

对流层下部的湍流微结构*

陈家宜 譚 辛 董素貞

(北京大学地球物理系)

提 要

本文利用 Деятова 等人的风速模涨落的观测资料,分析了 100—1470 米高的湍流结构。得到下面主要结果: (1) 各个高度上水平风速模涨落的概率分布近于正态律。(2) 局地各向同性湍流理论的结论适用于所述高度范围内的小湍涡区。并且,在几百米高度以下,结构函数适合“2/3 规律”的最大尺度常常与高度相当,甚至会超过高度好多倍。(3) 在高于几百米的地方,适合“2/3 规律”的最大尺度小于高度,且随高度没有呈现系统性变化。

文中也讨论了所用记录的代表性。

一、引 言

按局地各向同性湍流理论,当雷诺数充分大时,不可压缩流场存在一个惯性区间,其运动特征只取决于湍流能量耗散率 ϵ 。速度场的结构函数和一维谱则分别遵从“2/3”和“—5/3”律^[1,2]。

$$D_{ll}(r) = c(\epsilon r)^{2/3},$$
$$D_{nn}(r) = \frac{4}{3} c(\epsilon r)^{2/3}, \quad L_1 \gg r \gg \eta, \quad (1)$$

$$F(n) = c_2 \epsilon^{2/3} n^{-5/3}, \quad (2)$$

其中 $D_{ll}(r)$, $D_{nn}(r)$ 分别是纵向与横向结构函数, c 为常数,由风洞实验得到 $c = 1.59$ 。 r 为空间两点距离, L_1 , η 分别为湍流外尺度与湍流微尺度。 $F(n)$ 为一维谱密度, n 是频率, c_2 是常数。湍流度不甚大的平稳流场,近似地可以用时间结构函数代替空间结构函数,即在(1)式中用 $\bar{u}\tau$ 代 r , $\bar{u}$ 是平均风速, τ 是结构函数的时间间距。

奥布霍夫 (A. M. Обухов)^[3], 麦克莱弟 (P. B. MacCready)^[4], 盐谷 (M. Shiotani)^[5] 及泰勒 (R. J. Taylor)^[6] 指出: 在近地面层小尺度湍流区,速度场结构函数适合 2/3 规律 (相应的相关函数与谱分别适合 2/3 及 —5/3 律,以下同)。并且,适用 2/3 律湍流尺度上限可以比理论概念要求的大得多。例如,可与高度量级相当,甚至超过好多倍。

局地各向同性湍流理论在近地面层以上只有少数以温度、湿度涨落量的实验验证^[7,8]。而风速场结构的实验较少。其原因是离地面较高处风速涨落观测比较困难,特别是风速分量涨落的观测更是如此。

杰维亚托娃 (B. A. Деятова) 等人^[9] 曾观测了高达五公里的水平风速模涨落的大

* 本文 1962 年 10 月 12 日收到, 1963 年 2 月 8 日收到修改稿。

量记录,认为不宜用模量进行结构分析。但本文作者^[10]曾证明:在大气条件下,水平风速顺风向分量涨落的统计量可以近似由速度模涨落的相应量来代替。在这一结论基础上,本文利用文献[9]所刊载的两次探测记录,进行了对流层下部湍流微结构的分析,并计算了湍能耗散率 ϵ 。

二、资料来源和统计计算

1. 资料

本文所用资料系取自苏联中央高空气象台 1956 年在奥连堡 (Оренбург) 与莫斯科附近的达加普鲁德那亚 (Долгопрудная) 两地的观测记录。它是用系留气球携带文氏管及快速自记仪器上升,每 0.5 秒观测一次水平风速值。在文献[9]附录中,公布了 38 次观测中的两次原始记录,以风速涨落图形式出现,取样时间长度约为 4—5 分钟。两次观测均是在晴天少云天气下进行的。观测地点是地面复盖着杂草的平坦地或小起伏地,在风的来向远达数公里以外均没有大障碍物。由此可以料想到,这些记录可以满足均匀与平稳性条件。

