

夜间大气边界层的高阶矩数值模拟

李兴生 杨硕文

(中国科学院大气物理研究所)

提 要

本文建立了一个二阶矩模式,用此模式对 Wangara 资料进行了实例模拟。结果表明,该模式能模拟出夜间边界层发展以及湍流结构的一些主要特征。计算发现在夜间边界层发展过程中存在一种突变现象。

一、引 言

人们常采用 K 模式来模拟大气边界层的结构,例如 Estoque^[1] (1963), Sasamori^[2] (1970) 以及 Clarke^[3] (1974) 等用 K 模式模拟了大气边界层的日变化现象, Buajitti 和 Blackadar^[4] (1957), Paegle 和 Rash^[5] (1973) 以及李兴生等人^[6] (1980), 用 K 模式研究了夜间边界层的低空急流和逆温层形成的机制,并探讨了这些现象和其他因素的依赖关系。虽然 K 模式能真实地模拟出边界层中观察到的一些特性,但是 K 值的确定方法有较大的任意性,因而模拟出的各种湍流通量不太精确。

近十年来,一些学者利用湍流高阶矩模式进一步探讨了边界层的湍流结构,如 Yamada 等人^[7] (1975) 的简化了的二阶矩模式, Wyngaard^[8] (1975) 的二阶矩模式以及 André 等人^[9] (1978) 的三阶矩模式,均能较精确地模拟出平均量和二阶矩量;但是, Wyngaard 的模式没有计入辐射作用,因此模拟稳定边界层的发展过程有明显的不足之处。André 等人的模式虽然阶数较高,但对三阶矩的模拟还有待进一步的研究。本文将建立一个二阶矩模式,以此来模拟 Wangara 的实测资料,并讨论夜间边界层发展过程中的一种突变现象。

二、模 式

考虑到风、温、湿等诸气象要素的平均值在水平方向是均匀分布的,则平均风速

$$\bar{u}_i = (\bar{u}, \bar{v}, 0),$$

平均位温 $\bar{\theta}$, 平均比湿 $\bar{q}$ 的控制方程组为:

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = f(\bar{v} - v_g) - \frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial z} \quad (1)$$

1984年10月17日收到, 1985年1月3日收到修改稿。

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} = -f(\bar{u} - u_g) - \frac{\partial v'w'}{\partial z} \quad (2)$$

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} = -\frac{\partial \overline{w'\theta'}}{\partial z} - \frac{1}{C_p \rho_0} \left(\frac{\partial \bar{F}^\dagger}{\partial z} - \frac{\partial \bar{F}^\downarrow}{\partial z} \right) \quad (3)$$

$$\frac{\partial \bar{q}}{\partial t} = -\frac{\partial \overline{w'q'}}{\partial z} \quad (4)$$

其中 f 是柯氏参数, u_g, v_g 分别是向东和向北的地转风分量; $\bar{F}^\dagger, \bar{F}^\downarrow$ 分别为高度 z 处向上和向下的平均辐射能量通量密度。本文中, 对 $\bar{F}^\downarrow$ 和 $\bar{F}^\dagger$ 的计算采用类似于 Garret 等人^[10]的方法:

$$\begin{aligned} \bar{F}^\downarrow(z) = & \int_0^{u_{top}-u'(z)} \sigma \bar{T}^4 \frac{d\varepsilon_d(u')}{du'} du' \\ & + \bar{F}_{top}^\downarrow \frac{\varepsilon_d(u_\infty - u) - \varepsilon_d(u_{top} - u)}{\varepsilon_d(u_\infty - u_{top})} \end{aligned} \quad (5)$$

$$\bar{F}^\dagger(z) = \int_0^{u(z)} \sigma \bar{T}^4 \frac{d\varepsilon_u(u')}{du'} du' + [1 - \varepsilon_u(u)] \cdot [\varepsilon_u \sigma \bar{T}_g^4 + (1 - \varepsilon_g) \bar{F}^\dagger(0)] \quad (6)$$

这里出现的符号具有通常的物理意义, 带下标“top”的量表示此量在计算高度上限(2公里)处的值, ε_d 和 ε_u 由 Rodgers^[11] 提出的公式给出。

