

高光谱分辨率激光雷达鉴频器的设计与分析

狄慧鸽 华杭波 张佳琪 张战飞 华灯鑫 高飞 汪丽 辛文辉 赵恒

Design and analysis of high-spectral resolution lidar discriminator

Di Hui-Ge Hua Hang-Bo Zhang Jia-Qi Zhang Zhan-Fei Hua Deng-Xin Gao Fei Wang Li Xin Wen-Hui Zhao Heng

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), **66**, 184202 (2017) DOI: 10.7498/aps.66.184202

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.184202>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2017/V66/I18>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

[远距离探测拉曼光谱特性](#)

[Characteristics of Raman spectrum from stand-off detection](#)

物理学报.2016, 65(5): 054206 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.054206>

[基于粒子谱的多波长激光雷达近场大气光学参数校正方法](#)

[Correction to near-range multiwavelength lidar optical parameter based on the measurements of particle size distribution](#)

物理学报.2015, 64(12): 124208 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.124208>

[功率谱反演大气湍流随机相位屏采样方法的研究](#)

[Sampling methods of power spectral density method simulating atmospheric turbulence phase screen](#)

物理学报.2014, 63(10): 104217 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.104217>

[交连值对斜率响应矩阵和迭代矩阵稀疏度的影响](#)

[Influence of coupling coefficient on sparseness of slope response matrix and iterative matrix](#)

物理学报.2014, 63(7): 074206 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.074206>

[米散射激光雷达重叠因子及全程回波信号标定技术研究](#)

[Investigation on the correction of the Mie scattering lidar's overlapping factor and echo signals over the total detection range](#)

物理学报.2013, 62(9): 094215 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.094215>

高光谱分辨率激光雷达鉴频器的设计与分析*

狄慧鸽 华杭波 张佳琪 张战飞 华灯鑫† 高飞 汪丽 辛文辉 赵恒

(西安理工大学机械与精密仪器工程学院, 西安 710048)

(2017年3月23日收到; 2017年5月5日收到修改稿)

提出了利用 Fabry-Perot 干涉仪的反射场实现高光谱分辨率激光雷达精细探测大气光学参量的新方法和思路. 设计了高光谱分辨率的分光系统, 并分析了干涉仪反射场的光谱透过特征曲线. 结合高光谱激光雷达探测信号特征, 讨论分析了谱分离比和瑞利信号透过率随反射率和腔长的变化曲线, 同时结合误差传递公式, 建立了仿真分析模型, 讨论了回波光束发散角和入射角变化对激光雷达探测结果的影响. 结果表明, 所提出的 Fabry-Perot 干涉仪反射场可以实现高光谱分辨率激光雷达探测系统的精细分光, 同时探测结果误差随回波光束发散角变化不敏感, 控制发散角在 10 mrad 以内, 入射角在 1.5 mrad 以内时, 可以实现气溶胶光学参数廓线的高精度探测.

关键词: 激光雷达, 高光谱, Fabry-Perot 干涉仪, 气溶胶

PACS: 42.68.Wt, 42.79.Qx, 92.30.Ef

DOI: 10.7498/aps.66.184202

1 引言

高光谱分辨率激光雷达 (HSRL) 通过高光谱分光器件来分离叠加在一起的米散射信号和瑞利散射信号, 不仅可以用来获取高精度的气溶胶光学特征信息, 而且还可以用于探测大气温度及压力廓线. 1983年, Shipley 等^[1]提出了高光谱激光雷达探测气溶胶光学参数的理论和方法. 随后, 有多种高光谱分光器件被设计并用于高光谱激光雷达系统^[2-7]. She 教授等^[8,9]曾提出了原子滤波器实现高光谱分光, 用于气溶胶、温度和压力的探测; 人们也利用碘吸收池构成的高光谱激光雷达实现了对气溶胶光学参数的精细探测^[10,11]; 我国海洋大学也对碘吸收分光技术进行了深入研究^[12,13]; 西安理工大学华灯鑫教授等^[14-16]曾利用双通道的 Fabry-Perot (FP) 滤波器作为高光谱分光器件建立了测温高光谱激光雷达, 获取了高精度的大气温度廓线; 浙江大学提出利用迈克耳孙干涉仪可以进行高光谱分光^[17-19].

上述已经比较成熟的高光谱滤波器件中, 原子滤波器性能最好, 但是只能应用在有限波长, 限制了多波长高光谱激光雷达的发展; FP 滤波器的制作和控制最成熟, 有性能良好的商业器件可供选择, 但是传统应用的透射场光谱特有的梳形分布使得其提取的光谱信号带宽很窄, 信号利用率比较低, 导致系统信噪比不高; 迈克耳孙干涉仪作为高光谱分光, 已有理论仿真和计算的报道, 但是需要经过特殊设计、制作与选材, 目前还没有获得广泛的应用.

狄慧鸽等^[20]于 2017 年发表在《Optics Express》的文章中利用误差传递的思想研究分析了 HSRL 中高光谱分光器件的参数对探测结果的影响, 并讨论了在不同大气条件下分光方式所引起的探测结果的误差变化, 文中提到利用 FP 干涉仪反射场可以实现瑞利散射信号的提取及米散射信号的抑制. 与碘吸收池相比, FP 干涉仪不受发射激光波段的限制, 其设计与制作工艺成熟, 具有广泛应用的潜力. 但是, FP 干涉仪反射场的光谱特性受

* 国家自然科学基金 (批准号: 61575160, 61308107, 41627807) 和陕西省青年科技新星人才项目 (资助号: 2016KJXX-72) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: dengxinhua@xaut.edu.cn

到诸多因素的影响, 作为HSRL的高光谱分光器件时, 光路需要特别设计, 并且设计方法和一般FP干涉仪也不一样, 需要更进一步的分析和讨论. 本文设计了基于FP干涉仪反射场的高光谱分光系统, 并提出了优化设计方法; 讨论了谱分离比与瑞利信号透过率随反射率和腔长的变化特性, 研究了光束发散角和入射角变化对谱分离比和信号透过率的影响; 最后利用设计好的高光谱激光雷达系统对实际探测的大气后向散射比模型进行了仿真计算和误差分析, 讨论了光束发散角和入射角变化对探测误差的影响. 本文的研究结果对高光谱探测激光雷达分光系统设计提出了新的思路和方法.

