关于边界层阻力定律在非定常均匀条件下的推广

赵 鸣 黄新兵

(南京大学大气科学系, 南京, 210093)

摘 要

用自由大气实际风速取代地转风, 得到了非定常均匀条件下阻力定律和边界层内参数的一些性质及相似性函数 A、B 的特性。该方法和结果可应用于大气模式中的边界层参数化以及与相似性函数有关的一些研究。

关键词: 阻力定律, 边界层, 非定常均匀, 相似性函数, 内参数。

1 引 言

边界层阻力定律的研究是在相似理论基础上研究边界层内、外参数间的关系, 从而由外参数(如地转风) 求内参数(如湍流切应力或摩擦速度 u_* 等), 阻力定律在大气数值模式的边界层参数化中有重要应用。边界层内外参数的关系不仅可从阻力定律来研究, 亦可从大气边界层运动方程的数值解来研究, 传统的研究方法是把地转风作为大气边界层运动方程的上界条件, 从而由方程的解得出外参数地转风与内参数的关系。这后一种研究方法已有大量的工作。不论从阻力定律还是从边界层方程的解来研究内、外参数的关系, 绝大部分工作都是在大气边界层为定常及水平均匀的条件下进行的, 这时大气边界层的上界风即是地转风。但实际大气边界层常是非定常, 非水平均匀的, 这时边界层的上界风不再是地转风, 而是由自由大气运动方程决定的风, 相应的内、外参数关系应当与定常均匀时有别。Crago[1]用实测资料证明非定常对阻力定律和相似性函数影响是重要的, 但这时的内外参数关系和阻力定律在理论上还很少有研究, 已有的一些研究主要是从边界层运动方程的解出发, 考虑上界风的非地转, 研究在上界风非定常均匀时边界层内部的风状况, 从而找出相应的内参数特征[2, 3], 这种方法必须要求解复杂的边界层方程, 从边界层参数化的应用来说, 并不适合。另一方面, 早年 Hasse[4]曾提出一个设想, 即认为非定常均匀时应由实际的边界层上界风(他称之为"广义无摩擦风")来取代定常均匀时阻力定律中的地转风, 而阻力定律的形式不变。这样便得到了非定常均匀时的阻力定律, 在知道地转风, 上界风的时空变化后, 即可由阻力定律寻求内参数, 这一设想是合理的, 与前述解边界层运动方程的做法也一致。但 Hasse 并未再深入研究以得到进一步的结论, 在他以后, 也未有这方面的研究。本文拟对这一问题进行深入研究, 以得出非定常均匀条件下内参数的一些

初稿时间: 1997 年 9 月 30 日; 修改稿时间: 1997 年 12 月 10 日。
资助课题: 国家自然科学基金资助项目 49575248。

特征及相似性函数 A, B 的若干特性, 而无需解边界层方程。结果说明, 所得的内外参数的关系符合由边界层方程解得到的结果[2, 5], 因而是合理, 可靠的。本文还研究了非中性边界层时的情况。

2 中性非定常均匀时的阻力定律

定常时的阻力定律可写成[4]:

$$\ln \frac{u^*}{f z_0} = A_0 + \left[\frac{k^2 G_0^2}{u_*^2} - B_0^2 \right]^{1/2} \tag{1}$$

$$\sin \quad _0 = \frac{B_0}{k} \frac{u^*}{G_0} \tag{2}$$

k 为卡门常数, $_0$ 是地转风(定常均匀时即边界层的上界风) 与地面风的夹角, G_0 为地转风, z_0 为粗糙度, f 是科氏参数, A_0, B_0 是相似性函数, 在非中性时, 它们是稳定度 $= \frac{h}{L}$ 的函数(h 为边界层厚度, L 为 M-O 长度), 中性时, 它们取常数, 一个常用值是 $A_0 = 0.9, B_0 = 4.8$。顺便说一句, 有的文献中 A_0, B_0 定义恰恰相反, 为与文献[4, 6] 一致, 本文用现在的 A_0, B_0 定义。由式(1), (2) 可由外参数 G_0, f, z_0 求出内参数 u^* 及 $_0$, 这是阻力定律的一个重要应用。

从式(1), (2) 经过简单的推导还可将式(2) 代之以:

$$\mathrm{tg} \quad _0 = \frac{- v_g}{u_g} = \frac{B_0 \frac{u^*}{k}}{\left(\ln \frac{u^*}{f z_0} - A_0 \right) \frac{u^*}{k}} = \frac{B_0}{\ln \frac{u^*}{f z_0} - A_0} \tag{3}$$

这是因当 x 轴选在地面风向时, 北半球 v_g 一般为负。

Hasse[4] 认为在非均匀定常情况下, 即边界层上界风 u, v 不再是地转风时, 式(1), (3) 仍成立, A_0, B_0 亦取原来值, 但式中 G_0 应代以 '广义无摩擦风 ' $G = \sqrt{U_g^2 + V_g^2}$, 其定义是:

$$U_g = u_g - \left(\frac{v}{t} + u \frac{v}{x} + v \frac{v}{y} + w \frac{v}{z} \right) / f \tag{4}$$

$$V_g = v_g + \left(\frac{u}{t} + u \frac{u}{x} + v \frac{u}{y} + w \frac{u}{z} \right) / f \tag{5}$$

