

论大气边界层的局地相似性

胡隐樵 张 强

(中国科学院兰州高原大气物理研究所, 兰州 730000)

提 要

本文利用日本气象厅研究所在筑波市213m气象塔1983年观测的湍流资料验证了大气边界层的局地相似性, 求出了相似性函数的经验常数, 进一步建立了局地湍流统计量同近地面层和边界层顶端通量之间的关系。

关键词: 局地相似性; 相似性函数; 相似性尺度; 大气边界层。

一、引 言

相似性理论是描述大气边界层结构的有力工具。Monin-Obukhov(M-O)相似性成熟地应用于近地面层。随后 Deardorff^[1] 将相似性原理推广到混合层, Wyngaard^[2] 将其推广到自由对流层, 构成了通用于对流边界层的对流相似性原理。接着 Neuwstadt^[3] 首先提出了局地相似性概念, 并成功地应用于稳定边界层。Sorbjan^[4] 又进一步将局地相似性概念推广到对流边界层, 建立了局地自由对流相似性。相似性理论不仅被应用于气象参数平均廓线, 也被应用于描述湍流的统计量和谱特征^[5]。Sorbjan^[6] 对相似性理论作了很好的总结。目前相似性理论主要应用于均匀下垫面的大气边界层。Shao 等^[7] 将局地相似性理论应用于存在平流的非均匀下垫面大气边界层。

任何一种相似性理论基本性质是由它的相似性特征尺度所决定的。归纳起来, 目前描述大气边界层的结构主要有三类相似性尺度: 即 M-O 相似性尺度(u_* , θ_* , q_* , L); 对流相似性尺度(W_* , θ_{*c} , q_{*c} , Z_i); 局地相似性尺度(u_{*l} , θ_{*l} , q_{*l} , A_l)。M-O 相似性尺度是以常通量层的假定为基础的, 只能应用于近地面层。对流相似性尺度是以混合层的假定为基础的, 只能应用于对流边界层。Shao 等^[7] 的研究表明, 局地相似性尺度能描述稳定边界层, 而且也能描述对流边界层, 甚至在一定程度上能描述非均匀下垫面的大气边界层。预计局地相似性理论对大气边界层有更强的描述能力。

近20年来世界各地建立了许多气象塔。由于气象塔观测平台平稳, 它比飞艇、气球、飞机观测平台或遥感观测更为精确可靠。所以气象塔已成为观测研究大气边界层的重要手段。如何比较分析各地气象塔所得到的湍流量和平均量资料也成为当前的一个重要课题。塔层一般从几米到几百米, 几百米的塔层已超出近地面层, M-O 相似性特征尺度无法应用。但塔层一般不能观测到对流边界层顶 Z_i , 所以对流相似性尺度和 Sorbjan 引入的局地自由对流相似性尺度^[4] 描述塔层的结构也将遇到困难。另一方面, 气象塔往往在城市内或城市附近, 树木和建筑物非均匀下垫面造成明显的平流扰动。这也给相似性理论及其应用造成一定困难。Yamamoto^[8] 对日本气象厅在筑波的气象塔湍流资料的

分析说明了这种困难. 预计局地相似性描述塔层范围的大气边界层结构是有效的.

本文利用筑波气象塔的湍流资料^[9]验证了大气边界层(包括对流边界层和稳定边界层)的局地相似性, 并且求出了相似性函数及其有关经验常数, 进而建立了局地湍流量和平均量同近地面层湍流通量和边界层顶湍流通量的关系.

二、局地相似性原理

局地相似性特征尺度为

$$\left. \begin{aligned} \text{速度尺度: } u_{*i} &= [(u'w')^2 + (v'w')^2]^{1/4}, \\ \text{温度尺度: } \theta_{*i} &= -\frac{\overline{\theta'w'}}{u_{*i}}, \\ \text{湿度尺度: } q_{*i} &= -\frac{\overline{q'w'}}{u_{*i}}, \\ \text{长度尺度: } \Lambda_i &= \frac{-u_{*i}^3}{k(g/T)\overline{\theta'w'}} \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

其中 u', v', w' 为三维风速脉动; θ', q' 为位温和比湿脉动; k 是 Karman 常数; g 为重力加速度; T 为平均温度. 以下标 “ i ” 表示局地尺度, (1) 式中所有量为局地量.

局地相似性特征尺度(1)的特点在于: (i) 没有作常通量层的假定. 但在常通量层内局地湍流通量随高度变化不大, 从而使局地相似性尺度(1)蜕化为 M-O 相似性尺度. 所以 M-O 相似性理论是局地相似性理论的一种特殊情况^[7]. (ii) 未引入对流速度尺度 w_* . 只要验证该组特征尺度能应用于混合层, 那么它也就是既能应用于对流边界层也能应用于稳定边界层的更为普遍的一种特征尺度. (iii) 未引入混合层高度 z_i , 所以该组特征尺度对于塔层高度范围的湍流分析是适宜的. (iv) 直接由局地通量决定, 即局地相似性尺度直接由局地强迫所控制. 根据 Durand^[10] 的研究, 局地强迫是受平流影响的. 所以局地相似性尺度并未完全忽略平流效应, 从而使得(1)式能够在一定程度上描述存在平流的非均匀下垫面大气边界层结构^[7].

