

关于中性层结大气边界层湍流参量 铅直分布的计算分析

苗曼倩 王彦昌
(南京大学气象系)

提 要

根据大气边界层平均风速廓线实测资料,参照 Lettau^[1]方法计算了湍流参数——动量交换系数 k_m , 摩擦速度 u_* , 湍流切应力 τ 和混合长 l 随高度的分布。并与国外研究结果进行比较,基本规律一致,某些参数有所修正。

一、前 言

边界层大气的基本特征是运动的湍流性。湍流运动是由时、空尺度十分宽广的“湍涡”群在复杂的边界条件影响下共同作用的结果。而直接测量湍流脉动场需要较高的技术设备,一般很难办到,因此使湍流统计理论的发展及应用受到限制。此外借助于 K 理论对闭合方程组求分析解也是较困难的。另一途径是用平均场的风、温廓线实测资料,在一定假设条件下推算湍流特性量的分布规律,这对理论研究和实验研究都是很有价值的。

本文用1981年8月12日和4月29日在江苏仪征地区的野外双经纬仪测风资料,计算了中性层结,全边界层大气中湍流交换系数 k_m , 混合长 l , 摩擦速度 u_* , 湍流切应力 τ 随高度的分布。为研究边界层大气湍流结构提供依据。

二、计算方法

我们参照 Lettau^[1]方法,假设大气层结为中性、正压。水平流场为定常、均匀的直线运动,则运动方程可简化为:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\tau_x}{dz} &= -\rho f(v - v_g) \\ \frac{d\tau_y}{dz} &= \rho f(u - u_g) \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

式中 τ_x, τ_y 分别为湍流切应力的水平分量。 u, v 为平均风速场的水平分量。 u_g, v_g 为地转风的水平分量。 f 为柯氏参数, ρ 为空气密度。根据湍流半经验理论有

1984年3月20日收到。1984年6月26日收到修改稿。

$$\tau = \rho k_m \frac{dv}{dz}$$

即

$$\tau_x = \rho k_x \frac{du}{dz}; \quad \tau_y = \rho k_y \frac{dv}{dz} \quad (2)$$

将(2)式代入(1)式,且略去密度随高度的变化,并取 x 轴沿地转风方向,积分后得:

$$\left. \begin{aligned} \tau_x &= \tau_{x0} - \rho f \int_0^x v dz = \rho k_x \frac{du}{dz} \\ \tau_y &= \tau_{y0} + \rho f \int_0^x (u - u_g) dz = \rho k_y \frac{dv}{dz} \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

取二个特殊层 x_1 和 x_2 , 分别为 u 和 v 到达极值的高度,则地面切应力分量可写成

$$\left. \begin{aligned} \tau_{x0} &= \rho f \int_0^{x_1} v dz \\ \tau_{y0} &= -\rho f \int_0^{x_2} (u - u_g) dz \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

如何确定 u_g ? 如果给定地转风与地面风交角 α_0 , 并假定在很接近地面处应力方向和地面风向一致,于是

$$\tau_{y0} = \tau_{x0} \tan \alpha_0 \quad (5)$$

代入(4)式之第二式,可得

$$u_g = \frac{1}{x_2} \left\{ \int_0^{x_2} u dz + \tan \alpha_0 \int_0^{x_1} v dz \right\} \quad (6)$$

现在主要问题是 α_0 的确定,可用试探法。假设湍流交换系数为标量,即

$$k_x = k_y = k_m = l^2 \left[\left(\frac{du}{dz} \right)^2 + \left(\frac{dv}{dz} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (7)$$

式中 l 为混合长。首先给出一个 α_0 的初值,根据实测风速可分解为 $u(x)$, $v(x)$, 并找出 x_1 和 x_2 。由(6)式计算出 u_g 值,代入(4)式得到 τ_{x0} , 由(5)式得 τ_{y0} ; 再代入(3)式求出 $\tau_x(x)$ 和 $\tau_y(x)$, 最后由(2)式计算 k_x 和 k_y 。不断改变 α_0 值使 $(k_x - k_y)_M \rightarrow 0$ (下标 M 表示对高度的平均值)。于是获得准确的 α_0 。同时也获得了各高度的湍流切应力 $\tau(x, \tau_y)$; 湍流交换系数 k_m 值, 则混合长由

$$l(x) = \left\{ k_m(x) / \left[\left(\frac{du}{dz} \right)^2 + \left(\frac{dv}{dz} \right)^2 \right]^{1/2} \right\}^{1/2} \quad (7')$$