将式(4), (5) 乘以 f, 将 U_g, V_g 改写成 u, v, 则即是自由大气的运动方程, 故 U_g, V_g 实即自由大气的实际风分量, 亦即实际的边界层顶的风分量, 均匀定常时, $U_g = u_g, V_g = v_g$, 就是均匀定常时的阻力定律, 由于均匀定常与非均匀定常主要差别就在于边界层顶实际风与地转风的差别, 因此在非均匀定常时用 G 取代 G_0 是完全合理的。如果从边界层方程的解来寻找内参数, 其与均匀定常的区别也在于用边界层顶实际风取代地转风, 在用阻力定律时这样做也完全正确。

可用

$$u_g = U_g - u_g, \qquad v_g = V_g - v_g \tag{6}$$

来表示两种风之差。

在用 G 取代 G_0 后, 式(1), (2) 成:

$$\ln\frac{u_*'}{fz_0}=A_0+\left[\frac{k^2G^2}{u_*'^2}-B_0^2\right]^{1/2} \tag{7}$$

$$\sin\ '=\frac{B_0}{k}\frac{u_*'}{G} \tag{8}$$

或

$$-V_g=\frac{B_0}{k}u_*' \tag{8'}$$

在 G_0 换成 G 后, u_*, $_0$ 换成了 u_*', $'$式(8) 说明, $'$角是上界风 $\boldsymbol{G}$ 与地面风的夹角。实际上, 不用上面的这一推演, 而根据相似理论推导阻力定律的过程[7], 在边界层上界风代替地转风的情况下, 也可推出式(7) 和式(8) 来。

在非定常均匀条件下, 求地转风与地面风夹角。用 $_0'$表示地转风与地面风的夹角(以区别定常均匀时的 $_0$) , 则此时由式(6) 应有:

$$\mathrm{tg}\ _0'=-\frac{v_g}{u_g}=\frac{-V_g+\ v_g}{U_g-\ u_g}=\frac{-\frac{k}{u_*'}V_g+\frac{k}{u_*'}v_g}{\frac{k}{u_*'}(v_g-\ u_g)} \tag{9}$$

由式(7) , (8') 有:

$$\ln\frac{u_*'}{fz_0}=A_0+\frac{kG}{u_*'}\cos\ '=A_0+\frac{kU_g}{u_*'}$$

$$U_g=\frac{u_*'}{k}\ln\frac{u_*'}{fz_0}-\frac{u_*'}{k}A_0 \tag{10}$$

由式(9) , (8') , (10) 得:

$$\mathrm{tg}\ _0'=\frac{B_0+\frac{k\ v_g}{u_*'}}{\ln\frac{u_*'}{fz_0}-A_0-\frac{k\ u_g}{u_*'}} \tag{11}$$

式(7) , (11) 就是非定常均匀时阻力定律的新形式。只要知上界风的时空导数 $\left(\frac{u}{t},\frac{u}{x}\cdots\cdots\text{等}\right)$, G_0, z_0, f 即可由式(7) , (11) 求出 u_*', $_0'$。

为简单起见, 假定只知道 G_0, z_0, f, $\frac{u}{t}$ 和 $\frac{v}{t}$($\frac{u}{x}$, $\frac{u}{y}$, $\frac{v}{x}$, $\frac{v}{y}$ 等可归并成 $\frac{u}{t}$ 或 $\frac{v}{t}$, 通过改变 $\frac{u}{t}$, $\frac{v}{t}$ 的大小来计入 u, v 的空间导数的影响)。由迭代法可求解式(7) , (11) 。为此, 先假定一个初值 $_0'$, 由

$$u_g=G_0\cos\ _0',\quad v_g=G_0\sin\ _0' \tag{12}$$

及

$$u_g=-\frac{1}{f}\frac{v}{t},\qquad v_g=\frac{1}{f}\frac{u}{t} \tag{13}$$

求上界风

$$G=\sqrt{(\ u_g+\ u_g)^2+(\ v_g+\ v_g)^2} \tag{14}$$

再设一个初值 u_*' 由式(7) 求出新 u_*', 由式(11) 求出新 $_0'$, 再由式(12) 求新 $u_g, v_g, \cdots\cdots$ 如此迭代, 在初值恰当时, 能迅速得收敛解, 下面看计算例。表 1 是 $G_0=\ 10\ \mathrm{m\,s^{-1}}$, $z_0=\ 0.1$ m, $\ =\ 40$ °纬度处, 不同 $\frac{u}{t}$, $\frac{v}{t}$ 时内参数 u_*', $_0'$ 的大小, u_*, $_0$ 是定常均匀时值。

