚焦后的一维线条纹

从图 6 可以看出, 当风速引起多普勒频移时, MZI 两探测器上的条纹相对于无多普勒频移时的参考条纹都发生了移动. 由上述反演理论可知, 测量出这种条纹中心的移动即可反演径向风速. 通用的确定条纹中心位置的方法是重心法, 即用条纹的重心取代中心进而反演风速. 然而重心法反演的径向风速误差会随风速的增大而增大, 原因是无多普勒频移时测量的条纹中心和重心重合, 而当条纹移动后, 其中心和重心不再重合, 且多普勒频移越大, 这种偏差也就越大 [18], 所以再用重心来取代中心就会产生较大的误差. 为了克服这种缺点, 可以采用函数拟合法来确定条纹中心. 由 (3) 式可知, MZI 的透过率函数为 SineSqr 函数, 所以我们采用 SineSqr 函数拟合法进行数据处理. 图 7 给出了用

这两种方法得到的风速测量误差.

从图7可以看出, 采用SineSqr函数拟合法反演的风速误差远远小于重心法反演的误差. 当径向风速在  $-100 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ — $100 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$  的范围内时, 风速测量误差小于  $0.45 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ , 而且克服了重心法的弊端, 误差并不随风速的增大而增大. 说明基于此反演方法的MZI鉴频系统更适合于中高层大气风速(一般为每秒几十米到几百米)的测量.

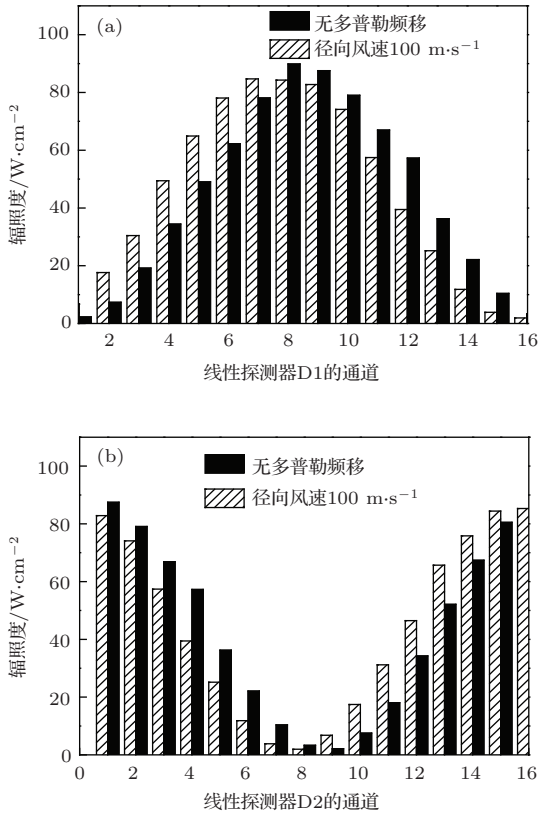


图6 多普勒频移前后的条纹能量谱 (a) 探测器D1; (b) 探测器D2

### 5 MZI视场展宽的实现

相比传统多普勒鉴频器FPI, MZI可以通过视场补偿实现视场展宽, 使光程差随入射角缓慢变化, 由此可允许在大的立体角范围内有效收集光能量, 提高系统探测信噪比并简化探测难度[17,19]. 要实现视场展宽, 需要在保持MZI初始固有光程差  $l_0$  不变的情况下, 在其长光臂中插入一个折射率为  $n$ , 厚度  $d = nl_0/(n^2 - 1)$  的视场补偿片(FCP)进行视场补偿[17], 如图8所示.

为了简化分析, 我们保持全反镜M4在  $45^\circ$  的方向上, 采用点光源入射, 用点光源入射锥度角模拟视场角, 这样发生干涉的两束光的光程差将由光线的入射角决定, 在探测器上会形成等倾干涉圆环. 当点光源入射锥度角为  $1^\circ$  时, 进行视场补

偿前后的MZI干涉条纹如图9所示. 对比图9(a), (b)可以看出, 视场补偿将4级干涉圆环转换为一个光斑, 大大减慢了光程差随入射角增大的变化速度.