求取。又可按照定义计算出摩擦速度:

$$u_*(x) = [\tau(x)/\rho]^{1/2} \quad (8)$$

其中

$$\tau(x) = [\tau_x^2(x) + \tau_y^2(x)]^{1/2}$$

关于计算的详细过程可参阅^[1]。

我们采用数值计算法,积分用 Simpson 公式

$$\int_a^b f(x) dx = \frac{h}{3} \sum_{k=0}^{n-1} [f(x_{2k}) + 4f(x_{2k+1}) + f(x_{2k+2})] \quad (9)$$

其中

$$h = \frac{b - a}{m}$$

本文取 $h = 10$ 米。

微分计算：是用二次多项式拟合法，用五点的实测数据以最小二乘法确定该多项式之系数。在廓线较平直的部分用简单的均差公式即

$$\frac{dy_i}{dx_i} = \frac{y_{i+1} - y_{i-1}}{2h} \quad (10)$$

地面风向的确定，我们作了改进，不是用小球测风资料外推，而是用精确的瞬时风速风向仪直接测量。以上计算均在 PC-1500 计算机中进行。

三、观测背景与宏观天气条件

本文主要选用 1982 年 8 月 12 日在江苏仪征用双经纬仪观测的风速廓线资料。测点周围地形开阔平坦，为避免长江影响，挑选的资料均属偏北风的资料。

8 月 12 日自 8:30 至 17:30 共有 12 组风速廓线，从天气图看，这天该地区等压线平直且与等温线基本平行。天气系统无变化，流场比较稳定。14 时低空探空资料给出：1 公里以下的平均温度直减率为 $-0.61^\circ\text{C}/100$ 米，平均位温梯度为 $0.43^\circ\text{C}/100$ 米，故层结为近中性。观测场地和宏观天气基本符合前述假设条件。

四、计算结果分析

首先用试探法确定 α_0 值，8 月 12 日地面气压 $P_0 = 976.2$ 毫巴；气温为 $T_0 = 26.5^\circ\text{C}$ ；算得密度 $\rho = 1.24 \times 10^{-3}$ 克/厘米³；纬度 $\varphi = 32^\circ$ ；柯氏参数 $f = 0.773 \times 10^{-4}$ 秒⁻¹。表 1 给出不同 α_0 值计算 v_g 的结果

表 1

α_0 (度)	23.3	23.7	24.4	25.0
x_1 (米)	190	210	210	220
x_2 (米)	910	910	910	910
τ_0 (达因/厘米 ²)	3.04	3.14	3.30	3.45
v_g (米/秒)	14.25	14.23	14.71	14.99
$\rho(k_x - k_y)_M$	-35.3	-19.4	-0.3	11.6

表中 $(k_x - k_y)_M$ 表示 400 米高度以下的交换系数平均值。由上表可见，地转风与地面风交角应取 $\alpha_0 = 24.4^\circ$ ，地转风为 14.71 米/秒。

8 月 12 日平均风速廓线的螺旋线如图 1 所示。风速分量的廓线如图 2 所示。图 2 中纵坐标取无量纲高度，与莱比锡 (Leipzig) 资料比较，两者分布趋势是相似的。根据平均

