

## 全天时绝对测温激光雷达的多通道纯转动拉曼分光系统

李仕春<sup>1,2\*</sup>, 王旭<sup>1</sup>, 张鹏辉<sup>1</sup>, 辛文辉<sup>1,2</sup>, 华灯鑫<sup>1,2\*\*</sup>, 胡向龙<sup>1</sup>, 宋跃辉<sup>1,2</sup><sup>1</sup>西安理工大学机械与精密仪器工程学院, 陕西 西安 710048;<sup>2</sup>陕西省现代装备绿色制造协同创新中心, 陕西 西安 710048

**摘要** 为实现大气温度廓线的全天时绝对探测, 基于  $N_2$  分子的精细纯转动拉曼谱线结构, 本课题组提出并设计了多通道纯转动拉曼激光雷达分光系统。采用 F-P 干涉仪 (FPI) 作为频率梳滤波器, 考虑 FPI 膜层损耗和镜面缺陷, 精细匹配  $N_2$  分子 anti-Stokes 分支的纯转动拉曼谱线, 实现了 FPI 结构及性能参数的优化, 并有效滤除了太阳背景噪声及邻近谱线信号; 结合衍射光栅和光纤阵列, 通过两级光谱滤光对弹性散射信号实现了约 60 dB 的抑制率, 有效提取了 8 通道偶转动量子数 ( $J=6\sim 20$ ) 的拉曼光谱信号, 以直接反演大气温度; 基于标准大气模型, 对 8 通道纯转动拉曼分光系统的信号功率及信噪比进行了仿真, 并分析了全天时绝对测温激光雷达的探测性能。结果表明, 在累积时间为 17 min 时, 该系统实现白天信噪比优于 10 的探测高度可达到 1.8 km, 反演温度 1 K 偏差对应的高度达 0.8 km, 可实现全天时大气温度廓线的无校正探测。

**关键词** 遥感; 激光雷达; 纯转动拉曼绝对测温; F-P 干涉仪; 精细拉曼谱结构; 无校正探测

**中图分类号** TN958.98; P423.5

**文献标志码** A

**DOI:** 10.3788/CJL202249.1310002

## 1 引言

大气温度是大气物理、天气预报及环境监测中的重要气象参数之一<sup>[1-3]</sup>。受大气底层气溶胶的影响, 目前探测大气底层温度廓线的激光遥感设备主要有纯转动拉曼激光雷达<sup>[4-6]</sup>和瑞利高光谱激光雷达<sup>[7-8]</sup>。瑞利高光谱激光雷达通常需要高稳频精度的光源, 系统复杂且技术难度大, 限制了它的推广应用; 而纯转动拉曼激光雷达的结构相对简单、成本较低, 其探测谱线相对于激励谱线的偏移远大于瑞利高光谱激光雷达, 因而可采用中等光谱分辨率的光谱分光系统来滤除激光雷达回波的弹性散射信号<sup>[9]</sup>, 实现底层大气温度廓线的高精度探测, 已成为探测大气边界层温度廓线的重要仪器之一。

由于弹性散射信号的强度相对于纯转动拉曼信号要高 3~4 个数量级, 因此, 欲精细提取出微弱的纯转动拉曼信号, 对弹性散射信号的抑制率至少要达到 60 dB<sup>[10-11]</sup>。目前, 国内外学者大多采用两级串联光谱分光的结构, 如采用以双衍射光栅<sup>[6,12-13]</sup>、双干涉滤光片<sup>[14-15]</sup>和双光纤 Bragg 光栅<sup>[16-17]</sup>等为核心的光学滤波器件, 构建纯转动拉曼光谱分光系统, 通过两路温度敏感性相反的纯转动拉曼信号比来反演大气底层温度廓线, 同时利用无线电探空仪等并行设备进行系统参

数校正。可将这一方法称为转动拉曼相对测温技术。但是, 由于大气状态的不可再现性, 并行校正设备探测对象的一致性较低, 限制了激光雷达系统校正过程的精确性, 进而影响了转动拉曼激光雷达的测温精度。目前, 已有学者利用携有温度信息的纯转动拉曼谱线来直接反演大气温度<sup>[5,10]</sup>, 可将该技术称为转动拉曼绝对测温技术。该技术不需要借助其他并行探测设备进行系统标定, 可避免系统标定过程中引入较大的系统误差, 但它需要激光雷达同时精细提取多条纯转动拉曼谱线, 这样做会使回波信号中混入太多的太阳辐射背景噪声 (特别是在白天), 导致激光雷达无法正常工作。有学者将 F-P 干涉仪 (FPI) 用于转动拉曼相对测温技术中太阳辐射背景噪声的滤除<sup>[9,18]</sup>, 取得了较好的效果。该方法只需要考虑两条纯转动拉曼谱线的匹配, 可通过 FPI 调谐实现高精度匹配, 但上述 FPI 会导致高转动量子数通道的透过率衰减严重<sup>[19]</sup>, 从而使得大气温度的无校正反演算法收敛性恶化, 甚至发散。武汉大学的 Weng 等<sup>[20]</sup>将 FPI 与干涉滤光片结合, 有效获取了  $N_2$  分子单一谱线的纯转动拉曼激光雷达系统, 实现了无校正的纯转动拉曼激光雷达探测大气温度廓线。但是, 基于测量信息冗余的 FPI 多通道纯转动拉曼绝对测温系统, 目前尚未见到有关研究报告。

**收稿日期:** 2021-10-26; **修回日期:** 2021-12-01; **录用日期:** 2021-12-22

**基金项目:** 国家自然科学基金 (62175199, 61875162, 41627807, 61308106)、陕西省自然科学基金 (2020JM-445)、陕西省教育厅自然科学基金 (20JY048)

**通信作者:** \*lsczq@xaut.edu.cn; \*\*dengxinhua@xaut.edu.cn

光纤布拉格光栅(FBG)的滤波带宽较大(0.2~0.3 nm),无法满足全天时探测的要求。根据前期在绝对测温激光雷达领域的研究进展<sup>[5,10]</sup>,本课题组结合FPI在拉曼激光雷达相对测温技术中的应用,提出了在低阶衍射光栅前插入FPI组成两级拉曼分光方案。考虑到N<sub>2</sub>分子纯转动拉曼谱的精细结构,本课题组以拉曼谱线间的波长差与FPI自由光谱范围之间的匹配误差为优化目标,实现了FPI频率梳滤波器透过率峰波长与N<sub>2</sub>分子偶转动量子数拉曼谱线的精细匹配;设计了FPI的结构与性能参数,以高效滤除太阳背景辐射噪声及相邻拉曼谱线信号;结合低阶衍射光栅的空间色散作用,进而通过两级分光实现了对弹性散射信号约60 dB的抑制率;通过光纤阵列实现8通道偶转动量子数(J=6~20)拉曼谱线的精细提取,并基于仿真分析了纯转动拉曼分光系统及激光雷达的性能。由于该系统采用的是多通道信息冗余技术,因此,当某通道信号出现异常点时,可以通过信息甄别技术剔除异常点,实现绝对测量技术的可靠探测。

