

# 基于斐索干涉仪的直接探测 多普勒测风激光雷达\*

刘继桥 陈卫标 胡企铨

(中国科学院上海光学精密机械研究所先进激光技术与应用系统实验室, 上海 201800)

**摘要** 提出结合多光束斐索 (Fizeau) 干涉仪和 CCD 探测器的条纹图像技术, 测量地球边界层下的三维风场的直接探测多普勒激光雷达技术。在分析 Fizeau 干涉仪的物理特性和光谱特性以及影响测量多普勒频移的因数和改进方法的基础上, 提出一套切合实际的直接探测多普勒激光雷达系统参数。并利用该参数进行性能评估分析, 模拟不同干涉仪参数对风速精度的影响, 得出一个优化的干涉仪物理参数。模拟结果显示, 系统可以获得小于  $1 \text{ m s}^{-1}$  的水平风速精度。这些分析, 为建立实际的激光雷达系统提供设计依据。

**关键词:** 多光束斐索干涉仪; 直接探测; 多普勒激光雷达; 风速

**文章编号** 1006-9895 (2004) 05-0762-09 **中图分类号** P415 **文献标识码** A

## 1 引言

大气风场是各种天气过程、大气化学成分循环和海气相互作用的主要动力, 因此大气风场探测在气象、环境等领域中有着极其重要的地位。多普勒激光雷达已经被认为是精确测量三维风场的有效手段<sup>[1]</sup>。从全球风场的测量来看, 直接探测多普勒激光雷达技术相对相干技术来说存在一定的优势<sup>[2]</sup>。边缘检测<sup>[3]</sup>和条纹图像<sup>[4]</sup>是目前直接探测多普勒激光雷达中最主要的两种多普勒频移测量技术。边缘检测常采用高分辨率的法—伯 (FP) 干涉仪<sup>[3]</sup>或者分子<sup>[5]</sup>、原子吸收线的翼作为鉴频器, 其测量灵敏度依赖于分子和气溶胶的后向散射比和风速大小; 条纹图像技术则是利用干涉条纹的移动直接测量多普勒频移。McGill 等<sup>[6]</sup>详细分析、比较了两种测量技术, 认为两种技术在风速测量精度十分接近。McKay 等<sup>[7]</sup>从星载系统的角度比较两种技术, 认为条纹图像技术更适合于研制星载激光雷达系统。

最初的条纹图像技术采用 FP 干涉仪和图像光电探测器 (IPD) 得以实现, 但这种多阳极光电倍增管的量子效率比较低, 而且像元数很有限<sup>[8]</sup>。Irang 等<sup>[9]</sup>演示了利用 CCD 探测器的条纹图像的直接探测激光雷达, 系统利用复杂的二元光学技术将环形条纹转换成点阵<sup>[10]</sup>, 增加系统复杂性。因此, 相关学者把目光转移到寻找更加适合的干涉仪来代替 FP, 如 M-Z 干涉仪<sup>[11]</sup>和 Fizeau 干涉仪<sup>[12]</sup>。McKay<sup>[12]</sup>首次分析了利用 Fizeau 干涉仪进行多普勒频移检测, 其分析是较初步的, 也没有针对具体系统进行分析。由于 Fizeau 干涉形成的是直线条纹, 这样可以利用量子效率较高的线阵固体探测

器，如 CCD 等，可提高系统接收光信号，而且可以省去复杂的辅助光学系统，表现出较大的优势。

本文首先分析多光束 Fizeau 干涉仪的物理特性，然后提出了一套眼睛安全的、基于 Fizeau 干涉仪和 CCD 探测器的条纹图像直接探测多普勒激光雷达；对不同物理参数的 Fizeau 干涉仪引起的风速误差进行了数值模拟，在此基础上对 Fizeau 干涉仪进行了参数优化；最后利用模型大气参数和系统参数，对边界层下风剖面测量精度进行了数值模拟。这些分析，可为研制基于 Fizeau 干涉仪的多普勒直接探测激光雷达提供参考依据。

## 2 测量原理

### 2.1 多光束 Fizeau 干涉仪

多光束 Fizeau 干涉仪是由两块互相成一定角度的高光学质量平板组成，如图 1， $N_0P$  为直接透射光， $N_nP$  为干涉仪平板间来回反射  $n$  次后的透射光，其中  $W_0O$  和  $W_nO$  为两透射光线等位相面。干涉仪一工作面与  $y$  方向平行，另一工作面与  $y$  成  $\alpha$  夹角。

