

文章编号:1001-5078(2009)07-0724-04

· 激光技术与应用 ·

基于 Fizeau 干涉仪多普勒激光雷达测量的实验研究

杨春沪¹, 沈法华², 孙东松²

(1. 上海电力学院数理系, 上海 200090; 2. 中国科学院安徽光学精密机械研究所, 安徽 合肥 230031)

摘要:实验实现了基于 Fizeau 干涉仪和线列探测器的条纹技术对多普勒频移和速度的测量。结果表明:在非常大的动态范围内,标准误差是 $4.2 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, 等于探测器分辨率的 6.4%。进一步优化 Fizeau 干涉仪的系统参数,能够满足测风激光雷达的精度要求。

关键词:多普勒频移;测风雷达;Fizeau 干涉仪;条纹技术;重心法

中图分类号:TN958.98 **文献标识码:**A

Experimental study of Doppler lidar with Fizeau fringe technique

YANG Chun-hu¹, SHEN Fa-hua², SUN Dong-song²

(1. Department of Mathematics and Physics, Shanghai University of Electric Power, Shanghai 200090, China;

2. Anhui Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Hefei 230031, China)

Abstract: The fringe imaging technique with Fizeau interferometer and linear detector has been used in simple laboratory experiments to demonstrate its ability for Doppler-shift or velocity measurement. The experimental results shown that the experimental error, standard deviation is $4.2 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ in very large dynamic range, which is equivalent to 6.4% of the detector resolution. By optimizing the parameters of the Fizeau interferometer, it is quite suitably used in wind lidar.

Key words: Doppler shift; wind lidar; Fizeau interferometer; fringe technique; gravity method

1 引言

多普勒激光雷达是目前遥测风场和运动目标速度的有力工具。它是利用高分辨率的光谱仪器测量激光信号的波长漂移达到对风速或运动目标探测的目的。多普勒激光雷达分为相干探测和直接探测两种。近年来,光电探测技术飞速发展使得采用直接探测技术成为一种必然趋势。直接探测中应用的多普勒频移检测技术主要有两种:边缘技术^[1-2]和多通道条纹技术^[3]。条纹技术不需要将气溶胶散射信号和分子散射信号区分,在实际应用中尤其在地表边界层和气溶胶浓度较高的区域具有一定优势。传统的条纹技术采用的是 Fabry-Perot 标准具作为鉴频器,其产生的是环状条纹,不利于探测器接收;而 Fizeau 条纹是线条纹,有利于采用线列探测器直接探测条纹移动^[4]。

本文介绍了 1064 nm 直接探测多普勒测风激光

雷达系统,并建立一个直接接收基于 Fizeau 干涉仪的多普勒测量原理实验系统。验证了条纹技术在多普勒频移测量中的可行性,并给出了测量精度。

2 基本原理

2.1 Fizeau 条纹技术测风原理

多光束 Fizeau 干涉仪是多普勒频移测量的关键部件,它由两个光学平板组成,彼此以一微小楔角分开,形成楔形空气空间。入射光在通过两个平板间楔形空间后,沿楔角方向产生干涉条纹,如图 1 所示。平板间距 L 可以表示为 $L = L_0 - \alpha y$, 其中 L_0 是平板中心间距,设此处的 y 为 0, α 是楔角。如果激光发射频率 ν_0 在干涉仪透射的条纹位于 Fizeau 平

基金项目:上海市教委优青基金(No. Z-2006-84)资助。

作者简介:杨春沪(1980-),女,讲师,硕士,主要研究方向为直接接收激光雷达,微波信号检测。E-mail: yangchunhu_cn@163.com

收稿日期:2008-12-21

板的中心 L_0 处,则接收的大气多普勒散射信号的 $(\nu_0 + \Delta\nu)$ 干涉条纹满足 $L_0\nu_0 = L(\nu_0 + \Delta\nu)$, 于是条纹在干涉板输出端的位置为:

$$y = \frac{\Delta\nu}{\alpha(\nu_0 + \Delta\nu)}L_0 \approx \frac{\Delta\nu}{\alpha\nu_0}L_0 = \frac{2v_r}{c\alpha}L_0 \quad (1)$$