表 1 不同 $\frac{u}{t}$, $\frac{v}{t}$ 时的内参数

$\frac{u}{t}\left(\frac{1}{3600}\ \mathrm{ms}^{-2}\right)$	$\frac{v}{t}\left(\frac{1}{3600}\mathrm{ms}^{-2}\right)$	$G(\mathrm{ms}^{-1})$	( )	$u_*'(\mathrm{ms}^{-1})$	$\frac{u_*'}{G_0}$	$\frac{u_*'}{G}$	$_0'$( )	$u_*(\mathrm{ms}^{-1})$	$\frac{u_*}{G_0}$	$_0$( )
- 1	- 1	14.9	25	0.53	0.052	0.034	14.4	0.36	0.036	25.8
0	- 1	13.3	25.2	0.47	0.047	0.036	34.6			
1	- 1	10.4	25.8	0.38	0.038	0.037	56.3			
- 1	0	11.0	25.6	0.40	0.040	0.036	5.5			
1	0	7.7	26.4	0.29	0.029	0.038	46.3			
- 1	1	6.9	26.6	0.26	0.026	0.038	- 4.1			
0	1	6.5	26.8	0.24	0.024	0.037	16.9			
1	1	4.7	27.5	0.18	0.018	0.038	36.8			

表 1 中 是上界风与地面风的交角。由表 1 可见, 凡是 $\frac{u}{t} > 0$, $\frac{v}{t} = 0$, 则造成 u_*' 下降, $_0'$ 上升, 反之亦然, 而 $\frac{v}{t} > 0$, $\frac{u}{t} = 0$ 则造成 u_*' 下降, $_0'$ 下降, 反之亦然。若同时 $\frac{u}{t}$, $\frac{v}{t}$ 不等于零, 则结果由两者共同影响决定。表 1 中 $\frac{u}{t} = \frac{-1}{3600}\mathrm{ms}^{-2}$, $\frac{v}{t} = \frac{1}{3600}\mathrm{ms}^{-2}$ 时造成 $_0' < 0$, 似乎违背一般规律, 但从 角可见, 此时地面风仍在上界风之左, 如果用上界风取代地转风, 这结果仍是合理的。可见, 非定常时 u_*' 与 u_* 比有很大变化, 从而 u_*'/G_0, $_0'$ 与 u_*/G, $_0$ 比有很大变化, 但 u_*'/G, 角与 $\frac{u_*}{G_0}$, $_0$ 比变化不大。由于 PBL 参数化方法中习惯上仍多用 u_*'/G_0 及 $_0'$, 因此必须考虑非定常均匀的影响。

造成 u_*' 在 $\frac{u}{t} \neq 0$, $\frac{v}{t} \neq 0$ 时与均匀定常时的差别的主要原因是上界风的变化, 从表 1 可见凡是造成 u_*' 上升的均是由于 G 上升了, 反之亦然, 边界层上界风增加了, 边界层内部风速, 因而 u_*' 理所当然要增加, 这与由边界层方程解得到的结论[2]是一致的。

$_0'$ 的变化也符合边界层方程解的结果, 如在文献[5] 中, 在上界风比地转风下降的气旋涡度区(即涡度为正区), 得到 $_0'$ 下降的结论, 现在看表 1 中 $\frac{v}{t} > 0$, $\frac{u}{t} = 0$ 栏, 上面已经提到 u, v 的空间导数在影响上等同于其时间导数, $\frac{v}{t} > 0$ 相当于 $\frac{v}{x} > 0$(因 $u > 0$) 即相当于正涡度区, 且 $\frac{v}{t} > 0$ 时, 上界风比地转风弱, 从表 1 可见, $_0'$ 比均匀定常时小, 符合方程解的结果。

3 中性非定常均匀时的相似性函数

上述做法是假设 A_0, B_0 不变, 只把地转风改为上界风, 但从相似性函数 A_0, B_0 言, 它们本身有很多应用, 例如在廓线理论中[8], 在 Ekman 抽吸速度研究中[9] 等等。现时, 在各种应用中只能用其定常均匀理论中的值, 因为在非定常均匀问题中它们还没有研究。另一方面, 从式(7), (11), 当已用新的上界风 G 把新的 u_*', $_0'$ 求出后, 如果使这新的 u_*', $_0'$ 值不

变, 但使式(7) , (11) 中 G 仍回到原来地转风 G_0, 那么, 此时式中 A_0, B_0 必然要与原来的值即定常均匀时 A_0, B_0 有差别, 把这样得到的 A_0, B_0, 记为 A', B', 就应该是非定常均匀时的 A, B, 它们与地转风 G_0 一起构成非均匀定常时的阻力定律。如果求出了不同 $\frac{u}{t}$, $\frac{v}{t}$ 时相应于 G_0, f, z_0 的 A', B', 那么同样可由 G_0, f, z_0, $\frac{u}{t}$, $\frac{v}{t}$ 由外参数求内参数。这样做的好处是: 求出的 A', B' 还有其它应用。即将式(1) , (3) 改成:

$$\ln \frac{u_*'}{f z_0} = A' + \left[\frac{k^2 G_0^2}{u_*'^2} - B'^2 \right]^{1/2} \tag{15}$$

