

# 大气边界层的初值形成\*

吴辉碇 白珊 李军\*\* 魏禧

(北京大学地球物理系)

(国家海洋局)

## 提 要

采用850毫巴和地面的大尺度天气状况和物理特性作为外参数,将大气边界层下层的表层进行特殊处理,考虑了层结的作用,其上分成等距15层,考虑地转风随高度线性变化。上下层耦合,建立一个定常平衡初值模型,并将所得的初值作为第一级近似,再利用地面、300、600、900、1500米五个高度测风资料进行动力调整,试图建立一个更加接近实际状态的边界层初值。

文中利用所建立的模型,对大气边界层的一些物理参数的作用进行了分析,并对动力调整过程以及垂直分层的选取等作了讨论。

最后例举华北地区1966年8月23日08时边界层的各层次风场和垂直运动,清楚地显示出边界层内的细致结构。

## 一、引 言

由于边界层预报模式的发展和运用,例如,大气中小尺度现象的数值模拟和预报、低层大气气象要素场的分析和预报、大气污染的扩散以及折射率的预报等,都要求提供合理的初始场,而且对于大气边界层内各种要素场,特别是运动场的合理分析,也有助于了解各种重要天气系统物理特征。但是这却是一个复杂的问题。显然,在边界层里大气运动的物理特性和自由大气里情况很不相同,所以,不能照搬自由大气里初值处理方法。另外,在大气边界层内除地面观测资料之外,几乎没有其它观测资料。

我们知道边界层内空气运动远比自由大气里复杂,必须考虑湍流运动的特性。例如,在很强的假定下,自由大气里风场和气压场接近于地转平衡。但在大气边界层里,必须注意湍流摩擦力和气压梯度力、柯氏力具有同等重要作用,而且相当接近地面时,湍流摩擦力甚至起着决定性的作用。所以在采用静力初始化方案时,必须考虑湍流摩擦力的作用。

很早, Taylor(1915)<sup>[1]</sup>假定湍流交换系数  $K_M$  不随高度改变,得到边界层内风速随高度为经典爱克曼(Ekman)型分布。后来,许多人考虑  $K_M$  随高度变化,分别给出不同的关系,得出各种平均风速分布,与实际观测比较,稍有改进。尤其是后来 Rossby 和 Montgomery (1935)<sup>[2]</sup> 等先后考虑到大气边界层上层和接近地面的下层湍流摩擦力重要性的差异,而将整个边界层分成两层处理,得到更加接近实际观测的平均风速分布。由

\* 本文于1979年7月14日收到,1979年11月24日收到修改稿。

\*\* 李军现在内蒙气象学校工作。

于从地面到 850 毫巴等压面间无常规观测资料可以利用,因此在边界层数值模式中,大多数层次无实际观测资料可供分析。

我们采用地面和 850 毫巴气象要素场和物理状态作为外参数,利用一些专门研究所获得的一些大气边界层物理特性,通常用一些内参数表示。假如考虑湍流摩擦和地形效应,初始风场和质量场处于定常的平衡状态,由此得到各层次的风场,称它为定常平衡初值。我们并对它所反映的大气边界层的一些重要物理特性进行了考查。这种初值处理方法已广泛地应用于一些边界层模式中,例如 Gerrity (1967)<sup>[3]</sup>, Pielke (1974)<sup>[4]</sup>。

在边界层内,气压梯度力、柯氏力和摩擦力之间平衡状态,并不能真正反映实际运动的真实状态。在本文中,我们将上述模式所得初值作为第一级近似。在此基础上,尽可能利用一些实际观测资料,例如地面、300、600、900 和 1500 米等高度的测风资料,进行一些动力调整试验,试图建立一个能更加接近实际运动状态的边界层初值。

## 二、定常平衡初值

所谓定常平衡初值,即是假定边界层里忽略了描述大气运动方程中的平流项和局地变化项,忽略空气密度随高度的变化,假定湍流交换系数水平方向各向同性,得到熟知的平衡关系

$$-\frac{1}{\rho}\nabla P - f\mathbf{K} \times \mathbf{V} + \frac{\partial}{\partial Z}\left(K_M \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial Z}\right) = 0 \quad (2.1)$$

式中  $K_M$  为湍流量交换系数,其它符号为一般常用符号。

### 1. 二层模式的初值及地表的层处理

由大气边界层内各种物理量随高度分布特性看到,其下层具有强的垂直梯度,在进行初值处理时,需要作较细致的考虑,而且又要尽量节省计算时间。我们将接近地面下层作为一个整层(通常称为地表层)进行特殊处理,而其上层即所谓爱克曼层再等距地分成若干层。

为了方便,选取上界  $H$  及两层内边界高度  $h$  为固定的,分别为离地面 1550 米和 50 米。实际上,它们受大气层结等因子影响,是随时间和空间而变化的。再把  $h-H$  层分成 15 层,格距为 100 米,而特殊考虑的地表层实际上是作为它的下边界条件。图 1 表示这种分层。

在  $h < Z \leq H$  的情况下,假定气压梯度力、柯氏力和摩擦力平衡,忽略个别变化项,层内热成风不随高度变化,湍流交换系数  $K_M$  等于地表层上界的值。考虑地形的强迫作用,订正气压梯度力项,因此各层次地转风可以表示为

$$\mathbf{V}_g = -\frac{1}{f\rho}(\nabla P + \rho g \nabla E) \quad (2.2)$$

式中  $E$  为地形海拔高度。所采用的边条件是该层上界风速梯度等于热成风,而下界为地表层上界的风速,可以表示为:

