

表面粗糙度变化对近地层大气的影响 (I)—风速和剪应力变异*

徐大鹏 Julian Hunt

(中国科学院力学研究所) (英国剑桥大学)

摘 要

本文系统地分析了任意分布的表面粗糙度变化, 对三维和二维大气边界层近地风速和剪应力的影响, 提出了一个四层结构的线性理论. 由该理论得到的解与已有的结果符合得很好.

关键词 大气边界层 表面粗糙度

一、引 言

当充分发展的大气边界层遇到粗糙度变化的下垫面(如由水面到陆面, 低植物到高植物, 郊区到城市等, 或反之)时, 表面剪应力将发生改变, 引起动量的铅直通量变化, 使得风速和剪应力的铅直分布变异, 流动偏离原来的图像.

认识表面粗糙度变化对近地层大气的影响, 对于研究风引起的质量迁移^[1], 建筑物的风载, 风能的利用和开发^[2]等具有重要意义. 因此, 受到了环境, 大气, 海洋, 气象, 水文, 地理, 土壤物理等学科的重视.

自 Elliott (1958)^[3]的早期工作以来, 表面粗糙度变化对大气边界层近地层影响的研究, 无论在理论分析、实验观测、还是数值仿真方面都取得了相当大的进展. 笔者近期的综述文章^[4]评述了这些近展, 这里不再赘述.

迄今的多数理论分析工作, 假定在内边界层中, 对流速度沿铅直不变, 等于内边界层高度处的来流速度. 该假定远离下垫面是正确的. 但是, 在下垫面附近, 该假定不成立, 因而导致了下垫面附近风速和剪应力与观测数据不符^[5].

此外, 已有的理论处理的都是比较简单的二维问题, 如表面粗糙度阶跃等. 对于任意分布的表面粗糙度变化对近地层大气的影响, 对于复杂的三维问题, 至今尚未有一般的理论.

本文旨在给出一个能够克服已有理论缺陷, 适用于任意分布的表面粗糙度变化的一般三维(可退化为二维)理论. 该理论借鉴了 Hunt 等人(1988)^[6]发展的低山对近地层大气影响的

* 钱伟长推荐. 1990年4月10日收到

理论, 将近地层大气分为内外两个区域, 每个区域分为两层。在外区, 扰动湍流剪应力可以忽略, 扰动惯性力与扰动压力梯度平衡。外区由外层和中间层组成, 在外层, 扰动是有势的, 在中间层, 剪切(速度梯度)起主导作用。内区由剪应力层和近壁层构成。在剪应力层, 扰动惯性力与扰动湍流剪应力平衡; 在近壁层, 流动经过调整, 适应了变化了的表面粗糙度, 动量通量铅直不变。

二、控制方程和边界条件

除特别指明外, 我们下面所用到的任何参变量均是用特征长度 z_0 (表面粗糙度), 特征速度 $u_{*0} = (\tau_0/\rho)^{1/2}$ (摩擦速度) 无量纲化的。

假定 $x < 0$ (参见图1) 是充分发展的大气边界层, 表面粗糙度是均匀的, 大气是中性层结的, 水平速度分布满足:

$$u_0 = \frac{1}{\kappa} \ln z \quad (1 \leq z \leq h) \quad (2.1)$$

式中 $\kappa = 0.4$ 为 Von Karman 常数, h 为无量纲近地层厚度, 量级一般为 $100m/z_0$ 。

在 $0 < x < L_x$, $0 < y < L_y$ 尺度范围内, 表面粗糙度发生变化, 局地表面粗糙度为 $z_i(x, y)$ 。

研究近地层大气, 通常所考虑的问题的水平 and 侧向尺度远大于铅直尺度。因此, 一般只有铅直梯度和通量是重要的。此外, 分子粘性 (除了在紧靠壁面的粘性子层外) 远小于“湍流粘性”。在近地层中, Coriolis 力影响很小, 可以忽略不计。据此, 得到大气边界层近地研究通常采用的控制方程组如下^[7]:

