

非定常过程对大气边界层的内参数和廓线的影响*

赵 鸣

(南京大学大气科学系)

提 要

设大气中性、正压,用边界层运动方程的分析解,研究了当大气边界层顶风向随时间作周期变化而风速不变时,对大气边界层的内参数 $\frac{u_*}{A}$ (A 为边界层顶风速)和角 φ (地面风与边界层顶的风的夹角)的影响。当风向逆时针转动时, $\frac{u_*}{A}$ 增加, φ 减少,反之亦然。方程的数值解亦得类似结果。因而在定常条件下,得出的大尺度模式中边界层参数化的结果应考虑非定常过程的订正。还分析了非定常过程对边界层廓线的影响。

一、引 言

在大尺度气象过程的数值模式中,大气边界层的影响一般由参数化来引入^[1,2]。其内容是将大气边界层的内参数即各种湍流通量(动量通量以摩擦速度 u_* 表之)用大尺度模式中的参数即地转风速,柯氏参数 f ,地面粗糙度及边界层上下界间位温差给出。相似理论可得此类表达式。而研究边界层方程的解也能从理论上得到内参数与大尺度变量的关系。迄今为止,已有的结果均是在定常状况下得到的。从应用说,需知非定常时此类关系。本文用方程解来研究当边界层上界风向变,但风速不变时对内参数的影响。当上界风速随时间变化时,我们将另文讨论。作为模式假定,我们设上界风向以等速变化(即是时间的周期函数),实际大气风向不一定严格如此,但等速变化可以看成是实际大气的一种近似,至少在某一时段内是如此。因而这一模式假定有一定的代表性,在第五节中我们将见到,本文的数值方法也可应用到上界风向并非周期变化时的一般情况。

二、基 本 方 程

设大气中性,正压。中性边界层可代表边界层一般状况。边界层运动方程是:

* 本文于 1985 年 12 月 31 日收到, 1986 年 5 月 21 日收到修改稿。

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} K \frac{\partial u}{\partial z} + fv - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \quad (1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} K \frac{\partial v}{\partial z} - fu - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} \quad (2)$$

K 为湍流交换系数,其他符号为通用符号。不考虑边界层摩擦时方程是(相应速度右上角加“ I ”):

$$\frac{\partial u^I}{\partial t} = fv^I - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \quad (3)$$

$$\frac{\partial v^I}{\partial t} = -fu^I - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} \quad (4)$$

引入 $W = u + iv, W^I = u^I + iv^I$, 将方程(1)、(2)和(3)、(4)分别化为 W 和 W^I 的方程,再由二者消去压力梯度项得:

$$\frac{\partial W}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} K \frac{\partial W}{\partial z} - ifW + \left(\frac{\partial W^I}{\partial t} + ifW^I \right) \quad (5)$$

设边界层上界处的风即 W^I 的风向反时针作周期变化,其角频率为 σ , 初始风向沿实轴,则:

$$W^I = Ae^{i\sigma t} \quad (6)$$

其中 A 为常数,是 W^I 的模,设 h 为求解的边界层上界高度,则得(5)的二个定解条件是:

$$W = Ae^{i\sigma t} \quad \text{当 } z = h \quad (7)$$

$$W = 0 \quad \text{当 } z = z_0 \quad (8)$$

z_0 为下垫面粗糙度,此处我们取 10 cm。将(6)式代入(5)得:

$$\frac{\partial W}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} K \frac{\partial W}{\partial z} - ifW + iA(\sigma + f)e^{i\sigma t} \quad (9)$$

