

文章编号: 1001-3806(2016)04-0491-05

转动喇曼雷达双光栅单色仪透过率函数的算法

刘玉丽^{1,2}, 孙越胜¹, 陈蕾蕾¹, 曹开法², 胡顺星²

(1. 解放军电子工程学院 物理系 合肥 230037; 2. 中国科学院 安徽光学精密机械研究所 大气成分与光学重点实验室, 合肥 230031)

摘要: 双光栅单色仪的透过率函数对转动喇曼激光雷达回波信号的模拟计算、温度反演灵敏度的分析、温度反演公式的选择等具有重要作用。为了研究双光栅单色仪透过率函数的算法, 采用一个变量把衍射光斑占出射光纤横截面积的比表示出来, 然后利用光斑与光纤横截面是相离、相交还是相切的关系给出了透过率函数, 对 532nm 的双光栅单色仪的透过率函数进行了理论分析与实验研究。结果表明, 532nm 双光栅单色仪的透过率曲线的中心波长分别为 529.0nm, 530.3nm, 533.8nm 和 535.1nm, 带宽为 0.48nm, 模拟的回波信号与实测回波信号基本重合, 双光栅单色仪透过率函数的计算方法是正确的。

关键词: 激光技术; 透过率函数; 横截面积比; 大气温度**中图分类号:** TN958.98 **文献标志码:** A **doi:** 10.7510/jgjs.issn.1001-3806.2016.04.008

Algorithm of double grating monochromator transmittance function of rotational Raman radar

LIU Yuli^{1,2}, SUN Yuesheng¹, CHEN Leilei¹, CAO Kaifa², HU Shunxing²

(1. Department of Physics, The Electronic Engineering Institute of People's Liberation Army of China, Hefei 230037, China; 2. Key Laboratory of Atmospheric Composition and Optical Radiation, Anhui Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Hefei 230031, China)

Abstract: Transmission function of double grating monochromator plays an important role in rotational Raman lidar's simulation calculation of echo signal, the analysis of temperature inversion sensitivity, the selection of temperature inversion formula and so on. In order to study algorithm of double grating monochromator transmittance function, the sectional area ratio between light spot and output optical fiber was expressed by a variable. And then transmission function was given by the relationship of phase, intersection, tangent between light spot and output optical fiber cross section. 532nm double grating monochromator transmission function was analyzed in theory and verified in experiments. The results show that, central wavelength of 532nm double grating monochromator transmission curve is 529.0nm, 530.3nm, 533.8nm and 535.1nm respectively and the bandwidth is 0.48nm. The simulated echo signal and the measured echo signal are basically consistent. The calculation method of double grating monochromator transmittance function is correct.

Key words: laser technique; transmittance function; ratio of sectional area; atmospheric temperature

引言

氮气和氧气分子的转动喇曼后向散射信号的强度比是温度的指数函数, 转动喇曼激光雷达就是根据这个原理反演大气温度^[1]。在测量大气温度的方法中, 激光雷达具有高的时空分辨率成为研究热点^[2]。自

从 1972 年 COONEY 提出用转动喇曼谱线测量大气温度以来^[3], 这项技术发展得很快, 无论国内^[4-6] 还是国外^[7-9] 的学者都搭建了转动喇曼激光雷达系统并发表了研究论文。雷达研究者通常用干涉滤光片^[7] 或双光栅单色仪^[1,8-9] 来提取转动喇曼谱线。双光栅单色仪提取转动喇曼谱线, 能使斯托克斯和反斯托克斯信号求和, 增加信号的强度, 提高温度的测量精度。在转动喇曼激光雷达的研制中, 回波信号的模拟计算、双光栅单色仪参量的选取、温度反演灵敏度的分析、温度反演公式的选择、信噪比的估算等都会用到透过率函数, 因此透过率函数的计算方法是十分重要的。在本文中, 根据光斑与出射光纤之间是相离、相切还是相交的关系给出了双光栅单色仪透过率函数的计算方法, 并

基金项目: 中国科学院大气成分与光学重点实验室开放课题基金资助项目(2013JJ01); 国家自然科学基金资助项目(41205020)

