

在 EBEX-2000 实验资料中湍流谱和局地各向同性特征

刘树华^{1,3} 李 洁¹ 刘和平¹ 梁福明¹ 王建华¹

Johnny C. L. CHAN² Andrew Y. S. CHENG² 胡 非³ 刘辉志³

1 北京大学物理学院大气科学系教育部暴雨与旱涝灾害实验室大气边界层和湍流研究组, 北京 100871

2 香港城市大学物理和材料科学系大气科学研究组, 香港 九龙达之路

3 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

摘 要 采用 2000 年 8 月在美国加州棉花地两个高度上应用超声三分量仪、快速响应温度和湿度仪进行的 EBEX-2000 (International Energy Balance Experiment 2000, EBEX-2000) 风速三分量、温度和湿度湍流实验观测数据, 计算分析了湍流速度、温度和湿度谱在不同稳定度下的特征。对湍流的局地各向同性进行了讨论并与 Kansas 和长白山原始森林湍流实验得到的结果进行了比较, 得到了一些湍流特征量在不同下垫面情况下的一些有意义的特征。

关键词 EBEX-2000 (International Energy Balance Experiment, 2000) 湍流谱 局地各向同性

文章编号 1006-9895(2005)02-0213-12

中图分类号 P425

文献标识码 A

Characteristics of Turbulence Spectra and Local Isotropy in EBEX-2000

LIU Shu-Hua^{1,3}, LI Jie¹, LIU He-Ping¹, LIANG Fu-Ming¹, WANG Jian-Hua¹,

Johnny C. L. CHAN², Andrew Y. S. CHENG², HU Fei³, and LIU Hui-Zhi³

1 Group of Atmospheric Boundary Layer and Turbulence, Ministry Laboratory of Storm and Drought/Flood Damages, Department of Atmospheric Sciences, School of Physics, Peking University, Beijing 100871

2 Department of Physics and Materials Science, City University of Hong Kong, Tat Chee Avenue Kowloon, Hong Kong

3 State Key Laboratory of Atmospheric Boundary Layer Physics and Atmospheric Chemistry, Institute of Atmospheric Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100029

Abstract Three velocity components, temperature and humidity are measured using three-dimensional sonic anemometers, krypton hygrometer and fast thermometers at two levels, above a cotton field in California, USA in August 2000 (International Energy Balance Experiment, EBEX-2000). Turbulence spectra of velocity components, temperature and humidity are calculated and analyzed under different stability. Characteristics of the turbulence spectral local isotropy are analyzed under different stability and compared with Kansas Experiment and Changbai Mountains Experiment results.

Key words EBEX-2000 (International Energy Balance Experiment, 2000), turbulence spectra, local isotropy

1 引言

大气湍流是由许多不同大小的湍涡相互叠加而成, 其强度用湍流能谱密度表示。大气湍流能谱和局地各向同性特征研究对了解近地面层物质、能量的输送机制具有重要的意义。最早对大气湍流的定量观测可以追溯到 1917 年, Taylor 利用气球和风杯得到观测

结果, 并进一步得到了湍流动量的涡动通量和非各向同性的结果^[1], 后来陆续有一些有关湍流测量的文章出现^[2]。1941 年, Kolmogorov^[3]通过量纲分析得到湍流能谱与频率之间的 $-5/3$ 指数关系, 1954 年, Monin 和 Obukhov^[4]给出了湍流的相似性理论以后, 越来越多的科学家设计了大量的湍流实验对这些理论进行验证和研究。但是, 早期的观测使用的是像风杯和简单温度

收稿日期 2003-12-19 收到, 2004-02-23 收到修定稿

资助项目 国家自然科学基金资助项目 40275004 香港城市大学战略研究基金 8780046、7001038 和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基金项目

作者简介 刘树华, 男, 1952 年出生, 教授, 博士生导师, 从事大气边界层物理和大气湍流研究. E-mail: lshuhua@pku.edu.cn

计等响应较慢的仪器,这些仪器得到的数据只是风速、温度等量的瞬时值,而不能获得湍流的脉动量,对大气边界层湍流的描述有其必然的局限性。20 世纪 50 年代,AFRCR(Air Force Cambridge Research Center,即后来的 AFCRL)进行了两次实验,旨在证明近地面层为湍流常通量层,最终都没有得到满意的结果^[5]。没有一个参加实验的组得到足够精确的通量结果,证明湍流常通量层的存在^[6]。

尽管早期的科学家做了大量的工作,但真正有实际意义的对大气湍流的观测出现在 20 世纪 60 年代。因为这时出现了超声风速仪和其他快速响应探测仪器,同时现代数字计算机的出现也使得对这些仪器获得的大量数据的处理成为可能。

1968 年,AFRCRL(Air Force Cambridge Research Laboratories)的 Kansas 实验是第一次大规模使用快速响应探测仪器,并用可移动计算机进行实时的数据处理^[7]。实验的目的是要得到平坦均一的地表情况下,风速和气温脉动的完整的时间序列。许多科学家对 Kansas 实验的数据进行了处理和分析,并得到了大量的具有标致性的结果,很多结果到目前为止仍是湍流研究工作的标准。最早对 Kansas 实验数据的讨论是关于剪切应力和垂直通量随高度不变等问题^[7,8]。这些讨论发现对一小时进行平均垂直通量不随高度变化的偏差小于 $\pm 20\%$ 。平均的时段越短,偏差越大,说明采用较长的平均时间是必要的^[9]。在 1971 年,Businger 等^[10]利用 Kansas 实验数据对通量廓线关系进行了分析,Wyngaard 等^[11]得到了温度结构参数 C_t^2 与风速、温度的垂直梯度以及稳定度关系的半经验的公式。所有这些湍流参数的研究都表明了 Monin-Obukhov 相似性理论的正确性^[4]。1972 年,Kaimal 等^[12]给出了近地面层湍流谱和互谱的研究结果,所有无量纲化的速度谱和温度谱在双对数坐标系中都在惯性副区合并在一起,而在低频区根据稳定度的不同分开,而且满足 Kolmogorov 的惯性副区中湍流能谱和频率的指数关系^[3]以及各向同性的性质(横向谱和垂直谱是纵向谱的 4/3 倍)。

由于 Kansas 实验还遗留了一些问题没有解决,例如 u 谱和 v 谱在低频的行为特征需要解释等。1973 年 9 月,AFRCRL 又在 Minnesota 西北部的红河谷(Red River Valley)进行了边界层观测。Minnesota 实验增加了对高空数据的探测。此次实验得到了大量对流边界层的结果,第一次提出对流边界层的厚度即是这一层的长度尺度的理论^[13],验证了 Willis 和 Deardorff 的实验结果^[14],即湍流参数在用 w^* 和 θ^* 无量纲化后是 $z/$

z_i 函数的普遍规律(z_i 是最低的逆温层的高度)。另外,Kansas 实验的结果显示自由对流的范围被限制在高度 L 和 $0.1z_i$ 之间,Panofsky^[15]的结果说明了这一层的不对称性,以及这一层在近地面层和混合层之间的作用。另外,在 1979 年,Caughey 等^[16,17]应用 Minnesota 实验数据分别讨论了稳定和对流边界层的情况,发现风速和温度的谱和互谱与 Kansas 实验的结果符合同样的规律^[18],即使取样时段的特征相差很大,通量、能耗率和谱峰等在无量纲坐标系中也显示出明显的规律性。1976 年,在澳大利亚 Conargo 进行的 ITCE(International Turbulence Comparison Experiment)实验,参加实验的六个国际小组对他们的湍流仪器进行了比较实验,得到了一些有意义的结果^[19]。特别是在 20 世纪 80 年代末至 90 年代初,快速响应探测设备测量精度的提高,为研究近地层湍流输送结构的研究奠定了基础。Amiro^[20]在 1990 年用三维超声风速仪研究了美国北部三种森林内部及上部风速分量和温度的湍流谱特征,但是他没有对谱的结构进行稳定度的分类分析。

本文的目的是利用 EBEX-2000 的湍流观测资料,计算不同稳定度下湍流速度分量、温度和湿度谱和湍流的局地各向同性特征,并与 Kansas 和长白山原始森林湍流实验得到的结果进行比较。

