第 45 卷 第 2 期　　气 象 学 报　　Vol. 45, No. 2
1987 年 5 月　　ACTA METEOROLOGICA SINICA　　May, 1987

圆形涡旋非线性大气边界层中风的分布*

赵 鸣

（南京大学大气科学系）

提　　要

在圆形涡旋的行星边界层中，考虑梯度风随半径变化的一般情况，在 $K=l^2\left|\frac{\partial V}{\partial z}\right|$ 的假定下，解边界层运动方程得到风及边界层某些参数的分布。还计算了边界层顶部的垂直速度，并将其与某些其他工作中的垂直速度作了比较。

一、引　　言

水平均匀大气边界层中风的研究最早是设湍流交换系数为常数得到的 Ekman 模式，其优点是便于理论研究，由其得到的边界层顶垂直速度也具有正确的量级，但它对边界层风的模拟定量上并不精确。以后出现的非线性模式得到了在细节上也符合实际的风分布。水平非均匀时，运动方程中必须考虑平流项，伍荣生[1,2]等曾运用 $K=$常数，在地转动量假定及其他某些假定下求得 Ekman 边界层的一般解，并在圆形涡旋这一特定气压场中求得风廓线及边界层顶垂直速度，在总体特征上说明了水平非均匀 Ekman 层的特征。但由于用 $K=$常数，细节上仍存在不精确之处。

在水平非均匀边界层中用非线性 K 模式是提高精确度的途径。文献[3]在气压场分布为圆形涡时在梯度风不随半径而变的假定下求出了不同半径处边界层风分布，但由于作了上述假定，因而其结果也不是一般性的。本文改进[3]中工作，取消梯度风不随半径而变的假定，用非线性 K 模式求出边界层方程组的数值解，在圆形涡这一气压场中得到较合实际的风廓线及边界层参数，并求出边界层顶垂直速度。

二、基 本 方 程

设大气中性、正压，等压线为圆形，略去密度随高度的变化，在定常轴对称运动时，柱坐标中边界层运动方程是：

$$\frac{\partial}{\partial z}K\frac{\partial v_\theta}{\partial z}-v_r\frac{\partial v_\theta}{\partial r}-w\frac{\partial v_\theta}{\partial z}-v_r\left(\frac{v_\theta}{r}+f\right)=0 \tag{1}$$

$$\frac{\partial}{\partial z}K\frac{\partial v_r}{\partial z}-v_r\frac{\partial v_r}{\partial r}-w\frac{\partial v_r}{\partial z}+v_\theta\left(\frac{v_\theta}{r}+f\right)=\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial r}=\pm fV_{gr}+\frac{V_{gr}^2}{r} \tag{2}$$

* 本文于 1985 年 10 月 21 日收到，1986 年 2 月 9 日收到修改稿。

K为湍流交换系数，f 为柯氏参数，v_θ 为切向风速，v_r为径向风速，V_{gr} 为梯度风速。(2)式中'+'号相应于气旋，'−'号相应于反气旋。设 $f=10^{-4}s^{-1}$，代表中纬度典型值。V_{gr}决定于气压分布，因 $V_{gr}(r)$是解方程所需的上界条件，设其为已知，即认为气压随半径分布已知。

按湍流理论，K 与混合长及风垂直切变有关。现在大多数边界层数值模式所采用的且较精确的一种形式是[4]：

$$K=l^2\left|\frac{\partial \boldsymbol{V}}{\partial z}\right| \tag{3}$$

$\boldsymbol{V}$ 为风矢，l 为混合长，按 Blackadar[4]：

$$l=\frac{0.4(z+z_0)}{1+\dfrac{0.4(z+z_0)}{\lambda}} \tag{4}$$

z_0为粗糙度，而

$$\lambda=\frac{0.0063\,u_*}{f} \tag{5}$$

u_*为摩擦速度，由下式决定：

$$u_*=\left(K\left|\frac{\partial \boldsymbol{V}}{\partial z}\right|\right)^{1/2}_{z=z_s} \tag{6}$$

z_s 为近地层内某高度。z_0不同时边界层风特征的差别我们在[3]中已述，本文只用 $z_0=1$ cm 作为个例来研究。

连续方程：

$$\frac{\partial v_r}{\partial r}+\frac{v_r}{r}+\frac{\partial w}{\partial z}=0 \tag{7}$$

