

基于三级 Fabry-Perot 标准具的纯转动 拉曼测温激光雷达*

汪少林^{1)†} 苏 嘉^{1)‡} 赵培涛^{1)‡} 曹开法^{1)‡} 胡顺星¹⁾ 魏合理¹⁾ 谭 锟¹⁾ 胡欢陵¹⁾

1) 中国科学院安徽光学精密机械研究所大气光学实验室, 合肥 230031)

2) 中国科学院研究生院, 北京 100049)

(2007 年 10 月 24 日收到, 2007 年 12 月 6 日收到修改稿)

提出了新的纯转动拉曼测温雷达系统, 即以种子激光注入锁定的 Nd:YAG 激光器为激发光源, 采用基于三级 Fabry-Pero(F-P)标准具的双通道分光结构代替双光栅单色仪结构. 通过通道中宽带滤光片(带宽为 7 nm)及 F-P 标准具的组合使用, 对 532 nm 激发光的大气 Mie-Rayleigh 弹性回波散射抑制比可达 10^{-10} , 对量子数 $J = \pm 6, J = \pm 12$ 的 N_2 纯转动拉曼散射光谱线接收带宽均小于 10 pm, 因此能充分抑制大气背景辐射噪声及 O_2 纯转动拉曼谱线的干扰, 从而实现了单谱线比反演温度, 提高了探测精度, 且可在白昼探测大气对流层温度. 最后通过探空气球测得的对流层温度垂直分布逆向模拟了该系统双通道的 Raman 信号曲线, 证实了该系统的可行性.

关键词: 拉曼激光雷达, 纯转动拉曼散射, 三级 Fabry-Perot 标准具, 对流层

PACC: 9265, 0758

1. 引 言

激光雷达是遥感大气温度垂直分布的一种重要方法. 目前探测温度垂直分布的激光雷达采取的主要方法有: 通过探测大气分子对激光 Rayleigh 弹性散射或同时探测大气中 N_2 的振动拉曼(vibration-Raman)散射获得大气分子密度分布, 从而反演大气温度^[1-9]; 通过探测大气中 N_2 或 O_2 纯转动拉曼(rotational-Raman)散射反演大气温度. 前者主要用于大气高层的温度探测, 在低层(对流层)由于气溶胶的影响, 很难得到准确的温度垂直分布廓线, 后者不受气溶胶的影响, 是探测对流层温度分布的重要方法. 目前国内外对此种方法都作了许多研究^[10-15], 主要是采用双光栅单色仪对 N_2 的纯转动拉曼散射光进行分光, 由于白天大气背景辐射的干扰且光栅的分光线宽有限, 这种激光雷达难以探测白天的温度数据. 本文采用窄线宽 532 nm 发射波长, 双通道三级 Fabry-Perot(F-P)标准具作为 N_2 纯转动拉曼散射分光系统, 通过对 F-P 标准具的参数设计, 分别接

收 $J = \pm 6, \pm 12$ 的 N_2 纯转动拉曼散射光, 且充分压缩系统接收带宽, 抑制了大气背景辐射干扰, 使得该激光雷达可用于白天探测大气温度.

2. 基本探测原理

激光雷达通过 532 nm 激光激发大气中 N_2 分子产生纯转动拉曼(rotational-Raman)散射. 谱线散射强度可表示为^[13]

$$\begin{aligned} & K(J, T) \\ &= I_0 A \gamma^2 v_j^4 g(J) N_0 \frac{Bhc}{(2J+1)^2 kT} (2J+1) \\ &\times \exp\left\{-\frac{Bhc}{kT} K(J+1) \left[1 - \frac{D}{B} K(J+1)\right]\right\} |H'_J|^2, \end{aligned} \quad (1)$$

其中 I_0 表示激发光强度, A 为常数, γ 为分子偏振强度的各向异性参量, $g(J)$ 是核自旋统计权重, N_0 是基态分子数密度, B 为分子转动常量, h 为普朗克常量, c 为真空中光速, k 为波尔兹曼常数, D 为离心畸变常量, T 表示温度, v_j 是第 J 级谱线的波数^[14], 形式为

* 国家高技术研究发展计划(863)项目(批准号 2002AA135030)资助的课题.

