

基于激光器输出模式的离轴激光雷达重叠因子 计算及近场信号校正^{*}

刘巧君¹⁾ 杨 林¹⁾ 王 予¹⁾ 左浩毅¹⁾ 罗时荣^{1)†} 郑玉臣¹⁾²⁾

1) 四川大学物理系, 成都 610064)

2) 澳门科技大学, 澳门)

(2008 年 11 月 19 日收到, 2009 年 1 月 12 日收到修改稿)

基于几何分析, 将离轴激光雷达在近距离范围内望远镜视场与发射激光分布的交叠区分为三种形状, 并给出了计算离轴激光雷达重叠因子的解析计算公式. 基于该公式和发射激光的高斯分布得到了本实验室 Mie 散射激光雷达重叠因子随高度的变化曲线. 利用该曲线对成都地区在不同天气状况下的雷达回波信号进行了校正. 在此基础上, 利用 Klett 算法对校正后的回波信号进行了反演, 得到了 532 nm 波长大气消光系数随高度的变化曲线. 结果表明, 基于文中校正方法得到的大气消光系数能反映实际的天气情况.

关键词: 离轴雷达, 重叠因子, 高斯模式

PACC: 9265R, 9580D, 9410G

1. 引言

大气气溶胶是大气环境中组成复杂、危害较大的污染物之一, 对地-气系统的能量收支有着重要的影响, 进而影响到局地, 乃至全球气候. 尤其是近地面层气溶胶, 与地球表面的生态环境和人类健康息息相关^[1,2]. 激光雷达的出现为气溶胶的探测提供了有力的工具^[3-7]. 通常情况下, 根据激光光轴与接收望远镜系统光轴是否重合可以将大气激光雷达系统分为同轴和离轴两类. 与同轴激光雷达相比, 离轴雷达具有造价相对低, 且可避免低空较强散射导致的探测器响应信号饱和等优点, 在大气探测中得到了广泛应用. 但因离轴激光雷达的激光发射单元和信号接收单元光轴的不重合及激光散斑效应对激光雷达探测性能的影响^[8,9], 导致近场回波信号不能进入或只有部分进入接收望远镜视场, 因此直接利用雷达回波信号难于反演近场大气的真实信息. 在早期的 Mie 散射激光雷达回波信号的反演中, 往往舍弃近场信息^[10]. 但大气的近场状况与人类的活动直接相关, 近场信息的舍弃对大气环境的监测是不完整的. 为了获得近场大气信息, 需对近场回波信号进

行校正. Sasano 等^[11]使用实验方法, 得到了离轴激光雷达的几何重叠因子, 该方法需要选择一个合适的远场位置处的回波信号作为基础. 贺应红等^[12]将回波信号对数距离校正函数 $S(z)$ 的近场曲线与近场曲线的二次拟合曲线之差作为近场回波信号细节, 叠加到远场完全交叠区的 $S(z)$ 拟合直线的反向延长线上, 从而得到修正后的近场 $S(z)$ 曲线. 王治华等^[13]在文献 [12] 的基础上, 考虑到发射激光的高斯光束分布特征, 即对发射激光的分布范围用高斯光束束宽为半径的圆代替, 得到了与实际大气状况更为接近的结果. 在文献 [12] 和 [13] 中都假定发射激光光强在它的分布范围内是各处均匀的, 这与实际情况有差异. 本文基于激光光强的空间分布, 得到了计算重叠因子的解析表达式, 利用该表达式得到了本实验室 Mie 散射激光雷达的重叠因子随距离的变化曲线, 并在此基础上对不同天气情况下的回波信号进行近场校正. 利用 Klett 算法^[10]对校正后回波信号进行反演得到了符合实际情况的大气消光系数.

2. 基于激光发射模式的重叠因子计算

离轴激光雷达的重叠因子 $Y(z)$ 定义为在一定

^{*} 澳门特别行政区科学技术发展基金(批准号: 021/2007/A2)和国家自然科学基金(批准号: 60078020, 60478044)资助的课题.