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{13}}{\partial z} \quad (2.2a)$$

$$u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{23}}{\partial z} \quad (2.2b)$$

$$u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{\partial p}{\partial z} \quad (2.2c)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (2.2d)$$

式中 τ_{13} 和 τ_{23} 为湍流剪应力, 其 K 理论的表达形式为:

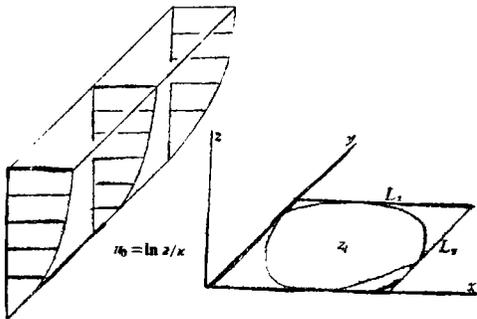


图1 充分发展的大气湍流边界层流过粗糙度变化的下垫面

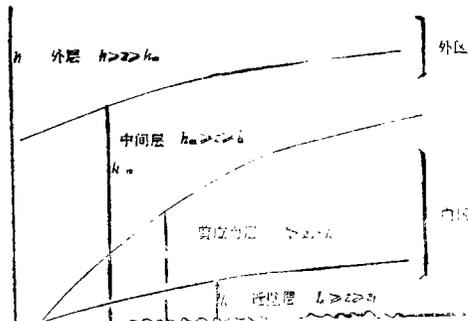


图2 四层结构

$$\tau_{13} = K_m \frac{\partial u}{\partial z}, \quad \tau_{23} = K_m \frac{\partial v}{\partial z} \quad (2.3a, b)$$

采用 Panofsky 和 Dutton^[7]所推荐的交换系数

$$K_m = \kappa u_* z, \quad (2.4)$$

注意到 $u_*^2 = \tau_{13}$, (2.3)式可以表示为:

$$\tau_{13} = \kappa^2 z^2 \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2, \quad \tau_{23} = \kappa^2 z^2 \frac{\partial u}{\partial z} \frac{\partial v}{\partial z} \quad (2.5ab)$$

方程(2.2)和(2.5)构成了封闭的控制方程组, 其定解条件为:

当 $z \rightarrow h$ 时,

$$u = u_0(z), \quad v = w = 0 \quad (2.6a)$$

当 $z \rightarrow z_i$ 时,

$$u = v = w = 0 \quad (2.6b)$$

假定表面粗糙度变化后, 平均速度, 压力, 剪应力均可以表示成为它们的上游未扰动量与一个扰动量之和,

$$u = u_0(z) + \Delta u, \quad v = \Delta v, \quad w = \Delta w \quad (2.7a)$$

$$p = p_0 + \Delta p \quad (2.7b)$$

$$\tau_{13} = 1 + \Delta \tau_{13}, \quad \tau_{23} = \Delta \tau_{23} \quad (2.7c)$$

并且, 扰动量均小于未扰动量

$$|\Delta u|, |\Delta v|, |\Delta w| \ll |u_0| \quad (2.8a)$$

$$|\Delta p| \ll |p_0| \quad (2.8b)$$

$$|\Delta \tau_{13}|, |\Delta \tau_{23}| \ll 1 \quad (2.8c)$$

将(2.7)式代入(2.2)和(2.5)式, 略去二阶以上的小量, 得到线性化的控制方程组如下:

下:

$$u_0 \frac{\partial \Delta u}{\partial x} + \Delta w \frac{\partial u_0}{\partial z} = - \frac{\partial \Delta p}{\partial x} + \frac{\partial \Delta \tau_{13}}{\partial z} \quad (2.9a)$$

$$u_0 \frac{\partial \Delta v}{\partial x} = - \frac{\partial \Delta p}{\partial y} + \frac{\partial \Delta \tau_{23}}{\partial z} \quad (2.9b)$$

$$u_0 \frac{\partial \Delta w}{\partial x} = - \frac{\partial \Delta p}{\partial z} \quad (2.9c)$$

$$\frac{\partial \Delta u}{\partial x} + \frac{\partial \Delta v}{\partial y} + \frac{\partial \Delta w}{\partial z} = 0 \quad (2.9d)$$

$$\Delta \tau_{13} = 2\kappa z \frac{\partial \Delta u}{\partial z} \quad (2.9e)$$

$$\Delta \tau_{23} = \kappa z \frac{\partial \Delta v}{\partial z} \quad (2.9f)$$