## 2 绝对测温原理

在大气纯转动拉曼精细谱线结构中,通常选择提取纯转动拉曼谱线的 anti-Stokes 分支信号,以削弱荧光信号的影响<sup>[4]</sup>。双原子分子(如N<sub>2</sub>和O<sub>2</sub>)对应的

anti-Stokes 分支的拉曼频移为<sup>[5]</sup>

$$\Delta\nu(J) = 2B_0(2J - 1) -$$

$D_0 [3(2J - 1) + (2J - 1)^3]$ ,  $J = 2, 3, 4, \dots$ , (1)  
式中: $J$ 为初始转动角动量量子数,简称“转动量子数”; $B_0$ 和 $D_0$ 分别为振动基态的转动系数和离心伸缩系数。N<sub>2</sub>分子的 $B_0$ 和 $D_0$ 分别为 $1.989500 \text{ cm}^{-1}$ 和 $5.48 \times 10^{-6} \text{ cm}^{-1}$ ,O<sub>2</sub>分子的 $B_0$ 和 $D_0$ 分别为 $1.437682 \text{ cm}^{-1}$ 和 $4.85 \times 10^{-6} \text{ cm}^{-1}$ 。N<sub>2</sub>分子的偶转动量子数拉曼谱线的相邻谱线分布如图1(a)所示,其中:圆点表示N<sub>2</sub>的偶转动量子数拉曼谱线的波长,其分布近似等差数列;上三角表示比相应纯转动拉曼谱线波长更长的谱线的波长差,即右邻波长差;下三角表示比相应纯转动拉曼谱线波长更短的谱线的波长差,即左邻波长差。例如:转动量子数 $J=8$ 对应的上三角形表示7N,即该谱线右边相邻谱线对应着N<sub>2</sub>分子的转动量子数 $J=7$ ; $J=8$ 对应的下三角形表示11O,即该谱线左边相邻谱线对应着O<sub>2</sub>分子的转动量子数 $J=11$ ;当 $J=2$ 时,左边相邻谱线M表示分子的弹性散射波长。从图1(a)可以看出,N<sub>2</sub>和O<sub>2</sub>分子的纯转动拉曼谱线交叉分布,且相邻谱线的间距较小,可得相邻谱线的波长差最小在转动量子数 $J=8$ 处,该处与右边相邻O<sub>2</sub>分子转动量子数 $J=11$ 的波长差为19 pm,而其余偶转动量子数拉曼谱线的相邻波长差都在33 pm以上。

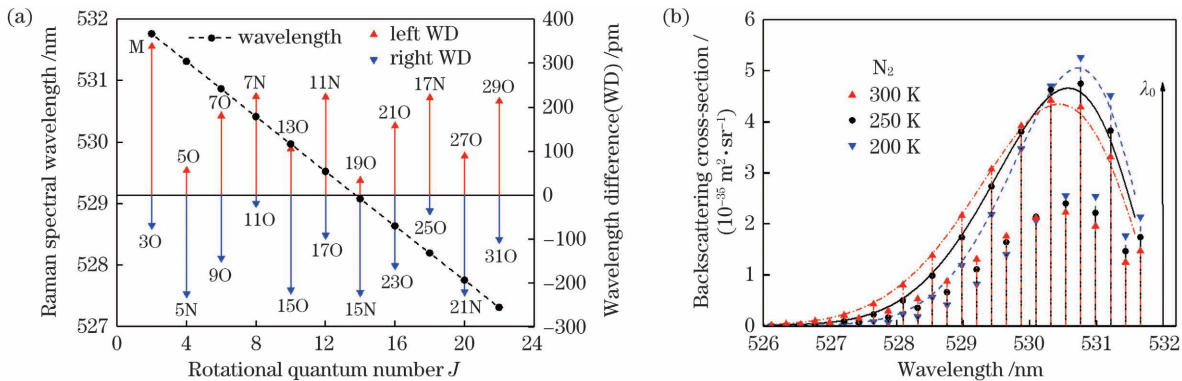


图 1 N<sub>2</sub> 分子纯转动拉曼谱线。(a)偶转动量子数谱线与相邻谱线间的关系;(b)后向散射截面

Fig. 1 Pure rotational Raman spectra of nitrogen molecular. (a) Relationship between even-rotational quantum number and adjacent Raman lines; (b) backscattering cross-section

在温度为 $T$ 的热平衡条件下,anti-Stokes 分支转动量子数 $J(J=2,3,\dots)$ 的纯转动拉曼后向散射截面为<sup>[5,13]</sup>

$$\sigma(J, T) = \frac{112\pi^4}{15} \cdot N_m \frac{g(J)hcB_0[v_0 + \Delta\nu(J)]^4 \gamma^2}{(2I + 1)^2 kT} \cdot \frac{(J - 1)J}{2J - 1} \exp\left[-\frac{E(J)}{kT}\right], \quad (2)$$

式中: $N_m$ 是相对体积浓度的分子数密度(N<sub>2</sub>为0.78, O<sub>2</sub>为0.21); $g(J)$ 是统计权重因子(N<sub>2</sub>的奇量子数和偶量子数对应的 $g$ 分别为3和6, O<sub>2</sub>的奇量子数和偶量子数对应的 $g$ 分别为1和0); $h$ 是普朗克常数, $h=6.626 \times 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}$ ;  $c$ 是光速, $c=2.9979 \times 10^8 \text{ m/s}$ ;  $v_0$ 是入射光的频率; $\gamma$ 是分子极化张量的各向异性常数(N<sub>2</sub>和O<sub>2</sub>的 $\gamma$ 值分别为 $0.509 \times 10^{-48} \text{ cm}^6$ 和 $1.27 \times$

$10^{-48} \text{ cm}^6$ ); $I$ 是核自旋常数(N<sub>2</sub>和O<sub>2</sub>的 $I$ 值分别为1和0); $k$ 为玻尔兹曼常数, $k=1.38 \times 10^{-23} \text{ J/K}$ ;  $E(J)$ 是分子的转动能量<sup>[5]</sup>。图1(b)给出了大气中N<sub>2</sub>分子 anti-Stokes 分支的纯转动拉曼散射截面与大气温度之间的关系。图中的 $\lambda_0$ 表示弹性散射波长, $\lambda_0=532 \text{ nm}$ ,N<sub>2</sub>分子的偶转动量子数拉曼散射截面大于奇转动量子数拉曼散射截面,虚线、实线和点划线分别表示温度 $T$ 为200,250,300 K时N<sub>2</sub>分子的偶转动量子数拉曼散射截面的拟合曲线。

如果能够精确地提取多条N<sub>2</sub>分子的偶转动量子数拉曼谱线信号 $P'_j(z, T)$ ,就可以构建纯转动拉曼谱线的包络线[如图1(b)所示],从而就可以依据误差匹

配函数直接反演大气温度廓线( $J$  取偶数)。误差匹配函数<sup>[5]</sup>的表达式为

$$Q(z, T) = \sum_{J=2}^{20} [P'_J(z, T) - F(z)\sigma(J, T)]^2, \quad (3)$$

式中: $F(z)$ 是激光雷达系统因子。使式(3)取值最小,就可以获得最佳激光雷达系统因子和温度  $T$ , 实现大气温度的绝对探测。

由于绝对测温的灵敏度依赖于纯转动拉曼谱信号的灵敏度,其正向和反向灵敏度依然在测量参数中,因此,多通道绝对测温纯转动拉曼系统的灵敏度仍可取双通道相对测温系统的灵敏度  $\theta(z)$ 。考虑到该灵敏度依赖于温度灵敏度相反的双通道纯转动拉曼的比值信号,其信噪比  $S_{TR}(z)$  表示为

$$S_{TR}(z) = \frac{S_H(z) \cdot S_L(z)}{\sqrt{S_H^2(z) + S_L^2(z)}}, \quad (4)$$