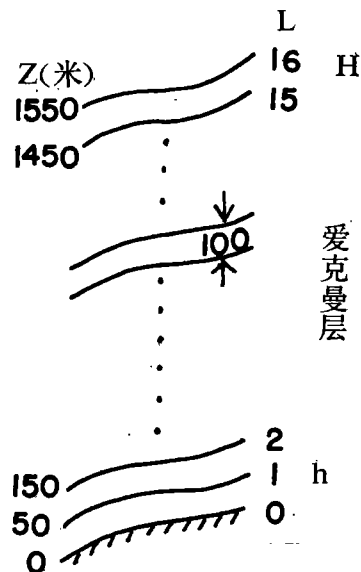


图 1 垂直分层示意图

$$\text{当 } Z=H, \quad \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial Z} = \mathbf{V}_{\varepsilon T} \quad (2.3)$$

$$\text{当 } Z=h, \quad \mathbf{V} = \mathbf{V}_h \quad (2.4)$$

其中  $\mathbf{V}_{\varepsilon T}$  为边界层内热成风矢量, 地表层上界风速  $\mathbf{V}_h$  由该层推导出来的风速廓线提供。

根据上述边条件解(2.1), 得边界层内各层次风速分量为

$$U(z) = u_g(z) + e^{-D(z-h)} \{ (u_h - u_g^h) \cos D(z-h) + (v_h - v_g^h) \sin D(z-h) \} \quad (2.5 a)$$

$$V(z) = v_g(z) + e^{-D(z-h)} \{ (v_h - v_g^h) \cos D(z-h) - (u_h - u_g^h) \sin D(z-h) \} \quad (2.5 b)$$

角标  $h$  表示地表层上界的风速或地转风速, 式中  $D = \left( \frac{f}{2K_M} \right)^{\frac{1}{2}}$ 。

下边界条件(2.4)由对整个地表层进行特殊考虑而得。认为湍流摩擦力在地表层起着支配作用。定常情况下, 湍流应力不随高度改变, 即所谓常通量层, 其风速基本上呈对数分布规律。和吴辉碁等(1979)<sup>[5]</sup>一样, 根据边界层相似原理, 引用风速、温度和湿度廓线的订正函数, 考虑大气层结的作用, 将对数廓线推广到更一般情况。得到任意高度  $Z$  的风速、位温和混合比为

$$U_z = \frac{u_*}{\kappa} \left[ \ln \frac{Z}{Z_0} - \Psi_M(\zeta) \right] \quad (2.6 a)$$

$$\theta_z = \theta_0 + R \frac{\theta_*}{\kappa} \left[ \ln \frac{Z}{Z_0} - \Psi_H(\zeta) \right] \quad (2.6 b)$$

$$q_z = q_0 + R \frac{q_*}{\kappa} \left[ \ln \frac{Z}{Z_0} - \Psi_q(\zeta) \right] \quad (2.6 c)$$

式中  $\kappa$  是卡曼常数,  $\zeta = \frac{Z}{L}$ ,  $u_*, \theta_*, q_*$  分别表示摩擦速度以及温度和湿度尺度。  $U, \theta$  和  $q$  分别表示全风速、位温和混合比。  $\Psi_M, \Psi_H$  和  $\Psi_q$  分别是风速、位温和混合比垂直分布的层结订正函数。它们是莫宁-奥布霍夫 (Монин-Обухов) 稳定度参数  $L$  的函数。当  $L > 0$ , 表示稳定层结; 当  $L < 0$ , 表示不稳定层结。订正函数  $\Psi_M$  等采用 Businger 等(1971)<sup>[6]</sup>根据观测资料所给出的关系积分得到。

地表层内动量、感热和湿度的湍流输送分别表示为

$$\tau = \rho K_M \frac{\partial U}{\partial Z} \quad (2.7 a)$$

$$H = -\rho C_p K_H \frac{\partial \theta}{\partial Z} \quad (2.7 b)$$

$$E = -\rho K_q \frac{\partial q}{\partial Z} \quad (2.7 c)$$

式中  $\rho$  为地表层内空气密度,  $C_p$  是等压比热。  $K_M, K_H$  和  $K_q$  分别表示动量、热量和湿度的湍流交换系数, 它们都是高度和层结的函数。

由 2.6(a-c) 可以得到地表层内风速、位温和混合比的垂直分布。当上下层弥合时, 首先假定爱克曼层里湍流交换系数不随高度变化, 等于地表层上界的值。由 (2.6 a) 和用迭代法求出的地表层风与地转风的偏角  $\alpha$ , 得到下边界条件 (2.4) 式的值。但是, 稳定度参数  $L$  和  $u_*, \theta_*$  有关, 因此, 必须首先用迭代方法<sup>[5]</sup>求出  $u_*$  和  $L$ , 然后再求出