将(2.7)式代入边界条件(2.6)得到:

当 $z \rightarrow h$ 时,

$$\Delta u, \Delta v, \Delta w = 0 \quad (2.10a)$$

当 $z \rightarrow z_i$ 时,

$$\Delta u = \frac{M}{\kappa}, \quad \Delta v = \Delta w = 0, \quad (2.10b)$$

式中 $M = -\ln z_l$ 为表面粗糙度参数, 是度量表面粗糙度变化大小的量。如果表面粗糙度变化是任意分布的, 那么, M 一般是 x, y 的函数。

记任一量 $R(x, y, z)$ 的 Fourier 变换为 $[R(k_1, k_2, z)]$, 其定义为:

$$[R(k_1, k_2, z)] = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} R(x, y, z) \exp[-i(k_1 x + k_2 y)] dx dy \quad (2.11)$$

式中 k_1, k_2 为波数。取方程(2.9)关于坐标 x, y 的 Fourier 变换, 我们得到:

$$ik_1 u_0 [\Delta u] + [\Delta w] \frac{du_0}{dz} = -ik_1 [\Delta p] + \frac{\partial [\Delta \tau_{13}]}{\partial z} \quad (2.12a)$$

$$ik_1 u_0 [\Delta v] = -ik_2 [\Delta p] + \frac{\partial [\Delta \tau_{23}]}{\partial z} \quad (2.12b)$$

$$ik_1 u_0 [\Delta w] = -\frac{\partial [\Delta p]}{\partial z} \quad (2.12c)$$

$$ik_1 [\Delta u] + ik_2 [\Delta v] + \frac{\partial [\Delta w]}{\partial z} = 0 \quad (2.12d)$$

$$[\Delta \tau_{13}] = 2\kappa z \frac{\partial [\Delta u]}{\partial z} \quad (2.12e)$$

$$[\Delta \tau_{23}] = \kappa z \frac{\partial [\Delta v]}{\partial z} \quad (2.12f)$$

类似地, 取边界条件(2.10)关于 x, y 的 Fourier 变换, 当 $z \rightarrow h$ 时,

$$[\Delta u], [\Delta v], [\Delta w] = 0 \quad (2.13a)$$

当 $z \rightarrow z_l$ 时,

$$[\Delta u] = \frac{[M]}{\kappa}, [\Delta v], [\Delta w] = 0 \quad (2.13b)$$

三、四层结构理论

如图 2 所示, 我们将近地层大气沿铅直方向分为两个区域: 靠近下垫面的内区 ($z_l \leq z \leq l$) 和该区之外的外区 ($l \leq z \leq h$)。

3.1 外区

在外区, 扰动湍流剪应力可以忽略, 扰动惯性力与扰动压力梯度平衡。外区分为外层和中间层两层。在外层 ($h_m \leq z \leq h$) 扰动是有势的, 在中间层 ($l \leq z \leq h_m$), 剪切 (速度的铅直梯度) 起主导作用。

在外区, 略去剪应力项, 方程(2.12)可以化为一个关于 $[\Delta w]$ 的方程:

$$\left\{ \frac{\partial^2}{\partial z^2} - (k_1^2 + k_2^2) - \frac{1}{u_0} \frac{d^2 u_0}{dz^2} \right\} [\Delta w] = 0 \quad (3.1)$$

