

北京城郊近地层湍流实验观测

苏红兵*

洪钟祥

(中国科学院大气物理研究所大气边界层物理和大气化学国家重点实验室, 北京 100029)

提 要

本文利用两台 FA-11 超声风速温度仪于 1992 年 3 月到 4 月间在北京 325m 气象观测塔 47m 和 120m 两个高度观测到的风速三个正交分量以及声虚温的湍流脉动资料, 计算和分析了北京城郊粗糙下垫面近地层湍流特征量及其日变化, 无量纲垂直速度和声虚温的方差随稳定度的变化, 风速分量和温度的归一化湍动能谱以及动量和热通量的互谱及其随稳定度的变化, 并且与平坦均一下垫面近地层湍流观测的结果进行了对比。

关键词: 城市近地层; 超声风速温度仪; 大气湍流; 北京。

一、引 言

城市及其近郊是人类集居的地方, 也常常是工业污染物排放源所在的地区。在这类区域内, 下垫面比较复杂, 粗糙度较大。因此, 了解这类地区大气边界层, 特别是近地层的湍流结构特征, 对于研究城市气候、环境以及污染物的输送、扩散等, 都有很重要的实际意义。

在平坦均一下垫面上, 近地层湍流结构的综合性实验观测已经取得十分丰富的结果。特别是 1968 年的 Kansas 综合实验观测, 证明了莫宁-奥布霍夫相似理论是近地层中湍流特征参数、尺度分析的重要理论基础之一。这一理论是否适用于分析复杂下垫面的城市近地层湍流, 还需要得到实验观测的证实。目前, 城市及其近郊地区的近地层湍流实验观测还比较少, 更缺乏综合性观测。

北京 325m 气象观测塔位于北京市北部近郊^[1]。近年来, 随着北京建设的迅速发展, 它已处于城市的边缘与近郊的交界处。因而为我们实验观测北京城郊大气边界层, 特别是近地层的湍流结构特征, 提供了一个理想的观测平台。

由于城市地区高层建筑的存在, 下垫面粗糙度较大。对于近地层的观测应避开近地面粗糙层, 参考张骞琛等^[2]的观测, 我们选择 47m 作为第一层观测高度。另外, 注意到在气象塔日常观测中, 经常观测到高层逆温的存在 (大约在 120m 左右)。因此, 作为对比, 我们选择 120m 作为第二层观测高度。

在大气湍流的观测实验中, 超声风速温度仪是目前最理想的测量速度脉动的仪器。

1993 年 6 月 17 日收到, 9 月 29 日收到修改稿。

* 现在通讯地址: Atmospheric Science, Land, Air and Water Resources, University of California, Davis, CA 95616, U.S.A.

但是在实际观测中却很少利用其测得的温度脉动值。Schotanus 等^[3]在荷兰卡包气象塔做了一次对比实验,证实了在可测得动量通量和水汽通量的情况下,关于超声测温中存在的横向风和湿度订正两个问题可以得到较好的解决,而且由超声测得的温度脉动计算出的统计参数也比较合理。Kaimal 等^[4]认为,用超声测温值得考虑,其潜在的优点十分明显,如和垂直风速分量有相同的空间分辨率,不受老化和大气污染影响,探头不易损坏等。我们在观测中所使用的是两台由中国科学院大气物理研究所自行研制的新一代 FA-11 超声风速温度仪,用来测量风速的 3 个正交分量及大气的声虚温的脉动值。

二、数据的采集及预处理

关于仪器的安装及数据的记录的详情见文献[5]。数据的采样速率为 22 次/s。在我们的分析中,主要用到 1992 年 3 月 27 日午夜 1:48 到 3 月 28 日午夜 0:44 以及 4 月 13 日 13:44 到 4 月 14 日 12:40 这两天连续观测近 46 小时的资料。

数据的预处理主要包括“野点”的修正,声程的订正以及声虚温的横向风的订正,详见文献[5]。

另外,FA-11 超声风速温度仪用声学原理测量大气的声虚温 T_{vs} ^[6],

$$T_{vs} = (1 + 0.518q)T = (1 + 0.322\frac{e}{p})T, \quad (1)$$

其中, T 为绝对温度, q 为比湿, e 为水汽压, p 为大气压。

声虚温与绝热声速 c_s 的关系为^[7]

$$c_s = (\gamma_a R_a T_{vs})^{1/2} \approx 20.067 T_{vs}^{1/2}, \quad (2)$$

其中, γ_a 为干空气的等压比热与等容比热之比, R_a 为干空气的比气体常数。

而通常在气象学中定义大气的虚温为 T_v ,

$$T_v = (1 + 0.608q)T = (1 + 0.378\frac{e}{p})T. \quad (3)$$

可见,两者是有差别的,但是非常接近。

三、湍流宏观统计参数的计算及分析

1. 平均时间的选取

平均时间长短的选取在大气湍流实验观测及统计分析中是一个基本的问题。综合 Lumley 和 Panofsky^[8], Wyngaard^[9], Haugen^[10]以及 Roth 等^[11]的分析,同时考虑到资料拼接和处理的方便,我们取平均时间为 84 min,即相当于两张软盘的时间序列的长度。