方程(1)—(7)成闭合组，可数值解。下界条件是：

$$\boldsymbol{V}=0 \qquad \text{当 } z=0 \tag{8}$$

方程求解的上界高度取为 1000 m，该处：

$$v_r=0, \qquad v_\theta=\pm \boldsymbol{V}_{gr}(r) \tag{9}$$

其中正号相应于气旋，负号为反气旋。为了看出不同 V_{gr}分布的影响，我们取如下两组 V_{gr}：

$$V_{gr}=V_{gr1}-\frac{R-r}{R}C \tag{10}$$

$$V_{gr}=V_{gr2}+\frac{R-r}{R}C \tag{11}$$

R 为某常值 r，如取 1000 km，C 为常数，V_{gr1}，V_{gr2} 为 $r=R$ 处的 V_{gr}，(10)、(11)各代表 V_{gr} 随 r 线性增加及减少。其相应的边界层内运动在 r 方向的速度平流正相反，故研究(10)、(11)二种分布可得知不同水平平流时边界层解的差别。

同一 r 处除 V_{gr}分布不同外，V_{gr} 本身大小不同也将造成不同解。为了看出 V_{gr} 分布不同造成的解的差别，应在同一 V_{gr} 值下比较。作为例子，我们取 $r=400$ km，令 $V_{gr2}=4$ m/s，$V_{gr1}=16$ m/s，$C=10$ m/s，(10)、(11) 式所决定的 V_{gr} 在 $r=400$ km 处均等于

10 m/s，我们即在该处比较(10)、(11)二种分布得到的解。文献[3]得到不计水平平流项时 $r=400$ km 处 $V_{gr}=10$ m/s 时的解，于是比较该解与(10)、(11) 所确定的解即可看出平流的影响。将平流影响与[3]中该 r 处风的特征加在一起，便得到了圆形涡中该 r 处边界层风的总的特征。其他 r 处风特征亦可类似推得。

三、方程的数值解

铅直网格系统如表 1。

表 1 铅 直 网 格 点

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

v_r, v_θ 定义于各网格点，K 定义于这些点当中。先求方程(1)、(2) 不计铅直平流项的解。任意 r 处，气旋差分格式是：

$$\frac{2K^{(n-1)}\left(j+\frac{1}{2},r\right)[v_\theta^{(n)}(j+1,r)-v_\theta^{(n)}(j,r)]}{[z(j+1)-z(j)][z(j+1)-z(j-1)]}$$

$$-\frac{2K^{(n-1)}\left(j-\frac{1}{2},r\right)[v_\theta^{(n)}(j,r)-v_\theta^{(n)}(j-1,r)]}{[z(j+1)-z(j-1)][z(j)-z(j-1)]}-v_r^{(n)}(j,r)\left[\frac{v_\theta^{(n-1)}(j,r)}{r}+f\right]$$

$$-v_r^{(n-1)}(j,r)\frac{v_\theta(j,r+\Delta r)-v_\theta^{(n)}(j,r)}{\Delta r}=0 \tag{12}$$

$$\frac{2K^{(n-1)}\left(j+\frac{1}{2},r\right)[v_r^{(n)}(j+1,r)-v_r^{(n)}(j,r)]}{[z(j+1)-z(j)][z(j+1)-z(j-1)]}$$

$$-\frac{2K^{(n-1)}\left(j-\frac{1}{2},r\right)[v_r^{(n)}(j,r)-v_r^{(n)}(j-1,r)]}{[z(j+1)-z(j-1)][z(j)-z(j-1)]}+v_\theta^{(n)}(j,r)\left[\frac{v_\theta^{(n-1)}(j,r)}{r}+f\right]$$

$$-v_r^{(n-1)}(j,r)\frac{v_r(j,r+\Delta r)-v_r^{(n)}(j,r)}{\Delta r}=fV_{gr}+\frac{V_{gr}^2}{r} \tag{13}$$

反气旋时应将 $v_r\frac{\partial v_\theta}{\partial r}$ 改写成 $v_r^{(n-1)}(j,r)\frac{v_\theta^{(n)}(j,r)-v_\theta(j,r-\Delta r)}{\Delta r}$，$v_r\frac{\partial v_r}{\partial r}$ 亦相应改，且(13)式右端 fV_{gr} 前取负号，上式各量(n)表迭代次数。