根据局地相似性, 可以引入无因次长度

$$\zeta_i = z/\Lambda_i, \quad (2)$$

这里 z 是高度. 同时可以引入有关湍流平均量和统计量的相似性函数. 平均风速 $U = \sqrt{\overline{u^2} + \overline{v^2}}$ 、位温 Θ 和比湿 Q 的相似性函数为其相应的无因次切变:

$$\left. \begin{aligned} \Phi'_m &= \frac{k\Lambda_i}{u_{*i}} \frac{\partial U}{\partial z}, & \Phi_m &= \zeta_i \Phi'_m, \\ \Phi'_h &= \frac{k\Lambda_i}{\theta_{*i}} \frac{\partial \Theta}{\partial z}, & \Phi_h &= \zeta_i \Phi'_h, \\ \Phi'_v &= \frac{k\Lambda_i}{q_{*i}} \frac{\partial Q}{\partial z}, & \Phi_v &= \zeta_i \Phi'_v, \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

湍流二阶矩的相似性函数为

$$\Phi_{w^2} = \frac{\overline{w'^2}}{u_{*i}^2}, \quad \Phi_{\theta^2} = \frac{\overline{\theta'^2}}{\theta_{*i}^2}, \quad \Phi_{q^2} = \frac{\overline{q'^2}}{q_{*i}^2}, \quad \Phi_{\theta q} = \frac{\overline{\theta'q'}}{\theta_{*i}q_{*i}}. \quad (4)$$

湍能和耗散率相似性函数为

$$\Phi_E = \frac{E}{u_{*i}^3}, \quad \Phi_\epsilon = \frac{\Lambda_i \epsilon}{u_{*i}^3}, \quad \Phi_{N\theta} = \frac{\Lambda_i N_\theta}{u_{*i} \theta_{*i}^2}, \quad \Phi_{Nq} = \frac{\Lambda_i N_q}{u_{*i} q_{*i}^2}. \quad (5)$$

湍流扩散和湍流三阶矩相似性函数为

$$\left. \begin{aligned} \Phi_{wE} &= \frac{\overline{w' e}}{u_*'^3}, \quad \Phi_{w\theta^2} = \frac{\overline{w' \theta'^2}}{u_*' \theta_*'^2}, \quad \Phi_{wq^2} = \frac{\overline{w' q'^2}}{u_*' q_*'^2}, \\ \Phi_{w^3} &= \frac{\overline{w'^3}}{u_*'^3}, \quad \Phi_{w\theta^3} = \frac{\overline{w' \theta'^3}}{u_*' \theta_*'^3}, \quad \Phi_{wq^3} = \frac{\overline{w' q'^3}}{u_*' q_*'^3} \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

以上公式中湍流能量的定义为

$$e = \frac{1}{2} (u'^2 + v'^2 + w'^2), \quad E = \overline{e}, \quad (7)$$

湍能耗散率 ε 和位温、比湿方差的耗散率分别为

$$\varepsilon = \gamma \left(\frac{\partial u'}{\partial x_i} \right)^2, \quad N_\theta = \gamma_\theta \left(\frac{\partial \theta'}{\partial x_i} \right)^2, \quad N_q = \gamma_q \left(\frac{\partial q'}{\partial x_i} \right)^2, \quad (8)$$

其中 γ 、 γ_θ 、 γ_q 分别为有关量的分子粘滞性。

公式(3)–(6)所定义的全部相似性函数是无因次长度 $\zeta_i = z/\Lambda_i$ 的函数, 且一般可以写成经验函数形式

$$\Phi = a(1 + b\zeta_i)^\alpha, \quad (9)$$

经验常数 α 和 a 、 b 由实验资料确定。

三、利用塔层湍流资料确定经验常数

气象塔平台上观测到的湍流资料有精度高和可靠性高的特点, 所以利用气象塔得到的湍流资料可以较精确地确定相似性函数(9)中的经验常数。

Tsukamoto^[9] 于1983年在筑波的气象塔观测得到213m高度范围内的5层湍流平均量和统计量, 文献[9]对这次观测作了详细阐述。分别在10、25、50、100、150和200m高度上设置了平均风、温、湿及其脉动量的观测, 得到了这些高度上的湍流二阶矩和三阶矩。气象观测塔位于日本气象厅气象研究所(筑波城)内, 几百米以外就是城市道路林带和建筑物。文献[8]和[9]对这次观测结果作了分析和处理。

本文利用文献[9]中的资料验证大气边界层局地相似性, 并确定有关相似性函数公式(9)的经验常数如表1所示。拟合的相似性函数曲线和观测值如图1—4所示。部分曲线在此省略。其中图1a、b、c分别为风、温、湿的无因次切变 $\Phi_{w, \theta, q}$, 图2a、b、c、d分别为无因次二阶矩 $\Phi_{w^2, \theta^2, q^2, \theta q}$, 图3a、b、c分别为无因次湍能和温、湿耗散率 $\Phi_{E, N\theta, Nq}$, 图4a、b分别为无因次湍流动能耗散率 Φ_ε 和垂直扩散 Φ_{wE} 。因为缺 $\overline{w'^3}$ 的资料, 所以未能得到无因次三阶矩 Φ_{w^3} 的经验常数。各图左边为不稳定状态($\zeta_i < 0$), 右边为稳定条件($\zeta_i > 0$)。