2 实验场地及观测仪器

2.1 实验场地

EBEX-2000(International Energy Balance Experiment, 2000)是在 2000 年 7 月 23 日至 8 月 22 日在美国加利福尼亚州(San Joaquin Valley, California)进行的。实验场地位于($36^{\circ}06'N$, $199^{\circ}56'W$),海拔高度 67 m,主导风向是北风。实验场地为 $1\text{ km} \times 1\text{ km}$,来流路径长度(fetch length)约为 600 m。植被为棉花地,平均覆盖率为 98%,平均植被高度为 0.9 m,零平面位移 $d = 0.6\text{ m}$ 。

2.2 观测仪器

有 8 个国家和地区的 17 个大学和研究单位参加了实验工作。所有参加实验的同类仪器进行了水平比较,实现数据共享。2000 年 7 月 23 日至 7 月 31 日为比较实验,对参加实验的所有仪器进行了比较订正。从 8 月 1 日到 8 月 22 日为正式观测实验。本文所用数据的观测位置详见文献[21]。实验采集的数据分为两类:湍流数据和廓线数据。湍流数据的风速脉动分量(Model CSAT3 超声风速仪)、温度脉动(Model Fw05 快速温度响应脉动仪)和湿度脉动仪(Model KH20 湿度脉动仪)采集仪器分别安装在 8.7 m 和 2.7 m 高度

处的迎风臂上。采样频率为 20 Hz, 仪器的架设情况详见文献 [19]。廓线数据采集包括 5 个高度上 (9.7 m, 7.7 m, 5.7 m, 3.7 m, 1.2 m) 的风速, 5 个高度上 (9.7 m, 7.7 m, 3.7 m, 1.2 m, 0.7 m) 干球温度和湿球温度。采样频率为 10 Hz, 每 5 分钟输出一次平均资料。另外, 还在进行了净辐射、土壤热通量、土壤温度和土壤湿度的观测 (详见文献 [21])。

3 方法及资料处理

3.1 方法

在大气边界层中观测到的湍流是时间和空间上的广阔结构, 对它们比较理想的分析方法是采用谱分析的方法。统计学方法是研究湍流能谱特性的有利工具。通过把一系列观测资料分解成频率或波长与能谱的关系, 就可发现不同时间和空间尺度的湍流在整个湍流状态中所起的作用。我们能够得到的微气象观测数据更多的是在空间一点上测量的物理量的时间序列。要把这些时间序列转换成空间分布就要用到 Taylor 的湍流冰冻湍流理论。假设空间两点之间的距离为 r , 这两点之间的相关函数 $R_{ij}(x, r)$ 为湍流结构提供了最基本的描述:

$$R_{ij}(x, r) = \overline{u'_i(x)u'_j(x+r)}. \quad (1)$$

在均匀流体中, 三维湍流能谱 $E_{ij}(k_1)$ 和相关函数 $R_{ij}(r)$ 是一对傅利叶变换, 公式如下:

$$E_{ij}(k_1) = \frac{1}{(2\pi)^3} \iiint_{-\infty}^{\infty} R_{ij}(r) e^{-ik_1 \cdot r} dr, \quad (2)$$

$$R_{ij}(r) = \iiint_{-\infty}^{\infty} E_{ij}(k_1) e^{ik_1 \cdot r} dk_1. \quad (3)$$

$R_{ij}(0)$ 在对角线上各项的和是湍流动能 E 的两倍:

$$R_{ij}(0) = \overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2} = 2E. \quad (4)$$

由 (3) 式得:

$$R_{ij}(0) = \iiint_{-\infty}^{\infty} E_{ij}(k_1) dk_1. \quad (5)$$

这就引出了湍流谱密度的定义, 即 dk_1 波数范围内湍流动能的两倍。

对于一维的情况, 变量 α 的自相关函数为 $R_\alpha(r)$, 利用 Taylor 的湍流冰冻湍流理论可将空间距离转换成时间延迟, 自相关函数可以写成 $R_\alpha(\xi)$,

$$R_\alpha(r) = \overline{\alpha'(x)\alpha'(x+r)}, \quad (6)$$

$$R_\alpha(\xi) = \overline{\alpha'(t)\alpha'(t+\xi)}, \quad (7)$$

其中, r 是空间距离, ξ 是时间延迟。对自相关函数作傅利叶变换, 得到的就是该变量的湍流谱 $S_\alpha(f)$, f 是频率。Kolmogorov 最早提出了惯性副区 (Inertial

Subrange) 的概念^[3], 并把含能区 (Energy-Containing Ranges) 和耗散区 (Dissipating Range) 分开, 提出了在惯性副区中湍流能谱正比于 $\epsilon^{2/3} k_1^{-5/3}$ 。 ϵ 是湍流能耗率, k_1 是波数。风速 u 分量的湍流能谱密度的表达式为

$$F_u(k_1) = a_u \epsilon^{2/3} k_1^{-5/3}, \quad (8)$$

式中, a_u 为风速 u 分量的 Kolmogorov 常数。根据最近的研究, $a_u = 0.51^{[22]}$, $a_v = a_w = 4/3 a_u^{[23]}$, 数值在 0.5 到 0.6 之间, 这就是著名的惯性副区湍流能谱的 $-5/3$ 定律^[3]。

如果局地各向同性成立, 在惯性副区还可以得到以下 u, v, w 谱关系:

$$F_v(k_1) = F_w(k_1) = \frac{4}{3} F_u(k_1). \quad (9)$$

尽管湍流谱的理论是在波数空间中定义的, 在波数空间中能谱是波数的函数, 一般用 $E_{ij}(k_1)$ 表示。但大多数的测量是在频率空间中进行的, 在频率空间中能谱是频率的函数, 一般用 $S_{u,v,w}(f)$ 表示。取 u, v, w 为例, $F_{u,v,w}(k_1)$ 和 $S_{u,v,w}(f)$ 之间的关系^[2]为

$$\int_0^\infty F_{u,v,w}(k_1) dk_1 = \int_0^\infty S_{u,v,w}(f) df. \quad (10)$$

从谱尺度到频率尺度的转换要借助于泰勒假设, 如果取波数 $k_1 = 2\pi f/\bar{u}$, f 是周期频率, $\bar{u}$ 是平均风速, 有

$$\frac{2\pi}{u} F_{u,v,w}\left(\frac{2\pi f}{u}\right) = S_{u,v,w}(f), \quad (11)$$

或者

$$k_1 F_{u,v,w}(k_1) = f S_{u,v,w}(f). \quad (12)$$

取 $n = fz/\bar{u}$, n 是无因次频率, z 观测高度。由 (8) 式可以得到能谱与频率的关系^[22]:

$$f S_{u,v,w}(f) = a_{u,v,w} \epsilon^{2/3} \left(\frac{fz}{\bar{u}}\right)^{-2/3}. \quad (13)$$

同理, 可得温度能谱与频率的关系为

$$f S_T(f) = a_T \epsilon^{-1/3} N_T \left(\frac{fz}{\bar{u}}\right)^{-2/3}. \quad (14)$$

所以在已知湍流谱的情况下, 可以有 (13) 和 (14) 式计算湍流能耗率 ϵ 和温度脉动耗散率 N_T , $b = 0.8^{[22]}$ 。

下面给出无因次耗散率的定义:

$$\Phi_\epsilon = \frac{\epsilon k z}{u_*^3}, \quad (15)$$

$$\Phi_N = \frac{k z N_T}{u_* T_*^2}, \quad (16)$$

式中, k 是卡曼常数 (取 $k = 0.4$), u_* 和 T_* 为表面摩擦速度和特征温度, N_T 的表达式^[22]为

$$N_T = -\overline{w'T'} \frac{\partial T}{\partial z}, \quad (17)$$

式中 $\overline{w'T'} = -u_* T_*$ 。采用涡动相关法和温度廓线资料即可由(16)式计算 Φ_N 。

将方程(15)(16)代入(13)(14),可得如下方程:

$$\frac{fS_{u,v,w,T}(f)}{u_*^2 \Phi_\epsilon^{2/3}} = \left(\frac{a_{u,v,w,T}}{2\pi k}\right)^{2/3} f^{-2/3}, \quad (18)$$

$$\frac{fS_T(f)}{T_*^2 \Phi_\epsilon^{-1/3} \Phi_N} = \left(\frac{a_T}{2\pi k}\right)^{2/3} f^{-2/3}. \quad (19)$$

在惯性副区,由谱密度 $S_u(f)$ 和 $S_T(f)$,应用(18)和(19)式即可计算 Φ_ϵ 和 Φ_N 。由(18)式可得:

$$\Phi_\epsilon = 2\pi k f \left[\frac{n S_u(n)}{a_{u,v,w,T}^2} \right]^{3/2}, \quad (20)$$