此即主要方程,若令 $\frac{\partial W}{\partial t}$ 及 σ 等于零,(6)中 $\sigma = 0$, 所得解即定常时的解。下面化简该方程,令:

$$S = (W - W^I)e^{i\sigma t} = We^{i\sigma t} - Ae^{i(\sigma + f)t} \quad (10)$$

则(9)式及(7)、(8)式成:

$$\frac{\partial S}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} K \frac{\partial S}{\partial z} \quad (11)$$

$$S = 0 \quad \text{当 } z = h \quad (12)$$

$$S = -Ae^{i(\sigma + f)t} \quad \text{当 } z = z_0 \quad (13)$$

Nieuwstadt^[3]根据 Wyngaard^[4]的二阶矩闭合模式的结果得出下述 K 的表达式较好地反映了中性时的 K 分布:

$$K^* = c\eta(1-\eta)^2 \quad (14)$$

$K^* = \frac{K}{u_* h}$ 为无量纲湍流交换系数, $\eta = \frac{z}{h}$ 为无量纲高度, $c = 0.2$, 此式在近地处精确度略差,但作为研究内外参数关系分析解的一种近似表达还是可行的^[3]。

由于上界处风向以匀速转动而风速不变,而由(9)式右端第三项,即气压梯度力亦以匀速变化其方向而大小不变,因而边界层内的运动完全是圆形对称的,在任一时刻,相对

于该时刻边界层顶处的风向讲, 边界层内不同高度风的垂直分布完全相同, 因而作为标量的 u_* 也不随时间变化。同样 K^* 亦如此。Mak^[6] 曾在定常及非定常时均用 K 对高度为常数的同一值来研究边界层对其上界条件变化的响应问题, 本文用(14)式的 K 显然比 Mak 的做法更合理。

三、内参数的解

将方程(11)中的 S 用 u_* 无量纲化, z 用 h 无量纲化, 令 $S^* = \frac{S}{u_*}$, K^* 用(14)式, 为简单计, 略去 K^* 及 S^* 右上角的星号得:

$$\frac{\partial S}{\partial \tau} = \frac{\partial}{\partial \eta} K \frac{\partial S}{\partial \eta} \quad (15)$$

其中 $\tau = \frac{u_* t}{h}$, 而(12)、(13)变为

$$S = 0 \quad \text{当 } \eta = 1 \quad (16)$$

$$S = -\frac{A}{u_*} e^{i(\sigma+f)\tau} = -\frac{A}{u_*} e^{\frac{i(\sigma+f)h}{u_*}\tau}, \quad \text{当 } \eta = \eta_0 \quad (17)$$

$\eta_0 = \frac{z_0}{h}$ 为无量纲粗糙度。令:

$$S = P(\tau)H(\eta) \quad (18)$$

代入(11), 分离变量, 令 $C = C_r + iC_i$ 为复分离常数, 得 P 及 H 方程:

$$\frac{\partial P(\tau)}{\partial \tau} - (C_r + iC_i)P = 0 \quad (19)$$

$$\frac{\partial}{\partial \eta} c\eta(1-\eta)^2 \frac{\partial H}{\partial \eta} - (C_r + iC_i)H = 0 \quad (20)$$

(19) 式的解是:

$$P = P_0 e^{(C_r + iC_i)\tau} \quad (21)$$

P_0 为 $\tau = 0$ 时的 P , 由 $S = P_0 e^{(C_r + iC_i)\tau} H(\eta)$ 及(17)式可见 $C_r = 0$, 而

$$C_i = \frac{(\sigma+f)h}{u_*} \quad (22)$$

(20)式成:

$$\frac{\partial^2 H}{\partial \eta^2} + \frac{1-3\eta}{\eta(1-\eta)} \frac{\partial H}{\partial \eta} - i \frac{C_i H}{c\eta(1-\eta)^2} = 0 \quad (23)$$

(23) 式的解是(满足条件(16)):

$$H = \text{常数}(1-\eta)^{\alpha-1} F(\alpha-1, \alpha+1; 2\alpha; 1-\eta) \quad (24)$$

$F(a, b; c; x)$ 是超几何级数, 而

$$\alpha = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \sqrt{1+4iQ} \quad (25)$$

$$Q = \frac{C_i}{c} = \frac{(\sigma+f)h}{u_*} \quad (26)$$

于是(18)式成:

$$S = \text{常数} e^{i\sigma' r} (1-\eta)^{\alpha-1} F(\alpha-1, \alpha+1; 2\alpha; 1-\eta) \quad (27)$$