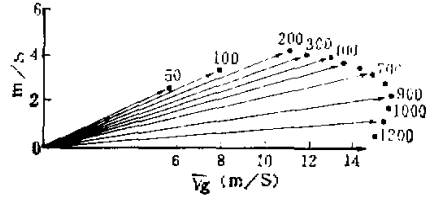
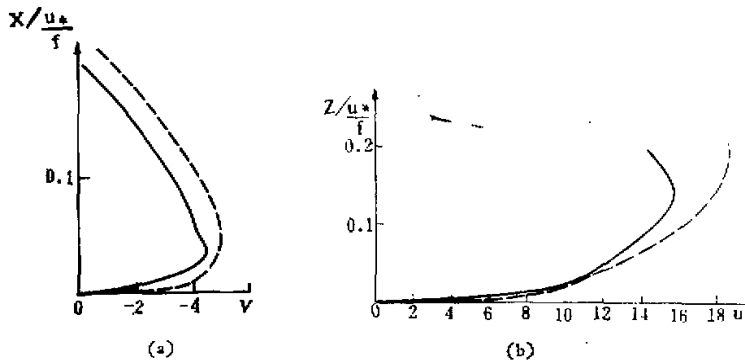
图1 1982. 8. 12 实测风速螺旋线, 以 v_x 方向为横坐标方向

图2 实测风速分量与莱比锡资料比较

虚线: 莱比锡, 实线: 本文实测资料

风速廓线和 α_0 值计算的湍应力的螺旋线如图3所示, 与 Lettau 的计算廓线^[4]相当一致。

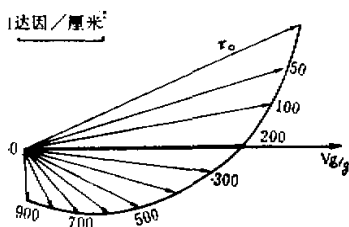
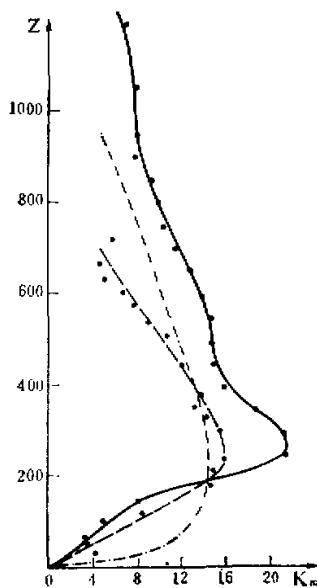
用前述方法, 算出摩擦速度 u_* , 湍流交换系数 k_m 和混合长 l 随高度的分布。

表2列出从地面到1公里附近各高度的 k_m 的数值, 并如图4所示。图中给出了8月

表2 风速分量和 k_m 随高度的分布

z	0	50	100	150	200	250	300	350	400	450	500
$\bar{u}$	0.00	5.69	7.94	10.31	11.21	11.64	11.92	12.36	12.82	13.29	13.72
$\bar{v}$	0.00	-2.49	-3.34	-4.15	-4.30	-4.27	-4.16	-4.10	-4.04	-3.96	-3.86
$k_m(m^2/s)$	—	3.63	4.04	8.09	14.90	21.36	21.08	18.61	15.45	14.63	14.85
z	550	600	650	700	750	800	850	900	950	1000	1100
$\bar{u}$	14.01	14.34	14.63	14.95	15.21	15.47	15.66	15.74	15.63	15.61	15.27
$\bar{v}$	-3.71	-3.56	-3.39	-3.22	-3.04	-2.84	-2.62	-2.39	-2.12	-1.88	-1.36
$k_m(m^2/s)$	14.46	13.79	12.30	11.30	10.18	9.84	9.12	7.69	7.87	7.11	6.25

12日和4月29日的 k_m 廓线以及用莱比锡资料计算的 k_m 廓线。比较结果, 它们的分布趋势很一致(尤其是400米以上更明显)。平均而言, 本文的 k_m 值大于莱比锡的 k_m 值, 差异主要出现在较低层, 莱比锡的 k_m 曲线在100米以下增加很快, 最大值出现在200米处, 而本测点的 k_m 曲线, 100米以下增长较缓慢, 然后急剧增大, 至250米附近达最大。4月29日与8月12日的 k_m 曲线在200米以下是吻合的(上层有差别是因为4月29日的流场并