假定在外层 u_0 的变化很小, 因此,

$$k_1^2 + k_2^2 \gg \frac{1}{u_0} \frac{d^2 u_0}{dz^2} \quad (3.2)$$

在外层与中间层交界处有:

$$k_1^2 + k_2^2 \approx \frac{1}{u_0} \frac{d^2 u_0}{dz^2},$$

这个关系定义了中间层的高度 h_m ,

$$h_m = (\ln h_m)^{-1/2} (k_1^2 + k_2^2)^{-1/2}. \quad (3.3)$$

考虑到(3.2)式, 方程(3.1)在外层化为:

$$\left\{ \frac{\partial^2}{\partial z^2} - (k_1^2 + k_2^2) \right\} [\Delta w] = 0 \quad (3.4)$$

其近似*解为:

$$[\Delta w] = C \exp[-\sqrt{k_1^2 + k_2^2}(z - h_m)] \quad (3.5c)$$

式中 $C = [\Delta w]_{z=h_m}$, 为波数 k_1, k_2 的函数, 需要由外层与中间层解的匹配条件确定.

由动量方程和连续性方程, 可以得到:

$$[\Delta u] = -i C k_1 (k_1^2 + k_2^2)^{-1/2} \exp[-(k_1^2 + k_2^2)^{1/2}(z - h_m)] \quad (3.5a)$$

$$[\Delta v] = -i C k_2 (k_1^2 + k_2^2)^{-1/2} \exp[-(k_1^2 + k_2^2)^{1/2}(z - h_m)] \quad (3.5b)$$

$$[\Delta p] = i C k_1 (k_1^2 + k_2^2)^{-1/2} \exp[-(k_1^2 + k_2^2)^{1/2}(z - h_m)] \quad (3.5d)$$

在中间层, 假定铅直方向的特征尺度 h_m 远小于水平和侧向特征尺度 L_x, L_y , 于是方程(3.1)的第二项与第一项比较可以忽略, 中间层方程为:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{u_0} \frac{d^2 u_0}{dz^2} \right) [\Delta w] = 0 \quad (3.6)$$

其解的形式为:

$$[\Delta w] = i (k_1^2 + k_2^2)^{1/2} u_0 \left(A + B \int_{z_1}^z \frac{dz'}{u_0^2(z')} \right) \quad (3.7c)$$

式中 A 和 B 是波数 k_1, k_2 的函数, 由匹配条件确定.

由动量方程和连续性方程得到:

$$[\Delta u] = -(k_1^2 + k_2^2)^{1/2} \frac{u_0'}{k_1} \left(A + B \int_{z_1}^z \frac{dz'}{u_0^2(z')} \right) - k_1 (k_1^2 + k_2^2)^{1/2} \frac{B}{u_0} \quad (3.7a)$$

$$[\Delta v] = -k_2 (k_1^2 + k_2^2)^{-1/2} \frac{B}{u_0} \quad (3.7b)$$

$$[\Delta p] = k_1 (k_1^2 + k_2^2)^{-1/2} B \quad (3.7d)$$

3.2 内区

内区由剪应力层和近壁层组成. 在剪应力层 ($l_s \leq z \leq l$), 扰动惯性力与扰动剪应力平衡; 在近壁层 ($z_i \leq z \leq l_s$), 流动经调整适应了新的粗糙度, 动量近量铅直不变. 在内区, 我们引入 $\eta = z/l$, 及小参数 $\epsilon = \ln^{-1} l$. 这时, 上游速度分布(2.1)式可以表示为:

$$u_0(\eta) = \frac{1}{\kappa} \ln l (1 + \epsilon \ln \eta) \quad (3.8)$$

此外, 在内区我们将方程(2.12)的解表示成为关于小参数 ϵ 的渐近展开式:

$$[\Delta u] = [u^0] + \epsilon [u^1] + \dots \quad (3.9a)$$

$$[\Delta v] = \epsilon [v^1] + \dots \quad (3.9b)$$

$$[\Delta w] = \epsilon [w^1] + \dots \quad (3.9c)$$

$$[\Delta p] = [p^0] + \epsilon [p^1] + \dots \quad (3.9d)$$

* 由于 $1 \ll h_m \ll h$, 故(3.5c)式近似地满足边界条件(3.13a), (3.5)中的其他式亦同.

