

大气边界层模拟的湍流相似

颜大椿

(北京大学力学系)

大气边界层的风洞模拟,是目前研究建筑物风载,污染质的大气扩散,以及解决某些环境科学和军事科学中大型课题的重要手段之一.在许多国家,风洞模拟已成为环境部门设计大型工程、林区、厂区和城区规划的主要依据.

最初的大气边界层模拟装置,仅考虑形成一定的平均风速廓线,并未考虑到气流的湍流特性.微气象学的研究表明,大气的湍流特性是影响扩散的主要因素.特别是 Monin 和 Obukhov^[1]通过大量实测资料提出大气表面层中的相似性理论,成为研究大气扩散的重要依据.从50年代开始,一些研究大气扩散和建筑物风载问题的长实验段风洞相继筹划和建立.其中较著名的有,美国科罗拉多州立大学的1.8米×1.8米×30米的回流式长实验段气象风洞^[2],加拿大西安大略大学的2.4米×2.4米×17.4米的直流式大气边界层风洞^[3],以及法国马赛湍流统计研究所的8米×3米×30米的回流式风水槽^[4].此后,在日本也先后建起若干个2米量级的大气边界层风洞.

与此同时,各种人工加速增厚的大气边界层模拟装置也相继出现^[5-10].这类装置不需要很长的形成段,能有效地利用空间,造价较同样大小的长实验段气象风洞便宜很多,也能应用于大型环境风洞.例如,在英国中央电力局的 Marchwood 工程实验室的9.1米×2.7米×24米的大型环境风洞,便是成功的一例.这类方法要使气流的湍流特性和原型相似,需经仔细的调整和实验分析.然而,由于人工增厚技术的逐渐完善和它的经济性,这类风洞大有取代自然形成的长实验段边界层风洞的趋势.在我国经费不很充裕的情况下尤其值得推广.

关于风洞模拟的相似性问题,已有不少文章讨论过,例如 Cermak^[11], Melbourne^[12]等.但仅列举各种相似准则或介绍许多实例.对于模拟大气边界层湍流特性的基本必要条件,并未结合实际问题的需要给予详细论证.另一方面,近十余年来,湍流模式理论和数字模拟技术的发展^[13,14],表明通过对湍能、雷诺应力、温度和浓度脉动以及热或浓度流率的传递方程中各项的分布规律的测量,可以使模拟技术建立在更可靠的基础上^[15],从而和计算流体力学的研究相辅相成,可以有更密切的配合.

1972年以来,北京大学在大气边界层模拟方面做了系统的工作.1973年用旋涡发生器法,产生了0.5米厚的大气边界层模型^[16],并开展了环境流体力学的大量研究.1984年建成3米×2米×32米的环境风洞^[17].以后,对各种大气边界层模拟方法作了系统的比较^[18],并在解决工程实际问题中取得较好的结果.目前,国内的环境风洞相继在筹备和建

立，总结和回顾我们的工作并对风洞模拟技术中的某些基本问题作进一步讨论是有意义的。

1. 基本方程和边条件的模拟

在讨论风洞模拟的相似条件时，同样可以用基本方程和边条件相似为依据，对不同类型的问题选择相应的方程和相似条件。

对于建筑物的风载问题，可以从下列雷诺方程出发：

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} - \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_j} + \nu \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j \partial x_j} \quad (1)$$

其中 U_i 和 u_i 为平均速度和脉动速度分量， P 为平均压力， ρ 和 ν 分别为流体的密度和运动粘性系数。令 V 和 L 为特征速度和特征长度，则 $V_i = U_i/V$ ， $v_i = u_i/V$ ， $r_i = x_i/L$ ， $\bar{P} = P/\rho V^2$ ， $\tau = tV/L$ ， $Re = VL/\nu$ 为雷诺数。可得

$$\frac{\partial V_i}{\partial \tau} + V_j \frac{\partial V_i}{\partial r_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial r_i} - \frac{\partial v_i v_j}{\partial r_j} + \frac{1}{Re} \frac{\partial^2 V_i}{\partial r_j \partial r_j} \quad (2)$$