† E-mail: wshaolin@yahoo.com.cn

$$v_J = v_0 \pm \left[(4B - 6D) \left(J + \frac{3}{2} \right) - 8D \left(J + \frac{3}{2} \right)^3 \right], \quad (2)$$

$|H'_J|^2$ 是转动跃迁的平方矩阵. 对于斯托克斯谱线

$$(2J + 1) |H'_J|^2 = \frac{3}{2} \frac{(J + 1)(J + 2)}{2J + 3}, \quad J = 0, 1, 2, 3, \dots$$

对于反斯托克斯谱线

$$(2J + 1) |H'_J|^2 = \frac{3}{2} \frac{(J - 1)J}{(2J - 1)}, \quad J = 2, 3, 4, \dots \quad (3)$$

由(1)–(3)式和表1中的参数值^[13–15], 可计算不同温度下大气中 N_2 分子受激纯转动拉曼散射谱线. 如图1是 N_2 分子受 532 nm 激光激发在不同温度下的纯转动拉曼散射谱线.

表1 计算 N_2 纯转动拉曼谱有关参数值

分子类别	N_2	O_2
分子转动常量 B/cm^{-1}	1.989500	1.437682
离心畸变常数 D/cm^{-1}	5.48×10^{-6}	4.85×10^{-6}
核自旋统计权重 $g(J)$	J 为偶数	0
	J 为奇数	1
核自旋量子数	1	0
$\gamma^2/10^{-48} \text{ cm}^6$	0.509	1.27

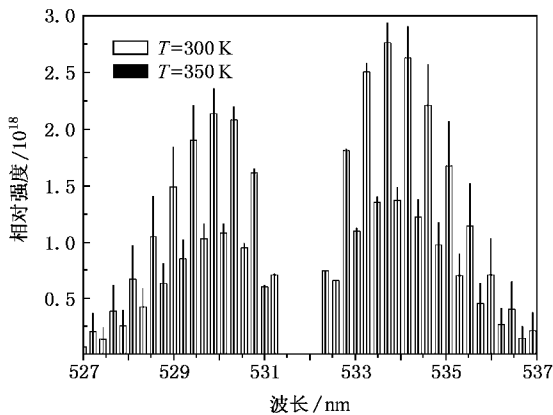


图1 N_2 在 300 和 350 K 的纯转动拉曼谱

从图1中可看出, 高低量子数对应谱线强度随温度变化不一致, 故纯转动拉曼散射激光雷达的探测方法是通过 N_2 分子高低量子数对应的拉曼谱线强度比值反演温度, 其关系式为^[14, 16]

$$\pi(z) = \frac{\alpha}{\ln \frac{K(J_{\text{low}})}{K(J_{\text{high}})} - \beta}, \quad (4)$$

其中 α, β 为常数, 可通过定标确定.

3. 测温雷达系统

3.1. 系统结构

由(2)式计算可知, 在 532 nm 激光激发大气中 N_2 产生的纯转动拉曼散射光谱中, $J = \pm 6$ 对应的谱线波长分别为 533.6951, 530.3166 nm, $J = \pm 12$ 对应的谱线波长分别为 535.0612, 528.9797 nm (在实际应用中应由激光器输出的精确中心波长来计算, 这里可不妨设激发光中心波长为 532 nm). 该激光雷达系统采用双通道分别接收 $J = \pm 6, J = \pm 12$ 的纯转动拉曼散射光, 系统结构如图2.

该纯转动拉曼测温激光雷达发射系统主要包括激光器、倍频装置、扩束镜及发射镜. 激光器采用法国生产的种子激光注入锁定的 Quantel Brilliant b 型 Nd:YAG 激光器. 该激光器基波 1064 nm、线宽 0.005 cm^{-1} 、脉冲时间 6 ns、重复频率 10 Hz、最大脉冲能量 700 mJ. 经倍频晶体 (两倍频, 532 nm) 及扩束镜后, 最大能量可达 290 mJ.