$$[\Delta\tau_{1s}] = [\tau_{1s}^0] + \varepsilon[\tau_{1s}^1] + \dots \quad (3.9e)$$

$$[\Delta\tau_{2s}] = \varepsilon[\tau_{2s}^1] + \dots \quad (3.9f)$$

在剪应力层, $|\ln l| \gg |\ln \eta|$, 将(3.9)式及(3.8)式代入方程(2.12), 由惯性力与剪应力的平衡得到:

$$l \cdot \ln l = \frac{2\kappa^2}{|k_1|} \quad (3.10)$$

该公式定义了内区的厚度. 由(2.12c)式可以给出,

$$[p^0] = [p^0(k_1, k_2)] \quad (3.11)$$

由(2.12a)、(2.12b)式得到一阶和二阶速度扰动方程为:

$$i[u^0] = \text{sign}(k_1) \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\eta \frac{\partial [u^0]}{\partial \eta} \right) \quad (3.12a)$$

$$i[u^1] = \text{sign}(k_1) \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\eta \frac{\partial [u^1]}{\partial \eta} \right) - i \ln \eta [u^0] - \frac{[w^1]}{2\kappa^2 \eta} - i\kappa [p^0] \quad (3.12b)$$

$$i[v^1] = \frac{1}{2} \text{sign}(k_1) \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\eta \frac{\partial [v^1]}{\partial \eta} \right) - i\kappa \frac{k_2}{k_1} [p^0] \quad (3.12c)$$

式中 sign 为符号函数.

方程(3.12)的解分别为:

$$[u^0] = DK_0(2\sqrt{i\eta \text{sign}(k_1)}) \quad (3.13a)$$

$$[u^1] = E_0[u^0] - \eta \frac{\partial [u^0]}{\partial \eta} (2 - \ln \eta) - \kappa [p^0] + \frac{3}{2} K_0(2\sqrt{i\eta \text{sign}(k_1)}/3) \quad (3.13b)$$

$$[v^1] = E_1 K_0(2\sqrt{i2\eta \text{sign}(k_1)}) - \kappa \frac{k_2}{k_1} [p^0] \quad (3.13c)$$

式中 D, E_0, E_1 为波数 k_1, k_2 的函数, 由匹配条件确定, K_0 为零阶 Bessel 函数.

由连续性方程得到:

$$[w^1] = -2\kappa^2 i \int_{\eta_1}^{\eta} [u^0] d\eta' \quad (3.13d)$$

式中 $\eta_1 = z_1/l$.

当 z 很小时, $\ln l$ 与 $\ln \eta$ 具有相同的量级, 也就是说(3.8)式右端的第二项不再是小量, 这就意味着靠近下垫面附近, 存在着一个近壁层. 在近壁层, 流动很快适应了变化了的表面粗糙度. 类似于大气边界层的近地层(常通量层), 可以认为, 近壁层 ($l_s = 0.1l$) 中的动量通量是常值, 因而有:

$$\frac{\partial [\tau_{1s}]}{\partial z} = 0, \quad \frac{\partial [\tau_{2s}]}{\partial z} = 0$$

由(3.9)式得到,

$$\frac{\partial [\tau_{1s}^0]}{\partial z} = 0, \quad \frac{\partial [\tau_{1s}^1]}{\partial z} = 0, \quad \frac{\partial [\tau_{2s}^1]}{\partial z} = 0 \quad (3.14a, b, c)$$

积分上三式, 并且考虑到边界条件(2.10)给出:

$$[u^0] = F \ln \frac{z}{z_i} + \frac{[M]}{\kappa} \quad (3.15a)$$

$$[u^1] = H_0 \ln \frac{z}{z_i} \quad (3.15b)$$

$$[v^1] = H_1 \ln \frac{z}{z_i} \quad (3.15c)$$

式中 F, H_0, H_1 是波数 k_1, k_2 的函数, 由匹配条件确定.