2. 数据计算

除去涨落强度过小的两组外,作者从其余 8 组风速涨落图选取每一秒的风速值,做下面几种计算:(1) 涨落强度 $\overline{u'^2}$ 与湍流度 $\sigma = \sqrt{\overline{u'^2}}/\bar{U}$ 。(2) 风速模涨落的偏畸系数 $s = \overline{u'^3}/\overline{u'^2}^{3/2}$, 光滑系数 $F = \overline{u'^4}/\overline{u'^2}^2$ 。(3) 时间结构函数 $D(\tau) = [\overline{u(t+\tau) - u(t)}]^2$, τ 取在 1 秒到 140 秒之间,计算结果绘在图 1 上。从图 1 可明显地看出:在 τ 不大时, $D(\tau)$ 与 τ 呈指数关系,即 $D(\tau) \propto \tau^p$ 。从图上可估计出 p 值。(4) 湍流积分尺度 L , 按定义:

$$L = \bar{U} \int_0^\infty f(\tau) d\tau, \quad (3)$$

其中 $f(\tau)$ 是时间相关函数,借助于 $D(\tau)$ 值,由关系式:

$$D(\tau) = 2\bar{u}^2[1 - f(\tau)], \quad (4)$$

就可以得到 $f(\tau)$, 用面积法计算 $\int_0^\infty f(\tau) d\tau$ 得 L 。(5) 用间距为 3 秒的结构函数值计算湍能耗散率 ϵ 。这些结果和某些气象要素值均列在表 1 中。

3. 记录适用性的几点考虑

原文指出观测读数灵敏度受记录纸上读数灵敏度所限制,此灵敏度是 0.3 米/秒。由结构函数关系可推知:

$$\begin{aligned} D(\tau)_{\text{计算值}} &= [\overline{(u + \Delta u)_{t+\tau} - (u + \Delta u)_t}]^2 \\ &= D(\tau)_{\text{实际值}} + 2(\overline{\Delta u})^2, \end{aligned} \quad (5)$$

其中 Δu 是受灵敏度限制读得 u 值与实际值的偏差。因为 $|\Delta u| \leq 0.15$ 米/秒,而计算中取 240—300 次读数,由仪器灵敏度所引起的 $D(\tau)$ 值误差为 $2(\overline{\Delta u})^2$,估计它不会超过 0.02 米²/秒²。而计算中出现的 $D(\tau)$ 最小值在 0.1 米²/秒² 左右,故此误差可以忽略。

文氏管元件及记录装置惯性远比热线风速仪的惯性大,但文献[9]对它的惯性特性及惯性系数值都没有交代,为此我们假定整个装置的动态特性遵循一阶常微分方程,并且结构函数满足“2/3 规律”。以此做为一个近似来做仪器惯性订正。这样,按奥布霍夫^[3]的