$$\mathrm{tg}\ {}_0' = \frac{B'}{\ln \frac{u_*'}{f z_0} - A'} \tag{16}$$

由式(15) , (16) 得:

$$B' = \frac{k}{u_*'} G_0 \sin {}_0' \tag{17}$$

$$A' = \ln \frac{u_*'}{f z_0} - \frac{B'}{\mathrm{tg}\ {}_0'} \tag{18}$$

故在用上一节方法求出 u_*', ${}_0'$(由 G_0, f, z_0, $\frac{u}{t}$, $\frac{v}{t}$) 后, 即可由式(17) , (18) 求出 A', B'。由于 $\frac{u}{t}$, $\frac{v}{t}$ 的存在, A', B' 将不同于定常均匀时的 A_0, B_0, 且其差还将相关于 f, z_0 及 G_0 本身。计算证明, 当 $u_g = 0$ 或 $\frac{v}{t} = 0$, A' 与 A_0 相同, $v_g = 0$ 或 $\frac{u}{t} = 0$, $B' = B_0$。图 1 是 $G_0 = 12\ \mathrm{ms}^{-1}$, $z_0 = 10^{-4}$ m, 纬度 30 °时, A', B' 随 $\frac{u}{t}$, $\frac{v}{t}$ 的变化。$\frac{u}{t}$, $\frac{v}{t}$ 的变化范围从 $\frac{-1}{3600}\ \mathrm{ms}^{-2}$ 到 $\frac{1}{3600}\ \mathrm{ms}^{-2}$, 从图反映出的规律是随 $\frac{v}{t}$ 增加, A' 减少, 而随 $\frac{u}{t}$ 的增加 A' 虽有变化, 但较

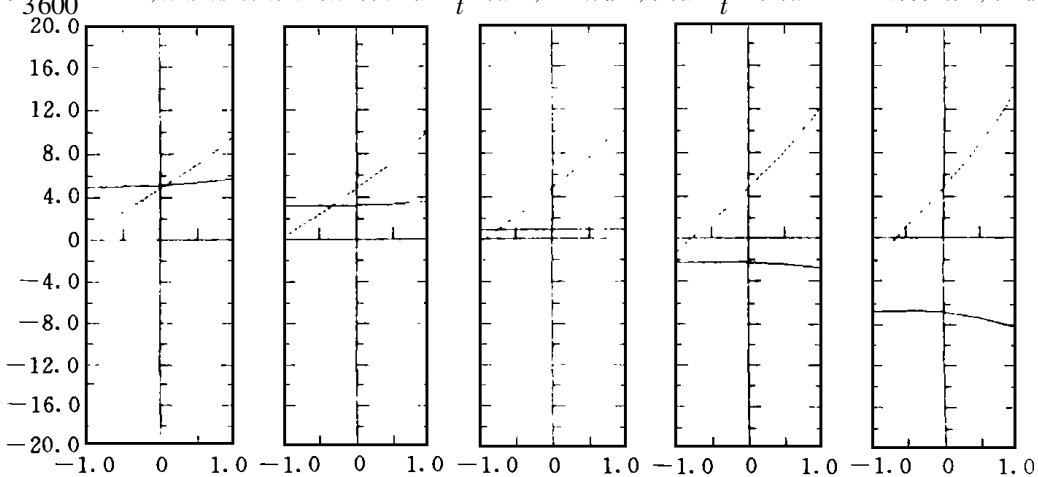


图 1　$G_0 = 12\ \mathrm{ms}^{-1}$, $= 30°$, $z_0 = 10^{-4}$ m 时 A', B' 随 $\frac{u}{t}$, $\frac{v}{t}$ 的变化

(横坐标为 $\frac{u}{t}$, $\frac{v}{t}$ 从左到右分别是 − 1, − 0. 5, 0, 0. 5, 1($\frac{1}{3600}\ \mathrm{ms}^{-2}$) , 实线为 A', 虚线为 B')

小; 而随着 $\frac{u}{t}$ 增加, B' 增加明显, 且随着 $\frac{v}{t}$ 的增加, B' 随 $\frac{u}{t}$ 增加的斜率增加。

如果看不同纬度及粗糙度的变化, 则不同纬度及粗糙度时, 上述特征仍然存在, 只是随着纬度及粗糙度的增加, A' 随 $\frac{v}{t}$ 的变化及 B' 随 $\frac{u}{t}$ 的变化速率均减慢。如图2是 $G_0 =$ 12 ms^{-1}, $=$ 60°, $z_0 = 10^{-4}$ m, 图3是 $G_0 =$ 12 ms^{-1}, $=$ 60°, $z_0 =$ 1 m 时的图, 可看出上述结论。