2. 平均水平风速和风向的计算

标量平均水平风速 u_s 、风向 φ_s 和矢量平均水平风速 u_v 、风向 φ_v 可分别表示为

$$\begin{cases} u_s = \bar{v} = \sqrt{\bar{v}_x^2 + \bar{v}_y^2}, \\ \varphi_s = \bar{\varphi} = \arctg\left(\frac{\bar{v}_y}{\bar{v}_x}\right), \end{cases} \quad (4)$$

和

$$\begin{cases} u_v = \sqrt{\bar{v}_x^2 + \bar{v}_y^2}, \\ \varphi_v = \arctg\left(\frac{\bar{v}_y}{\bar{v}_x}\right). \end{cases} \quad (5)$$

Frenkiel^[12]给出在均匀湍流中, 有

$$u_s \approx u_v \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{\sigma_v}{u_v} \right)^2 \right] \equiv u_c, \quad (6)$$

其中, σ_v 为侧向风的标准差。

图 1 分别给出了 47m 和 120m 的 u_s 与 u_v 、 u_s 与 u_c 以及 φ_s 与 φ_v 的关系。可见 (6) 式和实际资料符合得很好。但是, 在相当一部分情况下, φ_s 与 φ_v 相差仍较大 (偏差大于 10°)。在这些情况下, 如何合理地确定主导风向及进行坐标变换值得考虑。

3. 坐标变换和趋势项的去除

传统上, 通常以平均水平风向或主导风向为 x 轴, 使得坐标变换后平均横向风速 $\bar{v} = 0$, 横向风速脉动值等于其瞬时值 $v' = v$ 。

从我们对雷诺应力的计算可以发现, 有时 $\overline{v'w'}$ 与 $\overline{u'w'}$ 达同一个量级, 甚至比 $\overline{u'w'}$ 大, 即平均水平风向与雷诺应力不在同一方向。这可能是由局地复杂地形、日出、日落和局地环流引起的风向偏转和振荡等非常定过程造成的。因此, 有的研究者建议先分别求出标量水平风速和风向的趋势项, 以对应时刻水平风向角趋势项的值作为该时刻的主导风向进行坐标变换, 并适当调整水平风向角趋势项的零阶系数, 使得最后同时满足 $\bar{v} = 0$ 和 $|\overline{v'w'}| \ll |\overline{u'w'}|$ 。这种方法有一定的经验性, 值得进一步考虑。而在本文的计算中, 仍以矢量平均水平风向为 x 轴进行坐标变换。同时, 在摩擦速度的计算中同时考虑 $\overline{u'w'}$ 和 $\overline{v'w'}$ 的贡献。

另外, 在坐标变换之后, 我们只去除三个风速分量和声虚温时间序列中的线性趋势。因为高阶趋势项可能代表大尺度涡旋的贡献。

4. 近地层湍流宏观特征量

根据莫宁-奥布霍夫相似理论, 近地层的主要特征尺度参数有: 摩擦速度 u_* 、特征温度 T_* 、莫宁-奥布霍夫长度 L 、离地面高度 z 、粗糙度长度 z_0 和零位移平面高度 d 。

当考虑到水汽的影响时, Sorbjan^[13]认为应以虚温代替绝对温度来定义特征温度 T_{v*} 。由虚温的定义, 有

$$\overline{w'T_v'} \approx \overline{w'T'} + 0.61 \overline{T w'q'}, \quad (7)$$

