第 42 卷 第 3 期　　气 象 学 报　　Vol. 42, No. 3
1984 年 8 月　　ACTA METEOROLOGICA SINICA　　Aug., 1984

大气边界层的数值模式*

吴辉碇　张兴旺

（北京大学地球物理系）

屠伟铭　朱宗申

（北京气象中心）

提　　要

从大气边界层温湿特征的模拟，讨论模式的设计和处理。模式计算所得位温，混合比垂直廓线和混合层厚度等随时间变化基本反映实际大气边界层的一些特点。并从地气之间热量收支、土壤热传导方程出发计算地面温度日变化。利用 Clarke 的 Wangara 资料计算了 24 小时内它们的变化，并与观测值进行比较。本文还对温湿预报方程的数值解的稳定性进行了讨论。

一、引　　言

大气边界层内各种物理特性的分析和模拟对进一步探讨它对整个大气运动的作用是非常有益的，尤其对了解一些中小尺度系统的维持、发展和消亡起着重要作用。我们曾对大气边界层动力特性作过一些初步分析。并且利用所建立的诊断模式对暴雨系统的边界层动力特性进行了初步分析，清楚地显示出动力场的一些细致结构。并与数值天气预报模式，海浪模式连结，预报海上风场，计算海浪分布[1-3]。

边界层内空气运动以及各种物理特性远比自由大气里复杂，必须考虑湍流运动特性。各种物理属性的空间和时间变化的尺度是很小的，因而对它们的分析和模拟比自由大气来说困难得多。而且上和自由大气、下和下垫面密切相关。

由于测风资料精度低，而且为了计算方便，用动力平衡方程代替水平运动方程。模式风场由受外参数控制的 Ekman 解决定。热力学方程和水汽方程只考虑热量，水汽湍流垂直输送的辐合。除地表外，边界层内不考虑辐射热通量的辐合和水汽相变。地表层单独处理看作受外参数控制的常通量层，作为模式的下边界。

本文进一步从大气边界层温湿特征的模拟讨论模式的设计和处理。试验中假定模式上界外参数不变，下垫面气温和湿度随时间具有周期性日变化。由位温和混合比的不同初始分布，计算 24 小时内温度、湿度和风场的三维分布和随时间变化，以及混合层厚度的日变化。并且从地气之间热量收支，土壤热传导方程出发，计算地面位温。为了对模式进

* 本文于 1982 年 12 月 11 日收到，1983 年 6 月 24 日收到修改稿。

一步作初步的检验，采用 Clarke 的 Wangara 资料，计算了 24 小时温湿垂直廓线，地面位温和混合层厚度等随时间的变化，并与观测结果进行比较。本文还对温度、湿度预报方程的数值解的稳定性进行了讨论。

二、控制方程组

在整个边界层内假定柯氏力、气压梯度力和湍流摩擦力平衡。接近地面薄层里假定湍流动量通量和地面应力平衡。即用两个动力平衡方程代替水平运动方程。

为了合并地形作用，垂直方向采用下列无因次坐标：

$$\zeta=[Z-E(x,y)]/H \tag{1}$$

式中 Z 是由海平面开始计算的垂直坐标；$E(x,y)$ 是地形海拔高度，H 是模式上界和地面之间距离。如取边界层局地平均厚度作为模式上界，则 $Z=E$ 相当于 $\zeta=0$，$Z=H+E$ 相当于 $\zeta=1$。本文采用 $H=$常数（取为 2000 米）。采用 ζ 坐标便于进一步考虑边界层厚度变化的模式。湍流效应采用 K 理论，简化后边界层方程组可写为：

$$fv-\frac{m}{\rho}\left(\frac{\partial P}{\partial x}+\rho g\frac{\partial E}{\partial x}\right)+\frac{1}{H^2}\frac{\partial}{\partial\zeta}\left(K_m\frac{\partial u}{\partial\zeta}\right)=0 \tag{2}$$

$$-fu-\frac{m}{\rho}\left(\frac{\partial P}{\partial y}+\rho g\frac{\partial E}{\partial y}\right)+\frac{1}{H^2}\frac{\partial}{\partial\zeta}\left(K_m\frac{\partial v}{\partial\zeta}\right)=0 \tag{3}$$

$$\frac{d\theta}{dt}=\frac{1}{H^2}\frac{\partial}{\partial\zeta}\left(K_\theta\frac{\partial\theta}{\partial\zeta}\right)+\frac{\theta}{T}\frac{Q}{C_P} \tag{4}$$

$$\frac{dq}{dt}=\frac{1}{H^2}\frac{\partial}{\partial\zeta}\left(K_q\frac{\partial q}{\partial\zeta}\right)-C \tag{5}$$

