

## 近地面风速湍流内尺度的直接测量

张世泰<sup>1,2</sup>, 吴晓庆<sup>1\*</sup>, 吴骥<sup>1,2</sup>, 韩亚娟<sup>1,2</sup>, 郭一鸣<sup>1,2</sup>, 苏昶东<sup>1,2</sup>, 杨期科<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>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;

<sup>2</sup>中国科学技术大学研究生院科学岛分院, 安徽 合肥 230026

**摘要** 利用单通道恒温热线仪获取采样频率为 4000 Hz 的风速脉动数据, 得到包括含能区、惯性子区以及耗散区的完整风速脉动功率谱。基于功率谱分析法得到近地面大气风速湍流内尺度和湍流动能耗散率随时间的变化规律, 分析湍流内尺度和湍流动能耗散率与大气稳定度的相关性, 并与三维超声风速计的测量结果进行比较。结果表明: 近地面湍流动能耗散率在  $10^{-4} \sim 10^{-1} \text{ m}^2/\text{s}^3$  之间, 内尺度在  $10^{-3} \sim 10^{-2} \text{ m}$  之间; 当大气处于稳定条件时, 湍流平均动能耗散率为  $0.0146 \text{ m}^2/\text{s}^3$ , 平均内尺度为  $0.0089 \text{ m}$ ; 当大气处于不稳定条件时, 湍流平均动能耗散率为  $0.0592 \text{ m}^2/\text{s}^3$ , 平均内尺度为  $0.0077 \text{ m}$ 。由于功率谱分析法是直接测量湍流内尺度, 因此计算的内尺度最为准确。

**关键词** 大气光学; 湍流; 内尺度; 湍流动能耗散率; 大气稳定度; 功率谱; 热线风速仪; 超声风速仪

中图分类号 P425.2+1

文献标志码 A

DOI: 10.3788/AOS202242.1201002

## Direct Measurement of Internal Scale of Wind Speed Turbulence Near Ground

Zhang Shitai<sup>1,2</sup>, Wu Xiaoqing<sup>1\*</sup>, Wu Su<sup>1,2</sup>, Han Yajuan<sup>1,2</sup>, Guo Yiming<sup>1,2</sup>,  
Su Changdong<sup>1,2</sup>, Yang Qike<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Key Laboratory of Atmosphere Optics, Anhui Institute of Optics and Fine Mechanics, HFIPS,  
Chinese Academy of Sciences, Hefei 230031, Anhui, China;

<sup>2</sup>Science Island Branch of Graduate School, University of Science and Technology of China,  
Hefei 230026, Anhui, China

**Abstract** The wind speed fluctuation data with a sampling frequency of 4000 Hz are obtained by using a single-channel constant temperature hot-wire anemometer, and the complete wind speed fluctuation power spectrum including energy range, inertia subrange, and dissipation range is obtained. Based on the power spectrum analysis, the variation rules of the internal scale and energy dissipation rate of near-surface atmospheric wind speed turbulence with time are obtained, and the relationships among the turbulent internal scale, turbulent energy dissipation rate, and atmospheric stability are analyzed. These results are compared with the measured results of three-dimensional ultrasonic anemometer. The results show that the near-surface turbulent energy dissipation rate ranges from  $10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}^3$  to  $10^{-1} \text{ m}^2/\text{s}^3$ , and the internal scale ranges from  $10^{-3} \text{ m}$  to  $10^{-2} \text{ m}$ . When the atmosphere is stable, the average turbulent energy dissipation rate is  $0.0146 \text{ m}^2/\text{s}^3$ , and the average internal scale is  $0.0089 \text{ m}$ . When the atmosphere is unstable, the average energy dissipation rate is  $0.0592 \text{ m}^2/\text{s}^3$ , and the average internal scale is  $0.0077 \text{ m}$ . Because the power spectrum analysis method directly measures the internal scale of turbulence, the calculated internal scale is the most accurate.

**Key words** atmospheric optics; turbulence; internal scale; turbulence energy dissipation rate; atmospheric stability; power spectrum; hot-wire anemometer; ultrasonic anemometer

收稿日期: 2021-10-11; 修回日期: 2021-10-28; 录用日期: 2021-11-08

基金项目: 国家自然科学基金(91752103)

通信作者: \*xqwu@aiofm.ac.cn

# 1 引言

近年来,随着激光大气传输、自适应光学和高分辨率大气成像系统的研究和发展,大气湍流对光传播的影响已受到国内外学者的广泛关注。湍流是导致光束在随机不均匀介质中传播发生畸变的关键因素之一。实验观测表明,湍流是一种非常复杂的随机状态,它是由规则的层流在大流速变得不稳定的情况下形成的<sup>[1-2]</sup>。Richardson<sup>[3]</sup>提出湍流是由不同尺度的湍涡组成的,大尺度的湍涡从外界获取动能并逐级传输给次级的湍涡,最后最小尺度湍涡的动能被耗散为分子热能。Kolmogorov<sup>[4]</sup>基于Richardson<sup>[3]</sup>提出的理论建立了湍流物理模型,将湍流含能涡区与惯性子区交界处所对应的最大湍涡尺度称为外尺度,将惯性子区与耗散区交界处所对应的最小湍涡尺度称为内尺度。