风速、位温等。上下层耦合时同样也采用迭代方法,要求相邻两次所得偏角 $\alpha$ 之差小于0.01度,一般耦合迭代4—5次即可满足。

然而,在 $Z=Z_0$ 处温度和湿度并无观测,通常在海洋上直接用海面水温以及该温度的饱和比湿代替 $Z=Z_0$ 的温度和湿度值。但接近下垫面温度和湿度梯度往往很大,而且也很复杂,例如陆地温度日变化很大,各种下垫面状态影响很大,所以只得采用百叶箱观测值;洋面上和石岛<sup>[7]</sup>一样,用订正后海面水温 $T_0$ (对应的位温为 $\theta_0$ )作为 $Z=Z_0$ 处温度。即

$$\theta_0 = \theta_s - \theta_w / B_H \quad (2.8 a)$$

$$\text{同样,} \quad q_0 = q_s - q_w / B_H \quad (2.8 b)$$

式中, $B_H$ 和 $B_H$ 分别为热量和水汽的Stanton数。我们采用Kondo(1975)<sup>[8]</sup>的经验关系和Yasuda(1975)<sup>[9]</sup>的经验值。

## 2. 大气边界层物理特性的分析

为了进一步对上述模型性能作初步的考查,我们利用它对大气边界层内一些主要物理参数,例如斜压性、层结、粗糙高度的作用进行初步分析。

### (1) 大气边界层内层结的作用

我们知道,在层结大气里,重力场位能可以直接转换为扰动能量。反之,扰动能量也可以直接转换为位能。因此,大气边界层内热力层结对湍流的发展和抑制起着重要作用。所以边界层内由于湍流引起的动量、热量和水汽的垂直输送与大气层结有着密切关系。图2(a—b)分别为用上述模型所计算的地面应力以及湍流感热输送和稳定度参数 $\zeta$ 的关系。当稳定层结时,湍流垂直输送很弱,由图2a明显地看到,当 $-0.04 < \zeta < 1$ (相当于 $-0.03 < R_i < 0.5$ ,  $R_i$ 为Richardson数),地面应力随稳定度参数 $\zeta$ 变化很迅速,这个范围通常称为强迫对流。当 $\zeta < -0.04$ ,随着不稳定性增加,湍流动量输送也随之增大。尤其是当 $\zeta < 0$ 时,随着不稳定性增大,地面湍流感热向上输送增长更快,如图2b所示。

由上述分析和计算的结果看到,边界层内湍流交换系数随着层结变化也是很大的。特别是当不稳定层结时,湍流交换系数和层结的关系更显著。当稳定层结时,明显地变得很小。如图2c所示,它是取 $Z_0=0.01$ , $\kappa=0.42$ ,正压情况下所得。这表明,为了建立一个较合理的边界层参数化方案,所选取的动量、热量和水汽湍流交换系数必须考虑温度层结的影响。

### (2) 斜压性和层结对风速垂直分布的影响

我们知道(2.1)式只有当正压时所得风速随高度分布的矢量图,矢端联线呈一条典型螺旋状,当考虑边界层内大气的斜压性时,风速随高度分布却远远偏离这种状况。这可由Johnson(1962)<sup>[1]</sup>所作的1919—1920年冬季182个测风廓线的平均风矢量图清楚地看到。

在我们模型中考虑了整个边界层大气的斜压性和边界层下层的层结所得的风速垂直分布,对经典爱克曼螺旋线作了很大修正。图3a表明,当斜压时更近似于实测风廓线的

1) Lettau, H. H. (1967), Proceedings of the Symposium on Mountain Meteorology, p 44, Fig. 21