由于大气边界层底部的湍流强度较高(约 10% 左右)，故粘性项的影响较小， Re 数仅作为较次要的量出现(和粗糙壁边界层的情况相似)，并有

$$\left| -\frac{\partial v_i v_j}{\partial r_j} \right| \gg \frac{1}{Re} \left| \frac{\partial^2 V_i}{\partial r_j \partial r_j} \right| \quad (3)$$

除了建筑物模型附近的边界层和尾迹区外，粘性项的影响可以忽略。按照 Lumley^[18] 的说法，将平均流动看作是某种“非牛顿流动”，将湍流的应力-应变率关系看作是这种“湍性流体”的本构关系。因而，只要原型和模型的本构关系相似，就可满足相同的无量纲雷诺方程。因此，最基本的相似条件为：①原型和模型中来流的本构关系相似。因而要求平均风速廓线和雷诺应力的分布相似。这里 L 和 V 均取作边界层厚度和位流速度。②建筑物模型的表面应力分布(主要是平均压力分布)和原型相似。

图 1 为我们在北京大学 2.25 米低速风洞中得到的 1/1000 大气边界层模型中的平均风速

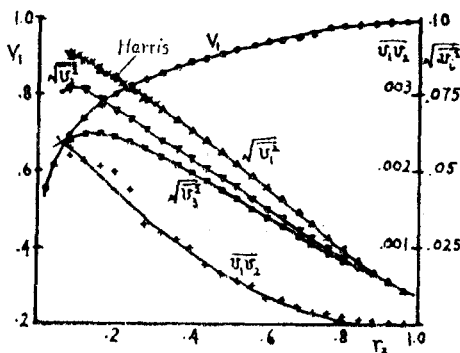


图 1 1/1000 中径大气边界层模型的平均风速廓线，湍流强度和雷诺应力沿高度的分布

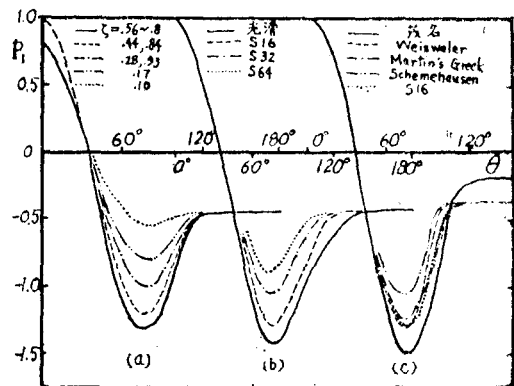


图 2 冷却塔周向压力分布

- (a) 不同高度的周向压力分布
- (b) 不同粗糙度的平均周向压力分布
- (c) 和实测资料比较
- ζ 为测点高度与塔高之比

廓线 $V_1 (V_2 = V_3 = 0)$, 湍流强度 $\sqrt{v_i^2}$ ($i=1,2,3$) 和雷诺应力 $\overline{v_1 v_2}$ 沿高度的分布, 和 Harris^[24] 对平坦地形的大气实测资料接近。在做大型火电站双曲面冷却塔的风载问题实验时, 由于边界层底部的湍流强度很高, 模型的周向压力分布为超临界状态, 和实测资料相近。暂且忽略塔顶自由端影响和底部的地面效应, 则调节模型表面的粗糙度, 就可使中部 1/3 塔面的平均周向压力分布和原型一致 (图 2)。其中 $P_1 = P/\rho U_1^2 = \bar{P}/V_1^2$, 取中部 1/3 的平均值, S 表示沿母线粘贴直径 0.11 毫米丝线, 数字为丝线根数。图 2 中 S16 的压力分布 $P_1-\theta$ 与多数实测资料相近。

在稳定层结的大气边界层中, 雷诺方程为

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P}{\partial x_i} - \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_j} + \nu \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j \partial x_j} + \frac{\rho}{\rho_0} g_i \quad (4)$$