表1和图1—4表明:(i)相似性函数基本上遵循公式(9)所预期的形式。(ii)不稳定条件下($\zeta_i < 0$)实测数值对拟合的相似性函数曲线离散较小, 稳定条件下离散较大。这可能与稳定条件下湍流观测精度不如不稳定条件有关。在稳定条件下三阶矩 $\Phi_{w\theta^2}$ 和 Φ_{wq^2} 近似

表 1 相似性函数的经验常数

	α		a	b	
	$\zeta_l < 0$	$\zeta_l > 0$		$-1000 < \zeta_l < 0$	$0 < \zeta_l < 1000$
Φ_m	-1/4	1	1.5	-2	0.3
Φ_h	-1/2	1	1.5	-1.5	0.3
Φ_b	-1/2	1	1.75	-1.5	0.1
Φ_w^{-2}	2/3		1.5	-2	1
Φ_θ^{-2}	-2/3		1.5	-9	0.1
Φ_ρ^{-2}	-2/3		1.5	-12	0.1
$\Phi_{\theta q}$	-2/3		6	-20	0.5
Φ_E	2/3		6	-2	0.1
$\Phi_{N\theta}, \Phi_{Nq}$	-1/3	1/3	1	-25	3
$\Phi_h^{-2}\theta, \Phi_b^{-2}q$	1/2		-0.4	-3	5
$\Phi_w\theta^{-2}, \Phi_wq^{-2}$	-1/3		2	-25	0
$^*\Phi_\varepsilon$			0.4	1.8	4
$^*\Phi_{wE}$			0.4	2	1

注： $^*\Phi_{\varepsilon, wE} = a(1 + b|\zeta_l|^{2/3})^{3/2}$

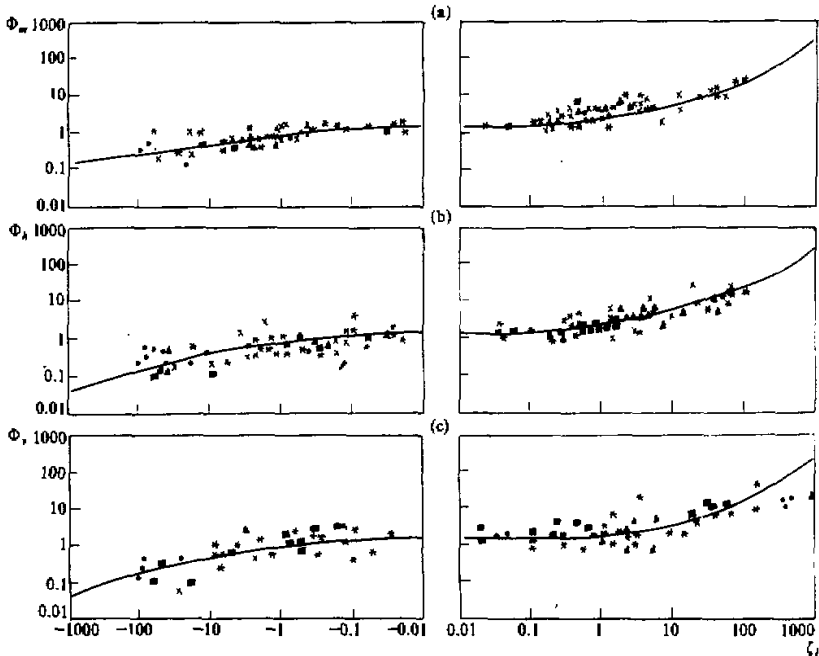


图 1 相似性函数 $\Phi_m(a)$ 、 $\Phi_h(b)$ 和 $\Phi_b(c)$

图中以不同符号标明各层高度上的数据。“•”-2.5m, “×”-50m, “▲”-100m, “*”-150m, “■”-200m (以下各图说明相同)。

为常数，但其离散最大(三阶矩的图在此省略)。 (iii)比较而言以二阶矩离散最小，说明湍流二阶矩遵从局地相似性最好，而且平流效应对二阶矩的影响最小。正如 Lenschow^[11]所

