

文章编号: 1001-4322(2004)03-0273-04

利用湍流廓线获得斜程大气相干长度的实验研究^{*}翁宁泉, 吴毅, 汪建业, 肖黎明, 刘晓春, 侯再红,
汪超, 吴晓庆, 孙刚, 龚知本

(中国科学院安徽光学精密机械研究所, 安徽合肥 230031)

摘要: 用两种方法获得有限高度斜程大气相干长度。一种方法用安置在测量铁塔上的温度脉动仪以及多普勒声雷达测量了大气边界层下部折射率结构常数廓线, 用以计算有限高度球面波斜程大气相干长度; 另一种方法用系留气球搭载一个点光源, 在地面用差分光学系统接收球面波到达角起伏法测量了实时斜程大气相干长度。对实验结果进行了比较和分析, 二者都反映了实际大气斜程相干长度的时间变化特点。两种方法结果的相关性比较好, 因此两种方法都可以在大气光学传输研究中应用。最后在实验的基础上对湍流廓线计算球面波斜程大气相干长度作了讨论。

关键词: 大气相干长度; 折射率结构常数; 斜程; 实验

中图分类号: O437 **文献标识码:** A

光波在大气中传播时, 由于大气湍流所引起的折射率起伏导致光波的波前发生畸变, 使得光波的相干性受到破坏, 进而影响光波进一步传播的特性。为了定量研究湍流大气对光束传输的影响, Fried 研究了波前相位起伏的结构函数 $D_\varphi(r)$, 引入了大气相干长度 r_0 的概念^[1], 其定义为

$$\begin{cases} r_0 = [0.423k^2 \int_0^L C_n^2(\eta) d\eta]^{-3/5}, \text{平面波} \\ r_0 = [0.423k^2 \int_0^L C_n^2(\eta)(\eta/L)]^{-5/3} d\eta]^{-3/5}, \text{球面波} \end{cases} \quad (1)$$

式中: k 为光波的波数; L 为光程长度; C_n^2 为折射率结构常数。这样使得波前相位结构函数简化为

$$D_\varphi(r) = 6.88(r/r_0)^{5/3} \quad (2)$$

大气相干长度 r_0 是非常重要的大气光学参数^[3~5], 描述了光波在湍流大气中传播的空间相干性。在光学工程中通常用大气相干长度来表示大气传输路径的光学湍流效应。

从(1)式中可以容易地看到, 大气相干长度可以由沿光路的大气折射率结构常数 C_n^2 积分得到, 折射率结构常数表示了由于湍流引起的折射率起伏强弱^[2], 折射率结构常数又被称为光学湍流。可以通过测量沿光路折射率结构常数的分布, 来计算光路的大气相干长度。

(1)式中同时可以看到, 对于平面波在相干长度的积分计算公式中, 光路中各点折射率结构常数权重一样, 而对于球面波, 积分计算公式中包含了一个距离的权重因子, 因此光路中各点的折射率结构常数对相干长度的影响不同, 这在后面将详细讨论。

1 斜程相干长度测量

对波长为 λ 的光波, 通过湍流介质后到达角起伏方差 σ_a^2 与大气相干长度 r_0 的关系为

$$r_0 = 3.18k^{-6/5} D^{-1/5} \sigma_a^{-6/5} \quad (3)$$

式中: D 为接收望远镜孔径。因此 r_0 可以通过测量到达角起伏方差来获得, 即通过望远镜接收平面上目标成像重心的运动来计算, 为消除仪器本身振动和光源漂动造成的误差, 可使用差分像运动测量法(DIMM)^[3]。差分像运动法是将目标通过光学系统在接收平面上形成两个像, 两个像中心位置之差 $\Delta\rho_c$ 与 r_0 的关系为

$$r_0 = \left\{ \left\{ 2f^2 [0.36(\lambda/D)^{1/3} - 0.242(\lambda/d)^{1/3}] \lambda^{5/3} \right\} / [\langle \Delta\rho_c^2 \rangle - \langle \Delta\rho_c \rangle^2] \right\}^{3/5} \quad (4)$$