其中 ρ_0 为静平衡时的流体密度, P 和 ρ 为偏离静平衡的压力和密度, g_i 为重力加速度的坐标分量。由于稳定层结对湍流有明显的抑制作用, 浮力项 $(\rho/\rho_0)g_i$ 起主要作用, 故 Richardson 数

$$Ri = \frac{gL}{V^2} \cdot \frac{\rho}{\rho_0}$$

为确定大气稳定度的主要相似性参数^[20]。

考虑在稳定层结的大气边界层近地层中的湍流和垂直方向的热流率 $q = C_p \rho \overline{u_3 \theta}$ 之间的关系时, 可从下面的湍流能量平衡方程出发:

$$U_j \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\overline{u_i u_i}}{2} \right) = -\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\overline{P u_j} + \frac{1}{2} \overline{u_i u_j u_i} \right) - \overline{u_i u_j} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \nu \overline{u_i \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j}} + \frac{g_i}{T_0} \overline{\theta u_i} \quad (5)$$

其中 θ 为脉动温度, T_0 为平均温度。取摩擦速度 $u_* = \sqrt{\tau_w/\rho_0}$ 为特征速度, τ_w 为壁面摩擦应力, 则等式右侧的粘性耗散项为 $\frac{1}{Re^{1/2}} \frac{u_*^3}{L}$ 量级, 温度-速度相关项为 $\frac{q g_i}{\rho_0 C_p T_0}$ 量级, 其余各项均为 u_*^3/L 量级, 故有

$$\frac{u_*^3}{L} \sim \frac{q g_i}{\rho_0 C_p T_0}, \quad \text{或} \quad L \sim u_*^3 / \left(\frac{g_i}{T_0} \frac{q}{\rho_0 C_p} \right) \quad (6)$$

这里的特征长度即 Monin-Obukhov 长度尺度。

近十余年来, 随着湍流模式理论的发展, 模拟实验技术开始转向湍流高阶矩模型的分析讨论^[22]。例如, 在污染质扩散问题中, 要从浓度脉动 $\overline{c^2}$ 的运输方程出发和实测结果逐项比较:

$$U_j \frac{\partial}{\partial x_j} \frac{\overline{c^2}}{2} + \overline{c u_j} \frac{\partial C}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \overline{c^2 u_j} + \varepsilon = 0 \quad (7)$$

(A) (G) (D)

其中 C 和 c 为平均浓度和浓度脉动, (A) 为对流项, (G) 为产生项, (D) 为扩散项, ε 为耗散项。同样, 也可以对浓度流率 $\overline{c u_i}$ 的运输方程

$$U_j \frac{\partial \overline{c u_i}}{\partial x_j} + \overline{u_i u_j} \frac{\partial C}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \overline{u_i u_j c} + \frac{1}{\rho} c \frac{\partial P}{\partial x_j} + \varepsilon' = 0 \quad (8)$$

(A) (G) (D) (R)

逐项比较原型和模型中的相应测量结果，其中 (R) 为压力脉动引起的再分配项和扩散项， ϵ' 为耗散项。在以相应缩尺比无量纲化后，在原型和模型流场的相应位置上，上述各项均应相等。事实上，要使上述各项在流场中处处相等，通常是不可能的，于是原型和模型不符的区域也就是模拟实验无效或精度较低的区域。因此，风洞模拟实验在高阶矩方面的测量和分析，为检验模拟方法的有效性提供了可靠的手段。

II. 湍流结构的模拟

在模拟大气边界层的实验中除了平均流动特性的模拟外，必须考虑湍流结构的相似性。这些有关湍流结构的特性，反应在两点的空间互相关和有时间滞后的自相关及其富氏变换——能谱和功率谱上。采用 Taylor 的冻结假定，则有时间滞后的自相关可以等价于纵向的两点互相关。从相似理论的观点看，湍流结构的模拟需满足以下三种相似条件：

