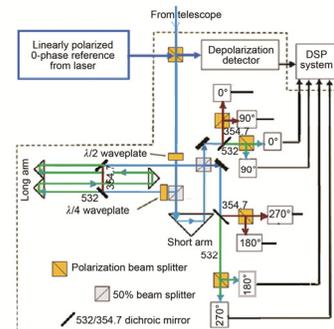




马赫-曾德尔干涉仪对大气后向散射的谱分析

洪光烈¹, 周艳波^{1,2}, 舒 嵘^{1*}, 雷武虎³

¹中国科学院上海技术物理研究所, 中国科学院空间主动光电技术重点实验室, 上海 200083; ²中国科学院大学, 北京 100049; ³脉冲功率激光技术国家重点实验室, 合肥 230037



摘要: 论证了马赫-曾德尔干涉仪对 532 nm/354.7 nm 大气后向散射的频谱分析性能。马赫-曾德尔干涉仪接收激光大气后向散射回波, 通过测量双臂光路、正交偏振、四通道结构形成的干涉相位差和干涉对比度, 计算大气的多普勒频移, 以及大气气溶胶后向散射与气体分子后向散射的比值; 发射脉冲激光器及其倍频器可以直接工作在多纵模状态下, 大气的后向散射的频谱分析器可以不必与发射光中心频率锁定; 给出同时探测大气的后向散射比分布廓线及大气风速的分析方法。马赫-曾德尔干涉仪作为大气后向散射的频谱分析器, 若应用于高光谱分辨率激光雷达中, 将成为一个性能优秀、前景广阔的大气分析装置。

关键词: 马赫-曾德尔干涉仪; 多普勒频移; 干涉对比度; 激光雷达后向散射比

中图分类号: TN958.98

文献标志码: A

Spectral analysis made by Mach-Zehnder interferometer for atmospheric backscattering

Guanglie Hong¹, Yanbo Zhou², Rong Shu^{1*} and Wuhu Lei³

¹Key Laboratory of Space Active Opto-Electronics Technology, Shanghai Institute of Technical Physics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200083, China; ²University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China; ³Key Laboratory Pulse Power Laser Technology of China, Hefei 230037, China

Abstract: The ability to analyze the spectra of 532 nm/354.7 nm backscatter signal of atmosphere for Mach-Zehnder interferometer is demonstrated. The Mach-Zehnder interferometer accepts return signal. The phase difference and interference contrast are measured, which are formed by the interferometer's double arm, polarization and quadro-channels, and Doppler frequency shift of atmosphere and backscatter ratio of aerosol backscatter to molecular backscatter are derived. Transmitter laser can operate with multi-longitudinal mode, and Mie backscattering and Rayleigh backscattering analysis spectrograph is free from locking to laser frequency. Analysis method of simultaneous measurements atmosphere aerosol backscattering ratio profile and wind profile are also discussed. If Mach-Zehnder interferometer is employed as atmospheric backscatter signal's frequency spectrum analyzer, this high spectral resolution lidar will become an atmosphere analysis instrument with excellent performance and anticipant prospect.

Keywords: Mach-Zehnder interferometer; Doppler frequency shift; interference contrast; lidar backscatter ratio