同理,由(18)和(19)式可得:

$$\Phi_N = \Phi_\epsilon \frac{a_u}{a_T} \frac{S_T(n)}{S_u(n)} \left(\frac{u_*}{T_*} \right)^2. \quad (21)$$

Φ_ϵ 确定后,即可由(21)式计算 Φ_N 。

3.2 湍流谱的计算方法和资料处理

在本实验中,每小时的观测数据为一组数据,原始数据按下列步骤进行处理^[24]:

(1) 求出每组数据的自相关函数,对有趋势项的数据组进行相应的低频滤波^[2];

(2) 计算风速分量、温度和湿度的脉动量 u', v', w', T', q' ;

(3) 对湍流脉动量进行快速傅利叶变换(FFT),变换中用到的数据量为 $2^{15} = 32768$ 。对变换结果求模的平方,得到功率谱 $S_{u,v,w,T,q}(f)$;

(4) 对高频区进行低通滤波,去除由于有限数据长度造成的高频折叠效应;

(5) 对功率谱进行滑动平均,利用惯性副区的性质由(13)式和(14)式求出 ϵ 和 N_T ;

(6) 并求出 $\Phi_\epsilon = \epsilon k z / u_*^3$ 和 $\Phi_N = k z N_T / (u_* T_*^2)$;

(7) 对湍流谱归一化,得到 $f S_{u,v,w,T,q}(f) / (u_*^2 \Phi_\epsilon^{2/3})$ 和 $f S_T(f) / (T_*^2 \Phi_N \Phi_\epsilon^{-1/3})$;

(8) 再对低频进行滑动平均(moving average),高频进行分段平均(block average),而且越到高频采取的平均点数越多。如:低频每10点平均一次,高频每100点甚至1000点平均一次。

4 结果分析

4.1 湍流谱分析和比较

根据 Kolmogorov 的理论,在近地面层惯性副区,湍流谱遵循 $-2/3$ 指数率,但是在植被冠层上,是否也遵循这个规律呢?图1给出的是下垫面为棉花冠层 8.7 m 处,不同稳定度条件下归一化的湍流速度(u, v, w)

和温度频谱图。从图1可以看出,在惯性副区归一化湍流能谱基本符合 Kolmogorov 的 $-2/3$ 指数规律[即 $S_{u,v,w,T}(f)$ 的 $-5/3$ 规律],而且归一化能谱曲线在惯性副区内合并在一起,在低频区呈分散状态。而且, w 谱的规律性最强,这与 Kansas 实验得到的规律是一致的^[12]。另外,随着稳定度增加曲线向右下方移动,湍流能量在减少,最大能量对应的频率在增大,即湍流尺度在变小。

表1给出的是 u, v, w, T 谱的谱峰频率 n_{mx} 及谱峰波长 λ_{mx} 。根据 Taylor 假设: $\lambda_{mx} = (z-d)/n_{mx}$ 。谱峰频率是湍流谱能量最大值对应的频率,谱峰波长反映的是对湍流能量贡献最大的涡的尺度。从表1可以看出, u 谱和 v 谱在不稳定时的谱峰尺度相当,而在稳定时 v 谱的尺度稍大一些。垂直涡的尺度相对较小,要比水平尺度小一个量级。EBEX-2000 实验场地的下垫面上棉花地,可以同相对光滑的下垫面和相对粗糙的下垫面进行比较。Kansas 实验场地是草原,相对光滑;长白山原始森林实验下垫面相对粗糙。Kansas 实验得到的涡的水平尺度范围在 22~2200 m 之间^[12],最小值和最大值分别对应最稳定和最不稳定情况下的谱峰波长;长白山原始森林湍流实验得到的谱峰波长的范围约为 3~160 m^[24],本实验的水平湍流谱峰波长范围是 4~810 m。可见,下垫面越粗糙,对湍流能量贡献最大的涡的水平尺度越小,这是下垫面植被对涡的破碎作用的结果。垂直湍流的谱峰尺度也存在类似规律,但差别不大, Kansas 实验约为 5~200 m^[12],本实验为 1.2~81 m,长白山原始森林的观测结果为 1~50 m^[24]。这主要是由太阳辐射及地表强迫强度的不同引起的。

图2给出的是 2.7 m 处风速分量 u, v, w 和温度 T 在不同稳定度条件下的归一化谱。与 8.7 m 处的结果比较发现规律基本相同,而且也同 Kansas 及长白山原

表1 8.7 m 高度处 u, v, w, T 谱的谱峰频率及谱峰波长

Table 1 Peak frequencies and peak wavelength of u, v, w, T spectra at 8.7 m

	$(z-d)/L$					
	-0.82	-0.60	-0.01	0.13	0.34	0.60
n_{mu}	0.01	0.02	/	0.2	0.5	2.0
λ_{mu}/m	810	405	/	40.5	16.2	4.05
n_{mv}	0.01	0.02	/	0.25	0.3	1.0
λ_{mv}/m	810	405	/	32.4	27	8.1
n_{mw}	0.1	0.2	0.3	0.7	1.0	7.0
λ_{mw}/m	81	40.5	27	12	8.1	1.2
n_{mT}	/	/	0.15	0.2	0.3	1.5
λ_{mT}/m	/	/	54	40.5	27	5.4

注: L 是 Monin-Obukhov 长度,下同

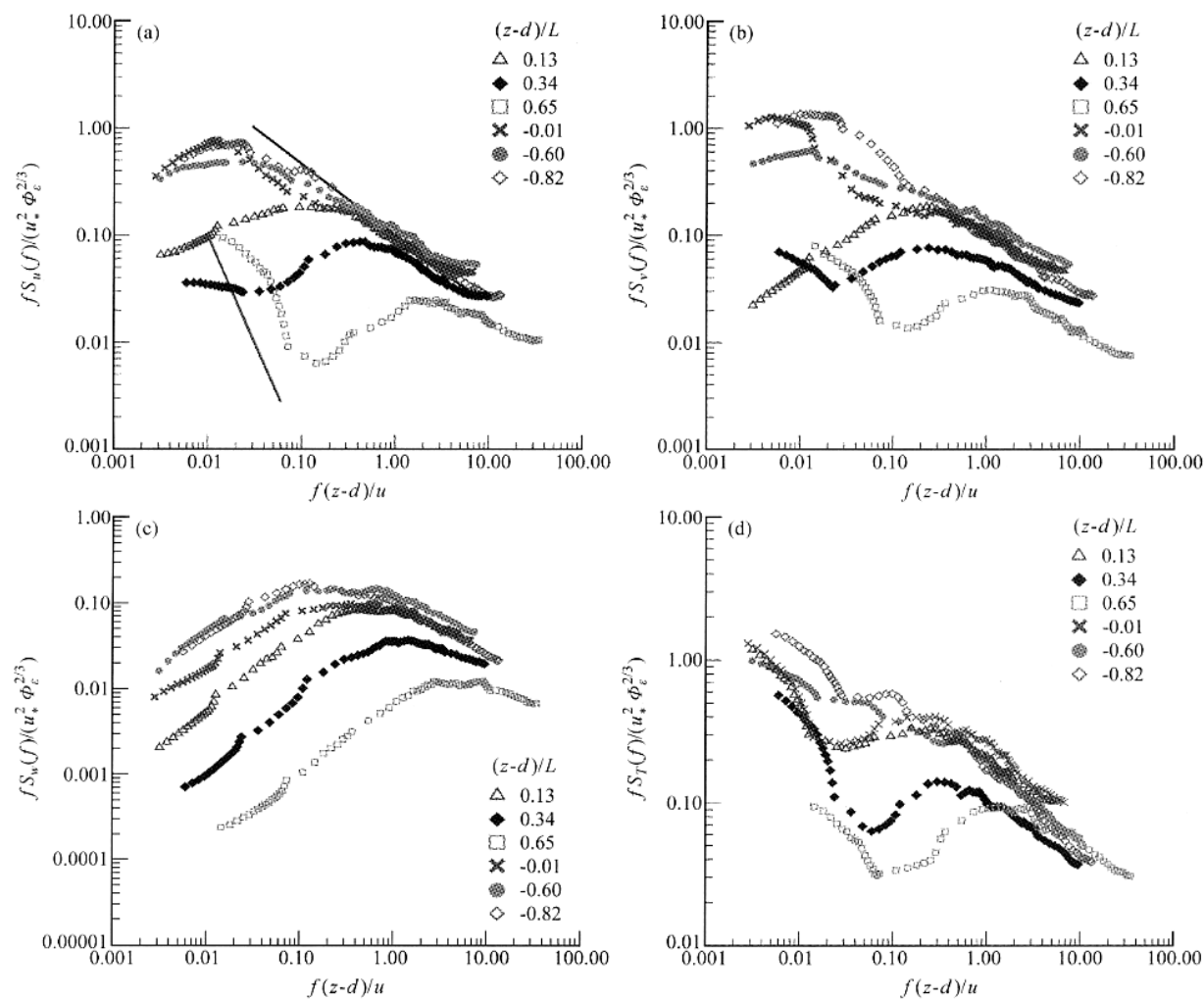


图 1 8.7 m 高度处风速分量和温度在不同大气稳定度下的归一化谱 (a) u 谱 (b) v 谱 (c) w 谱 (d) T 谱
Fig. 1 Normalized spectra of velocity components and temperature for different atmospheric stability at 8.7 m (a) for u ; (b) for v ; (c) for w ; (d) for T