湍流内尺度会影响激光投影和激光通信系统中的闪烁,故在分析和预测商用和军用光电系统的性能时,湍流内尺度必不可缺<sup>[5-7]</sup>。然而在实验中很难直接获得湍流内尺度,传统方式是利用湍流动能耗散率  $\epsilon$  与内尺度  $l_0$  之间的量纲关系来估算出内尺度<sup>[8-9]</sup>。当前有多种方法可以估算湍流动能耗散率,主要分为直接测量脉动速度梯度法、大涡粒子图像测速(PIV)法、结构函数法。

脉动速度梯度法运用两个或者多个探针同时测量,可以直接得到所需要的脉动速度空间梯度,通过湍流动能耗散率的定义即可求出湍流动能耗散率。Tsinober 等<sup>[10]</sup>运用专门设计的具有 21 根热线组合探针,通过计算得到了湍流动能耗散率,这种方法虽然可以对湍流动能耗散率定义式的各项分别进行测量,但是多根热线探针自身的复杂性会造成探针空间分辨率的降低,同时也会干扰流场,产生更多的系统误差。

大涡 PIV 法估算湍流动能耗散率的思想:湍流动能从外尺度传递到内尺度并达到动态平衡时,通过惯性子区内湍流动能的通量即可估算湍流动能耗散率。王汉封等<sup>[11]</sup>通过 PIV 法测量了数据,运用大涡模拟中亚网格(SGS)应力模型估算了湍流动能耗散率,该方法由于使用二维的测量结果来近似处理三维速度场,所以结果会有一定的误差。

结构函数法运用空间上两点间流体速度的差值来估算湍流动能耗散率,吴晓庆等<sup>[12]</sup>运用超声风速计测量了合肥地区的风速脉动和温度脉动数据,分析了湍流动能耗散率与大气稳定度的相关性。

湍流谱分析法是研究大气湍流特征的一个重要方法,为了获取完整的一维能谱,实验中可以采用高采样频率的热线风速仪<sup>[13]</sup>。Theuerkauf 等<sup>[14]</sup>基于探空气球平台利用恒温热线风速仪对高达 35 km 的平流层进行风速湍流探测,实现了对平流层湍流内尺度和耗散率的测量。

虽然科研人员已对湍流内尺度进行一定的测量分析,然而直接对湍流内尺度进行测量估算的文献尚少。传统手段通过湍流动能耗散率来间接计算内尺度,由于内尺度与耗散率之间的量纲系数不确定,这可能会造成计算结果存在一定的误差。本文采用热线风速仪所测量的合肥地区七月中旬的风速数据,运用湍流谱分析法得到包括含能区、惯性子区以及耗散区的完整风速脉动功率谱,直接测得准确的湍流内尺度,最后与超声风速仪所测量的三维风速、由结构函数法间接测量估算的内尺度和耗散率进行比对。

## 2 湍流内尺度测量原理

### 2.1 结构函数法

根据 Kolmogorov<sup>[4]</sup>提出的第二假设,在惯性子区风速湍流的一维波数谱  $F_{uu}(k)$  与湍流动能耗散率  $\epsilon$  和波数  $k$  有关<sup>[15]</sup>,表达式为

$$F_{uu}(k) = \alpha \epsilon^{2/3} k^{-5/3}, \quad (1)$$

式中: $u$  为风速; $\alpha=0.5$ ,该值由 Barat 等<sup>[16]</sup>于 1997 年提出。局地二阶径向速度结构函数定义为

$$D_{uu}(r) = \langle [u(x+r) - u(x)]^2 \rangle = 2\epsilon^{2/3} r^{2/3}, \quad (2)$$

式中: $r=U\tau$  为空间距离, $U$  为平均风速, $\tau$  为采样周期; $\langle \cdot \rangle$  为空间平均操作; $x$  为水平距离。惯性子区的三阶径向结构函数(耗散率)定义为

$$D_{uuu}(r) = \langle [u(x+r) - u(x)]^3 \rangle = C\epsilon r, \quad (3)$$

式中: $C=-0.8$ 。内尺度  $l_0$  可以由湍流动能耗散率计算得到<sup>[17]</sup>,具体公式为

$$l_0 = 5.7 \left( \frac{\nu^3}{\epsilon} \right)^{1/4}, \quad (4)$$

式中: $\nu$  为运动黏性系数<sup>[18]</sup>,  $\frac{\nu_2}{\nu_1} = \left( \frac{p_1}{p_2} \right)^2 \cdot \left( \frac{T_2}{T_1} \right)^2$ ,  $p$  和  $T$  分别为大气压强和大气温度,下角标 1 和 2 代表气体的不同状态,当温度为 20 °C、压强为 101.325 kPa 时,运动黏度系数  $\nu$  为  $14.8 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ 。

### 2.2 功率谱分析法

依据海森伯模型<sup>[19]</sup>,在惯性子区谱幂率为  $-5/3$ <sup>[20]</sup>,而在耗散区谱幂率从  $-5/3$  向  $-7$  平稳变