$$\frac{\partial\pi}{\partial\zeta}=-\frac{gH}{C_P\theta} \tag{6}$$

$$\nabla_\zeta\cdot\vec{V}+\frac{\partial\dot{\zeta}}{\partial\zeta}=0 \tag{7}$$

式中

$$\frac{d}{dt}=\frac{\partial}{\partial t}+m\vec{V}\cdot\nabla_\zeta+\dot{\zeta}\frac{\partial}{\partial\zeta}\cdot$$

$$\pi=\left(\frac{P}{P_0}\right)^{R/C_P}$$

θ，q 分别是位温和混合比。Q 和 C 分别是单位质量非绝热加热率和相变引起的湿度变化。模式进一步假定边界层内忽略它们的作用，仅在地表热量平衡方程中考虑蒸发和辐射热量收支的作用。∇_ζ 是 ζ 面的算子，$\dot{\zeta}=\frac{d\zeta}{dt}$，它和垂直速度的关系可表示为：

$$W=\vec{V}\cdot\nabla_\zeta E+\dot{\zeta}H \tag{8}$$

上述 K_m，K_θ 和 K_q 分别是动量，热量和水汽的湍流交换系数。假定 $K_\theta=K_q$，它们随高度变化采用O′Brien(1970)[4]的形式，和地表层顶湍流交换系数的垂直导数有关。

$$K_\theta(\zeta)=K_\theta(H)+\left(\frac{1-\zeta}{1-\zeta_h}\right)^2\left\{K_\theta(\zeta_h)-K_\theta(H)+(\zeta-\zeta_h)\left[\left(\frac{\partial K_\theta}{\partial Z}\right)_h H+2\frac{K_\theta(h)-K_\theta(H)}{1-\zeta_h}\right]\right\} \tag{9}$$

式中 h 和 H 分别表示地表层和整个大气边界层上界。 边界层上界 $K_\theta(H)$ 取 0.0135 米^2/秒，地表层上界的值和温度层结有关。

上述式中 m 为地图投影因子，其它符号为一般常用的。

三、方程组的解

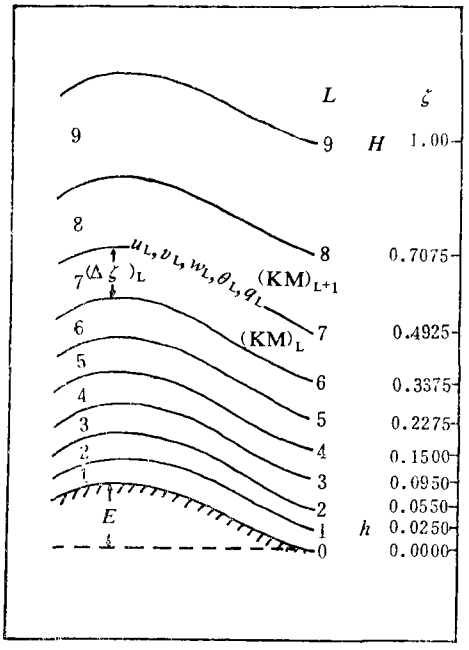

图 1 模式的垂直分层

大气边界层接近地面很薄的一层单独分开考虑，其顶作为模式积分下边界，由此层向上非等距分成若干层。如图 1 所示共 9 层，图中 h 表示地表层顶，即模式下边界。H 表示模式上界。

垂直方向边条件

当 $\zeta=\zeta_H=1$

$$\vec{V}\to\vec{V}_g$$

$$\theta=\theta_H \qquad (10)$$

$$q=q_H$$

当 $\zeta=\zeta_h$

$$\vec{V}=\vec{V}_h$$

$$\theta=\theta_h \qquad (11)$$

$$q=q_h$$

$\vec{V}_g$，θ_H 和 q_H 由数值天气预报模式提供，作诊断分析时，由 700 mb 和 850 mb 实测分析值内插得到。而 $\vec{V}_h$，θ_h 和 q_h 由地表层处理后提供。

1. h-H 层的风场

将 $\zeta=\zeta_h$ 到 $\zeta=1$ 称为 h-H 层。热力学方程和水汽方程在此层内进行时间积分。假定该层内湍流交换系数 K_m 等于地表层上层的值，热成风随高度不变。由边界条件(10)、(11)的第 1 式得到方程(2)，(3)的 Ekman 解，表示平衡状态下边界层内风速分布。当与数值天气预报模式耦合时，受大模式所提供外参数影响，并且也受边界层内温度层结变化的影响(详见[1])。