由条件(17)得(27)式中常数,最后(27)式成:

$$S = -\frac{A e^{i\sigma' r} (1-\eta)^{\alpha-1} F(\alpha-1, \alpha+1; 2\alpha; 1-\eta)}{u_* (1-\eta_0)^{\alpha-1} F(\alpha-1, \alpha+1; 2\alpha; 1-\eta_0)} \quad (28)$$

由(10)式得有量纲风分布是:

$$W = A e^{i\sigma' r} \left[1 - \frac{(1-\eta)^{\alpha-1} F(\alpha-1, \alpha+1; 2\alpha; 1-\eta)}{(1-\eta_0)^{\alpha-1} F(\alpha-1, \alpha+1; 2\alpha; 1-\eta_0)} \right] \quad (29)$$

此即与(6)式及(14)式相应的边界层风分布,其中 α 含未知量 u_* 。我们目的是要求 u_* ,为此,我们必须先求近地处的无量纲湍流切应力,定义复数无量纲应力为:

$$T^* = \frac{T}{\rho u_*^2} \quad (30)$$

T 为复应力,再略去右上角星号,根据通量梯度关系不难得到:

$$T = K \frac{dS}{d\eta} e^{-i\sigma' r} = c\eta(1-\eta)^2 \frac{dS}{d\eta} e^{-i\sigma' r} \quad (31)$$

将(28)式代入,利用超几何级数的微分公式^[6]及超几何级数的有关变换公式^[7]得:

$$T = \frac{A e^{i\sigma' r} c (1-\eta)^\alpha (\alpha-1) F(\alpha, \alpha-1; 2\alpha; 1-\eta)}{u_* (1-\eta_0)^{\alpha-1} F(\alpha-1, \alpha+1; 2\alpha; 1-\eta_0)} \quad (32)$$

现在来计算(32)式中的两个 F ,按[6],当 $c = a + b + m$, m 为正整数时(当 $m=0$,只取第二项),

$$\begin{aligned} F(a, b; a+b+m; z) &= \frac{\Gamma(m)\Gamma(a+b+m)}{\Gamma(a+m)\Gamma(b+m)} \sum_{n=0}^{m-1} \frac{(a)_n (b)_n}{n! (1-m)_n} (1-z)^n - \\ &\frac{\Gamma(a+b+m)}{\Gamma(a)\Gamma(b)} (z-1)^m \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(a+m)_n (b+m)_n}{n! (n+m)!} \\ &(1-z)^n [\ln(1-z) - \psi(n+1) - \psi(n+m+1) + \\ &\psi(a+n+m) + \psi(b+n+m)] \end{aligned} \quad (33)$$

令(33)式中 $m=1$ 以计算(32)式分子上的 F ,令 $m=0$ 计算(32)分母上的 F 。(33)式中 $\Gamma(x)$ 为伽马函数, $(x)_n = x(x+1)\cdots(x+n-1)$,而 $\psi(x)$ 定义如下:

$$\psi(x) = \frac{d \ln \Gamma(x)}{dx}$$

因为我们求近地处的 T ,在(32)式中令 $\eta = \eta_0$,注意到因 η_0 很小, $(1-\eta_0)^\alpha$ 及 $(1-\eta_0)^{\alpha-1}$ 均趋于1,在用(33)式算 F 时,因 η_0 很小,在第二个和式中取 $n=0$ 一项已足够,得:

$$\begin{aligned} T &= \frac{A}{u_*} e^{i\sigma' r} c (\alpha-1) \times \\ &\frac{\Gamma(2\alpha)}{\Gamma(\alpha+1)\Gamma(\alpha)} - \frac{\Gamma(2\alpha)}{\Gamma(\alpha)\Gamma(\alpha-1)} (-\eta_0) [\ln \eta_0 - \psi(1) - \psi(2) + \psi(\alpha+1) + \psi(\alpha)] \\ &- \frac{\Gamma(2\alpha)}{\Gamma(\alpha+1)\Gamma(\alpha-1)} [\ln \eta_0 - 2\psi(1) + \psi(\alpha+1) + \psi(2-1)] \end{aligned}$$