2 高光谱激光雷达探测理论

激光雷达的回波信号主要包括大气分子和悬浮在大气中的气溶胶粒子的散射信号. 气溶胶粒子的散射主要为Mie散射, 线宽与发射激光的线宽同量级; 大气分子的瑞利散射由于多普勒展宽存在, 当温度为300 K时, 对532 nm的激光, 线宽约为2 GHz. 当窄线宽的激光与大气相互作用, 利用高光谱分光器件分别探测瑞利散射信号和米散射信号, 可以实现后向散射系数、消光系数及雷达比的精细探测.

激光雷达方程如下:

$$N_S(R) = \frac{E(\nu)}{h\nu} \cdot \eta(\nu) \cdot \frac{AL}{R^2} \cdot (\beta_m(\nu, R) + \beta_a(\nu, R)) \times \exp(-2\tau(\nu, R)), \quad (1)$$

式中, R 为探测高度; h 为普朗克常数; $N_S(R)$ 为激光雷达接收到的光子数; $E(\nu)$ 为激光器在频率 ν 发射的脉冲能量; $\eta(\nu)$ 为系统效率, 包括系统光学效率和光电探测器的量子效率; A 为接收望远镜的入瞳面积; L 为距离分辨率; $\beta_m(\nu, R)$ 为大气分子后向散射系数; $\beta_a(\nu, R)$ 为大气气溶胶后向散射系数; $\tau(\nu, R)$ 为大气在光波频率为 ν 时的光学厚度, 可表示为

$$\tau(\nu, R) = \int_0^R [\alpha_a(\nu, R') + \alpha_m(\nu, R')] dR', \quad (2)$$

其中, $\alpha_m(\nu, R)$ 为大气分子消光系数, $\alpha_a(\nu, R)$ 为气溶胶消光系数.

利用分光片和窄带滤波片将回波信号分成两个通道, 其中一个通道为米散射信号和瑞利散射信号, 另外一个通道为经过窄带滤波器滤波之后的米散射信号和瑞利散射信号. 如果该窄带滤波器对瑞

利信号和米信号的透过率分别为 f_m 和 f_a , 并且令

$$B(\nu, R) = \frac{N_S(R)}{\eta(\nu)} \cdot \frac{h\nu}{E(\nu)} \cdot \frac{R^2}{AL}, \quad (3)$$

则两个通道接收到的光信号分别为

$$B_1(\nu, R) = (\beta_m(\nu, R) + \beta_a(\nu, R)) \times \exp(-2\tau), \quad (4)$$

$$B_2(\nu, R) = (f_m\beta_m(\nu, R) + f_a\beta_a(\nu, R)) \times \exp(-2\tau). \quad (5)$$

根据上述方程, 大气的光学参数可根据探测量、光学系统常数及光学滤波器常数等求出:

$$\beta_a = \frac{1 - Kf_m}{Kf_a - 1} \cdot \beta_m, \quad (6)$$

$$\tau = -0.5 \ln \left(\frac{B_1 f_a - B_2}{(f_a - f_m)\beta_m} \right), \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \alpha_a &= \frac{\partial \tau}{\partial R} - \alpha_m \\ &= -\frac{f_a B'_1 - B'_2}{2(f_a B_1 - B_2)} + \frac{\beta'_m}{2\beta_m} - \alpha_m, \end{aligned} \quad (8)$$

其中, $K = B_1/B_2$.

3 FP干涉仪反射场光谱透过曲线特征分析

FP干涉仪是利用多光束干涉原理产生光谱分光的仪器, 由两个平行的玻璃平板组成, 理想情况下, 其透射场的理想透过率可表示为

$$\tau^{(t)}(\nu, \alpha) = \frac{T_{\max}}{1 + F \cdot \sin^2 \left(\frac{2\pi \cdot \nu \cdot d \cdot n}{c} \cos \alpha \right)}, \quad (9)$$

其中, T_{\max} 为峰值透过率, 由腔内损耗系数 a 和表面反射率 ρ 决定, $T_{\max} = \left(1 - \frac{a}{1 - \rho}\right)^2$; F 为FP干涉仪精细度系数, $F = \frac{4\rho}{(1 - \rho)^2}$; ν 为入射光频率; d 为FP干涉仪两平板间的距离; n 为两平板间介质的折射率; α 为入射光束与FP干涉仪反射面法线的夹角.

FP干涉仪透射光场和反射光场互补, 反射光场的理想透过率可表示为

$$\tau^{(r)}(\nu, \alpha) = 1 - \tau^{(t)}(\nu, \alpha). \quad (10)$$

对于一般的光学系统, 入射到FP干涉仪上的光束都存在一定的发散角, 并且光束能量分布不均匀. 当光束发散角为 θ_{\max} 时, 反射场的透过率函数可表示为

$$T^r(\theta_{\max}, v, \beta) = \frac{\int_0^{\frac{\theta_{\max}}{2} + \beta} g(\alpha, \beta, \theta_{\max}) \cdot 2\pi \cdot r(\alpha, \theta_{\max}) \cdot \tau^{(r)}(v, \alpha) \cdot f \cdot d\alpha}{\int_0^{\frac{\theta_{\max}}{2} + \beta} g(\alpha, \beta, \theta_{\max}) \cdot 2\pi \cdot r(\alpha, \theta_{\max}) \cdot f \cdot d\alpha}, \quad (11)$$

式中, $g(\alpha, \beta, \theta_{\max})$ 为光束的能量分布函数, β 为光束沿光轴方向的入射角度; $r(\alpha, \theta_{\max}) = f(\theta_{\max}/2 + \alpha)$ 为极坐标下的极半径; f 为所用透镜的焦距; $d\alpha$ 为角度的微分.