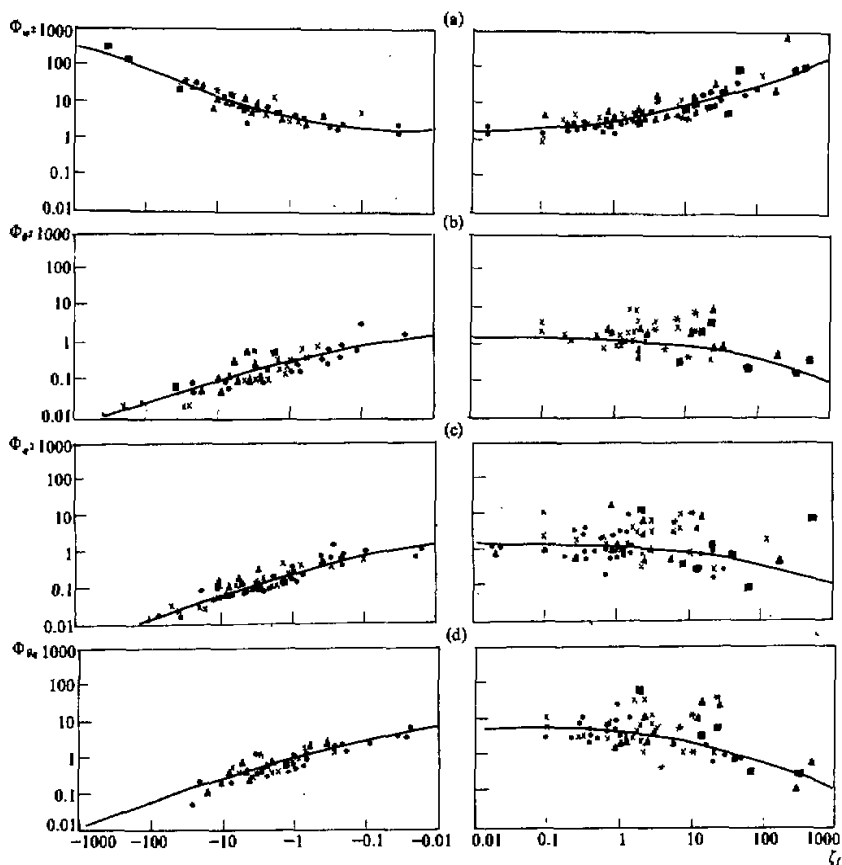


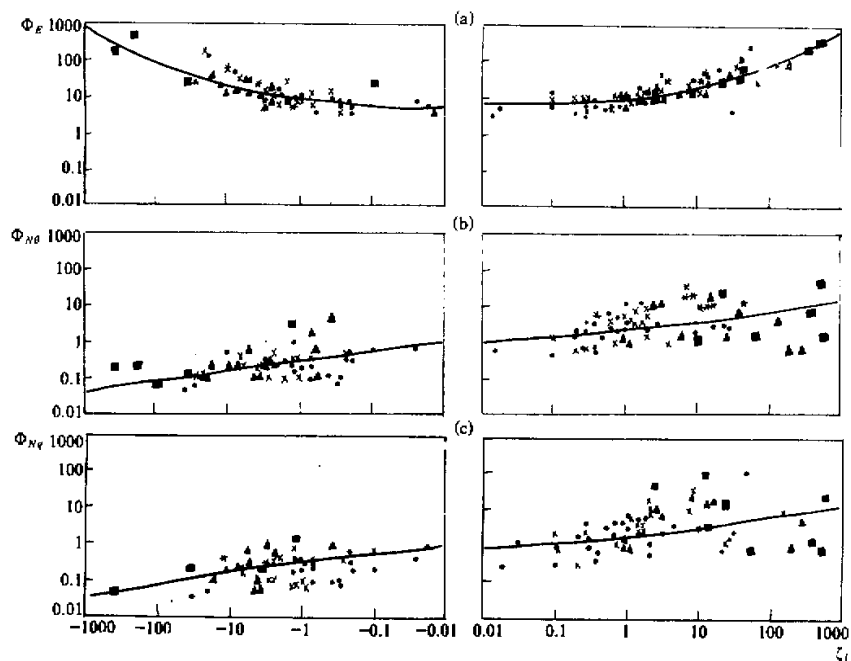
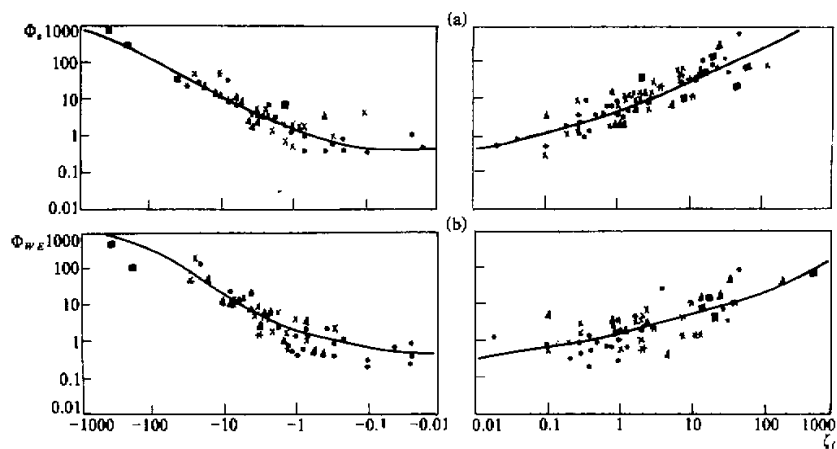
图 2 相似性函数 Φ_{w^2} (a), Φ_{θ^2} (b), Φ_{q^2} (c) 和 $\Phi_{\theta q}$ (d)

指出的, 水平温度梯度对平均温度和动量的平流影响较强, 但对二阶矩的影响不大。

以上结果表明, 大气边界层能较好地遵从局地相似性, 局地相似性尺度(1)不仅能描述稳定边界层, 也能较好地描述对流边界层。

Shao^[7] 利用飞机平台测量到的大气边界层湍流, 确定了相似性函数 $\Phi_{w^2, \theta^2, q^2, w^2 \theta, w \theta^2}$ 的形式和经验常数。本文的结果与其比较, 实测数据对拟合相似性函数曲线的离散要小得多。这说明气象塔平台上的湍流观测精度是较高的, 同时也说明局地相似性尺度(1)特别适合于描述塔层湍流特征。