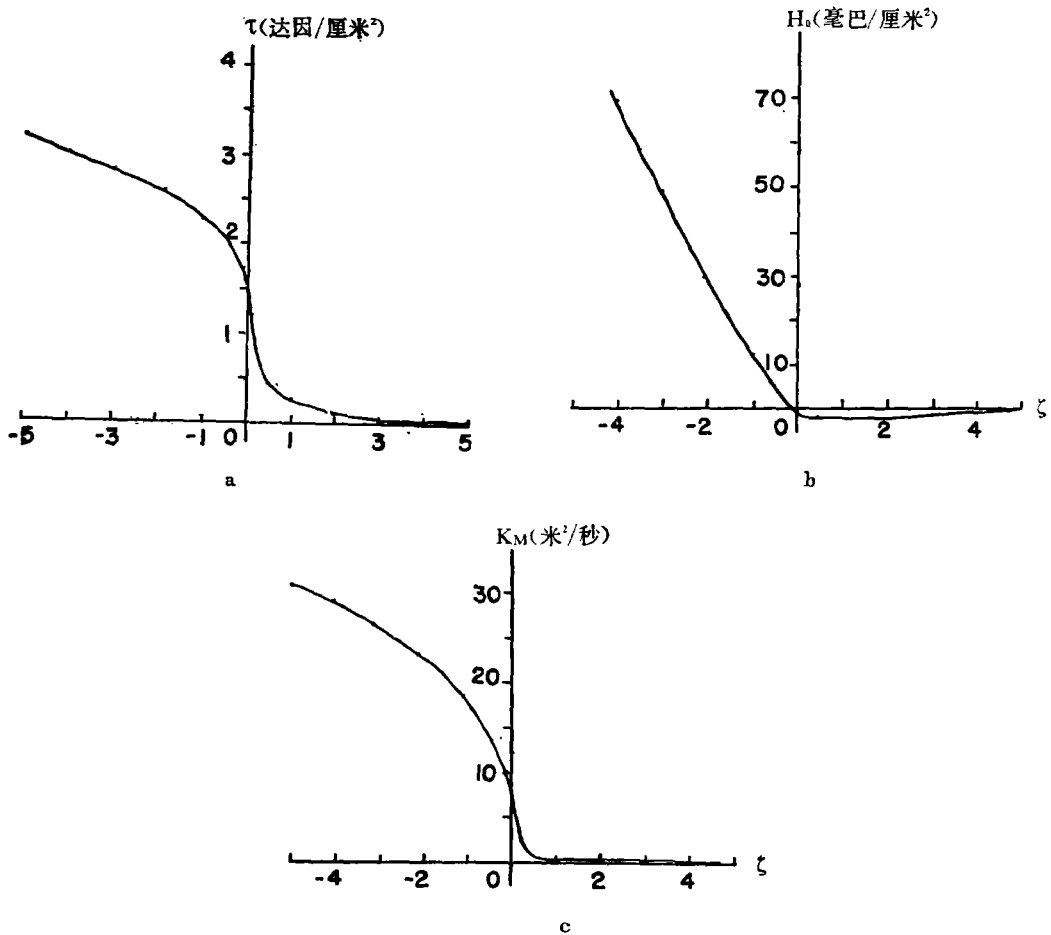


图 2 地面应力  $\tau$ 、湍流感热输送  $H_0$  以及动量、交换系数  $K_M$  随层结的变化

平均结果，明显地看到，在不同的热成风情况下，大气边界层动力结构的改变很大。因此，在数值预报模式中，对边界层参数化处理，必须重视边界层内斜压性的作用。

另外，还看到，当考虑边界层下层的层结时，不仅影响地表层动量、热量和水汽输送，而且也影响整个边界层风速垂直分布。图 3 b 表示冷平流时 ( $\beta=90^\circ$ )，层结对风速矢量图的修正。当稳定度增大，下层风速垂直梯度增大，风速接近于地转风，高度降低，但风矢量图型改变不大。

### (3) 层结和斜压性等与偏角 $\alpha$ 的关系

地表层风速偏离地转风的交角  $\alpha$  同样也随斜压性和层结而改变。由图 4 看到，一般情况稳定度增大， $\alpha$  也随之增大，但是当稳定度参数  $\zeta$  相当大时（即弱混合时，例如  $\zeta=1.9$ ） $\alpha$  反而变小。这由于  $\alpha$  同时随通用函数  $\Phi_M$ （风速廓线的层结订正函数）， $\Psi_M$  而变化。由图上还可以看到热成风与地转风交角  $\beta=130^\circ$  时  $\alpha$  最大，而  $\beta=310^\circ$  时  $\alpha$  最小。这与 Mackay (1971)<sup>[10]</sup> 假定地转风随高度成指数变化， $K_m$  为常数所得结果差别较大。

通过本模型计算还指出，随着摩擦高度  $Z_0$  增大， $\alpha$  也变大，并且边界层下层风速

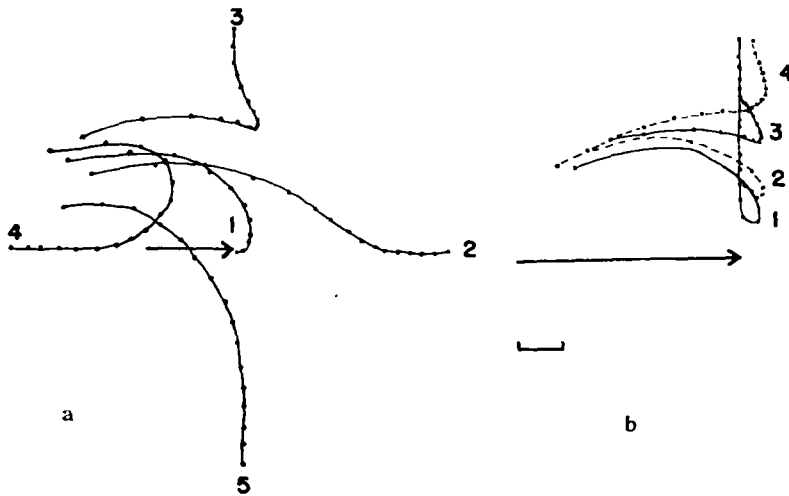


图 3 a 不同斜压性边界层风速矢量图 正压时为曲线(1); 斜压时, 热成风大小  $V_{gT}=5$  米/秒; 热成风与地转风交角  $\beta=0^\circ, 90^\circ, 180^\circ, -90^\circ$  分别为曲线(2)–(5)。b 不同风速矢量图 ( $\zeta=1.9, 0.6, 0, -1.1$  分别为曲线(1)–(4)), 图中带箭头实线表示 10 米/秒地面地转风矢量的一部分。

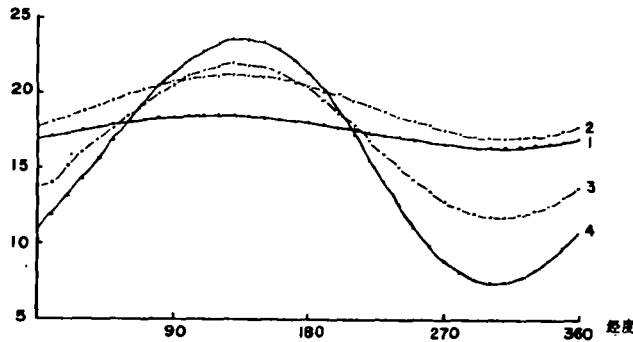


图 4 偏角  $\alpha$  随层结和斜压性的变化 ( $\zeta=1.9, 0.6, 0, -1.1$  分别为曲线(1)–(4))。

减弱, 垂直梯度变大。

由上述分析可以看到, 该模型所建立的初值能基本合理地描述大气边界层一些重要物理特性, 更加近似地反映了边界层动力结构平均状况。

### 三、初值的动力调整

为了给预报模式提供动力适应的初始场, 如同都田和 Moyer(1968)<sup>[11]</sup>等一样, 在给定约束下, 对模式进行时间积分, 所给的约束条件是在积分过程中边界层上界质量场和动量场保持不变, 并且在边界层内保持质量场不变。即强迫动量场向包括摩擦的平衡状态调整, 最后得到一个边界层内动量场和质量场准平衡的初值。

