

文章编号: 0253-2239(2010)06-1548-06

基于碘分子滤波器的高光谱分辨率激光雷达原理

刘金涛^{1,2} 陈卫标² 宋小全³

¹ 中国海洋大学电子工程系, 山东 青岛 266100
² 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
³ 中国海洋大学海洋技术系, 山东 青岛 266100

摘要 碘分子 1107~1108 吸收线之间有一个光谱透射率峰。基于该光谱透射率峰的碘分子滤波器对大气分子的瑞利散射有强烈的抑制作用,而对大气气溶胶的 Mie 散射影响较小。利用这种碘分子滤波器构成的高光谱分辨率激光雷达可以分离大气分子散射和气溶胶散射,从而能够测量大气后向散射比和大气风场。对测量原理和测量精度进行了详细推导,并利用合理的激光雷达和大气参数进行了计算机模拟。模拟结果表明,对于大气后向散射比的测量,夜晚大气高度 25 km、白天 8 km 以下可以达到 5% 的精度;大气视线风速测量范围为 ±40 m/s,测量精度在夜晚大气高度 5 km、白天 4 km 以下时优于 5%。

关键词 大气光学;激光雷达;高光谱分辨率;碘分子滤波器;大气后向散射比

中图分类号 TN958.98 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS20103006.1548

Theory of Iodine Filter Based on High Spectral Resolution Lidar

Liu Jintao^{1,2} Chen Weibiao¹ Song Xiaoquan³

¹ Department of Electrical Engineering Ocean University of China, Qingdao, Shandong 266100, China
² Advanced Laser Technique & Applied System Laboratory, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China
³ Department of Ocean Technology, Ocean University of China, Qingdao, Shandong 266100, China

Abstract There is a spectral transmission peak between 1107 and 1108 absorption lines of iodine. The spectral transmission peak can suppress the atmospheric Rayleigh backscattering, while affect weakly on the atmospheric Mie backscattering. The high spectral resolution lidar, in which the above iodine filter acts as the ultra-narrow band filter to the Rayleigh and Mie backscattering signals, can measure the atmospheric backscattering ratio and wind field. The measurement theory is deduced and simulated by using reasonable lidar parameters and atmospheric models. The simulation results show that for the atmospheric backscattering ratio measurement, the precision is 5% for altitude lower than 25 km at night and 8 km in daytime. For the line-of-sight wind velocity measurement, the measuring range is ±40 m/s and the precision is 5% for altitude lower than 5 km at night and 4 km in daytime.

Key words atmospheric optics; lidar; high spectral resolution; iodine filter; atmospheric backscattering ratio

1 引 言

大气分子和气溶胶的吸收和散射直接影响地球辐射平衡,同时也会改变云的形成和特性,间接影响大气辐射传输。大气风场是水汽、气溶胶、碳循环以及海气交换的主要动力,因此测量大气分子和气溶胶光学性质以及大气风场对天气数值预报、通量传

输研究和动力气象研究都是至关重要的^[1]。

激光雷达接收到的大气后向散射信号由中心频率相同的宽带分子散射(瑞利散射)和窄带气溶胶散射(Mie 散射)组成。高光谱分辨率激光雷达(HSRL)利用超窄带光学滤波器直接分离大气气溶胶散射和分子散射,不用象 Klett 方法那样需要假

收稿日期: 2009-06-30; 收到修改稿日期: 2009-10-15

基金项目: 国家 863 计划(2006AA09Z148)和国家自然科学基金(40405005)资助课题。

作者简介: 刘金涛(1972—),男,博士,副教授,主要从事海洋光学和激光雷达等方面的研究。

E-mail: jtliu@ouc.edu.cn

设激光雷达比^[2]。

目前激光雷达中应用的超窄带光学滤波器主要有：法布里-珀罗(F-P)干涉仪(FPI)和原子(分子)滤波器两类。Shipley等^[3]建立了采用FPI的HSRL系统。该系统利用高分辨率F-P标准具对分子散射的抑制分离大气气溶胶散射和分子散射。1983年Shimizu等^[4]提出了基于原子滤波器的HSRL系统，系统中采用的是钡原子滤波器^[5]。随后，出现了基于碘分子滤波器的HSRL^[6,7]。这些系统利用原子(分子)吸收线对气溶胶散射的高抑制比特性，分离气溶胶和分子散射，从而获得了高精度的大气气溶胶和分子光学参数剖面。