和

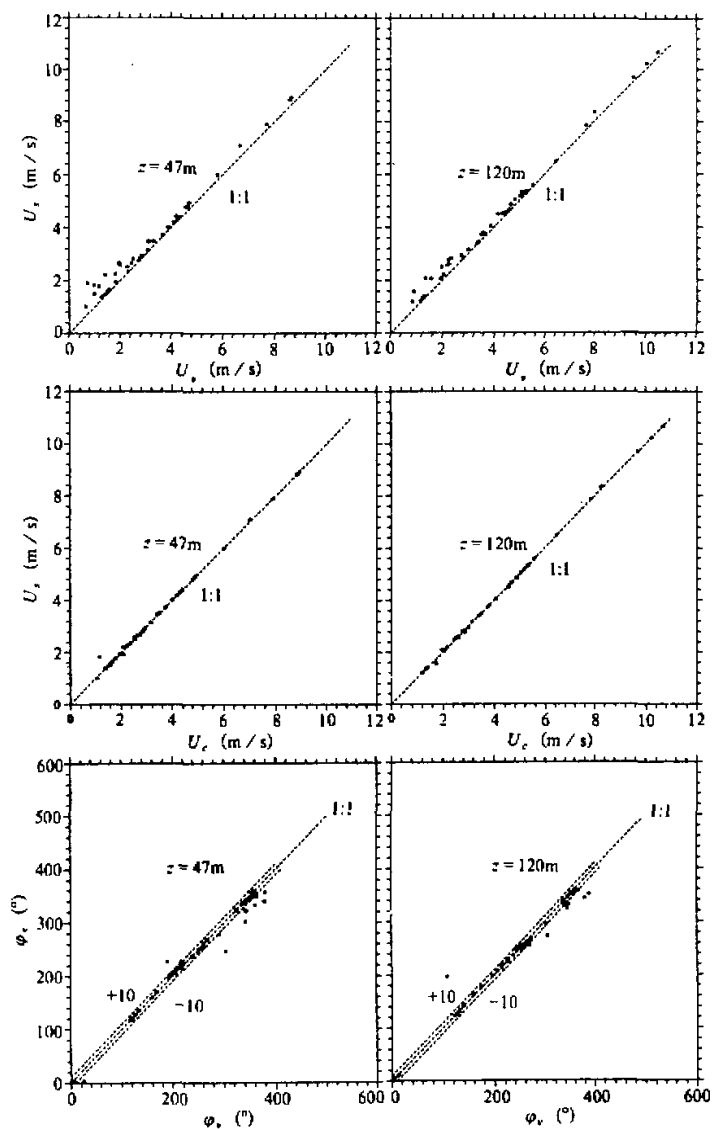


图 1 标量平均和矢量平均水平风速和风向

$$T_{v*} \approx T_* + 0.61 \bar{T} q_*, \quad (8)$$

其中, 特征尺度 T_{v*} , T_* 和 q_* 分别定义为

$$T_{v*} = -\frac{\overline{w'T_v'}}{u_*}, \quad T_* = -\frac{\overline{w'T'}}{u_*}, \quad q_* = -\frac{\overline{w'q'}}{u_*}. \quad (9)$$

考虑到气象塔附近建筑物的高度, 我们认为在大多数情况下, 47m 和 120m 既离开了表面粗糙层, 又仍处在近地层中。因此, 我们仍采用下列特征尺度的计算公式:

$$\begin{cases} u_* = [|\overline{u'w'}|^2 + |\overline{v'w'}|^2]^{1/4}, & T_{vs} \approx -\frac{\overline{w'T'_{vs}}}{u_*}, \\ L \approx -\frac{\overline{T_{vs}}u_*^3}{\kappa g w'T'_{vs}}, & \zeta \approx \frac{z-d}{L}, \\ d = 3.13 \text{ m}, & z_0 = 0.63 \text{ m}. \end{cases} \quad (10)$$

其中, κ 为卡曼常数, 取值为 0.4, g 为重力加速度。

图 2 分别给出了 1992 年 3 月 27 日午夜 1:48 到 3 月 28 日午夜 0:44 近 23 小时内 47m (实线) 和 120m (虚线) 两个高度的湍流强度 i_u 、 i_v 和 i_z , 平均湍流动能 TKE, 平均涡旋热通量 Q_h , 摩擦速度 u_* , 特征虚温 T_{vs} 和稳定度 ζ 的日变化。其中 i_u 、 i_v 、 i_z 、TKE 和 Q_h 分别定义为

$$i_x = \sigma_x / u_*, \quad i_y = \sigma_y / v_*, \quad i_z = \sigma_w / u_*, \quad (11)$$

$$\text{TKE} = \bar{e} = \frac{1}{2}(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}) \quad (12)$$

$$Q_h = \rho c_p \overline{w'T'_{vs}}, \quad (13)$$

从图 2 可以看出, 在大多数情况下, 47 m 和 120 m 的上述各种湍流特征尺度参数及其变化很接近, 证明了两个高度在大部分时间内处于同一特性层内。唯一的例外是在上午 6—10 时, 两个高度的特征温度和稳定度参数差别较大, 但仍有相同的符号。

湍流强度的极大值出现在上午 10—12 时, 而平均湍流动能的极大值却在 13—16 时。这主要是因为平均湍流动能只取决于速度的方差, 而湍流强度取决于速度的方差和平均风速。而且往往平均风速的变化幅度要比速度的方差大得多。在这个例子中, 13—16 时的平均风速通常要比 10—12 时大得多, 因而造成上述差别。

5. 无量纲风速分量和声虚温的方差

莫宁-奥布霍夫相似理论给出近地层中风速分量及温度的方差在用摩擦速度和特征温度无量纲化以后, 仅仅只是稳定度的函数, 即

$$\frac{\sigma_\alpha}{u_*} = \Phi_\alpha(\zeta), \quad \alpha = u, v, w, \quad (14)$$

和

$$\sigma_{T_v} / |T_{vs}| = \Phi_{T_v}(\zeta). \quad (15)$$

在中性情况下, 有

$$\sigma_u = Au_*, \quad \sigma_v = Bu_*, \quad \sigma_w = Cu_*, \quad (16)$$

其中, A 、 B 、 C 为常数。Panofsky 和 Dutton^[14]给出了不同下垫面的 A 、 B 、 C 的值, 平均为 $A=2.4$, $B=1.9$, $C=1.25$ 。