将图9(b)中第242—271行和第242—271列(图中虚线框内)对应像素的辐照度值进行累加, 以像素点数为横坐标, 累加值为纵坐标, 给出不同点光源入射锥度角对应的条纹能量谱曲线, 如图10所示. 可以看出, 随着入射锥度角的增大, 补偿后的条纹能量谱曲线发生了弯曲, 且角度越大, 边缘下降越厉害. 对比图10(a), 经过多次验证发现, 视场补偿能很好补偿的点光源入射锥度角即视场角是  $1^\circ$ .

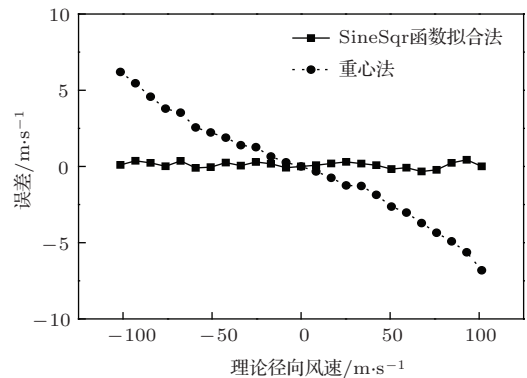


图7 风速测量误差与径向风速的关系

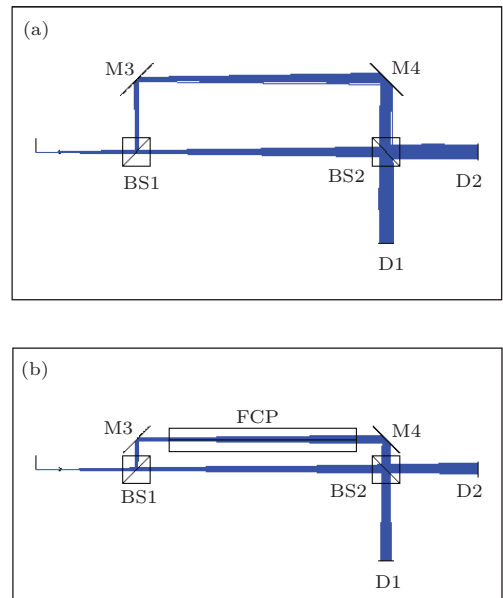


图8 视场补偿前后MZI鉴频系统仿真光路图 (a) 补偿前; (b) 补偿后

在基于MZI条纹技术的测风激光雷达鉴频系统中, 需要调整MZI中全反镜M4的角度, 使其稍稍偏离  $45^\circ$  的方向, 由此在平行光入射时产生平行等距的等厚干涉条纹. 而当进入MZI的光线入射

角增大时, 探测器同一位置处相干光束的光程差 ((2) 式) 会额外引入入射角引起的附加光程差. 同样可以通过视场补偿技术实现视场展宽, 在一定的入射角范围内, 消除这种附加光程差, 保持 MZI 的鉴频性能不下降.

同样采用点光源, 并通过设置点光源的入射锥度角来模拟进入 MZI 的视场, 且调整 MZI 中全反射镜 M4 的角度, 保证平行光入射时在探测器上仅出现一个测风直线条纹. 当点光源的入射锥度角是  $0.2^\circ$  时, 视场补偿前后的测风干涉条纹如图 11 所示. 很明显, 入射角的引入导致直线条纹弯曲成为弧形 (图 11 (a)), 无法用于风速反演. 而视场补偿很好地纠正了条纹的变形, 使弯曲的弧形条纹重新变为直条纹, 如图 11 (b) 所示. 但是, 当点光源入射锥度角增大到  $1.1^\circ$  时, 即使经过视场补偿, 干涉条纹

还是发生了变形, 微微弯曲为弧形, 如图 12 (b) 所示. 而当点光源入射锥度角减小到  $1^\circ$  时, 补偿后的条纹 (图 12 (a)) 没有明显变形, 仍为直线条纹. 经过多次仿真验证表明, 要保证补偿后的条纹为可进行风速反演的直线条纹, 视场角必须控制在  $1^\circ$  以下.