始森林湍流实验结果吻合。将两个高度上的谱进行比较,可以发现不稳定情况下, u 谱和 v 谱在 8.7 m 处随不稳定程度不同在低频区变化不大,而在 2.7 m 处随着不稳定程度增加湍流能量明显增大。 w 谱的特点是在 8.7 m 处不同稳定度的谱线较分散,而在 2.7 m 处较集中,这可以从谱峰频率的范围看出。表 2 给出的是 2.7 m 处 u , v , w , T 谱的谱峰频率 n_{mx} 及谱峰波长 λ_{mx} 。与 8.7 m 进行比较,可以发现在稳定情况下湍流峰值尺度差别不大,这是因为在大气层稳定时,湍流尺度较小,湍涡在垂直各高度上分布变化不大。在不稳定情况下 2.7 m 处尺度相对较小,原因可能是观测高度太低,观测不到大尺度的湍涡。

另外,值得注意的是稳定情况下的 u 谱和 v 谱的特征。从图 1a , b 和图 2a , b 可以看出,在边界层很稳定的时候 u 谱和 v 谱在低频处上翘,上翘的斜率为

-2,而且边界层越稳定上翘的幅度越大。近几年在其他边界层实验中也发现过类似的现象,例如,Cava 等^[25]利用在南极 Nansen Ice Sheet 的观测数据,得到的稳定边界层条件下归一化的 u 谱与频率的关系曲线

表 2 2.7 m 高度处 u , v , w , T 谱的谱峰频率及谱峰波长
Table 2 Peak frequencies and peak wavelength of u , v , w , T spectra at 2.7 m

	$(z-d)/L$					
	-0.82	-0.60	-0.01	0.13	0.34	0.60
n_{mu}	0.01	0.01	0.01	0.05	0.2	1.0
λ_{mu}/m	210	210	210	42.5	11.5	2.1
n_{mv}	0.005	0.005	/	0.1	0.2	0.3
λ_{mv}/m	420	420	/	21	11.5	7
n_{mw}	0.1	0.2	0.6	0.6	1.0	2.0
λ_{mw}/m	21	11.5	3.5	3.5	2.1	1.2
n_{mT}	/	/	/	0.3	0.6	1.5
λ_{mT}/m	/	/	/	7	3.5	1.4

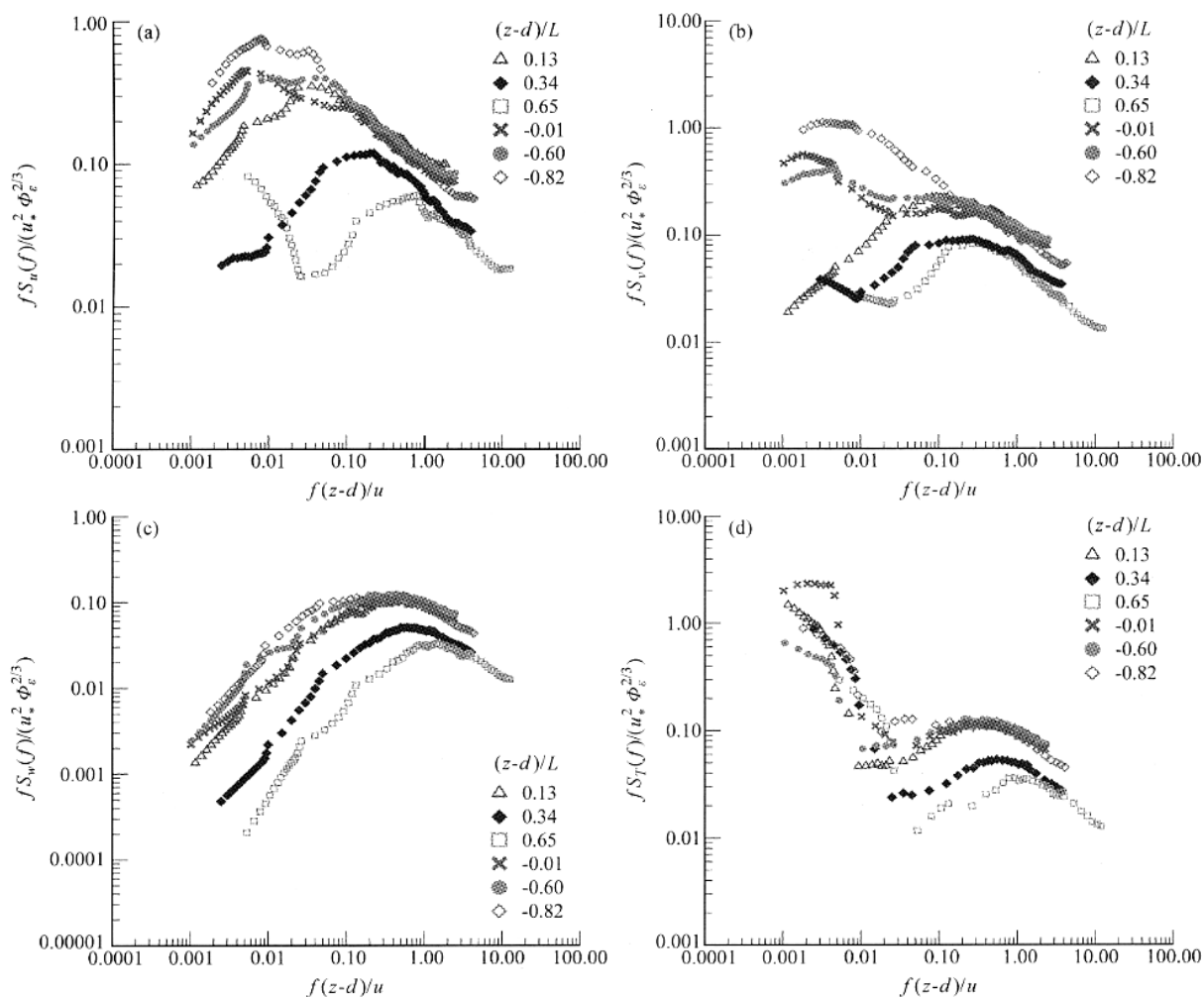


图2 2.7 m高度处风速分量和温度在不同大气稳定度下的归一化谱 (a) u 谱 (b) v 谱 (c) w 谱 (d) T 谱

Fig. 2 Normalized spectra of velocity components and temperature for different atmospheric stability at 2.7 m (a) For u ; (b) For v ; (c) for w ; (d) for T

就发现存在上翘现象。可以看出 u 谱和 v 谱的扰动较大, w 谱几乎没有上翘的趋势, 这同本文的结果一致。Cava 对低频上翘给出的解释是由于地形造成的扰动所致^[25]。

另外, Höglström 等^[26]在研究中也发现 u 谱在低频段有上翘的现象, 并分析了近中性条件下的 u 谱结构。他们把 u 谱曲线分为四段进行讨论, 指出低频段的两种变化趋势是随着频率的降低能量先减少后又增加, 两种趋势的明显分界线约在 0.001 Hz。他们认为在中频的 III 是大气湍流的贡献, 而在低频的 IV 段是中尺度大气波作用的结果。

在稳定边界层(SBL)内波和湍流能量同时存在。图3给出了稳定边界层 u 谱的三个区域的典型示意图。斜率为 -2 的一段低频区域称为浮力副区, 这个区域的涡是中等大小的, 由于垂直运动受到稳定度的抑制, 涡是准二维的, 这也是为什么在 w 谱中没有这