式中: $S_H(z)$ 和  $S_L(z)$ 分别是高、低转动量子数通道的信噪比。在绝对测温系统中,多通道纯转动拉曼信号之间互不相关。

多通道纯转动拉曼激光雷达中绝对测温反演算法的稳定性主要依赖于多通道信号提供的信息冗余。基于最小二乘原理,该系统中  $N$  通道的总信噪比可表示为

$$S_{TA}(z) = \sqrt{\sum_{i=1}^N S_i(z)}, \quad (5)$$

式中: $S_i$  为第  $i$  通道的信噪比。如果某通道出现异常点,则可将该通道数据剔除后再进行温度反演,但信噪比将会产生一定程度的降低。系统灵敏度  $\theta$  对应的信噪比可表示为

$$S'_{TA}(z) = \frac{S_{TA}(z)}{\sqrt{S_H^2(z) + S_L^2(z)}} S_{TR}(z). \quad (6)$$

因此,该绝对测温系统中大气温度的统计误差可表示为

$$\Delta T = \frac{1}{S'_{TA}(z)} \frac{1}{\theta(z)}. \quad (7)$$

### 3 纯转动拉曼激光雷达

依据上述纯转动拉曼激光雷达绝对测温原理,本课题组搭建了全天时绝对测温的纯转动拉曼激光雷达系统,其原理图如图 2 所示,表 1 给出了其主要指标参数。Nd:YAG 激光器发出的激光束经准直后射入大气,激光束与大气中的气溶胶粒子、分子相互作用,望远镜接收的大气回波信号经多模光纤 1(MMF1)进入拉曼光谱分光系统。进入分光系统的回波信号经透镜 1(lens 1)准直入射进 FPI,经 FPI 滤波后的信号由透镜 2(lens 2)会聚进处于焦平面的多模光纤 2(MMF2),多模光纤(MMF2)的输出端作为光纤线阵列的 CH2 通道,出射的光信号经透镜 3(lens 3)准直后照射在低阶衍射光栅上;经低阶衍射光栅衍射返回的光信号由透镜 3(lens 3)会聚在焦平面上,并耦合进入处于焦平面的光纤线阵列中,光纤线阵列的 CH3~CH10 通道接入 8 通道线阵光电倍增管(PMT)中,CH1 通道的弹性散射信号接入单独的光电倍增管中,实现光信号的光电转换。转换后的电信号经由数据采集系统输入到数据处理器中进行温度(CH3~CH10)和气溶胶消光系数(CH1)的反演。

全天时绝对测温技术的核心是 FPI 频率梳滤波器的透过率峰与  $N_2$  分子的纯转动拉曼谱线匹配,但是,由于  $N_2$  分子纯转动拉曼谱线固有的不均匀性,很难实现高精度匹配,因此,需要在最大透过率与其带宽(FWHM)之间进行优化和均衡。需要注意的是,FPI 透过谱的 FWHM 受限于图 1 所示的  $N_2$  分子偶转动量子数相邻的最小波长差(19 pm)。

FPI 的基本原理是多光束干涉,其主要性能参数有自由光谱范围、精细度、极值透过率(最大和最小透过率)和 FWHM 等,而其加工参数主要有膜层反射率、损耗系数、反射镜面间距以及镜面缺陷。FPI 以其精细的光谱分光优势在激光雷达领域获得应用<sup>[21]</sup>。

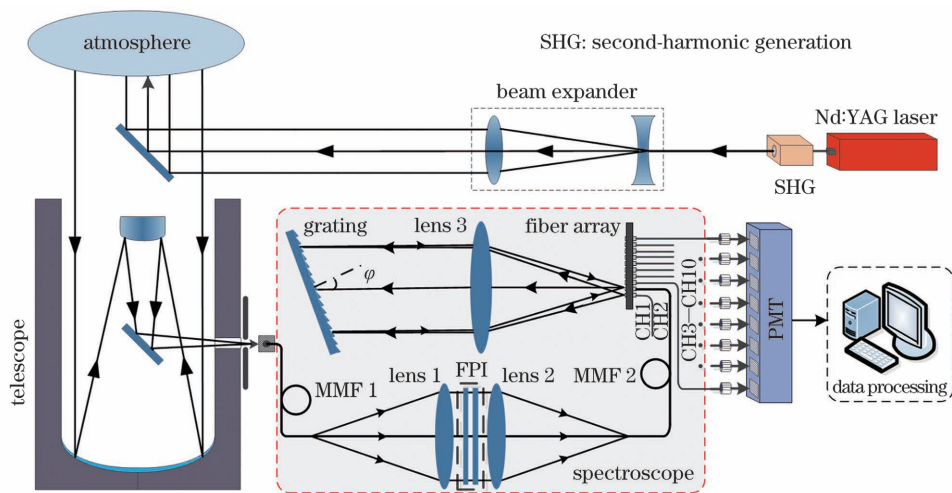


图 2 全天时绝对测温的纯转动拉曼激光雷达系统

Fig. 2 Pure rotational Raman laser lidar for atmospheric temperature absolute detection throughout a day

表 1 纯转动拉曼激光雷达的主要参数

Table 1 Primary specifications of pure rotational Raman lidar

Parameter	Value
Exciting wavelength /nm	532.0
Pulse energy /mJ	300
Pulse duration /ns	10
Pulse repetition frequency /Hz	20
Diameter of telescope /mm	300
Field of view /mrad	0.5
Spatial resolution /m	3.75(@25 ns)
PMT quantum efficiency	0.17

考虑到 FPI 膜层介质的损耗, FPI 的透过率函数通常表示成 Airy 函数的形式<sup>[6,22]</sup>, 即

$$\tau(\delta) = \left(1 - \frac{a}{1-R}\right)^2 \times \frac{1}{1 + F \sin^2(\delta/2)}, \quad (8)$$

式中:  $R$  为介质膜层的反射系数;  $a$  为介质膜层吸收及散射的损耗因子, 可取 0.001;  $F$  为 Airy 函数的因子;  $\delta$  是光在两反射镜面反射时的相位差, 可表示为  $\delta = 4\pi nh \cos \theta / \lambda$ , 其中,  $\lambda$  为入射光的波长,  $n$  表示两反射镜面之间介质的折射率(此处采用气隙 FPI, 通常取  $n = 1.0003$ ),  $h$  为两反射镜面的间距,  $\theta$  为入射光束与反射镜面法线间的夹角(考虑正入射时, 取  $\theta = 0^\circ$ )。

自由光谱范围(FSR)表示相邻两透过率峰值之间的间距, 可表示为<sup>[6,22]</sup>

$$\Delta\lambda_{\text{FSR}} = \lambda_1 - \lambda_2 \approx \frac{\lambda_1^2}{2nh \cos \theta}. \quad (9)$$

当多光束干涉光程差  $\Delta$  满足  $\Delta = 2nh \cos \theta = m\lambda$  (其中  $m$  为正整数)时, 透射光强最大; 当  $\Delta = 2nh \cos \theta = (m + 1/2)\lambda$  时, 透射光强最小。由式(1)可知, 在  $N_2$  分子纯转动拉曼精细谱线结构中, 由于  $D_0$  项存在, 得到的相邻转动拉曼谱线之间的波长差  $\Delta\lambda$  由 0.2248 nm 逐渐递减至 0.2193 nm, 平均值约为 0.2223 nm, 浮动区间为  $-0.0025 \sim +0.003$  nm。由式(9)可得 FPI 的自由光谱范围随着波长的减小呈线性递减的趋势, 但同时要保证弹性散射信号( $\lambda_0 = 532$  nm)处于 FPI 的最小透过率处, 则光程差  $\Delta$  在  $\lambda_0$  处满足透射光最小的