作者简介: 刘玉丽(1979-), 女, 讲师, 主要从事激光雷达系统的研究。

E-mail: 13956989561@139.com

收稿日期: 2015-04-24; 收到修改稿日期: 2015-06-16

给出了 532nm 的双光栅单色仪的透过率函数曲线。为了验证这种计算方法的可行性,用此方法模拟计算了转动喇曼激光雷达的回波信号,与实测回波信号进行了对比,表明了此种计算方法是合理的。

1 双光栅单色仪工作原理

图 1 是双光栅单色仪的结构及焦平面上光斑位置示意图。双光栅单色仪由光栅、透镜、焦板和光纤组成。由光纤将望远镜接收的后向散射光送入第 1 块焦板的入射光纤的位置,由焦点发出的光经过透镜后变成平行光,入射到光栅上,由于不同量子数的转动喇曼谱线的波长不同,衍射角不同,所以衍射后会聚到焦板的不同位置上,然后用 4 根光纤来接收氮气分子的量子数为 ±6, ±12 的 4 组谱线(λ₁ ~ λ₄)。在第 2 块焦板上,在选定的位置放入这 4 根光纤,经透镜准直及第 2 块光栅衍射后,量子数为 ±6 的转动喇曼谱(λ₁ 和 λ₂)会聚到光纤 1,而量子数为 ±12 的转动喇曼谱(λ₃ 和 λ₄)会聚到光纤 2^[10]。

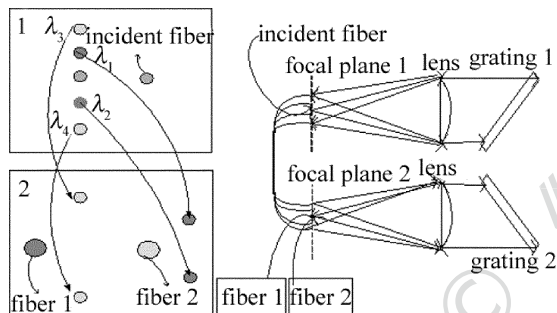


Fig. 1 Structure of double grating monochromator

2 双光栅单色仪透过率函数的计算方法

当衍射光斑在出射光纤的横截面里面时,规定这一级谱线的透过率为 1;当衍射光斑与出射光纤的横截面相交时,规定这一级谱线的透过率为光纤横截面里面的那一部分光斑与光纤的横截面积比;当衍射光斑与出射光纤的横截面相离时,规定这一级谱线的透过率为 0。首先用几何的方法计算了衍射光斑占出射光纤的横截面积比,然后由光栅衍射理论计算了任一级谱线在焦板上的光斑中心到第 6 级或第 12 级谱线的光斑中心的垂直距离,最后由光斑与出射光纤横截面是相离、相切还是相交的关系给出了透过率函数。

如图 1 所示,在第 1 块焦板上,入射光纤的芯径跟出射光纤的芯径是相同的,经第 1 块光栅衍射后,衍射光斑跟出射光纤的芯径大小也是相同的;在第 2 块焦板上,入射光纤的芯径跟出射光纤的芯径是不同的,一般出射光纤的芯径要大一些,因此经第 2 块光栅衍射后,光斑比出射光纤的芯径小。在计算光斑占出射光

纤的横截面积比时,因为第 1 块焦板上的衍射光斑与出射光纤的横截面积相同,是第 2 块的特例,所以以第 2 块焦板上的衍射光斑与出射光纤的横截面为例。

如图 2 所示,设以 O 为圆心的圆为出射光纤的横截面,以 N 为圆心的圆为某一级谱线在焦平面上形成的光斑,假设这一级谱线的光斑中心 N 点到光纤中心 O 点的距离为 Δc, P 点为 QM 与 ON 的交点,且 QM 与 ON 相互垂直, R 点为 ON 的中点,设 RP = x, ON = Δc, OP = a = $\frac{1}{2}\Delta c + x$,两个圆的半径分别为 ρ_o 和 ρ_{in}。