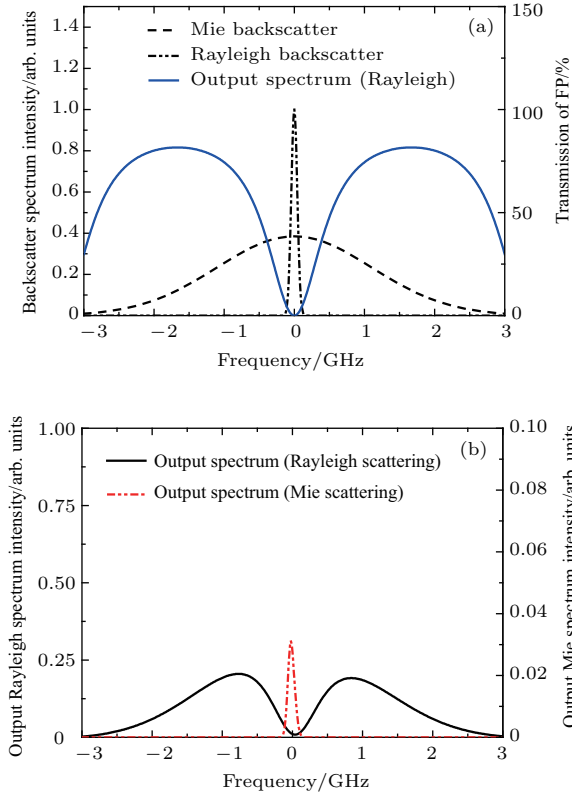


图1 FP干涉仪反射场用于大气后向散射信号的透射光谱图 (a) 大气米散射信号、瑞利散射信号和FP干涉仪透射光谱曲线; (b) 经过FP干涉仪滤波后的瑞利散射信号和米散射信号

Fig. 1. Schematic illustration of the spectral transmission at the reflection field of the HSRL spectral filter: (a) The spectral transmission in the reflection field of FP etalon (FPE); (b) the molecular and aerosol components in the output spectrum of the filter.

设计用于高光谱激光雷达的FP干涉仪, 其表面反射率 $\rho = 0.4$, 腔长 $d = 42$ mm. 使得反射场透过谱线的峰谷与米散射信号中心频率相重合, 当入射光束为高斯分布、发散角为1 mrad, 并且假定腔内损耗 $a = 0.001$ 时, 波长 $\lambda = 532$ nm 情况下, 反射场的光谱透过特性曲线及经过该滤波器后的分子散射信号和米散射信号如图1所示(横坐标是相对于激光频率的信号频率值)^[14]. 从图1可以看出,

经过该FP干涉仪后, 大部分的瑞利散射信号透过, 仅有很少部分的米散射信号通过, 实现了信号的高光谱分光.

4 用于高光谱激光雷达中的分光系统设计与分析

结合文献[20]对FP干涉仪的讨论, 高光谱激光雷达中的高光谱通道设计如图2所示. 准直后的激光雷达回波信号经过窄带滤光片用以滤除太阳背景杂散光, 然后通过一个偏振分光棱镜(PBS)将回波信号中的水平振动分量和垂直振动分量分开. 水平振动分量被反射, 通过一个 $\lambda/4$ 波片后进入设计好的FP干涉仪中, 在透射场大部分米散射信号透过; 被FP干涉仪反射回的光经过 $\lambda/4$ 波片后改变偏振状态, 透射通过PBS, 形成瑞利信号通道.

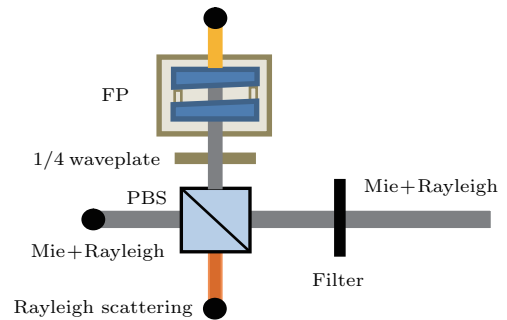


图2 FP干涉仪反射场分光系统光路图

Fig. 2. Schematic diagram of FPE optical system.

4.1 高光谱雷达中FP干涉仪参数的设计

文献[17, 20]对高光谱激光雷达中光学参数的反演误差情况进行了分析, 指出HSRL系统的反演误差主要和瑞利信号的光谱透过率 T_m 以及光谱滤波器的谱分离比 SR 有关, T_m 和 SR 越大, 则反演误差越小. 谱分离比定义为滤波器对瑞利散射信号和米散射信号的绝对透过率之比:

$$SR = \frac{T_m(v, K)}{T_a(v)}, \quad (12)$$

式中, $T_m(v, K)$ 和 $T_a(v)$ 分别为滤波器对瑞利散射信号和米散射信号的透过率, v 为光谱中心频率, K

表示温度. 它们由滤波器的光谱透过函数和后向散射光谱函数决定 [15].

$$T_a(\nu) = \int h_a(\nu' - \nu) T^r(\theta_{\max}, \nu', \beta) d\nu', \quad (13)$$

$$T_m(\nu, K) = \int h_m(\nu' - \nu, K) T^r(\theta_{\max}, \nu', \beta) d\nu', \quad (14)$$

式中, $h_a(\nu)$ 为气溶胶的后向散射函数; $h_m(\nu, K)$ 为大气分子的后向散射函数, 它随大气温度 K 发生变化.

从 (9)—(14) 式可以看出, SR 和 T_m 的值主要取决于 FP 干涉仪的参数 ρ 和 d . 在光束发散角和入射角都为 0 时, 根据上述公式计算出 SR 和 T_m 随参数 ρ 和 d 的变化曲线, 如图 3 所示. 计算时, 设定的大气温度 $K = 300$ K. 从图 3 可以看出, 随着腔长的增加, 谱分离比减小, 瑞利散射信号的透过率变大; 并且随着表面反射率的增加, 谱分离比也减小, 同时瑞利散射信号透过率变大. 在设计 FP 干涉仪时, 需要权衡比较选择合适的参数. 并且由图 3 还可以看出, 利用反射式 FP 干涉仪, 只要合理控制 FP 腔长和反射率参数可以实现高的谱分离比和高的瑞利散射信号透过率.