因 η_0 在 10^{-4} 的量级,分子中后一项甚小可略去,再用 $\Gamma(\alpha) = (\alpha-1)\Gamma(\alpha-1)$,得:

$$T = -\frac{A}{u_*} e^{i\sigma t} \frac{c}{\ln \eta_0 - 2\psi(1) + \psi(\alpha+1) + \psi(\alpha-1)} \quad (34)$$

η_0 处 $|T|$ 应等于1,得:

$$1 = \frac{Ac}{u_*} \left| \frac{1}{\ln \frac{1}{\eta_0} + 2\psi(1) - \psi(\alpha+1) - \psi(\alpha-1)} \right| \quad (35)$$

(35) 式中 α 中含 u_* , 因此这是一个关于 u_* 的超越方程, ψ 可查表计算^[6], 我们用逐次试验法求(35) 式关于 u_* 的数值解。作为个例, 取 $A=10\text{m/s}$, $f=10^{-4}\text{s}^{-1}$, $h=1000\text{m}$, $\sigma=f$ 则得 $u_*=0.285\text{m/s}$, $\frac{u_*}{A}=0.0285$, 若取 $\sigma=\frac{f}{2}$, 则 $u_*=0.275\text{m/s}$ 。这些值略偏小些, 因为上面已述, 这是由于近地处 K 偏小之故。由于定常过程亦用此 K , 因此不妨碍看出非定常过程的影响。

现在设上界处风向按顺时针方向周期变化, 即代替(6)式用:

$$W^I = A e^{-i\sigma t} \quad (36)$$

相应于 $\sigma=\frac{f}{2}$ 时 u_* 的解为 $u_*=0.24\text{m/s}$, $\frac{u_*}{A}=0.024$, 即比上界风向按反时针转向时小, 这是因在后者情况, $\frac{\partial W^I}{\partial t}$ 项与气压梯度力相反, 抵消了一部分气压梯度力, 而前者情况则增加气压梯度力。

在 u_* 解出后, 风廓线由(29)式得到, 由此可得近地处风与边界层上界风的夹角 φ , 这也是一个内参数。在(6)式且 $\sigma=f$ 时, $\varphi=0.217$ (弧度), $\sigma=\frac{f}{2}$ 时为 $\varphi=0.223$ (弧度); 在(36)式且 $\sigma=\frac{f}{2}$ 时 $\varphi=0.258$ (弧度), 即上界风反时针旋转时 φ 角偏小。

四、与定常解的比较

在(29)中令 $\sigma=0$ 即得定常时廓线, (35)中令 α 中的 $\sigma=0$ 即可解得定常时的 u_* , 在 A , f , z_0 取得与非定常相同时, 解得 $u_*=0.26\text{m/s}$, $\frac{u_*}{A}=0.026$ 。与非定常比较, 则 $\frac{u_*}{A}$ 定常值小于 W^I 反时针旋转时的值而大于顺时针旋转时。在 $\sigma=\frac{f}{2}$ 时, 由于风向的非定常造成的 $\frac{u_*}{A}$ 的差别在10%的量级。由(35)式, α 的变化将引起 u_* 的变化, 经计算说明, 当 σ, f, h 变化一个较大的幅度时, 由 α 的变化引起的 u_* 的变化幅度远小于 σ, f, h 变化的幅度, 即(25)式中 α 变化主要由 σ, f, h 引起, u_* 作用甚小, 于是, 当 σ, f, h 增加, 则 α 的实, 虚部均增加, 根据函数 ψ 的性质, 一般 $|\psi|$ 亦增, 由(35)式定性分析, 此时 u_* 亦将增加。在上界风向顺时针时, σ 愈大则 $|\alpha|$ 愈小, 于是 u_* 将减少。