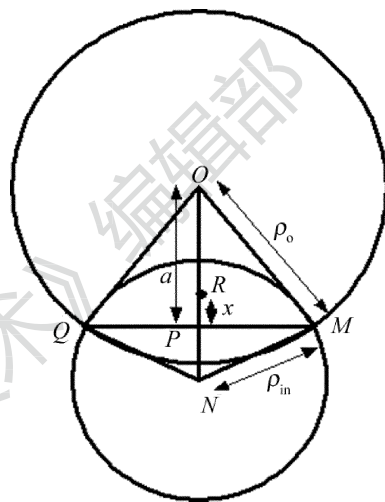


Fig. 2 Intersection of light spot and output fiber cross-section

在 ΔOPM 中,有勾股定理:

$$PM = \sqrt{\rho_o^2 - \left(\frac{1}{2}\Delta c + x\right)^2} \quad (1)$$

在 ΔNPM 中,有勾股定理:

$$PM = \sqrt{\rho_{in}^2 - \left(\frac{1}{2}\Delta c + x\right)^2} \quad (2)$$

由(1)式和(2)式,得到:

$$x = \frac{\rho_o^2 - \rho_{in}^2}{2\Delta c}, \text{ 则 } a = \frac{1}{2}\left(\Delta c + \frac{\rho_o^2 - \rho_{in}^2}{\Delta c}\right) \quad (3)$$

则两个圆相交部分的面积为: $S = S_{\text{fan}OQM} - S_{\Delta OQM} + S_{\text{fan}NQM} - S_{\Delta NQM}$ 。在 ΔQOM 中, OQ = OM, 所以 ∠OQM = ∠OMQ, ∠QOM = π - 2∠OMQ = π - 2arcsin $\frac{a}{\rho_o}$, $S_{\text{fan}OQM} = \frac{1}{2}\rho_o^2 \sin \angle QOM = \rho_o^2 \cdot \left[\frac{\pi}{2} - \arcsin\left(\frac{a}{\rho_o}\right)\right]$, $S_{\Delta OQM} = a \cdot \sqrt{\rho_o^2 - a^2}$ 。

在 ΔQNM 中, NQ = NM, 所以 ∠NQM = ∠NMQ, ∠QNM = π - 2∠NMQ = π - 2arcsin $\left(\frac{\Delta c - a}{\rho_{in}}\right)$, $S_{\text{fan}NQM} = \frac{1}{2}\rho_{in}^2 \left[\pi - 2\arcsin\left(\frac{\Delta c - a}{\rho_{in}}\right)\right] = \rho_{in}^2 \left[\frac{\pi}{2} + \arcsin\left(\frac{a - \Delta c}{\rho_{in}}\right)\right]$, $S_{\Delta NQM} = (\Delta c - a) \sqrt{\rho_{in}^2 - (a - \Delta c)^2}$ 。

相交部分面积占出射光纤的横截面积比为:

$$R(a, \Delta c, \rho_o, \rho_{in}) = \frac{1}{\pi \rho_o^2} \left\{ (a - \Delta c) \sqrt{\rho_{in}^2 - (a - \Delta c)^2} + \rho_{in}^2 \left[\frac{\pi}{2} + a \sin\left(\frac{a - \Delta c}{\rho_{in}}\right) \right] - a \sqrt{\rho_o^2 - a^2} + \rho_o^2 \left[\frac{\pi}{2} - a \sin\left(\frac{a}{\rho_o}\right) \right] \right\} \quad (4)$$

若入射光波长为 λ_0 , 衍射级为 k , 光栅常数为 d , 则衍射角 $\alpha = \text{asin}\left(\frac{k\lambda_0}{2d}\right)$, 透镜焦距为 F , v 是氮气分子任意一级谱线的波数, v' 是氮气分子量子数为 ± 6 , ± 12 的谱线的波数, v_s 为氮气分子斯托克斯支谱线的波数, v_{AS} 是氮气分子反斯托克斯支谱线的波数。在焦平面上, 任一级谱线的衍射光斑中心与焦点的垂直距离为:

$$c(v) = F \cdot \tan\left[\text{asin}\left(\frac{k}{d \cdot v} - \sin\alpha\right) - \alpha \right] \quad (5)$$