2. 数值积分

方程(4)和(5)的时间导数采用前差，平流项和扩散项分别采用不同的差分格式。垂直平流和扩散项采用隐式差分，例如

$$\left\{-\zeta\frac{\partial\theta}{\partial\zeta}+\frac{1}{H^2}\frac{\partial}{\partial\zeta}\left(K\frac{\partial\theta}{\partial\zeta}\right)\right\}^n\approx\alpha\left\{-\zeta_L^n\frac{\theta_{L+1}^{n+1}-\theta_{L-1}^{n+1}}{(\Delta\zeta)_{L+1}+(\Delta\zeta)_L}+\right.$$

$$\left.+\frac{2}{H^2[(\Delta\zeta)_{L+1}+(\Delta\zeta)_L]}\left[\frac{K_{L+1}^n(\theta_{L+1}^{n+1}-\theta_L^{n+1})}{(\Delta\zeta)_{L+1}}-\frac{K_L^n(\theta_L^{n+1}-\theta_{L-1}^{n+1})}{(\Delta\zeta)_L}\right]\right\}$$

$$+(1-\alpha)\left\{-\dot{\xi}_L^n\frac{\theta_{L+1}^n-\theta_{L-1}^n}{(\Delta\xi)_{L+1}+(\Delta\xi)_L}+\frac{2}{H^2[(\Delta\xi)_{L+1}+(\Delta\xi)_L]}\right.$$
$$\left.\left[\frac{K_{L+1}^n(\theta_{L+1}^n-\theta_L^n)}{(\Delta\xi)_{L+1}}-\frac{K_L^n(\theta_L^n-\theta_{L-1}^n)}{(\Delta\xi)_L}\right]\right\} \tag{12}$$

采用上述差分方案，如不考虑非绝热项和平流项，方程(4)化为一组代数方程：

$$A_L\theta_{L-1}^{n+1}+B_L\theta_L^{n+1}+C_L\theta_{L+1}^{n+1}=F_L^n \tag{13}$$

式中　$F_L^n=(1-\alpha)\lambda_L a_L\theta_{L-1}^n+[1-(1-\alpha)\lambda_L b_L]\theta_L^n-(1-\alpha)\lambda_L c_L\theta_{L+1}^n$

$$A_L=-\alpha\lambda_L a_L,\ B_L=1+\alpha\lambda_L b_L,\ C_L=\alpha\lambda_L c_L$$

其中

$$a_L=\dot{\xi}_L^n+2\tilde{K}_L^n/H^2$$
$$b_L=2(\tilde{K}_{L+1}^n+\tilde{K}_L^n)/H^2$$
$$c_L=\dot{\xi}_L^n-2\tilde{K}_{L+1}^n/H^2$$
$$\tilde{K}_L^n=K_L^n/(\Delta\xi)_L$$
$$\lambda_L=\Delta t/[(\Delta\xi)_{L+1}+(\Delta\xi)_L]$$

式中(L,n)标志(Z,t)空间点。方程组(13)左边各项系数组成三对角线矩阵，采用追赶法求出各高度的位温分布。对于水汽方程(5)也是同样的。

上述方案中如 $\alpha=\frac{1}{2}$，即是 Crank-Nicholson 方案，对于空间和时间具有二阶精度。Paegle 等(1976)[5]认为 C-N 方案虽是无条件稳定的，除非采用非常短的时间步长，否则不能阻尼非常短的计算波。然而低精度方案 $\alpha>\frac{1}{2}$，也是无条件稳定的，且能有效地阻尼短波。例如图 2 a是模式采用 $\alpha=0.75$，$\Delta t=6$ 分钟的计算结果。所用模式的格点是 $25\times17\times9$，垂直最小格距$(\Delta\zeta)_{\min}=0.03$，模式上界为 2000 米。假定$Z=Z_0$高度的位温 θ_0，24 小时随时间成正弦变化。随Y方向不变，X方向变化在所考虑范围内是半个正弦波，中间高两侧低，即

$$\theta_0(x,t)=288(1+0.01\sin x)(1+0.02\sin t) \tag{14}$$

边界层上界位温不随时间变化，假定为 288 K。初值随高度不变。图中所示不同预报时刻位温垂直廓线是光滑的，表明计算结果是非常稳定的。试验结果表明：$\alpha=\frac{1}{2}$和 $\alpha>\frac{1}{2}$同样也具有很稳定的性质。而 $\alpha=1$ 隐式格式如取较长的时间步长，例如取 $\Delta t=30$ 分钟，到第 24 小时计算的地面应力 τ_0 和 w 场却出现小尺度计算波。如 $\alpha=0$ 的显式格式，是很不稳定的。$\Delta t=6$ 分钟，只计算 5 步就溢出。时间步长缩短到 1 分钟，计算到 3 小时位温和湿度垂直廓线已出现明显的扰动，随之迅速增长。如图 2 b 所示(21,9)格点的位温的垂直廓线，明显表明显式格式即使取很短时间步长，也不能得到稳定预报结果。

水平平流项采用显式迎风差分格式。线性稳定性判据是 $\lambda=\frac{\Delta t}{\Delta x}\leqslant\frac{1}{m|u|_{\max}}$试验中取 $\Delta x=50$ 公里，$\Delta t=6$ 分钟得到稳定预报。但时间步长增大或空间格距缩小到一定程度，会出现不断增长的短波扰动，甚至破坏预报进行。如方程(4)、(5)中增加水平扩散