对于 φ 角, 定常时为0.232弧度, 亦界于非定常时反、顺旋转时二值之间, 在上界风向反时针旋转时, φ 角小些。定常与非定常的差亦在10%量级。

因此边界层上界即使风速不随时间变,只要风向随时间变,就会造成内参数与定常时不同,确切地说,在大尺度模式的边界层参数化中应计入此类非定常影响。

下面再看风廓线,由(29)式算廓线,(29)式可写为:

$$W = Ar(z)e^{i[\sigma t + \theta(z)]} \tag{37}$$

r, θ 为(29)式中方括号内复变量的模及幅角, r 表示某高度风模量与上界处值之比, θ 表某高度风与上界风的夹角。定常时可写为:

$$W = Ar(z)e^{i\theta(z)} \tag{38}$$

当上界风顺时针旋转时,

$$W = Ar(z)e^{-i[\sigma t - \theta(z)]} \tag{39}$$

由于定常非定常时 u_0 不同, α 亦不同,于是(37)、(38)、(39)式中 r, θ 各不相同,故即使在以瞬时上界风向为实轴的坐标系中,定常与非定常时的风廓线亦不同,故上界风向的变化也能够影响风廓线。图 1 是当上界风向反、顺时针旋转且 $\sigma = \frac{f}{2}$ 时在 $\eta = 0.25$ 高度

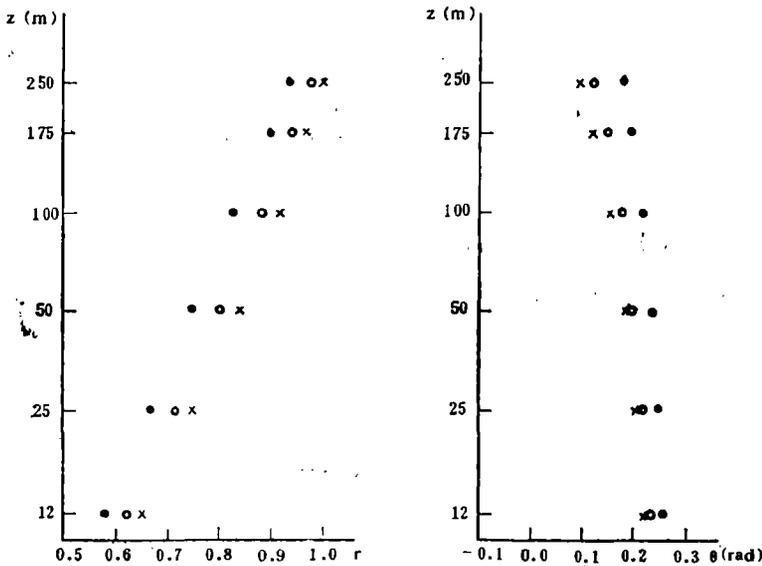


图 1 上界风向在旋转不同时产生的 r (左)和 θ (右)的垂直分布
(\times 反时针, \bullet 顺时针, \circ 定常)

以下各高度 r 及 θ 的分布图。可见在上界风向反时针旋转时,风随高度变化更快些,反之亦然。显然 σ 愈大,则上述特征愈显著。 θ 角在上界风反时针旋转时,值比定常时较小,即位相比定常时有一个落后,而上界风向顺转时则反之。可以这样理解,当上界风向反时针旋转时,边界层低高度处风向与固定实轴(即起始时上界风向)的夹角 $\sigma t + \theta$ 还来不及跟上上界风向 σt 的变化,即边界层内的过程对引起变化的上界条件有一个位相落后,因而 θ 比定常时小,在上界风顺时针转时, θ 比定常时 θ 大也同样由于位相落后,因为边界层下部 θ 角总是大于零的。