在焦平面上, 任一级谱线的衍射光斑中心到第6级或第12级谱线光斑中心的垂直距离为:

$$\Delta c = |c(v) - c(v')| \quad (6)$$

式中, $c(v)$ 是任一级谱线的衍射光斑中心到焦点的垂直距离, $c(v')$ 是第6(-6)级或第12(-12)级谱线的光斑中心到焦点的垂直距离。

在第1块焦板上, 设入射光纤半径为 ρ_{in} , 出射光纤半径 $\rho_{o,1}$, 且 $\rho_{o,1} = \rho_{in}$, 则在第2块焦板上, 入射光纤半径为 ρ_{in} , 出射光纤半径为 $\rho_{o,2}$, 且 $\rho_{o,2} > \rho_{in}$ 。如图3所示, 经过第1块光栅后, 在焦板上某一级谱线的光斑与出射光纤的中心之间的距离大于 $\rho_{o,1} + \rho_{in}$ 时, 即两个圆相离时, 这一级谱线不能进入光纤; 当某一级谱线的光斑与出射光纤的中心之间的距离小于 $\rho_{o,1} - \rho_{in}$ 时, 即两个圆重合在一起, 这一级谱线完全进入光纤; 当这个距离处于两者之间时, 即两个圆相交时, 光斑只有一部分能量进入光纤。由此得到经过第1个光栅衍射后的透过率函数为:

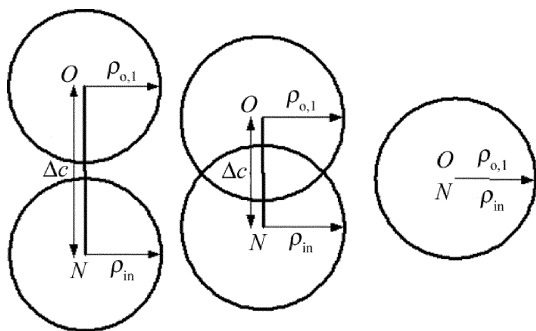


Fig. 3 Relationship between light spot and fiber cross-section in the focal plane of the first grating

$$S_1(v, v') =$$

$$\begin{cases} 0, (\Delta c(v, v') \geq \rho_{o,1} + \rho_{in}) \\ 1, (\Delta c(v, v') \leq |\rho_{o,1} - \rho_{in}|) \\ R(a, \Delta c, \rho_{o,1}, \rho_{in}), (|\rho_{o,1} - \rho_{in}| \leq \Delta c(v, v') \leq \rho_{o,1} + \rho_{in}) \end{cases} \quad (7)$$

如图4所示, 经过第2块光栅后, 在焦板上某一级谱线的光斑与出射光纤的中心之间的距离大于 $\rho_{o,2} + \rho_{in}$ 时, 即两个圆相离时, 这一级谱线不能进入光纤; 当某一级谱线的光斑与出射光纤的中心之间的距离小于 $\rho_{o,2} - \rho_{in}$ 时, 即光斑在光纤横截面里面, 这一级谱线完全进入光纤; 当这个距离处于两者之间时, 即两个圆相交时, 光斑只有一部分能量进入光纤。

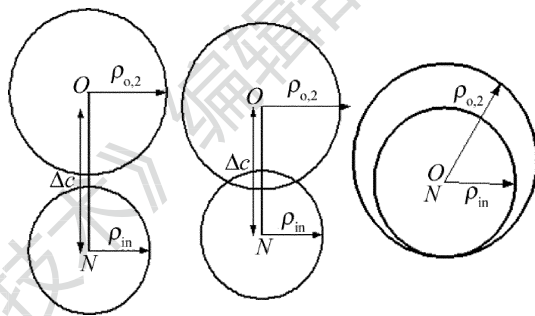


Fig. 4 Relationship between light spot and fiber cross-section in the focal plane of the second grating

由此得到经过第2个光栅衍射后的透过率函数:

$$S_2(v, v') =$$

$$\begin{cases} 0, (\Delta c(v, v') \geq \rho_{o,2} + \rho_{in}) \\ 1, (\Delta c(v, v') \leq |\rho_{o,2} - \rho_{in}|) \\ R(a, \Delta c, \rho_{o,2}, \rho_{in}), (|\rho_{o,2} - \rho_{in}| \leq \Delta c(v, v') \leq \rho_{o,2} + \rho_{in}) \end{cases} \quad (8)$$