1. 几何相似 除了要求模型各部分的几何尺寸以一定缩尺比按原型缩小外，还应要求来流的湍流尺度也按缩尺比减小。对于风载一类课题，主要考虑湍流的积分长度尺度，它可以

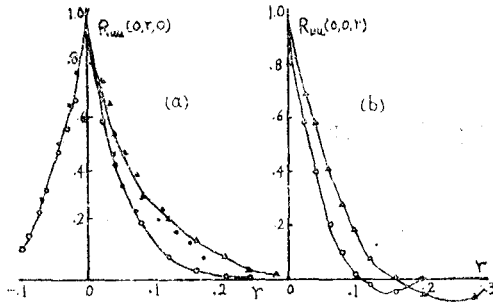


图3 大气边界层模型中的空间相关

(a) 垂向间隔下的空间相关

(b) 横向间隔下的空间相关

○ $r_2 = 0.03$

△ $r_2 = 0.167$

● 0.029 (实测)

▲ 0.164 (实测)

从两点的空间互相关曲线得到。图3是我们在1/1000大气边界层模型中得到的互相关曲线， $R_{uu}(0,r,0)$ 表示在垂向间隔 r 下测得的两点纵向脉动速度 u_1 的互相关， $R_{uu}(0,0,r)$ 表示横向间隔 r 下的两点脉动速度的互相关。它和平坦地形的大气实测结果相当符合^[24]。所得的积分尺度沿高度的分布也和大气实测结果一致。

对于污染质的扩散问题，应该用Kolmogorov长度尺度 $\eta = (\nu^3/\epsilon)^{1/4}$ 作为湍流惯性子区中涡的平均尺度，其中 ϵ 为湍流的能量耗散率。要求模型和原型的涡尺度之比，等于模型和原型的特征长度之比：

$$L_m/L_p = \eta_m/\eta_p \quad (9)$$

下标 m 和 p 表示模型和原型。Cermak^[21]认为，在模型和原型的湍流强度不相等的情况下，应采用

$$\frac{L_m}{L_p} = \frac{\eta_m}{\eta_p} \cdot \frac{(\sqrt{u_1^2}/\nu)_m}{(\sqrt{u_1^2}/\nu)_p} \quad (10)$$

其中 $\sqrt{u_1^2}$ 为纵向湍流强度， $\nu = (\nu\epsilon)^{1/4}$ 为Kolmogorov速度尺度。在我们的实验中，由于基本达到了谱相似的要求，以上几种几何相似条件均能得到满足。

2. 运动学相似 它要求模型中各点的速度和原型中相应点的速度保持一定的比例。除了平均流速之外，应要求无量纲湍流强度 $\sqrt{u_1^2}/V$ 的分布和原型一致^[22]，其中特征速度 V 为边界层外沿的速度。图1为我们在模拟装置中得到的纵向、横向和垂向的湍流强度沿高度的分布。它和长实验段的边界层风洞以及大气实测的结果基本一致。运动学相似的另一面要求是谱相似。湍流能谱表示不同尺度的涡所具有的能量，为速度平方的量级。对于风载问题，要求谱的低频端和原型一致。用积分长度尺度作无量纲化后，得到

$$\frac{E(k)}{u_1^2 L_1} = F(kL_1) \quad (11)$$

其中 k 为波数, L_1 为积分长度尺度. $F(kL_1)$ 又称大尺度谱. 对于污染质的扩散问题, 要求谱的高频段和原型一致. 用 Kolmogorov 长度尺度作无量纲化, 得到

$$\frac{E(k)}{v^2 \eta} = f(k\eta) \quad (12)$$

称作 Kolmogorov 谱. 图 4 为我们在模拟装置中得到的大尺度谱. 由于模型的雷诺数为原型的 $1/1000$, 惯性子区的范围较原型稍窄, 因此不能要求和原型完全一致. 此外 Davenport^[23] 和 Harris^[24] 曾从实测资料提出大气中谱的经验公式