DOI: 10.3969/j.issn.1003-501X.2017.08.007

Citation: *Opto-Elec Eng*, 2017, 44(8): 805-810

收稿日期: 2017-05-26; 收到修改稿日期: 2017-07-15

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

1 引言

自20世纪80年代 Shipley 等^[1-2]提出高光谱分辨率激光雷达(high spectral resolution lidar)理论、仪器构成、定标和数据分析方法之后,30多年来高光谱分辨率激光雷达逐步取得进展。探测对象已从大气气溶胶垂直分布廓线和激光雷达后向散射比^[3],发展到对流层大气温度垂直廓线^[4],再到大气的风速^[5,6];从单一波长工作发展到多波长工作^[8,9];高光谱分辨率激光雷达和拉曼激光雷达复合,从地基探测发展到机载探测^[10];甚至已经研制星载的高光谱分辨率激光雷达 Earth CARE 并拟将发射^[11]。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,锁定固体激光器的谐振腔。单频的脉冲激光束进入大气层,引发路径上气体分子的瑞利后向散射和气溶胶的米氏后向散射,大气因风流动而发生定向运动,会在大气成分本来的无规则运动速度之上叠加一个集体运动速度。频谱分析器有两类功能,一类能够将窄谱的米氏后向散射回波与宽谱的瑞利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定向运动的多普勒频移鉴别出来;它无疑比单波长的米氏散射激光雷达和瑞利散射激光雷达进步了一大步。米氏-瑞利后向散射谱均采用频谱分析器来分析:用碘分子吸收盒^[12,13]探测风速、大气温度垂直廓线、气溶胶垂直廓线等;用迈克耳孙干涉仪^[14]作为气溶胶垂直廓线探测的激光雷达第二代谱分析器;用单法布里-珀罗干涉仪或双法布里-珀罗干涉仪^[15]探测气体分子瑞利后向散射的多普勒频移;用非佐干涉仪条纹成像探测米

氏后向散射的风速^[16];还有用法布里-珀罗标准具作为谱分析器鉴别大气瑞利后向散射谱的温度展宽^[17],从而反演大气温度。Bruneau 等^[18]介绍马赫-曾德尔干涉仪对大气后向散射的频谱分析性能,将它应用于高光谱分辨率激光雷达中,并取得了较好的实验结果。本文进一步阐述马赫-曾德尔干涉型高光谱分辨率激光雷达的相关原理激光雷达,脉冲激光器可以直接工作在普通的模式下,大气的米氏后向散射和瑞利后向散射的频谱分析仪可以不必与发射光频锁定,既可以探测大气的气溶胶垂直廓线,也可以探测大气风速。将氟化镁和水晶晶体复合的四分之一波片应用于马赫-曾德尔干涉仪中,使其二倍频 532 nm/三倍频 354.7 nm 波长的光都能适用,确保系统可获取这两个波段的回波信息。

2 马赫-曾德尔干涉仪的模型

2.1 马赫-曾德尔干涉仪的示意图

图1中 BS3 和 BS4 都是偏振不敏感中性 50/50 分束片,厚度相同,入射角度都是 45°, M1 和 M2 是全反射镜,5 是四分之一波片,6 是偏振分束棱镜。图1中的角度值表示,当两臂光路的光波相同偏振态相遇时,除了双臂长度的差异、产生公共的光程差 Δ 和相位差 ϕ 之外,还剩下固定相位差。四分之一波片将入射的线偏振光,分解成两个振幅相等的正交偏振分量,一个偏振波比另一个正交的偏振波提前 90°相位(合成起来就是圆偏振光);光束在干涉仪的 BS 平板表面反射时发生半波损失,反射点之后的波相位相对于光束反射点之前波相位提前了 180°;光波的四种组

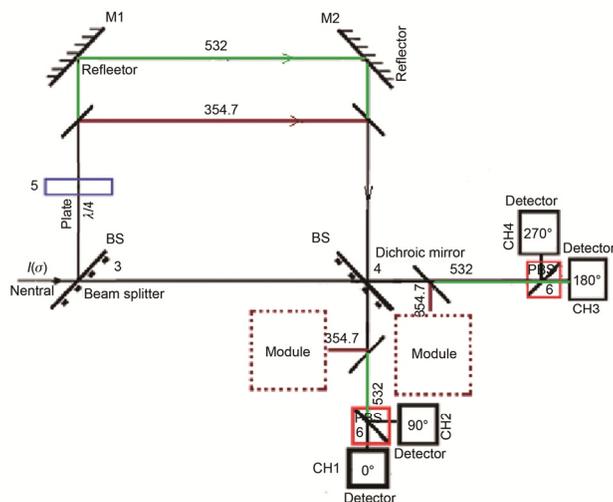


图1 马赫-曾德干涉仪的示意图。

Fig. 1 Mach-Zehnder interferometer model.