理想情况下多光束 Fizeau 干涉仪透过率函数<sup>[13]</sup>为

$$T = (1 - A - R)^2 \left| 1 + \sum_{n=1}^p R^n \exp(ik\delta_n) \right|^2, \quad (1)$$

其中， $A$  为标准具平板中吸收或散射引起的损失， $R$  为标准具工作面的反射率， $k$  为波数，等于  $2\pi/\lambda$ ， $p$  为光在两平板之间的反射次数， $\delta_n$  表示光通过干涉仪反射  $n$  次后的透射波与直接透射波的总相位差。

在图 1 所示的入射情况下， $P(x, y)$  为产生干涉叠加方一点， $\delta_n = N_nP - N_0P$ ，展开后可近似为

$$\delta_n = 2n\alpha x (\sin\theta - n\alpha \cos\theta) + 2nL [\cos\theta + n\alpha \sin\theta - (2n^2 + 1)\alpha^2 \cos\theta/3], \quad (2)$$

其中， $\alpha$  为两平板所成的夹角， $\theta$  为入射光线在后一块平板上的入射角即入射光照射角， $L$  为干涉仪平板之间的间隔。考虑  $x=0$  的简单情况，即平板后表面产生的干涉条纹。则

$$\delta_n = 2L [n \cos\theta + n^2\alpha \sin\theta - (2n^3 + n)\alpha^2 \cos\theta/3], \quad (3)$$

定义  $P_n = n \cos\theta + n^2\alpha \sin\theta - (2n^3 + n)\alpha^2 \cos\theta/3$ ，则  $\delta_n = 2LP_n$ ， $\delta_m = 2LP_m$ ，因此，多光束 Fizeau 干涉仪理想情况下透过率公式可以表示为

$$T = (1 - A - R)^2 \left[ 1 + 2 \sum_{n=1}^p R^n \cos(k\delta_n) + \sum_{n=1}^p \sum_{m=1}^p R^{n+m} \cos(k(\delta_n - \delta_m)) \right]. \quad (4)$$

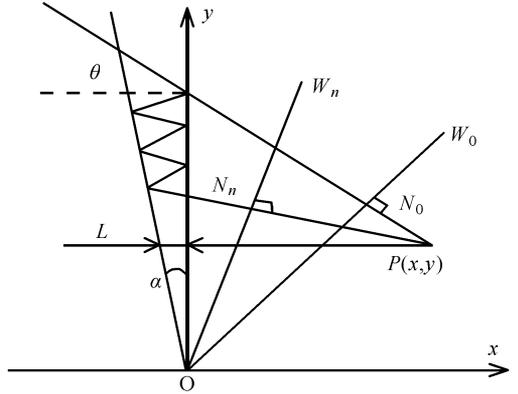


图 1 多光束 Fizeau 干涉仪的示意图

## 2.2 实际的多光束 Fizeau 干涉仪透射率

实际的干涉平板存在平面弯曲、一定光洁度的平板微小缺陷等, 这些缺陷均会导致干涉仪的光谱加宽。假定任何加宽项服从高斯分布, 则可以用下面的模型来表示加宽因素影响的概率分布<sup>[14]</sup>:

$$p(\Delta d) = \frac{1}{\sqrt{\pi}\Delta d_D} \exp\left(-\frac{\Delta d^2}{\Delta d_D^2}\right), \quad (5)$$

式中,  $\Delta d_D$  为标准具缺陷参数,  $\Delta d$  为分布的偏差量。

实际的接收信号光谱可以表示为缺陷概率分布, 干涉仪透射率函数作加权平均, 并和信号光谱函数  $G_L(\Delta\nu)$  作卷积。令  $\nu = \nu_0 + \Delta\nu$ ; 自由光谱范围  $\Delta\nu_{\text{FSR}} = c/(2L_0)$ , 其中  $c$  为光速。如果利用 CCD 探测器针对一个自由光谱内干涉条纹进行成像, 并分成  $N$  通道, 则每个通道的透过率为