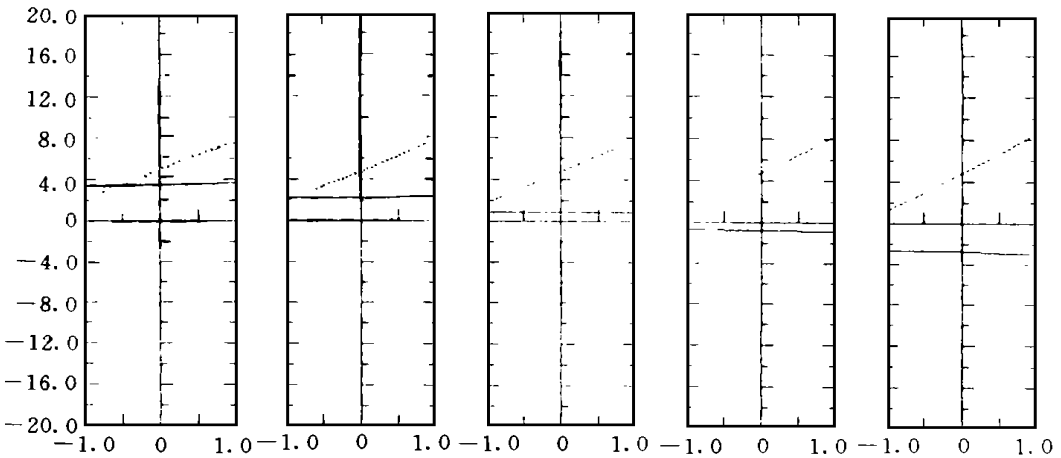


图2 $G_0 =$ 12 ms^{-1}, $=$ 60°, $z_0 = 10^{-4}$ m 时 A', B' 随 $\frac{u}{t}$, $\frac{v}{t}$ 的变化

(图例同图1)

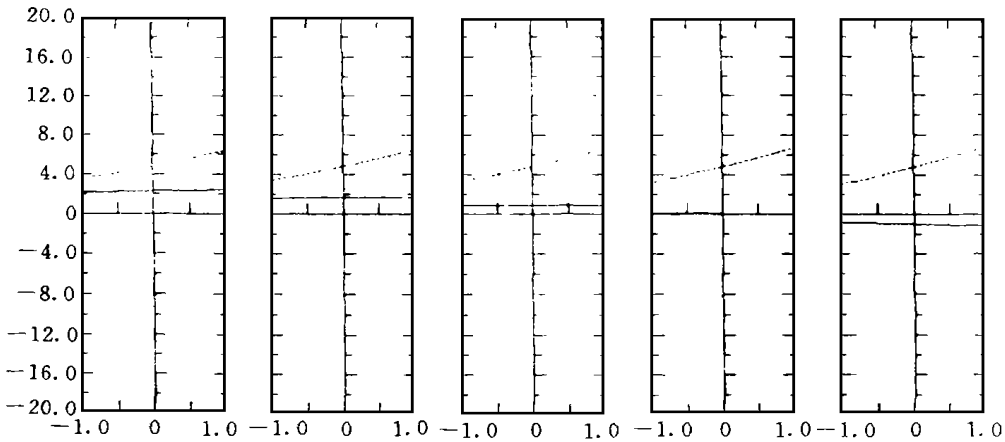


图3 $G_0 =$ 12 ms^{-1}, $=$ 60°, $z_0 =$ 1 m 时 A', B' 随 $\frac{u}{t}$, $\frac{v}{t}$ 的变化

(图例同图1)

对不同 G_0 时的特性亦做了分析, 取 $G_0 =$ 8 ms^{-1} 计算结果各主要特征与 $G_0 =$ 12 ms^{-1} 时相似, 只是 A' 随 $\frac{v}{t}$, B' 随 $\frac{u}{t}$ 的变化幅度更大些, 即随 G_0 减少, A', B' 变化幅度增大。$G_0 =$ 4 ms^{-1} 时此变化幅度更大。

根据上述A', B'的变化性质, 当G_0= 12和8 ms^{-1}时, 在$\frac{u}{t}$, $\frac{v}{t}$于$-\frac{1}{3600}$ ms^{-2}至$\frac{1}{3600}$ ms^{-2}的变化范围内(这范围应包含了实际可能的u, v 变化的常见值) , 当G_0= 4 ms^{-1}, $\frac{u}{t}$, $\frac{v}{t}$ 在 $\pm\frac{1}{7200}$ ms^{-1} 范围内, 用统计方法求出了A', B'随$\frac{u}{t}$, $\frac{v}{t}$, f, z_0 的变化的回归方程

$$A' = A_0 + \left[1 + {}_1\frac{u}{t} + {}_1\left(\frac{u}{t}\right)^2\right](1 + r_A \ln z_0)\left[a_1\frac{v}{t}/f + a_2\left(\frac{v}{t}/f\right)^2\right] \quad (19)$$

$$B' = B_0 + \left[1 + {}_2\frac{v}{t} + {}_2\left(\frac{v}{t}\right)^2\right]\left[(1 + r_B \ln z_0) b\frac{u}{t}/f + c\left(\frac{u}{t}/f\right)^2\right] \quad (20)$$