接收系统包括接收望远镜及后继光电单元. 接收望远镜是卡塞格林望远镜, 望远镜接收孔径 30 cm, 接收视场角 0.2—2 mrad 可调. 望远镜接收 N_2 纯转动拉曼后向散射光, 通过抛物面镜聚焦到小孔光阑中, 并通过光纤、分光系统进入光电倍增管 (PMT) 转化为电信号, 并采用双通道光子计数器采集. 分光系统由双通道组成, 后向散射光通过光纤后, 经准直透镜及宽带滤光片进入双通道, 每通道各放置一三级 F-P 标准具. 通道 1 中三级标准具由单级标准具 FP1, FP2, FP3 组成, 可通过 $J = \pm 6$ 的 N_2 纯转动拉曼散射光. 通道 2 中三级标准具由单级标准具 FP4, FP5, FP6 组成, 可通过 $J = \pm 12$ 的 N_2 纯转动拉曼散射光.

3.2. 系统设计与分析

纯转动拉曼散射的截面通常比 Mie-Rayleigh 散射小 5 个量级, 要使 532 nm 的 Mie-Rayleigh 弹性散射回波干扰信号不足以影响转动拉曼信号, 要求双通道 F-P 分光系统对 532 nm 波长的 Mie-Rayleigh 散射回波具有 8 个量级以上的抑制^[13], 而在白昼获得拉曼信号, 要求分光系统对白昼大气背景辐射噪声有着很好的抑制, 通常要求望远镜接收视场角 0.2 mrad, 分光系统透过带宽 10 pm 左右^[9, 13, 17]. 普通滤

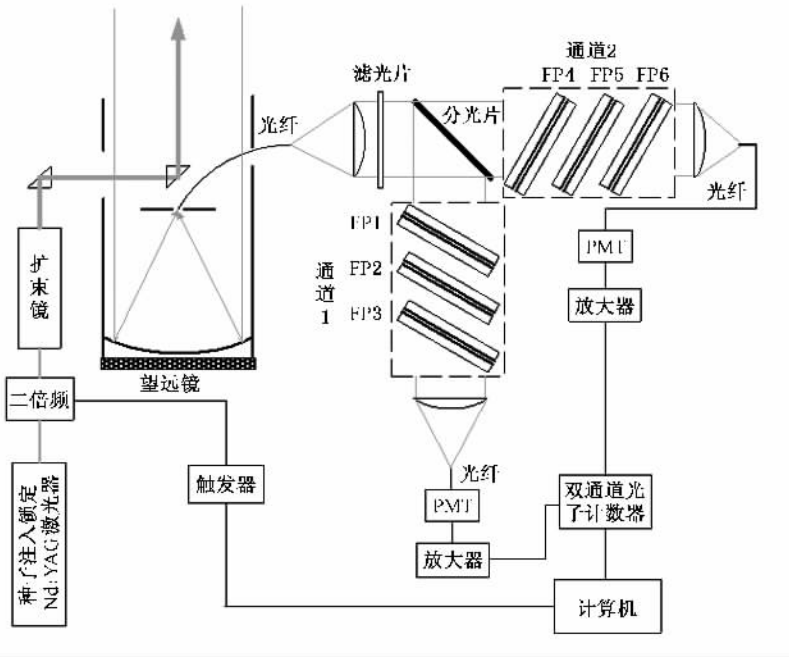


图 2 纯转动拉曼测温激光雷达系统结构

光片难以达到如此窄的带宽,且难以同时对 532 nm 光达到 8 个量级的抑制;一般的双光栅分光结构也难以满足此带宽要求,其带宽通常大于 0.1 nm,且抑制比一般只能优于 7 个量级^[4],实验中接收的纯转动拉曼信号较易受到未抑制完全的 532 nm 光的影

响,双通道 F-P 分光系统通过宽带滤光片与标准具相结合可满足窄带宽要求,宽带滤光片带宽 7 nm,中心波长 532 nm,带外抑制比 $OD = 5$,用于抑制 528.5—535.5 nm 外的大气背景辐射噪声.528.5—535.5 nm 以内采用三级 F-P 匹配组合的方法抑制大