$$\begin{aligned} T(i) = & (1 - A - R)^2 \left\{ 1 + 2 \sum_{n=1}^p R^n \cos \left[ 2\pi P_n \left( \frac{\nu_0}{\Delta\nu_{\text{FSR}}} + \frac{\Delta\nu}{\Delta\nu_{\text{FSR}}} + \frac{i-1/2}{N_{\text{FSR}}} \right) \right] \right. \\ & \exp\left(-\frac{4\pi^2 P_n^2 \Delta d_D^2}{\lambda_0^2}\right) \exp\left[-\left(\frac{\pi P_n \Delta\nu_e}{\Delta\nu_{\text{FSR}}}\right)^2\right] \text{sinc}\left(\frac{P_n}{N_{\text{FSR}}}\right) \\ & + \sum_{n=1}^p \sum_{m=1}^p R^{n+m} \cos \left[ 2\pi (P_n - P_m) \left( \frac{\nu_0}{\Delta\nu_{\text{FSR}}} + \frac{\Delta\nu}{\Delta\nu_{\text{FSR}}} + \frac{i-1/2}{N_{\text{FSR}}} \right) \right] \\ & \left. \exp\left(-\frac{4\pi^2 (P_n - P_m)^2 \Delta d_D^2}{\lambda_0^2}\right) \exp\left[-\left(\frac{\pi (P_n - P_m) \Delta\nu_e}{\Delta\nu_{\text{FSR}}}\right)^2\right] \text{sinc}\left(\frac{P_n - P_m}{N_{\text{FSR}}}\right) \right\}, \quad (6) \end{aligned}$$

式中,  $i$  为 CCD 探测器的第  $i$  通道,  $N_{\text{FSR}}$  是每个自由光谱范围占有 CCD 探测器通道数。

## 2.3 多光束 Fizeau 干涉仪透射谱分析

理想情况下, 不考虑缺陷和材料吸收损耗等, 多光束 Fizeau 干涉条纹 (即透射谱) 和 FP 干涉条纹有很大不同, 如图 2 所示, FP 的透射谱线是对称的爱里 (Airy) 函数; 而 Fizeau 的透射谱是非对称的, 而且具有很多强度较小的二次条纹效应, 谱线宽度比同条件下 FP 宽。接收信号频谱的重心决定了多谱勒频移量。但是, 在提高 Fizeau 干涉仪光谱分辨率 (即风速测量精度) 方面, 分析干涉条纹分布具有重要意义。

影响透射谱形状或最大透射率的主要参量为: 平板反射率  $R$ , 干涉平板之间的夹角  $\alpha$ , 入射光照射角  $\theta$ , 两干涉平板间隔  $L$ 。增加平板反射率, 可减小干涉仪的光谱宽度, 但降低透射率, 增强二次条纹效应。根据比较得出, 在直接探测多普勒激光雷达中, 为了兼顾透射率和光谱形状,  $R$  不宜取得太高。平板夹角  $\alpha$  的改变, 会改变条纹的间隔, 对光谱形状影响比较小。选择合适的入射光照射角  $\theta$ , 不仅可以增强透射率, 而且会极大地改善光谱形状。根据透射率公式, 合理选择  $\theta$ , 使得光谱形状尽可能地与 Airy 函数接近, 使得光谱接近理想 Airy 函数条纹, 如图 2 中的点线。

由于干涉仪的缺陷展宽, 以及信号自身的宽度, 使得干涉仪的二次条纹效应在一定程度上被淹没了, 同时降低了干涉仪的透射率。气溶胶散射光谱宽度很窄, 谱线加宽的程度主要取决于激光的线宽。如果激光的线宽远远大于平板的缺陷因子, 则平板缺陷对接收信号的光谱特性的影响相对减小。如当信号光谱宽度在 50 MHz, 缺陷大小对透射谱线的影响相对就比较明显。根据公式 (6) 进行数值模拟, 计算发现缺陷参数