由于FPI和碘分子滤波器有尖锐的光谱响应，大气风场引起的多普勒频移会导致滤波器透射率变化，测量该变化，就可以得到大气风场^[8]。如Gentry等^[9]采用FPI和“边缘”技术，测量了低空风场，Friedman等^[10]利用碘分子滤波器通过探测大气分子散射信号获得了高空风速。目前，还出现了菲佐干涉仪与FPI相结合的测风系统^[11,12]。

本文提出的基于碘分子滤波器的高光谱分辨率激光雷达中，利用碘分子1107和1108吸收线之间的窄带光谱透射率峰抑制大气分子散射，测量大气气溶胶、分子的光学特性。同时选用的光谱透射率峰对Mie散射有尖锐的光谱响应，可以利用“边缘”技术测量大气风场。

2 测量原理

高光谱分辨率激光雷达使用窄线宽激光作为光

源，接收系统采用差分接收光路，如图1所示。图1中，BS是分束镜，UBF是超窄带光学滤波器，光电探测器PD1用于检测大气后向散射能量，PD2用于检测大气后向散射透过UBF的能量。

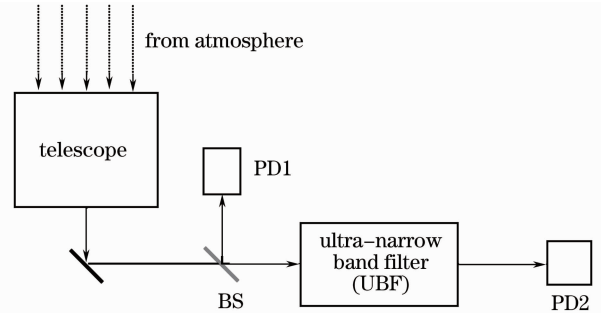


图1 HSRL差分接收光路示意图

Fig. 1 Schematic diagram of differential optical receiver of HSRL

若窄线宽脉冲激光能量光谱分布为 $L(\nu)$ ，大气Mie后向散射光谱分布为 $I_a(\nu)$ ，大气分子Rayleigh后向散射光谱分布为 $I_m(\nu)$ ，则在距离 r 处

$$\begin{cases} f_m(r, \nu) = \int_{-\infty}^{+\infty} L(\nu) I_m(r, \nu - \nu') d\nu', \\ f_a(\nu) = \int_{-\infty}^{+\infty} L(\nu) I_a(\nu - \nu') d\nu'. \end{cases} \quad (1)$$

因为 $L(\nu)$ 的光谱宽度小于100 MHz， $I_a(\nu)$ 的光谱宽度在0.7 kHz~0.7 MHz之间， $I_m(r, \nu)$ 的光谱宽度2 GHz左右，所以 $f_m(r, \nu)$ 可近似用 $I_m(r, \nu)$ 表示， $f_a(\nu)$ 可近似用 $L(\nu)$ 表示。

设UBF的光谱分布为 $H(\nu)$ 。根据激光雷达方程，图1中PD1和PD2接收到的光子数分别为

$$\begin{aligned} N_1(r) &= \rho_1 N \eta_{QE} \eta_0 \frac{A}{r^2} \Delta r [\beta_a(r) + \beta_m(r)] \exp\left\{-2 \int_0^r [\alpha_a(r') + \alpha_m(r')] dr'\right\}, \\ N_2(r, \nu) &= \rho_2 N \eta_{QE} \eta_0 \frac{A}{r^2} \Delta r \left[\beta_a(r) \int_{-\infty}^{+\infty} H(\nu) f_a(\nu - \nu') d\nu' + \beta_m(r) \int_{-\infty}^{+\infty} H(\nu) f_m(r, \nu - \nu') d\nu' \right] \times \\ &\quad \exp\left\{-2 \int_0^r [\alpha_a(r') + \alpha_m(r')] dr'\right\}, \end{aligned} \quad (2)$$

式中 N 为激光脉冲输出总光子数， $\rho_{1,(2)}$ 分别为PD1通道和PD2通道的分束比， η_{QE} 为光电探测器量子效率， η_0 为激光雷达系统总的光学效率， A 为激光雷达系统接收面积， Δr 为激光雷达系统探测距离分辨率， β_a 为大气气溶胶后向散射系数， β_m 为大气分子后向散射系数， α_a 为大气气溶胶消光比， α_m 为大气分子消光比。