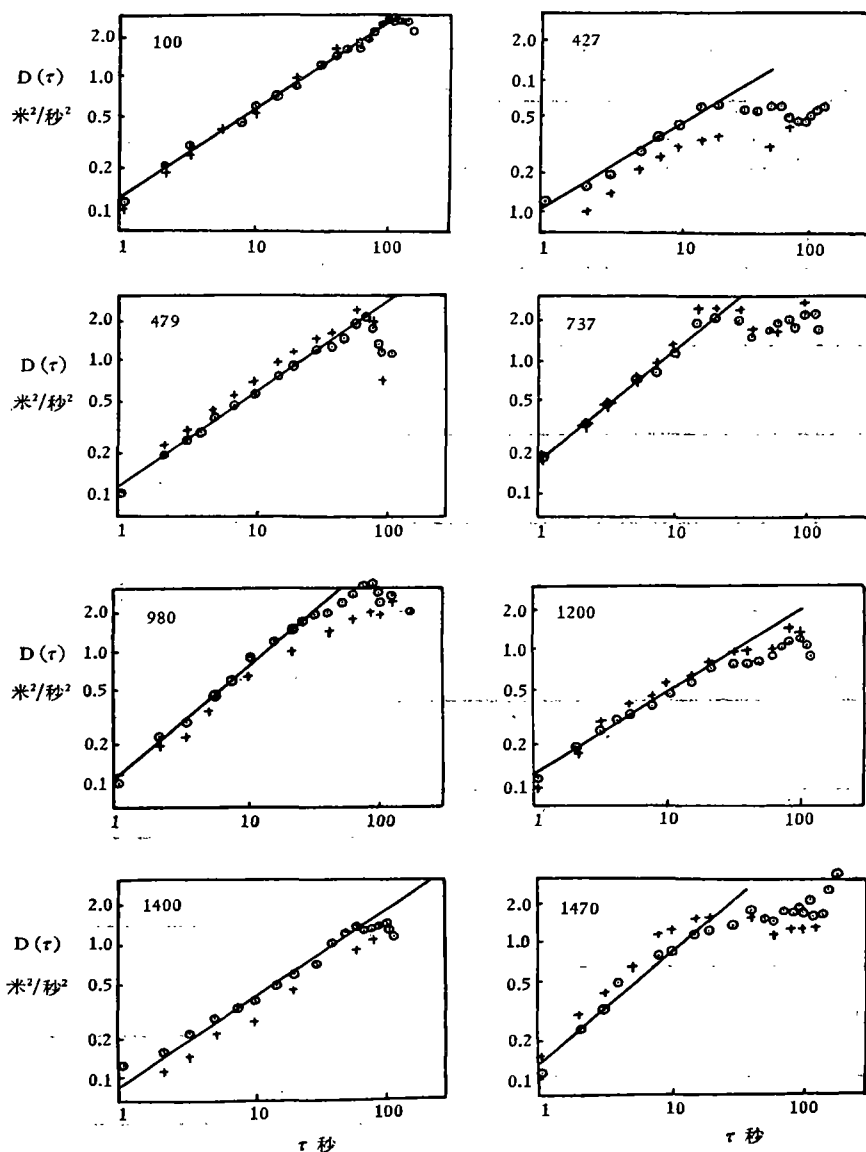


图1 水平风速的时间结构函数

○ 240—300 秒观测记录 + 删去前 100 秒的记录

推导, 结构函数的仪器惯性订正是:

$$D(\tau)_{\text{订正}} = D(\tau)_{\text{未订正}} \cdot \eta^{2/3} / f(\eta) \quad (6)$$

其中 $\eta = \tau/M$, M 是仪器的惯性系数, $f(\eta)$ 是订正函数^[3].

假定 τ 较小时有 $D(\tau) \propto \tau^p$, 选用各种 M 值以(6)式订正结构函数. 可以认为使订正后的 $D(\tau)$ 最适合指数关系的 M 值, 就是仪器惯性系数. 取 $\tau = 1, 2, 3, 5, 7, 10, 15$ 秒对各组记录做最小二乘计算, 其结果列在表 2 中. 由表 2 看出: $M = 0.3 - 0.4$ 秒时, $D(\tau)$ 对指数律的标准偏差最小. 可以合理地认为仪器惯性约为 0.4 秒. 用公式(6)求出订正后的 $D(\tau)$, 它与 τ 仍成指数关系. 由此可得到订正后的 p 值(表 1 中 p_2 栏). 从

表 1

高度 米	观测号	减温率 °C/100米	R_i	$\bar{U}$ 米/秒	$\bar{u}^3$ 米 ³ /秒 ³	$\sigma = \frac{\sqrt{\bar{u}^3}}{\bar{U}}$	S	F	P_1	P_2	P_3	$\frac{P_3 - P_1}{P_1}$ %	A 10米	L 10米	ε 厘米 ³ /秒 ³	λ_0 厘米	ε_0 厘米 ³ /秒 ³
100	26	1.70	-0.51	10.5	0.79	0.08	-0.29	2.22	0.66	0.61	0.70	+6	110	20	29.0	0.11	3.0
427	26	1.70	-11.50	11.7	0.30	0.05	0.42	1.24	0.60	0.56	0.56	-7	30	12	13.2	0.14	1.0
479	22	1.23	-0.25	11.1	0.65	0.07	0.14	2.74	0.70	0.64	0.73	+4	88	15	22.4	0.12	2.0
737	22	—	—	11.4	0.83	0.08	-0.07	2.67	0.82	0.75	0.89	+9	29	13	53.0	0.10	4.5
980	22	0.90	0.56	11.7	0.91	0.08	0.18	3.03	0.83	0.77	0.72	-13	37	13	23.9	0.12	1.9
1200	26	0.89	—	11.5	0.39	0.06	0.28	2.99	0.62	0.59	0.68	+10	29	10	21.9	0.12	1.8
1400	26	0.89	—	11.3	0.43	0.06	-0.34	2.50	0.66	0.58	0.63	-5	90	15	16.8	0.13	1.5
1470	22	0.51	9.62	11.7	0.89	0.08	0.44	2.23	0.86	0.75	0.97	+13	23	25	28.1	0.11	2.2
平均	—	—	—	—	—	—	+0.095	2.45	0.72	0.66	0.74	+2	—	—	—	—	—

说明:

1. P_1 , P_2 , P_3 分别表示结构函数原始统计的指数值, 订正的指数值与删去 100

秒记录的指数值

2. ε_0 表标准化为 5 米/秒风速的湍能耗散率

3. 观测号为文献 [9] 的编排.

