

非定常过程对大气边界层的内参 数与风廓线的影响(二)*

赵 鸣 钟世远 卞新棣

(南京大学大气科学系)

提 要

本文用大气边界层运动方程的数值积分研究了当边界层顶风向不变但风速变化时对大气边界层的内参数 $\frac{u_*}{A}$ (u_* 为摩擦速度, A 为上界风速)和 α 角(地面风与上界风向的交角)的影响。设上界处风速随时间指数增加及减少,最后趋于定常。在大气正、斜压时, $\frac{u_*}{A}$ 及 α 角的时间变化均是振幅衰减的振荡,最后趋于定常时相应的值。在时间变化过程中的任一时刻,内参数值与当上界条件取该时刻上界风时的定常解结果有一定的差别,严格说,定常时的内参数值并不能直接用于当上界风非定常时。本文还考虑了上界风速非定常对风廓线的影响。

一、引 言

在大尺度气象过程的数值模拟中,边界层的影响一般由参数化来引入,而参数化的主要内容是找出边界层内外参数间的关系,从而将内参数(各种湍流通量等)用大尺度模式变数表出。相似理论与解边界层运动方程都能得出相应结果。至今为止,结果主要是定常时的。在定常情况下,当大气为中性、非中非、正压、斜压时均获得若干结果^[1,2]。对于非定常情况,当大尺度气压场不随时间变化时即边界层上界风不随时间变化时,仅由于边界层日变化引起的内参数变化也有了若干研究^[3,4]。从实用观点说,大尺度气压场也在变化,尤其在系统过境时不能忽略,此时边界层上界风也在变,这种变化会对内外参数间的关系产生什么影响,相应的边界层参数化会有哪些变化是一个既有理论意义又有实用价值的问题。我们在前一文中^[5]论述了中性正压大气由于气压场变化使边界层上界风向作等速度变化,而风速不变时,内参数 $\frac{u_*}{A}$ (摩擦速度与上界风速之比)及 α 角(地面风与上界风向的夹角)的变化及其与定常时的差别。本文则讨论当气压场的变化使中性大气边界层上界风向不变,而风速随时间变化时内参数的变化,主要讨论 $\frac{u_*}{A}$, α 的变化,采用求解边界层运动方程的方法,既考虑大气为正压也考虑为斜压情况。

* 本文1986年6月30日收到,1987年1月9日收到修改稿。

二、基本方程与数值积分

设大气中性(代表大气的一般状况),下垫面水平均匀,与[5]相同,考虑水平均匀的运动,运动方程对边界层是:

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

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

K 为湍流交换系数,其他符号为通用符号。边界层顶处不计摩擦(其相应风速的右上角加“ I ”号),方程是:

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

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

当大气正压时,(1)、(2)与(3)、(4)式中气压梯度力分别相等。由(3)、(4)可将气压梯度力表示为上界风速的函数:

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\partial u^I}{\partial t} - fv^I \quad (5)$$

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} = \frac{\partial v^I}{\partial t} + fu^I \quad (6)$$

将(5)、(6)代入(1)、(2)得正压时边界层运动方程:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} K \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial u^I}{\partial t} + f(v - v^I) \quad (7)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} K \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial v^I}{\partial t} + f(u^I - u) \quad (8)$$

当大气斜压时,边界层内外的气压梯度力除在边界层顶 $z=h$ 外不再相等,即(5)、(6)式仅在边界层顶成立。

由热成风关系知:

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \right) = -\frac{g}{T} \frac{\partial \bar{T}}{\partial x} \quad (9)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} \right) = -\frac{g}{T} \frac{\partial \bar{T}}{\partial y} \quad (10)$$

如前述,设边界层上界风向不变,仅风速变,不失一般性设上界风向沿 x 轴,于是 $v^I = 0$ 。考虑热成风平行于边界层上界风的情况(其他情况用文中方法可类似求解),即设 $\frac{g}{T} \frac{\partial \bar{T}}{\partial x} = 0$,并设热成风速线性随高度增减:

$$\left(-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \right)_s = \left(-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \right)_h \quad (11)$$

$$\left(-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} \right)_s = \left(-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} \right)_h - c(h-z) \quad (12)$$

h 为边界层上界高度, c 为常数即为 $-\frac{g}{T} \frac{\partial \bar{T}}{\partial y}$, h 处的气压梯度力用 (5)、(6) 式代入得:

$$\left(-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x}\right)_z = \frac{\partial u^I}{\partial t} - f v^I \quad (13)$$

$$\left(-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y}\right)_z = \frac{\partial v^I}{\partial t} + f u^I - c(h-z) \quad (14)$$