条件, 由此可知镜间距  $h$  是离散变化的, 因此需要匹配合理的镜间距  $h$  来实现两者的优化匹配。 $N_2$  分子纯转动拉曼谱线间的波长差与 FPI 自由光谱范围之间的关系如图 3 所示, 图中: 点划线、实线和虚线分别表示镜间距  $h$  为 628.768  $\mu\text{m}$  (@ $m = 2365$ )、629.300  $\mu\text{m}$  (@ $m = 2367$ )、629.832  $\mu\text{m}$  (@ $m = 2369$ )时, 自由光谱范围的变化; 圆点表示  $N_2$  分子相邻转动拉曼谱线间的波长差, 例如, 右起第一个点表示  $J = 2$  与  $J = 3$  之间的差值。

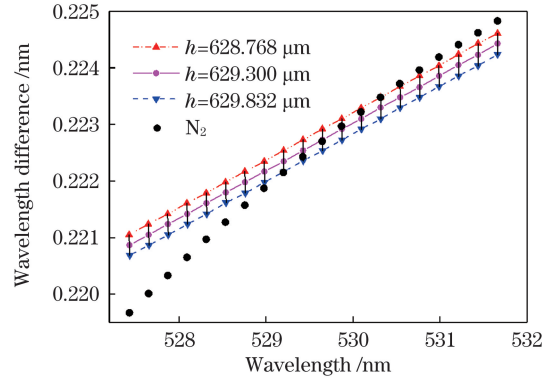


图 3 FPI 自由光谱范围与相邻纯转动拉曼谱线波长差之间的关系

Fig. 3 Relationship between FSR of FPI and wavelength difference between adjacent pure rotational quantum number Raman spectra

通过优化匹配可知, 当镜间距  $h = 629.300 \mu\text{m}$  时, FPI 的中心波长与  $N_2$  分子的偶转动量子数拉曼谱线的偏差最小, 两者之间的偏差值如图 4(a) 所示, 图中: 圆点表示  $N_2$  分子的偶转动量子数拉曼谱线波长; 上三角表示右邻偏差, 即 FPI 的中心波长大于所对应的偶转动拉曼谱线的波长; 下三角表示左邻偏差, 即 FPI 的中心波长小于所对应的偶转动拉曼谱线的波长。可以得到在转动量子数  $J = 8$  处, FPI 的中心波长与左边相邻  $O_2$  分子转动量子数  $J = 11$  的波长差增大到 21.5 pm, 可以作为绝对探测大气温度的反演谱线。图 4(a) 中还标示了偏差为  $\pm 3$  pm 的两条水平虚线, 可以看出在转动量子数  $J = 22$  处偏差值超出了 3 pm, 且  $J = 22$  处的后向散射截面相对最小, 因此不选择其

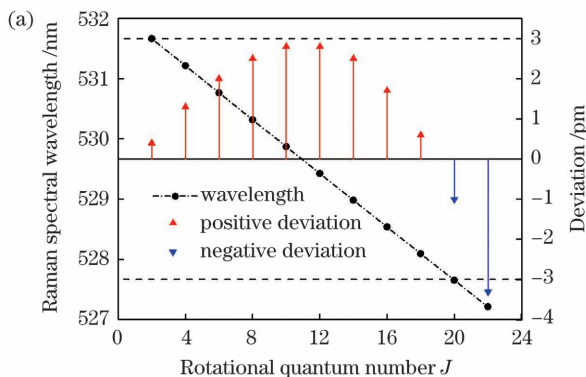
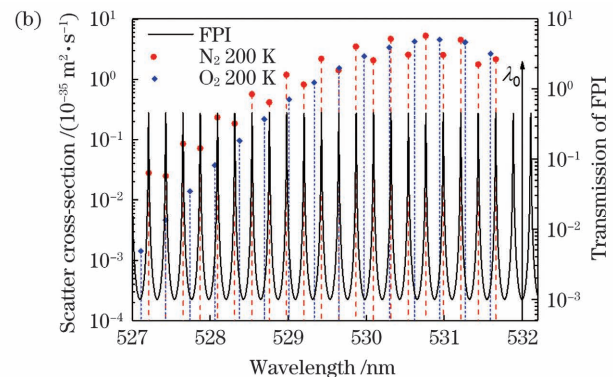


图 4  $N_2$  分子纯转动拉曼谱线和 FPI 透过率峰值的匹配情况。(a) 偏差分析; (b) 示意图

Fig. 4 Matching of FPI transmittance with pure rotational Raman spectra of  $N_2$ . (a) Deviation analysis; (b) schematic



作为绝对探测大气温度的反演谱线,从而 FPI 的带宽可选择 6 pm。由于  $J=2$  和  $J=4$  的谱线离弹性散射信号较近,容易受到影响,不宜选为测量通道,因而选择 8 条  $N_2$  分子的偶转动量子数 ( $J=6\sim 20$ ) 作为绝对探测大气温度的反演谱线,其对应的波长分别为 530.7643, 530.3166, 529.8699, 529.4243, 528.9797, 528.5363, 528.0940, 527.6530 nm。 $N_2$  分子 anti-Stokes 分支的纯转动拉曼谱线与 FPI 透过率曲线的匹配如图 4(b) 所示,图中:圆点表示温度  $T=200$  K 时  $N_2$  分子的纯转动拉曼散射截面,菱形表示温度  $T=200$  K 时  $O_2$  分子的纯转动拉曼散射截面,实线为 FPI 的透过率曲线。

精细度表示在 FPI 的自由光谱范围内 Airy 函数的单个峰带宽(FWHM)的数目。对于理想的 FPI,精细度仅是构成 FPI 的膜层反射率的函数,因此也被称为“反射精细度  $F_R$ ”。该函数可以写成<sup>[22-23]</sup>

$$F_R = \frac{\Delta\lambda_{FSR}}{\omega} = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R}, \quad (10)$$

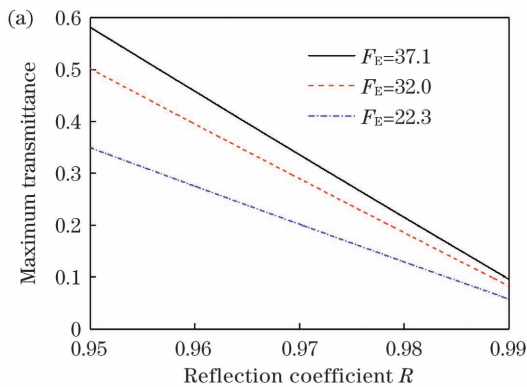
式中: $\omega$  为单个峰带宽。式(8)中 Airy 函数的因子  $F$  通常由 FPI 的精细度表示为<sup>[22]</sup>

$$F = \left(\frac{2}{\pi}F_R\right)^2. \quad (11)$$

但实际上,FPI 的镜面缺陷会使 Airy 函数展宽,从而降低 FPI 的精细度,故通常将实际的 FPI 精细度称为“有效精细度”。有效精细度主要受 FPI 反射镜面缺陷的影响,影响程度可表示为缺陷精细度  $F_D$ <sup>[22-23]</sup>,其表达式为

$$F_D = \frac{\lambda}{(4\delta_s^2 + 22\delta_{rms}^2 + 3\delta_p^2)^{1/2}}, \quad (12)$$

式中: $\delta_{rms}$ 、 $\delta_s$  和  $\delta_p$  分别表示反射镜面的均方根表面粗糙度、球面度偏差和平行度偏差。当前精密 FPI 的