个区域。相似理论对这些中尺度的涡给出的是 -3 次方的谱形, 即 $S(f) \propto f^{-3}$ 或 $fS(f) \propto f^{-2}$ 。浮力副区和惯性副区被间隙区分开, 在间隙区两个区域直接的能量传递受到稳定度的阻碍。在频率较大的惯性副区湍流不能直接感受到静力稳定性, 湍流是三维的, 并且遵循 -5/3 次方规律。我们也可以从图1和2中看出, 随着边界层越来越不稳定, 这个间隙区逐渐变小, 最终在不稳定边界层消失。

另外, 我们相信这种中尺度波中可能包含地形的影响^[25], 因为将 8.7 m 和 2.7 m 处的结果进行比较, 显然 2.7 m 的浮力副区值较小, 这可以解释为低处观测不到的远方地形的影响或这种影响较小。

温度谱的这种情况尤为明显, 即使在不稳定的情况下这个间隙也没有完全消失, 而且 2.7 m 处的问题更加突出, 这与速度谱的规律相反, 可见动力涡与热力涡性质上的差异。

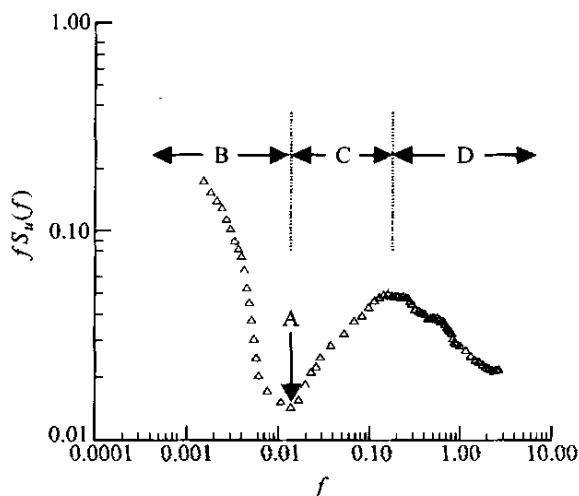


图3 稳定边界层 u 谱的三个区域。A: 浮力波数; B: 浮力副区; C: 间隙; D: 惯性副区

Fig. 3 Three regions of u spectrum in stability atmospheric boundary layer. A: Buoyancy wavenumber, B: buoyancy subrange, C: interval, D: inertial subrange

图4是00:00时(北京时,下同)稳定边界层两个高度(8.7 m、2.7 m)测得的湍流 u 谱、 v 谱、 w 谱、 T 谱和 q 谱的比较。速度谱的特征基本是一致的,在8.7 m 低频处的湍流能量较大,而在2.7 m 高频处测得的湍流能量较大。这是因为在低高度处观测不到大尺度的涡,而小尺度的涡却比高高度处的更活跃。 u 谱与 w 谱和 v 谱略有不同,它在低频处两个高度的值差别不大,2.7 m 处的值超过8.7 m 处的点基本是在谱峰的位置,而8.7 m 处的 w 谱和 v 谱在低频处明显大于2.7 m 处的值。温度谱和湿度谱的性质略有不同,在低频区(即浮力副区)两个高度上温度谱相差不大,在浮力波数附近2.7 m 处的值突然变小,然后又随着频率的增大逐渐超过8.7 m 处的湍流能;说明在稳定边界层,8.7 m 和2.7 m 处观测到的大中尺度的热力涡相差不大,而在2.7 m 处观测到的小尺度的涡的能量要明显大于8.7 m 处的。另外,2.7 m 处的谱形在浮力波数处的槽比8.7 m 处的要深,这主要是近地面的强逆温层对能量传输的阻碍作用的结果,越靠近地面阻碍作用越强。湿度谱也存在低频的上翘,我们可以把湿度谱分为三段来讨论,即低频、中频、高频。低频处2.7 m 的湿度能谱密度较大,这可能是白天不稳定时产生的大涡的残留(随着地面强迫减弱,地面和植被蒸腾的水汽无法传到高处);中频区两个高度的值相当,高频处2.7 m 的值较大,这是低处离植被较近小涡作用的结果。

图5是06:00时强稳定边界层两个高度(8.7 m、

2.7 m)测得的湍流 u 谱、 v 谱、 w 谱、 T 谱和 q 谱的比较。从图5a、b可以看出,在强稳定情况下, u 谱和 v 谱出现低频上翘,上翘区域内中尺度波的能量都是8.7 m 的值较大,而中高频的湍流能量是2.7 m 的值较大。另外, w 谱也是只有低频处一小部分8.7 m 的值较大,其他频率区域内都是2.7 m 的值大于8.7 m。可见,在强稳定边界层内,湍流很弱,边界层很薄,越往高处湍流能量越小,湍流越弱。温度谱的情况跟00:00时的差别不大,规律是一致的,但是高频出2.7 m 的值与8.7 m 的值的差距明显变小,这说明随着稳定度的增加,低层的能量也在明显减弱导致两层之间的差别减小。湿度谱总的趋势还是低处值较大。

图6是12:00时不稳定边界层两个高度(8.7 m、2.7 m)测得的湍流 u 谱、 v 谱、 w 谱、 T 谱和 q 谱的比较。 u 谱和 v 谱的特点相仿,8.7 m 低频处的值较大,2.7 m 高频处的值较大,中间频率区域两个高度的值相当。在不稳定边界层湍流混合作用强,两层能量相差不大,由于2.7 m 处较低观测不到全部的大尺度涡,所以在低频处值较小,但是这一层植被对涡的破碎作用很强,所以小涡能量较多。 w 谱表现出的是明显的低频高层能量大,高频低层能量大。从图6e可以看出,湿度谱在低频两个高度的值相当,在高频处2.7 m 的值明显大于8.7 m,导致低层的总能量大于高层。

4.2 湍流谱局地各向同性特征分析和比较

根据 Kolmogorov 湍流理论,在惯性副区若纵向速度谱 $S_u(f)$ 、横向速度谱 $S_v(f)$ 、垂直速度谱 $S_w(f)$ 满足 $S_v(f)S_u(f) = S_w(f)S_u(f) = 4/3$,则湍流是各向同性的。EBEX-2000 的实验场地是平均高度为0.9 m 的棉花植被,湍流谱是否满足局地各向同性呢?下面给出计算结果。

图7是两个高度上不同稳定度时横向速度谱和纵向速度谱的比值随频率的变化情况,图中给出了 $S_v(f)S_u(f) = 4/3$ 的直线。从图7可以看出在低频段曲线分散,而且在 $4/3$ 处有波动,而在高频段聚在一起,其值收敛在 $4/3$ 附近很小的范围内,但总的来说比 $4/3$ 稍小。可见湍流谱在高频处各向同性满足的较好,而在低频处不能满足,这就是 Kaimal^[18]提出的湍流各向同性的低频限制(lower limit for isotropy)。这一结果也同长白山原始森林的观测结果一致^[24]。大气边界层的稳定度对低频的各向同性的影响为稳定边界层 $S_v(f)S_u(f)$ 小于 $4/3$;不稳定边界层 $S_v(f)S_u(f)$ 大于 $4/3$ 。由两个高度的结果进行比较,可以看出8.7 m 处的低频限制出现在 $f = 0.02$ 附近,2.7 m 处的低频限制出现在 $f = 0.07$ 附近;在低频段2.7 m 的数据分散度