式中, $\Delta\nu$ 是多普勒频移; v_r 是径向速度; c 表示光速, $\Delta\nu = 2v_r/\lambda$ 。由于 $\Delta\nu \ll \nu_0$, 所以得到上式近似结果^[5]。

因为相对于 L_0 处的 y 为 0, 所以由于多普勒频移引起的 $\Delta y = K \cdot v_r$, 其中 $K = \frac{2L_0}{c\alpha}$ 。由此可以看出条纹的位移量与径向风速大小成正比关系, 所以只要通过 CCD 探测到位置 Δy , 即可根据上式确定径向风速。

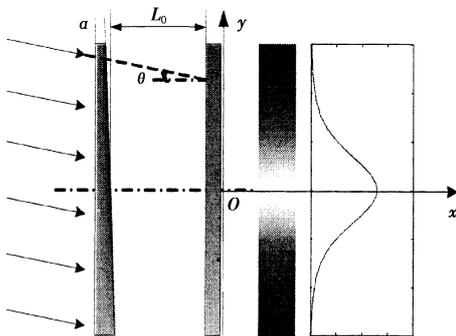


图1 Fizeau 干涉仪框图

2.2 激光雷达接收信号

单色平行光入射到 Fizeau 干涉仪时, 在贴近干涉仪平板后表面透过率函数为:

$$T = (1 - A - R)^2 \left| \sum_{n=0}^N R^n e^{\frac{2\pi}{c} \cdot 2\nu L P_n} \right|^2 \quad (2)$$

其中, $P_n = \frac{\sin\theta - \sin(\theta - 2n\alpha)}{2\tan\alpha}$; A 为光束通过干涉仪的光损耗; R 为干涉仪对应波长的反射率; N 为光在两平板之间的反射次数; α 为两干涉平板的夹角; θ 为入射光在后一块平板上照射角; $L = L_0 + \Delta L$ 为干涉仪平板之间的间隔; L_0 为干涉仪中心腔长。

实际的干涉仪存在缺陷, 假定其为缺陷因子 Δd_p 的高斯分布; 大气气溶胶后向散射信号的频谱与发射激光的高斯分布频谱相近似。通过对式(2)缺陷平均、高斯卷积及对线列探测器第 j 个通道对应的腔长变化范围积分, 得到探测器第 j 个通道的气溶胶信号透过率^[6]:

$$T_f(j) = (1 - A - R)^2 \left\{ \sum_{n=0}^N \sum_{m=0}^N R^{n+m} \cos[2\pi(P_n - P_m) \cdot \left(\frac{\nu_0}{\Delta\nu_{FSR}} + \frac{\Delta\nu}{\Delta\nu_{FSR}} + \frac{j - 1/2 - n_z/2}{n_z} \cdot \frac{\Delta\nu_z}{\Delta\nu_{FSR}} \right) \right\}$$

$$\exp\left(-\frac{4\pi^2(P_n - P_m)^2 \Delta d_p^2}{\lambda_0^2}\right) \cdot \exp\left(-\left[\frac{\pi(P_n - P_m)\Delta\nu_l}{\Delta\nu_{FSR}}\right]^2\right) \cdot \text{sinc}\left(\frac{P_n - P_m}{n_z} \cdot \frac{\Delta\nu_z}{\Delta\nu_{FSR}}\right) \quad (3)$$

式中, $\Delta\nu_l = \frac{\delta\nu}{\sqrt{4\ln 2}}$ ($\delta\nu$ 为激光发射谱宽); n_z 为探测器的通道数; 自由谱范围 $\Delta\nu_{FSR} = c/2L_0$; L_0 为 Fizeau 干涉仪中心腔长, 其对应频率为 ν_0 ; $\Delta\nu_z$ 为探测器探测的总的频率范围; $\Delta\nu$ 为多普勒频移量。