合就呈现出 0° 、 90° 、 180° 和 270° 固定相位差。输入的后向散射光包括 532 nm 的可见光, 也包括 354.7 nm 的紫外光, 四分之一波片适合这两个波长。354.7 nm 的分子散射谱比 532 nm 的分子散射谱宽(与中心光频率成正比), 因此图中示意 354.7 nm 的双臂光程差较短, 532 nm 双臂光程差稍长。

2.2 马赫-曾德尔基本的干涉方程

干涉仪的长臂上的光被四分之一波片分成正交的、异步的两个线偏振态(它们的波传输相位先后差 90°), 按照这个四分之一波片相同的坐标轴把干涉仪短臂上的线偏振光分解成同步的、正交的两个线偏振态; 记录四个探测器输出信号 S_1 、 S_2 、 S_3 和 S_4 作为时间的函数, 这个信号在给定的时间, 是偏振态平行的两个波以相位干涉的结果。干涉对比度 $\gamma(\tau)$ 与光源的谱线宽 $\delta\nu$ (半峰全宽, FWHM)以及光程差 Δ 的关系, 根据部分相干光理论^[18]可以表示成以下的方程(τ 为干涉仪双臂之间的光时延差, $\tau=\Delta/c$):

$$\gamma(\tau) = \exp\left[-\left(\frac{\pi\delta\nu\Delta}{2\sqrt{\ln 2}c}\right)^2\right] = \exp\left[-\left(\frac{\pi\delta\nu}{2\sqrt{\ln 2}}\tau\right)^2\right]. \quad (1)$$

式(1)的物理意义在于, 光波的线宽越宽, 干涉对比度越小; 光程差越大, 时延越长, 两光波相遇时干涉对比度越小。当光程差小于相干长度时, 近似认为 $\gamma(\tau)\approx 1.0$, 当光程差大于相干长度很多时, 近似认为 $\gamma(\tau)\approx 0.0$, 而本文研究的正是 $0.0 < \gamma(\tau) < 1.0$ 的情况。

$$\begin{aligned} S_1 &= \frac{a_1 S_T}{4} [1 + \gamma(\tau) M_1 \sin \phi], \\ S_3 &= \frac{a_3 S_T}{4} [1 + \gamma(\tau) M_3 \sin(\phi + 180^\circ)]; \quad (2) \\ \gamma(\tau) \sin \phi &= \frac{a_3 S_1 - a_1 S_3}{a_3 M_3 S_1 + a_1 M_1 S_3}. \quad (3) \end{aligned}$$

对于后向散射, S_T 表示四个通道信号的和, 两个臂的光程差 Δ , 相对应的相位差 ϕ 等于 $(2\pi\Delta/\lambda)$, $\gamma(\tau)$ 是入射激光的干涉对比度, a_1 、 a_2 、 a_3 和 a_4 分别表示四个通道光学效率, M_1 、 M_2 、 M_3 和 M_4 这四个系数用来反映通道之间的不完全对称而对干涉对比度产生的影响, 可以实验标定^[18]。当 CH1 和 CH3 两个通道对称时, 有 $M_1=M_3$, $a_1=a_3$;

$$\begin{aligned} S_2 &= \frac{a_2 S_T}{4} [1 + \gamma(\tau) M_2 \sin(\phi + 90^\circ)], \\ S_4 &= \frac{a_4 S_T}{4} [1 + \gamma(\tau) M_4 \sin(\phi + 270^\circ)]; \quad (4) \end{aligned}$$

$$\gamma(\tau) \cos \phi = \frac{a_4 S_2 - a_2 S_4}{a_4 M_4 S_2 + a_2 M_2 S_4}. \quad (5)$$