由(2)式得到 $N_1(r)$ 和 $N_2(r, \nu)$ 的比值为

$$R(r, \nu) = \frac{N_2(r, \nu)}{N_1(r)} = K \frac{\beta_a(r) \int_{-\infty}^{+\infty} H(\nu) f_a(\nu - \nu') d\nu' + \beta_m(r) \int_{-\infty}^{+\infty} H(\nu) f_m(r, \nu - \nu') d\nu'}{\beta_a(r) + \beta_m(r)}, \quad (3)$$

式中 $K = \rho_2 / \rho_1$ 为分束镜的分束比。

在(3)式中,定义

$$\begin{aligned} T_a(\nu) &= \int_{-\infty}^{+\infty} H(\nu) f_a(\nu - \nu') d\nu' \approx \\ &\int_{-\infty}^{+\infty} H(\nu) L(\nu - \nu') d\nu', \\ T_m(r, \nu) &= \int_{-\infty}^{+\infty} H(\nu) f_m(r, \nu - \nu') d\nu' \approx \\ &\int_{-\infty}^{+\infty} H(\nu) I_m(r, \nu - \nu') d\nu', \end{aligned} \quad (4)$$

即 $T_a(\nu)$ 和 $T_m(r, \nu)$ 分别为大气 Mie 后向散射和大气 Rayleigh 后向散射透过碘分子吸收滤波器的光谱响应,如图 2 所示^[13]。

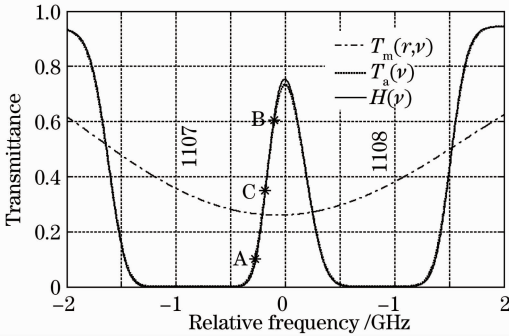


图 2 碘分子滤波器 323 K 时的光谱响应(0 对应于波数 $18787.3083 \text{ cm}^{-1}$)

Fig. 2 Spectra of iodine filter at 323 K(0 equals to wave number $18787.3083 \text{ cm}^{-1}$)

大气后向散射比 $R_b(r)$ 定义为

$$R_b(r) = \frac{\beta_a(r) + \beta_m(r)}{\beta_b(r)}. \quad (5)$$

从而由(3)式推出:

$$R(r, \nu) = KT_a(\nu) + \frac{K}{R_b(r)} [T_m(r, \nu) - T_a(\nu)]. \quad (6)$$

将激光垂直入射到大气中,由于大气垂直风速很小,认为大气垂直风速引入的多普勒频移为 0。利用激光频率锁定技术,将激光发射频率先后锁定在图 3 中 A, B 两点,根据(6)式计算出:

$$R(r, \nu_A) = KT_a(\nu_A) + \frac{K}{R_b(r)} [T_m(r, \nu_A) - T_a(\nu_A)], \quad (7a)$$

$$R(r, \nu_B) = KT_a(\nu_B) + \frac{K}{R_b(r)} [T_m(r, \nu_B) - T_a(\nu_B)]. \quad (7b)$$

由(4)式可知, $T_a(\nu)$ 为 $H(\nu)$ 和 $L(\nu)$ 的卷积,而 $H(\nu)$ 可根据理论精确给出,如果激光线宽已知,则 $L(\nu)$ 也就已知,因此归一化 $T_a(\nu)$ 的标准形式可知。

从图 2 中曲线 $T_m(r, \nu)$ 可知, $T_m(r, \nu)$ 在透过峰附近近似为常数,所以(7)式中 $T_m(r, \nu_A) \approx T_m(r, \nu_B) \approx T_m(r)$ 。从而得到

$$\begin{aligned} R_b(r) &= \\ &K \frac{T_a(\nu_A) - T_a(\nu_B)}{R(r, \nu_B) - R(r, \nu_A) + K[T_a(\nu_A) - T_a(\nu_B)]}, \end{aligned} \quad (8a)$$

$$\begin{aligned} T_m(r) &= \\ &\frac{T_a(\nu_A)R(r, \nu_B) - T_a(\nu_B)R(r, \nu_A)}{R(r, \nu_B) - R(r, \nu_A) + K[T_a(\nu_A) - T_a(\nu_B)]}. \end{aligned} \quad (8b)$$