式中: f 为望远镜焦距; d 为两光学接收镜的中心间距。利用计算机自动控制和 CCD 成像技术能够实时地测量 $\Delta\rho_c$ 并进行处理, 因而可以对 r_0 进行实时观测。

* 收稿日期: 2003-06-17; 修订日期: 2003-09-18

基金项目: 国家 863 计划项目资助课题

作者简介: 翁宁泉(1966—), 男, 副研究员, 合肥市 1125 信箱; E-mail: wnq@aiofm.ac.cn.

对于整层大气相干长度,可以用天文目标的成像来测量,但对于有限高度的大气相干长度,需要人为设置一个目标,用这个人工目标的成像来计算大气相干长度。

对于廓线积分,由于光路是倾斜的,可以近似地假定折射率结构常数是水平均匀的,这样(1)式中球面波的积分公式可以转化为

$$r_0 = \left\{ 0.423k^2 \int_0^H C_n^2(h) \left[\frac{(H-h)}{H} \right]^{5/3} \frac{dh}{\cos\alpha} \right\}^{-3/5} \quad (5)$$

式中: h 是垂直高度; H 是点光源的垂直高度; α 是光路的仰角。

2 对比实验方法

这里设计了一个实验,用以对比验证有限高度下斜程大气相干长度的测量以及用光学湍流廓线计算相干长度这两种方法。

对比实验的仪器设备布局如图 1 所示。在相干长度的直接测量部分,系留气球(tether ball)搭载一个点光源(lamp),采用了无方向的卤素灯泡,系留气球的高度为 120m,相干长度仪(coherent length measurer)安置在离系留气球 3km 的地方,高度约 5m;湍流廓线测量部分,在系留气球场附近(约 30m)有一 36m 高测量铁塔(measure tower),在铁塔上安装了多层温度脉动仪测量折射率结构常数,高度分别为 7, 12, 18, 28, 36m,在系留气球场和相干长度测量点之间离系留气球场 1km 处安置一台多普勒声雷达(Doppler sodar)(其声波指向远离光学通道,盲区约 30m),用以测量铁塔高度以上的折射率结构常数廓线。

相干长度测量和光学湍流测量同时进行,铁塔和声雷达测量在实验时间段中连续进行,分别采用了 5min 平均来得到一条平均廓线,再计算得到大气相干长度,其统计时间与测量一组到达角起伏所用的时间间隔大致相当。

3 实验结果

对比实验共进行了 4 天,在光源亮度与天空背景光亮度的对比度合适、成像效果较好的情况下,可以得到有效的对比实验测量结果。图 2 给出了其中 1 天的测量结果对比。可以看到相干长度仪和光学湍流廓线积分的结果,其量级和时间变化趋势基本一致,白天时段 15:00~16:30 期间相干长度较短,小于 10cm;16:30 以后随着日落太阳辐射减弱,进入了所谓日落日出的“转换时刻”^[6,7],这时由于湍流减弱,相干长度相应地变长,到 17:30 左右超过了 20cm;“转换时刻”以后,随着湍流增强,相干长度再变短,但平均会比白天的略长。这种时间变化特征与通常的大气边界层中折射率结构常数观测与研究结果是一致的,同时两种方法的结果符合较好,这样两种方法相互得到了验证。

进一步分析实验结果见图 3。选取后 2 天的测量结果,抽取廓线测量结果与相干长度结果时间一致的数据,画出散点图可以看到二者的相关性较好,相关系数达到 85.7%。图中拟合直线的斜率为 1.02,截矩为 2.17cm。这也表明了光学湍流廓线积分与相干长度仪测量二者相关较好,但光学湍流廓线系统偏长。