在探测器前面加上柱面透镜 CYL, 将条纹能量进行聚焦, 形成一维线条纹, 得到  $1^\circ$  点光源入射锥度角形成的条纹能量谱曲线, 如图 13 所示. 可以看出, 当仿真视场角达到  $1^\circ$  时, 补偿后的能量谱曲线峰值相对于补偿前平行光入射时下降了  $0.4\%$ , 可忽略不计. 而条纹的中心位置也发生了轻微的移动, 因为这种移动对参考光和测量光都存在, 所以对多普勒频移的测量也没有影响.

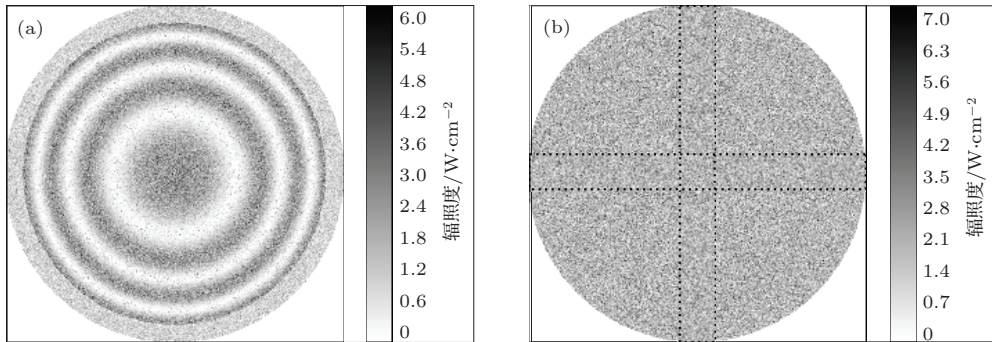


图9 点光源入射锥度角为  $1^\circ$  时 MZI 探测器 D1 上视场补偿前后的等倾干涉条纹 (a) 补偿前; (b) 补偿后

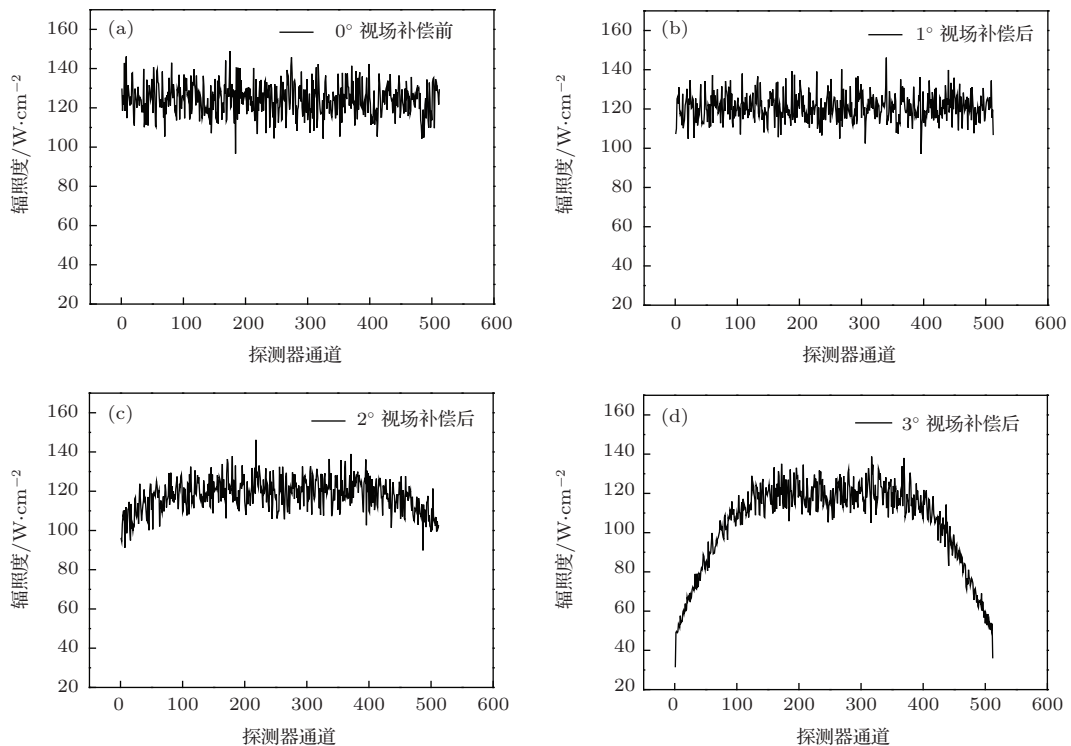


图10 不同点光源入射锥度角下的条纹能量谱 (a)  $0^\circ$  视场补偿前; (b)  $1^\circ$  视场补偿后; (c)  $2^\circ$  视场补偿后; (d)  $3^\circ$  视场补偿后