Yamamoto^[8] 曾试图用 M-O 相似性尺度描述塔层湍流特征, 但他们难以得到相似性函数, 说明 M-O 相似性尺度无法描述塔层湍流特征。本文用同样的资料得到的结果却说明塔层很好地遵循局地相似性。

图 3 相似性函数 Φ_E (a), $\Phi_{N\theta}$ (b) 和 Φ_{Nq} (c)图 4 相似性函数 Φ_ϵ (a) 和 $\Phi_{w\epsilon}$ (b)

四、各种相似性尺度之间的关系和 M-O 尺度归一化的湍流统计量

目前大气边界层通常使用的相似性尺度除了局地相似性尺度(LS)外, 还有 M-O

相似性尺度(MOS)、自由对流相似性尺度(CS)以及局地自由对流相似性尺度(LFS), 它们统一列于表 2.

从表 2 中 Λ_i 和 W_{*f} 的定义可以得到 W_{*f} 同 u_{*f} 之间的关系

$$W_{*f} = u_{*f} \left(\frac{z}{k |\Lambda_i|} \right)^{1/3}. \quad (10)$$

从 L 和 W_{*} 的定义可以得到 W_{*} 同 u_{*} 的关系

$$W_{*} = u_{*} \left(\frac{z_i}{k |L|} \right)^{1/3}. \quad (11)$$

(10)式说明对流边界层内局地相似性尺度 LS 同局地自由对流尺度 LFS 不是相互独立的, 可以直接从定义建立 $LS-LFS$ 的关系, 列于表 3. 同理(11)式说明在对流边界层内自由对流尺度同 $M-O$ 尺度也不完全独立, 从其定义可以得到 $CS-MOS$ 之间的关系, 列于表 4.

为了建立其它相似性尺度之间的关系, 还必须引用几个大气边界层内的观测事实.

在对流边界层内局地热通量和水汽通量有关系^[6,12]

$$\left. \begin{aligned} \overline{w' \theta'} &= \overline{w' \theta'}_s (1 - z/Z_i) + \overline{w' \theta'}_i z/Z_i = \overline{w' \theta'}_s (1 - \gamma_h z/Z_i), \\ \overline{w' q'} &= \overline{w' q'}_s (1 - z/Z_i) + \overline{w' q'}_i z/Z_i = \overline{w' q'}_s (1 - \gamma_v z/Z_i), \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

表 2 大气边界层的几种相似性尺度

MOS	LS	CS	LFS
常通量层	稳定边界层和对流边界层	对流边界层	对流边界层
$u_* = (\overline{w' u' s})^{1/2}$	$u_{*i} = [(\overline{w' u' s})^2 + (\overline{w' v' s})^2]^{1/4}$	$W_* = \left[Z_i \left(\frac{g}{T} \right) \overline{w' \theta' s} \right]^{1/3}$	$W_{*f} = \left[z \left(\frac{g}{T} \right) \overline{w' \theta' s} \right]^{1/3}$
$\theta_* = \frac{-\overline{w' \theta' s}}{u_*}$	$\theta_{*i} = \frac{-\overline{w' \theta' s}}{u_{*i}}$	$\theta_{*c} = \frac{-\overline{w' \theta' s}}{W_*}$	$\theta_{*f} = \frac{-\overline{w' \theta' s}}{W_{*f}}$
$q_* = \frac{-\overline{w' q' s}}{u_*}$	$q_{*i} = \frac{-\overline{w' q' s}}{u_{*i}}$	$q_{*c} = \frac{-\overline{w' q' s}}{W_*}$	$q_{*f} = \frac{-\overline{w' q' s}}{W_{*f}}$
$L = \frac{-u_*^3}{k \left(\frac{g}{T} \right) \overline{w' \theta' s}}$	$\Lambda_i = \frac{-u_{*i}^3}{k \left(\frac{g}{T} \right) \overline{w' \theta' s}}$	Z_i 或 $\Lambda_c = \frac{-W_*^3}{k \left(\frac{g}{T} \right) \overline{w' \theta' s}}$	z 或 $\Lambda_f = \frac{-W_{*f}^3}{k \left(\frac{g}{T} \right) \overline{w' \theta' s}}$
$\zeta = z/L$	$\zeta_i = z/\Lambda_i$	$Z = z/Z_i$ 或 $\zeta_c = z/\Lambda_c$	$Z = z/Z_i$ 或 $\zeta_f = z/\Lambda_f$

注: (1) 下标 s 表示常通量层的通量, 无下标表示局地通量;

(2) Z_i 表示对流边界层顶的高度;

(3) 下标 i 表示局地尺度, c 表示自由对流尺度, f 表示局地自由对流尺度;

(4) u_* 或 W_* 为速度尺度, θ_* 为温度尺度, q_* 为湿度尺度, L 或 Λ 为长度尺度, ζ 或 Z 为稳定度参数.