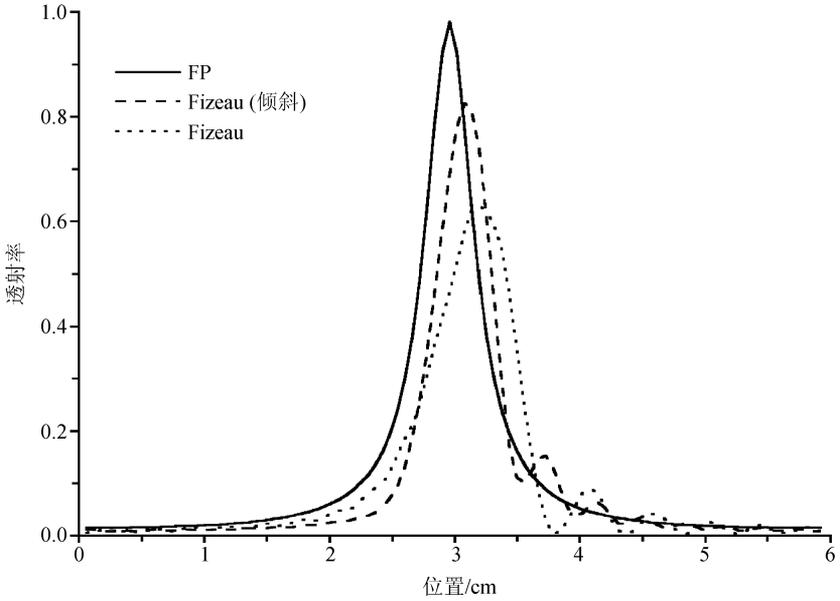


图 2 FP 和 Fizeau 干涉仪的透射率谱

$\Delta d_D = 6 \sim 8 \text{ nm}$  可作为理论设计考虑的上限，此时透射率降低很少，实际中可适当放宽。这样，实际的接收信号光谱线宽可近似为激光线宽 (FWHM)、理想 Fizeau 透射谱线宽  $(\Delta\nu)_{\text{Fizeau}}$  等的均方根。图 3 比较了干涉仪光谱和接收信号的光谱形状。

Fizeau 的透射谱线宽度  $(\Delta\nu)_{\text{Fizeau}}$  的表达式与 FP 类似，但在同样平板反射率、间隔、零入射下，Fizeau 干涉仪的光谱宽度要比 FP 的宽度宽 60%~70%，即使调整入射

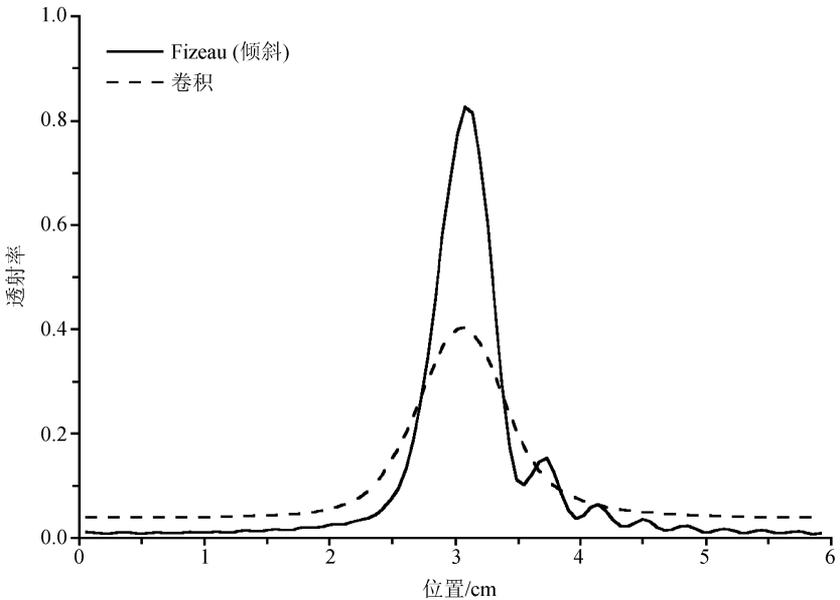


图 3 接收信号光谱与 Fizeau 原始光谱比较  
 信号光谱是激光、Fizeau 以及气溶胶散射光谱的卷积

角, 仍比 FP 的光谱宽度宽 20 % 左右。因此, 同等条件下, Fizeau 光谱分辨率要比 FP 的小。

### 3 数值模拟

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

$$N_s(r) = \epsilon \Delta t \frac{E_0}{h\nu} \frac{A}{(r \sec \varphi)^2} \eta_0 \eta \beta_a(r) \Delta r \sec \varphi \exp\left[-2 \int_0^r \alpha(r) dr \sec \varphi\right], \quad (7)$$

式中,  $A$  为接收望远系统的面积,  $r$  是垂直高度,  $\Delta r$  为垂直方向上探测高度分辨率,  $\beta_a(r)$  为  $r$  高度气溶胶后向散射系数,  $\eta$  为探测器量子效率,  $\eta_0$  为光学效率 (不包括 Fizeau 干涉仪透过率),  $E_0$  为发射激光单脉冲能量,  $\epsilon$  为脉冲重复频率,  $\Delta t$  为积分时间,  $\varphi$  为发射激光仰角。  $\alpha(r)$  为大气总的消光系数, 它可以表示为:  $\alpha(r) = s_1 \beta_a(r) + (8\pi/3)\beta_m(r)$ , 其中  $s_1$  为气溶胶消光散射比, 本文中选择 20 sr,  $\beta_m(r)$  为大气分子后向散射系数。