高度 米	$\bar{U}$ 米/秒	ε 厘米 ³ /秒 ³	λ_0 厘米	ε_0 厘米 ³ /秒 ³	平均高度 米	ε_0 厘米 ³ /秒 ³	λ_0 厘米
405	9.7	202.6	0.07	28.2	100	3.0	0.20
436	10.7	9.1	0.15	0.9	438	8.1	0.15
885	10.4	17.0	0.13	1.9	811	3.2	0.19
1097	12.8	0.1	0.43	0.0	1092	1.2	0.25
1577	19.2	0.3	0.37	0.0	1482	1.2	0.25
1668	12.3	0.4	0.32	0.0	1764	0.039	0.59
1860	13.0	0.8	0.27	0.1			

表 2 不同 M 值时 $\log D(\tau)_{\text{訂正}} \sim \log \tau$ 回归线的标准差

$k \begin{matrix} H(\text{米}) \\ M(\text{秒}) \end{matrix}$	100	427	479	737	980	1200	1400	1470	平均
0.2	0.032	0.031	0.015	0.038	0.024	0.026	0.022	0.041	0.025(6)
0.3	0.030	0.032	0.012	0.037	0.030	0.024	0.023	0.027	0.026(9)
0.4	0.029	0.035	0.013	0.039	0.031	0.021	0.024	0.024	0.027(0)
0.5	0.027	0.035	0.014	0.046	0.032	0.020	0.025	0.024	0.027(9)
0.6	0.026	0.038	0.015	0.046	0.032	0.018	0.027	0.022	0.028(0)
0.8	0.024	0.040	0.016	0.050	0.033	0.017	0.028	0.021	0.028(6)

$$k^2 = \frac{1}{7} \sum_{i=1}^7 [\log D(\tau_i) - a - p(\log \tau_i - \overline{\log \tau})]^2, a = \overline{\log D(\tau)},$$

$$p = \frac{\sum_{i=1}^7 [\log D(\tau_i) - \overline{\log D(\tau)}] [\log \tau_i - \overline{\log \tau}]}{\sum_{i=1}^7 (\log \tau_i - \overline{\log \tau})^2}$$

表 3 $M = 0.4$ 秒时 $D(\tau)_{\text{訂正}}/D(\tau)_{\text{未訂正}}$ 值

τ	1	2	3	4	5	7	10	15	20	25	30	40	50	100	150	200
$\eta^{2/3}/f(\eta)$	1.51	1.29	1.21	1.17	1.14	1.12	1.09	1.07	1.05	1.04	1.04	1.03	1.03	1.02	1.01	1.01

$M = 0.4$ 秒时的 $\eta^{2/3}/f(\eta)$ 值(表 3)知道, 当 $\tau > 10$ 秒时, 结构函数订正值在 10% 以下, 时间间距越长, 订正值百分数越小。再比较表 1 中 p_1, p_2 两列, 不论是平均值或个别值, 相差都不多。因此可以认为, 采用惯性为 0.4 秒的仪器来研究 100 米以上的湍流微结构是允许的。

本文分析的记录取样时间是 4—5 分钟, 取样个数 240—300 个。为了了解记录的长度代表性, 我们将各组记录的前 100 秒删去, 余下分别为 140—200 秒的取样, 同样做了结构函数计算, 结果标在图 1 上, 其 p 值列在表 1 p_3 列上。从表列数据看出 p_3 值与 p_1 值相差也很少, 偏差平均只 2%, 最大偏差也只有 13%。结构函数值本身(见图 1)除去 τ 较大的点, 因平均数过少而有较多差别外, 一般差别也不甚大。因此本文引用的资料做微结构研究是有代表性的。但很明显, 对概率分布而言, 取样长度尚嫌不够长。

三、水平风速模涨落的概率分布

图 2 是八组记录的风速涨落频率图, 方块是经验频率, 虚线是按经验方差 $\overline{u'^2}$ 得到的正态频率分布曲线。图 3 是同样数据点绘在概率图上。从这两张图得到的定性概念是: 在不同高度和不同大气层结下, 观测到的风速涨落都近似于正态分布, 并未显示出对某些因子(例如高度或大气层结)的系统偏差。

概率分布规律也可以从表 1 所列各组记录的偏畸系数 S 和光滑系数 F 得到某些概念。偏畸系数的个别值有正有负, 处于 $-0.34—+0.44$ 之间, 其符号与大气层结无关。而且 S 的平均值是 $+0.095$, 几乎等于零。亦即风速模涨落分布是对称的。光滑系数的正态理论值应等于 3.0。所列数据大都与此接近, 但有系统偏低现象, F 平均值是 2.45, 个别值可低到 1.24。考虑到取样个数只有 240—300 个, 加上可能的观测误差, F 值有较大偏离是完全可能的。从上面分析可知: 与近地面层实验研究结论一样, 在大气边界层范围内,