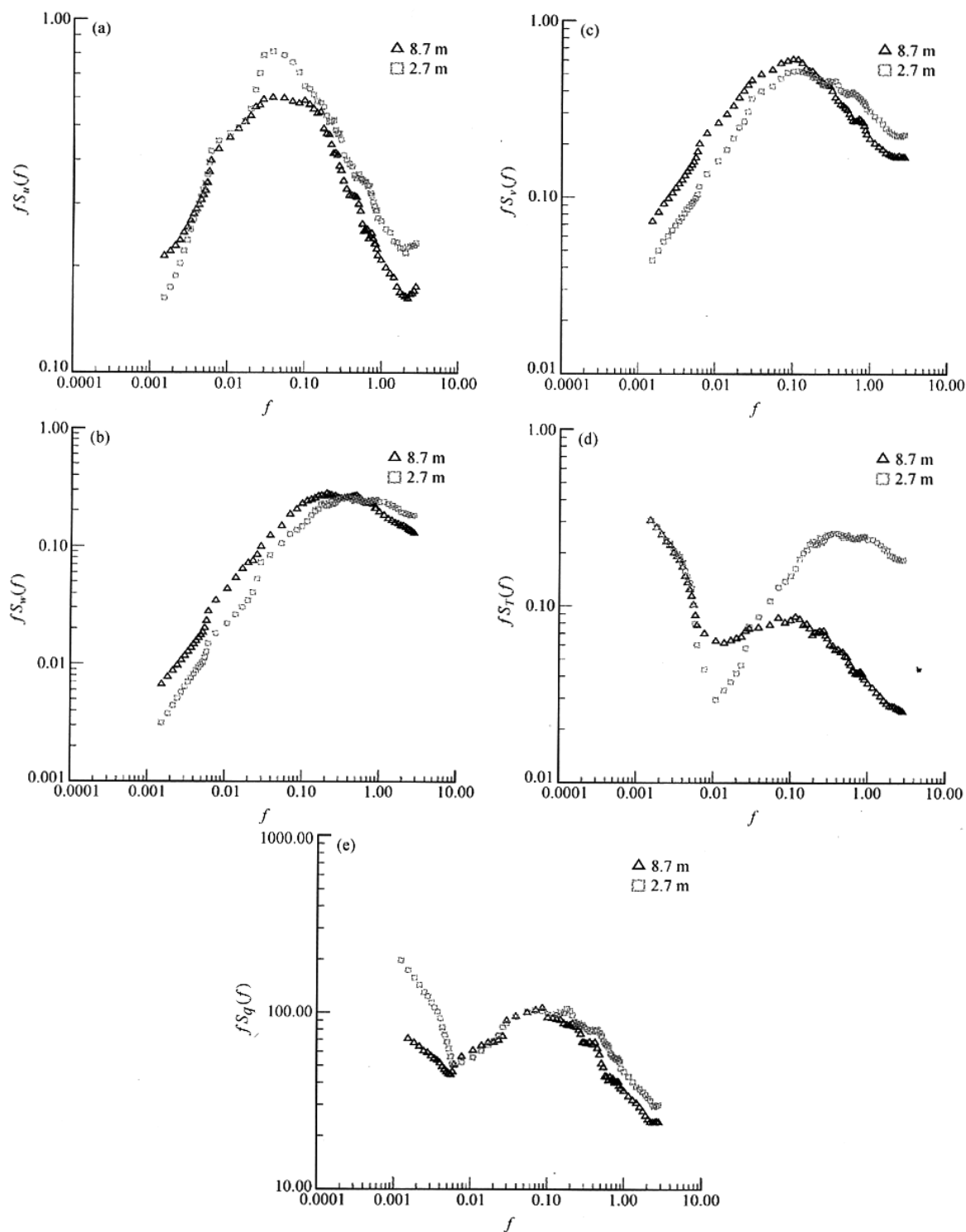


图4 00 00 时稳定边界层 8.7 m、2.7 m 处风速分量、温度和比湿归一化谱的比较 (a) u 谱 (b) v 谱 (c) w 谱 (d) T 谱 (e) q 谱

Fig. 4 Comparison of normalized spectra of velocity components, temperature and specific humidity for stability atmospheric boundary layer at 2.7 m and 8.7 m at 00 00 BT (Beijing time): (a) For u , (b) For v , (c) For w , (d) For T , (e) for q

更大一些。同其他下垫面的结果比较发现,本实验得到的各向同性数据要比 Kansas 实验的结果分散得多,而且 Kansas 实验的结果显示在低频处所有的点都在

4/3 直线之下^[12];同长白山原始森林的结果比较,本实验的各向同性结果要好得多,长白山原始森林的结果在森林冠层内的各向同性较好,但是冠层上的曲线除

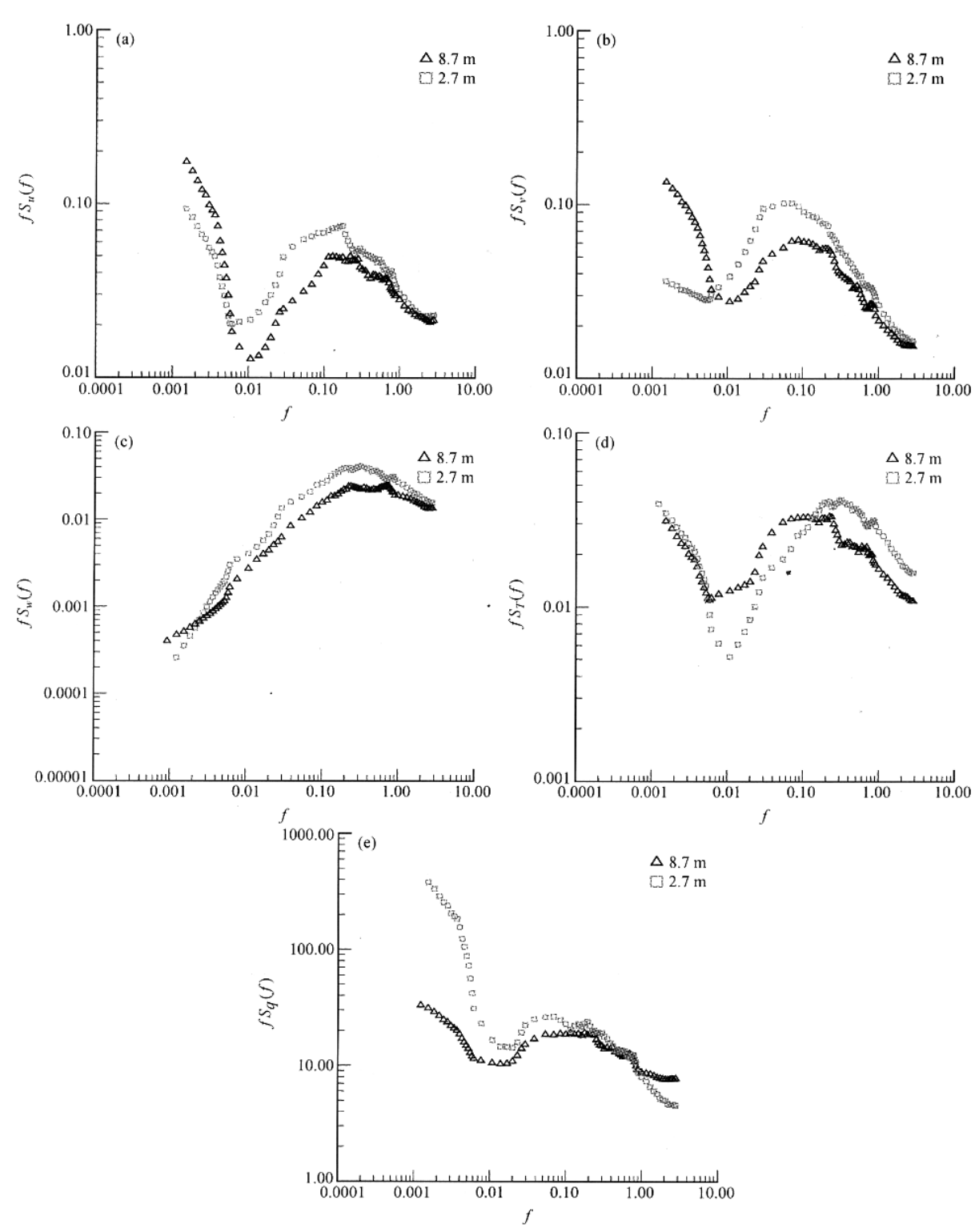


图 5 06 10 时强稳定边界层 8.7 m、2.7 m 处归一化谱的比较 (a) u 谱 (b) v 谱 (c) w 谱 (d) T 谱 (e) q 谱
Fig. 5 Comparison of normalized spectra of velocity components , temperature and specific humidity for strong stability atmospheric boundary layer at 2.7 m and 8.7 m at 06 10 BT (Beijing time) : (a) For u , (b) for v , (c) for w , (d) for T , (e) for q

了低频段同本实验一样分散较大以外 , 高频处收敛在一起的值明显比 $4/3$ 小 , 而且甚至小于 $1^{[24]}$ 。因此 , 下垫面的粗糙度对湍流的各向同性影响较大 , 下垫面越粗糙各向同性越难得到满足。