(13)、(14) 代入 (1)、(2) 即得斜压大气边界层运动方程:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} K \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial u^I}{\partial t} + f(v-v^I) \quad (15)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} K \frac{\partial v}{\partial z} + f(u^I-u) - c(h-z) + \frac{\partial v^I}{\partial t} \quad (16)$$

湍流交换系数 K 用近代边界层模式中常用的形式^[6]

$$K = l^2 \left[\left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (17)$$

l 为混合长:

$$l = 0.4(z+z_0) / [1 + 0.4(z+z_0)/\lambda] \quad (18)$$

z_0 为下垫面粗糙度, 本文取 0.01 m, 代表平坦地区。

$$\lambda = 0.0063 u_* / f \quad (19)$$

$$u_* = \left(K \left| \frac{dv}{dz} \right| \right)_{z=z_0}^{1/2} \quad (20)$$

$z=z_0$ 为近地层某高度, (17)–(20) 分别与 (7)、(8) 及 (15)、(16) 组成正、斜压大气边界层闭合方程组。可以求数值解, f 取中纬度代表值为 10^{-4} s^{-1} 。

下界条件:

$$u=v=0 \quad \text{当 } z=0 \quad (21)$$

由大尺度地转适应理论^[7], 在适当的天气尺度条件下, 上界风的演变规律可令为:

$$v=v^I=0 \quad (22)$$

$$u=u^I=P_1-Qe^{-\alpha t} \quad (23 \text{ a})$$

$$u=u^I=P_2+Qe^{-\alpha t} \quad (23 \text{ b})$$

(23 a) 代表上界风随时间增加, (23 b) 代表上界风随时间减少, 显然 当时间 t 足够大后, 上界风即为定常, 不失一般性, 不妨取 $\alpha=f$ 。

(22)、(23 a)、(23 b) 既可作为上边界条件也可用以求 (1)、(2) 式中的气压梯度力, 即将 (22)、(23 a)、(23 b) 式代入 (5)、(6)、(13)、(14) 式即可得知气压梯度力的表示式。

为讨论方便起见, 不妨称 (23 a) 的解为情况 a, (23 b) 的解为情况 b。

初始条件取当 $t=0$ 时 (22)、(23) 式所示的上界风情况下的边界层方程的定常解。

本文所取铅直差分网格见表 1。

上界高度取 1000 m 代表一般边界层上界高度。将方程组化为差分方程, 采用隐式差分方案, 时间取前差, Δt 取 2 min。在 (23) 式情况下, 上界风速的变化开始时变化较快, 然后变慢。本文取 $P_1=12 \text{ m/s}$, $P_2=8 \text{ m/s}$, $Q=4 \text{ m/s}$ 作为代表值。在这些参数下, 上界风在时间较长时例如 20 h 左右, 随时间的变化已较小, 即接近于定常。我们积分到 40 h

表 1 铅直差分网格

N_0	1	2	3	4	5	6	7	8
$z(m)$	0	0.25	0.5	1	2	6	16	32
N_0	9	10	11	12	13	14	15	16
$z(m)$	64	100	200	300	400	600	800	1000

为止,积分结果也证明 20 h 后结果随时间变化已不大。当然积分时间如果更长,则更能使结果接近定常态。本文方法亦可应用到当上界风为其它函数形式或参数 P, Q 取其他值的情况。

三、正压大气的结果

图 1 是情况 a (上界风速随时间增加)求出的 $\frac{u_*}{A}$ 随时间的变化、上界风在最初几小时迅速增加,然后增加速度变慢,最后趋于定常。从正压时的结果(实线)可见, $\frac{u_*}{A}$ 随时间的变化呈振幅逐渐衰减的波动性质。即先短暂上升后随即下降,然后再渐升降而趋于定常值 0.033,它与当上界风为 12 m/s 时的定常解结果的值已几乎一致(定常解结果亦示于图中),说明对 $\frac{u_*}{A}$ 而言,20 h 已趋于定常。