[†] 通讯联系人, E-mail: luosr@scu.edu.cn

距离上落入望远镜视场中的光束能量 $P(z)$ 与该距离上光束总能量 $P_0(z)$ 的比值, 即有

$$Y(z) = \frac{P(z)}{P_0(z)}, \quad (1)$$

其中 $P_0(z)$ 和 $P(z)$ 应分别等于激光在 z 面上的光强分布 $K(r, z)$ 在激光全分布范围 $S_{\text{las}}(z)$ 上和该分布范围与望远镜视场的交叠区 $S_{\text{lap}}(z)$ 上的积分表示为

$$P_0(z) = \iint_{S_{\text{las}}(z)} K(r, z) r dr d\theta, \quad (2)$$

$$P(z) = \iint_{S_{\text{lap}}(z)} K(r, z) r dr d\theta. \quad (3)$$

从(1)–(3)式可知: $Y(z)$ 与激光传输距离 z 和激光在该处的光强分布有关, 在远场情况下, 激光光束完全包含在望远镜的接收视场里, $Y(z) = 1$; 而在近场情况下, 因发射视场和接收视场仅部分重合, 其值在 0 到 1 之间. 在已有的文献报道中^[12, 13], 大多忽略激光的光强分布特性, 简单地认为激光在它的分布范围内各处光强相等, 在此基础上(1)式化为

$$Y(z) = \frac{S_{\text{lap}}(z)}{S_{\text{las}}(z)}. \quad (4)$$

(4)式与文献[12]中的(3)式和文献[13]中的(5)式是一致的.

考虑到激光在 z 面上的分布特征, 需用(1)–(3)式计算重叠因子. 在本文中假定激光为高斯光束, 若激光在自由空间中传输, z 面上高斯光束的强度分布表示为^[14]

$$K(r, z) = \frac{I_0 \omega_0^2}{\omega^2(z)} \exp[-2r^2/\omega^2(z)], \quad (5)$$

式中 ω_0 为高斯光束束腰半径, I_0 为束腰面上激光光轴上的光强, 而

$$\omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi \omega_0^2}\right)^2} \quad (6)$$

为 z 面上高斯光束的束宽. 将(5)式代入(2)式可得激光分布在 z 面上的总光强为

$$P_0(z) = \frac{\pi I_0 \omega_0^2}{2}. \quad (7)$$

(7)式表明 $P_0(z)$ 和传输距离无关, 这与激光在自由空间中传输时总能量守恒是一致的.

要利用(3)式计算在 z 面上激光进入望远镜视场的能量 $P(z)$, 需要正确确定积分范围, 而该范围与望远镜的视场范围和激光分布范围有关, 由几何光学的知识知望远镜在 z 面上的视场半径可简单地表示为

$$R_T(z) = R_{T0} + z \cdot \tan \phi, \quad (8)$$

式中 ϕ 为望远镜视场角的一半, R_{T0} 为望远镜物镜半径. 考虑到高斯光束的强度分布特性, 激光在 z 面上的能量分布范围可认为是分布在以 $R_L(z) = 4\omega(z)$ 为半径的圆内. 图 1 给出了激光发射视场和望远镜接收视场的不完全交叠区示意图. 显然, 交叠区的形状不同(3)式的积分上下限不同, 而交叠区的形状与 $R_T(z)$, $R_L(z)$ 以及激光光轴和望远镜光轴之间的距离 d 有关.