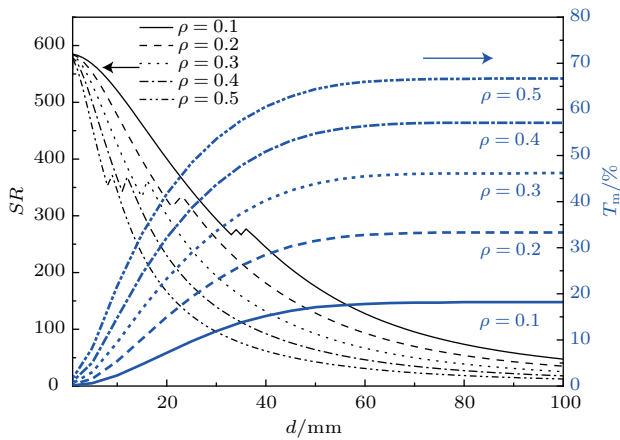


图 3 谱分离比和瑞利散射信号透过率随反射率和腔长的变化

Fig. 3. Variation curves of spectral separation ratio and Rayleigh scattering signal transmittance with reflectivity and cavity length of FPE.

4.2 光束发散角和光束入射角对谱分离比和信号透过率的影响

激光雷达中入射到 FP 干涉仪上的光束具有一定的入射角和发散角, 这两个角度会对 FP 干涉仪的滤波性能产生重要影响. 根据图 4 所示, 设计 FP 干涉仪参数 $\rho = 0.4$, $d = 36$ mm, 光波长

$\lambda = 532$ nm. 计算出该滤波器对 532 nm 后向散射信号的谱分离比 SR 及瑞利散射信号的透过率 T_m 随发散角和入射角的变化曲线如图 4 所示.

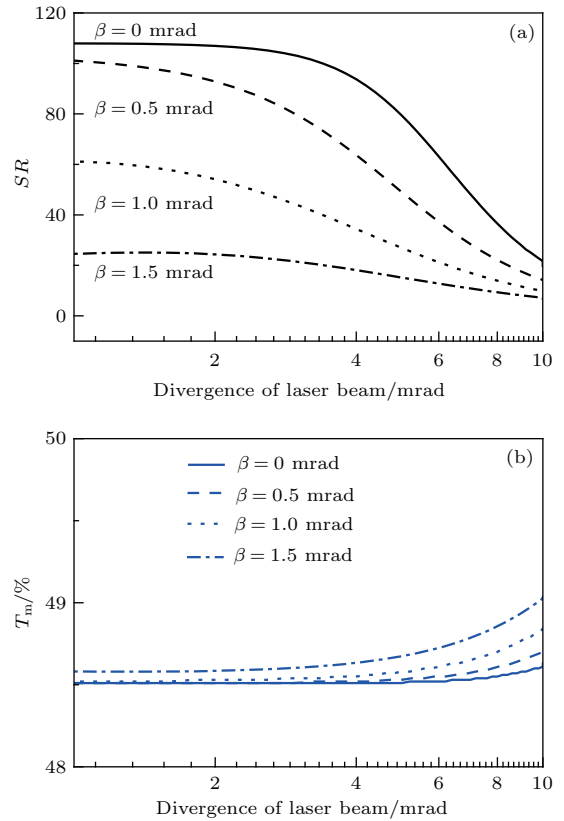


图 4 谱分离比和瑞利散射信号透过率随发散角和入射角的变化

Fig. 4. Variation curves of spectral separation ratio and Rayleigh scattering signal transmittance with laser divergence and incident angle.

由图 4 可以看出, 该滤波器的谱分离比随光束发散角和入射角的变大而变小, 控制光束发散角在 3 mrad 之内, 并且光束入射角在 0.5 mrad 之内, 谱分离比就可以基本保持不变. 光束发散角的控制可以通过利用长焦距透镜实现, 控制在 3 mrad 之内还是很容易实现的, 设计精确调整光路可以控制光束入射角基本在 FP 干涉仪法线附近 0° 入射. 瑞利散射信号的透过率随着发散角和入射角增大而有小幅增加, 但基本上都维持在 48.5% 附近, 可以认为没有变化. 所以在设计 FP 分光系统时主要考虑光束发散角和入射角随 SR 的变化情况即可.

5 FP 干涉仪反射场构成的高光谱激光雷达系统探测误差分析

由高光谱激光雷达探测信号并反演得到的光学参数(后向散射系数和光学厚度)误差由探测信

噪比、滤波器参数和大气分子后向散射系数决定. 文献 [20] 对高光谱激光雷达的探测误差进行了深入分析. 设计利用 FP 反射场构成高光谱通道的激光雷达系统, 利用文献 [20] 中的误差传递公式, 对此高光谱系统的探测误差进行计算分析, 仿真所用参数如表 1 所列. 仿真所用大气数值模型采用西安理工大学拉曼激光雷达在雾霾天的一个实测气溶胶模型, 在 532 nm 的大气后向散射比 R_a 廓线及大气光学厚度廓线如图 5 所示.

T_a 和 T_m 的误差由滤波器的光谱透过函数和后向散射光谱函数决定, 滤波器的光谱透过函数可以通过实际测试得到, 米散射的后向散射函数随温度变化不大, 而瑞利散射的后向光谱散射函数为多普勒展宽模型, 随大气温度发生变化. 所以 T_a 的误差主要由测试误差决定, 不会大于 1%; 而 T_m 的误差除了测试误差外, 还包括大气温度起伏所导致的瑞利信号透过率变化. 大气温度随高度增加呈现规律的递减趋势, 如果已知地表温度, 上层空间的大气温度可以根据大气模型得出, 将这些数据用于瑞利信号透过率的修正中, 可以减小瑞利信号由温度起伏导致的透过率误差. 瑞利信号的透过率变化取值为 2%. K , B_1 和 B_2 的误差主要由系统探测信噪比决定.