最后, 通过各层解的匹配, 可以确定出:

$$D = \frac{2[M]}{\kappa} b, \quad F = -\frac{[M]}{\kappa} b \quad (3.16a, b)$$

$$E_0 = \frac{\kappa^2}{[M]} [p^0] - \frac{2}{3} - \left(2 + \ln \frac{l}{z_i} + \frac{3}{2} \ln 3 \right) b \quad (3.16c)$$

$$H_0 = -\frac{[M]b}{\kappa} \left\{ \frac{\kappa^2}{[M]} [p^0] - \left(2 + 2\gamma + \frac{\pi}{2} i \operatorname{sign}(k_1) \right) b \right\} \quad (3.16d)$$

$$E_1 = 2\kappa \frac{k_2}{k_1} [p^0] C \quad (3.16e)$$

$$H_1 = -\kappa \frac{k_2}{k_1} [p^0] C \quad (3.16f)$$

$$A = 0 \quad (3.16g)$$

$$B = -k_1 (k_1^2 + k_2^2)^{-1/2} d \quad (3.16h)$$

$$C = i k_2 (k_1^2 + k_2^2)^{-1/2} \frac{1}{u_0(h_m)} \quad (3.16i)$$

$$[p^0] = -k_1^2 (k_1^2 + k_2^2)^{-1/2} \quad (8.16j)$$

$$\text{式中 } a = \ln \frac{l}{z_i} - 2\gamma, \quad b = \left(a - \frac{\pi}{2} i \operatorname{sign}(k_1) \right)^{-1}$$

$$c = \left(a - \frac{\pi}{2} i \operatorname{sign}(k_1) - \ln 2 \right)^{-1}, \quad d = u_0(l) \int_{\eta_0}^{\eta} [u^0] d\eta'$$

其中 $\gamma = 0.5772$ 为 Euler 常数.

四、算例和讨论

为了便于与已有的结果比较, 在以下的算例的计算中用到的参变量均是有量纲的.

4.1 表面粗糙度阶跃 (二维)

Bradley^[8] (1968) 曾对于 $x < 0$ 表面粗糙度 $z_0 = 0.002 \text{ cm}$, $x > 0$, 表面粗糙度 $z_i = 0.25 \text{ cm}$ 的表面粗糙度阶跃变化引起的风速和剪应力变异进行了观测. Rao^[9] 等人 (1974) 采用二阶湍流封闭模式, 数值仿真非线性方程组的方法, 计算了这个算例, 并且与观测结果进行了比较. 为了检验本文的理论, 我们将其应用于这个既有观测结果又有非线性数值结果的算例. 对于该算例,

$$[M] = \int_{-\infty}^{\infty} M \exp[-ik_1 x] dx = \frac{M}{ik_1},$$

式中 $M = \ln z_0/z_1 = -4.85$.

图3给出了本文理论预计的表面粗糙度变化下游的风速剖面与数值及观测结果的比较.三者符合得很好.图4给出了壁面剪应力的变化.本文的理论预计比 Rao 等人的结果稍大一些,但这正巧与观测结果符合得更好.

4.2 表面粗糙度有两个阶跃(二维)

唯一能够找到的,能与之比较的只有 Blom 和 Wartena^[10] (1969)的算例.对于 $x < 0$, $x > 0$, 表面粗糙度均为 $z_0 = 1\text{cm}$, 对于 $0 < x < L$, 表面粗糙度 $z_1 = 7.39\text{cm}$, $L = 185\text{m}$, $u_{*0} = 0.3775\text{m/s}$. 该算例表面粗糙度参数为:

$$[M] = \frac{M}{ik_1} (1 - \exp[-ik_1 L])$$

式中 $M = -2$.

图5给出了风速剖面的比较,与 Blom 和 Wartena 的结果一致.图6给出了表面剪应力变化,本文结果与 Blom 和 Wartena 的结果有些差别.由 Blom 和 Wartena 的分析得知,当表面粗糙度是阶跃变化时 ($L \rightarrow \infty$), 新的平衡将发生在表面粗糙度变化后约 2500m. 因而,当表面粗糙度变化是有限时 ($L = 185\text{m}$), 新的平衡将发生在比 Blom 和 Wartena 预计的距离(200m)要远一些. 据此,本文理论的结果更符合实际.