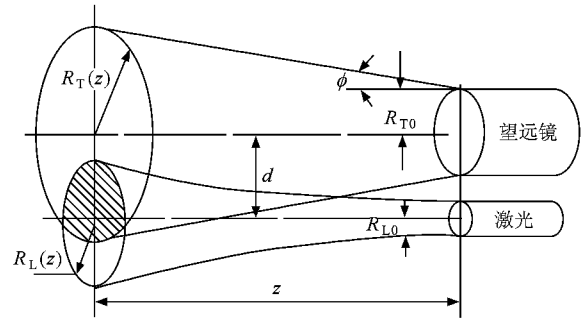


图 1 激光发射视场和望远镜接收视场的不完全交叠区示意图

通过繁琐的几何分析知: 交叠区的形状有三种可能类型. 为了便于说明这三种类型, 我们用 O_L , O_T 分别代表 z 面上激光分布范围中心和望远镜视场中心, l_T 和 l_L 分别为界定交叠区域的望远镜视场边缘弧段和激光分布范围的边缘弧段. 2α 和 2β 分别为圆弧 l_T 和 l_L 对 O_T , O_L 所张的圆心角, 如图 2 所示. 第一种情况(见图 2(a)), z 面上 O_L 在望远镜视场外, 且距离 l_T 较远, 此时满足的条件为 $R_L^2(z) + R_T^2(z) < d^2$; 第二种情况(见图 2(b)), O_L 在望远镜视场外, 但距离 l_T 较近, O_L 与两圆交点的连线恰好将交叠面积分割为三块, 此时需满足的条件为 $R_L^2(z) + R_T^2(z) \geq d^2$ 且 $R_L(z) \leq d$; 第三种情况(见图 2(c)), O_L 在望远镜视场内, 此时需满足条件为 $R_T(z) > d$.

结合(3)式和图 2 可知要计算分布在交叠区域内的激光能量 $P(z)$ 需确定 β 角和从圆心 O_L 到圆弧 l_L 上任意点 P 的距离 x , 而 x , $R_L(z)$ 和 d 为一三角形的三边(见图 3). 由余弦定理易得

$$\beta = \arccos \frac{R_L^2(z) + d^2 - R_T^2(z)}{2R_L(z) \cdot d}, \quad (9)$$

$$x^2 + d^2 - R_T^2(z) = 2xd \cos \theta. \quad (10)$$

在 θ 一定时, 由(10)式可得

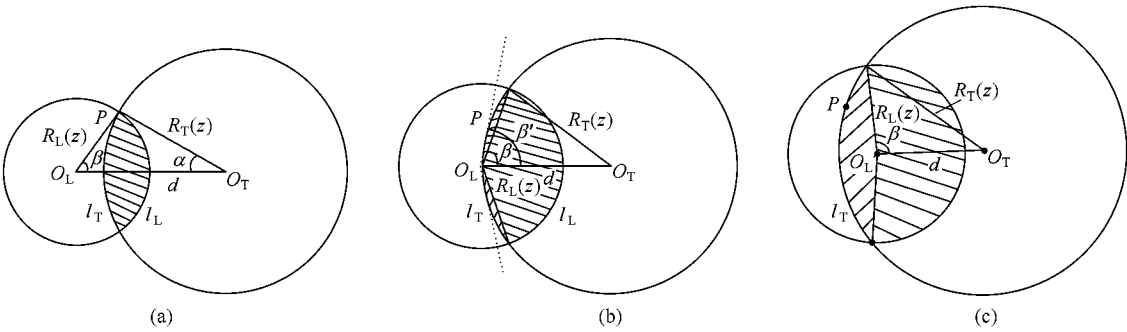


图2 交叠区的三种可能情况 (a) 第一种情况 $R_L^2(z) + R_T^2(z) < d^2$ (b) 第二种情况 $R_L^2(z) + R_T^2(z) \geq d^2$ 且 $R_T(z) \leq d$ (c) 第三种情况 $R_T(z) > d$

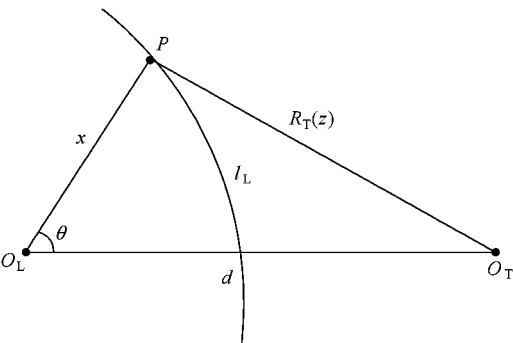


图3 圆心 O_L 到圆弧 l_L 上任意点 P 的距离 x 示意图

$$x_1 = d \cos \theta - \sqrt{d^2 \cos^2 \theta - d^2 + R_T^2(z)} \quad (R_T(z) \leq d), \quad (11)$$

$$x_2 = d \cos \theta + \sqrt{d^2 \cos^2 \theta - d^2 + R_T^2(z)} \quad (R_T(z) > d). \quad (12)$$

对应于图2所示的三种不同类型的交叠形状,激光能量 $P(z)$ 的表达式不同.