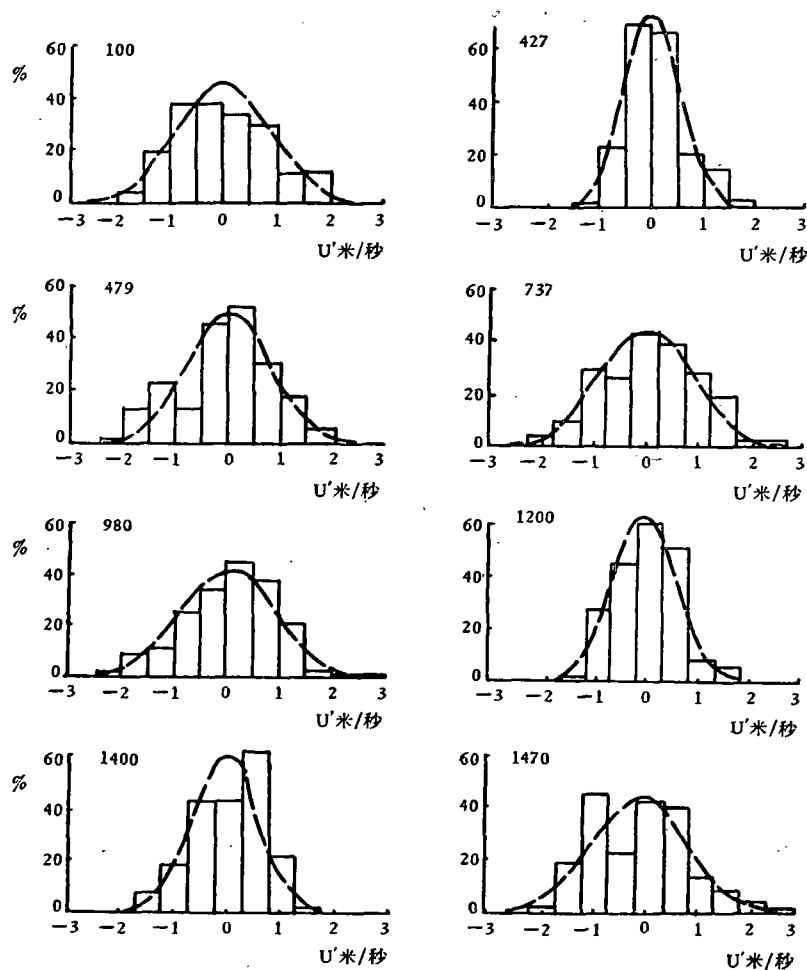


图2 水平风速涨落频率分布图

水平风速涨落的概率分布近于正态律。文献[10]的推导中所引用的正态性条件,近似地符合于大气的实况。

四、对流层下部的湍流微结构

资料计算结果表明100米至1470米高度内,湍流度都在0.1以下。加上前面讨论的流场均匀性,风速涨落近正态性。因此可以用水平风速模涨落的统计量(方差,结构函数,相关函数等等)近似代替沿风向分量的统计量^[10]。

图1表明 τ 不大时,结构函数遵从指数律 $D(\tau) \propto \tau^p$ 。而 p 的数值在0.60—0.86之间平均值是:

$$\bar{p}_1 = 2.16/3, \bar{p}_2 = 1.97/3, \bar{p}_3 = 2.20/3.$$

这些都与惯性区理论值极为相近。这样从速度场的实验资料证实:局地各向同性湍流理论不仅适用于近地面层大气,而且也适用于整个大气边界层。这与哥沙德(E. E. Gosard)^[7]与茨万格(Л. Р. Цванг)^[8]在同样高度区用温度、湿度谱的验证结论一致。这里