图3 计算的湍流切应力螺旋线 ($\alpha_0 = 24.4^\circ$)图4 k_m 随高度分布

--- 8月12日 --- 4月29日 -·-·- 莱比锡

不完全符合假设条件,较上层有热成风的影响)。另外,莱比锡廓线是一天内28组观测资料的平均廓线,而本文8月12日廓线是一天中12组观测资料的平均,不够光滑,但总的分布趋势是相当一致的。因此 Lettau 方法是可信的。比较图2和图4可见, k_m 与 v 的分布基本相似,正如 Lettau^[1] 解释的,湍流动量交换的能量是通过 v 的作用,从水平气压分布的“位能”中获得的。

混合长 l 的计算值随高度的分布,如图5所示。自地面向上, l 随高度增大,至260—300米高处达极大值,然后向上略有减少,这与 Rossby^[2] 的观点一致。图5还给出根据 Blackader^[2] 和 Lettau^[3] 的经验模式计算值。

Blackader (1962)

$$l = \frac{xz}{1 + \frac{xz}{\lambda}} \quad (11)$$

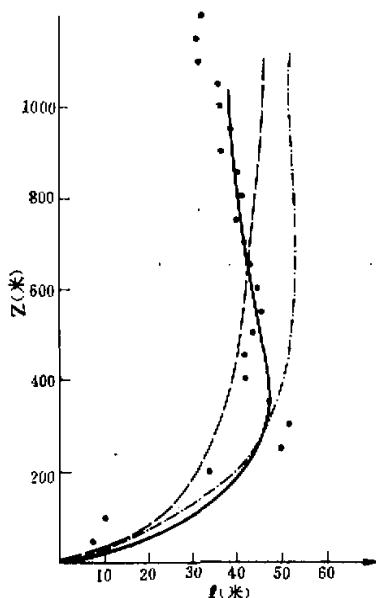
$$\lambda = 2.7 \times 10^{-5} v_g / f$$

Lettau (1962)

$$l = \frac{xz}{1 + (z/z_m)^{5/4}} \quad (12)$$

其中 z_m 为 l 极值的高度, x 为卡门常数。

由图5可见,我们计算的 l 值与上述两个模式的计算值有差别的。主要差别在边界层上半部, l 分布趋势不太相同。(11)式给出自地面向上至300米左右, l 较快增大,以后随高度缓慢增加;(12)式给出400米高度以下, l 随高度急剧增大,再向上基本不变;本

图5 l 随高度的分布

● 8月12日 --- Lettau - · - Blackader
——(13)式

文据实测资料计算的 l 值, 自地面向上增大, 至 300 米左右出现极大值, 再向上则缓慢减小。如将 (12) 式修改为

$$l = \frac{xz}{1 + (z/z_m)^{3/2}} \quad (13)$$

其 x 取 Bussinger^[4] (1971) 提出的 0.35。则 (13) 式计算值与实测计算值比较一致了, 如图 5 中实线所示。

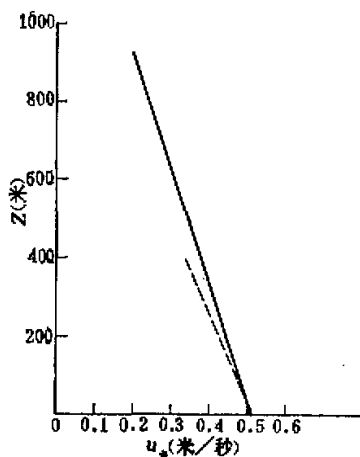
摩擦速度 u_* 的计算结果如图 6 所示, 自地面向上, u_* 随高度线性减少。Clarke^[5] (1970) 提出塔层内中性层结 u_* 的经验公式为:

$$u_* = u_{*0} - 6fz \quad (14)$$

根据我们的计算结果, 在 200 米高度以下, 采用下述公式

$$u_* = u_{*0} - 5fz \quad (15)$$

去拟合更符合。而 u_* 随高度线性减小的基本规律, 则二者是完全一致的。

图6 摩擦速度 u_* 随高度的分布

——本文结果 --- Clarke

五、结 语

(1) 我们的计算结果表明: 用 Lettau 方法由平均风速廓线计算中性层结, 水平均匀定常流场的湍流参数是可行的。只要有符合假设条件的实测资料, 会得到比较满意的结果。