不同G_0 值时各回归系数值见表 2。

表 2　A', B'回归方程中各系数

G_0	${}_1$	${}_1$	${}_2$	${}_2$	r_A	r_B	a_1	a_2	b	c
12	520	872185	867	946771	- 0. 114	- 9. 5E- 2	- 7. 8E- 1	- 5. 3E- 2	7. 7E- 1	3. 3E- 2
8	979	2728307	1555	2929445	- 0. 123	- 9. 7E- 2	- 1. 185	- 0. 123	1. 17	8. 3E- 2
4	2082	1. 09E7	3033	1. 15E7	- 0. 123	- 0. 102	- 2. 219	- 0. 446	2. 19	0. 33

公式(19) , (20) 能很好反映前述A', B'的特征, 随纬度的变化用$\frac{u}{t}/f$ 或$\frac{v}{t}/f$, 随z_0 的变化用$\ln z_0$来代表更好。式(19) , (20) 的精确度大部分均在百分之几以下, 仅个别在$\frac{u}{t}$或$\frac{v}{t}$ 绝对值达$\frac{1}{3600}$ ms^{-2}时可达到20%, 当然对其它G_0亦可类似作出拟合。表2 包括了常用的G_0大小, 可方便地适用于实际应用。从式(19) , (20) 可见, A'随$\frac{v}{t}$ 变化公式与B'随$\frac{u}{t}$ 不完全相同。

4　非中性时的结果

前面讨论的是中性大气边界层, 它代表平均状态下的大气边界层, 其结果有一定的代表意义。定常非中性情况下的阻力定律也有了不少研究, 其形式仍为式(7) , (11) , 但其中A_0, B_0 是稳定度参数 $=\frac{h}{L}$ 的函数, 不少研究者得出各自的$A_0(\ )$, $B_0(\ )$ 表达式, 例如 Yordanov 等[10]得到:

$$\left.\begin{aligned} A_0(\ ) &= \ln\ - \frac{4.2}{\quad} + 0.4 \\ B_0(\ ) &= \frac{10}{\quad} \end{aligned}\right\} \text{当}\ <0$$

$$\left.\begin{aligned} A_0(\ ) &= \ln\ - 2.6\ \overline{\quad} - 0.7 \\ B_0(\ ) &= 2.6\ \overline{\quad} \end{aligned}\right\} \text{当}\ >0 \quad (21)$$

这$A_0(\ )$, $B_0(\ )$ 应当用于定常均匀情况, 仍如中性时一样, 认为非定常均匀时阻力定律

形式仍可应用, 但将G_0代以G, 并设式(21) 也能应用, 当然这是假设, 但考虑$\frac{u}{t}$, $\frac{v}{t}$变化范围不是很大, 则由此带来的近似程度应较高。现在用与上节同样的方法, 在式(7), (11) 求出新的内参数u_*', $_0'$后, 再用式(17), (18) 求出A', B', 得到当仍用地转风为外参数时, 新阻力定律所适用的A', B'。与上节的唯一差别是A_0, B_0改为 的函数, 即式(21)。A', B'将不仅与f, z_0, G_0, $\frac{u}{t}$, $\frac{v}{t}$有关, 还与 有关。选不同 值进行计算, 可以看出一般规律, 表3是G_0= 6 ms^{-1}, = ±40, z_0= 0.01 m, = 40 时内参数随$\frac{u}{t}$, $\frac{v}{t}$的变化, 取G_0= 6 ms^{-1}是考虑到 = ± 40 时, G_0不可能很大。从表3可见$\frac{u}{t}$, $\frac{v}{t}$对不同 时u_*' $_0'$的影响仍与中性时相同, 只是因$\frac{u}{t}$= $\frac{v}{t}$= 0时u_*', $_0'$与 = 0时相应的值不同, 因此u_*', $_0'$数值也与 = 0时数值不同。虽然也出现了 $_0'$为负的结果, 但如 = 0时一样, 上界风仍在地面风之右, 仍是合理的。非中性时的u_*', $_0'$是在非中性时$\frac{u}{t}$= $\frac{v}{t}$= 0时的u_*', $_0'$再加上$\frac{u}{t}$, $\frac{v}{t}$影响而成。除了上面讲的$\frac{u}{t}$, $\frac{v}{t}$影响外, 仍可看出不稳定时u_*'大, 而 $_0'$小的特征。与 = 0时一样, u_*'/G_0和 $_0'$与u_*/G_0, $_0$比有很大变化, 但$\frac{u_*'}{G}$, 角与$\frac{u_*}{G_0}$, $_0$比变化不大。