我们直接用大气边界层运动方程, 忽略非线性平流项, 仅积分适应项, 事先给定质量场确定风场。可以建立一个动力适应的准平衡初值。

忽略平流项的模式方程为

$$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} = -f\mathbf{K} \times \mathbf{V} - \frac{1}{\rho}(\nabla P + \rho g \nabla E) + \frac{\partial}{\partial Z} \left( K_M \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial Z} \right) - \mu(Z)(\mathbf{V} - \mathbf{V}_s) \quad (3.1)$$

考虑动量湍流交换系数  $K_M$  随高度变化, 采用 Pielke<sup>[4]</sup> 关系式

$$K_M(Z) = K_M(H) + \left( \frac{H-Z}{H-h} \right)^2 \left\{ K_M(h) - K_M(H) + (Z-h) \left[ \left( \frac{\partial K_M}{\partial Z} \right)_h + 2 \frac{K_M(h) - K_M(H)}{H-h} \right] \right\} \quad (3.2)$$

其中  $K_M(h)$ ,  $K_M(H)$  分别为内边界和上界的值, 后者取 0.01 米<sup>2</sup>/秒。

(3.1) 式右边最后一项是为了控制惯性振荡而加的。在大气边界层内由于摩擦力增加或减弱都会产生非地转风分量, 从而引起惯性振荡, 特别是在近地面几百米处。在实际大气中这种惯性振荡是存在的, 但是它以重力惯性波形式频散到周围大气。因我们在模式中是固定气压场, 所以不再出现重力波, 因此促使这种不平衡振荡衰减机制没有了。所以在方程中附加了一项阻尼项, 其中  $\mathbf{V}_s$  采用前一节定常平衡初值所得风场。阻尼系数  $\mu(Z)$  随高度增加, 采用 Naistat 和 Young(1973)<sup>[12]</sup> 所给的形式

$$\mu(Z) = fth(Z/750) \quad (3.3)$$

式中  $Z$  为离地面高度, 以米为单位。我们在试验中看到, 加了阻尼项可以大大加速取得趋于平衡状态的解。

上边界条件(2.3)可表示为

$$\text{当 } Z=H \text{ 时,} \quad \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial Z} = \frac{g}{f\bar{T}} (\mathbf{K} \times \nabla \bar{T}) \quad (3.4)$$

上节所得地表层上界的风速作为其下边界条件。

(3.1) 可以看作有源扩散方程, 采用 Саульев (1957)<sup>[13]</sup> 的交替方向显式差分方法。令  $l, n$  标志  $(Z, t)$  空间点, 采用下面差分算子

$$\Delta_n(u)_i = u_{i+1,n} - u_{i,n} \quad (3.5)$$

$$\Delta_l(u)_n = u_{i,n+1} - u_{i,n}$$

用下面两种形式差分方程表示(3.1)式  $x$  方向分量。

$$\frac{\Delta_l(u)_n}{\Delta t} - \frac{K_{M\ i+1/2} \Delta_n(u)_i - K_{M\ i-1/2} \Delta_n(u)_{i-1}}{(\Delta Z)^2} - f(V - V_g)_{i,n} + \mu_i(u - u_s)_{i,n} = 0 \quad (3.6 a)$$

$$\frac{\Delta_l(u)_n}{\Delta t} - \frac{K_{M\ i+1/2} \Delta_n(u)_{i+1} - K_{M\ i-1/2} \Delta_n(u)_{i-1}}{(\Delta Z)^2} - f(V - V_g)_{i,n} + \mu_i(u - u_s)_{i,n} = 0 \quad (3.6 b)$$

令  $A = \frac{(\Delta Z)^2}{\Delta t}$ , 则(3.6)变为

$$u_{i,n+1} = \frac{1}{A + K_{M\ i-1/2}} \{ K_{M\ i+1/2} u_{i+1,n} + K_{M\ i-1/2} u_{i-1,n+1} + (A - K_{M\ i+1/2}) u_{i,n} + (\Delta Z)^2 [f(V - V_g)_{i,n} - \mu_i(u - u_s)_{i,n}] \} \quad (3.7 a)$$

$$u_{i,n+1} = \frac{1}{A + K_{M\ i+1/2}} \{ K_{M\ i+1/2} u_{i+1,n+1} + K_{M\ i-1/2} u_{i-1,n} + (A - K_{M\ i-1/2}) u_{i,n} + (\Delta Z)^2 [f(V - V_g)_{i,n} - \mu_i(u - u_s)_{i,n}] \}$$

$$+(\Delta Z)^2[f(V-V_g)_{l,n}-\mu_l(u-u_g)_{l,n}] \quad (3.7b)$$

对于  $v$  风速分量具有类似的两种形式。垂直网格的内点是  $l=2-15$ 。(3.7 a) 使用上行差分, 即按  $l=2, 3, \dots, 15$  的顺序差分。而(3.7 b)式使用下行差分, 即按  $l=15, 14, \dots, 2$ , 顺序差分。(3.7 a,b)分别交替在偶数时间层和奇数时间层积分。