4.3 区域表面粗糙度变化(二维)

为了与实验比较,我们应用本文的理论到 Edling 和 Cermak^[11] (1974)的实验例子.在实验中,表面粗糙度变化区域的长度和宽度分别为 $L_x = 548.64\text{cm}$, $L_y = 43.18\text{cm}$, 粗糙度参数为:

$$[M] = \frac{M}{k_1 k_2} (\exp[-ik_1 L_x] - 1)(\exp[-ik_2 L_y] - 1)$$

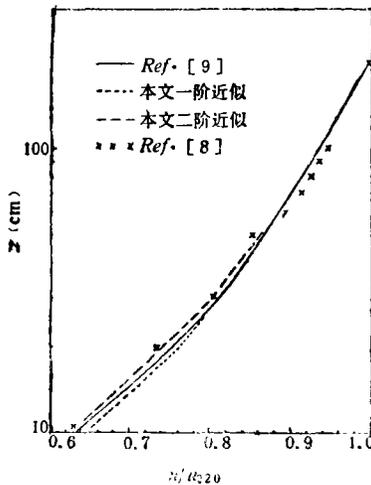


图3 速度剖面 ($x=6.42\text{m}$)

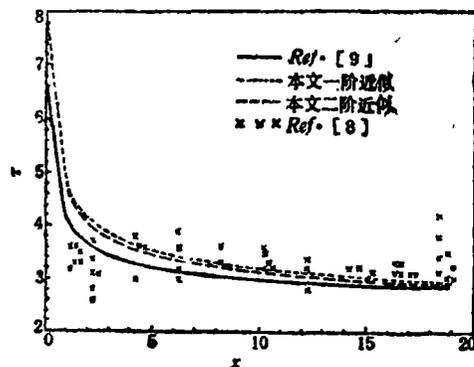


图4 壁面剪应力

式中 $M = -5.05$. 计算中的其他参数为 $u_{*0} = 0.36\text{cm/s}$, $z_0 = 0.0012\text{cm}$, $z_1 = 0.2\text{cm}$.

图7是水平速度比较,理论与实验结果符合得很好.图8是侧向速度比较.理论结果与实验数据在量级上是一致的,但是,似乎两者间存在着一个相差.笔者认为,理论结果更可靠些,因为流动应是关于中心线对称的,但实验结果是不对称的.

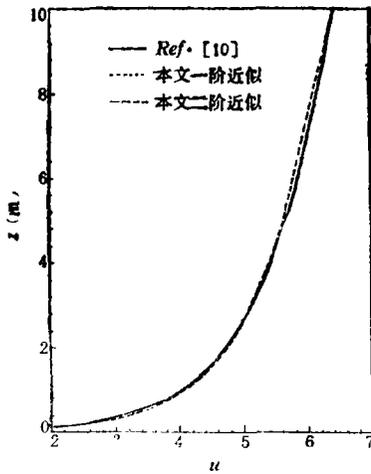


图5 速度剖面 ($x=251\text{m}$)

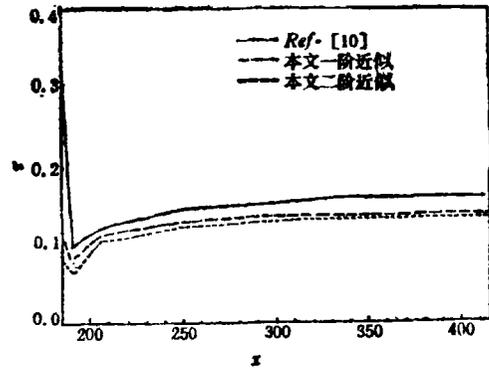


图6 壁面剪应力

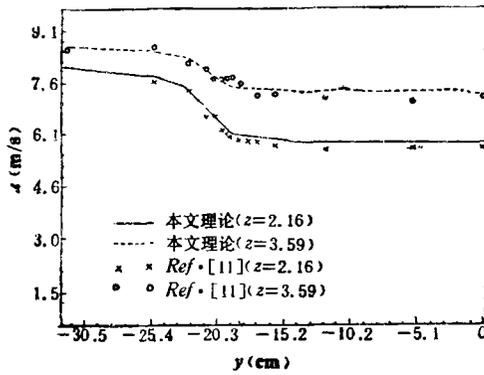


图7 水平速度 ($x=121.9\text{cm}$)