图 2 是情况 b (即上界风随时间减少)的结果, $\frac{u_*}{A}$ 也是呈衰减的振荡,只是变化趋势与情况 a 相反,到 20 h 以后也已趋于它的定常态值。积分 20 h 以后的定常值在情况 a 比初始值略小,而在情况 b 比初始值略大,这符合边界层相似理论的结论,接近代边界层理论^[1],中性时 $\frac{u_*}{A}$ 应是罗斯贝数 $\frac{A}{fz_0}$ 的函数(此处我们用 A 代替地转风 G),在情况 a,罗斯贝数最后值比起始值大,故 $\frac{u_*}{A}$ 略小,情况 b 则反之。当然这仅对定常值才成立。而在变化过程中 $\frac{u_*}{A}$ 的振荡性质则应是引起 $\frac{u_*}{A}$ 复杂变化的各因素共同作用的结果。在情况 a,此时由(5)、(6)式,气压梯度力 $\left| -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \right|$ 应增加, $\left| -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} \right|$ 亦增加,上界风速亦增加,而气压梯度力的增加与上界风的增加并不成比例,例如由(5)式 x 方向气压梯度增加了,但 y 方向速度却没有增加,因此这种情况比定常情况复杂得多。气压梯度力的增加与上界风速增加的结果都会造成近地处风速及 u_* 的增加,而 u_* 增加的快慢又决定于气压梯度力及上界风速增加的快慢以及此时方程中各力(包括惯性力 $\frac{\partial u}{\partial t}$, $\frac{\partial v}{\partial t}$)共同产生的结果,

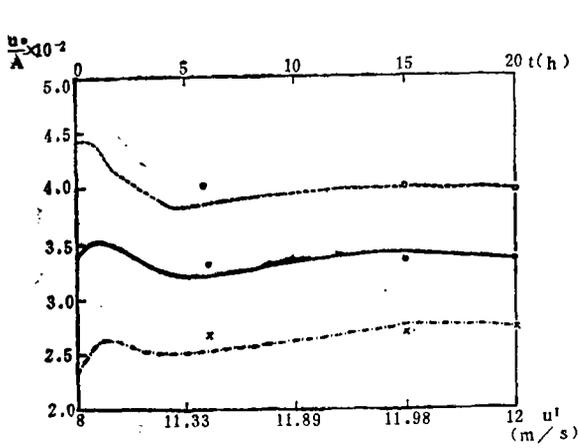


图 1 $\frac{u_*}{A}$ 的时间变化

(实线为正压,点划线为地转风随高度增加,虚线为地转风随高度减少,·,×,○分别为上述三种情况下,在几个固定时刻的定常解,上界风随时间增加)

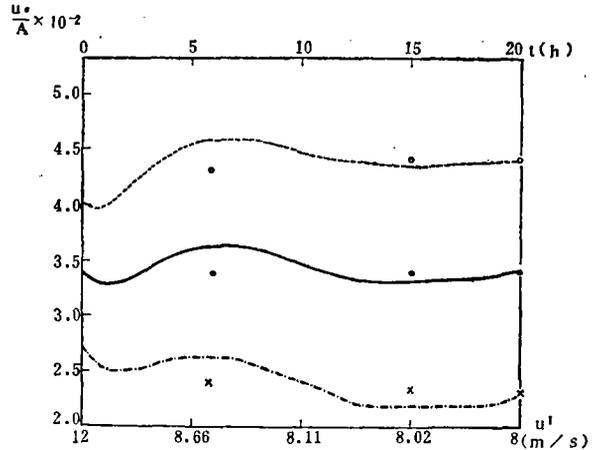


图 2 $\frac{u_*}{A}$ 的时间变化

(上界风随时间减少,其它情况同图1)