$$n S(n) \propto \frac{X^2}{(1 + X^2)^{4.3}} \quad \text{Davenport} \quad (13)$$

$$n S(n) \propto \frac{X^2}{(2 + X^2)^{5.6}} \quad \text{Harris} \quad (14)$$

其中

$$X = (n/\bar{U}_{10}) L_b \quad (15)$$

$S(n)$ 为谱在频率域的代表形式, 称作功率谱; $n S(n)$ 为使用百分带宽的滤波器库测量功率谱时的常用表示形式; n 为频率, \bar{U}_{10} 为 10 米高程的平均流速, L_b 为大气边界层高度. 模拟实验中得到的功率谱和上述经典公式大体相符 (图 5). 对于湍流扩散及钝体绕流中的涡脱落频率来说, 谱特性相似具有重要作用.

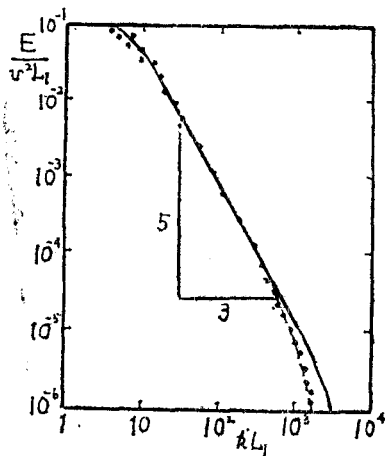


图 4 大气边界层中的大尺度谱
—— 大气实测
--- 1/1000模型的大尺度谱

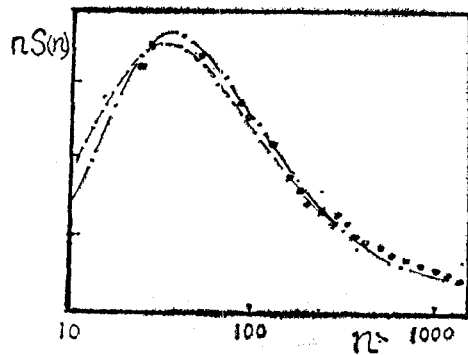


图 5 大气边界层中的功率谱
- · - Harris
- - - Davenport
· 1/1000模型的测量结果

3. 动力学相似 关于平均流动的动力学相似条件已在上节讨论, 与湍流结构有关的还有湍流雷诺数 $Re_L = \sqrt{u_1^2} L_1 / \nu$ 和 $Re_\eta = \sqrt{u_1^2} \eta / \nu$. 前者在大尺度谱中对惯性子区的高频段有直接影响, Re_L 越大则惯性子区的范围越宽; 后者对湍流扩散有直接影响, 特别是对中远距离的扩散规律影响较大.

III. 大气边界层模拟的各种方法比较

模拟大气边界层的方法大体可分为以下五类:

1. 自然增厚法 这种方法需要很长的形成段, 例如柯罗拉多州立大学和西安大略大学的长实验段风洞, 产生 1 米厚的边界层要用 20 米长的形成段。还需辅以风障、粗糙元等加速增厚设施。实验得到的湍流特性较好, 和大气实测结果相近, 但造价高, 做复杂地形和温度层结的实验时所需的代价更大。

2. 网格法 利用格栅、棍栅、曲网或斜截蜂窝器等方法形成一定的平均速度剖面。例如, Corrsin 等用网格法形成有一定温度层结的均匀剪切流^[25,26]。在日本, 将这种方法称作“速度车”。这种方法造价低, 形成温度层结较方便, 但剪切流不能保持多远, 不能很好模拟能谱和湍流尺度, 惯性子区太窄。

3. 旋涡发生器法 利用尖劈形三维钝体的尾迹涡流结构, 配合地表面的风障和粗糙元, 在短距离内形成和大气边界层相近的湍流结构。较常用的有 1/4 椭圆旋涡发生器法^[7]和尖塔法^[8], 在实际应用中都比较成功。我们用 1/4 椭圆旋涡发生器法, 在 1.7 米的形成段后边得到 0.5 米高的大气边界层模型, 气流品质不亚于自然增厚法。

