

光学学报

双向大气相干长度测量获取湍流模式及日变化分析

仇陈祥^{1,2,3}, 侯再红^{1,3}, 靖旭^{1,3*}, 何枫^{1,3}, 张已龙^{1,3}

¹中国科学院合肥物质科学研究院安徽光学精密机械研究所中国科学院大气光学重点实验室, 安徽 合肥 230031;

²中国科学技术大学研究生院科学岛分院, 安徽 合肥 230026;

³先进激光技术安徽省实验室, 安徽 合肥 230037

摘要 大气相干长度是定量描述大气湍流强度的重要参数, 提出一种通过对同一斜程路径进行双向大气相干长度测量、从而建立实时的湍流强度随高度的分布模式的方法, 并进行了多日全天观测实验以验证所提方法。通过不同天气条件下得到的测量路径湍流强度时空分布的相互比较, 以及对多日大气相干长度测量比值的统计分析, 初步验证了所提方法的准确性。

关键词 大气光学; 大气湍流; 大气相干长度; 大气折射率结构常数; 模式; 分布特性

中图分类号 P412.1 文献标志码 A

DOI: 10.3788/AOS202242.0901002

Turbulence Models and Daily Variations Obtained by Bidirectional Atmospheric Coherent Length Measurements

Qiu Chenxiang^{1,2,3}, Hou Zaihong^{1,3}, Jing Xu^{1,3*}, He Feng^{1,3}, Zhang Silong^{1,3}

¹Key Laboratory of Atmospheric Optics, Anhui Institute of Optics and Fine Mechanics, Hefei Institutes of Physical Science, Chinese Academy of Sciences, Hefei 230031, Anhui, China;

²Science Island Branch of Graduate School, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, Anhui, China;

³Anhui Laboratory of Advanced Laser Technology, Hefei 230037, Anhui, China

Abstract The atmospheric coherence length is an important parameter for quantitatively describing the intensity of atmospheric turbulence. In this paper, a real-time turbulence intensity distribution mode varying with height can be established by bidirectionally measuring the atmospheric coherence length along the same slope path, and full-day observation experiments during several days are conducted to verify this method. The accuracy of this method is preliminarily verified by comparing the spatiotemporal distributions of turbulence intensity measured under different weather conditions and analyzing the ratio of atmospheric coherence length measured in multiple days.

Key words atmospheric optics; atmospheric turbulence; atmospheric coherence length; atmospheric structure constant of refractive index; modes; distribution characteristics

1 引言

大气湍流引起的大气折射率随机起伏, 使得光波在大气中传输时的相干性被破坏, 产生如光强闪烁、光束扩展等变化^[1-4]。如何衡量大气湍流对激光大气传输的影响是非常重要的问题。基于 Kolmogorov 提出的局地均匀各向同性湍流理论,

Tatarskii^[5]针对激光大气传输过程, 提出使用大气折射率结构常数 C_n^2 (n 为折射率) 来定量描述大气湍流的强度, 通过测量 C_n^2 , 可定量分析出湍流变化特征, 为自适应光学系统^[6]、自由光通信^[7-9]、湍流图像复原^[10]等激光工程应用的系统评估和了解湍流效应提供依据。

在实际工程应用中, 国内外研究者对 C_n^2 进行

收稿日期: 2021-11-03; 修回日期: 2021-12-19; 录用日期: 2021-12-23

通信作者: *xujing@aiofm.ac.cn

了基于多种传播效应的观测与研究^[11-12]。这些研究往往是基于某种湍流强度均匀的假设进行的,在该假设下使用某种传播效应(如到达角起伏)测量得到的路径 C_n^2 只能被视作某种等效值,只适用于同一传播效应下等效 C_n^2 值之间的纵向比较。而当使用该等效 C_n^2 值来横向比较分析同一测量波长下的其他传播效应(如光强起伏、光束漂移等)或其他波长光束的传播效应时,由于不同传播效应间的路径权重函数和波数响应特性不同, C_n^2 随路径的非均匀分布会不可避免地对不同传播效应产生不同影响^[4],因此准确地了解 C_n^2 随路径的分布情况,有助于更有效地评估与分析特定路径上的不同传播效应。

C_n^2 随路径分布的测量方法可大致分为温度脉动法、被动信标测量和主动信标测量三大类。温度脉动法包括微温探测法、SODAR^[13] (Sound Detection and Ranging) 等方法。较为常用的是微温探测法。微温探测法通过两点间的温度起伏反演得到 C_n^2 ,其原理简单且实现容易。但受探空气球等测量载体的限制,微温探测法的测量实时性差,且难以同时兼顾测量速度和距离分辨率。被动信标测量包括 SCIDAR^[14] (Scintillation Detection and Ranging)、MASS^[15] (Multi-Aperture Scintillation Sensor) 和 LuSci^[16] (Lunar Scintillometer) 等方法。被动信标测量使用自然星体作为测量信标,通过对接收到光强的相位和振幅的变化反演大气湍流,可获取整层湍流信息,但该方法受限于自然星体的位置和亮度,难以实现对特定路径的测量。主动信标测量包括 DIM^[17] (Differential Image Motion)、DCIM^[18] (Differential Column Image Motion) 等。主动信标测量使用激光等人造光源作为信标,具有天气适用性好、指向范围广等优点,但受信标功率限制,设备测量的高度范围较小。