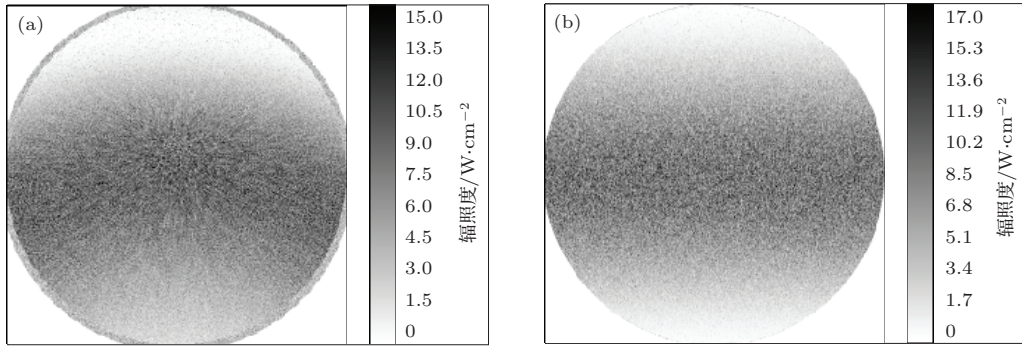


图 11 点光源入射锥度角是  $0.2^\circ$  时 MZI 探测器 D1 上视场补偿前后的测风干涉条纹 (a) 补偿前; (b) 补偿后

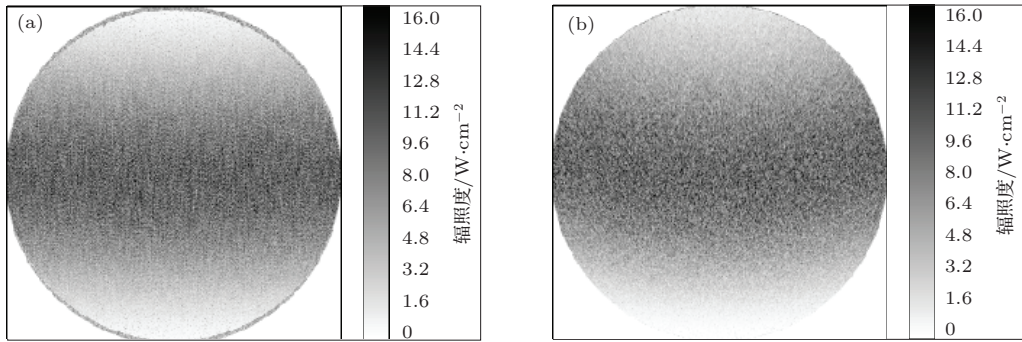


图 12 视场补偿后 MZI 探测器 D1 上不同点光源入射锥度角下的测风干涉条纹 (a)  $1^\circ$ ; (b)  $1.1^\circ$

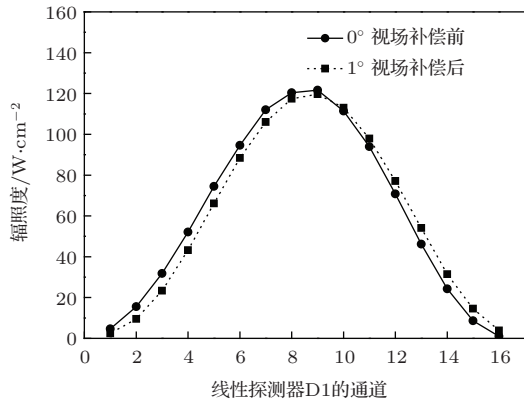


图 13 视场补偿前后不同点光源入射锥度角下的 MZI 条纹能量谱

综上所述, 在光入射能量和探测器尺寸不改变的情况下, 要保证 MZI 在测风激光雷达中的鉴频性能不发生明显下降, 通过视场补偿能接受的最大视场角是  $1^\circ$ , 高于 FPI 能接受的最大视场角一个数量级. 这一特性使 MZI 鉴频系统可以获得大的光通量, 从而实现高的系统探测信噪比, 并且可应用在一些特殊场合, 特别是当激光雷达 (比如星载激光雷达) 接收口径比较大, 导致接收到的后向散射信号视场比较宽时, 可以通过这一补偿技术使 MZI 鉴频系统适用于这种宽视场并保持鉴频性能不下降.