1) 对应于图2(a)所示的情况,即 $R_L^2(z) + R_T^2(z) < d^2$ 有

$$P(z) = \int_{-\beta}^{\beta} d\theta \int_{x_1}^{R_L(z)} K(r, z) r dr. \quad (13)$$

2) 对应于图2(b)所示的情况,即 $R_L^2(z) + R_T^2(z) \geq d^2$ 且 $R_T(z) \leq d$ 有

$$P(z) = \int_{-\beta}^{\beta} d\theta \int_{x_1}^{R_L(z)} K(r, z) r dr + 2 \int_{\beta}^{\beta'} d\theta \int_{x_1}^{x_2} K(r, z) r dr, \quad (14)$$

其中 $\beta' = \arcsin \frac{R(z)}{d}$ 是过点 O_L 作的望远镜视场边缘的切线与线段 $O_L O_T$ 的夹角.

3) 对应于图2(c)所示的情况,即 $R_T(z) > d$ 有

$$P(z) = \int_{-\beta}^{\beta} d\theta \int_0^{R_L(z)} K(r, z) r dr + \int_{\beta}^{2\pi-\beta} d\theta \int_0^{x_2} K(r, z) r dr. \quad (15)$$

(13)–(15) 式是本文所得的主要解析结果,利用它可得到 z 面上分布在交叠区内的激光能量 $P(z)$. 将所得结果和(7)式一并代入(1)式可得该面上的重叠因子. 图4是利用本文方法(实线)和实验方法^[11](点线)得到的本课题组所用激光雷达的重叠因子 $Y(z)$ 随探测距离 z 的变化曲线. 对比两条曲线可见,两种方法得到的重叠因子曲线变化趋势大致一致,说明本文理论计算方法是可行的. 从图可见,在 $z < 0.05 \text{ km}$ 的范围内, $Y(z) = 0$, 意味着激光完全未进入望远镜视场,在 $0.05 \text{ km} < z < 0.8 \text{ km}$ 范围内, $Y(z)$ 从0逐渐增大为1,表明激光逐渐进入望远镜视场,而在 $z > 0.8 \text{ km}$ 范围内, $Y(z) = 1$, 表明激光全部进入望远镜视场.

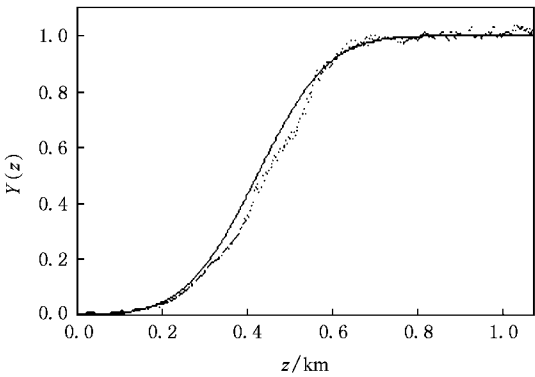


图4 用本文方法(实线)和实验方法(点线)得到的重叠因子随距离的变化曲线

3. 近场回波信号的校正与反演

事实上在(1)式中定义重叠因子 $Y(z)$ 用到的光

束能量 $P(z)$ 和 $P_0(z)$ 是假定激光在自由空间中传输 z 后落入望远镜视场中的光束能量与该距离上光束总能量. 若考虑到大气对激光的吸收和散射, 可将 (1) 式的分子、分母同乘以大气的后向散射系数 β 和大气透射率 T 的平方, 有