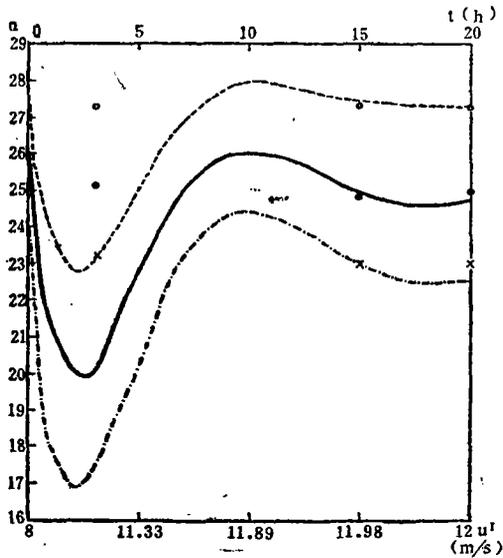


图 3 α 角在上界风速随时间增加时的变化 (图例同图1)

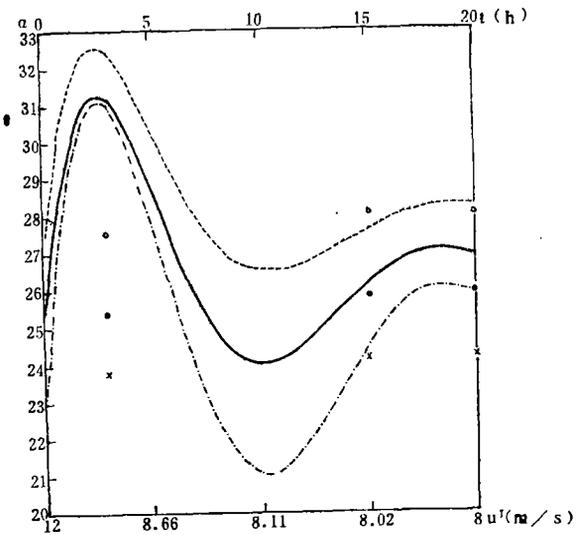


图 4 α 角在上界风速随时间减少时的变化 (图例同图1)

显然由于过程复杂,再除以 A 后, $\frac{u_*}{A}$ 的变化就不可能是单调的时间变化。另一方面,在积分时间较长以后,由于上界风速变化速度已较慢,相应地气压梯度力的变化亦慢,方程中 $\frac{\partial}{\partial t}$ 项亦小,于是方程中各量变化速率均较慢,因而 $\frac{u_*}{A}$ 变化幅度变小,并逐渐趋于定常值。

再看 α 角,如图3,4分别是情况a,b时 α 角的时间变化,在情况a, α 角很快由 26° 下降至 20° ,然后再逐渐上升,到20h时为 24.7° ,此值已较接近当上界风速为12 m/s时的

定常解 25° ，小的差别说明还没有完全达定常态解，与 $\frac{u_*^*}{A}$ 比较， α 角变化幅度大一些，趋于定常值也迟些。在情况 b，则相反，先由 25° 很快上升至 31° ，然后再下降，20 h 后达 26.8° ，比上界风速 8 m/s 时的定常解 26° 还略大些，这也说明 20 h 后仅接近定常解而尚未完全达定常解，也比 $\frac{u_*^*}{A}$ 变化幅度大，较迟趋于定常值。图 3, 4 我们仅给出了 20 h 内的数值解，因为 20 h 后其变化幅度极其小，我们将 20 h 至 40 h 之间的数值解大致情况简述如下即可明了。在情况 a 中当 20 h 后 $\frac{u_*^*}{A}$ 变化的相对范围(和相应定常解)在 1.3% 之间， α 角在 2.2% 之间；在情况 b 中 20 h 后的 $\frac{u_*^*}{A}$ 变化为 1.4%， α 角在 2.4% 之间。可见相对变化在 20 h 以后是非常小的。 α 角变化的振荡性质同样也是方程中各个力对时间变化的响应随时间的不同而不同产生的结果。时间增加，各力的非定常性及上界风速的非定常性均减少，解也渐趋于定常。当然上述解释仅对(23)式的上界风速而言，对其他风速变化， $\frac{u_*^*}{A}$ 及 α 角的变化亦将不同。