当 CH2 和 CH4 两个通道对称时, $M_2=M_4$, $a_2=a_4$, 令 $\frac{a_3 S_1 - a_1 S_3}{a_3 M_3 S_1 + a_1 M_1 S_3} = q_1$, $\frac{a_4 S_2 - a_2 S_4}{a_4 M_4 S_2 + a_2 M_2 S_4} = q_2$,

创造一个复数 $q = q_2 + iq_1$, q_1 是其虚部, q_2 为实部, 这个复数的模 $|q|$ 等于干涉对比度 $\gamma(\tau)$, 复数的复角就是干涉仪的双臂公共相位差 ϕ 。

2.3 马赫-曾德尔干涉仪对激光脉冲的鉴别

当发射光波被取样一小部分、不经过大气层直接进入干涉仪, 由式(6)得到它对于两个臂之间的一个相位差 ϕ_r 。

$$\tan \phi = \left(\frac{a_3 S_1 - a_1 S_3}{a_3 M_3 S_1 + a_1 M_1 S_3} \right) / \left(\frac{a_4 S_2 - a_2 S_4}{a_4 M_4 S_2 + a_2 M_2 S_4} \right). \quad (6)$$

当后散射回波进入干涉仪, 也得到它对于这两个臂之间的一个相位差 ϕ_s 的近似值, 与上面的 ϕ 做比较, 其差异来源于后向散射回波的波长变化(光频移), 风速的多普勒频移可表示为

$$V_R = \frac{c\lambda}{4\pi\Delta} (\phi_r - \phi_s). \quad (7)$$

从以上整个分析过程可见, 多普勒频移的求取, 并未要求干涉仪与发射光频锁定。只要求取 ϕ_r 和 ϕ_s 时间间隔内, 激光器的中心频率漂移足够小即可。

2.4 马赫-曾德尔干涉仪对大气后向散射比的分析

大气后向散射谱是发射激光谱和气体分子、气溶胶颗粒随机运动展宽谱的卷积, 因为颗粒和分子不同的速度分布, 大气后向散射谱的干涉对比度 $\gamma(\tau)$ 可以近似表示成气溶胶后向散射干涉对比度与气体分子散射干涉对比度之和。干涉对比度 $\gamma(\tau)$ 分解为

$$\begin{aligned} \gamma(\tau) &= \frac{\beta_m}{\beta_m + \beta_p} \gamma_m(\tau) + \frac{\beta_p}{\beta_m + \beta_p} \gamma_p(\tau) = \\ &= \frac{1}{R_\beta} \gamma_m(\tau) + \left(1 - \frac{1}{R_\beta}\right) \gamma_p(\tau), \quad (8) \end{aligned}$$

β_p 和 β_m 是颗粒(米氏)和分子(瑞利)各自对激光的后向散射系数, $R_\beta = (\beta_p + \beta_m)/\beta_m$, 称为激光雷达的后向散射比。 $\gamma_p(\tau)$ 和 $\gamma_m(\tau)$ 分别是颗粒和分子后向散射谱独立的干涉对比度。

大气中颗粒的布朗运动速度分散较小, 米氏后向散射的光谱宽度增加不多, 认为米氏后向散射的光谱宽度大约等于发射光谱的宽度, 米氏后向散射的干涉对比度 $\gamma_p(\tau)$ 就大约等于发射光谱的干涉对比度 $\gamma(\tau)$; 发射光波被取样一小部分不经过大气散射、直接进入干涉仪, 除了得到它对于两个光学臂之间的公共相位差 ϕ_r , 也得到了发射光谱的干涉对比度 $\gamma(\tau)$, 它可以