通过对测量当地 C_n^2 随路径分布的长期测量,可获取测量当地具有统计意义的 C_n^2 随高度的分布模式,其中包括:无参数模式,如 AFGL AMOS(Air Force Geophysics Laboratory) 模式、北京兴隆模式等;融入了测量当地高空风速、风向、温度等平均气象要素的参数模式,如 Tatarskii 模式^[5]、Hufnagel 模式^[19] 等。参数模式是在大量测量数据的基础上归纳得出,并且融入了一些实时测量值,可在一定程度上反映测量当地的 C_n^2 在不同气象条件下的变化。但是,由于大气湍流强度会受到测量当地实时天气条件、不稳定对流等因素的影响,因此其随高度分布的实时性较强^[20];并且湍流强度由于受到太阳

辐射和强弱变化的地表辐射,还存在十分显著的日变化,而参数模式较为依赖先验数据,是基于长期测量结果的统计平均,更适用于不同测量地及不同气象条件下的比较与统计^[21-22],并不能够很好地反映特定传输路径上 C_n^2 模式的实时变化。

针对该问题,本文通过双向测量大气相干长度,提出一种适用于特定路径的、利用路径权重差异对测量得到的双向大气相干长度进行数值分析的方法,该方法可快速建立针对该测量路径的实时 C_n^2 模式,从而提供测量路径上 C_n^2 的实时分布信息。对 4 km 路径上的双向大气相干长度 r_0 进行了多日全天观测,基于本文方法绘制了该测量路径的湍流强度随时空的分布图,并进行了不同天气条件下所测结果的比较,发现比较结果与理论分析相符。同时还对多日大气相干长度测量比值进行了统计分析,统计结果符合湍流变化规律,这进一步验证了本文方法的准确性。

2 测量原理分析

2.1 双向大气相干长度测量

大气相干长度 r_0 的概念最早由 Fried^[23] 提出,因此又被称为 Fried 常数。使用大气相干长度仪^[17] (DIMM) 对大气相干长度 r_0 进行测量。DIMM 基于差分像运动(DIM) 原理,将通过两子孔径接收到的信标光通过楔镜等其他方法分离成两个单独的像,再通过计算 DIM 的方差计算得到大气相干长度 r_0 ,DIM 测量法可以消除测量过程中机器抖动、光束功率稳定性等因素对大气相干长度测量产生的不利影响^[24]。

DIMM 测量得到的平行于以及垂直于两个子孔径连线方向的质心起伏方差 σ_1^2 和 σ_t^2 ^[25] 可分别表示为

$$\sigma_1^2 = 2\lambda^2 r_{0,1}^{-5/3} (0.179 D^{-1/3} - 0.0968 d^{-1/3}), \quad (1)$$

$$\sigma_t^2 = 2\lambda^2 r_{0,t}^{-5/3} (0.179 D^{-1/3} - 0.145 d^{-1/3}), \quad (2)$$

式中: $r_{0,1}$ 和 $r_{0,t}$ 分别为基于平行和垂直子孔径连线方向上的方差计算出的 r_0 ; D 为两子孔径的直径; d 为两子孔径的中心间距; λ 为波长。在湍流均匀各向同性假设的情况下, r_0 与方向无关,但在实际非理想情况下, $r_{0,1}$ 与 $r_{0,t}$ 往往不相等,可通过取 $r_{0,1}$ 和 $r_{0,t}$ 的算术平均值或表达式

$$r_0 = \left(\frac{r_{0,1}^{-5/3} + r_{0,t}^{-5/3}}{2} \right)^{-3/5} \quad (3)$$

计算得到测量路径上的大气相干长度 r_0 。

对于平面波和球面波,其大气相干长度 r_0 与其

测量路径上折射率结构常数 C_n^2 的关系分别为

$$r_0 = [0.423 \sec \beta \cdot k^2 \int_0^L C_n^2(h) dh]^{-3/5}, \quad (4)$$

$$r_0 = [0.423 \sec \beta \cdot k^2 \int_0^L C_n^2(h)(1-h/L)^{5/3} dh]^{-3/5}, \quad (5)$$

式中: β 为天顶角; $k = 2\pi/\lambda$ 为波数; h 为高度; L 为路径长度。 C_n^2 随着高度 h 的变化而变化。

由式(4)、(5)不难发现,在平面波 r_0 的计算中,对于传输路径上位置不同的各点的折射率结构常数 C_n^2 ,由于其不存在与距离相关的项,故各点的路径权重一致。而球面波 r_0 的计算中存在与距离相关的项,导致传输路径上位置不同的各点处的折射率结构常数 C_n^2 对 r_0 计算的贡献不同,这表现为越靠近接收端则路径权重越大,即对 r_0 计算的贡献越大。