气溶胶后向散射截面采用增强型模型, 大气分子散射为标准大气。图 4a 为假设的随高度变化的大气风剖面, 图 4b 为模拟计算采用的分子和气溶胶后向散射系数。参数的选择参考美国 NASA 拟定的目标大气标准, 并进行插值, 因此具有一定的代表性。

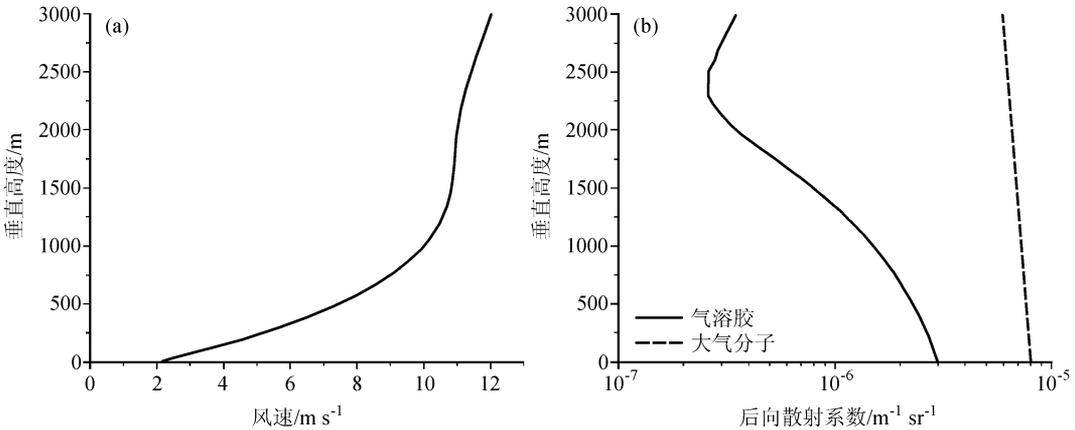


图 4 假设的大气风速剖面 (a) 与气溶胶和大气分子后向散射系数 (b)

根据气象学的要求, 边界层内的水平风速测量误差需小于  $1 \text{ m s}^{-1}$ 。因此, 对采用 Fizeau 干涉仪的直接探测多普勒雷达的测量精度分析是至关重要的。理想情况下透射谱线的中心频率, 即透射信号谱线的频率重心<sup>[15,16]</sup>为

$$\bar{\nu} = \left\{ \sum_{i=-\infty}^{i=\infty} \nu_i S_i \right\} \left\{ \sum_{i=-\infty}^{i=\infty} S_i \right\}^{-1}, \quad (8)$$

式中,  $\nu_i$  为第  $i$  个通道 (channel) 上的频率,  $S_i$  为第  $i$  个通道上接收的光子数。频率重心的不确定度, 即方差为

$$\sigma_{\bar{\nu}}^2 = \left\{ \sum_{i=-\infty}^{i=\infty} (\delta \nu_i)^2 S_i \right\} \left\{ \sum_{i=-\infty}^{i=\infty} S_i \right\}^{-2}, \quad (9)$$

式中,  $\delta \nu_i$  为谱线第  $i$  个通道上频率相对中心频率的偏移量。

采用小的接收视场角和窄带滤光片，可以大大减小太阳背景噪声，本文将不考虑太阳背景噪声。既然利用气溶胶散射信号进行多普勒频移测量，则瑞利散射光子为噪声。由于瑞利散射带宽比 Fizeau 干涉仪一个自由光谱范围宽得多，因此可看作宽光谱背景，在探测器每个通道上瑞利散射光子数相同。噪声的存在会降低条纹中心测量准确性，并按  $(1+B/Q)^{-1/2}$  递减<sup>[15]</sup>， $B$  为总噪声， $Q$  为信号光子，对于一个自由光谱范围，则  $(1+B/Q)^{-1/2} = (1+\beta_m/\beta_a)^{-1/2}$ 。