五、数值解的结果

上述均是在(14)式所示的 K 下求解运动方程的结果, 所有结论均是从分析解得到的。解析解的好处是清楚看出各物理量所起的作用, 缺点是对实际大气的代表性作了一定的限制。运用近代湍流理论确定的 K 来数值求解方程(1)、(2)(定解条件仍用(7)、(8)或(36)、(8)), 可以得到更接近实际的结果。我们取近代边界层模式常用的下述 K ^[8]:

$$K = l^2 \left[\left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (40)$$

$$l = \frac{k(z+z_0)}{1 + \frac{k(z+z_0)}{\lambda}} \quad (41)$$

$$\lambda = 0.0063 \frac{u_*}{f} \quad (42)$$

$$u_* = \left(K \left| \frac{dV}{dz} \right| \right)^{\frac{1}{2}}_{z=z_0} \quad (43)$$

k 为卡门常数, 取 0.4, z_0 为近地层某高度。现在我们可以解闭合组(1)、(2)、(40)–(43), 压力梯度项即用(5)式右端括号内表示式计算。初值条件即用上述闭合组的定常解。方程的铅直差分网格如下表:

表 1 数值解的差分网络

No.	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16
$z(\text{m})$	0	0.25	0.5	1	2	6	16	32	64	100	200	300	400	600	800	1000

采用隐式差分方案, $\frac{\partial}{\partial t}$ 项用前差, $\frac{\partial^2}{\partial z^2}$ 用中心差, $\Delta t = 5 \text{min}$, 当积分时间足够长, 所得的解就摆脱了初始条件的影响, 而得到了完全受上下边界条件控制的解。我们的结果说明积分三天以后, 在以上界风向为坐标轴的坐标中, 方程的解已与时间无关, 即得到了圆形对称的解。当上界风向反时针旋转时, $\frac{u_*}{A}$ 比定常时 (即上界风向不随时间变时) 大, 顺时针旋转时比定常时小, 而 φ 角则正好相反。结论与前述解析解一致。在 $\sigma = \frac{f}{2}$ 情况下, $\frac{u_*}{A}$ 及 φ 角在非定常时与定常时的差别亦在 10% 量级, 也与解析解一致¹⁾。用数值解的好处是在上界风向不是周期变化时, 本节讲的方法同样可用来研究当上界风向任意变化时对内参数的影响。对风廓线的结论亦同解析解。

1) 在此二参数的绝对大小上, 解析解与数值解因 K 不同, 是有差别的。

六、结 束 语

对中性、正压大气边界层运动方程进行解析及数值研究的结果,都得到了当边界层上界风速不变,但风向反、顺时针作周期变化时, u_* , $\frac{u_*}{A}$, φ 等内参数均要不同于定常时,在前者, u_* , $\frac{u_*}{A}$ 比定常时增加, φ 则减少;在后者则反之。由于这种变化,非定常时大气边界层的阻力规律应与定常时不同,在大尺度模式的边界层参数化问题中在应用定常时阻力规律时应考虑非定常过程作适当的修正,尽管在仅考虑上界风向变化时这种修正并不大。又在上界风向改变时,我们从本文结论知,对于边界层中风随高度的分布特征也可从定常时风随高度分布的已知特征加以适当修正得到。

参 考 文 献

- [1] Bhumralkar, C. M., Parameterization of the PBL in atmospheric general circulation models, *Rev. Geophys. Space Sci.*, 14, 215-226, 1936.
- [2] Иорданов, Д. Л., В.В.Пененко, А.Е.Алюян, Параметризация стратифицированного бароклинного пнс для численного моделирования атмосферных процессов, *Изв. ФАО*, 14, 815-823, 1978.
- [3] Nieuwstadt, F. T. M., On the solutions of stationary baroclinic Ekman layer equations with a finite boundary layer height, *Boundary Layer Meteorol.*, 26, 377-390, 1983.
- [4] Wyngaard, J. C., O. R. Cote and K. S. Rao, [Modeling the atmospheric boundary layer, *Adv. in Geophys.*, 18A, 193-212, Academic Press, 1974.
- [5] Mak, Man-Kin, On the frequency dependence and dynamics of accelerating neutral PBL, *J. Atmos. Sci.*, 31, 475-482, 1974.
- [6] Abramowitz, M., and I. A. Stegun, *Handbook of Mathematical functions*, 557, 559, 288, Dover, 1965.
- [7] Whittaker, E. T., and E. N. Watson, *Modern Analysis*, 286, Cambridge, 1927.
- [8] Blackadar, A. K., High resolution models of the PBL, in J. R. Pfafflin and E. N. Ziegler (eds.) *Advances in Environmental Science and Engineering*, 1, 50-85, Gordon and Breach, 1979.