其中下标 i 表示对流边界层顶的湍流通量, $\gamma_{h,v}$ 是观测得到的经验常数^[13], $\gamma_h = 1.2-1.5$, 而 $\gamma_v = -1-2$. 我们一般可取 $\gamma_h = 1.2$, $\gamma_v = -1$.

利用(12)式后从表 2 的 CS 和 LFS 的有关尺度定义可以建立 $CS-LFS$ 之间的关

系. 它的结果也列于表 3.

表 3 的 CS-LFS 关系中有

表 3 对流边界层内 LS-LFS, LS-CS, CS-LFS 之间的关系

LS-LFS	LS-CS	CS-LFS
$u_{*l} = W_{*l} \left(\frac{z}{k \Lambda_l } \right)^{-1/3}$	$u_{*l} = W_{*c} \frac{\left(1 - \gamma_h \frac{z}{Z_i} \right)^{1/3}}{(z/k \Lambda_l)^{1/3}}$	$W_{*f} = W_{*c} \left[\frac{z}{Z_i} \left(1 - \gamma_h \frac{z}{Z_i} \right) \right]^{1/3}$
$\theta_{*l} = \theta_{*l} \left(\frac{z}{k \Lambda_l } \right)^{1/3}$	$\theta_{*l} = \theta_{*c} \left(1 - \gamma_h \frac{z}{Z_i} \right)^{2/3} \left(\frac{z}{k \Lambda_l } \right)^{1/3}$	$\theta_{*f} = \theta_{*c} \frac{\left(1 - \gamma_h \frac{z}{Z_i} \right)^{2/3}}{(z/k \Lambda_l)^{1/3}}$
$q_{*l} = q_{*l} \left(\frac{z}{k \Lambda_l } \right)^{1/3}$	$q_{*l} = q_{*c} \frac{\left(1 - \gamma_h \frac{z}{Z_i} \right) \left(\frac{z}{k \Lambda_l } \right)^{1/3}}{\left(1 - \gamma_h \frac{z}{Z_i} \right)^{1/3}}$	$q_{*f} = q_{*c} \frac{\left(1 - \gamma_h \frac{z}{Z_i} \right)}{\left[\frac{z}{Z_i} \left(1 - \gamma_h \frac{z}{Z_i} \right) \right]^{1/3}}$
$\Lambda_l = -\frac{z}{k} \left(\frac{u_{*l}}{W_{*c}} \right)^3$	$\Lambda_l = \Lambda_c \left(1 - \gamma_h \frac{z}{Z_i} \right)$	$\Lambda_f = \Lambda_c \left(\frac{z}{Z_i} \right)$

表 4 M-O 相似性同其它相似性尺度的关系

LS-MOS($\zeta_l > 0$)	LS-MOS($\zeta_l < 0$)
$u_{*l} = u_* \left(1 - \frac{z}{h} \right)^{\beta_m/2}$	$u_{*l} = u_* \left[\frac{\Lambda_l}{L} \left(1 - \gamma_h \frac{z}{Z_i} \right) \right]^{1/3}$
$\theta_{*l} = \theta_* \left(1 - \frac{z}{h} \right)^{\beta_h - \beta_m/2}$	$\theta_{*l} = \theta_* \left[\frac{L}{\Lambda_l} \right]^{1/3} \left(1 - \gamma_h \frac{z}{Z_i} \right)^{2/3}$
$q_{*l} = q_* \left(1 - \frac{z}{h} \right)^{\beta_q - \beta_m/2}$	$q_{*l} = q_* \left[\frac{L}{\Lambda_l} \right]^{1/3} \frac{\left(1 - \gamma_h \frac{z}{Z_i} \right)}{\left(1 - \gamma_h \frac{z}{Z_i} \right)^{1/3}}$
$\Lambda_l = L \left(1 - \frac{z}{h} \right)^{3\beta_m/2 - \beta_h}$	$\Lambda_l = L \left(\frac{u_{*l}}{u_*} \right)^3 \left(1 - \gamma_h \frac{z}{Z_i} \right)^{-1}$
CS-MOS	LFS-MOS
$W_{*c} = u_* \left(\frac{Z_i}{k L } \right)^{1/3}$	$W_{*f} = u_* \left[\frac{z}{k L } \left(1 - \gamma_h \frac{z}{Z_i} \right) \right]^{1/3}$
$\theta_{*c} = \theta_* \left(\frac{Z_i}{k L } \right)^{-1/3}$	$\theta_{*f} = \theta_* \frac{\left(1 - \gamma_h \frac{z}{Z_i} \right)^{2/3}}{(z/k L)^{1/3}}$
$q_{*c} = q_* \left(\frac{Z_i}{k L } \right)^{-1/3}$	$q_{*f} = q_* \frac{\left(1 - \gamma_h \frac{z}{Z_i} \right)}{\left[(z/k L) \left(1 - \gamma_h \frac{z}{Z_i} \right) \right]^{1/3}}$
$\Lambda_c = -\frac{Z_i}{k}$	$\Lambda_f = -\frac{z}{k}$

$$W_{*f} = W_* [(z/Z_i)/(1-\gamma_h z/Z_i)]^{1/3}, \quad (13)$$

将公式(13)代入(10)式得到 LS-CS 间关系列于表 3. 又将(10)和(11)式分别代入(13)式的两侧得到

$$u_* = u_* \left[\frac{\Lambda_i}{L} \left| \frac{1-\gamma_h z/Z_i}{1-\gamma_h z/Z_i} \right| \right]^{1/3}, \quad (14)$$

公式(14)建立了对流边界层内局地相似性尺度同 M-O 相似性尺度的关系. 利用(14)式后从定义(1)得到对流边界层内 LS-MOS 尺度之间关系列于表 4. 利用表 3 中 CS-LFS 和表 4 中的 CS-MOS 可以建立 LFS-MOS 的关系, 亦列于表 4 中.