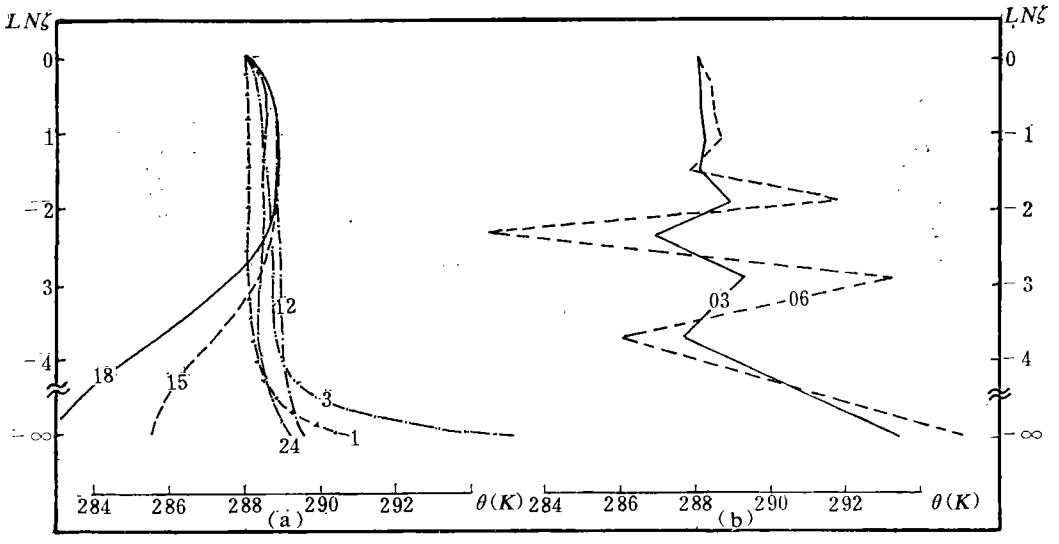

图 2 不同预报时刻位温垂直廓线

取自(21,9)格点的值，横坐标为位温，纵坐标为无因次高度的对数。图中数字表示预报时刻小时数。

(a) $\alpha=0.75$, $\Delta t=6$ 分钟

(b) $\alpha=0$, $\Delta t=1$ 分钟

项，扩散系数由内向边界增大，能增加计算稳定性。例如对于上述同样的时间步长，水平格距缩小为 10 公里，采用 2000 米^2/秒水平扩散系数，同样可以得到稳定的位温和湿度预报。

3．地表层处理

假定地表层为常通量层，考虑温度层结的影响、全风速、位温和混合比的垂直廓线为

$$\frac{\kappa Z}{u_*}\frac{\partial U}{\partial Z}=\Phi_m\left(\frac{Z}{L}\right) \tag{15}$$

$$\frac{\kappa Z}{\theta_*}\frac{\partial \theta}{\partial Z}=\Phi_\theta\left(\frac{Z}{L}\right) \tag{16}$$

$$\frac{\kappa Z}{q_*}\frac{\partial q}{\partial Z}=\Phi_q\left(\frac{Z}{L}\right) \tag{17}$$

式中 U 为全风速，Φ_m、Φ_θ 和 Φ_q 分别是风速、位温和湿度垂直廓线层结订正函数。u_*，θ_* 和 q_* 分别是摩擦速度、温度和湿度尺度，Kaman 常数 $\kappa=0.4$。L 是 Монин-Обухов 稳定度参数，表示为

$$L=-\frac{u_*^2\bar{\theta}}{\kappa g\theta_*} \tag{18}$$

其中 $\bar{\theta}$ 为边界层内平均位温。当 $L>0$ 表示稳定层结；当 $L<0$ 表示不稳定层结，订正函数采用 Businger 等(1971)[6]根据观测资料所给出的经验关系。

上述 u_*，θ_* 和 q_* 分别定义为：

$$u_*=\left(\frac{\tau}{\rho}\right)^{\frac{1}{2}} \tag{19}$$

$$\theta_* = -\frac{H}{\rho C_p u_*} \tag{20}$$

$$q_* = -\frac{J}{\rho u^*} \tag{21}$$

式中 τ, H 和 J 分别表示动量、热量和水汽的湍流垂直输送通量。它们与气象要素的垂直梯度关系可以表示为：

$$\tau = -\rho K_m \frac{\partial u}{\partial Z} \tag{22}$$

$$H = -C_p \rho K_\theta \frac{\partial \theta}{\partial Z} \tag{23}$$

$$J = -\rho K_q \frac{\partial q}{\partial Z} \tag{24}$$

由此得到地表层内动量、热量和水汽湍流交换系数为

$$K_m = \frac{\kappa Z u_*}{\Phi_m\left(\frac{Z}{L}\right)} \tag{25a}$$

$$K_\theta = K_q = \frac{\kappa Z u_*}{\Phi_\theta\left(\frac{Z}{L}\right)} \tag{25b}$$