## 6 结 论

设计了基于 MZI 条纹技术的非相干多普勒测风激光雷达系统, 重点对基于大气后向散射信号的 MZI 鉴频系统进行了设计和仿真. 基于仿真条纹, 利用 SineSqr 函数拟合法对其进行数据分析完成风速反演, 通过与理论值进行比对, 获得径向风速在  $-100-100 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$  的范围内, 风速测量误差小于  $0.45 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ , 且不随风速增大而增大. 研究结果还表明 MZI, 可以通过视场补偿进行视场展宽, 在鉴频性能没有明显下降的情况下, 可以接受的最大视场角是  $1^\circ$ , 高于 FPI 能接受的最大视场角一个数量级, 从而可获得大的光通量, 实现高的系统探测信噪比. 以上基于 MZI 条纹技术的数据分析和反演方法及鉴频系统视场优化为 MZI 作为鉴频器在中高层测风激光雷达中的研制和应用提供了理论支持.

## 参考文献

- [1] Shen F H, Shu Z F, Sun D S, Wang Z C, Xue X H, Chen T D, Dou X K 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 060704 (in Chinese) [沈法华, 舒志峰, 孙东松, 王忠纯, 薛向辉, 陈廷娣, 窦贤康 2011 物理学报 **60** 060704]
- [2] McKay J A 1998 *Appl. Opt.* **37** 6480