经过两块光栅衍射后, 双光栅单色仪的透过率函数应该是每块光栅衍射后透过率函数的乘积, 高低阶谱线的透过率函数分别为:

$$\begin{cases} S_{\Sigma 6}(v) = S_1(v, v_s(6)) \cdot S_2(v, v_s(6)) + S_1(v, v_{AS}(6)) S_2(v, v_{AS}(6)) \\ S_{\Sigma 12}(v) = S_1(v, v_s(12)) \cdot S_2(v, v_s(12)) + S_1(v, v_{AS}(12)) S_2(v, v_{AS}(12)) \end{cases} \quad (9)$$

3 双光栅单色仪的透过率曲线图

已研制的双光栅单色仪的参量如下: 入射波长 $\lambda_0 = 532\text{nm}$, 光纤半径 $\rho_{o,1} = 0.3\text{mm}$, $\rho_{o,2} = 0.5\text{mm}$, 透镜焦距 $F = 200\text{mm}$, 光栅常数 $d = 600\text{g/mm}$, 衍射级 $k = 5$ 级。将这些参量带入(5)式, 求出任意一级谱线在焦平面上的光斑中心与焦点的垂直距离 $c(v)$, 然后由(6)式求出任一级谱线到第6级或第12级谱线的距离 Δc , 由(7)式得到第1块光栅的透过率函数 $S_1(v,$

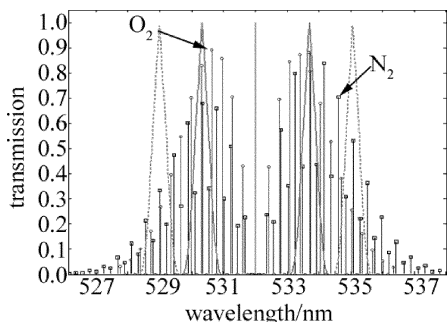


Fig. 5 Transmission of the first grating

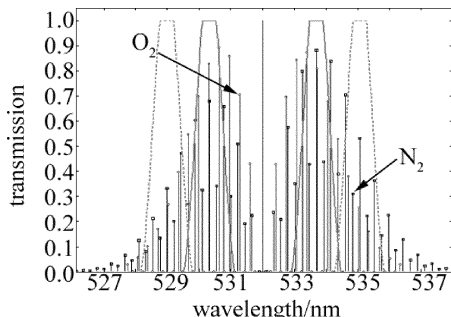


Fig. 6 Transmission of the second grating

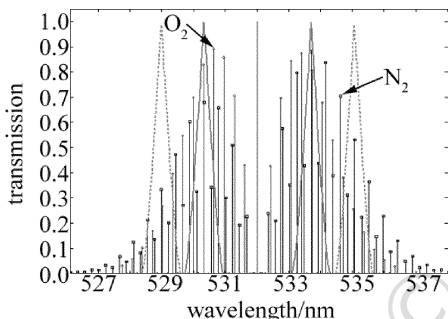


Fig. 7 Transmission of double grating monochromator

v'),如图5所示,其中实线表示低阶谱线的透过率曲线,虚线表示高阶谱线的透过率曲线;由(8)式得到经过第2块光栅的透过率函数 $S_2(v, v')$,如图6所示;由(9)式得到双光栅单色仪的透过率函数 $S_{\Sigma_6}(v)$, $S_{\Sigma_{12}}(v)$,如图7所示。在第1块光栅的焦平面上,入射光纤与出射光纤芯径相同,所以衍射光斑与出射光纤芯径大小相同,只有当衍射光斑与出射光纤芯径的中心重合在一起时,衍射光斑的能量才能全部耦合进入光纤,透过率为1,所以透过率曲线呈三角形,但在第2块光栅的焦平面上,由于入射光纤与出射光纤芯径不同,为了使更多的光耦合进入光纤,一般入射光纤芯径小于出射光纤的芯径,从而使衍射光斑小于出射光纤芯径,衍射光斑在出射光纤的芯径里面一定范围内,透过率都为1,因此透过率曲线呈梯形;将第1块光栅与第2块光栅的透过率函数相乘,得到双光栅单色仪的透过率函数,经过两块光栅后透过率线形呈三角形形状,但是比经过第1块光栅后的透过率曲线的带宽宽。由图7可看出,双光栅单色仪的透过率曲线的中心波