二阶矩的控制方程为:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \overline{u'_i u'_k} + \overline{u'_k u'_j} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \bar{u}_k}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \overline{u'_i u'_j u'_k} = & -\frac{1}{\rho_0} \left(\overline{u'_k \frac{\partial p'}{\partial x_i}} + \overline{u'_i \frac{\partial p'}{\partial x_k}} \right) \\ & + \frac{g}{\bar{\theta}} (\overline{u'_k \theta'} \delta_{3i} + \overline{u'_i \theta'} \delta_{3k}) - \frac{2}{3} \varepsilon_d \delta_{ik} - 2\omega \varepsilon_{ijl} n_l \overline{u'_i u'_k} \\ & - 2\omega \varepsilon_{klm} n_l \overline{u'_m u'_i} \end{aligned} \quad (7)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \bar{\theta'^2} + 2 \bar{\theta' u'_j} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \overline{u'_j \theta'^2} = -2\varepsilon_\theta - \frac{2 \bar{\theta' c'_R}}{C_p \rho_0} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \overline{\theta' u'_i} + \bar{\theta' u'_j} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \overline{\theta' u'_i u'_j} \\ = -\frac{\bar{\theta'}}{\rho_0} \frac{\partial p'}{\partial x_i} + \frac{g}{\bar{\theta}} \bar{\theta'^2} \delta_{3i} - 2\omega \varepsilon_{ijk} n_k \overline{u'_j \theta'} \end{aligned} \quad (9)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \overline{q' \theta'} + \overline{q' u'_j} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_j} + \overline{u'_j u'_i} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_j} = -\varepsilon_{q\theta} \quad (10)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \overline{q'^2} + 2 \overline{q' u'_j} \frac{\partial \bar{q}}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \overline{q'^2 u'_j} = -2\varepsilon_q \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \overline{q' u'_i} + \overline{q' u'_j} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \bar{q}}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \overline{u'_i u'_j q'} \\ = -\frac{\bar{q'}}{\rho_0} \frac{\partial p'}{\partial x_i} + \frac{g}{\bar{\theta}} \overline{\theta' q'} \delta_{3i} - 2\omega \varepsilon_{ijk} n_k \overline{u'_j q'} \end{aligned} \quad (12)$$

其中带一撇的量表示相应量的脉动值, 有重复下标的乘积项表示求和, 下标 i, j, k, l 及 m 都可取值 1, 2, 3。

在方程(7)–(12)中我们假设了湍流耗散是各向同性的,并且略去了分子扩散通量。由量纲分析,我们把各种分子耗散作如下参数化处理:

$$\bar{\varepsilon}_e = c_1(l)\bar{\varepsilon}^{\frac{1}{2}}/l, \quad (13)$$

$$\left. \begin{aligned} \bar{\varepsilon}_\theta &= c_2\bar{\varepsilon}_e\bar{\varepsilon}^{-1}\bar{\theta}^{\frac{1}{2}} \\ \bar{\varepsilon}_q &= c_q\bar{\varepsilon}_e\bar{\varepsilon}^{-1}\bar{q}^{\frac{1}{2}} \\ \bar{\varepsilon}_{q\theta} &= c_{q\theta}\bar{\varepsilon}_e\bar{\varepsilon}^{-1}\bar{q}^{\frac{1}{2}}\bar{\theta}^{\frac{1}{2}} \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

这里 $\bar{\varepsilon}$ 是平均脉动动能, $c_2 = 0.8$ 由稳定条件下的相似律定出,它与 Wyngaard^[8] 所用的值 0.7 接近; $c_q = c_{q\theta} = 4.85$; $c_1(l)$ 和 l 采用类似 André 等人^[9] 所提出的公式给出:

$$l = \text{Min}(l_B, l_D) \quad (15a)$$

这里 l_B 是中性和不稳定层结下的特征长度,

$$\left. \begin{aligned} l_B &= kx/(1 + kx/l_0), \quad k = 0.35, \\ l_0 &= 0.1 \int_0^\infty \bar{\varepsilon}^{\frac{1}{2}} z dz / \int_0^\infty \bar{\varepsilon}^{\frac{1}{2}} dz \end{aligned} \right\} \quad (15b)$$

其中

而 l_D 是稳定层结允许的最大含能涡特征长度,

$$l_D = 0.75\bar{\varepsilon}^{\frac{1}{2}} \left(\frac{g}{\bar{\theta}} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \right)^{-\frac{1}{2}}. \quad (15c)$$