给定大气边界层外参数，通过与 H-h 层耦合可以得到地表层风速，位温和混合比的分布，以及 $u_*, \theta_*, q_*, K_m, K_\theta$ 和 K_q 等物理参数。并能直接计算地表动量、热量和水汽的湍流垂直输送。由(18)式可以看到 u_*、θ_* 也包含在稳定度参数 L 的公式中。因此，我们首先用迭代方法求出 L 和 u_*，然而再求出风速和位温等。地表层风速廓线和 h-H 层的耦合是通过迭代方法，要求地表层风速和地转风交角连续两次计算值的差不超过0.1°。

4．辐射加热和地面温度

合理地给定外参数 θ_0 和 q_0 对模式的预报是很重要的，它们的强弱和变化直接影响边界层的层结，湍流特性，甚至整个边界层内温湿特征和动力结构。上述模式用于诊断分析时，由于 θ_0 和 q_0 没有直接观测值，因此采用百叶箱($Z=1.5$ 米)观测的干湿球温度求出 $\theta_{1.5}$ 和 $q_{1.5}$，再利用(16)和(17)式积分求出 θ_0 和 q_0。上述模式和数值天气预报模式连结进行边界层内要素预报，必须首先给定每一时间层的 θ_0 和 q_0，然后根据第三节确定模式下边界条件。和上述一样，θ_0 和 q_0 也不能直接给出，我们粗糙地将地面位温 θ_s 和混合比 q_s 看作 $Z=Z_0$ 高度的值。

将土壤热传导方程周期边条件的解对 t 和 Z 微商，得到所谓土壤表面强迫恢复方程，表示地表温度 T_s 随时间变化，

$$\frac{dT_s}{dt} = \frac{2}{C_s} G(0,t) - \Omega(T_s - \langle T_s \rangle) \tag{26}$$

上式右边第一项是地面温度变化的源项，第二项是阻尼项起着阻尼地表温度日振荡的作用。其中 $\langle T_s \rangle$ 是 24 小时平均地表温度，因而不包含温度日变化，但包含日际变化，Ω 是地球旋转角速度，近似取 7.27×10^{-5} 秒$^{-1}$。式中单位面积比热 $C_s = 2.5\times10^5$ 焦耳度$^{-1}$

米$^{-2}$。

按照能量平衡关系，(26)式中地表土壤向下热通量可表示为

$$G(0,t)=S-R-H-LJ \tag{27}$$

右边第一项S是到达地面净的太阳短波辐射，因地理纬度，太阳赤纬而异。具有日变化，随一天内太阳时角变化而变化。并且受不同地表植被的反射率，云量，空气的散射率而影响，本文采用 Kahle(1977)[8]的经验关系。第二项是地面向上有效辐散，地面一方面吸收大气向下的长波辐射，并部分地反射地表面以上大气向下的长波辐射；同时地表面本身以近似黑体性质向上放射长波辐射，大气向下长波辐射和大气中水汽含量、气温高低有关。本文采用经典的 Stefan-Boltzmann 公式，考虑 Hoffert 等 (1979)[9]的经验订正。右边第三，四项分别是感热和潜热通量，利用前一时间层的u_*、θ_*和q_*计算得到。地面混合比可根据实际蒸发率和可能蒸发率比，地表饱和混合比和数值天气预报模式的最下层混合比确定。图 3 中实线是由(26)式计算所得 Wangara 的 1967 年 8 月 16—17 日地表位温日变化。图中所示结果采用$\varepsilon=0.90$，$\tau=0.85$，$\alpha=0.25$，假定$N=0$和干燥地面而得到的。上述结果和 Smeda(1979)[10]利用 (16)，(17) 的积分表达式由百叶箱实测位温(图中叉虚线)外插所得结果(图中虚线)相似，仅强度略偏弱。

模式中采用 Deardorff(1974)[11]参数化方法计算混合层厚度随时间变化。不稳定情况下主要考虑热力作用，考虑穿透对流和垂直运动的作用，而稳定情况下主要考虑动力作用。图 3 中点虚线H表示计算的混合层厚度随时间变化。由图上看到，它随时间变化比θ_s的日变化位相落后 3—4 小时。