对于斜程大气相干长度测量,如图 1 所示,可以将斜程测量路径的高度落差 H 细分成一系列高度区间,如 m 个区间,将其对应的 $m-1$ 个区间分界处的高度分别记为 H_j ($j=1, 2, \dots, m-1$),斜程测量路径的最高位置记为 H_m ($H_m = H$),最低位置记为 H_0 。

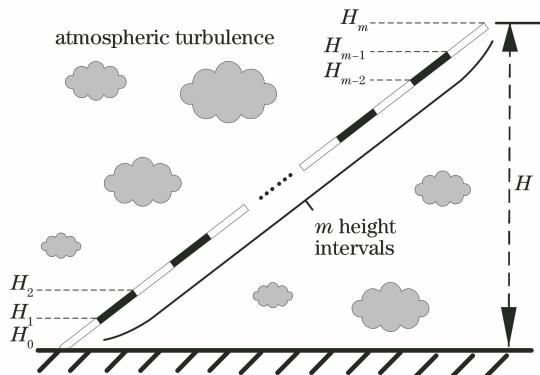


图 1 斜程测量路径高度区间示意图

Fig. 1 Schematic diagram of height interval of slope measurement path

在 m 足够大,即高度区间足够细分的情况下,可认为在单个高度区间内,该高度区间内的折射率结构常数 C_n^2 为定值,即

$$C_n^2(h) = C_{n,j}^2, H_{j-1} \leq h < H_j, j = 1, 2, \dots, m, \quad (6)$$

式中: $C_{n,j}^2$ 为该对应高度区间内 C_n^2 的均一定值。

因此,对于使用球面波的斜程大气相干长度测量,结合式(5)、(6),测量得到的大气相干长度 r_0 可以表示为

$$r_0 = [0.423 \sec \beta \cdot$$

$$k^2 \sum_{j=1}^m C_{n,j}^2 \int_{H_{j-1}}^{H_j} (1-h/H)^{5/3} dh]^{-3/5}。 \quad (7)$$

而对于相同路径,将在高处进行测量得到的反向大气相干长度记为 r_{0_flip} ,在进行大气相干长度计算时,若最高位置仍记为 H_m ,最低位置仍记为 H_0 ,则每个高度空间对应的折射率结构常数 C_n^2 和 r_{0_flip} 可表示为

$$C_n^2(h) = C_{n,(m-j+1)}^2, H_{j-1} \leq h < H_j, \quad (8)$$

$$r_{0_flip} = [0.423 \sec \beta \cdot \\ k^2 \sum_{j=1}^m C_{n,(m-j+1)}^2 \int_{H_{j-1}}^{H_j} (1-h/H)^{5/3} dh]^{-3/5}。 \quad (9)$$

因此根据式(7)、(9),在系统参数确定且已知的条件下,对于同一斜程路径测量得到的双向大气相干长度数值 r_0 和 r_{0_flip} ,存在折射率结构常数数组 $C_{n,j}^2$,符合双向大气相干长度的测量结果。此外,由于在近地面范围内一般高处的湍流强度弱于低处,所以在理论上,使用球面波测量大气相干长度时,低处接收测量得到的大气相干长度 r_0 会在数值上小于高处接收测量得到的大气相干长度 r_{0_flip} 。

2.2 基于双指数模型的近地面实时模式获取

基于对大量观测数据的总结,可以建立某地大气折射率结构常数 C_n^2 的平均模式,并通过计算得到大气湍流廓线,常用的 Hufnagel-Valley 模式拟合式可表示为

$$C_n^2(h) = A_1 \exp(-h/H_1) +$$

$$A_2 \exp(-h/H_2) + A_3 h^B \exp(-h/H_3), \quad (10)$$

式中: $A_1 \exp(-h/H_1)$ 、 $A_2 \exp(-h/H_2)$ 和 $A_3 h^B \exp(-h/H_3)$ 分别为自由大气(本底)项、边界层(低空)项和对流层顶(高空)项; A_1 、 A_2 和 A_3 分别为这三项的强度控制系数, B 为对层顶(高空)项额外的强度控制系数; H_1 、 H_2 和 H_3 分别为这三项的衰减控制系数; h 为高度。基于大量探空数据,对式(10)中的参数进行调配,可得到合肥地区的 C_n^2 平均拟合模式中的各项系数,其中对流层顶(高空)项系数为 A_3 ,在近地面范围内,该项量级极小^[26-27],可以忽略不计,因此,可得到适用于近地面范围的简化模式拟合式:

$$C_n^2(h) = A_1 \exp(-h/H_1) + A_2 \exp(-h/H_2)。 \quad (11)$$

由于该模式只含有两项指数项,包括各自的强度控制系数和衰减控制系数,因此称之为双指数模式。其中, $A_1 \exp(-h/H_1)$ 项用于表征自由大

(本底)项,该项系数 A_1 和 H_1 分别描述整层大气整体随高度的强弱和衰减趋势,对于某一固定地点来说,该数值较为稳定^[22],故可通过平均模式获得。而 $A_2 \exp(-h/H_2)$ 项用于表征边界层(低空)项,由于近地面大气湍流随高度的分布受到实时天气条件等因素的影响,往往变化较快,因此需要实时测量才能得到较为准确的系数 A_2 和 H_2 。