上述边界条件按上行和下行扫描的前后分别化为不同的差分形式。

因为接近上界, 摩擦力减弱, 扩散项越来越小, 因此所研究问题趋于强迫惯性振荡问题。为了保证解的稳定性, 将上述得到的  $(n+1)$  和  $(n+2)$  两个时间层预报值平均作为  $(n+1)$  时间层所采用的预报值。再由此重复上述方案积分到新的时刻。上述时间积分示意如下:

$$\begin{array}{l} n=1 \uparrow \\ n=2 \downarrow \end{array} \left. \vphantom{\begin{array}{l} n=1 \uparrow \\ n=2 \downarrow \end{array}} \right\} n=1^* \\ \begin{array}{l} n=2 \downarrow \\ n=3 \uparrow \end{array} \left. \vphantom{\begin{array}{l} n=2 \downarrow \\ n=3 \uparrow \end{array}} \right\} n=2^* \\ \begin{array}{l} n=3 \uparrow \\ n=4 \downarrow \end{array} \left. \vphantom{\begin{array}{l} n=3 \uparrow \\ n=4 \downarrow \end{array}} \right\} n=3^* \\ \dots \\ \dots \end{array}$$

符号“ $\uparrow$ ”、“ $\downarrow$ ”分别表示上行和下行差分,“ $*$ ”表示相邻时间层次结果的平均。

上述交替方向显式差分方案对任意时间步长是稳定的, 而且它比单独使用其中任何一种形式差分方案所得的误差要小得多, 可以抑制奇偶步解的分离, 起着一定时间平滑作用。根据试验, 明显地看到这种方案比其它方法精度有明显的提高, 而且比隐式差分大大节省计算时间。Larkin(1964)<sup>[14]</sup>、陈秋士<sup>[15]</sup>等对这种方法也都曾作过讨论。

由于实际观测的限制, 不可能提供每一层次实测风作为初始条件。除专门的边界层试验观测外, 一般只有地面、300、600、900、1500米等高度小球测风。这些资料精度和代表性也都较差。根据这些资料的分析, 如仅利用上述资料内插其它层次作为初始条件, 还不如利用仅有的资料置换定常平衡初值中的一部分, 把这种混合风场作为初始条件。然后对方程(3.7)进行数值积分。我们首先利用单站测风资料进行调整试验, 时间步长取为10分钟。图5表示北京1966年8月23日14时实测风调整试验。由图上看到, 定常平衡初值一般还可以反映实测风随高度变化趋势, 但却偏离很大。调整后的结果还基本上保留经典螺线的特征, 它和边界层运动方程基本上是协调的, 而且它又反映实测资料的影响。由图上看到, 积分开始几步变化很大, 根据8月22日08时到24日20时11个观测时刻的调整试验分析, 看到积分到  $N=6$  基本上无多大变化。

利用上述定常平衡初值作为第一级近似, 采用上述5个高度实测风进行动力调整, 积分一小时(即  $N=6$ )形成边界层16个层次风场和垂直运动场。图6(a-c)分别给出1966年8月23日08时  $L=2, 6, 16$ (即  $Z=150, 550, 1550$ 米)三个层次风场和垂直运动。沿着  $39^\circ N$  附近, 从东到西有一条明显的东风急流带贯穿整个边界层各个层次。北侧整个边界层流线显著地辐散, 对应着大片的下沉区。南侧出现一辐合带, 低层呈很薄的气旋性环流。

利用连续方程, 忽略边界层内密度的变化, 垂直积分得到各层次垂直运动场。首先由地表的积分速度场(积分(2.8 a)所得)的散度求出  $L=1$  即地表层上界的垂直运动