$$Y(z) = \frac{P(z)\beta T^2}{P_0(z)\beta T^2}. \quad (16)$$

根据 Mie 散射激光雷达方程^[11]知 (16) 式中的左边等于实测回波信号 $P_r(z)$ 与理论预期回波信号 $P'_r(z)$ 之比, 据此有

$$P_r(z) = P'_r(z) \cdot Y(z). \quad (17)$$

理论预期对数回波信号距离校正函数为

$$S(z) = \ln(z^2 \cdot P'_r(z)). \quad (18)$$

将 (17) 式代入 (18) 式可得经校正后的 $S(z)$. 图 5(a) 和 (b) 给出了用本文方法得到的成都地区在晴天

(2006 年 5 月 9 日) 和阴天(2004 年 12 月 14 日)校正后的 $S(z)$ 曲线(曲线 c), 为了对比, 在图中还给出了实测的 $S(z)$ 曲线(曲线 a) 和利用文献 [13] 的修正方法所得 $S(z)$ 曲线(曲线 b), 由图可见, 与文献 [13] 的校正方法所得结果(曲线 b) 相比, 用本文方法所得到的晴天和阴天的 $S(z)$ 曲线在近场与远场有近似相等的斜率, 该结果与文献 [11] 中气溶胶空间分布近似统计均匀的结果一致.

基于图 5 的结果, 利用 Klett 算法^[10]反演得到了成都地区在晴天、阴天的大气消光系数 $\sigma(z)$ 随高度的分布曲线(见图 6(a)(b)). 图中曲线 a, b, c 分别为实测结果、利用文献 [13] 校正方法和本文校正方法所得结果. 需要说明的是, 大气消光系数边界值是利用文献 [12] 的方法, 即最小二乘法对回波信号拟合获得的, 而后向散射消光对数比则是根据天气情

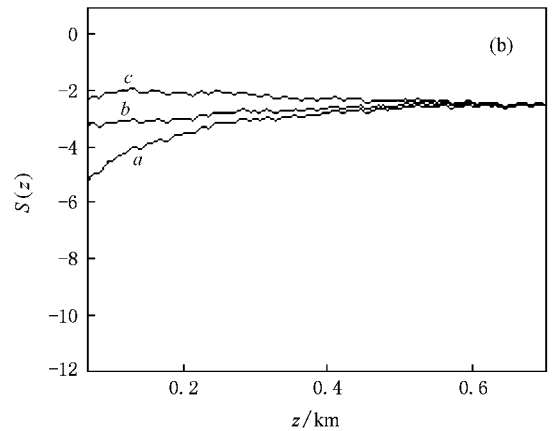
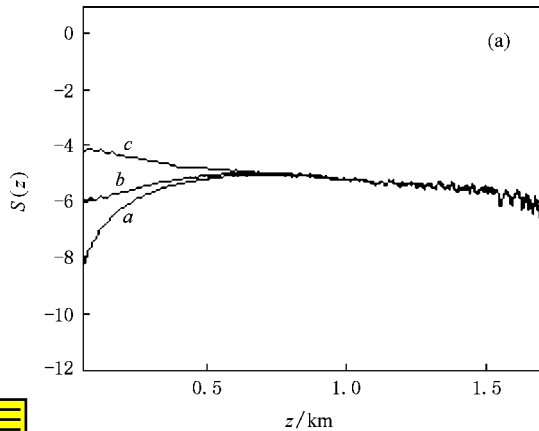