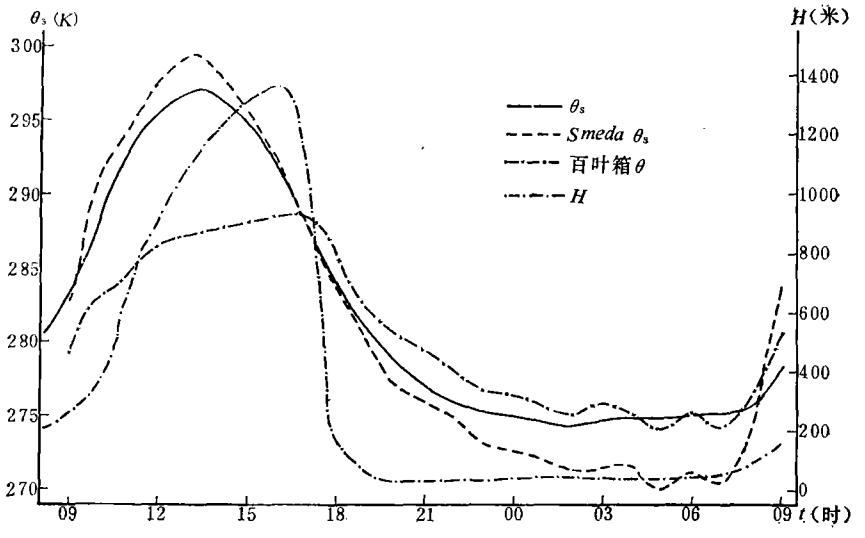

图 3 模式计算的 Wangara 的 Day 33—34 地面位温θ_s，百叶箱实测位温θ，Smeda 外推所得θ_s和混合层厚度日变化

四、边界层的温湿特征

利用上述模式我们已对大气边界层的动力学特征作过分析和讨论。在[1]文中特别强调边界层内温度层结和大气斜压性对风速随高度分布具有重要作用，因而对大气边界层内一些重要天气过程具有很大的影响。并详细讨论了温度层结对地表各种物理量湍流垂直输送和湍流交换系数的影响。这里进一步利用上述模式进行数值试验，分析边界层内温湿层结的变化。