对于测量得到的双向大气相干长度数值 r_0 和 r_{0_flip} ,分别联立式(7)、(11)以及式(9)、(11),通过套用式(11)中的双指数模式,明确折射率结构常数数组 $C_{n,j}^2$ 的变化规律,实现对待求系数 A_1 和 H_1 的求解,得到测量路径上具有实时性的湍流分布模式。

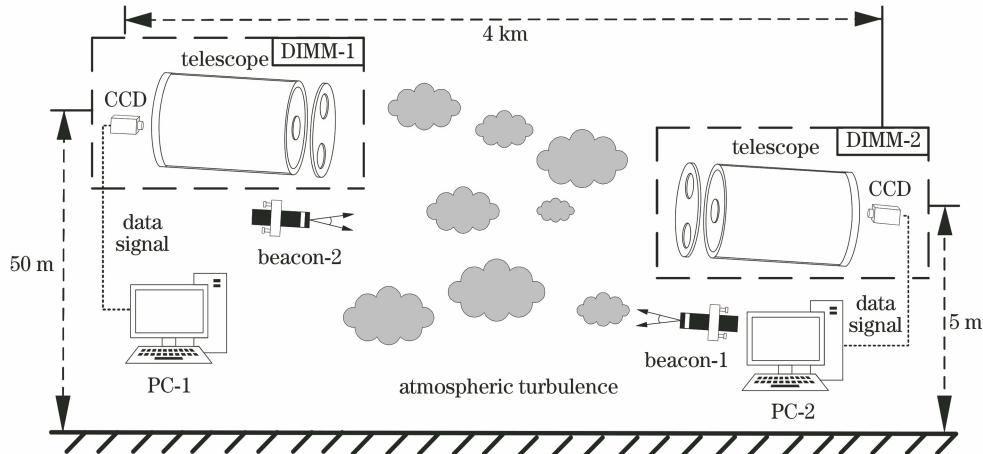


图 2 实验装置示意图

Fig. 2 Schematic diagram of experimental device

4 实验结果与分析

4.1 双向大气相干长度测量结果与理论分析

为获得不同湍流强度下的实验结果,使用该实验设备对该路径上大气相干长度测量数值进行了多日全天测量,图 3 给出了某日的大气相干长度全天变化曲线。从图中可以看出,大气相干长度在测量当日的变化与波动较为明显,能够很好地反映不同湍流强度下测量设备位置的不同对实验结果的影响。实验当日实验设备运转良好,全天数据连续,两台 DIMM 测量得到的大气相干长度数值接近且随时间的变化趋势基本一致。对两组测量结果取 10 min 平均后进行相关性分析,相关系数为 0.916,说明二者有较好的相关性。

选取测量当日大气相干长度变化较剧烈的 12:00—20:00 的测量结果进行进一步分析,该时间段内每 10 min 平均后的大气相干长度平均值变化曲线如图 4 所示。为表述方便,将 12:00—15:00、

3 实验装置

为验证上述方法,利用两台 DIMM 构建实验设备并进行实验,实验于合肥市西郊进行。一台 DIMM 设置在距地面约 50 m 的高楼楼顶,另一台则设置在距地面约 5 m 处。两台 DIMM 同时使用放置在另一台 DIMM 旁的信标灯进行同一斜程路径上相干长度的测量,信标灯中心波长为 620 nm,测量频率为 85 Hz,约每 12 s 计算输出一组大气相干长度数值。实验装置示意图如图 2 所示。实验传输路径长约 4 km,下垫面为水面(30%)和陆地(70%),实验路径周围空旷无遮挡。

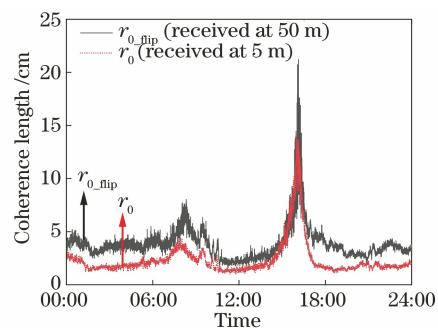


图 3 大气相干长度测量值日变化图

Fig. 3 Daily variation of atmospheric coherence length measurement results

15:00—17:00 和 17:00—20:00 分别近似归纳为午间时刻、转换时刻^[4]和晚间时刻。

近地面湍流主要受太阳辐射和地表辐射的影响,午间时刻由太阳辐射主导,太阳对地表加热,热量通过湍流向上传递,湍流被充分激发,因此午间时刻近地面范围内湍流很强。晚间时刻地表向外辐射热量,地表辐射占主导,大气热量则通过湍流向下传