根据上述误差传递公式对表 1 中的高光谱系统探测光学参数进行误差分析与计算, 得到的后向散射系数相对误差与光学厚度绝对误差如图 6 所示. 从图 6 可以看出, FP 干涉仪反射场可以实现光

学参数的精细探测, 后向散射系数的相对误差在 0—10 km 的高度上小于 5%, 光学厚度的绝对误差小于 0.012. 在该图中光学参数的探测误差主要是由于大气温度变化引入的瑞利散射信号透过率变化引起的, 如果能在测试过程中对大气温度进行标定使得瑞利散射信号透过率标定精度小于 1%, 则 10 km 高度下的后向散射系数相对误差可以降低到 2% 以下, 光学厚度的绝对误差可以降到 0.01 以下. 从图 6 还可以看出, 后向散射系数的相对误差随高度发生变化, 这主要是由于大气中后向散射比变化导致. 在后向散射比较大的地方, 有相对较小的

表 1 仿真的 HSRL 系统参数

Table 1. HSRL system specifications employed by simulation.

	Specification	Value
Laser	Wavelength	532.1 nm
	Energy per pulse	300 mJ
	Spectral linewidth (FWHM)	100 MHz
	Telescope diameter	230 mm
Receiver optics	Field of view	0.1 mrad
	Solar filter bandwidth	1 nm at 60%
	R/T^a of beam splitter	30/70
Quantum efficiency of PMTs		0.238
Range resolution		50 m

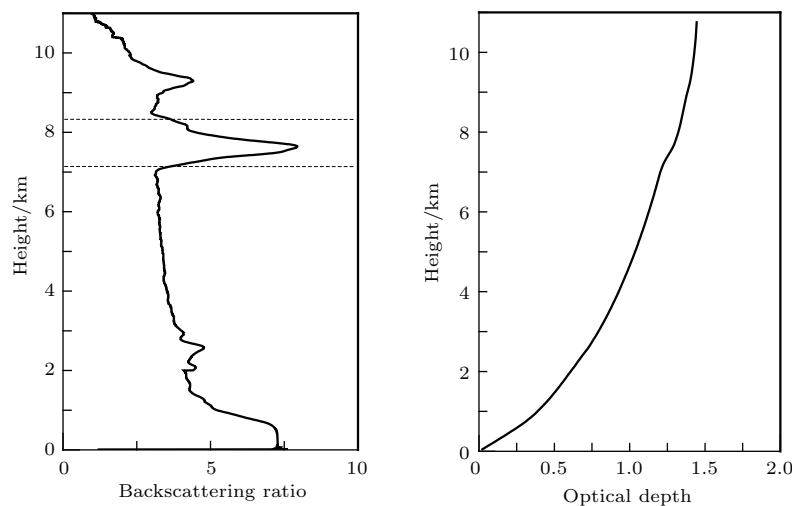


图 5 仿真所用大气后向散射比及光学厚度廓线

Fig. 5. Profiles of atmospheric backscatter ratio and optical depth at 532 nm versus height used for numerical calculation.

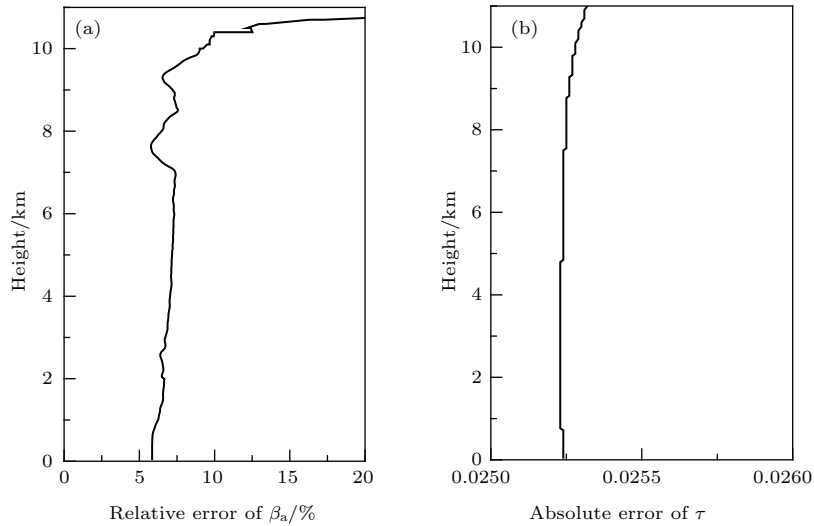


图6 反演的高光谱激光雷达光学参数误差 (a) 后向散射系数的相对误差; (b) 大气光学厚度的绝对误差

Fig. 6. Retrieval errors of optical parameters for HSRL: (a) Backscatter coefficient; (b) optical depth.