方程(12)、(13)应对不同 r 处分别求解。在解任意 r 处方程时，$r\pm\Delta r$ 处的 v_r 被看成已知，于是方程(12)、(13)实际上是含 $v_r^{(n)}, v_\theta^{(n)}$ 的四对角方程组，不难求解。

欲求 $v_r(r\pm\Delta r)$，必须先求方程在 $r\pm\Delta r$ 处的解。对气旋讲，我们必须对 r 由大到小逐步将各 r 处的解均求出。而对反气旋讲，则 r 由小到大逐步解出。对气旋，设我们从 $r=1000$ km 开始由大到小求各 r 处 (12)、(13) 的解。将 $r=1000$ km 视为 $r+\Delta r$，令 $\Delta r=10$ km，由(12)、(13)求 $r=990$ km 处解，如此依次求各 r 处解。为了截止，我们设

1000 km 处解即由(12)、(13)中不计水平平流项且边界条件为 V_{gr1} 或 V_{gr2} 而解得。这也可理解为设在 $r\geqslant 1000$ km 时，V_{gr} 不随 r 变，故不计平流项，其解法见[3]。现简述(12)、(13)求解步骤：

将上述 1000 km 处不计平流项的解 v_θ, v_r, K 作为 $r=990$ km 处解的第一近似 $v_\theta^{(1)}$, $v_r^{(1)}, K^{(1)}$，以代替方程(12)、(13)中的 $v_\theta^{(n-1)}, v_r^{(n-1)}, K^{(n-1)}$，从而得解 $v_\theta^{(2)}, v_r^{(2)}$，然后由(6)求 u_* 的第二近似 $u_*^{(2)}$，其中 z_s 可取 4 m，再由(5)求 $\lambda^{(2)}$，由(3)式求 $K^{(2)}$。以 $K^{(2)}$ 代入(12)、(13)解得 $u^{(3)}, v^{(3)}$，如此重复。采用[3]中的办法可使上述迭代过程迅速收敛。在求得 $r=990$ km 处解后，类似可求 $r=980, 970, \cdots$, km 处的解，原则上可解到 $r\to 0$，本文解到 $r=300$ km 止。

在上述解求得后，用方程(7)求 w，设地面 $w=0$。这样求得的 w 是方程(1)、(2)中 w 的第一近似 $w^{(1)}$，用 $w^{(1)}$ 求解带有垂直平流项的方程(1)、(2)，其差分格式与(12)、(13)同，只是再加上垂直平流项 $w(j)\dfrac{v_\theta(j)-v_\theta(j-1)}{z(j)-z(j-1)}$ 及 $w(j)\dfrac{v_r(j)-v_r(j-1)}{z(j)-z(j-1)}$，求解时亦用上述迭代解法。这样解出的 v_r, v_θ, K 是(1)，(2)解的第一近似，由第一近似用(7)式求 w 的第二近似，再由 $w^{(2)}$ 求方程(1)、(2)的第二近似解 v_r, v_θ, K，我们即以这第二近似解作为方程(1)、(2)的最后解，因为这第二近似与第一近似一般相差都小于 1%。由第二近似解 v_r 还可由(7)式求 $w^{(3)}$，我们即以 $w^{(3)}$ 作为我们求出的 w。

对反气旋，我们从 $r=300$ km 解起，r 由小到大。$r=300$ km 处解我们用无水平平流项的解，如上面 $r=1000$ km 处解的处理一样。对反气旋，同样取 $\Delta r=10$ km，一直解至 1000 km。然后再计入 w，步骤同气旋。上述同样方法亦可用于其他 $V_{gr}(r)$ 时的解。