化,如图 1 所示,其中 CSAT3B 和 CTA 分别为三维超声风速计和恒温热线风速仪。

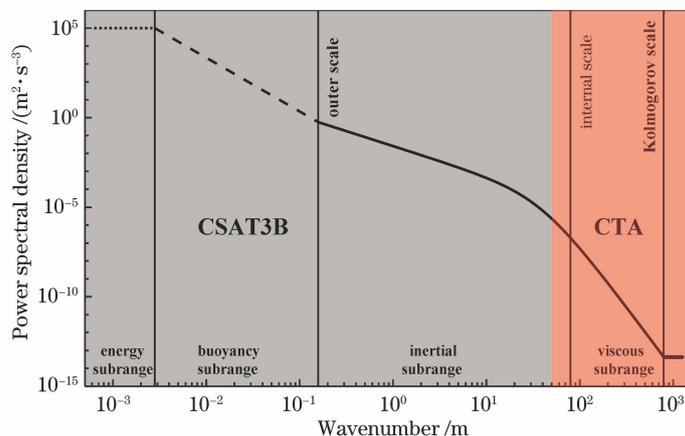


图 1 湍流谱理论模型示意图

Fig. 1 Schematic of theoretical model of turbulence spectrum

从惯性子区到耗散区的一维频率谱<sup>[14, 21-22]</sup>为

$$W(\omega) = \frac{\Gamma(5/3)\sin(\pi/3)}{2\pi v_b} C_u^2 \frac{(\omega/v_b)^{-5/3}}{\{1 + [(\omega/v_b)/k]^{8/3}\}^2}, \quad (5)$$

式中: $\Gamma(\cdot)$ 为伽马函数, $\Gamma(5/3) = 0.90167$ ;  $v_b$ 为相对风速; $\omega$ 为角频率, $\omega = 2\pi f$ ,  $f$ 为频率; $C_u^2$ 为风速结构常数, $C_u^2 = 4\alpha\epsilon^{2/3}$ 。由式(5)可以看出,海森伯模型的转折点在  $k$  处,同时它也是频率谱函数  $W(\omega)$ 在惯性子区和耗散区渐进线的交点。内尺度  $l_0$ 与波数  $k$ 、频率  $f$ 、风速  $v_b$ 存在以下关系

$$l_0 = \frac{2\pi}{k} = \frac{v_b}{f}. \quad (6)$$

### 3 实验设备与原理

湍流谱分析法所用的数据取自合肥市西郊水库附近的实验场地,观测仪器被安装在中国科学院合

肥物质科学研究所安徽光学精密机械研究所大气学中心的楼顶,距离地面约 15 m(海拔约为 54 m),西边有一高约 8 m 的圆形建筑物。热线风速仪的探针通过胶带绑在超声风温仪的金属杆上,如图 2(a)所示。

超声风速仪利用声速是关于温度和湿度的函数<sup>[23]</sup>,通过对声速的测量即可获得超声风速,超声波在三个非正交轴上传播一定距离后,即可利用多普勒效应、坐标变换得到风速的三维分量( $u_x, u_y, u_z$ )。

当热线风速仪工作时,测量信号通过一根线缆经电桥反馈放大、低通滤波后再由模数转换器(A/D)采样并转换为数字信号,最后传输到计算机中,如图 2(b)所示,其中  $Q$  为热量,  $E$  为电压,  $T'$  为流体温度,  $k^*$  为测量流体的热传导率,  $\rho$  为流体密度,  $\mu$  为分子学黏性系数。

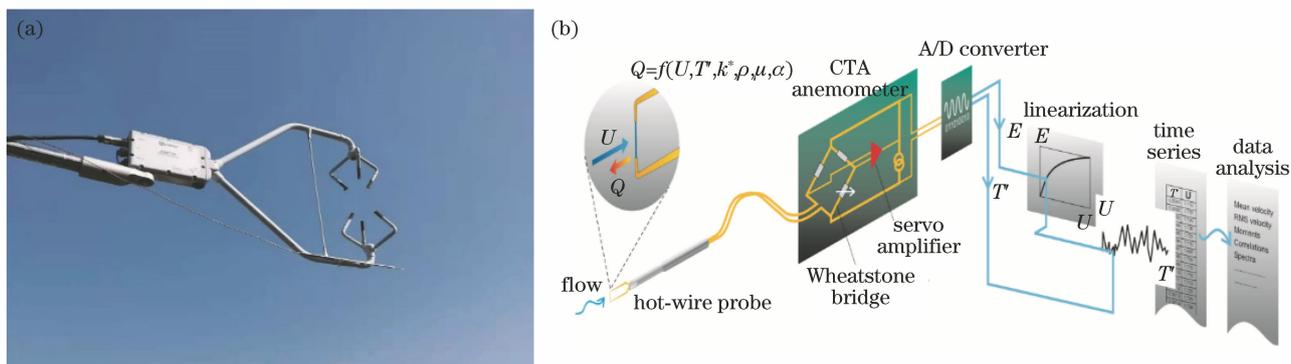


图 2 湍流谱测量设备。(a)超声风速仪及热线风速仪探头;(b)热线风速仪的工作原理图

Fig. 2 Turbulence spectrum measuring equipment. (a) Ultrasonic anemometer and hot-wire anemometer probes; (b) working principle diagram of hot-wire anemometer

热线风速仪利用对流换热原理来实现对流体速度的测量<sup>[24]</sup>,在仪器运作时可通过内置电路来加热微型金属丝,而流体以速度  $U$  带走一部分热量  $Q$ ,使得热线电阻丝的温度(电阻值)发生变化,此时电桥会失去平衡,系统通过负反馈来调节惠斯通电桥两端的电压以控制金属丝的加热功率,从而使热丝的温度维持在一个恒定值。在这个过程中,惠斯通电桥的电压  $E$  与流体的流速是一一对应的正比关系。根据 King<sup>[25]</sup> 构建的公式,可以建立  $E^2 \sim U^n$ ,其中  $n=0.45$ 。为了精确测量风速,需要预先建立热线电压与风速之间的校准关系,通过标准标定设备来模拟实际测量环境的温度、压力以获得校准曲线,再将测量得到的电压换算为风速值。当待测流