表3 不同 时$\frac{u}{t}$, $\frac{v}{t}$对内参数的影响

	$\frac{u}{t}$ $\left(\frac{1}{3600}\ \text{ms}^{-2}\right)$	$\frac{v}{t}$(ms^{-2})	G(ms^{-1})	( )	u_*'(ms^{-1})	$\frac{u_*'}{G}$	u_*'/G_0	$_0'$( )	u_*(ms^{-1})	$_0$( )	$\frac{u_*}{G_0}$
− 40	− 0.5	− 0.5	7.6	9.6	0.32	0.042	0.053	− 2	0.26	9.9	0.043
	0	− 0.5	7.5	9.7	0.316	0.048	0.052	12			
	0.5	− 0.5	7.0	9.7	0.297	0.042	0.050	26.3			
	− 0.5	0	6.1	9.8	0.262	0.043	0.044	− 4.2			
	0.5	0	5.6	9.9	0.243	0.043	0.040	24			
	− 0.5	0.5	4.6	10.1	0.202	0.044	0.034	− 6.5			
	0	0.5	4.5	10.1	0.202	0.045	0.034	7.6			
	0.5	0.5	4.2	10.2	0.187	0.046	0.031	21.7			
40	− 0.5	− 0.5	8.0	33.2	0.107	0.0133	0.018	29.1	0.081	33.5	0.013
	0	− 0.5	7.2	33.3	0.096	0.0134	0.016	41.4			
	0.5	− 0.5	6.1	33.5	0.081	0.0133	0.014	53.5			
	− 0.5	0	6.7	33.4	0.090	0.0134	0.015	21.5			
	0.5	0	5.1	33.7	0.068	0.0133	0.011	45.5			
	− 0.5	0.5	5.2	33.7	0.070	0.0135	0.012	13.7			
	0	0.5	4.7	33.8	0.064	0.0136	0.010	25.9			
	0.5	0.5	3.9	34.0	0.050	0.0128	0.009	37.8			

图 4, 5 分别是 $G_0 = 6\ \mathrm{ms}^{-1}$, $= 40°, z_0 = 0.01\ \mathrm{m}$, $= \pm 40$ 时 A', B' 随 $\frac{u}{t}, \frac{v}{t}$ 变化图, 可见 A', B' 随 $\frac{u}{t}, \frac{v}{t}$ 的变化特征亦与中性时基本相同, 只是数值大小及变化幅度有别于中性, 其随纬度, 粗糙度, G_0 的变化亦如此(图略)。

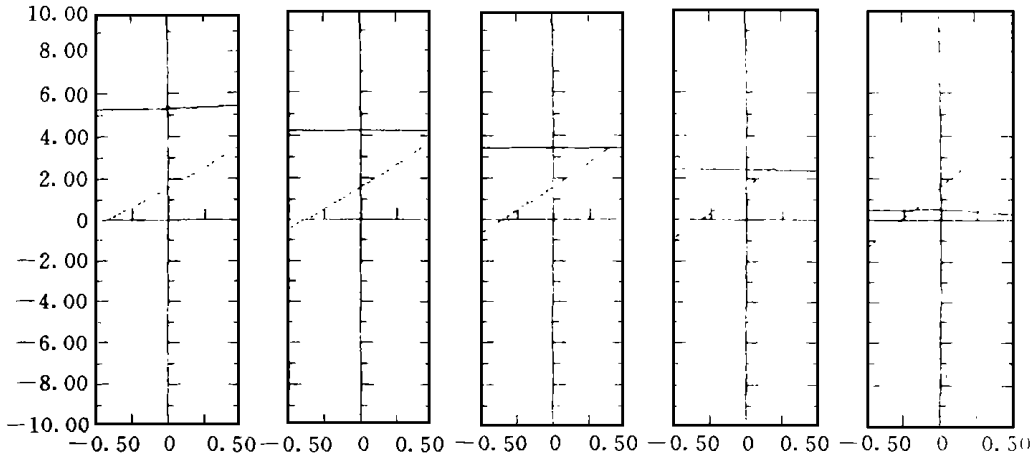


图 4　$= -40, G_0 = 6\ \mathrm{ms}^{-1}$, $= 40°, z_0 = 0.01\ \mathrm{m}$ 时 A', B' 随 $\frac{u}{t}, \frac{v}{t}$ 的变化, 从左至右 $\frac{v}{t}$ 分别是 $-0.5, -0.2, 0, 0.2, 0.5 (\frac{1}{3600}\ \mathrm{ms}^{-2})$

(其余说明同图 1)