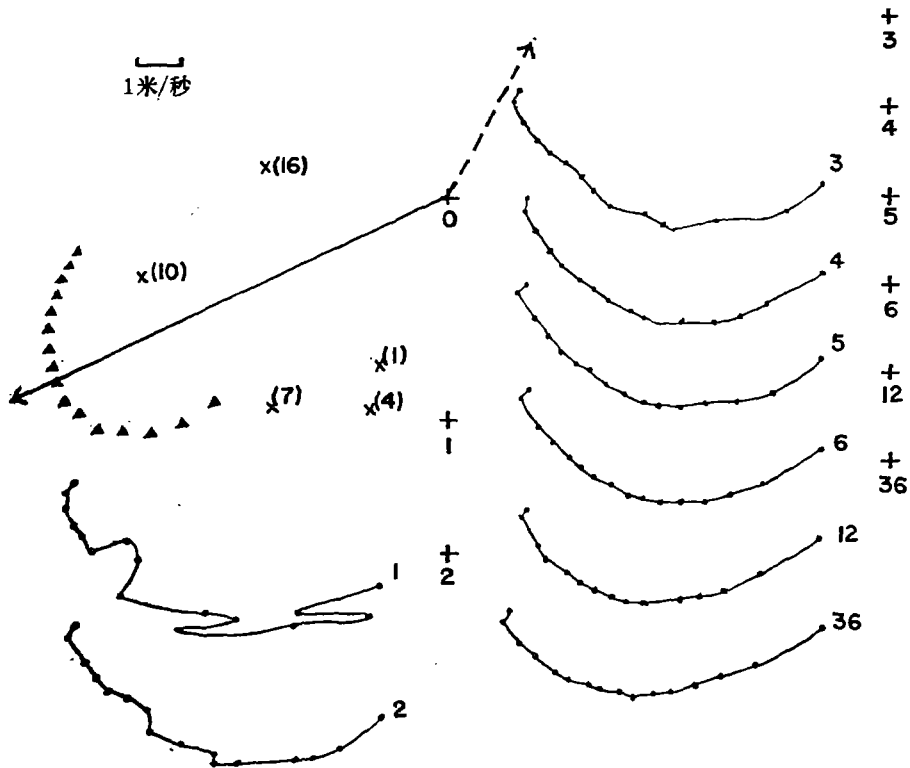


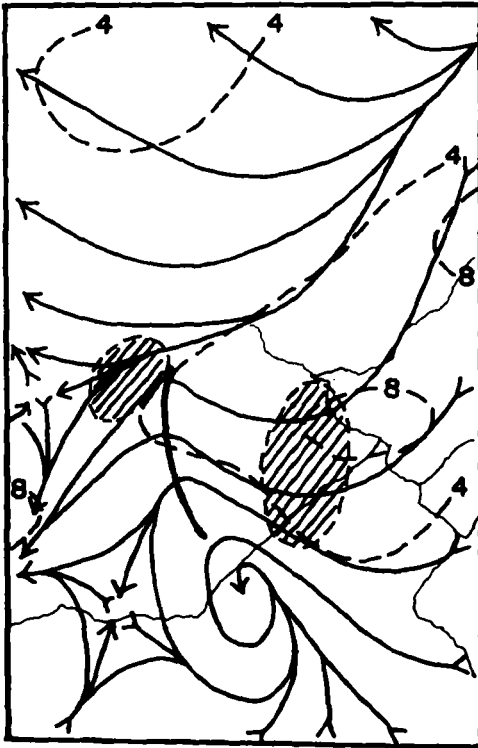
图 5 实测风调整试验

- (→) 地面地转风矢量,
- - - 边界层内平均热成风矢量,
- + 坐标原点, 其旁数字及曲线端数字表示积分步数,
- x 实测风矢量终点其旁数字表示层次,
- ▲ 定常平衡初值各层次风矢量终点,
- 积分调整后各层次风矢量终点。

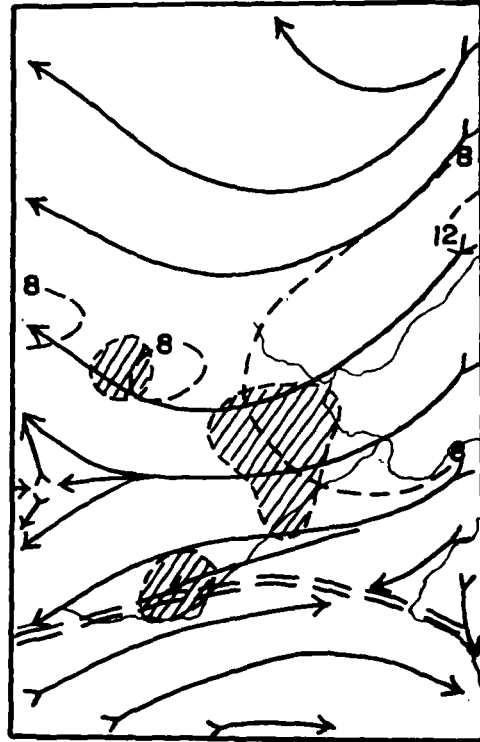
场。然后再依次求出  $L=2, 3, \dots, 16$  各层次垂直运动。垂直运动最大上升区基本上与当时天气状况相一致。本例中边界层上层最强上升运动达 7 厘米/秒, 而未用实际资料调整的定常平衡初值垂直运动强度比前者弱, 还不到 2 厘米/秒, 并且上述流场特点也不明显。由此看来, 经过实测资料调整后初值更能反映边界层的物理特性。

#### 四、小 结

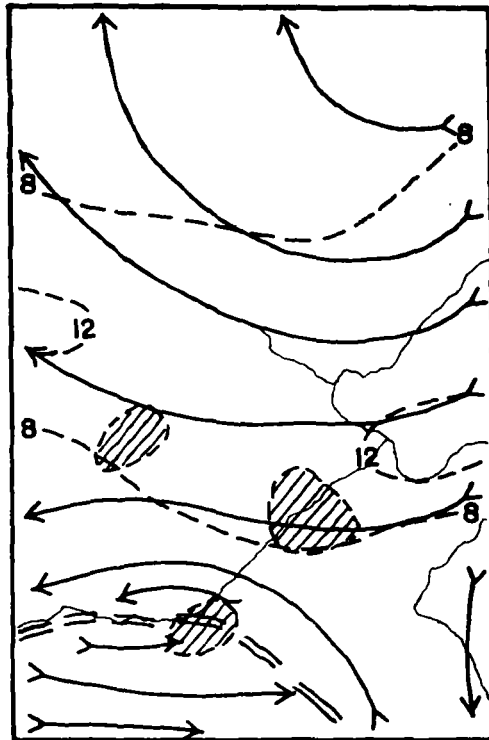
由于大气边界层内实测资料非常稀少。要想对其进行细致分析, 或者建立一个合理的初值, 只得以它的上下边界观测值或分析值为基础, 按照大气边界层的物理规律去建立各层次的要素场。与自由大气重要区别在于, 必须考虑边界层的湍流摩擦作用。根据所建立的模型, 我们对一些物理参数作用进行了分析。看到边界层内大气斜压性、层结以及粗糙度的影响是特别重要的。不仅影响边界层内各种物理量的输送, 而且影响整个边界层内动力场结构。提醒我们在数值预报模式中, 甚至粗略的边界层参数化方案也是不可忽略这些因子的作用。另外, 边界层内地形影响又是一个不可忽略的重要因子, 我们将在另文中讨论。