4. 射流法 Schon^[27]在垂直壁面方向加引射气流, Morkovin 和 Nagib^[28]在逆来流下偏 30° 方向加引射气流, 均得到加速增厚边界层的良好结果。另外, 倪慰祖在 Notre Dame 大学的环境风洞中采用分布在整个截面的射流组, 也得到较好的结果。

5. 可控脉动气流法 在实验段前加活动栅板一类的装置, 用计算机控制栅板的偏角和频率, 可使下游气流产生一定的谱分布。采用这种方法可使谱的低频端大大加强, 可望使惯性子区的范围有所增加, 以模拟高雷诺数下的湍谱并达到模拟远距离扩散规律的实验要求。但此法无法控制谱在整个流场的变化规律, 因而目前还不能说已有足以令人置信的结果。

IV. 湍流特性的控制和调节

任何一种大气边界层模拟装置中的湍流特性都是在一定的风速、地形和具体的实验条件下得到的。当风速、地形等实验条件改变时, 要保持湍流特性的相似性, 就必须对形成装置加以控制和调节。另一方面, 不同的实验课题要求模拟装置具有不同的湍流特性, 因而也需要对形成装置加以调节。不能将一种风速下测得的湍流特性, 盲目地用到别的风速上去。即

便是自然增厚法得到的边界层, 在实验条件和实验要求改变时, 仍需对形成装置作细致的调节。具体做法有以下几方面:

1. 风速廓线的控制 在粗调时, 风障对风速廓线起很大作用, 特别是对边界层的中下部产生很强的影响。粗糙元仅对底层的速度分布起作用, 逐步向上传递(图 6)。

2. 雷诺应力的控制 粗糙元的调节对边界层底部的雷诺应力分布起主要作用。将部分粗糙元撤除, 使气流从粗糙壁面突然过渡到光滑壁面时, 雷诺应力变化最为灵敏, 经过较长距离后才开始影响到风速廓线和湍流强度的分布(见图 7)。

3. 湍流尺度的控制 除了风障对近地层的大尺度结构

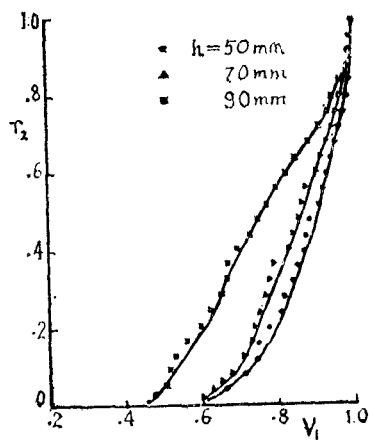


图 6 风障高度 h 对风速廓线的影响

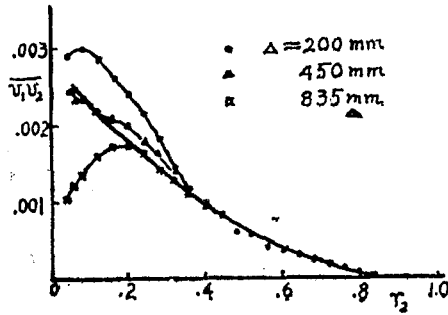


图7 粗糙度对雷诺应力分布的影响
(Δ 为到粗糙壁与光滑壁分界点的距离)

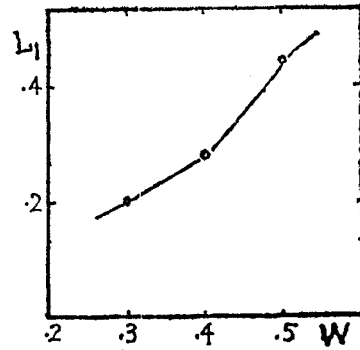


图8 旋涡发生器间隔W对积分尺度的影响
(单位均为米)