从上面分析可知，考虑噪声后，修正的谱线中心均方差可表示为

$$\sigma'_v = (1 + \beta_m/\beta_a)^{1/2} \sigma_v. \quad (10)$$

提出的直接探测多普勒激光雷达的系统参数见表 1。系统采用 355 nm 的紫外激光，探测器 CCD 对 Fizeau 干涉仪的条纹一个自由光谱范围进行成像。同时，假设激光频率的稳定性比较好，漂移量比较小，则视线 (LOS) 速度的均方误差为

$$\Delta U_{\text{LOS}} = (v/2c)\sigma_{v_D} = (v/2c)(\sigma_{v_{\text{ref}}}^2 + \sigma_{v_{\text{LOS}}}^2)^{1/2}, \quad (11)$$

其中， $\sigma_{v_{\text{LOS}}}^2$  为大气回波信号谱中心位置频谱不确定度， $\sigma_{v_{\text{ref}}}^2$  为发射激光作为参考光谱的中心位置频谱的不确定，激光中心频率可以通过直接测量部分发射参考激光获得，其短时内的激光频率飘移是较小的，长时间飘移通过激光稳频系统得到改善，因此这里只考虑视线风速误差引起的水平速度的均方差，可表达为

$$\Delta U = \Delta U_{\text{LOS}}/\sin\varphi = \frac{v}{2c \sin\varphi} \sigma_{v_{\text{LOS}}} = \frac{v}{2c \sin\varphi} (1 + \beta_m/\beta_a)^{1/2} \sigma_v, \quad (12)$$

其中， $\sigma_v$  的计算采用公式 (9)，但是实际上，只对干涉光谱一个自由光谱范围成像，如果 CCD 的通道数为  $n_c$ ，则

$$\sigma_v = \left\{ \sum_{i=1}^{i=n_c} (\delta v_i)^2 S_i \right\}^{1/2} \left\{ \sum_{i=1}^{i=n_c} S_i \right\}^{-1}, \quad (13)$$

式中， $S_i = T(i)N_s(r)(1/n_c)$ ， $N_s(r)$  为信号光子数，即气溶胶散射光子数。

表 1 直接探测多普勒激光测风雷达系统假设参数

参数	数值	参数	数值
激光波长	355 nm	菲索干涉仪口径	60 mm
单脉冲能量	50 mJ	干涉仪平板夹角	30 $\mu\text{rad}$
激光线宽 (FWHM)	180 MHz	入射光照射角	400 $\mu\text{rad}$
重复频率	50 Hz	干涉仪平板缺陷参数	8 nm
积分时间	10 s	CCD 成像范围	1 FSR
发射仰角	48°	光学效率 (不包括干涉仪)	10%
望远镜口径	300 mm	CCD 量子效率	50%
望远镜视场角	0.3 mrad	风速测量范围 (视线)	100 m s <sup>-1</sup>
探测高度	$R \leq 3$ km	风速精度	<1 m s <sup>-1</sup>
距离分辨率	150 m	CCD 通道数	16

重点分析平板反射率  $R$ 、平板间隔  $L$  对速度误差的影响。由于  $R$  过小会使条纹的末端发生重叠， $R$  过大带来的反射损失使得透过的信号光子大大减少；而对于平板间隔  $L$ ，小的  $L$  自由光谱范围太宽，一个自由光谱对应速度测量动态范围太大，从而使测量灵敏度降低，大的  $L$  平板间隔很难稳定控制。综合考虑这些因素，数值模拟时选取的范围： $R=0.7\sim 0.9$ ； $L=0.1\sim 0.25$  m。图 5 分析了不同平板反射率和间隔对风速误差的影响，可以看出  $R$  越小 (即精细度越小)， $L$  越大 (即自由光谱范围越小) 可