为了建立稳定边界层内局地相似性同 M-O 相似性尺度的关系, 还必须补充下面的观测事实:

$$\left. \begin{aligned} [(\overline{w'v'})^2 + (\overline{w'u'})^2]^{1/2}/u_*^2 &= (1-z/h)^{\beta_m}, \\ \overline{w'\theta'}/u_*\theta_* &= (1-z/h)^{\beta_h}, \\ \overline{w'q'}/u_*q_* &= (1-z/h)^{\beta_v}, \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

其中 $\beta_{m,h,v}$ 是观测得到的经验常数, $\beta_m = 1-2$, $\beta_h = 1-3$. 一般可取 $\beta_m = 2$, $\beta_h = 3$. 利用(15)式后从定义(1)可以建立 LS-MOS 之间的关系, 亦列于表 4 中.

表 5 M-O 尺度归一化的相似性关系

	对流边界层 $\zeta_i < 0$	稳定边界层 $\zeta_i > 0$
$\frac{kz}{u_*} \frac{\partial U}{\partial z}$	$1.5(1-2\zeta_i)^{-1/4} Z_h \Phi_L$	$1.5(1+0.3\zeta_i)(1-z/h)^{\beta_m/2}$
$\frac{kz}{\theta_*} \frac{\partial \Theta}{\partial z}$	$1.5(1-1.5\zeta_i)^{-1/2} Z_h^2 \Phi_L$	$1.5(1+0.3\zeta_i)(1-z/h)^{\beta_h-\beta_m/2}$
$\frac{kz}{q_*} \frac{\partial Q}{\partial z}$	$1.75(1-1.5\zeta_i)^{-1/2} Z_h^3 \Phi_L Z_h$	$1.75(1+0.1\zeta_i)(1-z/h)^{\beta_v-\beta_m/2}$
$\frac{w'^2}{u_*^2}$	$1.5(1-2\zeta_i)^{2/3} (Z_h \Phi_L)^2$	$1.5(1+0.1\zeta_i)^{2/3} (1-z/h)^{\beta_m}$
$\frac{\theta'^2}{\theta_*^2}$	$1.5(1-9\zeta_i)^{-2/3} (Z_h^2 \Phi_L)^2$	$1.5(1+0.1\zeta_i)^{-2/3} (1-z/h)^{2\beta_h-\beta_m}$
$\frac{q'^2}{q_*^2}$	$1.5(1-9\zeta_i)^{-2/3} (Z_h^3 \Phi_L Z_h)^2$	$1.5(1+0.1\zeta_i)^{-2/3} (1-z/h)^{2\beta_v-\beta_m}$
$\frac{\theta'q'}{\theta_*q_*}$	$6(1-20\zeta_i)^{-2/3} Z_h^3 \Phi_L Z_h$	$6(1+0.5\zeta_i)^{-2/3} (1-z/h)^{\beta_h+\beta_v-\beta_m}$
E/u_*^3	$6(1-2\zeta_i)^{2/3} (Z_h \Phi_L)^2$	$6(1+0.1\zeta_i)^{2/3} (1-z/h)^{\beta_m}$
$LN_\theta/u_*\theta_*^2$	$0.4(1+1.8 \zeta_i ^{2/3})^{3/2} (Z_h \Phi_L)^3$	$0.4(1+4\zeta_i^{2/3})^{3/2} (1-z/h)^{\beta_h}$
$LN_q/u_*q_*^2$	$(1-25\zeta_i)^{-1/3} Z_h^5 \Phi_L$	$(1+3\zeta_i)^{1/3} (1-z/h)^{3\beta_h-2\beta_m}$
$\frac{w'^2\theta'}{u_*^2\theta_*}$	$(1-25\zeta_i)^{-1/3} Z_h^6 \Phi_L Z_h$	$(1+3\zeta_i)^{1/3} (1-z/h)^{\beta_h+2\beta_v-2\beta_m}$
$\frac{w'^2q'}{u_*^2q_*}$	$-0.4(1-3\zeta_i)^{1/2} \Phi_L Z_h^4$	$-0.4(1+5\zeta_i)^{1/2} (1-z/h)^{\beta_h+\beta_m/2}$
$\frac{w'\theta'^2}{u_*\theta_*^2}$	$-0.4(1-3\zeta_i)^{1/2} \Phi_L Z_h^4 Z_h^3$	$-0.4(1+5\zeta_i)^{1/2} (1-z/h)^{\beta_h-\beta_m/2}$
$\frac{w'q'^2}{u_*q_*^2}$	$2(1-25\zeta_i)^{-1/3} Z_h^5 \Phi_L$	$2(1-z/h)^{2\beta_v-\beta_m/2}$
$\frac{w'q'\theta'}{u_*q_*\theta_*}$	$2(1-25\zeta_i)^{-1/3} Z_h^6 \Phi_L Z_h$	$2(1-z/h)^{2\beta_v-\beta_m/2}$
$\frac{w'e}{u_*^3}$	$0.4(1+2 \zeta_i ^{2/3})^{3/2} (Z_h \Phi_L)^3$	$0.4(1+ \zeta_i ^{2/3})^{3/2} (1-z/h)^{3\beta_m/2}$