起到明显的调节作用外，改变旋涡发生器的间距，可以对边界层中上部的湍流积分尺度产生明显的影响（图8）。

4. 能谱的调节 上述改变积分尺度的方法对于调节能谱的低频端有明显的作用。此外，用活动栅板法，对于控制湍流能谱的低频部分亦能起到一定的作用。

V. 大气边界层模拟的应用

在解决我国生产和大型工程所提出的大量课题中，大气边界层模拟技术得到日益广泛的应用。在风载方面，例如白云宾馆的风载实验，大型冷却塔群的风载实验^[28]，均得到较成功的结果。事实上，由于大气底层的强剪切层的作用，对于较低建筑物或大型构件，同样需要作系统的实验研究。在污染质扩散方面，例如石景山电厂烟囱高度的模拟实验，徐州电厂和渡口电厂的污染扩散实验等，均有较好的结果。配合排放标准中对烟囱出口高度的研究也有某些进展。图9为烟囱出口附近沿烟流轴线(指断面上最大风速点的轨迹)的流动特性。它表明速度剖面正态分布的形成过程，并显示出对扩散规律起主要作用的烟流迎风面和背风面的强剪切区和强湍流区的分布特点，对模拟烟囱出口附近的湍流特性的可靠性提供直接的依据，其中 ζ 为从烟囱出口沿烟流轴线的曲线距离与烟囱直径之比， η 为沿烟流轴线法线方向测量时测点和轴线的距离和烟囱直径之比。此外，如风沙迁移规律的研究，防风林带渗透率对有效防护面积的影响，城区风场的研究，某些军事项目中对大气扩散问题的研究，以至对河道中推移质的运动规律的研究等大量的课题，均可望利用大气边界层模拟技术，得到较好的结果。