近似代表米氏后向散射的干涉对比度 $\gamma_p(\tau)$ 。

不规则热运动的气体分子速度麦克斯韦分布均方差很大,所以瑞利后向散射光谱宽度较大:

$$\delta v = (2v/c)\sqrt{2kT/m},$$

纵模激光中心频率为 ν , 大气温度为 T , 大气平均分子量为 m , 玻尔兹曼常数为 k 。将参数带入式(1), 可计算分子后向散射谱的干涉对比度 $\gamma_m(\tau)$, 而大气后向散射谱干涉对比度 $\gamma(\tau)$ 由干涉仪信号 S_1-S_2 计算得到, 从而就能由式(8)计算激光雷达的后向散射比 R_β 。

当干涉仪的光程差 Δ 较大时, 分子后向散射实际的干涉对比度几乎消失 ($\gamma_m(\tau) \approx 0.0$), 这个结果与分子散射谱线型无关, 足够大的光程就会产生零干涉对比度。总的大气信号干涉对比度仅是颗粒后向散射分量的结果。由于干涉仪获取大气散射回波干涉对比度 $\gamma(\tau)$ 和发射光谱的干涉对比度 $\gamma_e(\tau)$, 由

$$\gamma(\tau) \approx \frac{\beta_p}{\beta_m + \beta_p} \gamma_p(\tau) \approx \left(1 - \frac{1}{R_\beta}\right) \gamma_e(\tau), \quad (9)$$

就可以计算出激光雷达大气散射比 R_β 。

激光雷达大气散射比 R_β 随着高度 z 的变化, 可以形成大气气溶胶的分布廓线 $R_\beta(z)$ 。

2.5 马赫-曾德尔干涉仪的多纵模工作的物理基础

假定 Nd:YAG 激光器的某一个纵模的谱密度分布为近高斯分布函数^[20]:

$$g(\nu) = \frac{2\sqrt{\ln 2}}{\sqrt{\pi}\delta\nu} \exp\left[-\left(2\sqrt{\ln 2} \frac{\nu - \nu_k}{\delta\nu}\right)^2\right], \quad (11)$$

根据部分相干光时间相干理论, 由式(11)做关于时延 τ 的傅里叶变换, 容易求出这个纵模的干涉对比度复数(复相干度):

$$q = \exp\left[-\left(\frac{\pi\delta\nu}{2\sqrt{\ln 2}}\tau\right)^2\right] \exp(-j2\pi\nu_k\tau). \quad (12)$$

激光器的纵模频率为 $\nu_k = kc/(2l)$, $k=1, 2, 3, \dots$, 其中 c 为光速, l 为激光器谐振腔的光程长, 如果激光器为单纵模振荡器, 由于激光的线宽很窄, 因此其相应的相干时间较长, 但大多数激光器如不采取特殊的措施, 一般都多纵模输出。假定激光器有两个纵模, 每个纵模都是高斯线型, 假设每个纵模的线宽 $\delta\nu$ 都相当, a_k 和 a_{k+1} 表达两纵模相对强度不同, 双纵模的谱密度函数为

$$g(\nu) = \frac{2\sqrt{\ln 2}a_k}{\sqrt{\pi}\delta\nu} \exp\left[-\left(2\sqrt{\ln 2} \frac{\nu - \nu_k}{\delta\nu}\right)^2\right] + \frac{2\sqrt{\ln 2}a_{k+1}}{\sqrt{\pi}\delta\nu} \exp\left[-\left(2\sqrt{\ln 2} \frac{\nu - \nu_{k+1}}{\delta\nu}\right)^2\right], \quad (13)$$

则可求得双纵模干涉对比度复数:

$$q = \exp\left[-\left(\frac{\pi\delta\nu}{2\sqrt{\ln 2}}\tau\right)^2\right] a_k \exp(-j2\pi\nu_k\tau) + \exp\left[-\left(\frac{\pi\delta\nu}{2\sqrt{\ln 2}}\tau\right)^2\right] a_{k+1} \exp(-j2\pi\nu_{k+1}\tau) = \exp\left[-\left(\frac{\pi\delta\nu}{2\sqrt{\ln 2}}\tau\right)^2\right] \exp(-j2\pi\nu_k\tau) [a_k + a_{k+1} \exp(-j\pi c\tau/l)], \quad (14)$$