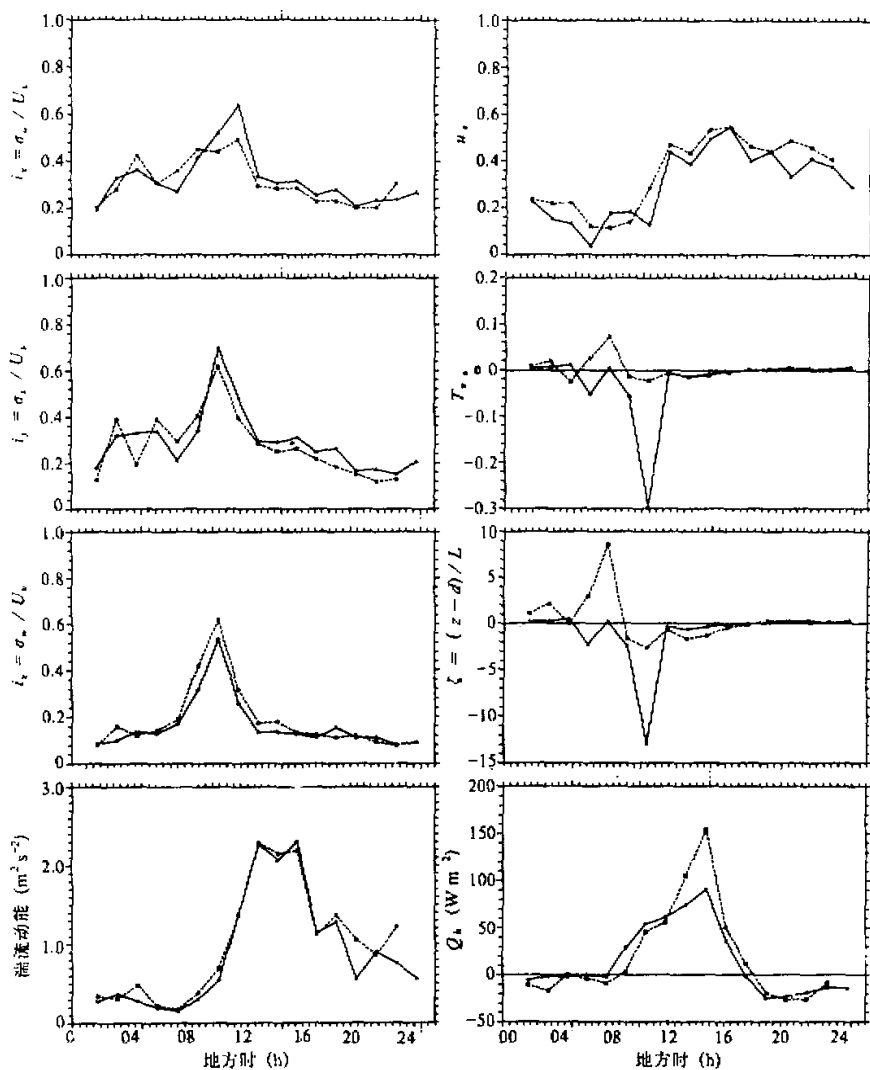


图2 湍流特征参数日变化及其在 47 m 和 120 m 两个高度的比较
实线: 47 m; 虚线: 120 m

而对于无量纲垂直速度的方差, 有以下经验公式:

$$\Phi_w(\zeta) = \begin{cases} 1.25(1 - 3\zeta)^{1/3}, & \zeta < 0, \\ 1.25, & \zeta \geq 0. \end{cases} \quad (17)$$

对于不稳定情况下的无量纲温度方差, 有

$$\Phi_{T_v}(\zeta) = 5(1 - 16\zeta)^{-1/2}, \quad \zeta < 0. \quad (18)$$

我们利用稳定度范围在 $-0.1 < \zeta < 0.1$ 内的 σ_u/u_* , σ_v/u_* , σ_w/u_* 的计算结果进行平均, 得到 $A=2.33$, $B=1.97$, $C=1.16$ 。这与 Panofsky 的平均值很一致。与张霭琛等^[2]在同一地区的测量结果 $A=2.30$, $B=1.62$, $C=1.237$ 相比, A 、 C 的值比较一致, 而 B 值差别较大。

图 3 分别给出了 47m 和 120m 两个高度 σ_w/u_* 和 $\sigma_{T_v}/|T_{v*}|$ 在稳定度范围 $-0.4 < \zeta < 0.4$ 内随稳定度的变化, 并且与 Panofsky 建议的上述经验公式进行了对比。由图可见, 我们的观测结果与上述经验公式符合得较好。这是因为垂直方向涡旋尺度较小, 能较快适应下垫面的起伏, 因而 σ_w/u_* 在平坦均一下垫面和复杂粗糙下垫面的差别不大。而在稳定情况下, σ_w/u_* 的个别点, 尤其是 $\sigma_{T_v}/|T_{v*}|$ 显得较离散。这是由于在稳定情况下, σ_w 、 u_* 和 T_{v*} 都很小, 而仪器的分辨率, 尤其是声虚温测量的分辨率还远远不够, 从而使得 u_* 和 T_{v*} 的测量可靠性较差。