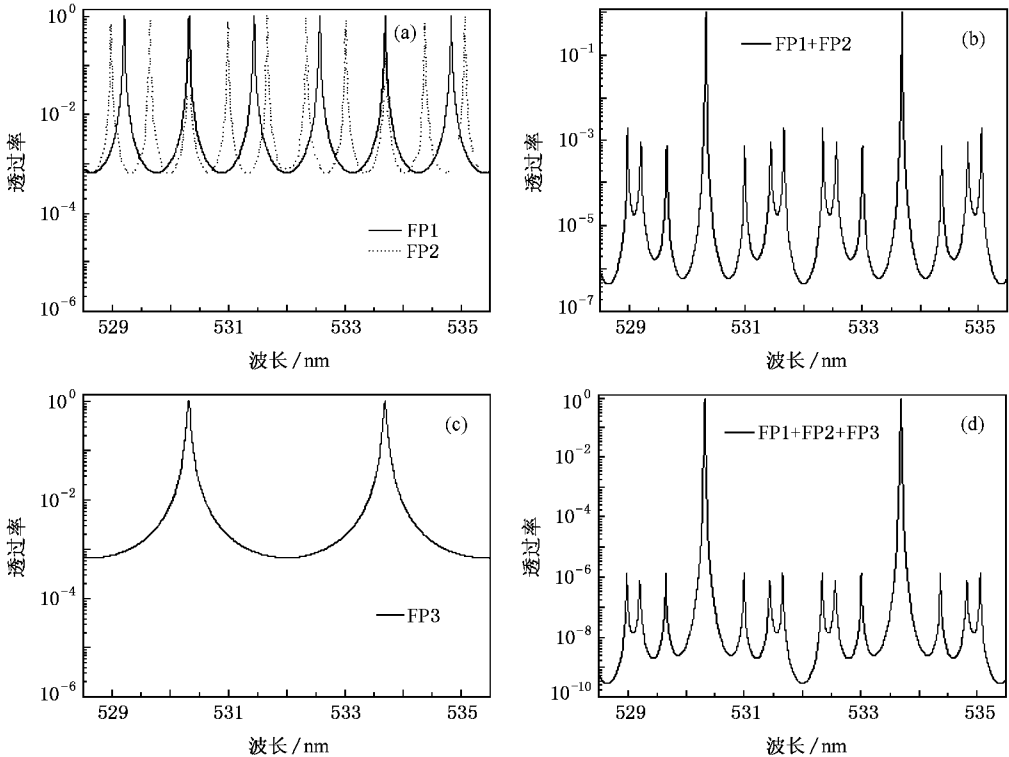


图 3 通道 1 中 FP1,FP2,FP3 透过率曲线及相互组合后的透过率曲线

气背景辐射及 532 nm Mie-Rayleigh 散射回波.

单级 F-P 标准具的透过率函数可表示为^[18]

$$T(\nu, R, a, h, n, \theta) = \left(1 - \frac{a}{1-R}\right)^2 \times \left\{1 + \frac{4R}{(1-R)} \sin^2[2\pi\nu hn \cos(\theta)]\right\}^{-1}, \quad (5)$$

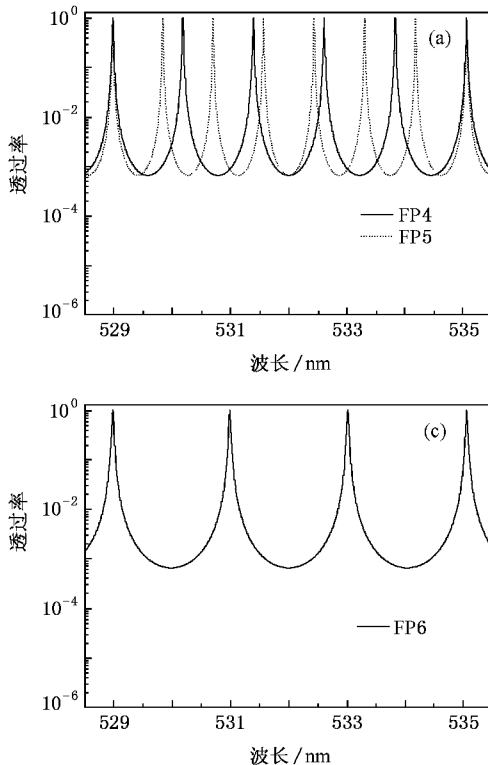
其中 ν 为入射光波数, R 为 F-P 标准具的反射膜反射率, a 为标准具单程吸收损耗因子, 这里为计算方便可暂不考虑吸收和损耗, 即 $a = 0$, h 为标准具间隙距离, θ 为入射角, 该系统采用斜入射方式, 入射角 $\theta = 45^\circ$. 通道 1 与通道 2 中透过率可认为是各自的单级标准具透过率的重叠效果, 类似于双光栅分光结构中双光栅透过率的重叠^[14], 这里采用斜入射的目的在于避免接收的信号光在标准具间相互反射, 从而影响总透过率^[19]. 通道 1 与通道 2 中的三级标准具总透过率函数可分别表示为