场的温度、压力与模拟测量环境存在较大差异时,这会产生极大的测量误差<sup>[18]</sup>。然而实际测量现场状况复杂多变,环境温度、气压与标定条件有一定的差距。Theuerkauf 等<sup>[14]</sup> 利用热线风速仪的电压值脉动谱来代替速度脉动谱以计算湍流动能耗散率,在使用这种方式计算内尺度时可以不用对现场环境进行预先标定,且测量的相对误差在 2% 以内,这满足实际测量需求。

热线风速仪依照其工作方式可分为恒流、恒温两种类型,本文采用的是丹迪公司生产的 miniCTA54T42 型恒温式热线风速仪。表 1 为热线风速仪的技术指标。

表 1 丹迪恒温热线风速仪的技术指标

Table 1 Technical specifications of Dantec constant temperature anemometer

Sampling frequency / kHz	Spatial resolution / mm	Velocity range / ( $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ )	Probe diameter / $\mu\text{m}$	Sensor resistance / $\Omega$	Equivalent input noise
~10	$\geq 0.1$	0.2–200.0	5	3.5	frequency: 0.1–10.0 Hz, voltage: 80 nV; frequency: $\geq 1.0$ kHz, noise voltage: $3 \text{ nV} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$

## 4 数据处理

依据第 3 节所述的仪器和原理,采用热线风速仪所测量的电压脉动信号数据,并运用湍流谱分析法来测量湍流内尺度和湍流动能耗散率。热线风速仪的采样频率为 4000 Hz,每次对 40000 个数据(时间间隔为 10 s)进行谱分析,同时与超声风速仪所测量的三维风速、由结构函数法间接测量的内尺度进行比对。超声风速仪的采样频率为 20 Hz,按照如下步骤进行数据处理:

1) 对热线风速仪所测量的电压数据进行低通滤波,截止频率为 600 Hz(高于截止频率的电压信号均为高频噪声),再采用格拉斯法分别对热线风速仪和超声风速仪所测量的数据进行两轮异常数据的剔除和插补以剔除所有野点<sup>[15]</sup>;

2) 由于热线风速仪的高频采集特性,需对采集得到的每 30 min 时长的数据按照  $T_s=10$  s 的间隔进行划分,得到热线风速仪每组 40000 个数据、超声风速仪每组 200 个数据,再采用最小二乘法分别对  $T_s$  时间段中的数据进行去除<sup>[14]</sup> 以计算电压脉动值和风速脉动值;

3) 依照 Taylor 假设<sup>[26]</sup>,根据超声风速仪所测的平均风速将时间上的风速差分别转化为空间上两点风速差的平方平均值,计算间隔为 1 m 的径向风

速二阶结构函数,由式(2)和式(4)计算湍流动能耗散率和内尺度;

4) 依照 Taylor 假设,根据超声风速仪所测的平均风速将时间间隔上的风速差转换为空间上两点风速差的立方平均值,计算不同  $r$  上的径向风速三阶结构函数,由式(3)和式(4)估算湍流动能耗散率和内尺度;

5) 使用 Welch 算法按照  $T_s$  对热线风速仪所测的电压脉动数据进行快速傅里叶变换<sup>[27]</sup>,再绘制功率谱的双对数图像,该方法可以将长度为  $N$  的数据分成  $L$  段,分别求出每一段的功率谱后加以平均,分段过程中每段之间可以有重叠,这能够改进功率谱的方差特性,同时将 Hamming 窗作为窗函数(Kaimal 等于 1991 年发现使用 Hamming 窗可以使观测的谱和无限长的数据谱误差在 1% 以内<sup>[27]</sup>);

6) 基于海森伯模型来拟合从惯性子区到耗散区的曲线以寻找频率  $f_0$ ,通过式(5)和式(6)分别计算内尺度和耗散率;

7) 根据 Obukhov 长度  $L = \frac{u_*^2}{k' \frac{g}{\theta}}$  来计算大气

稳定条件  $z/L$  (当  $z/L > 0$  时,表示大气处于稳定层结,且  $|z/L|$  的值越大越稳定;当  $z/L < 0$  时,表示大气处于不稳定层结,且  $|z/L|$  的值越大越不稳定;

当  $|z/L| \rightarrow 0$  时, 大气处于中性层结<sup>[15]</sup>, 其中  $z$  为仪器设备高度,  $u_* = \langle -u'w' \rangle^{1/2}$  为摩擦速度,  $w'$  为垂直脉动风速,  $u'$  为径向脉动风速,  $\bar{\theta}$  为平均位温,  $\theta_* = -\frac{\overline{w'\theta'}}{u_*}$ ,  $\theta'$  为位温脉动,  $k'$  为 von-Karman 常数,  $g$  为重力加速度。

## 5 实验结果分析

### 5.1 湍流谱特征分析

图 3 展示了采用第 3 节的方法处理 2021 年 7 月 13 日 14:00 左右 10 s 时长的数据而绘制的湍流电压脉动功率谱, 仪器的功率谱密度噪声水平约为