直接探测多普勒激光雷达接收的气溶胶散射信号光子数可表示为^[7]:

$$N_A(Z) = \varepsilon \Delta t \frac{E_0}{h\nu} \frac{A_r}{Z^2} \eta_0 \eta \beta_a(Z) \Delta Z \cos(\phi) \cdot$$

$$\exp[-2\text{sec}(\phi) \int_0^Z \alpha(Z) dZ] \quad (4)$$

式中, E_0 是发射的激光脉冲能量; ε 为激光脉冲重复频率; Δt 为积分时间; A_r 是接收望远镜的有效接收面积; η 是探测器的量子效率; η_0 为光学效率 (不包括 Fizeau 干涉仪透过率); ϕ 为发射激光仰角; Z 为垂直高度; ΔZ 为垂直方向上探测高度分辨率; $\beta_a(Z)$ 为 Z 高度气溶胶后向散射系数; $\alpha(Z)$ 为大气总的消光系数。将式(5)的 $\beta_a(Z)$ 换为 $\beta_m(Z)$ 就是激光雷达接收的 Z 高度处分子后向散射信号光子数 $N_M(Z)$ 。

每个 CCD 探测器通道接收到的气溶胶和大气分子散射光子数分别表示为:

$$N_A(j) = \frac{N_A(Z)}{n_z} \cdot T_f(j)$$

$$N_M(j) = \frac{N_M(Z)}{n_z} \cdot T'_f(j)$$

式中, 将式(3)的 $\Delta\nu_l$ 换成 $(\Delta\nu_l^2 + \Delta\nu_M^2)^{1/2}$ 即得 $T'_f(j)$, 其中 $\Delta\nu_M$ 为大气分子瑞利散射带宽。实际探测器每个通道接收到的光子数为:

$$N(j) = N_A(j) + N_M(j) \quad (5)$$

多普勒频移前后条纹中心发生移动。如果频移前后条纹都能被 CCD 完全接收到, 则条纹的重心和中心重合。可通过重心变化来确定多普勒频移及径向风速, 计算公式为:

$$v_r = (j_0 - j_{v_r}) \times V_c = \left(\frac{\sum_{j=1}^{n_z} j \cdot N_j(0)}{\sum_{j=1}^{n_z} N_j(0)} - \frac{\sum_{j=1}^{n_z} j \cdot N_j(v_r)}{\sum_{j=1}^{n_z} N_j(v_r)} \right) \times V_c \quad (6)$$

其中, j_0 和 j_{v_r} 分别为参考谱重心位置和有一径向风速 v_r 时的重心位置; V_c 为线列探测器一个元对应的风速大小, 本文为 65.17 m/s。

由于探测器的接收范围是有限的,当条纹移动后,其中心和重心不再重合。这就需要对直接计算值进行修正,则修正后风速 V_{CRT} 为^[6]:

$$V_{CRT} = v_r / (1 - C) \quad (7)$$

式中, $C \approx N_{min} \cdot n_z / N_T$, N_{min} 为各通道接收光子数的最小值, $N_T = \sum_{j=1}^{n_z} N(j)$ 为 CCD 接收到的总的光子数。

3 实验系统

建立一个直接探测基于 Fizeau 干涉仪的多普勒测量原理实验,如图 2 所示。实验系统参数如表 1 所示。发射机采用 Continuum 公司的注入锁定 Nd:YAG 激光器,波长为 1064 nm 的激光束经过扩束镜指向探测目标。发射激光分出一部分作为参考光,减小短期激光频率漂移以及环境对干涉仪的影响。目标散射信号经过望远镜接收系统耦合到光纤一端,光纤的另一端输出光束经过组合透镜耦合到 Fizeau 干涉仪。利用一球面凸透镜和一柱面凸透镜将像会聚到 16 元线列探测器。探测器信号输出经过采集卡送入计算机进行数据处理。当激光测量对象有一径向速度 v_r 时,频率变化为 $\Delta\nu = 2v_r/\lambda$,从而引起条纹中心的移动。原理如图 3 所示。在校准实验中,是通过改变发射激光的频率等效于探测目标速度的改变来完成的。