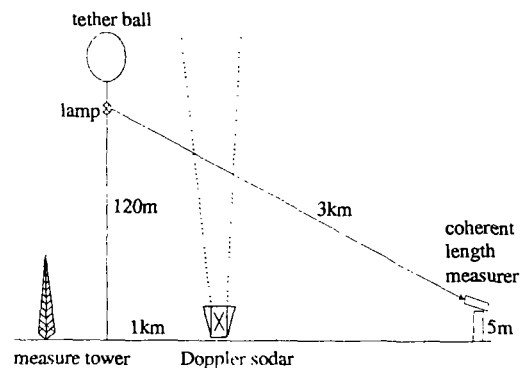


Fig. 1 Layout of experiment instruments

图 1 实验布局示意图

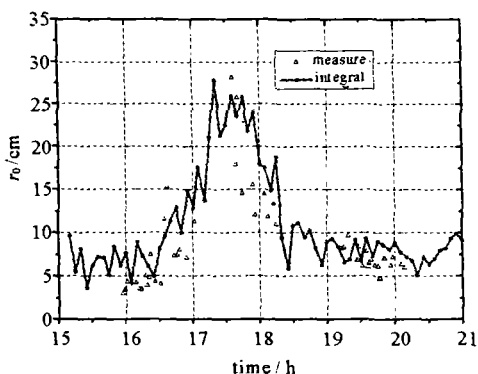


Fig. 2 Temporal change of measure results

图 2 对比测量结果时间变化

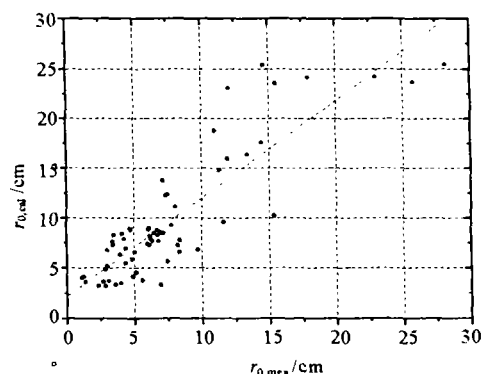


Fig. 3 Correlation compare of results

图 3 对比测量与计算结果相关图

4 讨 论

从图 2 和图 3 的对比结果可以看出,光学湍流积分方法与到达角起伏测量方法得到的大气相干长度在时间变化趋势上较为符合,相关性较好。利用湍流廓线可以有效地获得斜程大气相干长度,尤其是在直接测量斜程大气相干长度有困难的情况下,这是一个实用的方法。

但是两者间也存在一定的系统偏差和随机差,下面重点从光学湍流测量与积分的角度讨论二者的差别。

由于光学湍流测量的最低高度为 7m,而相干长度仪的高度约为 5m,中间高度差别的 2m 尽管很少,但由于一方面这一层湍流强度较强,另一方面权重因子较大,因此积分中这一层的缺少使得相关长度的积分结果偏长。实验中尽管到达角起伏测量时间间隔约为 5min,与光学湍流平均步长相当,但每个相干长度测量平均时间为 6s,相对较短;用光学湍流积分时,采用了 5min 的平均廓线,一些阵发性的强湍流有可能被平均所减弱,因此会导致积分得到的相干长度较长。

在实验结果的计算中假设了光学湍流是水平均匀的,这与真实大气中情况必然会有差别,边界层中特别是低空湍流强度会受到下垫面情况强烈影响,在本文的实验中,气球的施放场地是草地,相干长度的场地是村庄的边缘,中间间隔了约 1km 宽度的水面,而声雷达的场地在水面中的堤坝上,尽管光学湍流强度总的趋势大致相当,但这样几种下垫面上空光学湍流强度都会有一定的差别,这会对比结果带来一定的随机偏差。另外光学湍流的测量只能得到若干离散高度上的结果,这样与真实的连续廓线有差别,会给积分结果带来误差。可以预计,在比较均匀的场地上进行对比实验,或实际测量到沿光路的光学湍流强度分布,积分得到的斜程相干长度与到达角起伏的测量结果相关性会更好。