长为 529.0nm, 530.3nm, 533.8nm, 535.1nm, 带宽为 0.48nm。

4 计算方法的验证

为了验证双光栅单色仪透过率函数计算方法的可行性,用上面的方法计算了 532nm 转动喇曼激光雷达的回波光子数,与实测回波光子数进行了对比,说明了采用的透过率函数的计算方法是合理的。

转动喇曼激光雷达接收到的大气中氮气(N_2)和氧气(O_2)分子的转动喇曼后向散射光子数为^[11]:

$$N(z) = \frac{CN_0 T^2(z)}{z^2} \sum_{i=N_2, O_2} \sum_{j_i} \beta(j_i, t) \quad (10)$$

式中, C 是激光雷达常数, N_0 是激光发射的光子数, $T(z)$ 是大气透过率, z 是探测层的高度, β 是后向散射系数, j_i 为氮气或氧气的转动量子数 ($i = N_2, O_2$), t 为温度。

从图7中可以看出,在以氮气分子的 $j=6$ 为中心的透过率曲线包括氮气量子数为 4, 5, 6, 7, 8 的 5 条谱线,同时包含着氧气量子数为 6, 7, 8, 9, 10, 11, 12 的 7 条谱线,在以氮气分子的 $j=12$ 为中心的透过率曲线包括氮气量子数为 10, 11, 12, 13, 14 的 5 条谱线,同时包含着氧气量子数为 14, 15, 16, 17, 18, 19, 20 的 7 条谱线,所以在计算回波信号时,应该是透过率曲线包含的谱线的强度的和,同时还要乘上两块光栅的透过率。因此,高量子数和低量子数的氮气和氧气分子的后向散射系数分别表示为:

$$\left\{ \begin{aligned} \beta_{low, N_2}(t) &= \sum_{j=4}^8 [\beta_{N_2}(j, t) S_1(v_{AS}(j), v_{AS}(6)) \cdot \\ &S_2(v_{AS}(j), v_{AS}(6)) + \beta_{N_2}(j, t) S_1(v_S(j), \\ &v_S(6)) S_2(v_S(j), v_S(6))] \\ \beta_{high, N_2}(t) &= \sum_{j=10}^{14} [\beta_{N_2}(j, t) S_1(v_{AS}(j), v_{AS}(12)) \cdot \\ &S_2(v_{AS}(j), v_{AS}(12)) + \beta_{N_2}(j, t) S_1(v_S(j), \\ &v_S(12)) \cdot S_2(v_S(j), v_S(12))] \\ \beta_{low, O_2}(t) &= \sum_{j=6}^{12} [\beta_{O_2}(j, t) S_1(v_{AS, O_2}(j), v_{AS}(6)) \cdot \\ &S_2(v_{AS, O_2}(j), v_{AS}(6)) + \beta_{O_2}(j, t) S_1(v_{S, O_2}(j), \\ &v_{S, O_2}(6)) \cdot S_2(v_{S, O_2}(j), v_{S, O_2}(6))] \\ \beta_{high, O_2}(t) &= \sum_{j=14}^{20} [\beta_{O_2}(j, t) S_1(v_{AS, O_2}(j), v_{AS}(12)) \cdot \\ &S_2(v_{AS, O_2}(j), v_{AS}(12)) + \beta_{O_2}(j, t) S_1(v_{S, O_2}(j), \\ &v_{S, O_2}(12)) S_2(v_{S, O_2}(j), v_{S, O_2}(12))] \end{aligned} \right. \quad (11)$$

转动喇曼激光雷达所采用的系统参量如表 1 所示。

Table 1 Parameters of rotational Raman lidar

system parameter	value
pulse energy	200mJ
pulse repetition frequency	20Hz
receiver diameter	356mm
launching system optical transmittance	0.80
receiving system optical transmittance	0.10
lens focal length	200mm
gratings diffraction order	5
grating constant	600g/mm
input fiber core diameter	0.6mm
output fiber core diameter	1.0mm
detection quantum efficiency	0.1
vertical resolution	30m