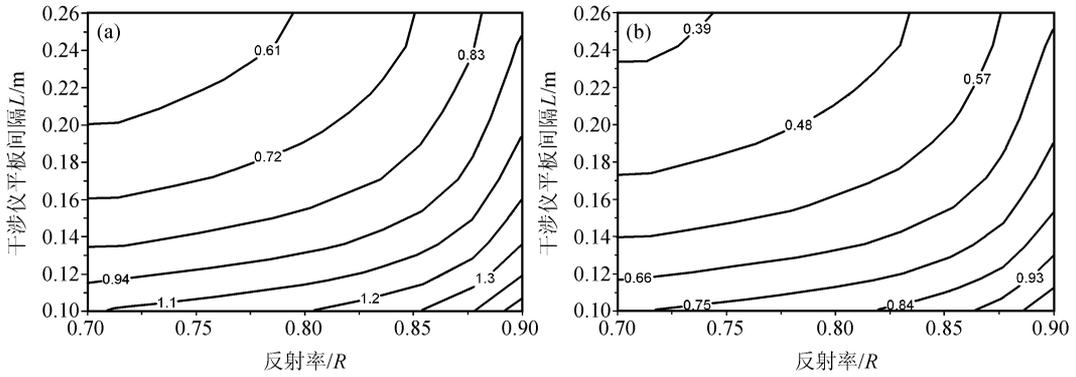


图 5 水平风速误差随反射率  $R$  及间隔  $L$  变化：(a) 500 个脉冲平均；(b) 1000 个脉冲平均

以获得很小的速度误差。图 5a 和 b 比较了不同脉冲平均数引起的误差，可看出随着脉冲平均数的增加，风速精度提高，但是会增加测量时间。由于平板间隔的增大会造成干涉仪不稳定的增加，因此在满足风速精度的条件下，尽可能降低平板间隔。如果风速测量精度要求小于  $1 \text{ m s}^{-1}$ ，测量时间为 10 s，则可选取参数为： $L = 120 \text{ mm}$ ， $R = 0.75$ 。

本系统中气溶胶后向散射光为信号光，大气分子的瑞利散射光是作为噪声存在的。风速测量误差大小与接收信号光子数密切相关，因此实际气溶胶廓线与假定的偏离会影响测风误差。在某高度处，若为正偏离，即实际气溶胶后向散射系数比假定的系数大，则测风误差减小；若为负偏离，则测风误差增加，通过增加平均脉冲数可以减小误差。但是实际气溶胶廓线与假定的偏离，对于优化设计激光雷达系统的频移分析器影响不大。

图 6 分析了不同高度风速测量精度，可以看出在整个边界层内的风速精度可以保

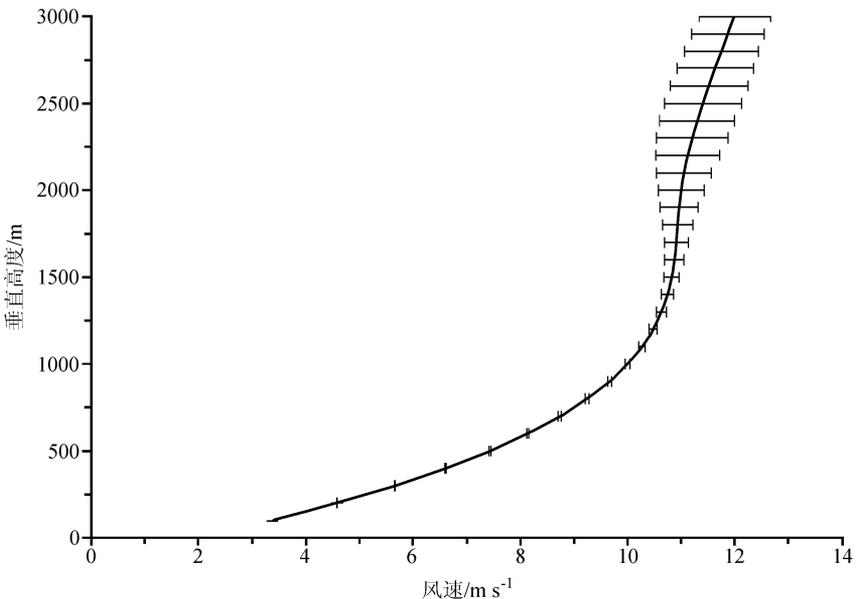


图 6 模拟风剖面的测量误差

持在  $1 \text{ m s}^{-1}$  以下。由于气溶胶浓度随高度增加而变低, 接收的散射信号也随之减弱, 因此速度测量误差逐渐增大。

## 4 结论

本文对基于 Fizeau 干涉仪的直接探测多普勒激光雷达进行大气风场探测的技术可行性和性能进行了理论分析和数值模拟。首先, 推导了利用 Fizeau 干涉仪进行多普勒频移检测的透过率, 分析平板间隔、反射率、夹角以及入射角对 Fizeau 光谱特性的影响, 并对物理参数进行了优化分析。在此基础上, 提出了利用 Fizeau 干涉仪和 CCD 探测器, 利用图像条纹技术测量大气边界层风场的激光雷达系统参数, 并利用该参数进行系统性能模拟。模拟结果显示水平风速测量精度小于  $1 \text{ m s}^{-1}$ 。理论分析及模拟计算发现影响速度测量精度的主要因数是信号光子数、反射率、平板间隔。小的激光线宽以及适当的倾斜激光在干涉平板上的照射角, 也可以进一步提高风速测量精度。因此, Fizeau 干涉仪在测风激光雷达中将有很好的应用前景。