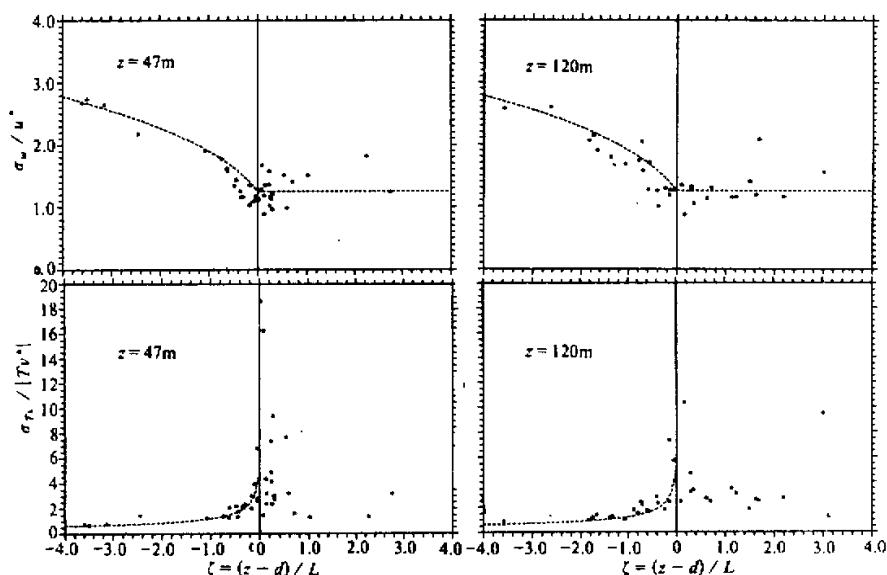


图 3 无量纲垂直速度和声虚温方差随稳定度的变化
曲线为 Panofsky 和 Dutton 建议的经验公式

四、近地层湍流谱特征

在近地层中, 无量纲风速分量及温度的能谱和互谱密度同样满足莫宁-奥布霍夫相似律。在惯性区, 各向同性假设给出归一化风速分量及温度的能谱和互谱密度分别为^[13]

$$\begin{cases} \frac{nS_u(n)}{u_*^2} = \frac{\alpha_u}{(2\pi\kappa)^{2/3}} \varphi_\varepsilon^{2/3} f^{-2/3}, \\ \frac{nS_v(n)}{u_*^2} = \frac{\alpha_v}{(2\pi\kappa)^{2/3}} \varphi_\varepsilon^{2/3} f^{-2/3}, \\ \frac{nS_w(n)}{u_*^2} = \frac{\alpha_w}{(2\pi\kappa)^{2/3}} \varphi_\varepsilon^{2/3} f^{-2/3}, \\ \frac{nS_T(n)}{T_*^2} = \frac{\alpha_T}{(2\pi\kappa)^{2/3}} \varphi_\varepsilon^{1/3} \varphi_N f^{-2/3}, \end{cases} \quad (19)$$

和

$$\begin{cases} -\frac{nC_{uw}(n)}{u_*^2} = \frac{\alpha_{uw}}{(2\pi\kappa)^{4/3}} \varphi_\varepsilon^{1/3} \varphi_m f^{-4/3}, \\ -\frac{nC_{wT}(n)}{u_* T_*} = \frac{\alpha_{wT}}{(2\pi\kappa)^{4/3}} \varphi_\varepsilon^{1/3} \varphi_h f^{-4/3}, \\ \frac{nC_{uT}(n)}{u_* T_*} = \frac{\alpha_{uT}}{(2\pi\kappa)^{3/2}} \varphi_\varepsilon^{1/4} \varphi_m^{1/4} \varphi_h f^{-3/2}. \end{cases} \quad (20)$$

其中, n 为频率, $f = nz/u_*$ 为无因次频率, $\kappa = 0.4$ 为卡曼常数, φ_ε 为无因次湍流能量耗散率, φ_N 为无因次温度方差耗散率, φ_m 为无因次风切变, φ_h 为无因次温度梯度。它们都只是稳定度 ζ 的相似性普适函数。 α 为 Kolmogoroff 常数。Kaimal 等^[15] 给出 $\alpha_u = 0.5$, $\alpha_v = \alpha_w = 4\alpha_u/3$, $\alpha_T = 0.8$ 。Wyngaard 和 Cote^[16] 给出 $\alpha_{uw} = 0.12$, $\alpha_{wT} = 0.20$, Hogstrom^[17] 则总结了不同作者的 α_u 的值, 而他自己则给出 α_u 值为 0.62 ± 0.08 。

为了观察归一化谱密度随稳定度的变化, 我们将 (19) 和 (20) 式分别写成

$$\begin{cases} \frac{nS_u(n)}{u_*^2} = G_u(\alpha_u, \zeta) f^{-2/3}, \\ \frac{nS_v(n)}{u_*^2} = G_v(\alpha_v, \zeta) f^{-2/3}, \\ \frac{nS_w(n)}{u_*^2} = G_w(\alpha_w, \zeta) f^{-2/3}, \\ \frac{nS_T(n)}{T_*^2} = G_T(\alpha_T, \zeta) f^{-2/3}, \end{cases} \quad (21)$$