1．加热边界层内垂直混合的发展

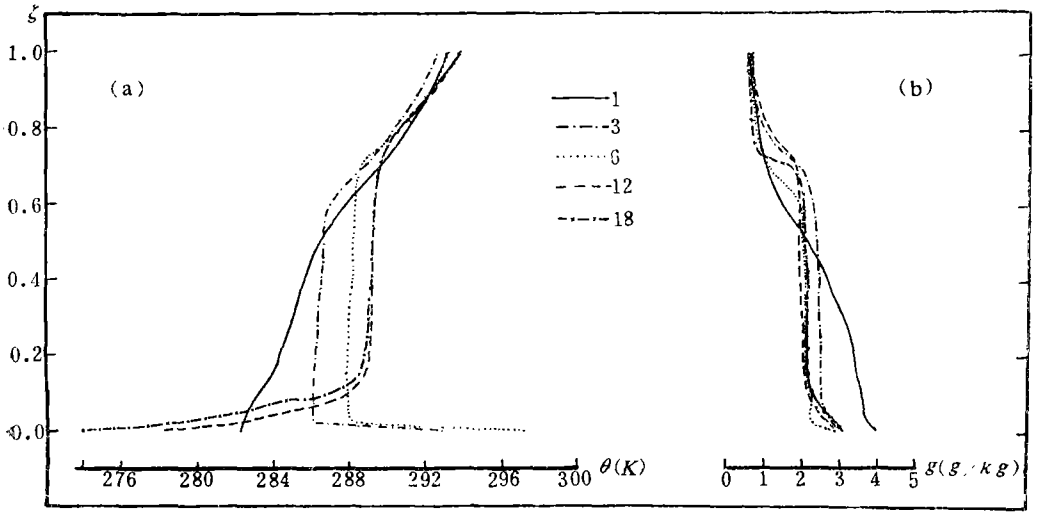

图 4　模式计算的位温(a)和混合比(b)的垂直廓线

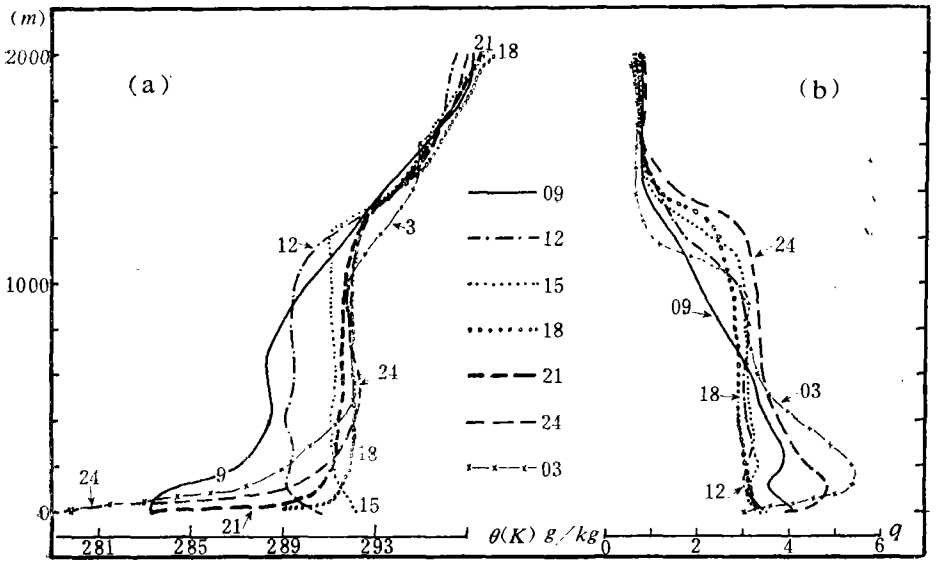

图 5　Wangara 实验的 Day 33—34 位温(a)和混合比(b)垂直廓线

白天地面加热，热量垂直湍流输送迅速增强，使得边界层内湍流能量增加，湍流运动发展。地表层以上位温和混合比的垂直梯度开始几小时迅速减小。位温随高度不变的范围，称其为充分混合层，越来越向上扩展。靠近地表面由于强烈加热而出现超绝热。采用不同的初条件和边条件，模式计算得到不同预报时刻位温和混合比的垂直廓线。不难看出开始六小时垂直混合范围迅速扩大。

图 4 是利用 Clarke 等(1971)[7]的实验资料作为初条件和边条件，模式计算所得不同时刻(图中所标数字)位温和混合比的垂直廓线。初值直接取自 Wangara 的 Day 33 (即 1967 年 8 月 16 日)的 09 时观测值。地面位温是由热量平衡方程计算，其它都直接取自观测值。由图中廓线变化明显地反映出加热边界层垂直混合的温湿特征。图 5 表示 Wangara 实验的Day 33—34 实际观测的位温和混合比垂直廓线随时间变化。图中所标数字是局地时间，09 时相当于模式积分初始时刻。根据实测资料分析的温湿特性和图 4 模式计算的结果相当相似，说明模式所模拟大气边界层温湿特征基本上反映实际大气边界层特点。但是模式所计算的风速分布，只随外参数和边界层内温度层结变化。如[1]所述，模式所模拟的边界层动力场的特征只较好地反映实际大气的平均状况。

2. 日落后剩余湍流能量的维持

日落后地面降冷，边界层下层由下向上位温逐渐降低，在低层出现很强的逆温。可是上层还基本上保持原来的温湿特征，仍保留白天的一些特性。看作所谓剩余层的残留。图 5 根据实测资料分析温湿垂直廓线的特性，一直到第二天(即 Day 34)03 时，甚至 06 时(相当于模式积分到 18—21 时)都是相当明显的。然而模式积分到 24 小时(图4)仍然如此。这可能由于在试验中采用固定不变的位温、混合比和地转风作为上边界条件。说明模式中只考虑粘性耗散不足以说明边界层内向上热量输送所产生热力湍流的破坏。为了说明剩余湍流能量的耗散，必须考虑边界层和自由大气之间通过逆温层质量和动量的输送。为了避免边界层上层湍流能量的累积，必须考虑边界层模式和自由大气模式的合理连结。进一步合理地考虑边界层上层能量的转换。

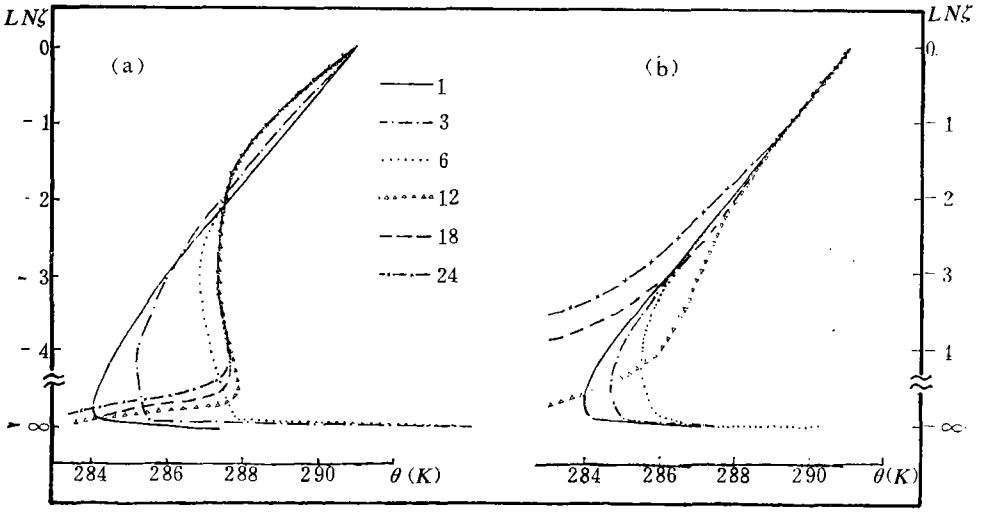

图 6 模式计算的位温垂直廓线

3．湍流交换系数垂直分布的影响

试验中比较了各种不同类型湍流交换系数垂直分布。发现采用 O'Brien 型垂直分布的湍流交换系数，模式计算的位温和湿度垂直廓线和实测分析结果较相似。假如采用从地表层顶向上成线性递减的垂直分布形式，模式计算的位温垂直廓线如图 6 a 所示。当地面加热，垂直混合缓慢。如采用随高度不变的湍流交换系数(图 6 b)，上述垂直混合特性明显地不出现。图 6 采用的初条件是位温随高度线性增长，

$$\theta(\xi)=\theta_H-8(1-\xi)$$

式中 $\theta_H=291$ K。地表位温按(14)式随时间变化。取自网格点(5,10)的计算结果。

上述湍流交换系数垂直分布都是事先给定的，只考虑到地表层温度层结的影响。而没有考虑到整个边界层内温度和风速垂直结构的差异，因而也给模式带来一些局限性。但比较简单有利于数值计算。