2.1 大气后向散射比 $R_b(r)$ 测量精度

根据(8a)式得到 $R_b(r)$ 的相对测量误差表达式为

$$\begin{aligned} \left[\frac{\delta R_b(r)}{R_b(r)} \right]^2 &= \left\{ \frac{[R(r, \nu_A) - R(r, \nu_B)] T_a(\nu_A)}{[R(r, \nu_B) - R(r, \nu_A) + KT_a(\nu_A) - KT_a(\nu_B)] [T_a(\nu_A) - T_a(\nu_B)]} \right\}^2 \left[\frac{\delta T_a(\nu_A)}{T_a(\nu_A)} \right]^2 + \\ &\left\{ \frac{[R(r, \nu_A) - R(r, \nu_B)] T_a(\nu_B)}{[R(r, \nu_B) - R(r, \nu_A) + KT_a(\nu_A) - KT_a(\nu_B)] [T_a(\nu_A) - T_a(\nu_B)]} \right\}^2 \left[\frac{\delta T_a(\nu_B)}{T_a(\nu_B)} \right]^2 + \\ &\left[\frac{R(r, \nu_B)}{R(r, \nu_B) - R(r, \nu_A) + KT_a(\nu_A) - KT_a(\nu_B)} \right]^2 \left[\frac{\delta R(r, \nu_B)}{R(r, \nu_B)} \right]^2 + \\ &\left[\frac{R(r, \nu_A)}{R(r, \nu_B) - R(r, \nu_A) + KT_a(\nu_A) - KT_a(\nu_B)} \right]^2 \left[\frac{\delta R(r, \nu_A)}{R(r, \nu_A)} \right]^2. \end{aligned} \quad (9)$$

根据(7)式得

$$R(r, \nu_B) - R(r, \nu_A) = K \left[1 - \frac{1}{R_b(r)} \right] [T_a(\nu_B) - T_a(\nu_A)]. \quad (10)$$

因此,(9)式可表示为

$$\begin{aligned} \left[\frac{\delta R_b(r)}{R_b(r)} \right]^2 &= \left\{ \frac{[R_b(r) - 1] T_a(\nu_A)}{T_a(\nu_A) - T_a(\nu_B)} \right\}^2 \left[\frac{\delta T_a(\nu_A)}{T_a(\nu_A)} \right]^2 + \left\{ \frac{[R_b(r) - 1] T_a(\nu_B)}{T_a(\nu_A) - T_a(\nu_B)} \right\}^2 \left[\frac{\delta T_a(\nu_B)}{T_a(\nu_B)} \right]^2 + \\ &\left[\frac{R_b(r)R(r, \nu_B)}{KT_a(\nu_A) - KT_a(\nu_B)} \right]^2 \left[\frac{\delta R(r, \nu_B)}{R(r, \nu_B)} \right]^2 + \left[\frac{R_b(r)R(r, \nu_A)}{KT_a(\nu_A) - KT_a(\nu_B)} \right]^2 \left[\frac{\delta R(r, \nu_A)}{R(r, \nu_A)} \right]^2. \end{aligned} \quad (11)$$

由图 2 得到 $T_a(\nu_A) \approx 0.1$, $T_a(\nu_B) \approx 0.6$; 同时由图 3 可知

$$\frac{\delta T_a(\nu_A)}{T_a(\nu_A)} \approx 1.6\%,$$

$$\frac{\delta T_a(\nu_B)}{T_a(\nu_B)} \approx 0.4\%,$$

因此(11)式中 $\delta T_a(\nu_A)/T_a(\nu_A)$ 和 $\delta T_a(\nu_B)/T_a(\nu_B)$ 项对误差贡献最大约为 0.6% 左右, 即

$$\left[\frac{\delta R_b(r)}{R_b(r)} \right]^2 \approx$$

$$\left[\frac{R_b(r)R(r, \nu_B)}{KT_a(\nu_A) - KT_a(\nu_B)} \right]^2 \left[\frac{\delta R(r, \nu_B)}{R(r, \nu_B)} \right]^2 +$$

$$\left[\frac{R_b(r)R(r, \nu_A)}{KT_a(\nu_A) - KT_a(\nu_B)} \right]^2 \left[\frac{\delta R(r, \nu_A)}{R(r, \nu_A)} \right]^2 +$$