在对流层下部,折射率结构常数廓线近似于以 $-4/3$ 的指数下降,这在文献中可以看到,铁塔与声雷达的测量结果也显示接近这种下降规律,结果见图 4。而在(5)式的积分中包含了一个高度的权重因子,结果见图 5,因此各高度对折射率结构常数的影响是不同的。

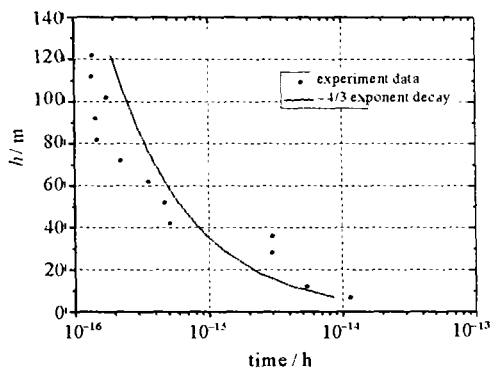


Fig. 4 Turbulence profile in the boundary layer

图 4 大气边界层光学湍流高度廓线

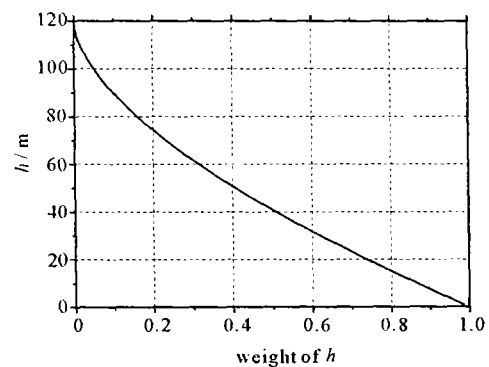


Fig. 5 Profile of distance factor

图 5 权重因子随高度的变化

分别考虑(5)式的积分在边界层中高度递减湍流场中不同高度层的结果,计算中采用了与实验布局相同的距离,即垂直高度 120m,水平距离 3 000m,计算了由地面开始积分到不同高度的结果,见图 6。

在边界层高度递减湍流场中,假定折射率结构常数随高度呈 $-4/3$ 指数递减,地面 $C_n^2 = 8.0 \times 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$ 。由于受到湍流减弱和高度权重因子的双重影响,相干长度随积分高度的变化较慢,见图 6,球面波的情况下 40~50m 以上的湍流强度几乎已经不影响整个光路的相干长度,因此在使用光学湍流廓线积分相干长度时,精确测量低空的折射率结构常数非常重要,对高空测量精度的要求相对较低。

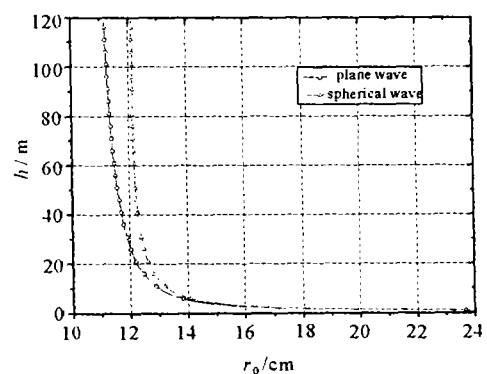


Fig. 6 Coherent length change with height in boundary layer

图 6 高度递减湍流下相干长度与积分距离关系

这说明对比实验中仅仅 2m 的高度差会使得光学湍流积分得到的相干长度的偏长已经不可忽略。

5 结 论

通过以上实验和计算讨论,可以得到以下结论:

用相干长度仪直接测量和光学湍流廓线积分得到大气相干长度二者符合较好,都可以反映大气中相干长度的时间变化特征,二者测量的相关系数达到 85.7%。由于高度权重因子的影响,低层光学湍流对相干长度影响较大,而高层影响较小;由于大气边界层中光学湍流强度一般随高度减弱,因此进一步减弱了高层大气对相干长度的影响。在采用积分方法测量大气相干长度时,要求低空测量光学湍流测量精度较高,同时要求覆盖光路的整个高度层。