- [3] McKay J A 1998 *Appl. Opt.* **37** 6487
- [4] Shen F H, Shu Z F, Sun D S, Wang Z C, Xue X H, Chen T D, Dou X K 2012 *Acta Phys.Sin.* **61** 030702 (in Chinese) [沈法华, 舒志峰, 孙东松, 王忠纯, 薛向辉, 陈廷娣, 窦贤康 2012 物理学报 **61** 030702]
- [5] Shen F H, Sun D S, Liu C L, Qiu C Q, Shu Z F 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 220702 (in Chinese) [沈法华, 孙东松, 刘成林, 仇成群, 舒志峰 2013 物理学报 **62** 220702]
- [6] Du J, Ren D M, Zhao W J, Qu Y C, Chen Z L, Geng L J 2013 *Chin. Phys. B* **22** 024211
- [7] Irgang T D, Hays P B, Skinner W R 2002 *Appl. Opt.* **41** 1145
- [8] Hays P B, Wang J X 1991 *Appl. Opt.* **30** 3100
- [9] Hays P B 1990 *Appl. Opt.* **29** 1482
- [10] Liang S, Zhang C X, Lin B, Lin W T, Li Q, Zhong X, Li L J 2010 *Chin. Phys. B* **19** 124217
- [11] Zhang X J, Feng X, Zhang D K, Huang Y D 2012 *Chin. Phys. B* **21** 124203
- [12] Liu Z Y, Kobayashi T K 1996 *Opt. Rev.* **3** 47
- [13] Bruneau D 2001 *Appl. Opt.* **40** 391
- [14] Bruneau D, Garnier A, Hertzog A, Porteneuve J 2004 *Appl. Opt.* **43** 173
- [15] Bruneau D, Pelon J 2003 *Appl. Opt.* **42** 1101
- [16] Wang L, Tan L Q, Li S C, Di H G, Wang Y F, Hua D X 2013 *Chin. J. Quantum Electron.* **30** 98 (in Chinese) [汪丽, 谭林秋, 李仕春, 狄慧鸽, 王玉峰, 华灯鑫 2013 量子电子学报 **30** 98]
- [17] Bruneau D 2002 *Appl. Opt.* **41** 503
- [18] Yang C H, Shen F H, Sun D S 2009 *Laser Infr.* **39** 724 (in Chinese) [杨春沪, 沈法华, 孙东松 2009 激光与红外 **39** 724]
- [19] Wang L, Zhao B C, Zhang C M 2008 *Opt. Prec. Eng.* **16** 426 (in Chinese) [汪丽, 赵葆常, 张淳民 2008 光学精密工程 **16** 426]



# Wind velocity retrieval and field widening techniques of fringe-imaging Mach-Zehnder interferometer for Doppler lidar\*

Tan Lin-Qiu Hua Deng-Xin<sup>†</sup> Wang Li Gao Fei Di Hui-Ge

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

( Received 19 May 2014; revised manuscript received 5 June 2014 )

## Abstract

Compared with the traditional Doppler frequency discriminator Fabry-Perot interferometer, Mach-Zehnder interferometer (MZI) has the advantages in high transmittance, linear parallel fringes instead of circular rings and wide field of view. An incoherent Doppler wind lidar system is demonstrated based on a fringe-imaging MZI. The mathematical model of wind velocity retrieval is derived, and the field widening of MZI is also used to optimize the performance of lidar system. The ideal fringe pattern outputs are obtained by numerical simulation, and the SineSqr function fitting method is proposed to determine the high-precision displacement of fringes after a Doppler shift. Furthermore, the field widening of MZI can be realized by field compensation which reduces the effect of the incidence angle on optical path difference. The results show that the wind velocity error obtained by SineSqr function fitting method is less than  $0.45 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$  at the line-of-sight wind velocity in a range from  $-100 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$  to  $100 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ , which overcomes the instability of wind velocity retrieval by the gravity method. A full-angle field of view of  $1^\circ$  for MZI frequency discriminator without significant performance reduction is also achieved. These supplied discussion of the application techniques for Doppler lidar based on MZI fringe technique would promote the practical development of Doppler lidar for wind velocity measurement of the middle and upper atmosphere.

**Keywords:** lidar, fringe-imaging Mach-Zehnder interferometer, wind velocity retrieval, field compensation

**PACS:** 42.68.Wt, 07.60.Ly, 34.50.-s, 92.60.Wc

**DOI:** 10.7498/aps.63.224205

---

\* Project supported by the Young Scientists Fund of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61205189).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: [xauthdx@163.com](mailto:xauthdx@163.com)