和

$$\begin{cases} -\frac{nC_{uw}(n)}{u_*^2} = G_{uw}(\alpha_{uw}, \zeta) f^{-4/3}, \\ -\frac{nC_{wT}(n)}{u_* T_*} = G_{wT}(\alpha_{wT}, \zeta) f^{-4/3}, \\ \frac{nC_{uT}(n)}{u_* T_*} = G_{uT}(\alpha_{uT}, \zeta) f^{-3/2}. \end{cases} \quad (22)$$

从惯性区的无量纲谱密度可以得到 G 因子。将它也归一到方程(21)和(22)的左边去,就可得到归一化谱密度曲线在惯性区在不同稳定度条件下应重合在一起。

图4分别给出了近中性(弱不稳定)情况下,47m和120m的风速分量的归一化能谱以及动量通量 $\overline{u'w'}$,热通量 $\overline{w'T'}$ 和 $\overline{u'T'}$ 的归一化互谱。三个速度分量的能谱在惯性区趋向于“-2/3次方”。峰值频率也满足 $f_{u\max} < f_{v\max} < f_{w\max}$,即垂直方向、侧向和经向含能涡尺度逐渐增加(泰勒假设)。而互谱在惯性区与“-2次方”较接近(除47m处的 $\overline{w'T'}$ 谱外)。 C_{uw} 和 C_{wT} 的峰值频率很接近,而 C_{uT} 的峰值频率要比 C_{wT} 的峰值频率低得多。在惯性区, $C_{wT} > C_{uT}$,说明小尺度涡旋在垂直方向输送热量要比在水平方向的输送更有效。相反,在低频, $C_{wT} \ll C_{uT}$,即大尺度涡旋在水平方向输送热量要比在垂直方向输送有效得多。由于是在近中性情况下,垂直热通量与水平热通量相比要小得多。最后,热通量的谱密度在高频端上翘是因为在近中性情况下,温度脉动很小而仪器的分辨率有限造成的。

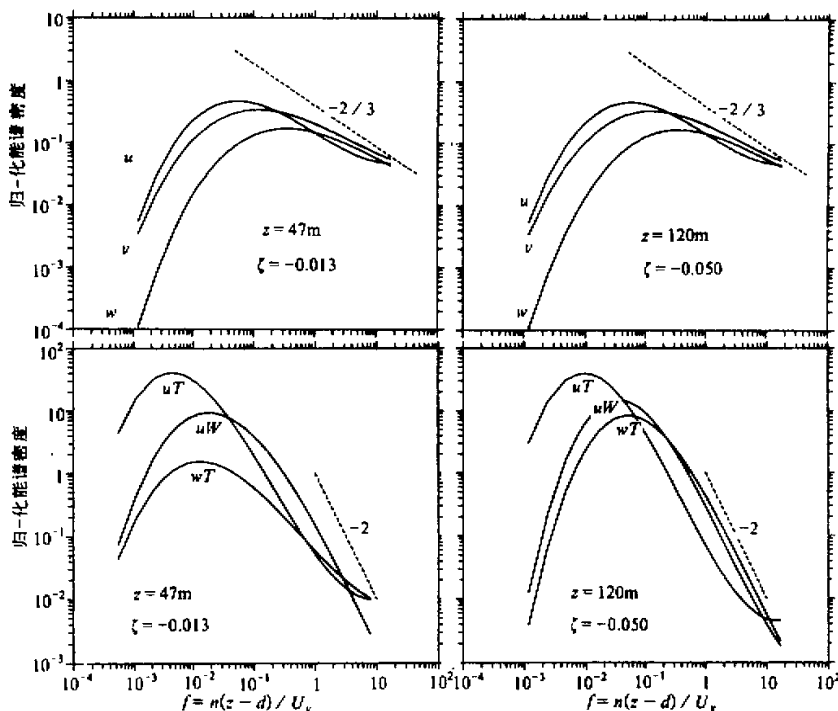


图4 近中性风速分量的归一化能谱和互谱

图5分别给出了三个风速分量及声虚温的归一化能谱随稳定度参数 ζ 的变化。由图可见,谱曲线在惯性区重合得较好。除了在极稳定情况下,温度的能谱在高频端有上翘外,都与“-2/3次方”很接近。在低频端,随频率减小,垂直速度的能谱要比水平速度分量的能谱下降得快得多,说明湍流动能在垂直方向主要分布在小尺度。