$$\{0.6\% [R_b(r) - 1]\}^2. \quad (12)$$

测量得到 $R_b(r)$ 后, 再利用关系

$$\alpha_m = \frac{8\pi}{3} \beta_m, \quad (13)$$

结合(5)式可以计算出 $\beta_a(r)$, $\beta_m(r)$, $\alpha_a(r)$ 和 $\alpha_m(r)$ ^[4]。

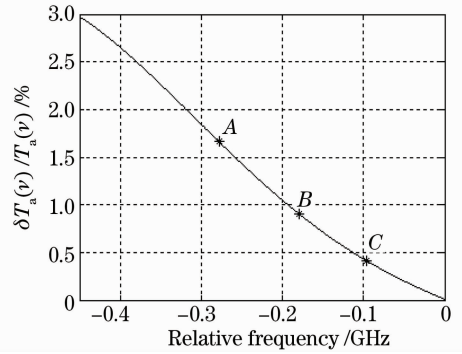


图 3 模拟计算的 $\delta T_a(\nu)/T_a(\nu)$

Fig. 3 Simulated $\delta T_a(\nu)/T_a(\nu)$

2.2 大气风场测量

激光发射频率为 ν_0 , 对应的两通道光电探测器探测到的光子数比之为 $R(r, \nu_0)$ 。由于大气风场的作用, 大气气溶胶后向散射信号和分子后向散射信号相对于激光发射频率 ν_0 会产生多普勒频移 $\Delta\nu(r)$, 此时两通道光电探测器探测到的光子数比之为 $R(r, \nu_0 + \Delta\nu)$ 。 $R(r, \nu_0 + \Delta\nu)$ 在 ν_0 展开成泰勒级数, 并忽略二阶以上导数项为

$$R(r, \nu_0 + \Delta\nu) \approx R(r, \nu_0) + \frac{dR(r, \nu_0)}{d\nu} \Delta\nu(r) \approx R(r, \nu_0) + \frac{K}{R_b(r)} \left\{ [R_b(r) - 1] \frac{dT_a(\nu_0)}{d\nu} + \frac{dT_m(\nu_0)}{d\nu} \right\} \Delta\nu(r), \quad (14)$$

从而

$$\Delta\nu(r) \approx \frac{R(r, \nu_0 + \Delta\nu) - R(r, \nu_0)}{K \left\{ [1 - 1/R_b(r)] [dT_a(\nu_0)/d\nu] + [1/R_b(r)] [dT_m(\nu_0)/d\nu] \right\}}. \quad (15)$$

得到大气视线风速表达式为

$$V(r) = \frac{c}{2\nu_0} \Delta\nu(r) \approx \frac{c}{2\nu_0} \frac{R(r, \nu_0 + \Delta\nu) - R(r, \nu_0)}{[K/R_b(r)] \left\{ [R_b(r) - 1] [dT_a(\nu_0)/d\nu] + [dT_m(\nu_0)/d\nu] \right\}}. \quad (16)$$

$T_m(r, \nu)$ 在透过峰附近近似为常数, 因此 $dT_m(r, \nu)/d\nu \approx 0$, 即大气 Rayleigh 散射对测量结果没有影响。从而(16)式简化为

$$V(r) \approx \frac{c}{2\nu_0} \frac{R(r, \nu_0 + \Delta\nu) - R(r, \nu_0)}{\{K[R_b(r) - 1]/R_b(r)\} [dT_a(\nu_0)/d\nu]}. \quad (17)$$

因为 $T_a(\nu)$ 的归一化标准形式可知, 所以只要利用测量得到的 $R_b(r)$, 就可以利用(17)式计算大气视线方向风速。

由(17)式可以得到大气视线风速 $V(r)$ 的相对测量误差为

$$\left[\frac{\delta V(r)}{V(r)} \right]^2 = \left[\frac{R(r, \nu_0 + \Delta\nu)}{R(r, \nu_0 + \Delta\nu) - R(r, \nu_0)} \right]^2 \left[\frac{\delta R(r, \nu_0 + \Delta\nu)}{R(r, \nu_0 + \Delta\nu)} \right]^2 + \left[\frac{R(r, \nu_0)}{R(r, \nu_0 + \Delta\nu) - R(r, \nu_0)} \right]^2 \left[\frac{\delta R(r, \nu_0)}{R(r, \nu_0)} \right]^2 +$$

$$\left[\frac{1}{R_b(r) - 1} \right]^2 \left[\frac{\delta R_b(r)}{R_b(r)} \right]^2 + \left\{ \frac{\delta [dT_a(\nu_0)/d\nu]}{dT_a(\nu_0)/d\nu} \right\}^2. \quad (18)$$