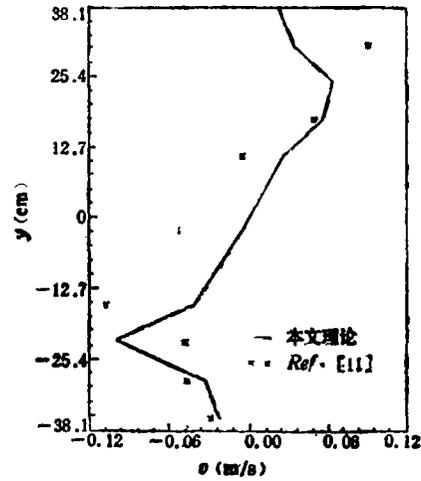


图8 侧向速度 ($x=457.2\text{cm}, z=2.86\text{cm}$)

五、结 论

本文分析了表面粗糙度任意变化时, 大气湍流边界层近地层风速和剪应力的变异。

分析表明, 表面粗糙度的增加(或减少), 将使得表面剪应力增强(或减弱), 使风速减小(或增大)。

由于存在着垂直于流动方向的表面粗糙度变化, 三维流动明显区别于二维流动的特征是弱侧向流的出现。表面粗糙度的变化, 使得流线发生位移, 导致外区的压力扰动, 该压力扰动驱动了侧向的流动。

本文理论与已有理论、观测数据及实验结果符合得较好。

参 考 文 献

- [1] Hunt, J. C. R. and J. E. Simpson, *Engineering Meteorology*, ed. by E. Plate (1982), 269—318.
- [2] Hunt, J. C. R., *力学进展*, 11 (1981), 59—69, 153—164.
- [3] Elliott, W. P., *Trans. Amer. Geophys. Union*, 39 (1958), 1048—1054.

- [4] 徐大鹏, 力学进展, 19 (1989), 211—216.
- [5] Taylor, P. A., P. J. Mason and E. F. Bradley, *Boundary Layer Meteorol.*, 39 (1987), 107—132.
- [6] Hunt, J. C. R., S. Leibovich and K. J. Richards, *Quarterly J. of Royal Meteorol. Soc.*, 114 (1988), 1435—1470.
- [7] Panofsky, T. M. and J. A. Dutton, *Atmospheric Turbulence, Models and Methods for Engineering* (1984).
- [8] Bradley, E. F., *Quarterly J. of Royal Meteorol. Soc.*, 94 (1968), 361—329.
- [9] Rao, K. S., J. C. Wyngaard and O. R. Cote, *J. Atmos. Sci.*, 31 (1974), 738—746.
- [10] Blom, J. and L. J. Wartena, *J. Atmos. Sci.*, 26 (1969), 255—256.
- [11] Edling, W. H. and J. E. Cermak, Technical Report No. 27, Fluid Dynamics and Diffusion Laboratory, Colorado State University (1974).

The Effects of Roughness Change on the Surface Layer of the Atmosphere (I) - the Variations of Wind Speed and Shear Stress

Xu Da-peng

(*Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing*)

Julian Hunt

(*Department of Applied Mathematics and Theoretical Physics,
University of Cambridge, Cambridge, Britain*)

Abstract

A general four-layer structure linear theory for predicting the effects of arbitrarily distributed roughness change on the variations of wind speed and shear stress in the surface layer of 3D and 2D atmospheres was presented. The results derived by the theory were agreeable to the previous ones.

Key words atmospheric boundary layer, surface roughness