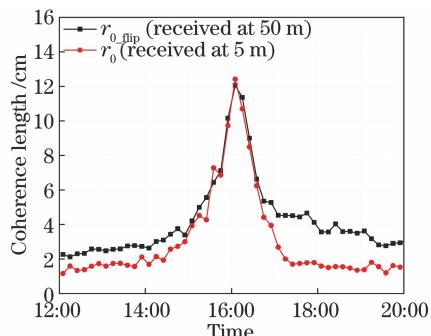


图 4 每 10 min 的大气相干长度平均值变化曲线
(12:00—20:00)

Fig. 4 Average variation curves of atmospheric coherence length every 10 min (12:00—20:00)

递,因此湍流强度较太阳辐射占主导时低,且不同高度间强度差异较大。因此,午间时刻和晚间时刻,低处测得的 r_0 在数值上小于高处测得的 r_{0_flip} ,并且晚间时刻这种差异会更大,图 4 中的实测结果符合这种分析。

日落前后转换时刻的形成正是由于日落前,太阳辐射强度降低,近地面湍流先后经历太阳辐射占主导、太阳辐射和地表辐射平衡,以及地表辐射占主导的过程。由于转换时刻热量的上下传递很弱,湍流难

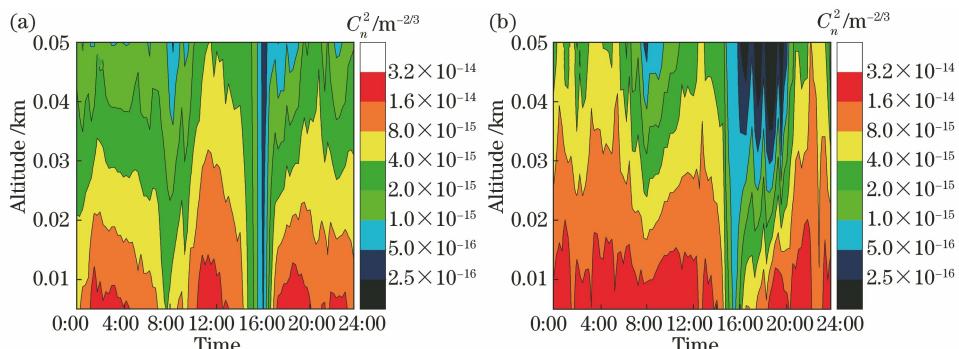


图 5 测量路径湍流强度时空分布图。(a)多云;(b)晴天

Fig. 5 Spatiotemporal distributions of turbulence intensity along measurement path. (a) Cloudy; (b) sunny

从图 5(a)中可以看出,天气条件为多云时,该测量路径的湍流呈现出明显的日变化特征,当天 7:00—10:00,由于日出湍流转换,湍流强度经历了先减小再增大的过程,类似的日落湍流转换也发生在当天 14:30—17:00,并且湍流强度变化更为剧烈;日落后,较为稳定的湍流强度分布重新建立起来了。

而图 5(b)中的晴天天气下获取的湍流强度时空分布图,相较于图 5(a),湍流整体强度更大,变化也更剧烈。日出湍流转换发生在当天 7:00—10:00,但湍流的变化幅度更低且湍流平均强度更高,其原因是晴天太阳辐射更强,缩短了湍流重新建立的时间。当天 14:00 开始,湍流强度迅速降低,通

以发展,相干长度数值很大,且从不同高度测量同一路径获得的大气相干长度数值差异较小,图 4 中转换时刻大气相干长度的实测值也与此分析相符合。

4.2 不同天气下测量路径湍流强度时空分布的比较

基于双指数模式对该测量路径进行持续观测,并进行湍流随高度分布模式的提取。选取每 15 min 的双向大气相干长度测量平均值,使用双指数模式获取该测量路径的湍流强度。在计算时,为避免采样精度不足引起的数值变化不连续所造成的误差,式(7)和式(9)中高度区间 m 的数值在解算速度允许的前提下不宜过小,经计算可得,当单个高度区间 m 对应垂直高度为 2.00 m 时,对于拟合式[式(11)],近地面处相邻高度区间湍流强度的强度差异大于 7%;而当单个高度区间 m 对应的垂直高度为 0.25 m 时,近地面处相邻高度区间湍流强度的强度差异小于 1%,这有利于在一定程度上更好地保留该测量路径上湍流的细节信息,因此基于 0.25 m 的区间划分进行接下来的解算。图 5 为该测量路径上湍流强度的全天时空分布图,图 5(a)为多云天气下的典型测量结果,图 5(b)为晴天天气下的典型测量结果。

过对比图 5(a)和图 5(b)可以看出,与多云天气相比,晴天天气下日落后需要更长的时间才能重新建立起较为稳定的湍流分布,这是因为在晴天,地面吸收了更多的热量,这些积聚的热量减缓了夜间大气热量通过湍流向下传递的过程,从而导致晴天天气夜间湍流的建立相比多云天气需要更多时间。