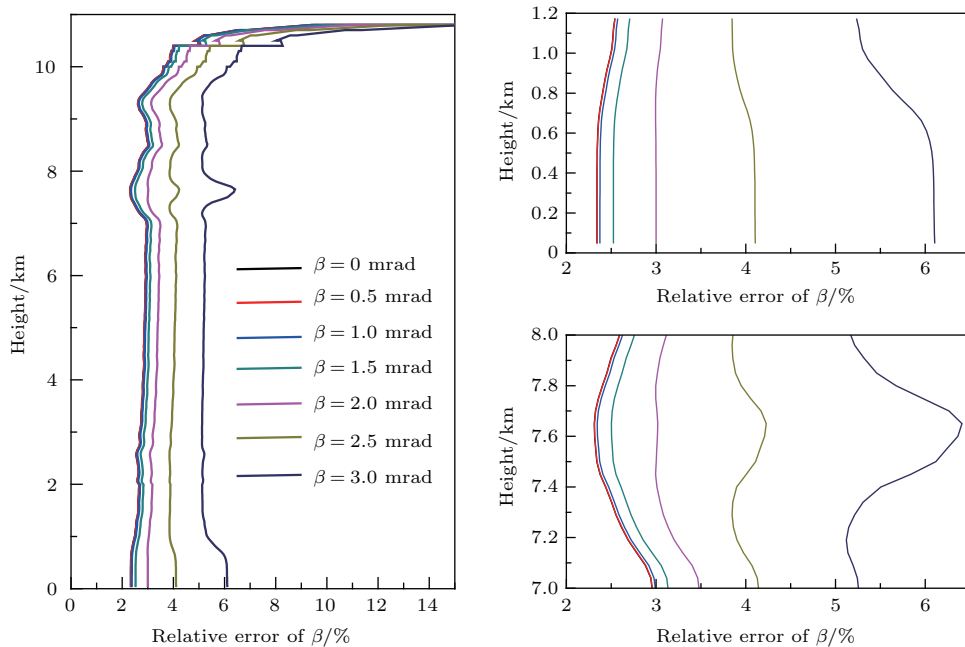


图7 HSRL在不同光束入射角情况下的后向散射系数探测误差

Fig. 7. Retrieval errors profiles of backscatter coefficient for HSRL at different incident angles.

探测误差, 如底层(0—0.3 km)和云层(7—8 km和9—9.3 km)处出现了探测误差的波动. 在后向散射比较小的地方, 探测误差变大, 比如在10 km以上的地方, 当然, 在此处误差变大还因为信噪比的降低. 光学厚度的误差随高度变化不大, 主要是由于在所有的光学厚度误差中, 主要误差源是由 T_m 变化引起的, 而根据文献[20]中的(18)式, 此项误差与后向散射比没有关系.

入射到FP干涉仪上的发散角和入射角的变化会引起分光系统的谱分离比和瑞利散射信号透

过率发生变化, 进而影响到HSRL的探测误差. 改变光束的发散角和入射角, 根据文献[20]的(15)和(21)式, 计算在不同入射角和发散角情况下的HSRL探测误差. 图7和图8为在不同入射角和发散角情况下, 后向散射系数的探测误差, 图9和图10为光学厚度的探测误差. 从图7—10中可以看出, FP干涉仪反射场构成的HSRL探测误差对回波光束的发散角和入射角变化并不十分敏感, 虽然会随着角度的变大而增大, 但是在入射角小于1.5 mrad, 发散角小于10 mrad时, 系统对

后向散射系数和光学厚度的探测误差变化不大, 曲线几乎重合在一起. 当大于这些值后, 探测误差随着入射角和发散角的增大而明显变大. 并且在输入误差变大时, 后向散射比对光学厚度误差的影响也显现出来, 如图9和图10中底层和高度7.5 km处.

所以, 在实际的激光雷达系统中, 入射到FP干

涉仪上的光束入射角控制在1.5 mrad, 发散角控制在10 mrad时, 可以实现较好精度的探测. 图4显示, 当光束发散角大于3 mrad时谱分离比会有明显的下降, 当发散角扩展到10 mrad时谱分离比有较大下降, 降到30左右. 根据文献[20], 当谱分离比大于10之后, 由谱分离比降低引起的探测误差减小并不明显, 与本节结论相符合.

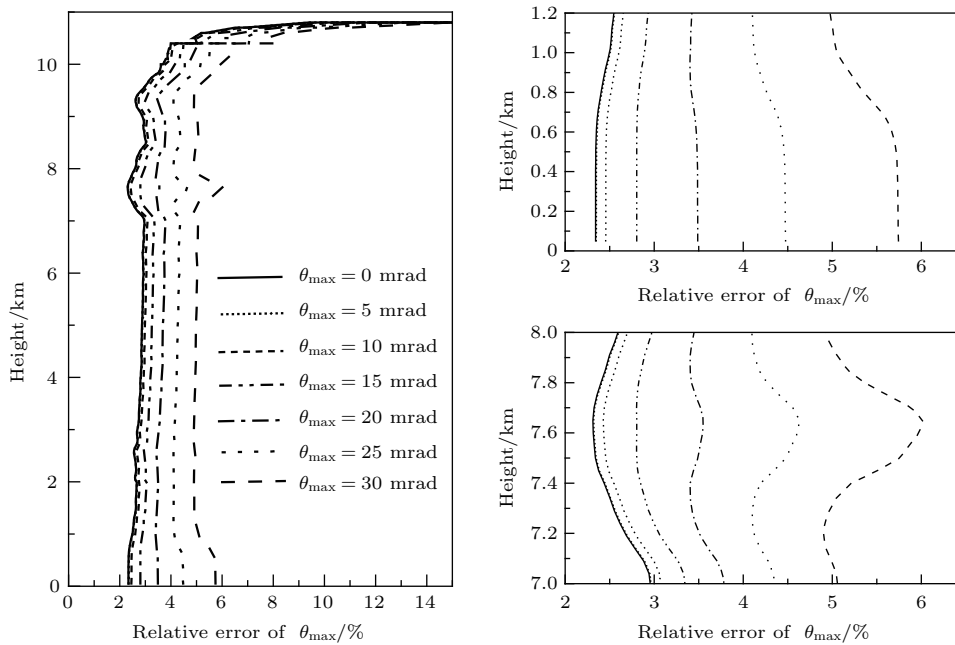


图8 HSRL在不同光束发散角情况下的后向散射系数探测误差

Fig. 8. Retrieval errors profiles of backscatter coefficients for HSRL at different divergence angles.