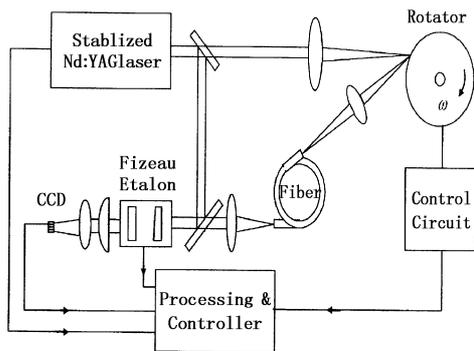


图2 直接探测系统光路示意图

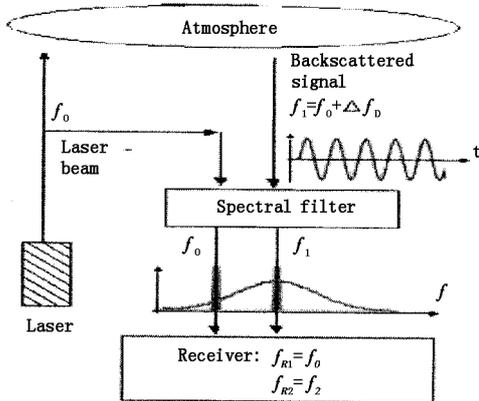


图3 直接探测系统原理

表1 直接接收激光雷达系统参数

| | Parameter | value |
|-----------------------|--------------------------------|-------------------|
| Transmitter | wavelength/nm | 1064 |
| | Linewidth/MHz | 80 |
| | PRF/Hz | 50 |
| Fizeau interferometer | Fizeau diameter Δy /mm | 16($\times 20$) |
| | Wedge angle/ μ rad | 18.6 |
| | FSR/GHz | 3.5 |
| | Reflective finesse | 21 |
| | Etalon defect parameter/nm | 6 |
| Linear detector | Number of channels | 16 |
| | Range imaging on detector | 0.56 FSR |

4 实验结果和讨论

4.1 理论修正

图 4 给出了 16 元线列探测器中每个通道模拟的光谱信号(公式(2)~(5)计算得到),当探测对象有某一速度时,可以看到探测器中条纹位置发生变化。如果频移前后条纹都能被 CCD 完全接收到,则条纹的重心和中心重合。可通过重心变化来确定多普勒频移及径向风速。

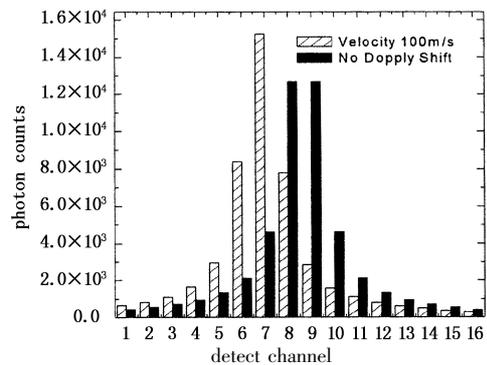


图4 无频移时参考谱每个通道光子数分布与模拟的 $100 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ 风速时每个通道光子数分布

图 5 给出了模拟信号用条纹重心法反演出的风速数据结果,图 6 给出了该方法模拟的线性误差和风速

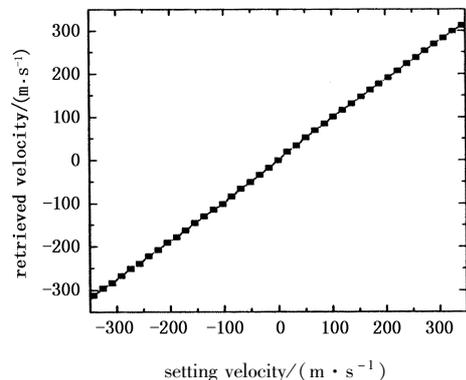


图5 用模拟信号反演出的风速

速大小的关系。可以看出,产生的方法误差随着风速的增加而递增。这是由于探测器的有限的接收范围以及其不是连续的,存在探测盲区等因素引起的。因此,用条纹重心法处理实验数据时,应该进行修正。

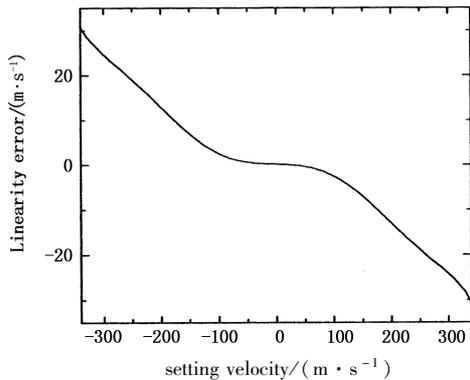


图6 线性误差与风速大小的关系

4.2 实验数据处理和误差分析

多普勒频移测量的实验数据结果如图7所示。给出了三组测量数据,用条纹重心法反演出了探测对象的径向速度。图8给出了风速大小和三组测量数据的线性误差、理论模拟数据的线性误差之间的关系,可以看出实验值和理论模拟值是基本吻合的。所以实际处理时,可以用图6对实验数据进行修正,这样可以大大减小误差。图9给出了修正后的一组