通过在不同特征天气下使用本测量手段对测量路径上湍流强度时空分布的获取与比较,并结合上文的理论分析,证明了双指数模式下提取的湍流强度随高度的分布模式的准确性,并证明通过本文方法实时获得路径上湍流强度随高度的分布模式是可行的。

4.3 大气相干长度测量比值的统计分析

以某一时刻低处测得的大气相干长度 r_0 为横坐标, 以相同时刻下, 高处测得的大气相干长度 $r_{0,\text{flip}}$ 与低处测得的大气相干长度 r_0 之比为纵坐标, 绘制的单日变化曲线如图 6 中折线所示。通过比较同一时刻下大气相干长度测量比值的差异, 分析不同湍流强度对大气相干长度测量比值的影响。

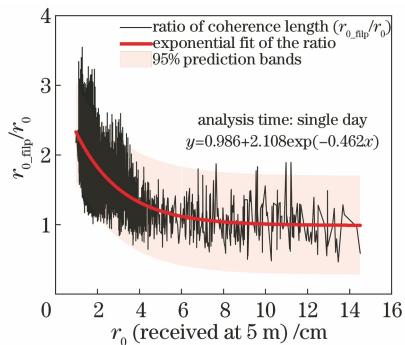


图 6 同一斜程路径单日大气相干长度比值及其拟合

Fig. 6 Ratio of atmospheric coherence length of same slope path and their exponential fit for single day

使用指数拟合式 $y = y_0 + A \exp(R_0 x)$ 对比值进行拟合, 拟合曲线如图 6 中曲线所示。得到的拟合结果为: $y_0 = 0.986 \pm 0.028$; $A = 2.108 \pm 0.048$;

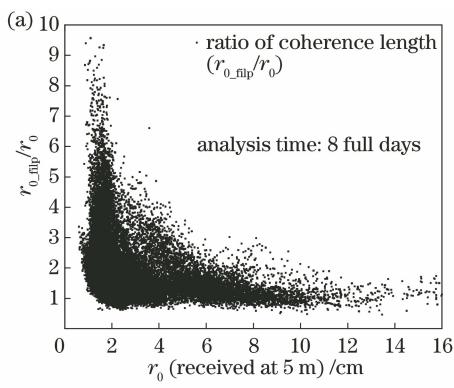


图 7 同一斜程路径多日大气相干长度比值。(a) 散点分布图;

Fig. 7 Ratio of atmospheric coherence length of same slope path for several days. (a) Scatter diagram;

(b) interval statistics diagram

大气相干长度测量比值的拟合分析和统计分析不仅验证了前文中高处和低处大气相干长度测量值的差异中包含了湍流强度分布信息, 同时也证明了利用双向大气相干长度测量获取近地面大气湍流随高度的分布特性的可行性。

5 结 论

湍流不断随机运动的特性为实时描述湍流强度带来了困难, 并且湍流随路径的不均匀分布造成使

$R_0 = -0.462 \pm 0.023$, 即

$$y = 0.986 + 2.108 \exp(-0.462x) \quad (12)$$

在弱湍流情况下, 比值 y 的数值接近 1, 随着湍流强度的增大, 比值近似呈指数函数上升。根据得到的指数拟合结果, 绘制 95% 预测带于图 6 中。预测带包含了数据的分散性, 显示了数据的变化, 可以看到大部分数据均处在 95% 预测带范围内, 强湍流情况下的部分数据略超出该范围, 可以认为这是由强湍流情况下的测量误差导致的。

为了进一步验证比值差异, 在相同实验条件下进行了多日测量, 选取实验数据中 8 个完整天的实验数据进行统计分析, 图 7(a)为全部测量数据的散点分布图, 数据的采样间隔约为 12 s; 图 7(b)为对应相干长度范围内, 大气相干长度测量比值的分布区间和均值。在统计时, 为减小误差, 仅取每组数值中按大小排列的 2%~98% 的数进行统计分析。从图 7(a)和图 7(b)中可以看出, 多日的测量数据依然很好地符合大气相干长度测量比值随着湍流强度的降低而减小并趋近于 1 这一趋势, 说明在该测量路径上, 随着湍流强度的降低, 湍流随高度变化的差异逐渐减小, 这与单日测量结果的拟合分析结果相符合。