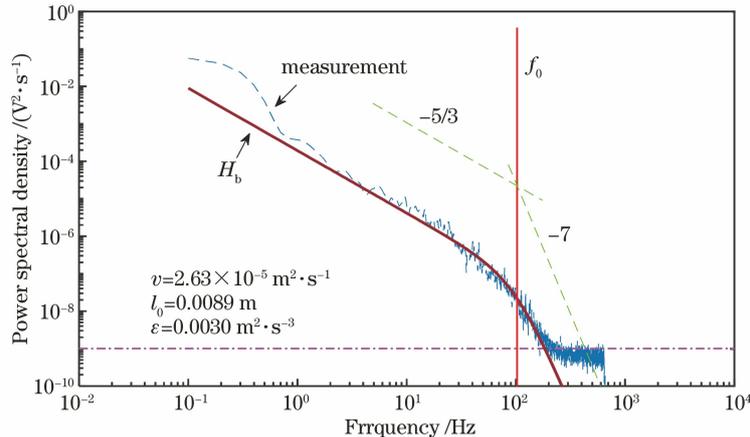


图 3 湍流电压脉动功率谱

Fig. 3 Turbulent voltage pulsation power spectrum

将谱幂率从  $-5/3$  向  $-7$  变化的点称为转换频率点, 其也称为湍流谱的崩溃点<sup>[21,28]</sup>, 图中的转换频率位于  $f_0 = 102$  Hz, 利用 Taylor 假设将时间尺度转换为空间尺度, 通过式(6)计算得到内尺度  $l_0$  为 0.0089 m, 湍流动能耗散率  $\varepsilon$  为  $0.0030 \text{ m}^2/\text{s}^3$ 。

### 5.2 湍流耗散率及内尺度的时间变化特征分析

为了研究耗散率随时间的变化规律, 选取 2021 年 7 月 14 日超声风速仪和热线风速仪所测的 24 h 数据进行研究, 当天天气晴朗, 最高温度约为  $35 \text{ }^\circ\text{C}$ , 盛行南风, 大约三级。图 4 为 2021 年 7 月 14 日合肥地区离地 15 m 的内尺度、耗散率和风速随时间的变化曲线。从图 4 可以看出: 采用二阶结构函数法和三阶结构函数法直接估算的湍流动能耗散率、利用功率谱分析法估算的湍流动能耗散率均在  $10^{-4} \sim 10^{-1} \text{ m}^2/\text{s}^3$  左右; 三种情况下, 耗散率和内尺度的全天变化趋势基本相同, 即白天的耗散率呈现典型的日变化特征, 从上午 10:00 左右开始缓慢增强, 夜晚 22:00 开始减弱, 最终在凌晨 5:00 左右达到最小。此外, 将图 4(a) 湍流耗散率随时间的变

$10^{-9} \text{ V}^2/\text{s}$ , 依据海森伯模型采用最小二乘拟合法得到了较为平滑的湍流功率谱频率变化曲线  $H_b$ , 其中  $f_0$  为惯性子区与耗散区之间内尺度所对应的交接频率。图 3 主要分为两个区域, 即惯性子区和耗散区, 在 0.5 Hz 到 300.0 Hz 之间, 功率谱密度随着频率的增加而减小; 在 0.5 Hz 到 40.0 Hz 之间, 谱幂率近似为  $-5/3$ , 对应 Kolmogorov 的惯性子区; 在 100.0 Hz 到 200.0 Hz 之间, 谱幂率约为  $-7$ , 对应海森伯模型的耗散区的部分区域。由于受到仪器高频噪声的干扰, 更高频的区域难以分辨。0.5 Hz 频率以下表现为大空间尺度的含能涡区, 这对于本文估算内尺度来说不是必需的, 因此不再详细讨论。

化情况与图 4(b) 风速随时间的变化情况进行对比, 发现湍流动能耗散率与风速之间具有很强的相关性, 即当风速开始变大时, 耗散率也随之变大, 当风速突然变小时, 耗散率也随之减小。这可能是由于当风速变大时, 大尺度湍涡从外界获取的动能会增多, 则从大尺度湍涡向小尺度湍涡输送的动能也会随之增加, 根据 Kolmogorov 第二假设, 即惯性子区的传输率等于耗散率<sup>[15]</sup>, 因此耗散率会随着风速的增加而增加, 反之亦然。

内尺度的日变化规律与耗散率相反, 这与式(4)表述一致, 即在耗散率最小时, 内尺度处于最大的位置。同时, 由三种方法测量的湍流内尺度约为 0.5~20.0 mm, 这与以往近地面湍流内尺度测量范围相符合<sup>[29-30]</sup>。

二阶结构函数估算法和三阶结构函数估算法在利用耗散率估算内尺度时, 需要使用两者之间的量纲系数进行转换, 然而这一量纲系数的准确值是不确定的<sup>[9]</sup>。功率谱分析方法通过高频采样数据来获得湍流从含能区到耗散区的完整频谱, 这精确表示