$$T_1 = T_{FP1} \times T_{FP2} \times T_{FP3},$$

$$T_2 = T_{FP4} \times T_{FP5} \times T_{FP6}, \quad (6)$$

$T_{FP1}, T_{FP2}, T_{FP3}$ 分别表示通道 1 中三块单级标准具的透过率函数, $T_{FP4}, T_{FP5}, T_{FP6}$ 分别表示通道 2 中三块单级标准具的透过率函数.

图 3(a) 为通道 1 中 FP1, FP2 的透过率曲线, 通



过对标准具参数的设计, FP1, FP2 组合后可通过 $J = \pm 6$ 的 N_2 拉曼散射光(533.6951, 530.3166 nm), 如图 3(b) 示, 此时对 532 nm 回波抑制达 6 个量级, 对 529—535.5 nm 大气背景辐射抑制在 3—7 个量级. 设置 FP3 主要目的在于加强对 532 nm 回波的抑制, 同时要保证透过 $J = \pm 6$ 的 N_2 拉曼散射光, FP3 透过率曲线如图 3(c) 示. FP1, FP2, FP3 三者组合后的总透过率曲线如图 3(d) 示, 可看出, 三者的组合可对 532 nm 回波抑制达 10 个量级, 对 528.5—535.5 nm 大气背景辐射抑制达 6—10 个量级, 同时确保了 $J = \pm 6$ 的 N_2 拉曼散射光的透过.

同样, 图 4(a) 为通道 2 中 FP3, FP4 的透过率曲线, 通过对其参数的设计, 组合后可通过 $J = \pm 12$ 的 N_2 纯转动拉曼散射光(535.0612, 528.9797 nm), 如图 4(b) 示, 此时对 532 nm 回波抑制达 6 个量级, 对大气背景辐射抑制在 3—7 个量级. 设置 FP4 主要目的也在于加强对 532 nm 回波的抑制, 同时要保证透过 $J = \pm 12$ 的 N_2 拉曼散射光, 其透过率曲线如图 4(c) 示. FP4, FP5, FP6 三者组合后的总透过率曲线如图 4(d) 示, 可看出, 三者的组合可对 532 nm 回波抑制达 10 个量级, 对 528.5—535.5 nm 大气背景辐射抑制达 6—10 个量级, 同时确保 $J = \pm 12$ 的 N_2 拉曼散