$c_1(l)$ 由以下公式给出:

$$c_1(l) = 0.02 + 0.12l/l_B \quad (15d)$$

上式中二系数之和 0.14 是根据中性条件下的相似律定出的。

对方程(7), (9) 和 (12) 中出现的压力作用项, 我们用类似 Launder^[12,13] 提出的方法对它们进行参数化:

$$\begin{aligned} -\frac{1}{\rho_0} \left(\overline{u'_i \frac{\partial p'}{\partial x_i}} + \overline{u'_i \frac{\partial p'}{\partial x_k}} \right) &= -c_3\bar{\varepsilon}_e\bar{\varepsilon}^{-1} \left(\overline{u'_i u'_k} - \frac{2}{3} \delta_{ik} \bar{\varepsilon} \right) \\ &\quad - c_4 \left(p_{ik} - \frac{2}{3} \delta_{ik} p \right), \end{aligned} \quad (16)$$

$$-\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p'}{\partial x_i} \bar{\theta}' = -c_5\bar{\varepsilon}_e\bar{\varepsilon}^{-1} \overline{\theta' u'_i} - c_6 p_{i\theta}, \quad (17)$$

$$-\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p'}{\partial x_i} \bar{q}' = -c_7\bar{\varepsilon}_e\bar{\varepsilon}^{-1} \overline{q' u'_i} - c_8 p_{iq}, \quad (18)$$

其中 p_{ik} 和 p 分别是雷诺应力和脉动动能的产生率, 对于水平均匀场有:

$$p_{ik} = \frac{g}{\bar{\theta}} \left(\overline{u'_i \theta' \delta_{ik}} + \overline{u'_k \theta' \delta_{ik}} \right) - \left(\overline{u'_i u'_3} \frac{\partial \bar{u}_k}{\partial x_3} + \overline{u'_k u'_3} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_3} \right),$$

$$p = \frac{g}{\bar{\theta}} \overline{w' \theta'} - \overline{u' w'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} - \overline{v' w'} \frac{\partial \bar{v}}{\partial x};$$

而

$$p_{i\theta} = \frac{g}{\bar{\theta}} \overline{\theta'^2 \delta_{ii}} - \overline{\theta' u'_i} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i}, \quad p_{iq} = \frac{g}{\bar{\theta}} \overline{\theta' q' \delta_{ii}} - \overline{q' u'_i} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i}$$

分别是热通量和比湿通量产生率中的一部分。(16)–(18)式中,

$$c_3 = 5.5, \quad c_4 = 0, \quad c_5 = 4.85$$

是根据相似律近似定出的, c_6 取 Launder^[22,13] 建议的值 0.5; $c_7 = 4.85$; $c_8 = 0.5$.

本模式中略去了 (7)–(9) 和 (11), (12) 中出现的三阶矩作用项. Wyngaard 和 Coté^[14] 的实测结果表明, 在静力稳定的近地层中它们与二阶矩的产生率相比是很小的.

方程 (8) 中 $\left(-\frac{2\theta'c_R'}{c_p\rho_0}\right)$ 表示辐射传输对 $\bar{\theta'^2}$ 的影响, 近似地取:

$$-2\theta'c_R'/c_p\rho_0 = -\beta_\theta\bar{\theta'^2} - \beta_q q'\bar{\theta'} \quad (19a)$$

此式是由 Twensend^[25] (1958) 导出的. 其中参数

$$\beta_\theta = 0.1\bar{q} \quad (19b)$$

在本模式中, 象 Broste 和 Wyngaard^[16] 那样, 我们略去二阶矩方程中的柯氏力作用项. 这是因为柯氏力作用项与二阶矩的产生率相比是很小的. 例如在 $\overline{u'w'}$ 方程中, 柯氏力作用项与 $\overline{u'w'}$ 产生率之比的量级为 $|f|l/u_*$, 在稳定边界层中, $l \sim 10$ 米, $u_* \sim 0.1$ 米 秒^{-1} , $f \sim 10^{-4}$ 秒 $^{-1}$ (中纬度地区), 由此有 $|f|l/u_* \simeq 5 \times 10^{-3}$.