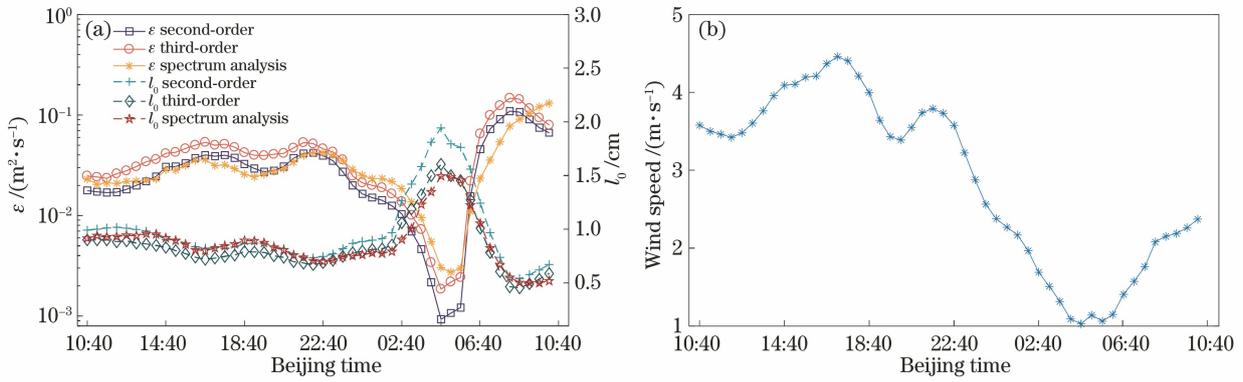


图 4 湍流耗散率、内尺度的和水平风速随时间的变化曲线。(a)湍流耗散率、内尺度日变化曲线;(b)水平风速的日变化曲线  
Fig. 4 Curves of turbulent dissipation rate, internal scale, and horizontal wind speed with time. (a) Diurnal variation curves of turbulent dissipation rate and internal scale; (b) diurnal variation curve of horizontal wind speed

了内尺度的所在位置,由于直接测量内尺度,所以结果更为准确。

为了定量描述两种结构函数法的内尺度估算效果,故计算其与功率谱分析法所测的内尺度的相关系数( $R_{xy}$ )与平均相对偏差(MRE)<sup>[31]</sup>,表达式分别为

$$R_{xy} = \frac{\sum_{i=1}^{n'} (X_i - \bar{X})(Y_i - \bar{Y})}{\sqrt{\sum_{i=1}^{n'} (X_i - \bar{X})^2 (Y_i - \bar{Y})^2}}, \quad (7)$$

$$x_{MRE} = \frac{\sum_{i=1}^{n'} \left| \frac{X_i - Y_i}{n'} \right|}{\left| \sum_{i=1}^{n'} \frac{X_i}{n'} \right|} \times 100\%, \quad (8)$$

式中: $X_i$ 和 $Y_i$ 分别为第*i*个时间间隔使用功率谱分析法和结构函数法计算的内尺度。由二阶结构函数估算的内尺度与由功率谱分析法直接测量的内尺度的相关系数为 0.861,平均相对偏差为 12.03%。由三阶结构函数估算的内尺度与由功率谱分析法直接测量的内尺度的相关系数为 0.895,平均相对偏差为 2.48%。由此可见,三阶结构函数所估算的湍流内尺度与内尺度直接测量结果更加接近,说明估算结果较为准确。

### 5.3 湍流耗散率及内尺度的稳定性变化特征分析

图 5 为利用二阶结构函数、三阶结构函数以及谱分析法估算的湍流动能耗散率与稳定性之间的关系。从图 5 可以看到:当大气处于稳定条件时,由三种方式计算的平均湍流耗散率分别为  $\bar{\epsilon}_1 = 0.0147 \text{ m}^2/\text{s}^3$ 、 $\bar{\epsilon}_2 = 0.0146 \text{ m}^2/\text{s}^3$ 、 $\bar{\epsilon}_s = 0.0236 \text{ m}^2/\text{s}^3$ ;当大气处于不稳定条件时,由结构函数以及功率谱估算的平均湍流动能耗散率分别为  $\bar{\epsilon}_1 = 0.0363 \text{ m}^2/\text{s}^3$ 、

$\bar{\epsilon}_2 = 0.0592 \text{ m}^2/\text{s}^3$  和  $\bar{\epsilon}_s = 0.0524 \text{ m}^2/\text{s}^3$ ;随着  $|z/L|$  值的增加,湍流动能耗散率呈现下降的趋势;当  $|z/L|$  值趋于零,即对应中性层结时,耗散率处于最大值。上述结果与吴晓庆等<sup>[12]</sup>在合肥市西郊水库高塔处的测量结果一致。图 6 为利用二阶结构函数、三阶结构函数以及谱分析法估算的内尺度与稳定度之间的关系。从图 6 可以看到:当大气处于稳定条件时,由三种方式估算的平均内尺度分别为  $\bar{l}_1 = 0.0113 \text{ m}$ 、 $\bar{l}_2 = 0.0097 \text{ m}$ 、 $\bar{l}_s = 0.0089 \text{ m}$ ;当大气处于不稳定条件时,由结构函数以及功率谱估算的平均内尺度分别为  $\bar{l}_1 = 0.0088 \text{ m}$ 、 $\bar{l}_2 = 0.0076 \text{ m}$ 、 $\bar{l}_s = 0.0077 \text{ m}$ 。由于内尺度  $l_0$  与  $\epsilon^{1/4}$  成反比,因此内尺度-稳定度的变化趋势与耗散率-稳定度的变化趋势正好相反,即随着  $|z/L|$  值的增加,湍流内尺度表现出增大的趋势,当  $|z/L|$  值最小时,对应中性层结,湍流内尺度达到最小值。

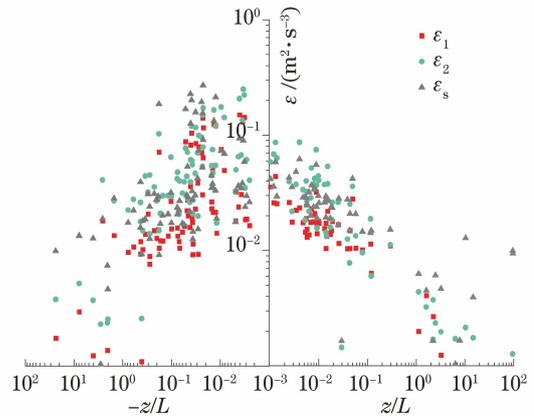


图 5 湍流动能耗散率与稳定性之间的关系  
Fig. 5 Relationship between turbulent kinetic energy dissipation rate and stability