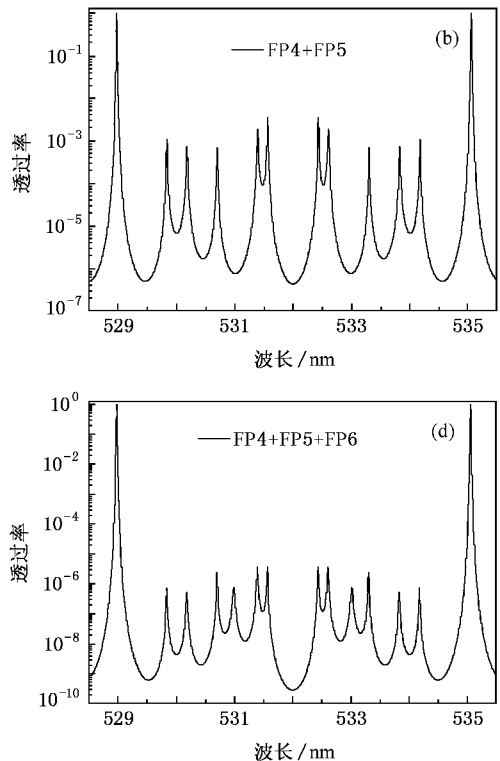


图 4 通道 2 中 FP4, FP5, FP6 透过率曲线及相互组合后的透过率曲线

射光的透过。

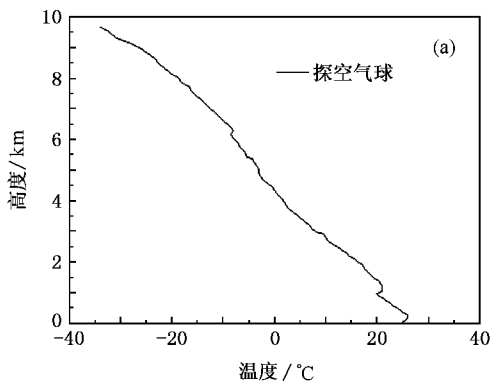
表 2 给出了两个通道 F-P 标准具的理论参数。通过 FP1,FP2,FP3 的组合,通道 1 对 $J = \pm 6$ 的 N_2 转动拉曼散射光的透过线宽分别为 8.6,8.4 μm ;通过 FP4,FP5,FP6 的组合,通道 2 对 $J = \pm 12$ 的 N_2 转动拉曼散射光的透过线宽分别为 9.6,9.8 μm ;均达到了窄带宽要求。

表 2 F-P 标准具的理论参数

	反射膜		间隙距离 $l/\mu\text{m}$	通道线宽 $l/\mu\text{m}$	中心波长 l/nm
	反射率/%	填充物质			
通道 1	FP1	95	177.746	+6:8.6	533.6951
	FP2	95	296.243		
	FP3	95	59.249	-6:8.4	530.3173
通道 2	FP4	95	164.580	+12:9.8	535.0612
	FP5	95	230.412		
	FP6	95	98.748	-12:9.6	528.9809

4. 信号模拟及误差分析

由 (1) 式可推导纯转动拉曼激光雷达方程^[15,16]为



$$P_f(T, z) = I_0 X(z, \lambda_0) \alpha(T, z, \lambda_j) X(z, \lambda_j) \chi \Omega, \quad (7)$$

其中 I_0 是激发光强度, $X(z, \lambda_0)$ 是激发光大气透过率, $X(z, \lambda_j)$ 是 J 级纯转动拉曼回波大气透过率, $\alpha(T, z, \lambda_j)$ 是 N_2 J 级纯转动拉曼后向散射截面, χ 是光学接收系统的透过率, Ω 是散射体积元对接收望远镜的立体角。两通道回波能量强度分别为

$$P_{(-6)+6}(T, z) = C_1 P_{-6}(T, z) + C_2 P_{+6}(T, z), \quad (8)$$

$$P_{(-12)+12}(T, z) = C'_1 P_{-12}(T, z) + C'_2 P_{+12}(T, z), \quad (9)$$

通道 1 回波信号由量子数 $J = +6$ 和 $J = -6$ 谱线回波信号组成, 通道 2 回波信号由量子数 $J = +12$ 和 $J = -12$ 谱线回波信号组成, C_1, C_2, C'_1, C'_2 为探测常数。