图 5 晴天和阴天天气情况下对数回波信号距离校正函数 (a) 晴天 (b) 阴天

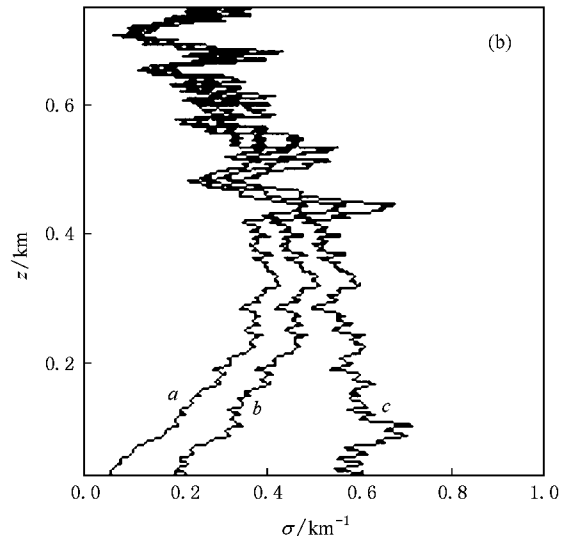
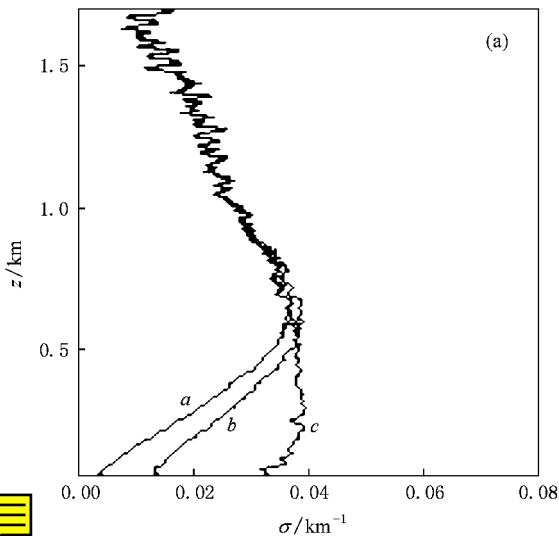


图 6 晴天和阴天天气情况下大气消光系数随高度的变化曲线 (a) 晴天 (b) 阴天

况参考文献 [15] 选取. 从图 6 可见, 实测得到的结果(曲线 a) 和文献 [13] 所得的结果(曲线 b) 表明, 近场的消光系数小于远场的消光系数, 这与晴天和阴天气溶胶的空间分布情况不符. 而本文方法所得的结果(曲线 c) 表明从近场到远场大气消光系数逐渐减小, 比较图 6(a) 和 6(b) 的曲线 c 可知, 晴天消光系数随高度的变化比阴天消光系数随高度的变化要缓慢一些. 这些结果与晴天和阴天气溶胶的空间分布情况一致. 在晴天和阴天决定气溶胶空间分布的因素主要有两种, 一种为热对流, 另一种为重力. 热对流使气溶胶密度在空间均匀分布, 重力的作用使气溶胶密度随高度的增加而逐渐降低. 两种机理共同作用使晴天和阴天气溶胶密度随高度的增加而逐渐减小, 又因热对流在晴天比阴天更剧烈, 所以晴天气溶胶密度随高度的变化比阴天气溶胶密度随高度的变化缓慢一些. 从图 6(a) 和 6(b) 的曲线 c 还可知, 近地面处在 2006 年 5 月 9 日(晴天) 和 2004 年 12 月 14 日(阴天) 的消光系数分别约为 0.035 和 0.55, 由大气能见度与消光系数之间的对应关系^[16] 知, 对应的能见度分别约为 112 和 7 km, 该结果与四川省气象信息中心提供的成都站近地面观测得到的能见度 120 和 8 km 符合较好.

4. 结 论

通过详细的几何分析, 本文总结出了离轴激光雷达在近距离范围内望远镜视场与发射激光分布的交叠区有三种可能形状, 结合这三种形状给出了计算离轴激光雷达重叠因子的解析公式. 利用该公式和基于发射激光的高斯分布特性得到了本实验室 Mie 散射激光雷达重叠因子随高度的变化曲线. 利用该曲线对成都地区在晴天和阴天天气情况下的雷达回波信号进行了校正, 在此基础上, 利用 Klett 算法对校正后的回波信号进行了反演, 得到了 532 nm 波长大气消光系数随高度的变化曲线, 并对结果进行了分析. 结果表明, 基于本文校正方法得到的大气消光系数随高度的变化与这两种天气情况下的气溶胶空间分布一致. 本文基于激光分布特性的离轴激光雷达回波信号校正方法具有普适性, 也可应用于其他实验室的离轴激光雷达回波信号的近场校正.

本文所用能见度数据来自四川省气象信息中心, 谨致谢意.