将后向散射系数及这些参量带入(10)式,就可以得到量子数为 6 和 12 的回波光子数。图 8 中给出了实测与模拟的回波光子数,从图中可以看出,从地面到 8km 高度范围内,模拟的回波光子数与实测回波光子数两条曲线基本上是重合的,在低层有一定的差别,可能是由于大气模式与真实大气的垂直分布有所不同导致的;在 2km 到 8km,由于激光能量的衰减,实测信号在模拟信号附近震荡,并显示一定的起伏。模拟信号与实测信号的一致性说明,数值模拟计算所采用的双光栅单色仪透过率函数的计算方法是正确的。

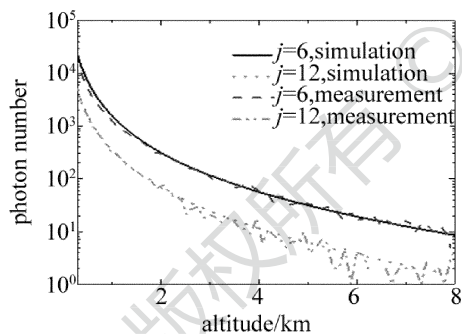


Fig. 8 Comparison of the simulation signal and the actual signal of rotational Raman lidar

5 结论

由光斑占光纤的横截面积比给出了双光栅单色仪的透过率函数的计算方法。计算表明,已研制的双光栅单色仪的透过率函数曲线的中心波长为 529.0nm,

530.3nm,533.8nm 和 535.1nm,带宽为 0.48nm。并用此方法计算了转动喇曼测温激光雷达的回波信号,与实测回波信号进行了对比,表明透过率函数的算法是正确的。本文中双光栅单色仪透过率函数的算法对转动喇曼激光雷达的理论和实验研究具有一定的参考价值,还可以将双光栅单色仪透过率函数的算法推广到单光栅、多光栅光谱仪中去。因此,本文中的算法在光栅光谱仪透过率函数的计算中会有广泛的应用前景。

参 考 文 献

- [1] JIA J Y, YI F. Atmospheric temperature measurements at altitudes of 5 ~ 30km with a double-grating based pure rotational Raman lidar [J]. Applied Optics, 2014,53(24): 5330-5343.
- [2] ZHUANG Z B, HUANG W, FU Ch, et al. Portable visibility detector based on backward scattering lidar[J]. Laser Technology, 2015, 39(1):46-49 (in chinese).
- [3] COONEY J A. Measurement of atmospheric temperature profiles by Raman backscatter [J]. Journal of Applied Meteorology, 1972,11(1):108-112.
- [4] MAO J D, XIE Zh, WU M, et al. Ultraviolet rotational Raman lidar for high accuracy temperature profiling of the planetary boundary layer [J]. Proceedings of the SPIE, 2008,7130:1-6.
- [5] ZHONG Sh, YI F, ZHANG Sh D. A new method for inversion of atmospheric temperature and aerosol backscatter coefficient using pure rotational Raman spectrum[J]. Chinese Journal of Geophysics, 2012, 55(11):3527-3533 (in Chinese).
- [6] GE X Y, CHEN S Y, ZHANG Y Ch. The echelle grating monochromator's design for pure rotational raman lidar[J]. Spectroscopy and Spectral Analysis, 2013,33(2):567-570 (in Chinese).
- [7] MASAHARU I, HISAJI K, TADASHI K. Efficient ultraviolet rotational Raman lidar for temperature profiling of the planetary boundary layer [J]. Japanese Journal of Applied Physics, 2012, 51(4): 052401.
- [8] RADLACH M, BEHRENDT A, WULFMEYER V. Scanning rotational Raman lidar at 355nm for the measurement of tropospheric temperature fields[J]. Atmospheric Chemistry and Physics, 2008, 8(1): 159-169.
- [9] DUKHYEON K, HYUNGKI CH. Pure rotational Raman lidar for atmospheric temperature measurements[J]. Journal of the Korean Physical Society,2001,39(5):838-841.
- [10] YAN J X, GONG Sh Sh, LIU Zh Sh. Lidar for environment monitoring [M]. Beijing:Science Press,2001:177-178 (in Chinese).
- [11] WANG Sh 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 (in Chinese).