THE INFLUENCES OF NONSTATIONARY PROCESS ON THE INNER PARAMETERS AND THE WIND PROFILES IN THE ATMOSPHERIC BOUNDARY LAYER

Zhao Ming

(Department of Atmospheric Sciences, Nanjing University)

Abstract

In this paper, under the assumption of neutral and barotropic atmosphere, by means of the analytic solution of motion equation of PBL, the influences of nonstationary process on the inner parameters $\frac{u_*}{A}$ (A is the wind speed at the top of PBL) and φ (the angle between the wind near surface and the wind at the

top of PBL) of PBL are investigated in which the direction of the wind at the top of PBL is a periodic function of time but the wind speed at the top of PBL is not changed. The $\frac{u_*}{A}$ increases and φ decreases when the wind direction at the top of PBL rotates anticlockwise, and vice versa. Hence the parameterization of PBL in the large scale models which was derived in the stationary conditions should be corrected by accounting for the nonstationary process. The similar results are obtained in the numerical solution of the motion equation of PBL. The influences of this nonstationary process on the profiles of wind in PBL are also analyzed.

邹竞蒙当选世界气象组织主席

在日内瓦举行的第十次世界气象大会,于1987年5月19日一致选举中国气象学会名誉理事、国家气象局局长邹竞蒙为世界气象组织主席。任期四年。邹竞蒙曾于1983年举行的第九次世界大会当选世界气象组织第二副主席,今年又荣任主席,这是中国在联合国各专门机构中第一次担任主席职务,为我国和我国气象工作者赢得了荣誉。

邹竞蒙在当选主席后致词,感谢各国代表团一致选举他担任世界气象组织主席,感谢各国代表给予他的崇高荣誉,给予中国和中国人民的崇高荣誉。他表示将与世界气象组织的同事们合作共事,竭尽全力为贯彻执行本组织宗旨和大会的决议服务。中国驻日内瓦联合国常驻代表钱嘉东大使也在大会上发表讲话,代表中国政府向邹竞蒙表示热烈祝贺。他说:这不仅是邹竞蒙先生本人的荣誉,而且也反映了大会对中国和中国人民的信任和友好情意。中国政府将积极支持邹竞蒙先生作为世界气象组织主席为加强国际气象合作事业所进行的各项活动,期待着他在各友好国家和人士的支持下为促进国际气象友好合作做出应有的贡献。他还说:中国政府一贯重视和支持气象工作,我国政府领导人多次对中国气象部门的服务工作和气象现代化的进展表示满意,我国领导人也特别注意并且积极支持中国气象部门与世界气象组织和友好国家的合作。钱大使在结束他的讲话时再次强调:中国政府将一如既往地积极支持和参加世界气象组织的工作,并衷心祝愿世界气象组织不断取得新的成就。

会上,有62位代表,代表66个国家和2个国际组织向邹竞蒙表示祝贺,热情地称赞中国气象事业取得的成就和在国际合作中做出的贡献,表达了对邹竞蒙将以杰出的成绩实现任期内的任务的信赖。

在获悉邹竞蒙同志当选世界气象组织主席后,中国气象学会、国家气象局当即联名致电中国驻日内瓦联合国代表团和气象代表团表示热烈祝贺,并高度评价其意义和影响。电文说:由于坚定地执行中央对外开放政策,我国同世界各国在气象方面的交往和合作不断增加,在世界气象组织事务中正在发挥日益重要的作用。我国气象工作受到国际气象界的注目。邹竞蒙同志的当选,是世界气象组织各国对他的信任和他多年来从事国际气象合作活动的高度赞赏。他的当选,既是你们共同努力工作的结果,也是中国气象工作者的荣誉。

邹竞蒙已在履行其主席的崇高职责。

(辑合)