根据图 4, 在相对频率 $-0.35 \sim -0.05$ GHz 范围内, $\delta [dT_a(\nu)/d\nu] / [dT_a(\nu)/d\nu] < 2\%$, 因此可以得到

$$\left[\frac{\delta V(r)}{V(r)} \right]^2 \approx \left[\frac{R(r, \nu_0 + \Delta\nu)}{R(r, \nu_0 + \Delta\nu) - R(r, \nu_0)} \right]^2 \left[\frac{\delta R(r, \nu_0 + \Delta\nu)}{R(r, \nu_0 + \Delta\nu)} \right]^2 + \left[\frac{R(r, \nu_0)}{R(r, \nu_0 + \Delta\nu) - R(r, \nu_0)} \right]^2 \left[\frac{\delta R(r, \nu_0)}{R(r, \nu_0)} \right]^2 +$$

$$\left[\frac{1}{R_b(r) - 1} \right]^2 \left[\frac{\delta R_b(r)}{R_b(r)} \right]^2 + (2\%)^2. \quad (19)$$

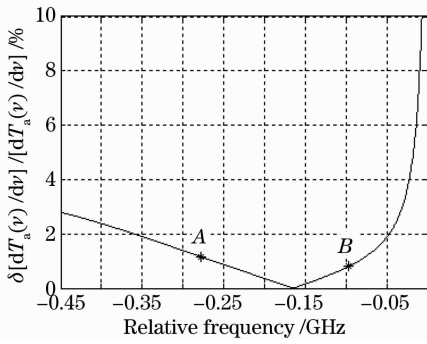


图 4 模拟计算的 $\delta[dT_a(\nu)/d\nu] / [dT_a(\nu)/d\nu]$

Fig. 4 Simulated $\delta[dT_a(\nu)/d\nu] / [dT_a(\nu)/d\nu]$

3 系统模拟和结果分析

如果忽略光电探测器的噪声,每个 PD1 和 PD2 的信噪比 $f_{\text{SNR}i}$ 表示为

$$f_{\text{SNR}i} = \frac{\sqrt{mN_i}}{\sqrt{N_i + N_b}}, \quad i = 1, 2 \quad (20)$$

式中 m 为测量平均次数, N_i 为该光电探测器接收到的信号光子数, N_b 为接收到的背景光光子数。

在 532 nm 白天太阳背景辐射常数 I_b 为 $0.014 \text{ mW}/(\text{cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{nm})$, 背景光子数可由下式给出:

$$N_b = \frac{I_b}{h\nu} \frac{\pi\Omega^2}{4} \frac{2\Delta r}{c} \Delta\lambda\eta_{\text{QE}}\eta_o, \quad (21)$$

式中 $h\nu$ 为光子能量, Ω 为望远镜接收视场角, $\Delta\lambda$ 为光学滤色片带宽。

由(3)式可知, $R(r, \nu)$ 为 $N_2(r, \nu)$ 和 $N_1(r)$ 的函数。根据误差传递理论, $R(r, \nu)$ 的测量相对误差为

$$\left[\frac{\delta R(r, \nu)}{R(r, \nu)} \right]^2 = \frac{1}{f_{\text{SNR}1}^2} + \frac{1}{f_{\text{SNR}2}^2} = \frac{1}{m} \left[\frac{N_1(r) + N_b}{N_1^2(r)} + \frac{N_2(r, \nu) + N_b}{N_2^2(r, \nu)} \right], \quad (22)$$

式中 $N_2(r, \nu)$ 和 $N_1(r)$ 由(2)式计算出。

在以下的模拟计算中,大气分子模型采用 1976 年美国标准大气,气溶胶则利用 Spinhirne 的模型^[14],边界层选用都市气溶胶模型, $\beta_a, \beta_m, \alpha_a$ 和 α_m 如图 5 所示。

在下面的分析和计算机模拟中选用的激光雷达系统参数如表 1 所示。激光器选用种子注入、倍频的 Nd:YAG 脉冲激光器,激光输出线宽控制在 90 MHz。碘分子滤波器中碘池温度控制在 323 K。系统中其他参数选用常规数值。

图 6 为模拟得到的大气后向散射比 $R_b(r)$ 相对测量误差。从结果可以看出,测量精度相当高。夜晚测量时,高度 25 km 以下测量相对误差小于 5%。

白天工作时,8 km 以下也可以达到该精度。因为 $R_b(r)$ 测量有很高的精度,所以 $\beta_a(r), \beta_m(r), \alpha_a(r), \alpha_m(r)$ 的反演也可以有较好结果。