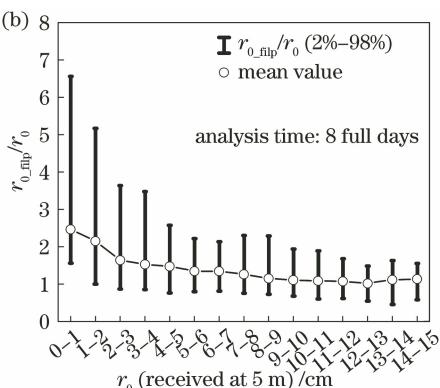


图 7 同一斜程路径多日大气相干长度比值。(b) 区间统计图

用不同湍流传播效应来评价湍流存在差异。通过双向大气相干长度测量, 设计了一种快速获取湍流随高度的分布模式的方法。通过多日全天观测实验, 对该测量路径在不同特征天气下得到的湍流强度时空分布进行了比较, 该方法得到的结果符合湍流强度变化规律; 通过单日大气相干长度测量比值的拟合分析和多日大气相干长度测量比值的统计分析, 初步验证了此方法的可行性。

传统的模式拟合需要较为精确的探空数据, 拟

合过程也较为复杂和繁琐, 测量周期长。并且由于探空气球等测量载体不能很好地兼顾距离分辨率和测量速度, 湍流测量的实时性与一致性难以保证。与之相比, 本文方法实时性更好, 在一定程度上解决了传统方法测量近地面湍流精度低的问题, 以及使用当地平均模式时平均模式不能很好地反映测量路径上湍流日变化的情况、难以提供实时湍流信息的问题。

在约 50 m 落差下的实验所得到的结果表明本文方法在一定程度上可快速反映实时湍流的时空分布特性, 但受限于测量原理和实验地形, 本文方法更适用于所关注路径上湍流的固定测量, 在适用范围上存在一定局限性。

在实际工程应用中, 可使用本文方法对所关注的激光传输路径进行不间断测量, 实时便捷地获取特定传输路径上的湍流分布模式, 这为特定传输路径上激光工程应用的性能评估和不同湍流大气传输效应的比较提供了实时的 C_n^2 随路径的分布情况, 具有一定的工程应用价值。

参 考 文 献

- [1] 王英俭, 范承玉, 魏合理. 激光在大气和海水中传输及应用 [M]. 北京: 国防工业出版社, 2015.
Wang Y J, Fan C Y, Wei H L. Laser beam propagation and applications through the atmosphere and sea water [M]. Beijing: National Defense Industry Press, 2015.
- [2] 靖旭, 吴毅, 侯再红, 等. 湍流大气中激光传输光强起伏特征研究 [J]. 光学学报, 2010, 30(11): 3110-3116.
Jing X, Wu Y, Hou Z H, et al. Study of irradiance fluctuations for laser beam propagation in atmosphere [J]. Acta Optica Sinica, 2010, 30(11): 3110-3116.
- [3] 武琳, 应家驹, 耿彪. 大气湍流对激光传输的影响 [J]. 激光与红外, 2008, 38(10): 974-977.
Wu L, Ying J J, Geng B. Effect on laser propagation in the atmospheric turbulence [J]. Laser & Infrared, 2008, 38(10): 974-977.
- [4] 饶瑞中. 现代大气光学 [M]. 北京: 科学出版社, 2012.
Rao R Z. Morden atmospheric optics [M]. Beijing: Science Press, 2012.
- [5] Tatarskii V I. Wave propagation in turbulent medium [M]. New York: McGraw-Hill, 1961.
- [6] 张丽娟, 李东明, 杨进华. 基于自适应光学的大气湍流退化图像复原技术研究 [M]. 北京: 清华大学出版社, 2017.
Zhang L J, Li D M, Yang J H. Image restoration of atmospheric turbulence degradation based on adaptive optics [M]. Beijing: Tsinghua University Press, 2017.
- [7] 谢孟桐, 李建华, 徐智勇, 等. 弱湍流下斜程逆向调制无线光通信性能分析 [J]. 光学学报, 2021, 41(18): 1801002.
Xie M T, Li J H, Xu Z Y, et al. Performance analysis for modulating retro-reflector FSO communications in weak turbulent atmosphere on slant path [J]. Acta Optica Sinica, 2021, 41(18): 1801002.
- [8] 曹明华, 武鑫, 王惠琴, 等. Gamma-Gamma 大气湍流下超奈奎斯特光通信系统性能 [J]. 中国激光, 2020, 47(9): 0906003.
Cao M H, Wu X, Wang H Q, et al. Performance of faster-than-nyquist optical communication system under Gamma-Gamma atmospheric turbulence [J]. Chinese Journal of Lasers, 2020, 47(9): 0906003.
- [9] Chen M N, Jin X Q, Li S B, et al. Compensation of turbulence-induced wavefront aberration with convolutional neural networks for FSO systems [J]. Chinese Optics Letters, 2021, 19(11): 110601.
- [10] 赵延庚, 董冰, 刘明, 等. 可抑制大气湍流影响的深度学习计算鬼成像 [J]. 光学学报, 2021, 41(11): 1111001.
Zhao Y G, Dong B, Liu M, et al. Deep learning based computational ghost imaging alleviating the effects of atmospheric turbulence [J]. Acta Optica Sinica, 2021, 41(11): 1111001.
- [11] 吴晓庆, 朱行听, 黄宏华, 等. 基于 Monin-Obukhov 相似理论估算近地面光学湍流强度 [J]. 光学学报, 2012, 32(7): 0701004.
Wu X Q, Zhu X T, Huang H H, et al. Optical turbulence of atmospheric surface layer estimated based on the Monin-Obukhov similarity theory [J]. Acta Optica Sinica, 2012, 32(7): 0701004.
- [12] 马晓珊, 朱文越, 饶瑞中. 利用闪烁和漂移效应测量大气折射率结构常数的对比分析 [J]. 强激光与粒子束, 2007, 19(4): 538-542.
Ma X S, Zhu W Y, Rao R Z. Comparison of refractive index structure constants of atmospheric turbulence deduced from scintillation and beam wander effects [J]. High Power Laser and Particle Beams, 2007, 19(4): 538-542.
- [13] Moulsey T J, Asimakopoulos D N, Cole R S, et al. Measurement of boundary layer structure parameter profiles by acoustic sounding and comparison with direct measurements [J]. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 2007, 107(451): 203-230.
- [14] Vernin J, Roddier F. Experimental determination of