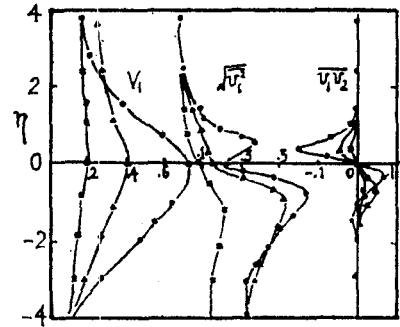


图9 垂直烟流轴线的速度和雷诺应力分布
● $\zeta=10$ ▲ $\zeta=20$
■ $\zeta=40$

参 考 文 献

- 1 Monin A. S. & Yaglom A. M., Statistical Fluid Mechanics, The MIT Press, Cambridge, Mass. (1971).
- 2 Plate E. J. & Cermak J. E., Micro-meteorological wind tunnel facility, Fluid Dynamics and Diffusion Laboratory, Colorado State University, Report no. CER 63 EJP-JEC 9.
- 3 Davenport A. G. & Isyumov N., The application of the boundary layer wind tunnel to the prediction of wind load, Wind Effects on Buildings and Structures, vol. I, University of Toronto Press (1967): 201-230.
- 4 Coante M., Bonmarin P., Pouchin B. & Farre A., Etude D'une Soufflerie pour Rechercher sur les échange d'energie Atmosphere-Oceans, AGARD CP-48 (1969).
- 5 佐藤浩, 恩田善雄, 日本宇宙航空学会志, 22 (1974): 245.
- 6 Cockrell D. J., et al, JRAS, 70 (1966): 724-725.
- 7 Counihan J., Atmos. Environ., 3 (1967): 197-214.
- 8 Irwin N. P. A. H., J. Wind Eng. & Industr. Aerod., 7 (1981): 361-366.
- 9 Lau Y. L. & Baines W. D., J. Fluid Mech., 33, pt. 4 (1968): 721-738.
- 10 Robins A. G., J. Industr. Aerod., 4 (1979).
- 11 Cermak J. E., J. Fluids Eng., Trans. ASME, Series I, 97 (1975).
- 12 Melbourne W. H., The Structural and Environmental Effects of Wind on Buildings and Structures, Lectures in Peking University (1984).
- 13 Harris C. J., Mathematical Modelling of Turbulent Diffusion in the Environment, Academic Press, London & New York (1979).
- 14 Launder B. E. & Spalding D. B., Mathematical Models of Turbulence, Academic Press, London & New York (1972).
- 15 Fackrell J. E. & Robins A. G., J. Fluid Mech., 117 (1982): 1-26.
- 16 梁平, 黄云义, 傅占泉, 贺升海, 大气边界层的风洞模拟, 北京大学力学系毕业论文 (1973); 或见颜大椿, 叶文虎, 大气污染的风洞模拟实验, 北京大学空气动力学实验室资料 (1973-1976).
- 17 符致福, 大气边界层的风洞模拟技术, 北京大学空气动力学实验室资料 (1983).
- 18 冯景涛, 在风洞中用尖塔法和反向引射法模拟大气边界层, 北京大学力学系毕业论文 (1985).
- 19 Tennekes H. & Lumley J. L., A First Course in Turbulence, The MIT Press, Cambridge, Mass. (1971).
- 20 Batcheler G. K., Quart. J. R. Met. Soc., 79 (1953): 224-235.
- 21 Cermak J. E. & Arya S. P. S., Problems of Atmospheric Shear Flow and Their Laboratory Simulation, AGARD CP-48 (1969).
- 22 Mc Vehil G. E., Quart. J. R. Met. Soc., 90 (1964): 136-146.
- 23 Davenport A. G., *ibid*, 87 (1961): 194-211.
- 24 Harris R. I., Symp. Wind Effects on Buildings and Structures, Loughborough University of Technology (1966).
- 25 Corrsin S. & Bennett J. C., Phys. Fluids, 2i (1978): 2129-2140.
- 26 Tavoularis S., Experiments in Turbulent Transport and Mixing, Ph. D. Thesis, Johns Hopkins Univ., Baltimore, Maryland (1978).
- 27 Schon J. P., Atmos. Environ., 5 (1971).
- 28 Morkovin M. V. & Nagib H. M., AIAA Paper 74-638 (1974).
- 29 颜大椿, 大型冷却塔群风荷载问题的风洞模拟, 第3届全国流体力学会议 (1985年, 长沙).
- 30 Fu Zhifu, Yin Jiefen & Wang Xinying, Simulation of nearground atmospheric boundary layer and wind tunnel studies of the airflow around shelter forest belt, Asia-Pacific Symp. Wind Eng. (1985, Roorkee, India).

SIMILARITY OF TURBULENT CHARACTERISTICS IN ATMOSPHERIC BOUNDARY LAYER SIMULATION

Yan Da-chun

(Department of Mechanics, Beijing University)

Abstract

Similarity criteria of turbulent characteristics in atmospheric boundary layer (ABL) simulation are deduced, and advantages and disadvantages of various simulation techniques are discussed. An 1/1000 neutral ABL model in a low speed wind tunnel with 2.25 m diameter at Beijing University has been set up by 1/4 elliptic wedge vorticity generator method, and it provided a good approximation of turbulent characteristics in the flow field to field measurement data and results from wind tunnels with long testing section. Results of its applications in wind engineering and air pollution problems demonstrated, that similarity of turbulent characteristics in this model is satisfactory.

Keywords: *atmospheric boundary layer; wind tunnel simulation; similarity of turbulent characteristics*

(上接第 534 页)

Tiersten, H F (1969). *Linear piezoelectric plate vibrations*, Plenum, New York.

Thome, R J, and Tarrh, J M (1982). *MHD and fusion magnets; field and force design concepts*, Wiley, New York.

Turner, L (Ed) (1981). *COMPUMAG proceedings*, ANL.

Ultrasonics International 83 (1983). Halifax, Canada, July, conference proceedings, Butterworth, London.

期 刊

Electric Machines and Electromechanics

IEEE Transactions on Magnetics

IEEE Transactions on Sonics and Ultrasonics

International Journal of Engineering Science

International Journal of Solids and Structures

Journal of Applied Physics

The Journal of the Acoustical Society of America

俞稼繁译自: *Appl. Mech. Rev.*, 38, 10 (1985): 1294—1296. (董务民校)