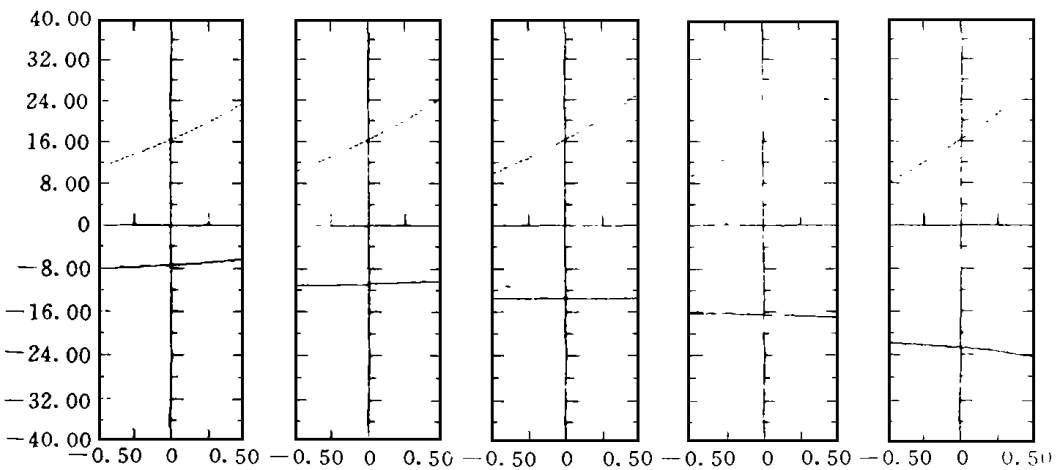


图 5　$= 40, G_0 = 6\ \mathrm{ms}^{-1}$, $= 40°, z_0 = 0.01\ \mathrm{m}$ 时 A', B' 随 $\frac{u}{t}, \frac{v}{t}$ 变化

(说明同图 4)

由于 $\frac{u}{t} = \frac{v}{t} = 0$ 时, 与 $= 0$ 比, < 0 则 A' 大, B' 小, 而 > 0 则反之, 故 A', B' 曲线在 < 0 或 > 0 时也相对于 $= 0$ 时有上下的变化。即上面讲的数值大小及变化幅度

有别于中性。另一特点是: 稳定时 B' 随 $\frac{u}{t}$, A' 随 $\frac{v}{t}$ 变化的速率比 $=0$ 时要大, 而不稳定时则反之。

如果任选一个 $\frac{u}{t}$, $\frac{v}{t}$ 值, 作出 A', B' 随 的变化图(图略), 则仍保持了 <0 时 A' 比 $=0$ 时大, B' 则小, 而 >0 时反之的结论。亦即随 的变化仍具有 $\frac{u}{t}=\frac{v}{t}=0$ 时的性质, 只是由于 $\frac{u}{t}$, $\frac{v}{t}$ 的影响, A', B' 值不同了, 实际的 A', B' 值应是 影响加上 $\frac{u}{t}$, $\frac{v}{t}$ 影响的结果。

5 结 论

本文把阻力定律由定常均匀时推广为非定常均匀时, 得到非定常均匀(以 $\frac{u}{t}$, $\frac{v}{t}$ 为代表) 对内参数的影响及对相似性函数 A, B 的影响, 这种影响随 $\frac{u}{t}$, $\frac{v}{t}$, z_0, f, G_0 不同而异, 其影响内参数的结果与由边界层运动方程解的结果一致。其对 A, B 的影响可用来研究与 A, B 有关的其他边界层问题。本文的方法可应用于实际的边界层参数化问题, 在知道地转风, $\frac{u}{t}$, $\frac{v}{t}$, 粗糙度、纬度时可用数值方法求出内参数。而不必求解复杂的边界层方程组。而本文得到的关于 A', B' 的一些回归关系亦可直接应用于实际。本文得到的一些规律性有助于对边界层参数化的认识。

参考文献

1 Crago R and Brutsaert W. Dependence of geostrophic drag on intensity of convection, baroclinity and acceleration. Bound-Layer Meteor, 1995, 73: 211–225

2 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, 1987, 45: 385～393

3 Zhao M. A numerical experiment of the PBL with geostrophic momentum approximation. Adv Atmos Sci, 1988, 5: 47–56

4 Hasse L. A resistance-law hypothesis for the non-stationary advective PBL. Bound-Layer Meteor, 1976, 10: 393–407

5 徐银梓, 赵鸣. 半地转三段 K 模式边界层运动. 气象学报, 1988, 46(3): 267～275

6 Garratt J. The Atmospheric Boundary Layer. Cambridge: Cambridge University Press, 1992. 61

7 . . : , 1970. 152

8 Zilitinkevich S S. Velocity profiles, the resistance law and the dissipation rate of mean flow kinetic energy in a neutrally stratified PBL. Bound-Layer Meteor. 1989, 46: 367–387

9 赵鸣. 边界层特征参数对边界层顶垂直速度的影响. 大气科学, 1994, 18: 413–420

10 Yordanov D, et al. A barotropic PBL. Bound-Layer Meteor. 1983, 25: 367–373

ON THE EXTENSION OF THE RESISTANCE LAW FOR PBL TO NON-STATIONARY AND INHOMOGENEOUS CONDITIONS

Zhao Ming Huang Xinbing

(*Department of Atmospheric sciences, Nanjing University, Nanjing*, 210093)

Abstract

The well-known resistance law is suitable for stationary and homogeneous PBL. In this paper, the resistance law was extended to non-stationary and inhomogeneous conditions by using the real wind in free atnosphere instead of geostrophic wind. The main characteristics of the internal parameters of the PBL and similarity functions are thus obtained in non-stationary and inhomogeneous conditions. The methods and results of this paper can be applied in the PBL parameterization of atmospheric models and some problems concerning in similarity functions.

Key words: Resistance law, PBL, Non-stationary and inhomogeneous conditions, Similarity functions, Internal parameters.