图 8 给出两个高度上不同稳定度时 , 垂直速度谱和纵向速度谱的比值随频率的变化情况 , 图中的实线

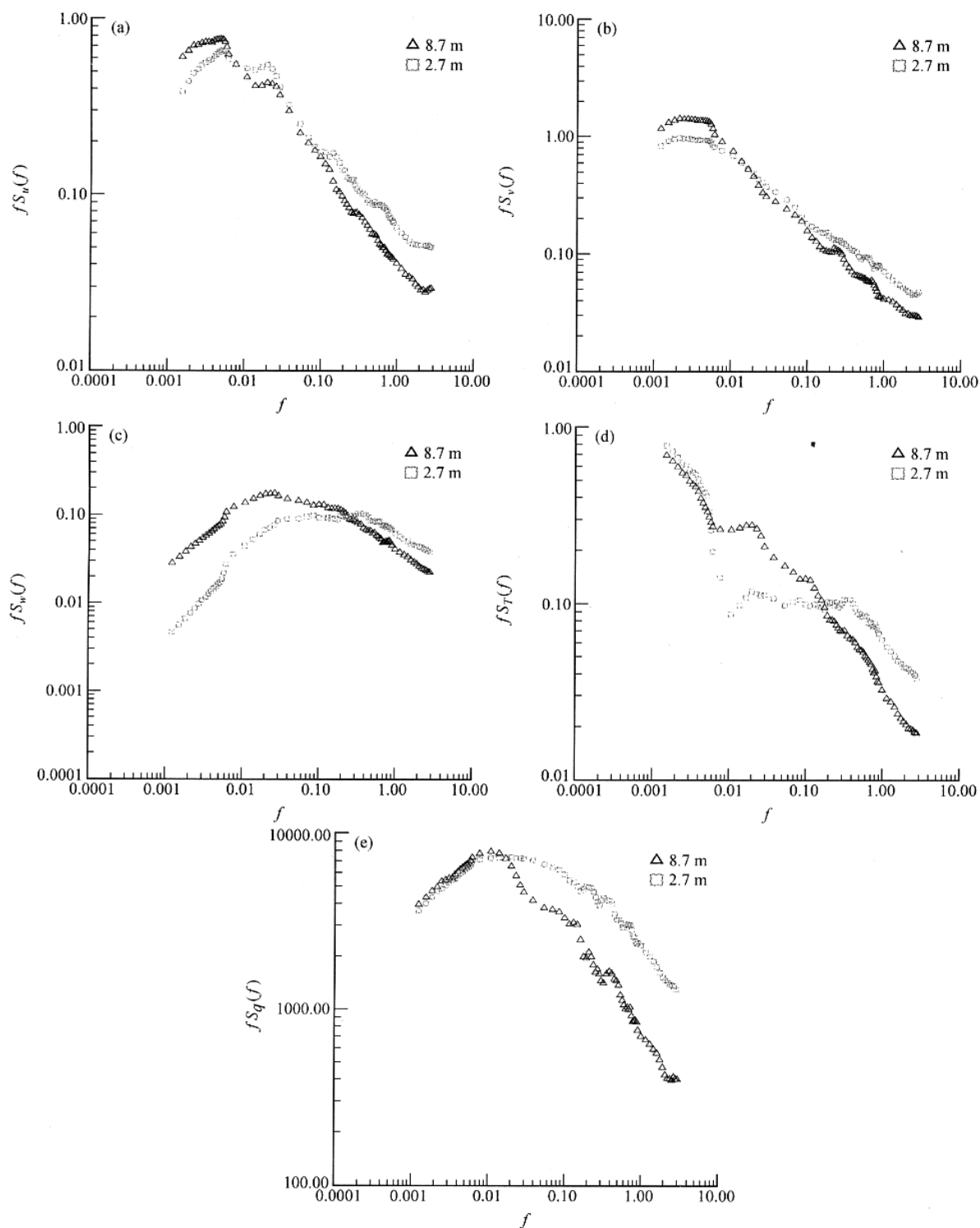


图 6 12 00 时不稳定边界层 8.7 m、2.7 m 处归一化谱的比较 (a) u 谱 (b) v 谱 (c) w 谱 (d) T 谱 (e) q 谱

Fig. 6 Comparison of normalized spectra of velocity components, temperature and specific humidity for instability atmospheric boundary layer at 2.7 m and 8.7 m at 12 00 BJT (Beijing time): (a) For u , (b) for v , (c) for w , (d) for T , (e) for q

是直线 $S_w(f)/S_u(f) = 4/3$ 。从图 8 可以看出,垂直速度谱和纵向速度谱的比值的低频限制更为严重,表现为低频处的值离 $4/3$ 更远,比值达到 $4/3$ 时的频率更

大,而且在高频的值也明显小于 $4/3$ 。与 $S_v(f)/S_u(f)$ 不同的是,所有的值在低频段都在直线 $S_w(f)/S_u(f) = 4/3$ 之下,这是因为无论在稳定和 unstable 情况下, w 谱

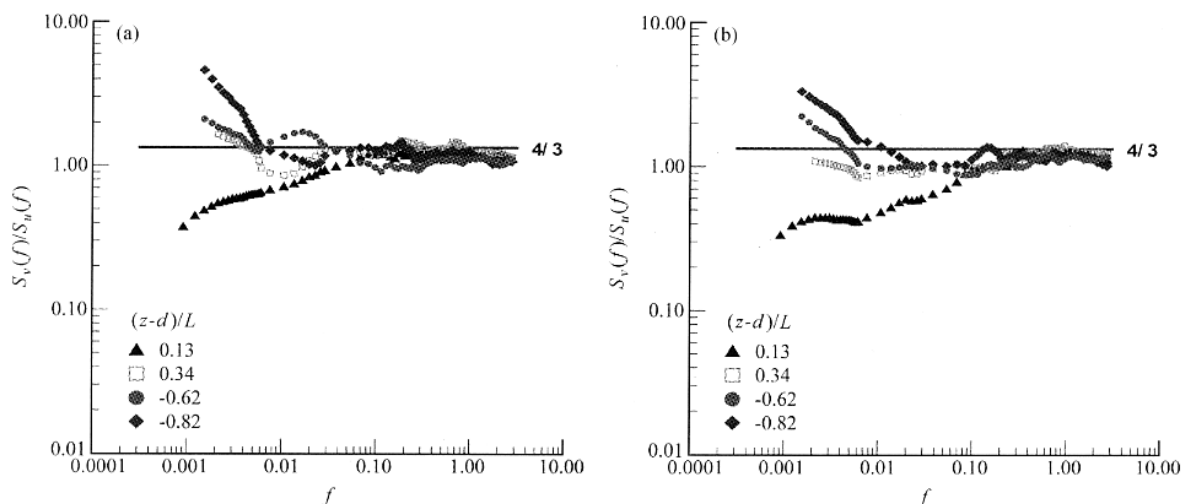


图 7 两个高度上不同稳定度条件下水平风速谱的局地湍流各向同性特征 $S_v(f)/S_u(f)$ (a) 8.7 m (b) 2.7 m

Fig. 7 Characteristics of horizontal turbulence spectral local isotropy $S_v(f)/S_u(f)$ under different atmospheric stability at (a) 8.7 m and (b) 2.7 m

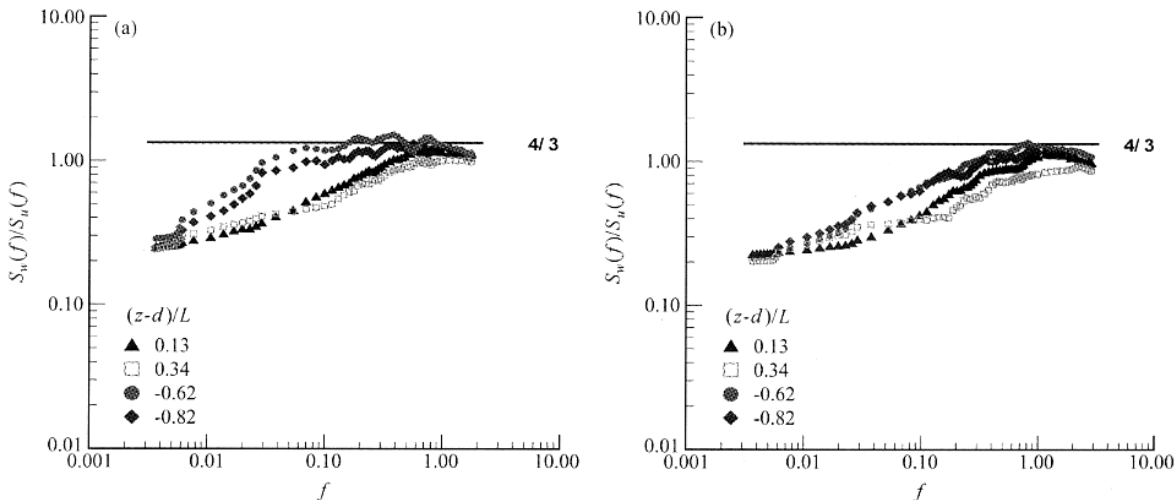


图 8 两个高度上各种稳定度条件下风速谱的局地湍流各向同性特征 $S_w(f)/S_u(f)$ (a) 8.7 m (b) 2.7 m

Fig. 8 Characteristics of vertical turbulence spectral local isotropy $S_w(f)/S_u(f)$ under different atmospheric stability at (a) 8.7 m and (b) 2.7 m