$\delta_{rms}$  约为 0.4 nm,其主要取决于装配时的机械应力; $\delta_s = \lambda_0/250 \approx 2$  nm,其主要受介质反射膜应力的影响,可通过提高镀膜技术或选用优质膜层材料来改善; $\delta_p = \lambda_0/168 \approx 3$  nm,高精度微调技术可以改善平行度偏差。综上可知缺陷精细度  $F_D$  不大于 75。有效精细度  $F_E$  可以表示为<sup>[22]</sup>

$$F_E = (F_R^{-2} + F_D^{-2})^{-1/2}. \quad (13)$$

由式(8)可得 FPI 的理论最大透过率为  $[1 - a/(1-R)]^2$ ,但是,考虑缺陷的实际 FPI 的最大透过率为<sup>[22]</sup>

$$\tau_{max} = \left(1 - \frac{a}{1-R}\right)^2 \cdot \frac{F_E}{F_R}. \quad (14)$$

对于式(11),用有效精细度  $F_E$  代替缺陷精细度  $F_R$ ,则 FPI 透过率函数为

$$\tau(\lambda) = \tau_{max} \cdot \frac{1}{1 + \left(\frac{2}{\pi}F_E\right)^2 \sin^2\left(\frac{\delta}{2}\right)}, \quad (15)$$

从而可以推导出 FPI 的实际最小透过率为

$$\tau_{min} = \tau_{max} \cdot \left[1 + \left(\frac{2}{\pi}F_E\right)^2\right]^{-1}. \quad (16)$$

设 FPI 的带宽在 6~10 pm 范围内变化,由式(9)和式(10)可以得到有效精细度  $F_E$  为

$$F_E = \frac{\lambda^2}{2nd \cos \theta \cdot \Delta\lambda_{FWHM}}. \quad (17)$$

由式(17)可得在转动量子数  $J=12$  处, $F_E$  的变化区间为 37.1~22.3,从而可以得到不同有效精细度时 FPI 的极值透过率,如图 5 所示。图 5 中的实线、虚线和点划线分别表示  $F_E$  为 37.1 (@ $\omega=6$  pm)、32.0 (@ $\omega=6.96$  pm) 和 22.3 (@ $\omega=10$  pm) 时, FPI 的最大透过率和最小透过率随反射系数  $R$  的变化情况;图 5(b) 中的两条水平虚线分别表示 FPI 对弹性散射信号的抑制率分别为 30 dB 和 35 dB。

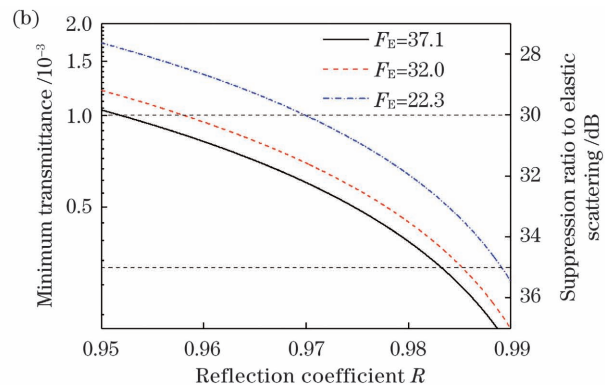


图 5 不同有效精细度下 FPI 的最大和最小透过率。(a) 最大透过率;(b) 最小透过率

Fig. 5 Maximum and minimum transmittance of FPI under different effective fineness values. (a) Maximum transmittance; (b) minimum transmittance

从图 5 中可看出:有效精细度越大,最大透过率越大,而最小透过率越小,对弹性散射信号的抑制率越大,因而具有更优异的光谱滤波效果;膜层反射率  $R$  越大,最大透过率越小,最小透过率也越小,对弹性散射信号的抑制率越大,需要对最大透过率和最小透

率进行均衡优化。为确保对弹性散射信号的抑制率达到 30 dB,同时保证最大透过率尽可能大,提高信号强度,选择最大有效精细度  $F_E$  为 37.1,对弹性散射信号的抑制率取 30 dB,对应的带宽为 6 pm,最大透过率为 0.556,缺陷精细度  $F_D$  为 45.63,如表 2 所示。可计算

出 8 条偶转动量子数 ( $J = 6 \sim 20$ ) 的透过率略有不同, 最小的在  $J = 12$  处, 透过率为 0.300, 最大的在  $J = 18$  处, 透过率为 0.536。

表 2 FPI 的主要参数

Table 2 Primary parameters of FPI

Parameter	Value
$a$	0.001
$R$	0.9519
$n$	1.0003
$h / \mu\text{m}$	629.300
$F_D$	45.63
FWHM / pm	6
Maximum transmittance	0.556
Suppression ratio to elastic scattering / dB	30

从图 2 可看出, 激光雷达回波信号经 FPI 滤光后耦合进入光纤 CH2, 然后传输至以衍射光栅为核心的光谱分光系统。此时需要依据衍射光栅光谱分光理论, 实现衍射光栅、透镜 3 和光纤线阵列的结构设计与优化, 使经衍射光栅空间光谱分光的  $N_2$  分子纯转动拉曼光谱信号的会聚点与光纤线阵列精细匹配, 相关理论分析及优化已在文献[10]中详细阐述。根据本课题组对衍射光栅抑制率的测试结果<sup>[10]</sup>, 结合 FPI 的主

表 3 多通道拉曼分光系统的性能参数

Table 3 Performance parameters of multi-channel Raman spectroscopy

Parameter	Value							
	$J = 6$	$J = 8$	$J = 10$	$J = 12$	$J = 14$	$J = 16$	$J = 18$	$J = 20$
Transmittance	0.315	0.267	0.242	0.240	0.266	0.331	0.429	0.395
Suppression rate / dB	57	60.5	65	60.5	67.9	69.3	69	69.5

#### 4 系统性能分析

根据激光雷达方程, 可得距离  $z$  处各光纤通道转动拉曼激光雷达的回波信号  $P_f(z, \tau)$  为<sup>[5,9]</sup>

$$P_f(z, \tau) = K \cdot \eta(J) \cdot P_0 \cdot \frac{c \cdot \tau}{2} \cdot Y(z) \cdot \frac{A_r}{z^2} \cdot N(z) \cdot \sigma(J, T) \cdot \tau^2(z, \lambda), \quad (18)$$

式中:  $K$  为收发光学系统效率, 包含光纤转换率、光纤耦合效率等;  $\eta(J)$  为每条光纤通道的透过率, 如表 3 所示;  $c$  为真空中的光速;  $P_0$  为激光脉冲的发射功率, 即  $E_0/\tau_w$ , 其中  $E_0$  为激光脉冲能量,  $\tau_w$  为激光脉冲宽度;  $A_r$  为望远镜的接收面积;  $Y(z)$  为几何重叠因子;  $N(z)$  为大气分子数密度;  $T(z, \lambda)$  为波长  $\lambda$  对应的大气透过率。

望远镜接收到的大气回波信号中既包含了纯转动拉曼信号, 又包含了弹性散射信号和太阳辐射背景噪声。通过两级分光可实现对弹性散射信号约 60 dB 的抑制率, 从而滤出  $N_2$  分子微弱的纯转动拉曼信号。太阳背景噪声是全天时纯转动拉曼激光雷达在白天探