a 大于0.5厘米/秒



b 大于2厘米/秒



c 大于5厘米/秒

图6 各层次风场和垂直运动

(带箭头实线为流线, 虚线为风速等值线, 双虚线为辐合线, 粗实线为切变线。阴影区为垂直运动最大上升区)

当然，由于边界层的复杂性，而且描述它的物理规律也是肤浅的。这样所得的分析场严格说只是一个理想状况，或者说只接近实际大气平均状态。可能和实况偏离很大，还必须利用所得的一些稀少观测资料对所得场进行调整。本文输入一些实测资料，对边界层运动方程进行时间积分，可以建立一个较满意的初值。用它对边界层进行一些诊断分析，可以较合理地揭发出一些重要物理过程。

如果进一步利用变分调整方法，吸取大量地面常规和非常规资料，提供上述积分更加合理的下边界条件，将有助于提高分析质量。

总之，对边界层的初值进行大量的调整试验，不仅为边界层模式提供合理的初始场，提供一种分析重要天气过程的边界层结构的方法。而且有助于数值天气预报中边界层参数化以及地面客观分析中一些参数的合理选取，因而对提高整个大气的分析质量和预报效果都会起一定作用。

致谢：本文承谢义炳教授、廖洞贤、周明煜、陈受钧、陈家宜、李兴生、吕乃平、赵思雄等同志提出宝贵意见和帮助，在此，致以诚挚的感谢。

### 参 考 文 献

- [1] Taylor, G. L., *Phil. Trans. Roy. Soc. London*, **A,215**, 1—26, 1915.
- [2] Rossby, C. G. and R. B. Montgomery (1935), *Papers Phys. Oceanog. Inst.*, **3** (3), 101, 1935.
- [3] Gerrity, Jr. J. P., *Mon. Wea. Rev.*, **95**, 261—282.
- [4] Pielke, R. A. (1974), *Mon. Wea. Rev.*, **102**, 115—139, 1967.
- [5] 吴辉碇、杨春城、季晓阳, *海洋学报*, 1卷1期, 39—51, 1979.
- [6] Businger, J. A., J. C. Wyngard, Y. Igum and E. F. Bradley, *J. Atmos. Sci.*, **28**, 181—189, 1971.
- [7] Ishijima, S., *J. Met. Soc. Japan*, **55**, 449—456, 1977.
- [8] Kondo, J., *Boundary Layer Met.*, **9**, 91—112, 1975.
- [9] Yasuda, N., *Sci. Rep. Tohoku Univ.*, **Ser 5, Geophysics**, **22** (3—4), 87—105, 1975.
- [10] Mackay, K. P., *Boundary Layer Met.*, **2**, 161—168, 1971.
- [11] Miyakoda, K. and R. W. Moyer, *Tellus*, **20**, 115—128, 1968.
- [12] Naistat, R. J. and J. A. Young, *J. Appl. Met.*, **12**, 1151—1162, 1973.
- [13] Саулев, В. К., *Доклады Академии Наук СССР*, Том 117, 36—39, 1957.
- [14] Larkin, B. K., *Math. Comput.*, **18** (86), 196—202, 1964.
- [15] 陈秋士, 分析天气形势物理过程的一种显示分解计算方法, 第二次数值天气预报会议文集 (待发表)。

## A SCHEME OF INITIALIZATION FOR THE ATMOSPHERIC BOUNDARY LAYER

Wu Hui-ding Bai Shan, Li Jun

*(Department of Geophysics, Beijing University)*

Wei Xi

*(National Marine Service)*

Abstract

The large-scale synoptic conditions and the physical properties on the 850mb-level and the surface are used as the external parameters. We treat particularly the lower part of the boundary layer in which the effects of the stratification are considered. The higher part, in which it is assumed that the geostrophic winds vary linearly with height, is divided into 15 equal intervals of length. Matching the wind fields of the two parts we set up a steady-balance initial value model. Taking the results obtained above as the guess fields and utilizing the observed wind data on the 1500,900,600,300m levels and the ground, we proceed in dynamic adjustment and try to constitute the initial values of the boundary layer to approximate the actual atmospheric state.

In this paper, the effects of some physical parameters in the atmospheric boundary layer are analysed by use of the model constituted above and the choice for the vertical division is discussed. We also describe the adjustment process through integrating numerically boundary layer motion equations. Finally, vertical motion and horizontal wind fields in the boundary layer for the Northern China at 00 z, 23 August 1966 are presented as an example. It is evident that these results describe detailed structure of the atmospheric boundary layer.