三、差分格式和边界、初始条件

1. 差分格式

方程 (1)–(4) 和参数化后的方程 (7)–(12) 一般可写成

$$\frac{\partial A_i}{\partial t} = -c'_i \bar{\varepsilon}^{-1} \varepsilon_i A_i + F(A_1, A_2, \dots, A_{i-1}, A_{i+1}, \dots, A_{19}, z) \quad (20)$$

其中 $A_i (i = 1, 2, \dots, 19)$ 可代表任一—阶量或二阶矩量, 常数 $c'_i \geq 0$. 对 (20) 式我们取如下的时间差分近似:

$$A_i^{(n+1)} - A_i^{(n)} = -c'_i \Delta t (\bar{\varepsilon}^{-1} \varepsilon_i)^{(n)} A_i^{(n+1)} + \Delta t F(A_1^{(n)}, A_2^{(n)}, \dots, A_{i-1}^{(n)}, A_{i+1}^{(n)}, \dots, A_{19}^{(n)}, z) \quad (21)$$

这里 Δt 是时间步长, 本模式中取 $\Delta t = 2$ 秒.

方程 (20) 式对高度进行对数加线性变换 $z \rightarrow \zeta$:

$$\zeta = 0.0369z + 0.667 \ln(z/0.01 + 1), \quad (22)$$

式中 z 的单位为米. 由 (22) 式有 $\frac{\partial A_i}{\partial z} = (\partial A_i / \partial \zeta) \cdot d\zeta/dz$, 在 ζ 坐标中取等距差分, 并用交错网格对一阶(在奇数网格点上)和二阶矩量(在偶数网格点上)进行计算. 奇数网格取 40 层, 相当计算高度 2 公里.

2. 边界条件

a. 下边界条件:

$$z = z_0: \bar{u} = \bar{v} = 0, \bar{q} = \bar{q}(z), \bar{\theta} = \bar{T}_s(z).$$

地面温度 $\bar{T}_g(t)$ 由热平衡方程

$$\varepsilon_g \bar{F}^{\downarrow}(0) - c_p \rho_0 \overline{w'\theta'_0} - \varepsilon_g \sigma \bar{T}_g^4 + G_0 - L \rho_0 \overline{w'q'} = 0 \quad (23)$$

解得。本文中由于 $L \rho_0 \overline{w'q'}$ 比 $c_p \rho_0 \overline{w'\theta'_0}$ 小 10 倍左右, 可以略去, G_0 是土壤向上传导的热通量, $G_0 = \lambda_s (\partial T_s / \partial \eta)_{\eta=0}$, 其中 λ_s 是土壤的热传导系数, 取 $\lambda_s = 9.2 \times 10^4$ 尔格秒⁻¹厘米⁻¹度⁻¹。土壤温度 T_s 由热扩散方程

$$\partial T_s / \partial t = a_s (\partial^2 T_s / \partial \eta^2) \quad (24)$$

预报。其中 a_s 是土壤的热扩散系数, 取 $a_s = 0.0055$ 厘米²秒⁻¹。假定 $\eta = 1$ 米处的土壤温度不变, 作变换 $\eta' = \sqrt{\eta}$, 把 η' 分成 10 层, 用显式差分格式求出 T_s 的近似值。

$z = z_2$ 处的二阶矩由方程 (7)–(12) 算出。 $z = z_2$ 处一阶量的空间偏导数是根据对数律由 $z = z_0$ 和 $z = z_3$ 处的一阶矩量给出的, 即当 $z = z_2$ 时有:

$$\frac{\partial}{\partial z} \begin{bmatrix} \bar{u} \\ \bar{v} \\ \bar{\theta} \\ \bar{q} \end{bmatrix} = \frac{1}{K z_2} \begin{bmatrix} u_* \cos \alpha \\ u_* \sin \alpha \\ \theta_* \\ q_* \end{bmatrix} = \frac{1}{z_2 \ln(z_3/z_0)} \begin{bmatrix} \bar{u}(z_3) \\ \bar{v}(z_3) \\ \bar{\theta}(z_3) - \bar{\theta}(z_0) \\ \bar{q}(z_3) - \bar{q}(z_0) \end{bmatrix}, \quad (25)$$

其中 α 是地面风与 x 轴之间的交角。

b. 上边界条件:

二阶矩以及垂直通量梯度为零, 一阶量由没有湍流作用项的控制方程解出。

3. 初始条件

初始风、温、湿由实测资料给出。在近地层用实测资料根据相似律公式求出 u_* , θ_* 以及 Monin-Obukhov 长度 L , 继而求出与速度和温度有关的二阶矩量, 令这些量的绝对值从地面到 500 米高度处线性下降, 而在 500 米—2000 米之间各保持为一小的常值。初始的 $\overline{w'q'}$, $\overline{q'\theta'}$ 及 $\overline{q'^2}$ 均为零。