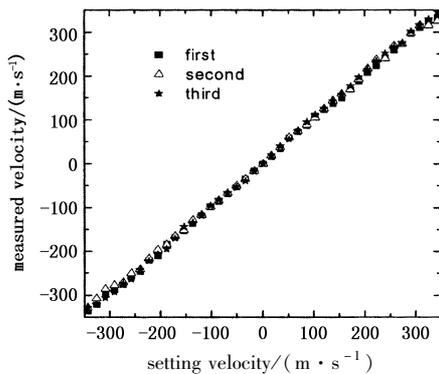


图7 没有修正的测量数据

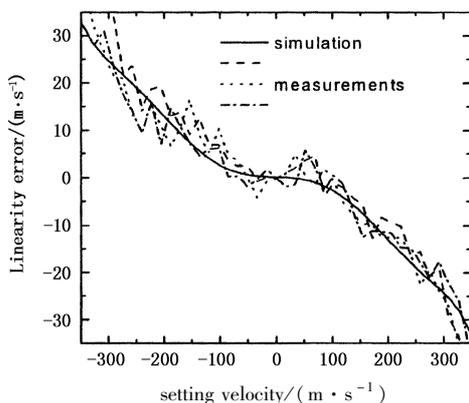


图8 线性误差和风速大小的关系

实验数据,测量得到的探测对象的速度和实际速度之间的关系图,线性拟合得到的斜率是 0.99545。并且计算出 3 组实验数据 123 个数据点的标准偏差是 $4.2 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$,是探测器分辨率的 6.4%。

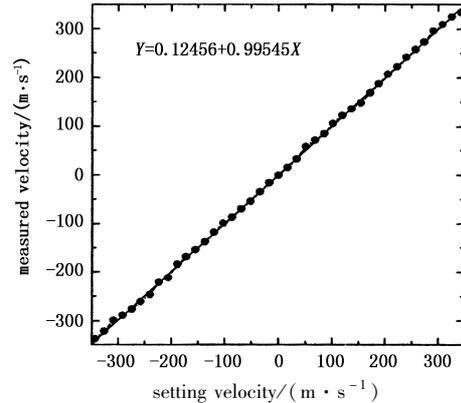


图9 修正后的测量数据

5 结论

本文给出了基于 Fizeau 干涉仪的多普勒测量原理实验结果。在模拟目标 $\pm 350 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ 动态范围内,用条纹重心法反演得到的测量误差低于探测器分辨率的 6.4%,相对误差低于 1.3%。进一步优化 Fizeau 干涉仪的系统参数,能够得到更高的测量精度。实验表明利用条纹技术对大气 Mie 散射信号的多普勒测量是可行的。

参考文献:

- [1] Cristina Flesia, C Laurence Korb. Theory of the double-edge molecular technique for Doppler lidar wind measurement[J]. Appl. Opt., 1999, 38(3): 432 - 440.
- [2] Dongsong Sun, Zhiqing Zhong, Jun Zhou, et al. Accuracy analysis of the Fabry-Perot Etalon based Doppler wind lidar[J]. Optical Review, 2005, 12(5): 409 - 414.
- [3] Todd D Irgang, Paul B Hays, W R Skinner. Two-channel direction-detection Doppler lidar employing a charge-coupled device as a detector[J]. Appl. Opt., 2002, 41(6): 1145 - 1155.
- [4] Jack A Mckay. Assessment of a multibeam Fizeau wedge interferometer for Doppler wind lidar[J]. Appl. Opt., 2002, 41: 1760 - 1767.
- [5] 孙东松,杨昭,方建兴. 基于 Fizeau 干涉仪的激光风速测量技术[J]. 中国激光, 2003, 30(10): 943 - 946.
- [6] 沈法华,孙东松,陈敏. 利用 Fizeau 干涉仪进行激光风速测量的原理分析[J]. 量子电子学报, 2006, 23(3): 330 - 334.
- [7] 刘继桥,陈卫标,周军,等. 基于菲索干涉仪的边界层测风激光雷达研究[J]. 激光与红外, 2005, 35(2): 74 - 77.