-
- [1] Zhang X Y 2007 *Advances in Earth Science* **22** 12 (in Chinese) [张 小曳 2007 地球科学进展 **22** 12]
 - [2] Chen J H, Yang J 2007 *Environmental Study and Monitoring* **20** 1 (in Chinese) [陈进华、杨 军 2007 环境研究与监测 **20** 1]
 - [3] Mao J J, Zhang J H 2002 *Acta Meteorologica Sinica* **60** 625 (in Chinese) [毛节泰、张军华 2002 气象学报 **60** 625]
 - [4] Chi R L, Wu D C 2008 *J. Atmos. Environ. Opt.* **3** 179 (in Chinese) [迟如利、吴德成 2008 大气与环境光学学报 **3** 179]
 - [5] Xie C B, Zhou J 2007 *Infrared and Laser Engineering* **36** 365 (in Chinese) [谢晨波、周 军 2007 红外与激光工程 **36** 365]
 - [6] Zhang G X, Zhao Y F 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 7390 (in Chinese) [张改霞、赵曰峰 2008 物理学报 **57** 7390]
 - [7] Tao Z M, Zhang Y C 2004 *Chin. Phys.* **13** 409
 - [8] Guo G J, Shao Y 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 228 (in Chinese) [郭 冠军、劭 芸 2002 物理学报 **51** 228]
 - [9] Guo G J, Shao Y 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 2089 (in Chinese) [郭 冠军、劭 芸 2004 物理学报 **53** 2089]
 - [10] Klett J D 1981 *Appl. Opt.* **20** 211
 - [11] Sasano Y 1979 *Appl. Opt.* **18** 3908
 - [12] He Y H, Cheng A Y S 2005 *Acta Opt. Sin.* **25** 289 (in Chinese) [贺应红、郑玉臣 2005 光学学报 **25** 289]
 - [13] Wang Z H, He Y H 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 3188 (in Chinese) [王治华、贺应红 2006 物理学报 **55** 3188]
 - [14] Lü B D 2003 *Laser Optics* (Beijing: Higher Education Press) p99 (in Chinese) [吕百达 2003 激光光学 (北京: 高等教育出版社) 第 99 页]
 - [15] Wang Z H 2006 *Chin. J. Quantum Electron.* **23** 335 (in Chinese) [王治华 2006 量子电子学报 **23** 335]
 - [16] Sun J Q 1986 *The Detection of Atmosphere by Laser* (Beijing: Science Press) p202 (in Chinese) [孙景群 1986 激光大气探测 (北京: 科学出版社) 第 202 页]

Calculation of the overlap factor and correction of near-field signal of the off-axis lidar based on the Gaussian mode of laser beam^{*}

Liu Qiao-Jun¹⁾ Yang Lin¹⁾ Wang Jie-Yu¹⁾ Zuo Hao-Yi¹⁾ Luo Shi-Rong^{1)†} Andrew Yuk Sun Cheng¹⁾²⁾

¹⁾ (*Department of Physics, Sichuan University, Chengdu 610064, China*)

²⁾ (*Macau University of Science and Technology, Macao, China*)

(Received 19 November 2008 ; revised manuscript received 12 January 2009)

Abstract

Based on the geometrical analysis, the near-field overlapping area shape of an off-axis laser lidar, which is formed by the telescope field of view and the laser distribution, is divided into three types, and the analytical formula for calculating the overlapping factor of off-axis lidar is given. According to the formula and the Gaussian distribution of the laser mode, the curve of the overlapping factor with the altitude of the Mie scattering lidar in our Laboratory is obtained. Using the curve, the lidar return signal under different weather conditions in Chengdu is corrected, based on which the return signal is retrieved by the Klett inversion method, and the curves of the atmospheric extinction coefficient varying with the altitude are obtained. The results show that the atmospheric extinction coefficient obtained by the correction method in the study is accordant with the practical weather condition.

Keywords : off-axis lidar, overlap factor, Gaussian mode

PACC : 9265R, 9580D, 9410G

^{*} Project supported by the Macau Science and Technology Development Fund, Macau SAR, China (Grant Nos. 021/2007/A2) and the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 60078020, 60478044).

[†] Corresponding author. E-mail : luosr@scu.edu.cn