上面所说的相似律公式是:

$$\overline{u'w'} = -u_*^2, \quad \overline{v'w'} = \overline{u'v'} = 0; \quad \overline{w'\theta'_0} = Q_0;$$

$$\overline{\theta'^2} (u_*^2 / Q_0^2) = \begin{cases} 4(1 - 8.3\xi)^{-2/3}, & \xi < 0 \\ 4, & \xi > 0 \end{cases}$$

$$\overline{v'\theta'} = 0; \quad \overline{u'\theta'} / Q_0 = \begin{cases} -3.7(1 - 15\xi)^{-1/2}(1 - 9\xi)^{-1/2}, & \xi < 0 \\ -3, & \xi > 0 \end{cases}$$

$$\overline{u'^2} = \begin{cases} 4u_*^2 + 0.3w_*^2, & Q_0 > 0, \\ 4u_*^2, & Q_0 < 0, \end{cases}$$

$$\overline{v'^2} = \begin{cases} 1.75u_*^2 + 0.3w_*^2, & Q_0 > 0, \\ 1.75u_*^2, & Q_0 < 0, \end{cases}$$

$$\overline{w'^2} = \begin{cases} [1.75 + 2(-\xi)^{1/2}]u_*^2, & \xi < 0 \\ 1.75u_*^2, & \xi > 0. \end{cases}$$

$$\xi = z/L$$

四、结果分析

文中的模拟结果与 Wangara 地区的实测资料进行了对比, 模拟时段是 Wangara 资料^[17]中的第 33 天 18 点至第 34 天 06 点, 地转风由实测资料求出。

1. 一阶量

模拟及观测得到的风速 $V_H = (\bar{u}^2 + \bar{v}^2)^{1/2}$ 如图 1 所示。从图 1 可见, 模拟的和实测

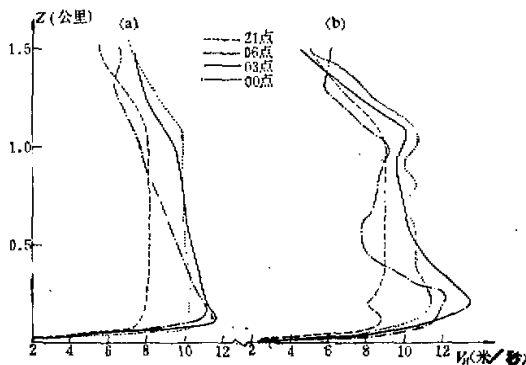


图 1 模拟(左)与实测(右)得到的风速分布

的结果较一致, 在午夜后出现了低空急流, 且在 03 点时急流达到最大值; 但是, 模拟出的结果较实测的结果略偏小, 其原因是模式没考虑平流作用或是地转风估计算得偏小。

模拟的和实测的温度分布如图 2 所示。由图可见, 两者发展趋势基本一致, 但模拟出的逆温层厚度比实测的要低一些, 且逆温强度比实测的大。导致这种差异的原因可能是逆温层顶附近模拟出的水汽比实测的小, 因而造成计算出的辐射冷却率偏小; 另外本模式没考虑平流作用。

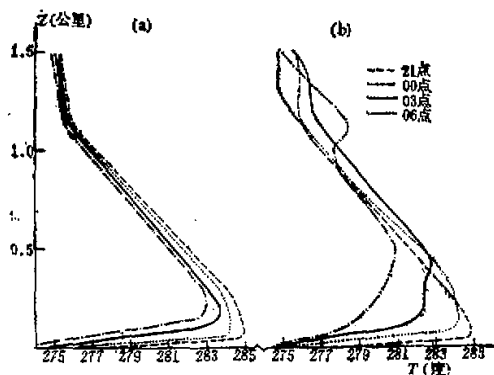


图 2 模拟(左)及实测(右)的温度分布

本计算对逆温厚度、风极大值发生的高度以及逆温强度与地转风的关系作了一些讨论。结果表明, 在初始条件为中性平衡且其他外界条件不变时, 若地转风速由 5 米秒⁻¹变成 10 米秒⁻¹, 则逆温层厚度和风极大值发生的高度都增加了约 2 倍。李兴生等人^[6]在强迫地面冷却率的条件下, 也得到了类似的结果。地转风速的大小变化意味着日平均风速的变化, 因此, 若要较好地模拟出夜间边界层的发展过程, 就必须较准确地模拟出风速