图 5(a) 为 2007 年夏季某夜晚探空气球测得的合肥西郊对流层大气温度, 通过拉曼激光雷达方程由该温度廓线可模拟出两通道的信号, 如图 5(b)。

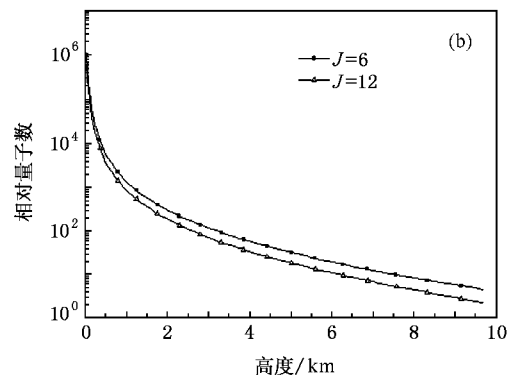


图 5 (a) 2007 年夏季 5 月某晚的探空气球获得温度廓线 (b) 通过真实温度廓线模拟两通道信号

经温度反演计算可知, 在没有系数拟合的情况下, 多谱线比值反演温度要小于单谱线反演温度, 它们之间最大可产生 13 K 的误差, 所以在纯转动拉曼测温雷达的光学系统中, 要尽量保证分光纯度^[15]。由表 1 及 (1) 和 (2) 式可计算得出, 在 532 nm 或附近波长激发光下, O_2 纯转动谱线均可与 $J = \pm 6$ 及 $J = \pm 12$ 的 N_2 纯转动拉曼谱线相互交错开 (波长差均大于 10 μm)。如图 6 是以 532 nm 激发光波长计算的同温度下 O_2 与 N_2 纯转动拉曼谱线, 所以基于三级 F-P 标准具的双通道分光系统提供的小于 10 μm 的接收带宽可实现单谱线比反演温度。

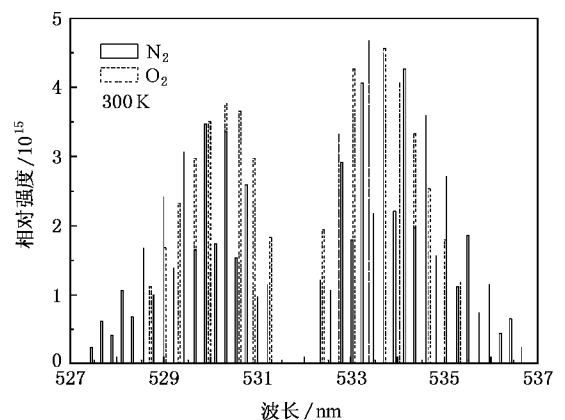


图 6 N_2 和 O_2 在 300 K 温度时纯转动拉曼谱

5. 结 论

激光雷达利用纯转动拉曼散射探测大气层的温度,可以避免对流层气溶胶对温度探测的影响,但对系统对激发波长 Mie-Rayleigh 弹性散射回波抑制能力要求很高.一般的光栅单色仪结构虽能提供优于 7 个量级的抑制,但由于该结构分光距离小,不易调光,所以实测的温度廓线常受到气溶胶 Mie 散射光

的影响.基于三级 F-P 标准具的双通道结构通过不同 F-P 透过波段的相互交错,能充分抑制 Mie 散射光(抑制比达 10 个量级),即可完全避免气溶胶的影响.双通道可提供小于 10 μm 窄透过带宽,使得该雷达系统可白天探测对流层温度.双通道也可根据具体的带宽要求,如为了提高夜晚探测高度而加大接收带宽或适应不同的激发光线宽等,从而选择不同参数的 F-P 标准具组合.