(2) 根据实测风速资料,计算中性边界层湍流参量随高度分布的主要结果如下:

k_m 自地面向上,随高度线性增大,至 250 米处出现极大,然后逐渐减小。

l 自地面向上,线性增大至 250—300 米范围内出现极值,然后缓慢减小。

u_* 自地面向上线性减小,其直减率为 $5f$ 。

(3) 将我们的计算结果与国外研究结果比较, τ , u_* , k_m , l 在全边界层的分布廓线基本规律是一致的。但具体分布有一些差别,如比较 (11)、(12) 与 (13) 式; (14) 与 (15) 式; 图 4 中 k_m 廓线,即可发现其不一致处。如前所述,是因地面粗糙度的不同所造成的。此外,我们 8 月 12 日的观测资料是自 08:30—17:30 期间获得的 12 组廓线。这时段内,温度层结略有变化,用低空探空的同步资料分析: $\left| \frac{\Delta T}{\Delta z} \right| = 0.4—0.8$ ($^{\circ}\text{C}/100$ 米); $\frac{\Delta \theta}{\Delta z} = 0.45^{\circ}\text{C}/100$ 米,也不全都满足中性层结条件。

(4) 用双经纬仪测风资料推算湍流参数有一定的局限性:

a) 从小球常速上升的轨迹,计算同一时刻各高度的平均风速,不够准确。一是上下各层测量的时间不能严格“同步”,如小球升速为 100 米/分,则测量至 1.5 公里的高度,前后相差可达 15 分钟;二是平均值时间间隔的代表性较差,如果需测量点加密时,则就要缩短读数时间间隔(即平均时段),本次观测 1 分钟内取 4 次读数,亦即每一风速值代表 25 米高度范围内(15 秒钟的间隔)平均风速。显然这个时均间隔偏小,不能包含较宽广的湍涡尺度。因此,廓线不够光滑,必须进行多次重复观测,再取平均。而在重复观测期间,要求保持温度层结和宏观天气条件稳定不变,实际很难满足,这就使应用该法带来一定的局限性。

b) 选定双经纬仪观测的基线,要求与风向垂直,而近地层与边界层的风向往往随高度偏转 $20^{\circ}—30^{\circ}$,或更大。因此,同一基线,在地面是适合的,待气球上升至边界层上部时,风向偏转了,不再与基线正交。当两经纬仪方位角读数相差仅几度时,计算误差很大,需用垂直投影法或矢量法。倘若在方位角相差不大,且仰角相差也甚小时,后两种方法也无济于事。我们设想:如果同时用双基线,三经纬仪观测,可望弥补上述缺陷,提高观测边界层风速廓线的精度。

本文所用风速廓线实测资料,系由“仪征化纤工业联合公司环境影响评价”协作组(大气)提供,组织、参加现场工作的有马福建、周朝辅、谢国聚、潘裕强同志等南大气象系师生二十余人;南大 81、82 届毕业生杜曙明、黄平沙、钱鸣伟等同志参加本文的部分计算工作;赵鸣同志阅看文稿,并提出宝贵意见;金仪璐同志绘图;特此致谢。

参 考 文 献

- [1] Hainz Lettau, *Tellus*, 2, No. 2, pp. 125—129, 1950.
- [2] Blarkader, *J. Q. R.*, 67, pp. 3095, 1962.
- [3] Lettau, *Bert. Phy. Atmo.*, 35., pp. 195, 1962.
- [4] Basinger, *J. A. S.*, pp. 181—189, 1971.

THE CALCULATION AND ANALYSIS OF THE VERTICAL DISTRIBUTION OF TURBULENT PARAMETERS IN THE NEUTRAL PBL

Miao Manqian Wang Yanchang

(*Department of Meteorology, Nanjing University*)

Abstract

By using the Lettau's method, the vertical distribution of turbulent parameters (turbulent transfer coefficient km , friction velocity u_* , turbulent shear stress τ and mixing length l) are calculated from the observed wind profiles in the neutral planetary boundary layer (PBL). Compared with other investigations, the calculated results are in fair agreement with them, but some parameters should be modified.