四、边界层中风的分布

图 1 是在(10)、(11)二种 V_{gr} 分布下在 $r=400$ km 处气旋中的解。可见在 V_{gr} 随 r 增而增加时，即有正速度平流时，各高度上风绝对值均比 V_{gr} 随 r 增而减时大。无平流时的解恰在二者之间(未画出)，这说明平流的作用是在原来只有曲率影响的基础上再加上上风方向速度平流的影响，使原来无平流时的风加大(或减小)。显然若 V_{gr} 梯度大，则平流影响跟着大。图 2 是反气旋情况，因(10)式相应于负速度平流，(11)式反之，故(10)时的解比(11)时的解速度更小些。若将这两种平流时的解与等压线为直线，地转风取 $r=400$ km 处梯度风值时的解相比较，则气旋时的这二个解仍具有气旋的特性，即风随高度的变化快于等压线是直线时，且风达梯度风时的高度低于等压线是直线时。反气旋时亦可类推。

现在来看其他边界层参数。表 2 是 $r=400$ km 处 V_{gr} 为(10)，(11)时及 V_{gr} 不随 r 变时的各参数的比较，此处 α 为梯度风与地面风的夹角，h_d 为风向达梯度风时的高度，h_s 为风速达梯度风时高度。

这几个参数中 $\dfrac{u_*}{V_{gr}}$ 随不同平流的变化较小，但若仔细分析，则仍可见微小的差别，即气旋中当正速度平流时，$\dfrac{u_*}{V_{gr}}$ 略大些。这是由于正速度平流也略微使 u_* 增大之故。另一

表 2 边 界 层 参 数

	$\frac{u_*}{V_{gr}}$	α(度)	h_s(m)	h_d(m)
气旋(10)式	0.0361	25.85	260	629
V_{gr}不随 r 变	0.0360	26.41	262	635
(11)式	0.0357	26.99	274	657
反气旋(11)式	0.0309	23.07	320	749
V_{gr}不随 r 变	0.0304	23.15	348	766
(10)式	0.0303	24.46	352	794

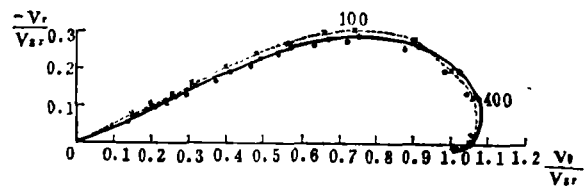


图 1 气旋中的风螺旋
(实线为 V_{gr}随 r 增而增,虚线反之,·为等压线是直线时的解)

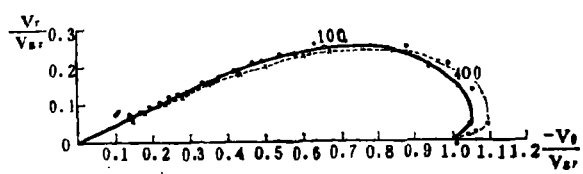


图 2 反气旋中的风螺旋
(图例同图 1)

方面,我们也可看成由于$\frac{\partial V_{gr}}{\partial r}>0$,则(10)式时的涡度将比其他二种情况大,[3]中已知,V_{gr}已知时,当 r 愈小,即气旋性涡度愈大,则$\frac{u_*}{V_{gr}}$愈大,而 h_s, h_d 愈低。现在(10)式使气旋性涡度加强,故 h_s, h_d 较小,$\frac{u_*}{V_{gr}}$亦略大一些(虽然增大很微小)。反气旋时亦可类推。

对 α 讲,起主要作用的是 V_{gr},据水平均匀边界层的解(方法见[3],此处只讲结果),当地转风 $G=4$ m/s, $z_0=1$ cm,则 $\alpha=26.94°$; $G=16$ m/s,则 $\alpha=25.22°$,即 G 大则 α 小,这符合近代边界层的 Rossby 数相似性理论。同样,在无水平平流 $r=1000$ km 处,当 $V_{gr}=4$ m/s, $\alpha=27.06°$, $V_{gr}=16$ m/s,则 $\alpha=25.11°$,亦是 V_{gr} 大时 α 小,于是在(10)式,即 V_{gr}随 r 增而增时,便将大 V_{gr}时小 α 的特性带入,使 α 亦较小。反气旋亦可类推。

图 3 是 $r=400$ km 处, V_{gr} 取(10),(11)式时气旋中的 K 分布。在(10)式,由于平流使边界层中速度较大,铅直切变亦大,故 K 略大;反气旋则反之,见图 4。综上述,边界层中风廓线及各参数可用无水平平流时的特征加上平流过程的影响来解释。