及它的变化过程。

2. 二阶矩量

由模拟得到的平均脉动动能 $\bar{\epsilon}$ 的廓线如图 3 所示。因风场与温度场的相互作用, $\bar{\epsilon}$

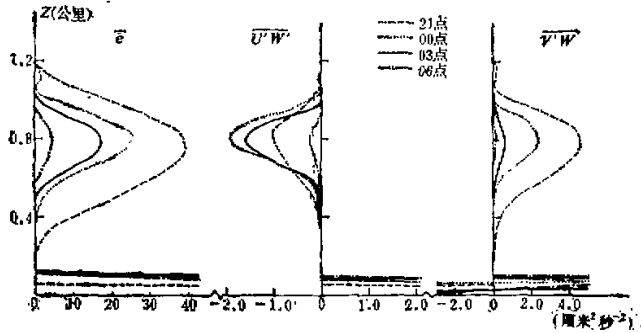


图 3 模拟得到的 $\bar{\epsilon}$, $\overline{u'w'}$, $\overline{v'w'}$ 的分布廓线

在风切变强度非常大的近地层很大,而在逆温层顶附近风切变强度较小的区域内 $\bar{\epsilon}$ 几乎为零,在更高的地方 $\bar{\epsilon}$ 有所增加,然后再次减小。

另外,图 3 还给出了 $\overline{u'w'}$ 和 $\overline{v'w'}$ 的分布廓线,对比图 3 的廓线可看出 $|\overline{u'w'}|$ 有类似于 $\bar{\epsilon}$ 的分布形式。比较图 1, 图 2a 以及图 3 可看出, 0 点之后低空急流发生在雷诺应力很小的逆温层顶附近,计算结果表明雷诺应力在此区域内相对柯氏力而言可略去不计,因此急流发生的机制与 Blackadar^[18] 指出的自由惯性振荡较类似。

3. 突变现象

本文还模拟了夜间边界层中的一种突变现象。当这种现象发生后,逆温层中、下部的

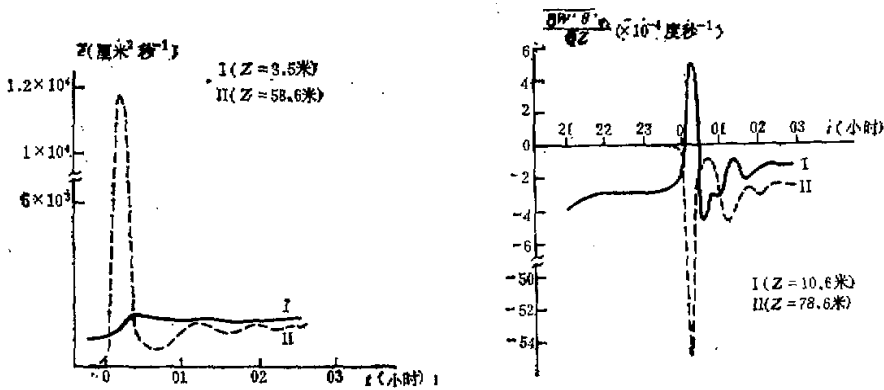


图 4 $\bar{\epsilon}$ 和 $-\frac{\partial w'\theta'}{\partial x}$ 随时间的变化曲线

湍流强度有大的起伏, 风和温度相对于其他时刻来说变化较快。

图 4 绘出了脉动动能 $\bar{\varepsilon}$ 和湍流加热率 $-\frac{\partial \overline{w'\theta'}}{\partial z}$ 随时间的变化曲线。由图可见, $\bar{\varepsilon}$ 和 $-\frac{\partial \overline{w'\theta'}}{\partial z}$ 可在很短的时间内有大幅度的变化, 且它们随时间有准周期的减幅变化。计算结果表明, 其他二阶矩也有类似的变化。另外可见突变现象是由上向下传播的。突变的发生是风场与温度场相互作用的结果, 而准周期性变化则可能是湍流场自身调整的结果。改变计算的时间步长(缩小 20 倍)后结果没有发生明显改变, 这表明模拟出的突变现象并非是计算过程的不稳定性引起的。