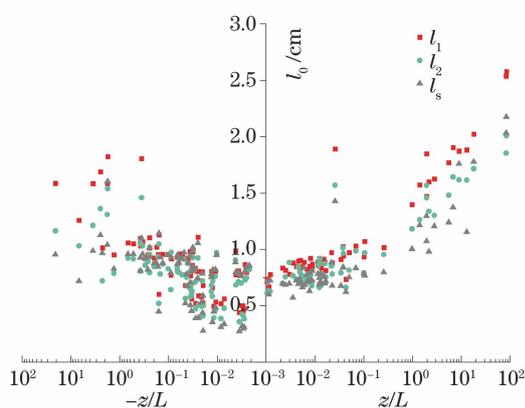


图 6 内尺度与稳定性之间的关系

Fig. 6 Relationship between internal scale and stability

## 6 结 论

本文采用功率谱分析法对热线风速仪所测的电压数据进行处理,得到了包含含能区、惯性子区、耗散区的完整风速脉动谱。通过对比二阶结构函数、三阶结构函数所估算的大气湍流动能耗散率和内尺度,发现由三种方式估算的耗散率和内尺度的变化趋势相同,由于功率谱分析法是直接测量湍流内尺度,因此计算得到的内尺度最为准确,三阶结构函数所估算的内尺度与功率谱分析法所测的结果的相关系数比二阶结构函数更大,并且平均相对偏差更小,因此三阶结构函数所估算的内尺度相比二阶结构函数更准确。分析湍流内尺度、动能耗散率与稳定度的相关性,发现在大气处于中性条件时,湍流动能耗散率最大,湍流内尺度最小。由于热线风速仪具有便携测量的优势,故热线风速仪结合功率谱分析法进行风速测量更适应于复杂环境下湍流内尺度的分析。

## 参 考 文 献

- [1] 赵松年, 胡非. 湍流问题: 如何看待“均匀各向同性湍流”? [J]. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2015, 45(2): 024701.  
Zhao S N, Hu F. Turbulence question: how do view “the homogenous and isotropic turbulence”? [J]. Scientia Sinica (Physica, Mechanica & Astronomica), 2015, 45(2): 024701.
- [2] Sun Y L, Wu H, Zhao M. Influence of turbulent inner scale on atmospheric laser transmission [C]// 2020 IEEE 4th Information Technology, Networking, Electronic and Automation Control Conference, June 12-14, 2020, Chongqing, China. New York: IEEE Press, 2020: 2317-2322.
- [3] Richardson L F. Weather prediction by numerical process [M]. Cambridge: Cambridge University Press, 1922: 236.
- [4] Kolmogorov A N. Local structure of turbulence in an incompressible viscous fluid at very high Reynolds numbers [J]. Soviet Physics Uspekhi, 1968, 10(6): 734-746.
- [5] 孙晶, 黄普明, 么周石. 大气湍流与平台微振动影响下的星地激光通信性能 [J]. 激光与光电子学进展, 2021, 58(3): 0301003.  
Sun J, Huang P M, Yao Z S. Performance of satellite-to-ground laser communications under the influence of atmospheric turbulence and platform micro-vibration [J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2021, 58(3): 0301003.
- [6] 周畅, 于笑楠, 姜会林, 等. 基于 APD 自适应增益控制的近地无线激光通信信道大气湍流抑制方法研究 [J]. 中国激光, 2022, 49(4): 0406002.  
Zhou C, Yu X N, Jiang H L, et al. Research on atmospheric turbulence suppression methods of near the earth wireless laser communication channels based on APD adaptive [J]. Chinese Journal of Lasers, 2022, 49(4): 0406002.
- [7] 韦宏艳, 程玲, 蔡冬梅, 等. 大气湍流尺度对角反射器回波闪烁指数的影响 [J]. 中国激光, 2014, 41(s1): s113002.  
Wei H Y, Cheng L, Cai D M, et al. Influences of the atmospheric turbulent scales on the scintillation index of reflector echo [J]. Chinese Journal of Lasers, 2014, 41(s1): s113002.
- [8] Chen W Y. Energy dissipation rates of free atmospheric turbulence [J]. Journal of the Atmospheric Sciences, 1974, 31(8): 2222-2225.
- [9] Watkins B J, Philbrick C R, Balsley B B. Turbulence energy dissipation rates and inner scale sizes from rocket and radar data [J]. Journal of Geophysical Research: Atmospheres, 1988, 93(D6): 7009-7014.
- [10] Tsinober A, Kit E, Dracos T. Experimental investigation of the field of velocity gradients in turbulent flows [J]. Journal of Fluid Mechanics, 1992, 242: 169-192.
- [11] 王汉封, 柳朝晖, 郭福水, 等. 用 PIV 数据估算槽道内湍流动能耗散率 [J]. 化工学报, 2004, 55(7): 1066-1071.  
Wang H F, Liu Z H, Guo F S, et al. Estimation of turbulent kinetic energy dissipation rate in channel flow by PIV [J]. Journal of Chemical Industry and Engineering (China), 2004, 55(7): 1066-1071.
- [12] 吴晓庆, 聂群, 方强. 近地面大气湍流平均动能耗散率测量与分析 [J]. 力学学报, 2007, 39(6): 721-726.