- two-dimensional spatiotemporal power spectra of stellar light scintillation evidence for a multilayer structure of the air turbulence in the upper troposphere [J]. Journal of the Optical Society of America, 1973, 63(3): 270-273.
- [15] Tokovinin A, Baumont S, Vasquez J. Statistics of turbulence profile at Cerro Tololo [J]. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 2003, 340(1): 52-58.
- [16] Hickson P, Lanzetta K. Measuring atmospheric turbulence with a lunar scintillometer array [J]. Publications of the Astronomical Society of the Pacific, 2004, 116(826): 1143-1152.
- [17] 靖旭, 侯再红, 秦来安, 等. 白天观测恒星测量整层大气相干长度 [J]. 红外与激光工程, 2011, 40(7): 1352-1355.
- Jing X, Hou Z H, Qin L A, et al. Measurement of whole layer atmospheric coherence length by observing stars in daytime [J]. Infrared and Laser Engineering, 2011, 40(7): 1352-1355.
- [18] Jing X, Hou Z H, Wu Y, et al. Development of a differential column image motion light detection and ranging for measuring turbulence profiles [J]. Optics Letters, 2013, 38(17): 3445-3447.
- [19] Hufnagel R E, Stanley N R. Modulation transfer function associated with image transmission through turbulent media [J]. Journal of the Optical Society of America, 1964, 54(1): 52-61.
- [20] 翁宁泉, 曾宗泳, 肖黎明, 等. 大气折射率结构常数垂直分布特征 [J]. 强激光与粒子束, 1999, 11(6): 673-676.
- Weng N Q, Zeng Z Y, Xiao L M, et al. Profile and characteristic of refractive index structure constant [J]. High Power Laser & Particle Beams, 1999, 11(6): 673-676.
- [21] 孙刚, 翁宁泉, 肖黎明, 等. 不同地区大气折射率结构常数分布特性及分析 [J]. 强激光与粒子束, 2005, 17(4): 485-490.
- Sun G, Weng N Q, Xiao L M, et al. Profile and character of atmospheric structure constants of refractive index [J]. High Power Laser & Particle Beams, 2005, 17(4): 485-490.
- [22] 孙刚, 翁宁泉, 肖黎明, 等. 典型地区大气湍流高度分布特性与模式研究 [J]. 大气与环境光学学报, 2018, 13(6): 425-435.
- Sun G, Weng N Q, Xiao L M, et al. Vertical distribution characteristics and models of atmospheric turbulence in representative area [J]. Journal of Atmospheric and Environmental Optics, 2018, 13(6): 425-435.
- [23] Fried D L. Optical resolution through a randomly inhomogeneous medium for very long and very short exposures [J]. Journal of the Optical Society of America, 1966, 56(10): 1372-1379.
- [24] Gimmestad G, Roberts D, Stewart J, et al. Development of a lidar technique for profiling optical turbulence [C] // Imaging and Applied Optics 2014, July 13-17, Seattle, Washington. Washington, D. C.: OSA, 2014: JTU2C.1.
- [25] Sarazin M, Roddier F. The ESO differential image motion monitor [J]. Astronomy and Astrophysics, 1990, 227: 294-300.
- [26] 孙刚, 翁宁泉, 肖黎明. 合肥地区大气折射率结构常数高度分布模式 [J]. 强激光与粒子束, 2008, 20(2): 183-188.
- Sun G, Weng N Q, Xiao L M. Vertical distribution models of atmospheric structure constant of refractive index [J]. High Power Laser and Particle Beams, 2008, 20(2): 183-188.
- [27] 罗曦, 李新阳. 随机并行梯度下降算法拟合大气湍流廓线统计模式的研究 [J]. 光学学报, 2012, 32(9): 0901003.
- Luo X, Li X Y. Investigation on atmospheric optical turbulence profile statistical mode by stochastic parallel gradient descent algorithm [J]. Acta Optica Sinica, 2012, 32(9): 0901003.