- [1] Breon F M 1998 *Appl. Opt.* **37** 428
- [2] Field J, Baumgrat G, Cossart G, Schoch A 2004 *SPIE* **5571** 140
- [3] Wu Y H, Hu H L, Hu S X, Zhou J, Zhang M 2000 *Chinese Journal of Quantum Electronics* **17** 426 (in Chinese) [吴永华、胡欢凌、胡顺星、周 军、张 民 2000 量子电子学报 **17** 426]
- [4] Shibata T, Kobuchi M, Maeda M. 1986 *Appl. Opt.* **25** 685
- [5] Chen W N, Tsao C C, Nee J B. 2003 *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* **66** 39
- [6] Wu Y H, Li T, Zhou J, Yue G M, Qi F D, Jin C J 2002 *Chinese Journal of Atmospheric Sciences* **26** 702 (in Chinese) [吴永华、李陶、周 军、岳古明、戚福弟、金传佳 2002 大气科学 **26** 702]
- [7] Gerding M, Höffner J, Rauthe M, Lübken F J 2006 *SPIE* **6367** 636705
- [8] Pal S R, Carswell A I, Bird J, Donovan D, Duck D, Whiteway J 1996 *SPIE* **2833** 28
- [9] Zhao Y L, Matsui I, Sugimoto N 1998 *SPIE* **3504** 558
- [10] Ansmann A, Arshinov Y, Bobrovnikov S, Mattis I, Serikov I, Wandinger U 1998 *SPIE* **3583** 491
- [11] Kim D, Park S, Cha H, Zhou J, Zhou W, Zhang W 2006 *Appl. Phys. B* **82** 1
- [12] Arshinov Y, Bobrovnikov S, Serikov I, Althausen D, Mattis I, Wandinger U, Ansmann A 2001 *SPIE* **4397** 453
- [13] Cao K F, Du X Y, Wang S L, Su J, Zhao P T, Hu S X 2007 *Acta Opt. Sin.* **27** 1349 (in Chinese) [曹开法、杜小勇、汪少林、苏嘉、赵培涛、胡顺星 2007 光学学报 **27** 1349]
- [14] Liu Y L, Zhang Y C, Su J, Zhou J, Hu H L 2007 *Journal of Atmospheric and Environmental Optics* **2** 188 (in Chinese) [刘玉丽、张寅超、苏 嘉、周 军、胡欢陵 2007 大气与环境光学学报 **2** 188]
- [15] Su J, Zhang Y C, Liu Y L, Zhao Y F, Zhao P T, Xie Jun, Qu K F, Fang X 2007 *Journal of Atmospheric and Environmental Optics* **2** 114 (in Chinese) [苏 嘉、张寅超、刘玉丽、赵曰峰、赵培涛、谢 军、屈凯峰、方 欣 2007 大气与环境光学学报 **2** 114]
- [16] Kim D, Cha H 2001 *Journal of the Korean Physical Society* **39** 838
- [17] Frioud M, Gausa M, Stebel K, Hansen G, Myhre C, Singer W, Latteck R, Frutos A, Cachorro V, Toledano C, Rodriguez E 2006 *SPIE* **6367** 636703
- [18] Arshinov Y, Bobrovnikov S, Serikov I, Ansmann A, Wandinger U, Althausen D, Mattis I, Muller D 2005 *Applied Optics* **44** 3593
- [19] Hong G L, Zhang Y C, Zhao Y F, Shao S S, Tan K 2006 *Chinese Journal of Quantum Electronics* **23** 360 [洪光烈、张寅超、赵曰峰、邵石生、谭 锐 2006 量子电子学报 **23** 360]

A pure rotational Raman-lidar based on three-stage Fabry-Perot etalons for monitoring atmospheric temperature *

Wang Shao-Lin^{1,2)†} Su Jia^{1,2)} Zhao Pei-Tao^{1,2)} Cao Kai-Fa^{1,2)} Hu Shun-Xing¹⁾
Wei He-Li¹⁾ Tan Kun¹⁾ Hu Huan-Ling¹⁾

1) (Key Laboratory of Atmospheric Optics, Anhui Institutes of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Hefei 230031, China)

2) (Graduate School of the Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

(Received 24 October 2007; revised manuscript received 6 December 2007)

Abstract

A new pure rotational Raman-lidar system for monitoring atmospheric temperature is presented. Instead of using the double grating monochromator, the system employs two high resolution spectral resolving channels, each of which is composed of a three-stage Fabry-Perot etalon combined with a filter with band width of 7 nm. The transmitting light source is an injection-seeded Nd:YAG laser. This configuration can achieve a high rejection rate (10^{-10}) to Mie-Rayleigh elastic scattering (at 532 nm wavelength) and has an extremely narrow receiving bandwidth (less than 10 pm) for pure rotation Raman scattering of N_2 with quantum numbers of ± 6 and ± 12 respectively. Therefore, the system effectively rejects the interference of background radiation and pure rotational Raman scattering of O_2 , and the measurement of daytime tropospheric temperature from a single Raman spectral line intensity ratio using the lidar system is made possible because of the narrow receiving bandwidth. The temperature measurement precision of this Raman-lidar is improved at the same time. At last, two-channels signals were simulated by using balloon-based sounding temperature profile. The simulation demonstrated the feasibility of this lidar for atmospheric temperature profile measurement.

Keywords: Raman-lidar, pure rotational-Raman scattering, three-stage Fabry-Perot etalon, troposphere

PACC: 9265, 0758

* Project supported by the National High Technology Research and Development Program of China (Grant No.2002AA135030).

† E-mail: wshaolin@yahoo.com.cn