## 参 考 文 献

- 1 Baker, W. , G. D. Emmitt, F. Robertson et al. , Lidar-measured wind from space: a key component for weather and climate predication, *Bull. Amer. Meteor. Soc.* , 1995, **76**, 869~888.
- 2 Flesia, C. , and C. L. Korb, Theory of the double-edge molecular technique for Doppler lidar wind measurement, *Appl. Opt.* , 1999, **38**, 432~440.
- 3 Chanin, M. L. , A. Garnier, A. Hauchecorne et al. , A Doppler lidar for measuring winds in the middle atmosphere, *Geophys. Res. Lett.* , 1989, **16**, 1273~1276.
- 4 Abreu, V. J. , Wind measurements from an orbital platform using a lidar system with incoherent detection: an analysis, *Appl. Opt.* , 1979, **18**, 2992~2997.
- 5 Liu Zhishen, Chen Weibiao, Zhang Kailin et al. , An incoherent Doppler lidar for ground-based atmospheric wind profiling, *Appl. Phys. B* , 1997, **64**, 561~566.
- 6 McGill, M. J. , and J. D. Spinhirne, Comparison of two direct-detection Doppler lidar techniques, *Opt. Eng.* , 1998, **37**, 2675~2686.
- 7 McKay, J. A. , and Rees D. , Space-based Doppler wind lidar: modeling of edge detection and fringe image Doppler analyzers, *Adv. Space Res.* , 2000, **26**, 883~891.
- 8 Abreu, V. J. , J. E. Barnes, and P. B. Hays, Observations of winds with an incoherent lidar detector , *Appl. Opt.* , 1992, **31**, 4509~4514.
- 9 Irgang, T. D. , P. B. Hays, and W. R. Skinner, Two-channel direct-detection Doppler lidar employing a charge-coupled device as a detector, *Appl. Opt.* , 2002, **41**, 1145~1155.
- 10 Hays, P. B. , Circle to line interferometer optical system, *Appl. Opt.* , 1990, **29**, 1482~1489.
- 11 Bruneau, D. , Mach-Zehnder interferometer as a spectral analyzer for molecular Doppler wind lidar, *Appl. Opt.* , 2001, **40**, 391~399.
- 12 Mckay, J. A. , Assessment of a multibeam Fizeau wedge interferometer for Doppler wind lidar, *Appl. Opt.* , 2002, **41**, 1760~1767.
- 13 Kajava, T. T. , H. M. Lauranto, and R. R. E. Salomaa, Fizeau interferometer in spectral measurements, *J. Opt. Soc. Am. B* , 1993, **10** (11) , 1980~1989.
- 14 McGill, M. J. , W. R. Skinner, and T. D. Irgang, Analysis techniques for the recovery of winds and backscat-

- ter coefficients from a multiple-channel incoherent Doppler lidar, *Appl. Opt.*, 1997, **36**, 1253~1268.
- 15 Hernandez, G., Fabry-Perot Interferometer, *Cambridge Studies in Modern Physics*, New York: Cambridge University Press, 1986, 56~59.
- 16 Mckay, J. A., Modeling of direct detection Doppler wind lidar. II. the fringe imaging technique, *Appl. Opt.*, 1998, **37**, 6487~6493.

## A Wind Direct-Detection Doppler Lidar Based on a Multi-Beam Fizeau Interferometer

Liu Jiqiao, Chen Weibiao, and Hu Qiquan

*(Advanced Laser Technology and Applied Systems Laboratory, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800)*

**Abstract** A wind direct-detection Doppler lidar system for planetary boundary layer wind measurement utilizing the fringe image technique combined of a multi-beam Fizeau interferometer and a CCD detector is proposed. The physical properties of the multi-beam Fizeau interferometer are discussed. The factors affecting the measurement of Doppler frequency shift and the correction methods are analyzed and presented. The numerical simulation of system performance using the proposed, practical specification parameters is implemented. The error of the horizontal wind speed is compared using the different parameters of Fizeau interferometer. The error of the horizontal wind speed can be less than  $1 \text{ m s}^{-1}$  using the optimized parameter of Fizeau interferometer. This analysis is significant to design and set up a practical direct-detection Doppler wind lidar system.

**Key words:** Multi-beam Fizeau interferometer; direct-detection; Doppler lidar; wind velocity