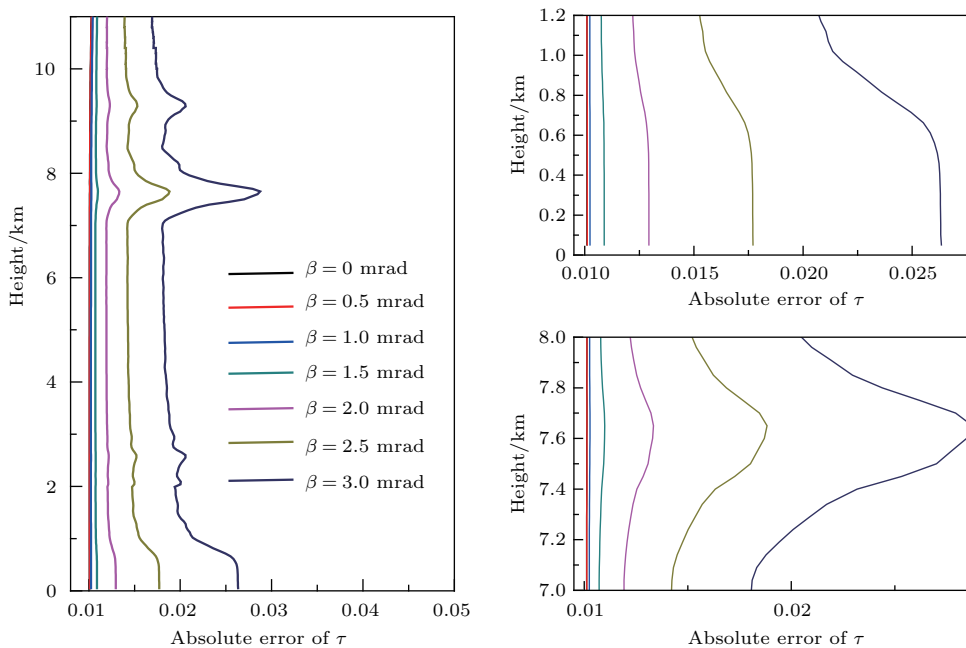


图9 HSRL在不同入射角情况下的光学厚度探测误差

Fig. 9. Retrieval errors of optical depth for HSRL at different incident angles.

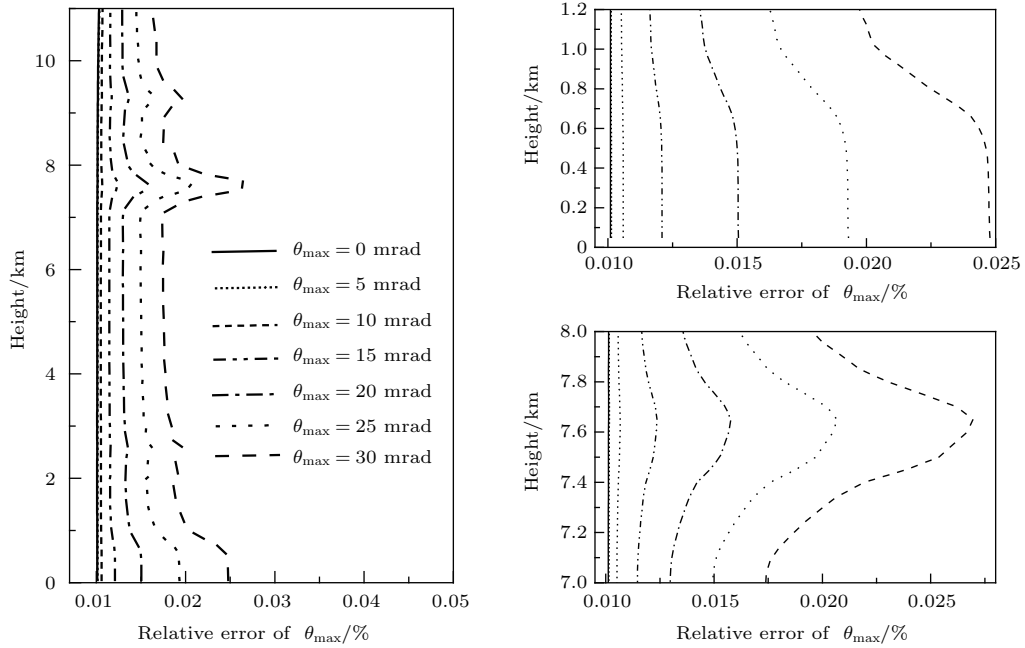


图10 HSRL在不同发散角情况下的光学厚度探测误差

Fig. 10. Retrieval errors of optical depth for HSRL at different divergence angles.

6 结 论

本文提出利用FP干涉仪反射场的透过谱线特征可以实现大气后向米散射信号和瑞利散射信号的抑制. 设计了基于FP标准具的高光谱分光系统, 并对反射场的光谱透过特性进行了分析. 讨论了高光谱激光雷达中的重要参数谱分离比和瑞利散射信号透过率随反射率和腔长的变化曲线, 经过权衡设计可以同时获取满足要求的谱分离比和较高的信号透过率. 讨论了光束发散角和入射角变化对谱分离比和信号透过率的影响. 最后利用设计好的高光谱激光雷达系统对实际探测的大气后向散射比模型进行了仿真计算, 得出在回波光束入射角控制在1.5 mrad、发散角控制在10 mrad时, 可以实现气溶胶光学参数廓线的高精度探测.

参考文献

[1] Shipley S T, Tracy D H, Eloranta E W, Trauger J T, Sroga J T, Roesler F L, Weinman J A 1983 *Appl. Opt.* **22** 3716
 [2] Fokitis E, Fetfatzis P, Georgakopoulou A, Maltezos S, Aravantinos A 2009 *Nucl. Phys. B* **190** 61
 [3] Foster M J, Bond R, Storey J, Thwaite C, Labandibar J Y, Bakalski I, Heliere A, Delev A, Rees D, Slimm M 2009 *Opt. Express* **17** 3476