从实验结果可以得出,即使是在较为复杂的地形下,湍流积分方法也可以获得可靠的斜程大气相干长度结果,在工程中有重要的应用价值。另外湍流廓线的测量,不但可以积分得到斜程大气相干长度,湍流廓线本身在大气传输研究中,如用相屏法计算传输效果中,也有其不可替代的重要价值。

参考文献:

- [1] Fried D L. Optical resolution through a randomly inhomogeneous medium[J]. *J Opt Soc Am*, 1966, **56**: 1372—1379.
- [2] 塔塔尔斯基 В И, 温景嵩. 湍流大气中波的传播理论[M]. 北京: 科学出版社, 1978. (Tatarski B И, Wen J H. Wave propagation in a turbulent medium. Beijing: Science Press, 1978)
- [3] 杨高潮, 刘晓春, 范承玉, 等. 大气相干长度与等晕角的测量[J]. 强激光与粒子束, 1994, **6**(2): 215. (Yang G H, Liu X C, Fan C Y, et al. Measurement of atmospheric coherent length and isoplanatic angle. *High Power Laser and Particle Beams*, 1994, **6**(2): 215)
- [4] 宋正方. 应用大气光学基础[M]. 北京: 气象出版社, 1990. (Song Z F. Foundation of applied atmospheric optics. Beijing: China Meteorological Press, 1990)
- [5] 周仁忠, 阎吉祥. 自适应光学原理[M]. 北京: 北京理工大学出版社, 1996. (Zhou R Z, Yan J X. Theory of adaptive optics. Beijing: Beijing Institute of Technology Press, 1996)
- [6] Walters D L, Kunkel K E, Hoidale G B. Diurnal and seasonal variations in the atmospheric structure parameter (C_n^2) that affect the atmospheric modulation transfer function (MTF)[A]. SPIE Proceeding[C]. 1981, **277**: 397—405.
- [7] 翁宁泉, 曾宗泳, 马成胜, 等. 合肥近地面折射率结构常数 C_n^2 分布特征及分析[J]. 量子电子学报, 1998, **15**(4): 423—428. (Weng N Q, Zeng Z Y, Ma C S, et al. Atmospheric structure parameter in the boundary layer of Hefei. *Chinese Journal of Quantum Electronics*, 1998, **15**(4): 423—428)
- [8] Beland Robert R. Propagation through atmospheric optical turbulence[A]. Frederic G Smith. IR/E-O System Handbook[C]. Bellingham, USA: SPIE Optical Engineering Press, 1993.
- [10] Fante R L. Electromagnetic beam propagation in turbulence media[J]. *IEEE*, 1980, **68**(11): 1424.

Experimental study of obtaining atmospheric coherent length from turbulence profile

WENG Ning-quan, WU Yi, WANG Jian-ye, XIAO Li-ming, LIU Xiao-chun,

HOU Zai-hong, WANG Chao, WU Xiao-qing, SUN Gang, GONG Zhi-ben

(Anhui Institute of Optics and Fine Mechanics, the Chinese Academy of Sciences, P. O. Box 1125, Hefei 230031, China)

Abstract: In this paper, two methods were used to get the atmospheric coherent length of slope way in the atmospheric boundary layer. A set of microthermal sensor was installed on a 32 meters high tower, it was used to get the turbulence profile together with a Doppler sodar. The atmospheric coherent length could be gained from the integral of turbulence profile. A small bulb was hoisted with a kite balloon, a difference optical system was used to measure the atmospheric coherent length from fluctuation of arrival angle. The results of both these two methods could show the character of temporal variation. The correlation of the results was quite well. At last, some problems of getting atmospheric coherent length from the integral of turbulence profile were discussed.

Key words: Atmospheric coherent length; Turbulence profile; Slope way; Experiment