注: $\Phi_L = |\Lambda_i/L|^{1/3}$, $Z_h = (1-\gamma_h z/Z_i)^{1/3}$, $Z_e = (1-\gamma_e z/Z_i)^{1/3}$

可见补充了(12)和(15)式后就沟通了各种相似性尺度之间的关系. 因此从某种尺度建立的相似性关系, 可以通过表 3 和表 4 转换成其它尺度表达的相似性关系.

M-O 相似性尺度应用最广, 而且其特征尺度在近地面层易于观测得到. 建立行星

边界层内由 $M-O$ 尺度归一化的局地湍流统计量相似性关系是有用的。利用表 4 中 $LS-MOS$ 的关系从公式(9)和表 1 可以得到对流边界层和稳定边界层内以 $M-O$ 尺度归一化的相似性关系, 其结果列于表 5。

五、结 论

大气边界层特别是塔层能较好地遵从局地相似性规律。原则上它是更为普遍适用的特征尺度, 预计它可能成为分析大气边界层观测资料的有力工具。

通过局地湍流通量同边界层顶和近地面层湍流通量的关系, 可以沟通大气边界层内各类相似性尺度。从而大气边界层内局地湍流统计量亦可用广泛应用的 $M-O$ 尺度归一化建立的相似性关系来表达。同样, 从一种相似性尺度得到的结果亦可以转换成其它相似性尺度来表达。

参 考 文 献

- [1] Deardorff, J. W., 1970, Convective velocity and temperature scales for the unstable planetary boundary layer and Rayleigh convection *J. Atmos. Sci.*, **27**, 1211-1213.
- [2] Wyngaard, J. C., Cote, Q. R., and Izumi, Y., 1971, Local free convection, similarity, and budgets of shear and heat flux, *J. Atmos. Sci.*, **28**, 1171-1182.
- [3] Nieuwstadt, F. T. M., 1984, The turbulent structure of the stable nocturnal boundary layer, *J. Atmos. Sci.*, **41**, 2202-2216.
- [4] Sorbjan, Z., 1988, Local similarity in the convective boundary layer (CBL), *Bound. - Layer Met.*, **34**, 337-397.
- [5] Kaimal, J. C., Wyngaard, J. C., Izumi, Y., and Cote, O. R., 1972, Spectral characteristics of surface layer turbulence, *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, **98**, 583-589.
- [6] Sorbjan, Z., 1989, *Structure of the Atmospheric Boundary Layer*, Prentice-Hall, Inc., 317.
- [7] Shao, Y., & J. M. Hacher, 1990, Local similarity relationships in a horizontal homogeneous boundary layer, *Bound-Layer Met.*, **52**, 17-40.
- [8] Yamamoto, R., & O. Tsukamoto, 1985, Turbulence in the atmospheric boundary layer-generation and maintenance of turbulent kinetic energy, *Recent Studies on Turbulent Phenomena*, Kyoto University, 261-276.
- [9] Tsukamoto, O., 1985, Turbulence measurement of the planetary boundary layer from a 213m meteorological tower, *Bull. Disas. Prev. Res. Inst.*, Kyoto University, **35**, Part 4, No.315, 87-113.
- [10] Durand, P., S. Briere, and A. Druilhet, 1989, A sea-land transition observed during the COAST experiment, *J. Atmos. Sci.*, **46**, 96-116.
- [11] Lenschow, D. H., J. C. Wyngaard, W. T. Pennell, 1980, Mean-field and second-moment budgets in a baroclinic, convective boundary layer, *J. Atmos. Sci.*, **37**, 1313-1326.
- [12] Stull, R. B., 1988, *An Introduction to Boundary Layer Meteorology*, Kluwer Academic Publishers, 368-369.
- [13] Andre, C., G. D. Mour, P. Lacanrere, G. Therry, & R. du Vachat, 1978, Modeling the 24-hour evolution of the mean and turbulent structures of the planetary boundary layer, *J. Atmos. Sci.*, **35**, 1861-1883.

On Local Similarity of the Atmospheric Boundary Layer

Hu Yinqiao

Zhang Qiang

(Lanzhou Institute of Plateau Atmospheric Physics, Chinese Academy of Sciences, Lanzhou 730000)

Abstract

In this paper, local similarity is verified by the turbulence observations on the 213 m meteorological tower at the Meteorological Research Institute in Tsukuba Science City, Japan. Some empirical constants of the similarity functions are determined. And further, the relationship among the statistical parameters of turbulence, turbulent fluxes in the near surface layer and at the top of the boundary layer are established.

Key words: Local similarity; Similarity function; Atmospheric boundary layer; Similarity scale.