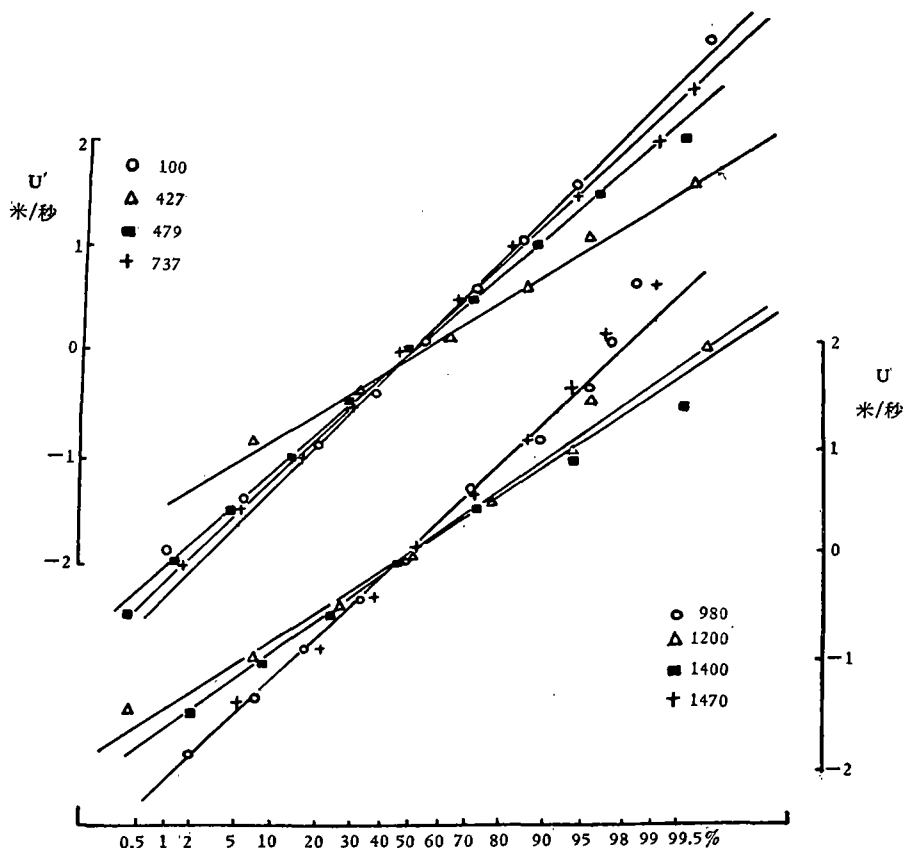


图3 水平风速涨落概率分布图

也说明了用风速模代替风速分量做统计分析的恰当性。

就个别组而言,前三组(100, 427 及 479 米)对应不稳定层结,其余五组是中性与偏稳定层结。两者平均 p 值如下:

	$\bar{p}_1$	$\bar{p}_2$	$\bar{p}_3$
前三组(不稳定)	0.65	0.60	0.66
余五组(中性与偏稳定)	0.76	0.69	0.78

可见,结构函数的指数值有随稳定度加大而增大的趋势。在定性方面这与莫宁 (A. C. Мошин)^[11] 的理论结论相符。但是在近地面层的类似工作中没有发现这种现象,这与低层大气中浮力影响不如在自由大气容易显示出来有关。尚须有更多资料才能对这些有透彻了解。

既有的实验研究都指出,在近地面层中,甚至达到 146 米高处^[4,6],速度场遵循局地各向同性理论规律(2/3, -5/3)的尺度常常会超过高度好多倍,至少与高度相当。表 1 中 Λ 是 $D(\tau)$ 近似适合 2/3 律的最大尺度。高度 H 在 100 米与 479 米处, Λ 值比 H 大,前者 Λ 甚至比 H 大十余倍,数值达 1100 米。在这层以上直到边界层顶, Λ 值保持小于高度,约为几百米左右,并且没有呈现出随高度的系统性变化(见表 1)。综合以前研究结果与本文的分析^[4,6,19],假如认为适合 2/3 律就是惯性区间的話,那么惯性区间尺度的上界在几百米高度以下通常随高度增大而增大,并且可以超过高度,个别甚至达到十倍之多。较高处,

慣性区尺度通常小于高度,并且不受高度影响。从物理意义理解,这样的实验結論也是很合理的。高度較低,最大湍流尺度受到地面边界限制,各向同性湍流的尺度,即慣性区上界也必然与高度有关。而更高处,地面限制作用减弱,最大湍流尺度只受风速切变与稳定度的影响,因此慣性区上界也只取决于风速切变与稳定度等条件。

至于大气边界层內湍流积分尺度 L ,一般是百米量級,随高度与稳定度都沒有系統性改变。

慣性区湍流的最大尺度达到那么大是与局地各向同性概念相矛盾的,而适合 $2/3$ 律只能說是慣性区間的必要条件而非充分条件。因此許多作者对大气中慣性区尺度过大提出怀疑,并給以各种解释,观点甚不一致。这問題已超出本文范围,这里不拟探究。

五、湍能耗散的計算

現有各式各样方法計算湍能耗散率 ϵ , 归納起来有三种类型。

1. 湍流能量平衡法 泰勒 (R. J. Taylor)^[12] 与列陶 (H. Lettau)^[13] 用下式計算:

$$\epsilon = \frac{\tau_*}{\rho} \frac{\partial \bar{U}}{\partial z}, \quad (7)$$

其中 τ_* 是湍流切应力。式(7)是由湍流能量平衡方程,略去湍流动能扩散及浮力做功項而得到。右边数值可由平均风速分布求得。

2. 湍流統計法 由麦克-克萊弟^[4], 巴尔 (F. K. Ball)^[14] 所用。慣性区間的結構函数和譜分別有公式(1)和(2),由 $D(r)$ 或 $F(n)$ 值就可算得 ϵ 。