进而求得双纵模干涉对比度:

$$\gamma(\tau) = |q| = \exp\left[-\left(\frac{\pi\delta\nu}{2\sqrt{\ln 2}}\tau\right)^2\right] [a_k^2 + a_{k+1}^2 + 2a_k a_{k+1} \cos(\pi c\tau/l)]^{1/2}, \quad (15)$$

$|q|$ 是一个关于时延差 τ 或光程差 Δ 的周期性函数, $|q|$ 最小值等于 $|a_{k+1} - a_k|$ 。当光程差为两倍激光谐振腔长的整数倍, 即 $\Delta = c\tau = 2kl$ ($k=0, 1, 2, \dots$) 时, $\cos(\pi c\tau/l) = 1$, $|q|$ 取得最大值。这时总能观察到较高的干涉对比度, 在这个位置附近时间相干性较好^[20]。同理可以证明, 如果激光器有 N 个纵模, 干涉对比度(各纵模分量的累加)的表达更繁琐, 但结论不变。即使有多个纵模振荡, 只要干涉仪的双臂光程差 Δ 等于两倍激光器谐振腔长 l 的整数倍时, $\gamma(\tau)$ 即取得局部极大值。这是干涉仪可以工作在多纵模情况下的物理依据。

3 马赫-曾德尔干涉仪实施的一种具体形式

如图 2 所示, 进入干涉仪之前的光束, 先经过偏振分束器进行线性偏振度的纯化, 让光束中主流偏振方向的线偏振光通过偏振分束器之后进入干涉仪, 与这个主流方向垂直、能量较小的偏振分量被截留下来, 由去极化探测器(depolarization detector)直接检测其强度。进入干涉仪的线偏振光通过二分之一波片, 旋转其偏振方向, 使之与干涉仪内部的四分之一波片、偏振分束器主轴等对入射波偏振的要求相匹配。长程、短程两个光学臂由反射式的四个相似形直角棱镜构成折叠光路, 其他光学元件与图 1 所示相同。直角棱镜的材料都采用同一种对偏振态不敏感的材料——光学各向同性的熔石英玻璃介质。一个光臂中的三个小直角棱镜的边长之和等于另一个光臂中的大直角棱镜的边长; 两个光学臂中直角棱镜的光程相同, 不影响双臂的光程差。

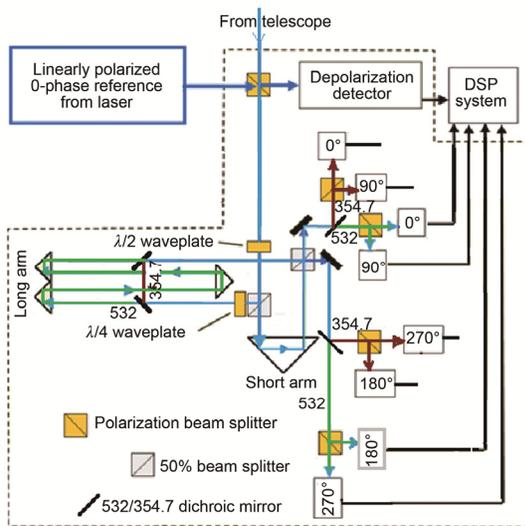


图2 马赫-曾德干涉仪的一种有效实现形式。

Fig. 2 An effective implementing form for Mach-Zehnder interferometer.