五、小　　结

本文试图从现有计算条件出发建立一个三维大气边界层数值模式，用于对一些重要天气过程的大气边界层的物理特性进行诊断分析和预报试验。在[1]文中已对大气边界层的一些动力特征进行了分析和讨论。本文进一步对大气边界层模式的预报方程的数值解的稳定性进行了试验和比较。采用不同初值和边条件模式计算结果表明：

1．当地面温度增长时，热量垂直湍流输送迅速增长，随之边界层内垂直混合范围迅速向上层扩展，位温和混合比随高度趋于不变。

2．日落后大气边界层上层特征一直持续到午夜后，数值试验结果说明剩余层一直残留到午夜以后。

3．根据辐射热量收支计算得到地面位温及其日变化，模式计算得到的混合层厚度日变化等和其它一些模式所得结果基本一致。

4．试验指出只考虑湍流粘性消耗不足以说明边界层上层充分混合层的破坏，模式必须考虑和自由大气的联系、通过边界层顶质量和动量的输送。

上述模拟的一些结果和根据一些试验资料分析结果基本上一致。说明该模式能基本上反映实际大气边界层的部分特性。为了检验模式的合理性，还利用 Wangara 实验资料作为初条件和边条件计算单站温湿垂直廓线 24 小时变化，并与实际观测结果作比较。还将进一步利用它对一些实际天气过程的温湿特征和动力结构进行分析。并将它与数值天气预报模式连接，进行大气边界层物理量的预报试验。将在未来诊断分析和预报试验中进一步考查模式的稳定性和合理性。

致谢：本文承赵柏林，杨大昇，廖洞贤和周明煜诸位同志的热情指导和支持，在此致以衷心感谢。

参 考 文 献

[1] 吴辉碇、白珊、李军、魏禧，大气边界层的初值形成，气象学报，39,129—140,1981。
[2] 吴辉碇、杨春城，季晓阳，海上风的边界层模式，海洋学报，1,39—51,1979。
[3] 吴辉碇，大气边界层模式及其应用，第三次全国数值天气预报会议文集。
[4] O'Brien, J., On the vertical structure of the eddy exchange coefficient in the planetary boundary

layer, *J. Atmos. Sci.*, 27,1213—1215,1970.
[5] Paegle, J., W. G. Zdunkowski and R. M. Welch, Implicit differencing of predictive equations of the boundary layer, *Mon. Wea. Rev.*, 104,1321—1324,1976.
[6] Businger, J. A., J. C. Wyngaard, Y. Izumi and E. F. Bradley, Flux profile relationships in the atmospheric surface layer, *J. Atmos. Sci.*, 28, 181—189, 1971.
[7] Clarke, R. H., A. J. Dyer, R. R. Brook, D. G. Reid, and A. J. Troup, The Wangara experiment: Boundary layer data, CSIRO Div. of Meteorol. Phys. Tech., Paper No. 19 340 pp, 1971.
[8] Kahle, A. B., A simple thermal model of the earth's surface for geologic mapping by remote sensing, *J. Geophys. Res.*, 82, 1673—1680, 1977.
[9] Hoffert, M. I. and J., Storch, A scheme for computing surface fluxes from mean flow observations, *Boundary Layer Met.*, 17, 429—442, 1979.
[10] Smeda, M. S., Incorporation of planetary boundary layer processes into numerical forecasting model, *Boundary Layer Met.*, 16, 115—129, 1979.
[11] Deardorff, J. W. Three dimensional numerical study of the height and mean structure of a heated planetary boundary layer, *Boundary Layer Met.*, 7, 81—106, 1974.

A NUMERICAL MODEL OF ATMOSPHERIC BOUNDARY LAYER

Wu Huiding, Zhang Xingwang

(Department of Geophysics, Peking University)

Tu Weiming, Zhu Zongshen

(Beijing Meteorological Centre)

Abstract

The scheme of the atmospheric boundary layer model is discussed in simulating the thermodynamic character. The potential temperature and mixing ratio profiles and their variations with time are computed from the model. The diurnal variations of surface temperature and mixed layer height are estimated from the model. According to Clarke's Wangara data, comparison is made between observed and computed values. Computational stability for the forecasting equations of potential temperature and humidity is discussed in this paper.