要参数, 可计算出 8 条纯转动拉曼光纤通道的相应拉曼透过率和弹性散射信号的抑制率, 计算结果如表 3 所示。可得到光纤通道  $J = 6$  对弹性散射信号的抑制率为 57 dB, 根据式(2)可得转动量子数  $J = 6$  的散射截面最大, 比  $J = 20$  的散射截面大了 10 倍以上, 因而其对弹性散射信号的抑制率满足要求; 其他 7 个光纤通道对弹性散射信号的抑制率不低于 60.5 dB。一阶衍射光栅的衍射效率约为 80%, 结合 FPI 可以得到每个通道的透过率略有不同, 最小的在  $J = 12$  处, 透过率为 0.24, 最大的在  $J = 18$  处, 透过率为 0.429。本文采用的表 3 所示参数的 FPI 可对弹性散射信号提供 30 dB 的抑制率, 采用文献[10]提出的衍射光栅与光纤 Bragg 光栅结合的分光方案后, 可对弹性散射信号提供约 90 dB 的抑制率。另外, 考虑到可见光波段光纤 Bragg 光栅需要在单模光纤上进行加工的限制, 而且单模光纤存在空间激光雷达回波耦合效率低的问题, 可删除光纤 Bragg 光栅的第三级滤光器, 只采用 FPI 和衍射光栅结合的光谱分光方案; 如此, 就可以将光纤线阵列中纤芯直径为  $3.5 \mu\text{m} \pm 0.5 \mu\text{m}$  的单模光纤更换为纤芯直径为  $9 \mu\text{m} \pm 0.5 \mu\text{m}$  的光纤, 以改善激光雷达回波信号中纯转动拉曼信号耦合进光纤的效率, 进而提高全天时绝对测温的纯转动拉曼激光雷达的探测高度。

测时的主要噪声因素。依据望远镜视场角和太阳辐射光谱数据, 即在波长  $\lambda_0 = 532 \text{ nm}$  附近, 白天太阳背景光的辐射能量密度约为  $0.5 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{nm}^{-1}$ , 当 FPI 带宽为  $\Delta\lambda = 6 \text{ pm}$  时, 可以估算出该两级分光在每条光纤通道探测到的太阳背景辐射噪声功率约为  $2.315 \times 10^{-12} \text{ W}$ <sup>[9,24]</sup>。

利用美国标准大气模型以及表 1 所示的激光雷达系统参数, 可以计算出经过两级分光后弹性散射通道回波信号、纯转动拉曼通道回波信号和太阳背景辐射噪声的功率, 计算结果如图 6(a) 所示。图 6 中的点划线、虚线和实线分别表示纯转动拉曼通道  $J = 6$ 、 $J = 14$ 、 $J = 20$  的回波信号的功率, 而粗点线表示抑制率最低的拉曼通道中弹性散射 (Mie-Rayleigh) 的信号功率, 图中用两条竖直线分别标示了在使用 FPI 和未使用 FPI 时太阳背景辐射噪声的功率。由于  $J = 6$  通道的纯转动拉曼信号最靠近弹性散射波长, 故它是评估弹性散射抑制率的最佳通道, 而  $J = 20$  通道的纯转动拉曼信号是功率最小的信号, 故它是评估接收信号信噪比的最佳通道, 因此, 图 6(b) 主要给出了这两个通道的信噪比。在综合考虑太阳背景噪声、光电倍

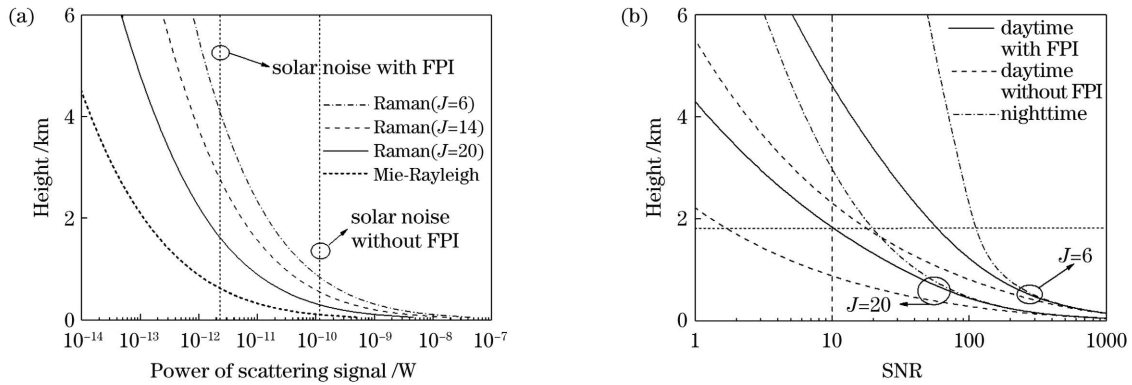


图 6 纯转动拉曼激光雷达系统的性能分析。(a)典型通道的信号功率;(b)典型通道的信噪比

Fig. 6 Performance analysis of pure rotational Raman lidar. (a) Lidar echo power in typical channel; (b) signal-noise-ratio (SNR) in typical channel

增管本身暗电流等噪声的情况下,取累积时间为 17 min,累积脉冲数为 20000,对纯转动拉曼通道的信噪比进行仿真,仿真结果如图 6(b)所示。图 6(b)中的实线和虚线分别表示在白天使用 FPI 和未使用 FPI 的信噪比(SNR),点划线给出了夜间观测的信噪比。从图 6(b)可以看出:夜间探测的信噪比(点划线)最高,而白天受强烈的太阳背景噪声的影响,纯转动拉曼激光雷达的信噪比(虚线)随高度增加迅速恶化;使用 FPI 滤除太阳背景噪声后,信噪比(实线)获得了一定程度的改善,如, $J=6$  的纯转动拉曼通道的信噪比优于 10 的探测距离由 3.0 km 增加到 4.6 km,而  $J=20$  的纯转动拉曼通道的信噪比优于 10 的探测距离由 0.9 km 增加到 1.8 km。

本课题组基于大气温度直接反演的绝对探测技术,反演得到了大气温度廓线,如图 7 所示。图 7 中,短虚线给出了标准大气模型的温度数据,实线和虚线分别给出了白天使用 FPI 和未使用 FPI 反演得到的温度廓线,点划线是晚上反演的温度廓线,粗点线表示激光雷达系统因子曲线。系统因子曲线光滑连续,且符合激光雷达回波功率的变化趋势,说明式(3)所示的反演模型得到的结果收敛;点划线标示的夜间温度廓线几乎与模型温度重合;0~1.2 km 范围内的最大温度偏差约为 0.2 K;未采用 FPI 时,白天的反演结果较

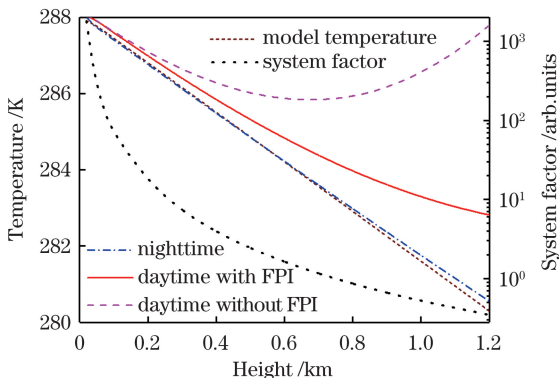


图 7 绝对探测反演的大气温度廓线

Fig. 7 Atmospheric temperature profile with absolute probing retrieval

差,其 1 K 偏差的高度仅有 0.4 km,考虑到激光雷达几何重叠因子的影响,此种情况下很难获得有价值的温度廓线;采用 FPI 后,其 1 K 偏差对应的高度增加至 0.8 km,可以获得对流层内一定高度范围的温度廓线,从而实现白天无校正的大气温度廓线探测。