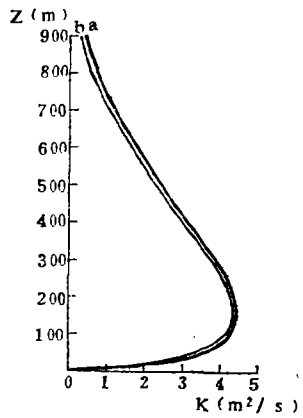


图 3　$r=400$ km 处边界层中 K 分布(气旋)
(曲线(a)为(10)式条件,(b)为(11)式条件)

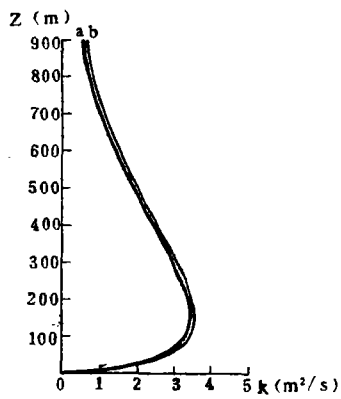


图 4　$r=400$ km 处 K 分布(反气旋)
(图例同图 3)

五、垂 直 速 度

按前述,我们在求出不同 r 处边界层中风的同时,也得到了不同 r 处各高度的垂直速度 w。大尺度问题主要关心边界层顶的垂直速度,它与半径、V_{gr} 的大小及其分布形式有关。在其他条件相同时,一般说 V_{gr} 愈大,则垂直速度绝对值亦愈大。为比较不同平流时的 w,我们在(10)、(11)式两种情况下比较 $r=400$ km 处的 w,并与无平流时比较,见表 3。

表 3　$r=400$km 处边界层顶垂直速度(m/s)

	气	旋		反	气	旋
	(10)式的V_{gr}	V_{gr}不随r变	(11)式的V_{gr}	(11)式的V_{gr}	V_{gr}不随r变	(10)式的V_{gr}
本文结果	0.46×10^{-2}	0.27×10^{-2}	0.65×10^{-3}	-0.1×10^{-2}	-0.29×10^{-2}	-0.55×10^{-2}
C-E公式，$K=2m^2/s$	0.41×10^{-2}	0.25×10^{-2}	0.95×10^{-3}	-0.2×10^{-2}	-0.25×10^{-2}	$-0.3x\times10^{-2}$
C-E公式$K=5$ m^2/s	0.64×10^{-2}	0.40×10^{-2}	0.15×10^{-2}	-0.32×10^{-2}	-0.4×10^{-2}	-0.47×10^{-2}

由表见,(10)式情况,气旋时由于气旋性涡度较大,w 较大。反气旋时亦是反气旋性涡度大时$|w|$较大。不同 V_{gr} 分布对 w 的影响远超过对风廓线的影响。这是因 w 决定于相距 Δr 处的二个 v_r,而该二处因 V_{gr} 不同,v_r 相差也较大。

表 3 中还给出了 Charney-Eliassen 公式的结果:

$$w=\sqrt{\frac{K}{2f}}\zeta_g \tag{14}$$

ζ_g 为地转涡度,正确选择(14)式中的 K 是一个值得研究的问题。Holton[5]用 Ekman 解得边界层高度:

$$h=\frac{\pi}{\sqrt{\frac{2K}{f}}} \tag{15}$$

设 $h=1$ km，得 $K=5$ m^2/s。我们用此 K 及由(10)、(11)的梯度风求出的地转涡度，由(14)式求 w(见表3第三行)。可见 $|w|$ 一般比本文大百分之几十。这是因本文取 $z_0=1$ cm，这是很光滑的下垫面，若取 $z_0=1$ m，按[3]，w 可达 0.4 cm/s 的量级，即与 C-E 公式差不多。若按本文 $z_0=1$ cm 时的 K 廓线(图3，图4)，取平均 $K=2$ m^2/s，则求得结果见表3第二行，与本文结果较接近。但 $K=5$ m^2/s，求法本身有缺陷，它未反映出风及其切变的影响；而 $K=2$ m^2/s 也是在数值解方程后才知道的，直接运用(14)式有 K 难确定的缺点，而本文无此困难，一切均由方程自然解出。z_0 增加，则本模式求出 w 亦增，故本模式还得出 z_0 对垂直速度的影响。