3. 标记质点相对扩散法 巴哲罗 (G. K. Batchelor)^[15] 由扩散概念結合局地各向同性湍流的慣性区間規律,得到两个标记质点相对位移均方值有下面关系式:

$$\left. \begin{aligned} \overline{(Y - Y_0)^2} &\propto t^2, & t < t_0; \\ \overline{(Y - Y_0)^2} &\propto t^3, & t > t_0; \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

$$t_0 = c Y_0^{\frac{2}{3}} \epsilon^{-\frac{1}{3}}. \quad (9)$$

其中 Y_0 是两个质点的初始距离, c 是量級为 1 的常数, t_0 是特征時間,在 $t > t_0$ 与 $t < t_0$ 标记质点相对扩散分別遵循不同規律。基福德 (F. Gifford)^[16], 威尔京 (E. M. Wilkins)^[17] 由相对性扩散实验定出 t_0 , 由(9)式算出 ϵ 。

作者利用公式(1),采用时距为 3 秒的結構函数值計算 ϵ 。为了与其他工作者的結果比較,再按 $\epsilon \propto \bar{U}^3$ 关系,对各 ϵ 值进行标准化,变为风速 $\bar{U} = 5$ 米/秒时的值^[18]。結果也列在表 1 中,其中除了前面八組记录外,还包括不足以做微結構分析的两組,加上文献[9]正文里刊載的五組只有两分钟观测长度的记录。可以看到,在 100—1860 米高度范围内,計算数据中实际出現 ϵ 的最大值是 202.6 (单位是厘米²/秒³, 以下同),最小值是 0.1。經风速标准化以后,在高度相近处, ϵ 值仍会出现极大偏差,例如 427 米处曾出現 $\epsilon = 1.0$, 而另一次观测在 405 米处 ϵ 值却出現 28.2。可見大气中能耗散率涨落甚強,这种現象一方面是反映 ϵ 的固有涨落,另一方面是由于大气条件不同而引起的。为得平均 ϵ ,我們把所有 ϵ 值按高度分五組平均,并点繪在普来斯特利 (C. H. B. Priestly)^[19] 与巴尔^[14] 等人繪制的图上 (图 4)。計算得到的 ϵ 值与普来斯特利划出的 ϵ 随高度呈指数变化經驗規

律符合。这一规律是根据泰勒^[12], 麦克-克莱弟^[4]与列陶^[13]的计算数据得到, 并被巴尔^[14]搜集大量数据证实。本文作者的计算结果与不同气象条件下, 不同型式的资料符合。

湍流微尺度定义很多, 但都与湍能耗散 ϵ 紧密联系。其中有两种定义^[4]:

$$\lambda_3 = 1.10(\nu^3/\epsilon)^{1/4}, \quad (10)$$

$$\lambda_4 = 1.17(\nu^3/\epsilon)^{1/4}, \quad (11)$$

其中 ν 是动力粘性系数, λ_3 表示在这种尺度下, 谱密度值相当于惯性区間理論值(按公式 2)的 90%。 λ_4 相应于出现最大粘性耗散的湍涡尺度, 它与 λ_3 相近。很显然地, λ_3 与 λ_4 可作为惯性区間下界的湍涡尺度。计算得到(表 1), 大气边界层 λ_3 的量级通常小到 10^{-1} 厘米。它是近地面层以上到自由大气之間慣性区下界尺度的概略数值。

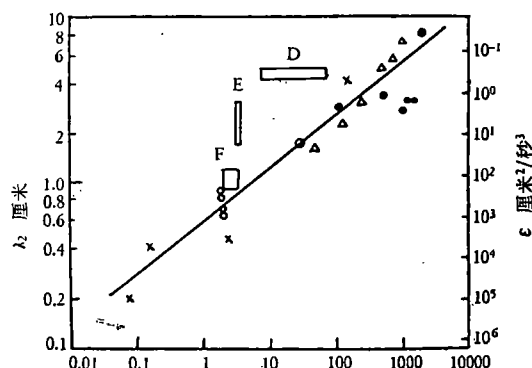


图 4 风速 5 米/秒时的湍能耗散率

× MacCready D. Frenkeil ● 作者用文献[9]的资料
○ Taylor F. Wilkins ○ 计算
△ Lettau E. Tank $\lambda_3 = 15(\nu^3/\epsilon)^{1/4}$

六、结 论

1. 均匀下垫面近地面层以上的大气边界层中湍流度通常小于 0.1, 允许以水平风速模涨落代替沿风分量涨落。前者的概率分布近于正态律。

2. 100—1470 米高度内, 小尺度湍流区的速度场结构函数呈 $D(\tau) \propto \tau^p$ 型式, p 值有随稳定度增大而增大的趋势。平均而言, 速度场结构函数的 $2/3$ 规律也适用于 100 米以上直到边界层顶附近的小湍流区。