平均气温在突变前后时段内的空间分布如图 5 所示。由图可见, 突变发生后, 低层有

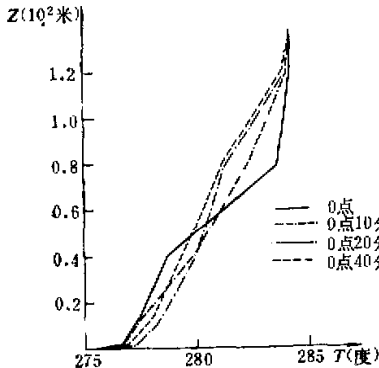


图 5 突变前后时段内平均气温 $\bar{T}$ 的分布

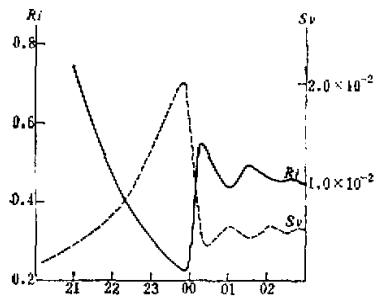


图 6 R_i 和 S_v 随时间变化曲线

较大的升温, 而在先发生突变的层次中 ($z = 78.6$ 米处) 气温却明显降低, 这与图 4 所示的结果一致。这里, 模拟出的气温变化幅度及速率与周明煜等^[19]在稳定条件下观测到的具有相同的量级, 且气温变化的趋势也与他们观测到的类似。

首先发生突变的层次中, 里查孙数

$$R_i = \left(\frac{g}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial z} \right) / \left[\left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right)^2 \right]$$

和风切变强度 $S_v = (\partial \bar{u} / \partial z)^2 + (\partial \bar{v} / \partial z)^2$ 随时间变化的曲线如图 6 所示。由图可见, 突变发生后, 由于湍流混合作用, 风切变强度迅速减小, 而 R_i 却迅速增大, 以后两者都准周期地衰减到稳定值。计算结果表明, 突变首先发生的高度处其含能涡尺度为 $l \approx 15$ 米, 在突变发生之前约 3 小时最小脉动动能约为 10^{-5} 厘米² 秒⁻²。由此, 我们令 $l = 15$ 米, 初始 $\bar{\varepsilon} = 10^{-5}$ 厘米² 秒⁻², $\overline{w'^2} = \frac{2}{3} \bar{\varepsilon}$; 其他二阶矩为零, 改变

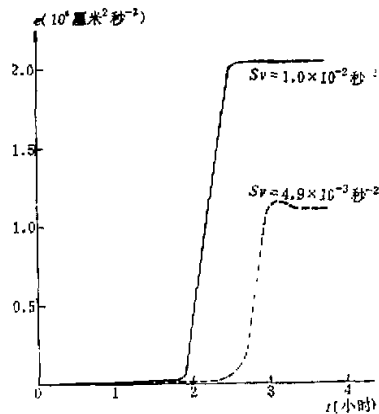


图 7 $\bar{\varepsilon}$ 在不同 S_v 下随时间变化的曲线

风切变强度 S_e 和里查孙数 R_i , 用方程 (7)–(12) 来计算 $\bar{\varepsilon}$ 等二阶矩的发展过程, 图 7 绘出了在 $R_i = 0.3$ 时, $\bar{\varepsilon}$ 在不同 S_e 下随时间变化的曲线。由图可见, 当 $S_e = 1.0 \times 10^{-1}$ 秒 $^{-2}$ 时, $\bar{\varepsilon}$ 的平衡值与图 4 中 $\bar{\varepsilon}$ 的最大值同量级, 从图 6 可见, 那时的 $S_e = 2.1 \times 10^{-1}$ 秒 $^{-2}$; 因此突变时 $\bar{\varepsilon}$ 所达到的最大值是可能的。同时从图 7 可看出, $\bar{\varepsilon}$ 在达到平衡值之前一段时间内变化很快, 因此前面所模拟出的突变现象也是可能的。

由图 7 可见, $\bar{\varepsilon}$ 由很小的值增长到平衡值所需的时间约 2 小时, 相对于发展了的湍流特征时间 ($\tau \sim l/\sqrt{\bar{\varepsilon}} \sim 10^3$ 秒) 来说是很长的, 这一点可能模拟得不准, 显然这是模式本身的问题, 因为模式是为描述大雷诺数运动而建立的。