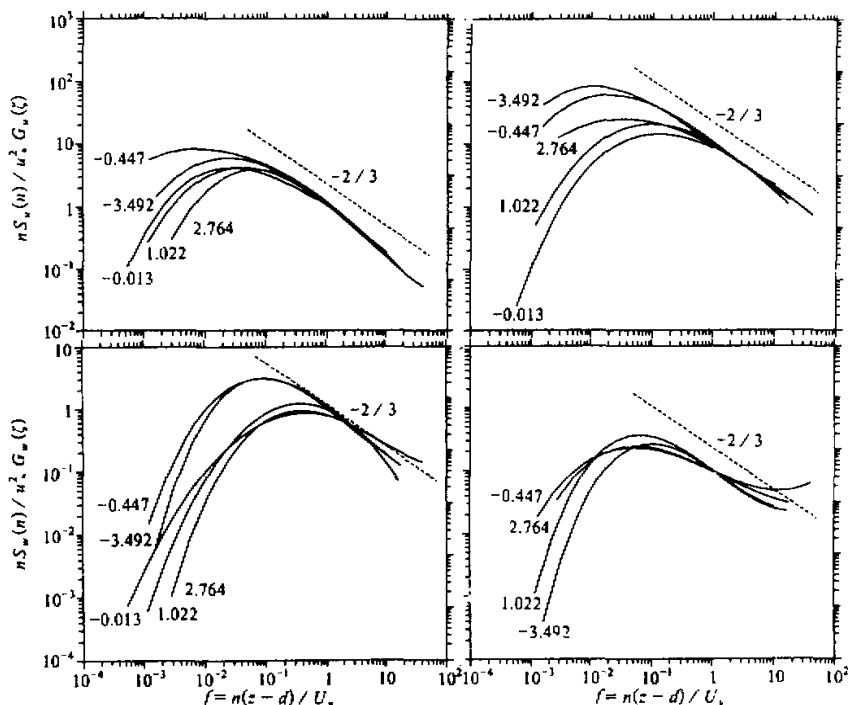


图 5 47 m 处风速分量和声虚温的归一化能谱随稳定度的变化

图 6 给出了归一化互谱随稳定度的变化。同样, 谱曲线在惯性区也重合得较好。但与 Kaimal 等^[15]在平坦均一地形的观测结果不同的是, 在惯性区, $\overline{u'w'}$ 和 $\overline{w'T'}$ 的谱密度比“ $-4/3$ 次方”下降得要快, $\overline{u'T'}$ 的谱密度比“ $-3/2$ 次方”下降快, 且都接近“ -2 次方”。

在低频端, u 和 w 的能谱以及 $\overline{u'w'}$, $\overline{w'T'}$ 和 $\overline{u'T'}$ 的互谱随稳定度 ζ 展开。随 ζ 减小, 谱的峰值频率向低频移动, 说明优势涡旋尺度随不稳定度的增加而增加。而在不稳定情况下, 这种变化表现出无规律性。但是, 侧向风速 v 的能谱以及声虚温 T_{vs} 的能谱在低频端随稳定度的变化不存在这种规律。

在不稳定情况下, 水平风速分量的能谱密度以及动量和热量通量的互谱密度在低频端还没有下降到可忽略的程序, 要求更长一些的平均时间以得到合理的湍流涡旋通量的估计。

五、结 论

1) 47 m 和 120 m 两个高度的湍流特征参数在本次实验观测的日变化过程中, 除了

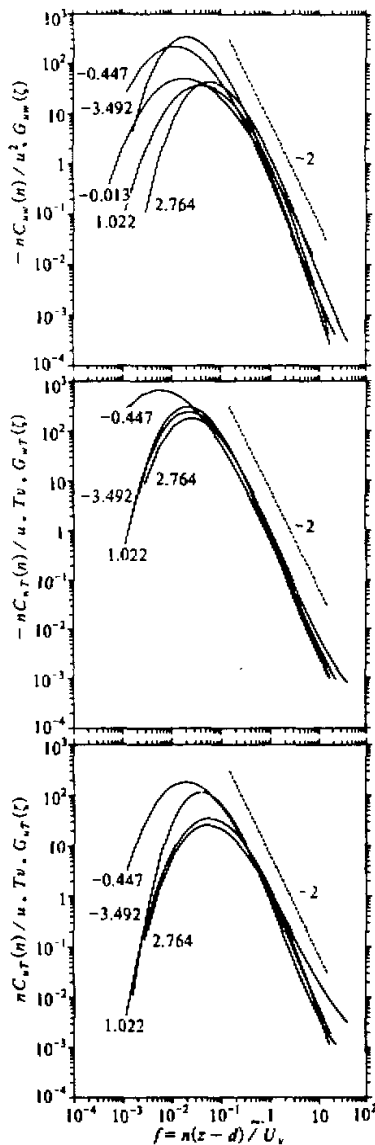


图6 47 m 处归一化互谱随稳定度的变化

在日出后一段非常定时间内 $T_{v,1}$ 和 ζ 差别较大以外, 并无明显差别。说明两个高度在大部分时间内处于同一特性层。

2) 无量纲垂直速度方差以及无量纲声虚温的方差在两个高度都较好地满足莫宁-奥布霍夫相似律, 并且与 Panofsky 建议的经验公式符合得较好。近中性情况下, 三个风速分量的无量纲方差也都分别接近 Panofsky 给出的平均值。