- Wu X Q, Nie Q, Fang Q. Measurement and analysis of turbulent mean kinetic energy dissipation rate in the atmospheric surface layer[J]. Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics, 2007, 39(6): 721-726.
- [13] Wang G C, Yang F, Wu K, et al. Estimation of the dissipation rate of turbulent kinetic energy: a review [J]. Chemical Engineering Science, 2021, 229: 116133.
- [14] Theuerkauf A, Gerding M, Lübken F J. LITOS: a new balloon-borne instrument for fine-scale turbulence soundings in the stratosphere [J]. Atmospheric Measurement Techniques, 2011, 4(1): 55-66.
- [15] 张宏昇. 大气湍流基础[M]. 北京: 北京大学出版社, 2014.
- Zhang H S. Basics of atmospheric turbulence[M]. Beijing: Peking University Press, 2014.
- [16] Barat J, Bertin F. Simultaneous measurements of temperature and velocity fluctuations within clear air turbulence layers. Analysis of the estimate of dissipation rate by remote sensing techniques [J]. Journal of the Atmospheric Sciences, 1984, 41(9): 1613-1619.
- [17] Haack A, Gerding M, Lübken F J. Characteristics of stratospheric turbulent layers measured by LITOS and their relation to the Richardson number [J]. Journal of Geophysical Research: Atmospheres, 2014, 119(18): 10605-10618.
- [18] 张军, 张俊龙, 雷红胜, 等. 基于隐式温度修正的二维热线风速仪校准方法[J]. 空气动力学学报, 2020, 38(1): 43-47, 65.
- Zhang J, Zhang J L, Lei H S, et al. A cross-hotwire calibration method with implicit temperature correction[J]. Acta Aerodynamica Sinica, 2020, 38(1): 43-47, 65.
- [19] Heisenberg W. Zur statistischen theorie der turbulenz [M]//Blum W, Rechenberg H, Dürr H P. Original scientific papers wissenschaftliche originalarbeiten. Werner heisenberg gesammelte werke collected works. Heidelberg: Springer, 1985, A/1: 82-111.
- [20] 许满满, 邵士勇, 刘庆, 等. 复杂地形下海陆风对大气湍流的影响 [J]. 光学学报, 2020, 40(12): 1201002.
- Xu M M, Shao S Y, Liu Q, et al. Influences of sea and land winds on atmospheric turbulence under complex terrain [J]. Acta Optica Sinica, 2020, 40(12): 1201002.
- [21] Lübken F J, Hillert W. Measurements of turbulent energy dissipation rates applying spectral models [M]//Thrane E V, Blix T A, Fritts D C. Coupling processes in the lower and middle atmosphere. NATO ASI series. Dordrecht: Springer, 1993, 387: 345-351.
- [22] Schumann U. On relations between constants in homogeneous turbulence models and Heisenberg's spectral model [J]. Contributions to Atmospheric Physics, 1994, 67(1994): 141-147.
- [23] Kaimal J C, Businger J A. A continuous wave sonic anemometer-thermometer [J]. Journal of Applied Meteorology, 1963, 2(1): 156-164.
- [24] 钟志鹏. 基于STM32高频响热线风速仪的研制[D]. 南京: 南京理工大学, 2016: 3-7.
- Zhong Z P. Development of hot wire anemometer based on STM32 high frequency response [D]. Nanjing: Nanjing University of Science and Technology, 2016: 3-7.
- [25] King L V. On the convection of heat from small cylinders in a stream of fluid: determination of the convection constants of small platinum wires with applications to hot-wire anemometry [J]. Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A, 1914, 214: 373-432.
- [26] 饶瑞中. 现代大气光学[M]. 北京: 科学出版社, 2012.
- Rao R Z. Modern atmospheric optics[M]. Beijing: Science Press, 2012.
- [27] Same M H, Gandubert G, Gleton G, et al. Simplified Welch algorithm for spectrum monitoring [J]. Applied Sciences, 2020, 11(1): 86.
- [28] 吴永富. 一枚Chaff火箭观测到的湍流谱[J]. 空间科学学报, 1997, 17(4): 343-347.
- Wu Y F. Turbulence spectrum observed from a Chaff rocket[J]. Chinese Journal of Space Science, 1997, 17(4): 343-347.
- [29] 朱文越, 赵柱灵, 马晓珊, 等. 同步测量大气湍流折射率结构常数和内尺度的光学方法[J]. 强激光与粒子束, 2005, 17(10): 1461-1464.
- Zhu W Y, Zhao Z L, Ma X S, et al. Optical method for simultaneously measuring refractive-index structure parameter and inner scale of atmospheric turbulence[J]. High Power Laser & Particle Beams, 2005, 17(10): 1461-1464.
- [30] Ochs G R, Hill R J. Optical-scintillation method of measuring turbulence inner scale[J]. Applied Optics, 1985, 24(15): 2430-2432.
- [31] 韩亚娟, 吴晓庆, 罗涛, 等. 拉萨光学湍流探空测量与模式分析[J]. 光学学报, 2020, 40(6): 0601002.
- Han Y J, Wu X Q, Luo T, et al. Optical turbulence measurement over Lhasa using a meteorological radiosonde and model analysis [J]. Acta Optica Sinica, 2020, 40(6): 0601002.