计算结果还表明, 当 $R_i = 0.5$ 时, $\bar{\varepsilon}$ 始终在 10^{-6} 厘米 2 秒 $^{-1}$ 量级附近变动, 这相当于湍流不存在。模拟得出的临界里查孙数 R_{ic} 在 0.5 左右, 而理论上求出的某些流动类型的 R_{ic} 为 0.25。Bush^[6] 指出, 在一般情况下, 低层大气中的 R_{ic} 在 0.25–0.5 的范围内。

五、结 论

本文建立了一个描写稳定边界层的二阶矩模式, 并利用它作了实例模拟。结果表明, 模式模拟的结果与实测风、温的主要变化特征较吻合。通过分析发现, 要较好地模拟出边界层的发展过程就必须较准确地模拟出风速。

文中模拟了一种突变现象, 突变发生时二阶矩量在很短的时间内发生很大幅度的变化, 在这以后这些量发生准周期性的减幅变化, 最后达到一稳定值; 突变发生后逆温层中、上部有一层冷却很快, 而在逆温层底附近气温却上升。计算表明, 突变是在里查孙数由大值变到小于某一临界值之后发生的。在实际的稳定边界层中, 若局部区域中的 R_i 由一大的值变到小于 R_{ic} 时会导致湍流爆发, 它可能激发重力内波, 重力内波弥散后, 它反过来又可能导致某些稳定的层次变得不稳定。

本模式没有考虑三阶矩对二阶矩量的湍流扩散作用, 因此模拟突变现象时, 各种量的变化幅度有可能被高估。

致谢: 本文初稿承蒙周明煜同志审阅, 并提出宝贵意见, 作者深表感谢。

参 考 文 献

- [1] Estoque, M., 1963, *J. Geophys. Res.*, **68**, 1103–1113.
- [2] Sasamori, T., 1970, *J. Atmos. Sci.*, **46**, 137–154.
- [3] Clarke, R. H., 1974, *Izv. Akad. Nauk SSSR, Fiz. Atmos. Okeana*, **10**, 600–612.
- [4] Buajitti, K. and Blackadar A. K., 1957, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **83**, 486–500.
- [5] Paegle, J. and Rash G. E., 1973, *Mon. Wea. Rev.*, **101**, 746–756.
- [6] 李兴生等, 1980, *大气科学*, **6**, 135–147.
- [7] Yamada, T. et al., 1975, *J. Atmos. Sci.*, **32**, 347–358.
- [8] Wyngaard, J. C., 1975, *Boundary-Layer meteor.*, **9**, 441–460.
- [9] Andre, J. C. et al., 1978, *J. Atmos. Sci.*, **35**, 1861–1883.
- [10] Garret, J. R. and Brost R. A., 1981, *J. Atmos. Sci.*, **38**, 2730–2746.
- [11] Rodgers, C. D., 1967, *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, **93**, 43–54.
- [12] Launder, B. E., 1975, *J. Fluid Mech.*, **67**, 569–581.

- [13] Launder, B. E., 1975, *J. Fluid Mech.*, **68**, 537—566.
- [14] Wyngaard, J. C. and Coté O. R., 1971, *J. Atmos. Sci.*, **28**, 190—201.
- [15] Twensend, A. A., 1958, *J. Fluid Mech.*, **4**, 361—375.
- [16] Brost, R. A. and Wyngaard J. C., 1978, *J. Atmos. Sci.*, **35**, 1427—1440.
- [17] Clarke, R. H. et al., 1971, *The Wangara Experiment: Boundary Layer Data*, Printed by CSIRO, Melbourne.
- [18] Blackadar, A. K., 1957, *Bull. Amer. Met. Soc.*, **38**, 1283—1290.
- [19] 周明煜、张翼, 1982, 科学通报, 第3期, 156—159.
- [20] Bush, N. E., 1972, *Workshop on Micrometeorology*. Edited by Duane A. Haugen, Published by the Amer. Met. Soc.

A NUMERICAL SIMULATION OF THE NOCTURNAL BOUNDARY LAYER WITH SECOND-ORDER MODEL

Li Xingsheng Yang Shuowen

(*Institute of Atmospheric Physics, Academia Sinica*)

Abstract

In this paper, a second-order model is proposed for the study of the evolution of the nocturnal boundary layer (NBL) and tested against the atmospheric boundary layer data from Wangara. The computed results show that the model can simulate some important characters observed in the nocturnal boundary layer, and that there is a kind of sudden change occurring in the NBL.