在 V_{gr} 是其他分布时，我们同样可求出解。下面我们用文献[1]中圆形涡中的气压场，用本模式求出 w，并与 C-E 公式及 W-B[1]地转动量近似时 Ekman 模式所得的 w 相比较。

按文献[1]，无量纲高度场偏差取为(星号表无量纲量)：

$$\phi^*=\pm\left(1-\frac{A}{2}r^{*2}\right)e^{-\frac{A}{2}r^{*2}} \tag{16}$$

正号相应于反气旋，负号相应于气旋，取 $A=0.5$，W-B 在 $\mathrm{Ro}=\frac{V}{fL}=0.3$ 时求出了解。现在令 $L=10^3$km，由 $\mathrm{Ro}=0.3$ 得 $V=30$ m/s，由(16)式得有量纲地转风：

$$G=\mp Ar^*V\left(2-\frac{Ar^{*2}}{2}\right)e^{-\frac{1}{2}Ar^{*2}} \tag{17}$$

由此得梯度风分布(梯度风用绝对值)：

$$V_{gr}=\left|\frac{-fr+\sqrt{f^2r^2\mp 4|G|fr}}{2}\right| \tag{18}$$

因而即可用本文方法求各 r 处边界层顶垂直速度。对气旋，由 $r=1500$ km 开始对 r 由大到小求各 r 处解，$r=1500$ km 处 v_r, v_t 解取无平流时解。反气旋由 $r=700$ km 开始对 r 由小到大求解($r<700$ km，(16)式不满足梯度风风压关系，V_{gr} 无解)，亦取 $\Delta r=10$ km，再将 W-B 解的无量纲 w 化为有量纲，与本结果比较见图5和图6。

在运用 C-E 及 W-B 结果时，同样存在一个如何确定 K 的问题，因为此时地转风及梯度风均比用(10)、(11)式时大得多，可达10—30m/s，不能再用 $K=5$ m^2/s。按梯度风大小，在反气旋我们取 $K=10$ 及 20 m^2/s 二个值，在气旋，取 $K=5$ 及 10 m^2/s 二值。由图5，反气旋时 $K=10$ m^2/s 时，W-B 及 C-E 结果与我们的 w 量级差不多。气旋时则 W-B 的 $K=10$ m^2/s 与我们符合得更好些。W-B 及 C-E 方法共同缺点是 K 缺乏客观确定的方法，而本文则不需要。又在(18)式梯度风情况下，V_{gr} 随 r 变化大，而 W-B 及 C-E 不同 r 处均用同一个 K 计算，显然不精确，而本文因不同 r 处 K 自然不同，结果也更合理。因此本文方法更具普遍性。

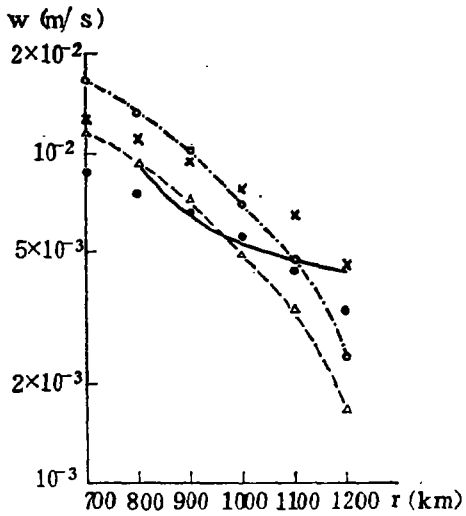


图 5　w 计算结果(反气旋)
(○ W-B, $K=20\ m^2/s$;
× C-E, $K=20\ m^2/s$;
△ W-B, $K=10\ m^2/s$;
• C-E, $K=10\ m^2/s$;
——— 本文)