## 5 结 论

基于全天时绝对测温的纯转动拉曼激光雷达遥感技术,本课题组提出并设计了基于 FPI 与低阶衍射光栅的两级并行拉曼通道光谱分光系统,同时对作为频率梳滤波器的 FPI 的镜间距和 FWHM 进行了优化设计,镜间距和 FWHM 分别为 629.300  $\mu\text{m}$  和 6  $\mu\text{m}$ , FPI 的反射率和缺陷精细度分别为 0.9519 和 45.63,可以高效滤除太阳背景辐射噪声及相邻的拉曼谱线信号;选择 8 条  $\text{N}_2$  分子的偶转动量子数( $J=6\sim 20$ )作为绝对探测大气温度廓线的反演谱线,结合本课题组对一阶衍射光栅的测试结果,实现了纯转动拉曼通道对弹性散射信号约 60 dB 的抑制率。仿真分析结果表明,在累积时间为 17 min 时,该纯转动拉曼分光系统可以实现信噪比优于 10 的白天 1.8 km 的 8 通道纯转动拉曼信号同步提取,激光雷达系统直接反演温度在 1 K 偏差内的探测高度由 0.4 km 增至 0.8 km。考虑实际激光雷达系统重叠因子的影响后,可以获得对流层内一定高度范围的温度廓线,从而实现全天时大气温度的无校正探测。

## 参 考 文 献

- [1] 盛裴轩,毛节泰,李建国,等. 大气物理学[M]. 北京:北京大学出版社,2003:25-28.  
Sheng P X, Mao J T, Li J G, et al. Atmospheric physics[M]. Beijing: Peking University Press, 2003: 25-28.
- [2] 陈炳龙,杨忠东,闵敏,等. 星载多普勒测风激光雷达应用需求与研究进展[J]. 激光与光电子学进展,2020,57(19):190003.  
Chen B L, Yang Z D, Min M, et al. Application requirements and research progress of spaceborne Doppler wind lidar[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2020, 57(19): 190003.
- [3] 靳翔,宋小全,刘佳鑫,等. 基于多普勒激光雷达的边界层内湍流参数估算[J]. 中国激光,2021,48(11):1110001.  
Jin X, Song X Q, Liu J X, et al. Estimation of turbulence

- parameters in atmospheric boundary layer based on Doppler lidar [J]. Chinese Journal of Lasers, 2021, 48(11): 1110001.
- [4] 刘君, 华灯鑫, 李言. 大气边界层白天温度测量用转动拉曼激光雷达[J]. 光学学报, 2007, 27(5): 755-759.  
Liu J, Hua D X, Li Y. Rotational Raman lidar for daytime-temperature profiling of the atmospheric boundary layer [J]. Acta Optica Sinica, 2007, 27(5): 755-759.
- [5] 李仕春, 王大龙, 李启蒙, 等. 绝对探测大气温度的纯转动拉曼激光雷达系统[J]. 物理学报, 2016, 65(14): 143301.  
Li S C, Wang D L, Li Q M, et al. Pure rotational Raman lidar for absolute detection of atmospheric temperature [J]. Acta Physica Sinica, 2016, 65(14): 143301.
- [6] Arshinov Y, Bobrovnikov S. Use of a Fabry-Perot interferometer to isolate pure rotational Raman spectra of diatomic molecules [J]. Applied Optics, 1999, 38(21): 4635-4638.
- [7] 邵江锋, 华灯鑫, 汪丽, 等. 全天时紫外高光谱瑞利测温激光雷达系统[J]. 光学学报, 2017, 37(6): 0601003.  
Shao J F, Hua D X, Wang L, et al. Full-time lidar system for ultraviolet high spectral Rayleigh temperature measurement [J]. Acta Optica Sinica, 2017, 37(6): 0601003.
- [8] 吴永华, 胡欢陵, 胡顺星, 等. 瑞利散射激光雷达探测平流层和中间层低层大气温度[J]. 大气科学, 2002, 26(1): 23-29.  
Wu Y H, Hu H L, Hu S X, et al. Measurements of thermal profiles in the stratosphere and lower mesosphere with Rayleigh scattering lidar [J]. Chinese Journal of Atmospheric Sciences, 2002, 26(1): 23-29.
- [9] 史晓丁, 张艳, 侯天晋, 等. 白天大气测温的转动拉曼激光雷达分光系统[J]. 激光与红外, 2012, 42(5): 499-504.  
Shi X D, Zhang Y, Hou T J, et al. Spectroscopic device in rotational Raman lidar for measuring atmospheric temperature in daytime [J]. Laser & Infrared, 2012, 42(5): 499-504.
- [10] 李启蒙, 李仕春, 秦宇丽, 等. 绝对测温转动拉曼激光雷达分光系统设计及性能[J]. 物理学报, 2018, 67(1): 014207.  
Li Q M, Li S C, Qin Y L, et al. Design and performance of spectroscopic filter of rotational Raman temperature lidar for absolute measurement [J]. Acta Physica Sinica, 2018, 67(1): 014207.
- [11] Li S C, Hua D X, Hu L L, et al. All-fiber spectroscope with second-order fiber Bragg grating for rotational Raman lidar [J]. Spectroscopy Letters, 2014, 47(3): 244-252.
- [12] Chen S Y, Qiu Z J, Zhang Y C, et al. A pure rotational Raman lidar using double-grating monochromator for temperature profile detection [J]. Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, 2011, 112(2): 304-309.
- [13] 苏嘉, 张寅超, 赵曰峰, 等. 双光栅纯转动拉曼测温激光雷达单色仪的光学设计[J]. 中国激光, 2007, 34(1): 94-98.  
Su J, Zhang Y C, Zhao Y F, et al. Optical design of double grating monochromator of a pure rotational Raman-lidar [J]. Chinese Journal of Lasers, 2007, 34(1): 94-98.
- [14] 尚震, 谢晨波, 王邦新, 等. 纯转动拉曼激光雷达探测北京地区近地面大气温度 [J]. 红外与激光工程, 2017, 46(10): 1030001.  
Shang Z, Xie C B, Wang B X, et al. Pure rotational Raman lidar measurements of atmospheric temperature near ground in Beijing [J]. Infrared and Laser Engineering, 2017, 46(10): 1030001.
- [15] 王玉峰, 高飞, 朱承炫, 等. 对流层高度大气温度、湿度和气溶胶的拉曼激光雷达系统[J]. 光学学报, 2015, 35(3): 0328004.  
Wang Y F, Gao F, Zhu C X, et al. Raman lidar for atmospheric temperature, humidity and aerosols up to troposphere height [J]. Acta Optica Sinica, 2015, 35(3): 0328004.
- [16] Li S C, Hua D X, Wang Y F, et al. Fiber-optic spectroscopic rotational Raman lidar with visible wavelength fiber Bragg grating for atmospheric temperature measurement [J]. Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, 2015, 153: 113-118.
- [17] 毛建东, 华灯鑫, 胡辽林, 等. 全光纤拉曼测温激光雷达分光系统设计 [J]. 光学学报, 2010, 30(1): 7-13.  
Mao J D, Hua D X, Hu L L, et al. Design of spectroscopic filter of all-fiber rotational Raman lidar for temperature profiling [J]. Acta Optica Sinica, 2010, 30(1): 7-13.
- [18] 汪少林, 苏嘉, 赵培涛, 等. 基于三级 Fabry-Perot 标准具的纯转动拉曼测温激光雷达 [J]. 物理学报, 2008, 57(6): 3941-3947.  
Wang S L, Su J, Zhao P T, et al. A pure rotational Raman-lidar based on three-stage Fabry-Perot etalons for monitoring atmospheric temperature [J]. Acta Physica Sinica, 2008, 57(6): 3941-3947.
- [19] Arshinov Y, Bobrovnikov S M, Serikov I B, et al. Temperature profiling in the atmosphere using lidars [J]. Proceedings of SPIE, 2001, 4397: 453-460.
- [20] Weng M, Yi F, Liu F C, et al. Single-line-extracted pure rotational Raman lidar to measure atmospheric temperature and aerosol profiles [J]. Optics Express, 2018, 26(21): 27555-27571.
- [21] 庄鹏, 沈法华, 王邦新, 等. 基于法布里-珀罗干涉仪的瑞利-米散射测风激光雷达研究 [J]. 中国激光, 2020, 47(12): 1210001.  
Zhuang P, Shen F H, Wang B X, et al. Rayleigh-Mie wind lidar based on Fabry-Perot interferometer [J]. Chinese Journal of Lasers, 2020, 47(12): 1210001.
- [22] Arshinov Y, Bobrovnikov S, Serikov I, et al. Daytime operation of a pure rotational Raman lidar by use of a Fabry-Perot interferometer [J]. Applied Optics, 2005, 44(17): 3593-3603.
- [23] McKay J A. Single and tandem Fabry-Perot etalons as solar background filters for lidar [J]. Applied Optics, 1999, 38(27): 5851-5858.
- [24] 高飞, 黄波, 石冬晨, 等. 全天时大气温度探测的纯转动拉曼激光雷达系统设计与仿真 [J]. 光学学报, 2019, 39(3): 0301004.  
Gao F, Huang B, Shi D C, et al. Design and simulation of pure rotational Raman lidar system for daytime detection of atmospheric temperature [J]. Acta Optica Sinica, 2019, 39(3): 0301004.