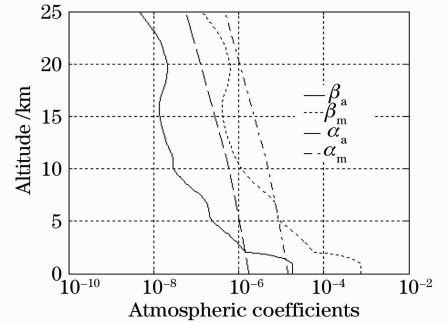


图 5 模拟计算选用的大气参数

Fig. 5 Atmospheric parameters adopted in simulation

表 1 计算机模拟所用激光雷达参数

Table 1 Lidar parameters adopted in simulation

Laser (Nd:YAG)	Energy /mJ	150
	Wavelength /nm	532
Linewidth (FWHM) /MHz		90
Telescope diameter /mm		200
Telescope field of view /mrad		0.5
Bandpass width of interference filter /nm		1
Optical efficiency (except Iodine filter)		0.4
Iodine filter	Length /cm	10
	Temperature /K	323
Quantum efficiency of photoelectric detector		0.2
Range resolution /m		75
Split ratio		1:1
Average times of measurement		4000

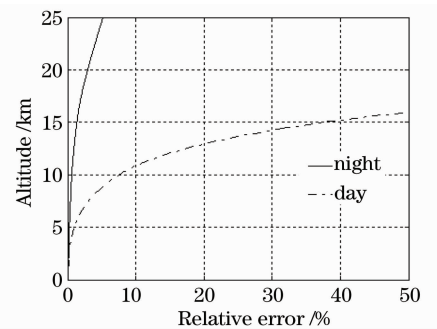


图 6 大气后向散射比 $R_b(r)$ 相对测量误差

Fig. 6 Relative error of $R_b(r)$ measurement

图 7 和图 8 为模拟得到的大气视线风速 $V(r)$ 相对测量误差。夜晚 5 km,白天 4 km 以下,测量的相对误差可以控制在 5% 以内。随着高度增加,测量误差迅速增加。这是因为根据测量原理,碘分子滤波器只对大气气溶胶散射有灵敏响应。当随着高度增加,气溶胶含量很小时,测量精度必然降低。因此文中的系统适合测量中低对流层风速。同时,从图 2 可以看到, $T_a(\nu)$ 的测风有效范围为 $0 \sim 0.36 \text{ GHz}$, 对应于大

气视线速为 80 m/s, 即大气视线风速测量范围是 ± 40 m/s。

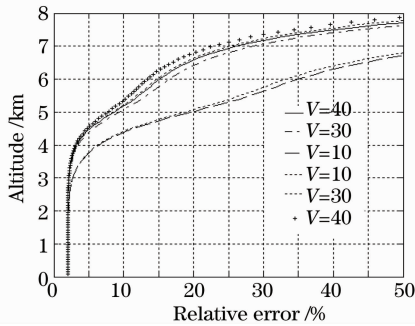


图 7 白天大气视线风速 $V(r)$ 相对测量误差

Fig. 7 Relative measurement error of $V(r)$ in day time

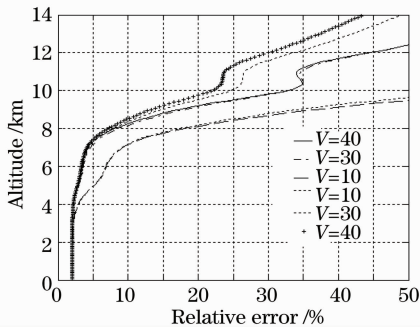


图 8 夜晚大气视线风速 $V(r)$ 相对测量误差

Fig. 8 Relative measurement error of $V(r)$ at night

4 结 论

提出的 HSRL 原理与 Piironen 等的基于碘分子滤波器的 HSRL 有显著不同。在 Piironen 等的系统中, 利用的是碘分子吸收线的吸收特性。激光发射频率锁定在一根吸收线的中央, 大气的气溶胶后向散射信号被全部吸收掉, 根据对剩余大气分子散射信号的差分检测反演大气后向散射比和大气温度剖面。上述系统需要两个工作于不同温度的碘分子滤波器。同时, 上述系统需要利用碘分子的饱和吸收线将激光发射频率锁定在碘分子吸收线的中央, 这大大增加了系统的难度和复杂度。

HSRL 系统测量大气视线风速利用的是单边缘非相干检测技术。技术上不如基于 FPI 的双通道和多通道非相干检测技术先进^[15,16]。但是双通道和多通道的非相干检测测风技术难度和系统复杂程度都很高。同时, 相对于 FPI 干涉仪, 碘分子滤波器的光谱特性仅与碘蒸气的温度相关, 对振动不敏感; 碘分子滤波器的接收孔径远大于 FPI, 接收视场角接近 90° 。因此, 基于碘分子的 HSRL 系统更易于工程实现, 也更适于外场工作。