3. 若认为适合 $2/3$ 律就是惯性区間的话, 那么大气条件下惯性区間约处于 10^{-1} — 10^5 厘米范围。惯性区上界在接近地面几百米厚度内随高度增大, 并且常超过高度许多倍。高于此层, 惯性区上界逐渐转变成小于高度, 且与高度无关。

4. 大气的湍能耗散有剧烈的涨落。湍流统计法适于计算 ϵ 的细致变化。但在不同气象条件下多次测算平均也能得到平均情况。

* * *

本文承严开伟先生热情指导, 萧文俊同志帮助绘图, 谨致谢意。

参 考 文 献

- [1] Колмогоров, А. Н., Локальная структура турбулентности в несжимаемой жидкости при очень больших числах Рейнольдса. *ДАН СССР*. 30 (1941), 299.
- [2] Heisenberg, W., Zur statistischen Theorie der Turbulenz. *Z. Phys.* 124 (1948), 628.
- [3] Обухов, А. М., Характеристики микроструктуры ветра в приземном слое атмосферы. *Изв. АН СССР. сер. Геогр и Геоф.* (1951), № 3.
- [4] MacCready, P. B., Structure of atmospheric turbulence. *Jour. Meteor.* 10 (1953), 434—449.
- [5] Shiotani, M., On the structure of the temperature and turbulence structure near the ground. *Jour. Meteor. Soc. Japan*. 33 (1955).
- [6] Taylor, R. J., Some observations of wind velocity autocorrelations in the lowest layers of the atmosphere. 8 (1955). *Jour. Phys.* 8 (1955). 535—544.

- [7] Gossard, E. E., Power spectrum of temperature, humidity and refractive index from aircraft and tethered balloon measurements. *I.R.E. Trans. on antennas and propagation* Ap. 8 (1960), 186—201.
- [8] Цванг, Л. Р., Измерение спектров температурных пульсаций в свободной атмосфере. *Изв. АН СССР*. (1961), № 10, 1547.
- [9] Девятова, В. А., Пятыхев, Р. В. Тыдельская, Р. О. и И. А. Черенкова. Исследования пульсаций горизонтальной составляющей скорости ветра до высоты 5 километров *Труды ЦАО* (1958), вып. 217.
- [10] 陈家宜, 湍流大气中水平风速模的涨落相关 (尚未发表).
- [11] Монин, А. С., Структура атмосферной турбулентности. *Вероят. Теор и её Прил.* 3 (1958), № 3.
- [12] Taylor, R. J., The dissipation of kinetic energy in the lowest layers of the atmosphere. *Quart. Jour. Roy. Meteor. Soc.* 78 (1952), 179—185.
- [13] Lettau, H., Windprofil, innere Reibung und Energieumsatz in der unteren 500 M über dem Meer. *Beitr. Phys. d. Atmosf.* 30 (1957), 78—96.
- [14] Ball, F. K., Viscous dissipation in the atmosphere. *Jour. Meteor.* 18 (1961), 553—557.
- [15] Batchelor, G. K., The application of the similarity theory of turbulence to atmospheric diffusion. *Quart. Jour. Roy. Meteor. Soc.* 76 (1950), 133—146.
- [16] Gifford, F., Relative atmospheric diffusion of smoke puffs. *Jour. Meteor.* 14 (1957), 410—414.
- [17] Wilkins, E. M., Observations on the separation of pairs of neutral balloons and applications to atmospheric diffusion theory. *Jour. Meteor.* 15 (1958), 324—327.
- [18] Priestly, C. H. B., Turbulent transfer in the lower atmosphere. *Univ. of Chicago Press.* (1959), 58—60.
- [19] Priestly, C. H. B., The isotropic limit and the microscale of turbulence. *Advance in Geophys.* Vol. 6. (1959).

MICROSTRUCTURE OF TURBULENCE IN THE LOWER TROPOSPHERE

CHEN CHIA-I, TAN SIN, DONG SU-ZENG
(Peking University)

ABSTRACT

In this paper, the experimental data of the horizontal wind speed fluctuations at different heights from 100 to 1470 meters given by Devyatova are analysed. The main results are:

1. The horizontal wind speed fluctuations at any height may be approximated by a Gaussian distribution.
2. For at a height no more than few hundred meters the well-known "2/3 law" is hold within a length scale comparable to or several time larger than the height.
3. At higher levels, the scale range in which the "2/3 law" holds good, is usually less than the height itself and no definite relationship between this scale range and the height has been found.

The representativeness of the data is also discussed.