# Multichannel Pure Rotational Raman Spectroscopic System for Absolute-Probing Temperature Lidar Throughout a Day

Li Shichun<sup>1,2\*</sup>, Wang Xu<sup>1</sup>, Zhang Penghui<sup>1</sup>, Xin Wenhui<sup>1</sup>, Hua Dengxin<sup>1,2\*\*</sup>,  
Hu Xianglong<sup>1</sup>, Song Yuehui<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> School of Mechanical and Precision Instrument Engineering, Xi'an 710048, Shaanxi, China;

<sup>2</sup> Collaborative Innovation Centre for Modern-Equipment Environmentally-Conscious Manufacturing, Xi'an 710048, Shaanxi, China

## Abstract

**Objective** Atmospheric temperature is an important meteorological parameter in atmospheric physics, weather forecasting, and environmental monitoring. Because of the advantages of high temporal and spatial resolution, atmospheric temperature lidar has become a research hotspot. Because of the influence of aerosols at the bottom of the atmosphere, pure rotational Raman and Rayleigh high optical spectral lidars have become important equipment for observing atmospheric boundary layer temperature profiles. Among them, the pure rotational Raman lidar with a medium optical spectral resolution has particularly developed rapidly. However, it still has problems such as daytime detection capability and system stability, which have become critical factors in limiting its application. Based on the current application status of these optical spectroscopic bulk optics in the pure rotational Raman lidar, particularly the application of F-P interferometer (FPI) in the temperature relative detection technique of pure rotational Raman lidar, a multichannel pure rotational Raman lidar spectroscopic system is proposed and designed by combining with the research progress of our research group in the field of absolute-probing temperature lidar.

**Methods** Considering the influence of the atmospheric fluorescence signal, the pure rotational Raman signal of the anti-Stokes branch is selected in the pure rotational Raman fine spectral-line structure of nitrogen molecules in the atmosphere to retrieve the atmospheric temperature. The FPI is used as a frequency comb filter to configure the primary pure rotational Raman spectroscopic system to effectively filter the daytime solar background noise and the pure rotational Raman spectral signals of other gas components such as oxygen molecules, which are distributed between the pure rotational Raman spectral signals of nitrogen molecules. A secondary pure rotational Raman spectroscopy system is constructed using the advantages of a low-order diffraction grating for spatial spectroscopy combined with a precise and uniform fiber line array to effectively extract the pure rotational Raman signal of the even rotational quantum number of nitrogen molecules. Based on FPI and low-order diffraction gratings, a two-stage pure rotational Raman spectroscopy system is promoted to effectively filter the background noise between the pure rotational Raman spectral lines and achieve a suppression rate of approximately 60 dB for elastic scattering signal, thereby achieving absolute detection of atmospheric temperature profile based on the pure rotational Raman lidar.

**Results and Discussions** First, the FPI application results in the relative detection temperature lidar and multichannel pure rotational Raman absolute detection temperature lidar technique are combined, and the direct retrieval model of the atmospheric temperature from the multichannel pure rotational Raman signals is analyzed based on the principle of least squares. A statistical error model for retrieving atmospheric temperature from multichannel pure rotation Raman signal is proposed using sensitivity and signal-to-noise ratio (SNR) theory. A two-stage parallel 8-channel pure rotational Raman spectroscopy with FPI and low-order diffraction grating as the core is designed, followed by the construction of a pure rotational Raman lidar for absolute temperature measurement throughout the day (Fig. 2). Second, based on the spectroscopic principle of multibeam interference of FPI, it finely matches the spectral structure of the pure rotational quantum number of nitrogen molecules and optimizes performance parameters such as the free spectral range, fineness, extreme transmittance (maximum and minimum transmittance), and full width of half maximum (FWHM) of FPI. Considering the film loss and mirror defects of FPI, the structural parameters (Table 2) and performance parameters (Fig. 5) of FPI are optimized to match the pure rotational quantum number Raman spectra of the anti-Stokes branch of the nitrogen molecule. Therefore, we can suppress the elastic scattering signal by approximately 60 dB using a two-stage spectral filter (Table 3), and effectively filtering out the solar background noise and neighboring spectra in these eight channels. Finally, assuming that the radiant energy density of the solar background light is approximately  $0.5 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{nm}^{-1}$ , and the standard atmosphere model and statistical error analysis model are combined based on the SNR, the signal power and SNR of the rotating Raman lidar for absolute profiling atmospheric temperature throughout a day are simulated (Fig. 6) using the system parameters of the pure rotation Raman lidar (Table 1) and the multichannel pure rotation Raman spectroscopy parameters (Table 3), and then the retrieval temperature deviation of the system are

analyzed (Fig. 7) to verify the effectiveness of 8-channel rotating Raman spectroscopy system.

**Conclusions** In this study, we propose and design a two-stage parallel 8-Raman channel spectroscopic system with FPI and a low-order diffraction grating. The mirror spacing and FWHM of the frequency comb filter FPI are optimized to be 629.300  $\mu\text{m}$  and 6 pm, respectively. The reflectivity and defect fineness are 0.9519 and 45.63, respectively, to efficiently filter out the solar background radiation noise and adjacent Raman spectral-line signals. The eight even rotational quantum numbers of nitrogen molecules ( $J = 6-20$ ) are chosen as the retrieval spectral signals for the absolute detection of atmospheric temperature profiles. The pure rotational Raman channel can suppress the elastic scattering signal by approximately 60 dB when the test results of the first-order diffraction grating by our research group are combined. The simulation analysis results show that, while the accumulation time is 17 min, the pure rotational Raman spectroscopic system can achieve the synchronous extraction of 8-channel pure rotational Raman signals of up to 1.8 km during the daytime with SNR better than 10. The detection height of the lidar for directly retrieving temperature is then increased from 0.4 to 0.8 km with a deviation less than 1 K. Considering the actual lidar system overlap factor, the temperature profile of a certain height in the troposphere can be obtained, allowing for uncorrected detection of atmospheric temperature throughout the day.

**Key words** remote sensing; lidar; pure rotational Raman absolute-probing temperature; F-P interferometer; fine Raman spectra; uncorrected detection