[4] Zhang R W, Sun X J, Yan W, Zhao J, Liu L, Li Y, Zhang C L, Zhou J H 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 140703 (in Chinese) [张日伟, 孙学金, 严卫, 赵剑, 刘磊, 李岩, 张传亮, 周俊浩 2014 物理学报 **63** 140703]
 [5] Shen F H, Sun D S, Liu C L, Qiu C Q, Shu Z F 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 220702 (in Chinese) [沈法华, 孙东松, 刘成林, 仇成群, 舒志峰 2013 物理学报 **62** 220702]
 [6] Burton S P, Ferrare R A, Hostetler C A, Hair J W, Rogers R R, Obland M D, Butler C F, Cook A L, Harper D B, Froyd K D 2012 *Atmos. Meas. Tech.* **5** 73
 [7] Cheng Z T, Liu D, Luo J, Yang Y Y, Zhou Y D, Zhang Y P, Duan L L, Su L, Yang L M, Shen Y B, Wang K W, Bai J 2015 *Op. Express* **23** 12117
 [8] Shimizu H, Lee S A, She C Y 1983 *Appl. Opt.* **22** 1373
 [9] She C Y, Alvarez II R J, Caldwell L M, Krueger D A 1992 *Opt. Lett.* **17** 541
 [10] Hair J W, Hostetler C A, Cook A L, Harper D B, Ferrare R A, Mack T L, Welch W, Izquierdo L R, Hovis F E 2008 *Appl. Opt.* **47** 6734
 [11] Hair J W, Hostetler C A, Ferrare R A, Cook A L, Harper D B 2006 *Proceedings of 23rd International Laser Radar Conference* **1** 411
 [12] Song X Q, Guo J J, Yan Z A, Zhang K L, Li Z G, Liu Z S 2008 *Prog. Nat. Sci.* **18** 1009 (in Chinese) [宋小全, 郭金家, 闫召爱, 张凯临, 李志刚, 刘智深 2008 自然科学进展 **18** 1009]
 [13] Guo J J, Yan Z A, Wu S H, Song X Q, Liu Z S 2005 *J. Optoelectron. Lasers* **19** 66 (in Chinese) [郭金家, 闫召爱, 吴松华, 宋小全, 刘智深 2005 光电子激光 **19** 66]
 [14] Hua D X, Uchida M, Kobayashi T 2004 *Opt. Lett.* **29** 1063
 [15] Hua D X, Uchida M, Kobayashi T 2005 *Appl. Opt.* **44** 1305

- [16] Hua D X, Uchida M, Kobayashi T 2005 *Appl. Opt.* **44** 1315
- [17] Liu D, Yang Y Y, Cheng Z T, Huang H L, Zhang B, Ling T, Shen Y B 2013 *Opt. Express* **21** 13084
- [18] Cheng Z T, Liu D, Luo J, Yang Y Y, Wang Z F, Zhou Y D, Huang H L, Shen Y B 2014 *Acta Opt. Sin.* **34** 0801003 (in Chinese) [成中涛, 刘东, 罗敬, 杨甬英, 王治飞, 周雨迪, 黄寒璐, 沈亦兵 2014 光学学报 **34** 0801003]
- [19] Cheng Z T, Liu D, Luo J, Yang Y Y, Zhou Y D, Zhang Y P, Duan L L, Su L, Yang L M, Shen Y B, Wang K W, Bai J 2015 *Chin. J. Lasers* **23** 12117 (in Chinese) [成中涛, 刘东, 罗敬, 杨甬英, 周雨迪, 张与鹏, 段绿林, 苏林, 杨李茗, 沈亦兵, 汪凯巍, 白剑 2015 中国激光 **23** 12117]
- [20] Di H G, Zhang Z F, Hua H B, Zhang J Q, Hua D X, Wang Y F, He T Y 2017 *Opt. Express* **25** 5068

Design and analysis of high-spectral resolution lidar discriminator*

Di Hui-Ge Hua Hang-Bo Zhang Jia-Qi Zhang Zhan-Fei Hua Deng-Xin[†] Gao Fei
Wang Li Xin Wen-Hui Zhao Heng

(School of Mechanical and Precision Instrument Engineering, Xi'an University of Technology, Xi'an 710048, China)

(Received 23 March 2017; revised manuscript received 5 May 2017)

Abstract

An accurate aerosol optical property can be obtained by a high spectral resolution lidar (HSRL) technique, which employs a narrow spectral filter to suppress Mie scattering in the lidar return signal. The ability for filter to suppress Rayleigh scattering is critical for the HSRL. In the HSRL system, Rayleigh scattering signal is obtained and aerosol scattering is suppressed at least by a factor of 10^{-5} through using the narrow filter. Usually, an atomic absorption filter can reach this level. While, the gaseous absorption lines do not exist at many convenient laser wavelengths, thus restricting the development of multi-wavelength HSRL instrument. A new and practical filtering method is proposed to realize the precise detection of atmospheric optical parameters by using the reflection field of Fabry-Perot (FP) interferometer. An optical splitting system with high spectral resolution is designed and its spectral characteristics are analyzed. Based on the characteristic of hyper-spectral lidar detection signal, the variations of spectral separation ratio and Rayleigh signal transmittance with reflectivity and cavity length are discussed. Spectral separation ratio is the transmittance ratio of aerosol scattering signal to molecular scattering signal through the spectral filter. With the increases of FP cavity length and surface reflectivity, the spectral separation ratio decreases and the Rayleigh signal transmission increases. The high spectral separation ratio and Rayleigh signal transmittance can be achieved by the reflection field of FP interferometer when the FP cavity length and reflectivity parameter can be chosen reasonably. We design an FP interferometer with a cavity length of 36 mm and reflectivity of 0.4. Its spectral separation ratio is affected by the echo divergence and incidence angle. The spectral separation ratio keeps unchanged when the beam divergence angle is within 3 mrad and the incident angle of the beam is within 0.5 mrad. In addition, a simulation analysis model is established based on the error propagation. An observed actual Mie-scattering profile is used for analyzing the errors. Moreover, the influences of the divergence angle and the incident angle of the echo beam on detection results are also discussed. The results show that the proposed FP interferometer can achieve fine spectral separation of Mie and Rayleigh scattering signal, and the error of detection result is not sensitive to laser divergence angle. Fine aerosol optical parameters can be achieved when the divergence and incidence angles are controlled within 10 mrad and 1.5 mrad, respectively.

Keywords: lidar, high-spectrum, Fabry-Perot interferometer, aerosol

PACS: 42.68.Wt, 42.79.Qx, 92.30.Ef

DOI: [10.7498/aps.66.184202](https://doi.org/10.7498/aps.66.184202)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61575160, 61308107, 41627807) and the Shaanxi Province Youth Science and Technology Talent Fund, China (Grant No. 2016KJXX-72).

[†] Corresponding author. E-mail: dengxinhua@xaut.edu.cn