在低频都很小。另外,稳定时 $S_w(f)/S_u(f)$ 比不稳定时更小,这在 8.7 m 处的结果中表现得更为明显。这些规律都与长白山原始森林湍流实验的结果一致^[24]。将两个高度进行比较,发现边界层稳定时两个高度的情况差别不大,边界层不稳定时 2.7 m 处的值明显小于 8.7 m 处,而且 8.7 m 处比值接近 4/3 时的频率约为 0.02 Hz, 2.7 m 处比值接近 4/3 时的频率约为 0.2 Hz, 相差较大。这可能是因为靠近植被处的垂直湍流受到下边界的限制较多,所以低处的垂直湍流能量较小,而稳定时由于湍流本身就很弱,所以两个高度差别不大。

5 结论

本文利用 EBEX-2000 的实验观测数据对湍流速

度、温度和湿度谱进行了综合计算和分析,对两个不同的观测高度(8.7 m 和 2.7 m)以及不同的稳定度情况对各种谱的结构进行了比较。另外,本文还对速度的三个分量 u 、 v 、 w 的谱进行了比较分析,并对湍流的局地各向同性特征进行了比较讨论。

本文的计算结果同 Kansas 实验的计算结果一致性较好。在惯性副区湍流能谱符合 Kolmogorov 的 $-2/3$ 指数规律[即 $S_u(f)$ 的 $-5/3$ 规律],而且归一化使得能谱曲线在惯性副区内基本合并在一起。在低频区,稳定情况下不同稳定度的能谱曲线分开,不稳定情况下曲线上的点分布在一个模糊的区域内。而且随着稳定度增加,曲线向右下方移动,湍流能量在减少,最大能量对应的频率在增大,即湍流尺度在变小。另外,

本文还比较分析了谱极大值频率和波长,并与 Kansas 实验和长白山原始森林实验的结果进行了比较,发现下垫面越粗糙,对湍流能量贡献最大的涡的水平尺度越小,这是下垫面植被对涡的破碎作用的结果;垂直湍流的谱峰尺度也存在类似规律,但差别不大。从两个高度处归一化谱比较可以发现,在稳定的情况下湍流峰值尺度差别不大,在不稳定的情况下 2.7 m 处的尺度相对较小,原因可能是观测高度太低,观测不到大尺度的涡。

本文还对稳定时谱的低频上翘现象(斜率为 -2)进行了分析,认为是稳定边界层(SBL)内波和湍流能同时存在的结果。这一段低频区域被称为浮力副区,这个区域的涡是中等大小的,由于垂直运动受到稳定度的抑制,涡是准二维的,因此在 w 谱中没有这个区域。

对不同稳定度情况下两个观测高度上各种湍流谱的比较结果显示,2.7 m 和 8.7 m 湍流谱总的差别是低频处 8.7 m 的湍流能量较大,而高频处 2.7 m 的湍流能量相对较大。这主要是低处观测不到较大尺度的湍涡所致,但是由于植被冠层对涡的破碎作用使得小尺度的涡较多。随着稳定度的不同,两层差别的值略有不同。

各向同性结果分析显示,湍流谱在高频处各向同性满足的较好,而在低频处不能满足,验证了 Kaimal 等^[12]提出的湍流各向同性的低频限制(Lower Limit for Isotropy)理论。不同下垫面的比较结果显示,下垫面的粗糙度对湍流的各向同性影响较大,下垫面越粗糙各向同性越难得到满足。

参考文献

- [1] Taylor G I. The spectrum of turbulence. *Proc. Roy. Soc. London Ser. A*, 1938, **164**: 467 ~ 490
- [2] Kaimal J C, Finnigan J J. *Atmospheric Boundary Layer Flows*. Oxford University Press, 1994, 32 ~ 66
- [3] Kolmogorov A N. The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large reynolds numbers. *Doklady ANSSSR*, 1941, **30**: 301 ~ 304
- [4] Monin A S, Obukhov A M. Basic laws of turbulent mixing in the ground layer of the atmosphere. *Trans. Geophys. Inst. Akad. Nauk USSR*, 1954, **151**: 163 ~ 187
- [5] Kaimal J C, Wyngaard J C. The kansas and minnesota experiments. *Bound.-Layer Meteor.*, 1990, **50**: 31 ~ 47
- [6] Barad M L. The vertical transfer of momentum and heat in the near earth's surface. *Transactions of the New York Academy of Science Ser. 2*, 1964, **26**: 830 ~ 844
- [7] Haugen D A, Kaimal J C, Bradley E F. An experimental study of reynolds stress and heat flux in the atmospheric surface layer. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 1971, **97**: 168 ~ 180
- [8] Kaimal J C. Measurement of momentum and heat flux variations in the surface boundary layer. *Radio Sci.*, 1969, **4**: 1147 ~ 1153
- [9] Wyngaard J C. On surface layer turbulence. Workshop on Micrometeorology, American Meteorology Society, 1973, 101 ~ 149
- [10] Businger J A, Wyngaard J C, Izumi Y, et al. Flux-profile relationships in the atmospheric surface layer. *J. Atmos. Sci.*, 1971, **28**: 181 ~ 189
- [11] Wyngaard J C, Coté O R, Izumi Y. Local free convection, similarity and the budgets of shear stress and heat flux. *J. Atmos. Sci.*, 1971, **28**: 1171 ~ 1182
- [12] Kaimal J C, Wyngaard J C, Izumi Y, et al. Spectral characteristics of surface-layer turbulence. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 1972, **98**: 563 ~ 589
- [13] Kaimal J C, Wyngaard J C, Haugen D A, et al. Turbulence structure in the convective boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, 1976, **33**: 2152 ~ 2169
- [14] Willis G E, Deardorff J W. A laboratory model of the unstable planetary boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, 1974, **31**: 1297 ~ 1307
- [15] Panofsky H A. Matching in the convective planetary boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, 1978, **35**: 272 ~ 276
- [16] Caughey S J, Wyngaard J C, Kaimal J C. Turbulence in the evolving stable boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, 1979, **36**: 1041 ~ 1052
- [17] Caughey S J, Palmer S G. Some aspects of turbulence structure through the depth of the convective boundary layer. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 1979, **105**: 811 ~ 827
- [18] Kaimal J C. Turbulent spectra, length scales, and structure parameters in the stable surface layer. *Bound.-Layer Meteor.*, 1973, **4**: 289 ~ 309
- [19] Dyer A J, Garratt J R, Francey R J, et al. An international turbulence comparison experiment (ITCE 1976). *Bound.-Layer Meteor.*, 1982, **24**: 181 ~ 209
- [20] Amiro B D. Drag coefficients and turbulence spectra within three boreal forest canopies. *Bound.-Layer Meteor.*, 1990, **52**: 227 ~ 246
- [21] Li Jie, Liu S H, Liu H P, et al. Surface imbalance energy calculated and analyzed with the data of EBEX-2000. *Acta Meteorologica Sinica*, 2003, **17**: 448 ~ 464
- [22] Höglström U. Analysis of turbulence structure in the surface layer with a modified similarity formulation for near neutral conditions. *J. Atmos. Sci.*, 1990, **47**: 1049 ~ 1072
- [23] Garratt J R. *The Atmospheric Boundary Layer*. Cambridge: Cambridge University Press, 1992, 71 ~ 84
- [24] Liu S H, Liu H P, Xu M, et al. Turbulence spectra and dissipation rates above and within a forest canopy. *Bound.-Layer Meteor.*, 2001, **98**: 83 ~ 102
- [25] Cava D, Giostra U, Tagliazucca M. Spectral maxima in a perturbed stable boundary layer. *Bound.-Layer Meteor.*, 2001, **100**: 421 ~ 437
- [26] Höglström U, Hunt J C R, Smedman A S. Theory and measurements for turbulence spectra and variances in the atmospheric neutral surface layer. *Bound.-Layer Meteor.*, 2002, **103**: 101 ~ 124