3) 湍流能谱及互谱的分析表明, 三个风速分量及声虚温的归一化能谱在惯性区较好地重合, 并且接近“-2/3 次方”。但是, 只有 u 和 w 的能谱在低频端随稳定度的变化与 Kaimal 等在平坦均一下垫面的观测结果比较相似, 而 v 和 $T_{v,1}$ 的能谱不存在这种变化规律。 $u'w'$, $w'T'$ 和 $u'T'$ 的湍流互谱在低频端随稳定度展开, 也呈现出类似 Kaimal 等的观测。但是互谱密度在惯性区要比“-4/3 次方”或“-3/2 次方”下降得快, 且与“-2 次方”比较接近。上述湍流能谱和互谱与平坦均一下垫面观测结果的差异是否代表了局地城市复杂下垫面的近地层湍流特征, 还需要更充实和全面的湍流观测实验来验证, 因为本次实验资料毕竟很有限。

致谢: 作者十分感谢中国科学院大气物理研究所 12 室的赵翼凌和罗卫东在实验观测中给予的极大帮助, 与北京大学地球物理系的张鹤琛、刘式达和潘乃先等教授的讨论也颇受启发。本工作得到中国科学院大气物理研究所大气边界层物理和大气化学国家重点实验室的经费支持。

参 考 文 献

- [1] 洪钟祥, 1983, 北京气象塔, 北京 325m 气象塔的测量系统, 科学出版社, 1—7.
- [2] 张鹤琛, 吕杰, 张兵, 刘树华, 1991, 北京市郊区及城区边缘的大气湍流结构特征, 大气科学, 15 (4), 87

—96.

- [3] Schotanus, P., Nieuwstadt, F.T.M. and H. A. R. De Bruin, 1983, Temperature measurement with a sonic anemometer and its application to heat and moisture fluxes, *Boundary-Layer Meteorol.*, **26**, 81–93.
- [4] Kaimal, J.C. and J.E. Gaynor, 1991, Another look at sonic thermometry, *Boundary-Layer Meteorol.*, **56**, 401–410.
- [5] 苏红兵, 1992, FA-11 超声风速温度仪在大气湍流观测中的应用, 中国科学院大气物理研究所硕士学位论文.
- [6] Marillier, A., Cabane M. and D. cruette, 1991, Notes and correspondence — Preliminary tests of an ultrasonic thermoanemometer for aircraft measurements, *J. Atmos. and Oceanic Tech.*, **8**, 597–605.
- [7] Holton, J.R., *An Introduction to Dynamic Meteorology*, 3rd Ed., Academic Press, 190–193.
- [8] Lumley, J.L. and H.A. Panofsky, 1964, *The Structure of Atmospheric Turbulence*, Interscience, New York, 239pp.
- [9] Wyngaard, J.C., 1973, On surface layer turbulence, *Workshop on Micrometeorology*, AMS, 135–141.
- [10] Haugen, D.A., 1978, Effects of sampling rates and averaging periods on meteorological measurement, *Fourth Symp. on Meteorol. Observation and Instrum.*, AMS, 15–18.
- [11] Roth, M., Oke, T.R. and D.G. Steyn, 1989, Velocity and temperature spectra and cospectra in an unstable suburban atmosphere, *Boundary-Layer Meteorol.*, **54**, 309–320.
- [12] Frenkiel, F.N., 1951, Frequency distribution of velocity in turbulent flow, *J. Meteorol.*, **8**, 316–320.
- [13] Sorbjan, Z., 1989, *Structure of the Atmospheric Boundary Layer*, Prentice Hall, New Jersey, 70, 134.
- [14] Panofsky, H.A. and J.A. Dutton, 1984, *Atmospheric Turbulence*, Wiley, New York, 156–173.
- [15] Kaimal, J.C., Wyngaard, J.C., Izumi, Y. and O.R. Cote, 1972, Spectral characteristics of surface-layer turbulence, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **98**, 563–589.
- [16] Wyngaard, J.C. and O.R. Cote, 1972, Cospectral similarity in the atmospheric surface layer, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **98**, 590–603.
- [17] Hogstrom, U., 1990, Analysis of turbulence structure in the surface layer with a modified similarity formulation for near neutral conditions, *J. Atmos. Sci.*, **47**, 1949–1962.

An Experimental Study of Turbulence in Northern Suburban Surface Layer of Beijing

Su Hongbing and Hong Zhongxiang

(State Key Laboratory of Atmospheric Physics and Atmospheric Chemistry, Institute of Atmospheric Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100029)

Based upon the data of three orthogonal wind velocity components and sound temperature measured with two FA-11 ultrasonic anemometer / thermometers at 47 and 120 m of the Beijing 325 m Meteorological Tower, this paper presents the statistical turbulent characteristics and their diurnal variations in the surface layer over a rough and complex terrain in the northern suburban of Beijing. Especially, the nondimensional variances of the vertical velocity and sound virtual temperature and their variations with the stability, the normalized velocity component and temperature spectra and cospectra are calculated and compared with the results observed over smooth and homogeneous areas.

Key words: suburban surface layer; ultrasonic anemometer / thermometer; atmospheric turbulence.