综上所述, 利用碘分子 1107 和 1108 吸收线之间的光谱透过滤峰, 提出了一套 HSRL 系统。该系统利用碘分子滤波器对大气分子后向散射的抑制分离大气气溶胶和分子散射, 从而可以直接测量大气后向散射比。同时利用单边缘非相干测风技术, 该 HSRL 系统还可以测量中低对流层的风速。根据计算机模拟结果, 利用提出的 HSRL 系统, 可以获得高精度的大气后向散射比、中低对流层风速。同时, 该系统技术简单, 工程实现也比较容易, 是一种较理想的综合地面大气观测系统。

参 考 文 献

- Peter V. Hobbs. Aerosol-Cloud-Climate Interactions[M]. San Diego: Academic Press, 1993
- J. D. Klett. Stable analytical inversion solution for processing lidar returns[J]. *Appl. Opt.*, 1981, **20**(2): 211~220
- S. T. Shipley, D. H. Tracy, E. W. Eloranta *et al.*. High spectral resolution lidar to measure optical scattering properties of atmospheric aerosols. 1: theory and instrumentation[J]. *Appl. Opt.*, 1983, **22**(23): 3716~3722
- H. Shimizu, S. A. Lee, C. Y. She. High spectral resolution lidar system with atomic blocking filters for measuring atmospheric parameters [J]. *Appl. Opt.*, 1983, **22**(9): 1373~1381
- R. J. Alvarez, L. M. Caldwell, Y. H. Li *et al.*. High-spectral resolution lidar measurement of tropospheric backscattering ratio using Barium atomic blocking filters [J]. *J. Atmos. Ocea. Technol.*, 1990, **7**(6): 876~881
- P. Piironen, E. W. Eloranta. Demonstration of a high-spectral-resolution-lidar based on an iodine absorption filter [J]. *Opt. Lett.*, 1994, **19**(3): 234~236
- J. W. Hair, L. M. Caldwell, D. A. Krueger *et al.*. High-spectral-resolution lidar with iodine-vapor filters; measurement of atmospheric-state and aerosol profiles [J]. *Appl. Opt.*, 2001, **40**(30): 5280~5294
- C. L. Korb, B. M. Gentry, C. Y. Weng. Edge technique: theory and application to the lidar measurement of atmospheric winds [J]. *Appl. Opt.*, 1992, **31**(21): 4202~4213
- C. L. Korb, B. M. Gentry, S. X. Li. Edge technique doppler lidar wind measurements with high vertical resolution [J]. *Appl. Opt.*, 1997, **36**(24): 5976~5983
- J. S. Friedman, C. A. Tepley, P. A. Castleberg *et al.*. Middle-atmospheric doppler lidar with an iodine-vapor edge filter [J]. *Opt. Lett.*, 1997, **22**(21): 1648~1650
- Liu Jiqiao, Bu Lingbing, Zhou Jun *et al.*. Optical frequency discriminator of a mobile direct-detection doppler wind lidar [J]. *Chinese J. Lasers*, 2006, **33**(10): 1339~1344
刘继桥, 卜令兵, 周军等. 车载直接探测多普勒测风激光雷达光学鉴频器 [J]. *中国激光*, 2006, **33**(10): 1339~1344
- Bu Lingbing, Liu Jiqiao, Chen Weibiao. Discrimination of doppler frequency shift based on fizeau interferometer and PMT array [J]. *Acta Optica Sinica*, 2007, **27**(3): 379~383
卜令兵, 刘继桥, 陈卫标. 基于菲佐干涉仪与多通道光电倍增管阵列的多普勒频移检测技术 [J]. *光学学报*, 2007, **27**(3): 379~383
- S. Gerstenkorn, P. Luc. Atlas du Spectre d' Absorption de la Molecule d' Iode [M]. Paris: CNRS, 1978, 53
- J. D. Spinhirne. Micro pulse lidar [J]. *IEEE T. Geosci. Remote Sens.*, 1993, **31**(1): 48~55
- J. A. McKay. Modeling of direct detection doppler wind lidar I. the edge technique [J]. *Appl. Opt.*, 1998, **37**(27): 6480~6486
- J. A. McKay. Modeling of direct detection doppler wind lidar II. the fringe imaging technique [J]. *Appl. Opt.*, 1998, **37**(27): 6487~6493