在任一时间断面，由当时的上界风速 A 可算出罗斯贝数 $\frac{A}{fz_0}$ 。在这一时间断面，我们由本模式可算出非定常时的 $\frac{u_*^*}{A}$ 及 α ，亦可用当时的上界风速 A 求定常边界层运动方程的解，从而求出该时刻定常时的 $\frac{u_*^*}{A}$ 及 α 。显然不同时刻，由于罗斯贝数不同，这些定常内参数将不同，而同一时刻，非定常的内参数也与定常内参数不同。我们在图 1—4 中在几个固定时刻给出了定常时的解以与当时的非定常解相比较。可见在情况 a，积分 6 h 后 $\frac{u_*^*}{A}$ 低于定常值，而 15 h 后高于定常值，情况 b 则反之。 $\frac{u_*^*}{A}$ 的这个差别在 6 h 时可达 7% 左右。

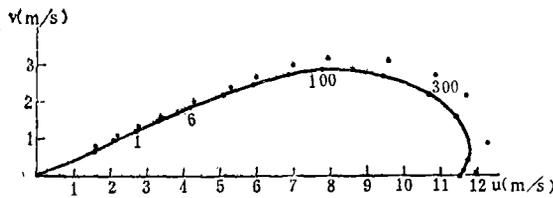


图 5 上界风速随时间增加时的风螺旋
(积分时间为 6 h，图中由实线及●表示，○表示定常解)

15 h 时的差别则较小。定常与非定常的差别是由于它们服从的方程不同，并且即使在同一上界风速下，气压梯度力也不相同的原故。同样对 α 角，在积分 3 h 后，定常与非定常值的差别可达到 20% 左右，不同时刻 α 角可以是定常时大，也可以是非定常大，这差别随着时间的增加而渐变小。由此可见，当我们由大尺度模式参数求内参数时，精确地说，不能只引用定常的结果，而要考虑实际大尺度非定常的影响。

显然，同一上界风速时，定常与非定常的差别也应反映在风廓线上。图 5 是情况 a 时积分 6 h 后的风矢端螺旋图。图上也给出了同一上界风下的定常解。可见风螺旋主要特征是相同的，但在大部分高度上，定常解风速要比非定常解大些。即以较快的速度趋于上界风。这相应于在非定常时 $\frac{u_*^*}{A}$ 比定常时小些之故。在积分 15 h 后，非定常的 $\frac{u_*^*}{A}$ 比定常

时要大些,相应地各高度上的风速也就比定常时要大些。这可以从 u_* 大,湍流的上下交换也大的事实来说明。相似地,情况 b 的风廓线,非定常与定常的差别亦与当时的 $\frac{u_*}{A}$ 相适应。

四、斜压时的结果

为简单计,设斜压参数 c 不随时间变化,此时边界层内气压梯度力随时间的变化应由上界风速的时间变化再加上斜压作用来决定,即(13)、(14)式。不失一般性可设 c 为 $\pm 3 \times 10^{-7} \text{s}^{-2}$,当 c 为正时表明边界层内气压梯度力的绝对值随高度递增, c 为负时则反之。在图 1-4 中,给出斜压时内参数解的结果,前者以点划线表示,后者以虚线表示。由图 1,在情况 a,当地转风随高度增加时, $\frac{u_*}{A}$ 比正压时偏小约 20%,而随时间变化的趋势则相同,当地转风随高度减少时 $\frac{u_*}{A}$ 比正压约大 20%,趋势亦相同。时间趋势相同显然是由于 $\frac{u_*}{A}$ 的时间变化正、斜压时均是同一物理机制引起,而 $\frac{u_*}{A}$ 的值在地转风随高度增加时偏小是因这时上界风及上界处气压梯度力与正压相同,而近地处则斜压时气压梯度力变小,显然此时 u_* 应比正压时小,地转风随高度减少时 $\frac{u_*}{A}$ 偏大亦可类似解释。情况 b 时由图 2,变化趋势亦与正压相同,只是其与正压时的差别达到 30%,也是地转风随高度增加时 $\frac{u_*}{A}$ 更大,此处不另解释。

α 角情况见图 3 图 4,当地转风随高度增加时, α 比正压时小,反之亦然,不论情况 a 及 b 均如此。总之对 $\frac{u_*}{A}$ 及 α ,斜压性造成的相对于正压时的差别在各个时刻都近于相等,故总变化趋势与正压时相同。即斜压性不改变 $\frac{u_*}{A}$, α 随上界风变化的趋势,只使其大小改变。