波片采用两片双折射晶片(异常光折射率 n_e 和寻常光折射率 n_o)平行组合而成,它们的表面与晶体主光轴平行,并使第一晶片的快轴和第二晶片的慢轴对齐,两晶片的厚度差满足条件($\Delta n = n_e - n_o$, d_1 为第一晶片厚度, d_2 为第二晶片厚度):

$$d_1 \Delta n_1 - d_2 \Delta n_2 = \frac{\lambda_0}{4} + k \lambda_0, \quad (10)$$

k 为整数。同一块 532 nm 的四分之一波片,同时也是 354.7 nm 近紫外的四分之一波片,设计如下:

$$\begin{aligned} & d_2 [n_e(354.7)_2 - n_o(354.7)_2] - \\ & d_1 [n_e(354.7)_1 - n_o(354.7)_1] = \frac{354.7}{4} + 354.7 \times 2 \\ & d_2 [n_e(532)_2 - n_o(532)_2] - \\ & d_1 [n_e(532)_1 - n_o(532)_1] = \frac{532}{4} + 532 \times 2 \end{aligned}$$

第一晶片取水晶(SiO_2), 第二晶片取氟化镁晶体(MgF_2), 查阅光学技术手册。

水晶晶体双折射率: 532 nm, $n_o=1.54689$, $n_e=1.55609$; 354.7 nm, $n_o=1.56460$, $n_e=1.57443$ 。

氟化镁晶体双折射率: 532 nm, $n_o=1.37892$, $n_e=1.39079$; 354.7 nm, $n_o=1.38699$, $n_e=1.39920$ 。

求解二元一次方程组就可以得到两片晶片的厚度: 水晶 $d_1=1182.3 \mu\text{m}$, 氟化镁 $d_2=1017.2 \mu\text{m}$ 。

同理, 也可以设计出同一块二分之一波片能够适用于 354.7 nm 和 532 nm 两种波长。

532 nm 干涉仪探测器选择硅雪崩二极管, 适用于大气层较低有气溶胶存在的区域, 双臂光程差较大,

重点用于探测后向散射比 R_β ; 紫外 354.7 nm 干涉仪探测器采用门控的光电倍增管, 适合探测气溶胶少的、较高的大气层的后向散射回波, 双臂光程差应较小, 重点用于探测风速。

发射波长 $\lambda_0=532 \text{ nm}$, 大气的温度 $T=250 \text{ K}$, 麦克斯韦分子速度分布有 300 m/s 宽度产生多普勒频移约 1 GHz。相对而言, 气溶胶、云颗粒和其他颗粒物质风速(约 10 m/s)、湍流(约 1 m/s)分别产生多普勒频移约 30 MHz 和 3 MHz。气溶胶回波线宽是分子回波谱宽的 1/100~1/50, 如图 3 所示。

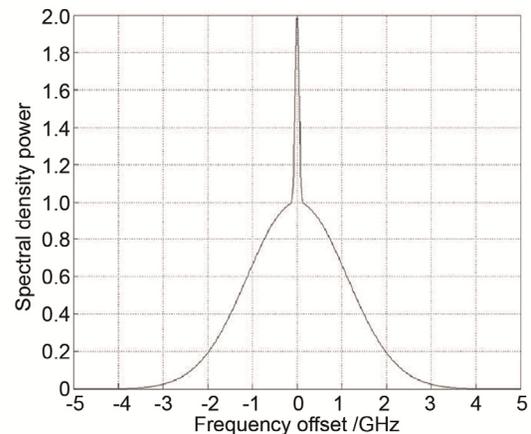


图3 300 K 温度下大气气溶胶和大气分子混合后向散射谱的线型。

Fig. 3 Spectral profile of backscattering from a mixture of molecules and aerosols at 300 K.

4 马赫-曾德尔干涉仪与各类频谱分析器的比较

作为频谱分析器的迈克尔孙干涉仪的光输入端是开口的, 总有一半能量的输入光又沿原路被返回了, 能量利用率最多 50%, 明显低于马赫-曾德尔干涉仪; 用法布里-珀罗干涉仪作为频谱分析器的激光雷达里发射激光的中心波长要求与单法布里-珀罗干涉仪的中心波长或双法布里-珀罗两中心波长等间隔点保持一致, 增加了法布里-珀罗干涉仪的波长锁定要求; 即使是碘分子吸收盒鉴频器也严格要求发射激光为单纵模、窄线宽, 增加了发射机的种子注入锁定的要求, 发射光波中心波长一般也要求等于碘分子吸收盒的中心波长。此外, 碘分子盒此类吸收型的鉴频器也消耗了微弱的回波信号, 降低了信噪比; 菲佐干涉仪鉴频器为干涉条纹成像, 探测器是面阵探测器, 要使每个像素都获得信号光, 回波信号比其他单元探测器要强好几倍。