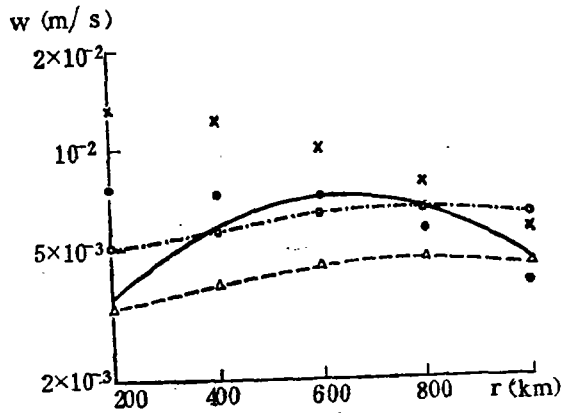


图 6　w 计算结果(气旋)
(○ W-B, $K=10\ m^2/s$;
× C-E, $K=10\ m^2/s$;
△ W-B, $K=5\ m^2/s$;
• C-E, $K=5\ m^2/s$;
———本文)

六、结　　语

在圆形涡这一特定气压系统中，当梯度风随半径变化，K 取非线性模式时对非线性边界层方程求数值解，求得在平流及曲率项共同作用下边界层内的风及边界层参数的分布。气旋反气旋中风的基本特征与[3]同，即气旋中风随高度变化更快些等等。由于平流项的作用，使这些特征还受平流项影响，边界层特征除由 V_{gr}, f, z_0, r 决定外，还要再考虑平流作用及由此而造成的涡度变化所带来的一些特征。

本文计算了边界层顶垂直速度，在平流作用不同时，w 可以有较大改变。本模式好处是不需象其他模式那样确定一个难定的 K。

由于取非线性 K，因此在解释风分布及边界层参数方面更切合实际一些，它的一些结论改进了某些边界层参数化方面的认识。

参 考 文 献

[1] Wu, R., and W. Blumen, An analysis of Ekman boundary layer dynamics incorporating the geostrophic momentum approximation, *J. Atmos. Sci*, 39,1774—1782,1982.

[2] 伍荣生，非线性 Ekman 层的动力特征，气象学报，42,269—278,1984。

[3] Zhao, M., The theoretical distridution of wind in the PBL with circular isobars, *Boundary Layer Meteorol.* 26,209—226,1983.

[4] Blackadar, A. K., High resolution models of the PBL, in J. R. Pfafflin & E. N. Ziegler, (eds), *Advances in Environmental Science and Engineering*, 1, Gordon and Breach, 1979.

[5] Holton, J. R., An introduction to dynamic meteorology, Academic Press, 1979.

THE WIND DISTRIBUTION IN THE NONLINEAR ATMOSPHERIC BOUNDARY LAYER OF A CIRCULAR VORTEX

Zhao Ming

(Department of Atmospheric Sciences, Nanjing University)

Abstract

In PBL of a circular vortex in which the gradient wind is a function of radius, the equations of motion are solved under the assumption of $K=l^2\left|\frac{\partial V}{\partial z}\right|$. The distribution of wind and some boundary layer parameters are obtained. The vertical velocities at the top of PBL are also computed. Finally, the vertical velocities are compared with other works.

新 书 消 息 和 评 介

由气象出版社组织编写的《英汉大气科学词汇》和《英汉大气科学缩略语词汇》将于今年第三季度出版。

为使《英汉大气科学词汇》符合时代的要求和满足读者的需要，确定编订本书的指导思想是"全、新、准"。为此，在编订过程中参考了近十年来国内外新出版的数百本书刊和词典，并向近200位大气科学工作者征集词条。过去没有统一的，或者含意容易混淆的，以及新出现的词汇，本书基本上都给予比较确切的定名。全书内容共分三个部分：1. 英汉对照的大气科学词汇，共18000余条，这是建国以来同类词汇中收词最多的一本。收词范围以天气、气候、动力气象、大气物理、大气探测、大气化学、农业气象、海洋气象、航空气象、军事气象和水文气象为主，并包括相当数量的与大气科学密切相关的数学、统计学、计算技术、物理学、流体力学、空间物理、天文学、地理学、地质学和通讯技术等方面的词汇；2. 汉文索引，供读者汉译英时查用；3. 常用的英文缩略语索引。

与《英汉大气科学词汇》相配套的《英汉大气科学缩略语词汇》是解放以来头一本这样的书。收词范围与《英汉大气科学词汇》相同，共收集缩略语5000余条。内容为缩略语，其后为相应的英语全文及中译名。这两本书配合使用，可以满足大气科学各专业的科技人员、有关院校的师生、科学研究和科技情报工作者阅读英文科技书刊文献和编译工作的需要。

徐 昭