现在再看与定常时的比较,如图 1-4,非定常与定常解的差别的基本特征与正压相同,只是差别的大小在地转风随高度增加时还略大些,同样,对 $\frac{u_*}{A}$ 而言,到积分 20 h 已趋定常,而对 α 角则离定常还有一点差别,即 α 角趋于定常更慢些。

我们还比较了情况 a、b 下,不同时刻在不同斜压情况下风廓线与定常时的差别。此差别与正压时特征相同,即定常非定常时各高度风的大小要看 $\frac{u_*}{A}$ 的大小,在 $\frac{u_*}{A}$ 比定常解大的时刻,其风速亦比定常时大,反之亦然,这是对风大小而言的,如果考虑近地面风分量,还要再考虑 α 的差别。总之,定常与非定常廓线的差别在不同时刻是不同的,情况比较复杂。

五、结 论

本文用边界层运动方程的数值积分讨论了正、斜压大气中当上界风由于大尺度气压场的变化而产生风速变化但风向不变时, 边界层内参数及风廓线的变化。用湍流理论中常用的K表达式, 而上界风速设指数型随时间变化, 最后趋于定常值。结果表明, $\frac{u^*}{A}$ 及 α 呈衰减振荡的形式, 最后趋于相应于定常解时的定常值。在变化中的任一时间断面处, 非定常内参数不同于取该时刻上界风为上界条件时的定常解, 说明在大尺度模式的边界层参数化问题中, 由于大尺度气压场的非定常性, 直接引用定常时的阻力定律是有误差的。精确地说, 应计入此类差别。同样, 由于上界风的非定常, 使风廓线与同一上界风速下的定常风廓线也有差别。这种差别与 $\frac{u^*}{A}$ 及 α 的差别有关。

参 考 文 献

- [1] Tennekes, H., Similarity law and scale relationship in PBL, in Workshop on Meteorology, 177-214, Amer. Met. Soc., 1973.
- [2] Иорданов, Д. Л., Параметризация стратифицированного бароклинного пнс для численного моделирования атмосферных процессов, Изв. ФАО, 14, 815-823, 1978.
- [3] Wippermann, F., D. Etling and H. Leykauf., The effects of non-stationarity on the PBL, Beitr. Phys. Atmos., 46, 1, 34-56, 1973.
- [4] Zilitinkevich, S. S., and J. W. Deardorff, Similarity theory for the PBL of time dependent height, J. Atmos. Sci., 31, 1449-1452, 1974.
- [5] 赵鸣, 非定常过程对大气边界层的内参数和风廓线的影响, 气象学报, 45, 4, 385-393, 1987.
- [6] Blackadar, A. K., High resolution models of PBL, in J. R. Pfafflin and Z. N. Zeigler (eds), Advances in Environ. Sci. and Engineering, 1, 50-85, Gordon and Breach, 1979.
- [7] 伍荣生等, 大气中的地转适应问题, 动力气象学, 上海科技出版社, 51-59, 1983.

THE INFLUENCES OF NONSTATIONARY PROCESS ON THE INNER PARAMETERS AND WIND PROFILES IN THE PLANETARY BOUNDARY LAYER (II)

Zhao Ming Zhong Shiyuan Bian Xindi

(Department of Atmospheric Sciences, Nanjing University)

Abstract

In this paper, the effect of the variation of the wind speed at the top of PBL (the wind direction maintains a constant) on the inner parameters u^*/A (the ratio of friction velocity to the wind speed at the top of PBL) and α (the angle between the wind direction near the ground and the wind direction at the top of PBL) are studied by means of the numerical solution of the motion equation in PBL. The wind speeds at the top of PBL increase and decrease as an

exponential function of time and approach constant values. In the case of barotropic condition, the values of u^*/A and α are taken the form of attenuated fluctuation and approach the values corresponding to the stationary solutions. At any time during the temporal variation process the values of inner parameters are different from that derived from the stationary solutions of PBL equations in which the value of A at that instant is taken as the upper boundary condition. Strictly, the inner parameters derived from the stationary condition should not applied directly to the case of nonstationary condition of wind speed at the top of PBL. The effects of the nonstationary process to the wind profiles are also discussed.