5 结论

马赫-曾德尔干涉仪作为高光谱分辨率激光雷达的频谱分析器,不管发射激光中包含多少纵模振荡,只要双臂之间光程差等于两倍激光器谐振腔腔长的整数倍,总能获得较好的干涉对比度,因此系统可以在多纵模条件下;由于多普勒频移在干涉仪输出信号中引起相位差的变化,发射光波直接进入干涉仪双臂的相位差,就不同于大气散射回波进入干涉仪双臂的相位差,由此可以用来计算大气的风速;由部分相干光理论可知,干涉仪的干涉对比度跟大气米氏后向散射谱和瑞利后向散射谱宽度直接相关,通过计算干涉对比度,从而获得大气后散射(包含气溶胶)系数与气体分子瑞利后向散射系数的比值。双晶体材料组合可以为马赫-曾德尔干涉仪设计出合适的四分之一波片,使得此频谱分析器可以同时适用于 532 nm/354.7 nm 双波长散射回波;由折转的相似形直角棱镜可以构成一种有效的马赫-曾德尔干涉仪频谱分析器。此外,这里介绍的结构不要求发射激光波长与回波鉴频器中心波长锁定在一起。总而言之,将马赫-曾德尔干涉仪应用于高分辨率激光雷达中,具有鲜明的特点,值得进一步实践,生产出相应的应用产品。

基金项目

脉冲功率激光技术国家重点实验室开放基金(批准号 SKL2016KF07);上海技术物理研究所创新基金(批准号 cx-111)。

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): 3725–3732.
- 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 McKay J A. Modeling of direct detection Doppler wind lidar. I. The edge technique[J]. *Applied Optics*, 1998, **37**(27): 6480–6486.
- 8 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): 7252–7266.
- 9 Nishizawa T, Sugimoto N, Matsui I. Development of a dual-wavelength high-spectral-resolution lidar[J]. *Proceedings of SPIE*, 2010, **7860**: 78600D.
- 10 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): 6734–6752.
- 11 Lefebvre A, Hélie A, Albiñan A P, et al. EarthCARE mission, overview, implementation approach, and development status[J]. *Proceedings of SPIE*, 2014, **9264**: 926403.
- 12 Liu Zhishen, Bi Decang, Song Xiaoquan, et al. Iodine-filter-based high spectral resolution lidar for atmospheric temperature measurements[J]. *Optics Letters*, 2009, **34**(18): 2712–2714.
- 13 Liu Zhishen, Liu Bingyi, Wu Songhua, et al. A high spatial and temporal resolution mobile incoherent Doppler lidar for sea surface wind measurements[J]. *Optics Letters*, 2008, **33**(13): 1485–1487.
- 14 Liu Dong, 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.
- 15 Wang Guocheng, Sun Dongsong, Duan Lianfei, 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.
- 16 Wang Yahui, Liu Jiqiao, Chen Weibiao, 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.
- 17 Hua Dengxin, 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 Smith J A, Chu Xinzhaoh. Investigation of a field-widened Mach-Zehnder receiver to extend Fe Doppler lidar wind measurements from the thermosphere to the ground[J]. *Applied Optics*, 2016, **55**(6): 1366–1380.
- 20 Yang Guoguang, Song Feijun. *Higher physics optics*[M]. 2nd ed. Hefei: University of Science & Technology China Press, 2008: 181–184.
羊国光, 宋菲君, 高等物理光学[M]. 2 版. 合肥: 中国科学技术大学出版社, 2008: 181–184.