

边界层内冷锋流场的动力学特征*

赵 鸣

(南京大学大气科学系, 南京, 210093)

摘 要

文中求解了锋面存在时地转动量近似下的大气边界层运动方程, 得到了边界层内冷锋流场的一些特征, 如冷锋坡度随地转涡度增加而增加, 随地转风速时间倾向的增加而增加, 随沿锋面传播方向的热成风分量的减少而增加。而边界层内冷锋面上下的流场与锋面坡度、地转风及其时空变化特征有关, 共同特点是在冷锋面高度以下有下滑运动, 而其上有一层上滑运动区。

关键词: 冷锋, 边界层, 地转动量近似。

1 引 言

锋面是引起强烈天气变化的系统之一, 当前有关锋面的动力学研究主要集中在锋生理论等方面。锋面在边界层内的动力学特征研究得并不充分。近年来观测表明, 锋面坡度在边界层内并不如经典的马古列斯公式那样, 而是陡得多^[1,2], 因此, 锋面在边界层内由于湍流摩擦作用会产生不同于自由大气的动力学特征。边界层内锋面特征的动力学研究除边界层与锋生外^[3], 主要是锋面坡度与边界层流场的理论研究^[4,5], 文献[4]用经典的三力平衡边界层运动方程, 考虑锋面的存在研究了锋面的流场特征, 文献[5]虽然也用边界层方程研究锋面, 但将地转风随下风距离的变化作为未知量一起求解, 不具有一般性, 文献[4,5]的共同特点是用地转风作为上界条件求解定常问题, 且不考虑惯性力影响。文中引入了惯性力, 用地转动量近似(GMA)下的边界层方程处理含锋面的边界层运动, 并考虑了地转风在边界层内随高度变化的一般情况, 因而可得到地转风的时空变化对边界层内锋面流场的影响, 推广了前人的工作。

2 锋面影响的地转动量近似边界层方程

如 Gutman^[4], 设锋面以常速 c 沿 x 方向传播, 锋沿 y 轴。考虑 $x-z$ 平面内的二维问题。设锋面在传播过程中形状不变。锋面存在时, 三力平衡边界层方程中的气压梯度力, 除大尺度气压梯度力(由地转风表征)外, 还有由冷暖空气密度不同造成的附加气压梯度

* 初稿时间: 1999 年 9 月 14 日; 修改稿时间: 2000 年 4 月 3 日。

资助课题: 国家自然科学基金 49735180。

力, 方程是^[4]

$$f(v_i - v_g) + k \frac{\partial^2 u_i}{\partial z^2} - \mu \frac{\partial h}{\partial x} \delta_1 = 0 \quad (1)$$

$$- f(u_i - u_g) + k \frac{\partial^2 v_i}{\partial z^2} = 0 \quad (2)$$

$i = 1, 2$ 分别表示锋面上下的气层, u_g, v_g 为地转风分量, h 为锋面高度, 而 $\mu = -g \frac{\Delta\theta}{\Theta}$, Θ 为基态位温, $\Delta\theta$ 为冷暖空气位温差。此处已设湍流交换系数为常数。

现考虑四力平衡边界层, 通过 GMA 引入惯性力^[6], 方程是

$$\frac{\partial u_g}{\partial t} + u \frac{\partial u_g}{\partial x} + v \frac{\partial u_g}{\partial y} = f(v_i - v_g) + k \frac{\partial^2 u_i}{\partial z^2} - \mu \frac{\partial h}{\partial x} \delta_1 \quad (3)$$

$$\frac{\partial v_g}{\partial t} + u \frac{\partial v_g}{\partial x} + v \frac{\partial v_g}{\partial y} = -f(u_i - u_g) + k \frac{\partial^2 v_i}{\partial z^2} \quad (4)$$

先不考虑边界层内地转风的随高度变化^[4, 5], 虽然这是近似, 但其结果与后文考虑地转风随高度变化时相比, 仍显示出了摩擦对锋面边界层影响的主要特征。在二维问题中, 式

(3), (4) 内 $\frac{\partial u_g}{\partial y} = \frac{\partial v_g}{\partial x} = 0$, 因地转风散度为零, 又有 $\frac{\partial u_g}{\partial x} = 0$ 。先用式(3), (4)的一般形式

$$k \frac{\partial^2 u_i}{\partial z^2} + a_1 u_i + b_1 v_i = c_1 \quad (5)$$

$$k \frac{\partial^2 v_i}{\partial z^2} + a_2 u_i + b_2 v_i = c_2 \quad (6)$$

$$\left. \begin{aligned} a_1 &= -\frac{\partial u_g}{\partial x} & b_1 &= -\frac{\partial u_g}{\partial y} + f & c_1 &= f v_g + \frac{\partial u_g}{\partial t} + \mu \frac{\partial h}{\partial x} \delta_1 \\ a_2 &= -f - \frac{\partial v_g}{\partial x} & b_2 &= -\frac{\partial v_g}{\partial y} & c_2 &= -f u_g + \frac{\partial v_g}{\partial t} \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

二维情况下, $a_1 = b_2 = 0, b_1 = f$

取式(7)中 $i = 2$ 时, $c_1 = c_3$, 即

$$c_3 = c_1 - \mu \frac{\partial h}{\partial x} \quad (8)$$

式(5), (6)是 GMA 下的边界层方程, 其主要特点是将地转风的时空导数视为已知, 来寻求其对边界层流场的影响^[6-10]。

定解条件: 在上界, 取自由大气的 GMA 解

$$u_2 = u_T = \frac{c_3 b_2 - b_1 c_2}{D^4} \quad \text{当 } z \quad (9)$$

$$v_2 = v_T = \frac{a_1 c_2 - c_3 a_2}{D^4}$$

其中

$$D^4 = a_1 b_2 - a_2 b_1 \quad (10)$$

$$\text{二维时} \quad u_T = \frac{-c_2 b_1}{D^4} \quad v_T = \frac{-c_3 a_1}{D^4} \quad D^4 = -b_1 a_2 \quad (11)$$

$$\text{下界处} \quad u_1 = v_1 = 0 \quad \text{当 } z = 0 \quad (12)$$

$z = h$ 处有连接条件:

$$u_1 = u_2 \quad v_1 = v_2 \quad \text{当 } z = h \quad (13)$$

不难求出常系数方程组(5), (6)的解, 在锋面以下为

$$u_1 = u_T (1 - e^{-\zeta} \cos \zeta - c_1 D^{-2} e^{-\zeta} \sin \zeta) \quad (14)$$

$$v_1 = v_T (1 - e^{-\zeta} \cos \zeta - c_2 D^{-2} e^{-\zeta} \sin \zeta) \quad (15)$$

锋面以上为

$$u_2 = u_1(\zeta) + \frac{\mu}{D^2} \frac{\partial h}{\partial x} e^{-(\zeta - \eta)} \sin(\zeta - \eta) \quad \zeta > \eta \quad (16)$$

$$v_2 = v_1(\zeta) + \frac{a_2 \mu}{D^4} \frac{\partial h}{\partial x} [1 - e^{-(\zeta - \eta)} \cos(\zeta - \eta)] \quad \zeta > \eta \quad (17)$$

其中 $\zeta = \beta z$, $\eta = \beta h$, $\beta = \frac{D}{2k}$

$$u_T = \frac{c_1 b_2 - b_1 c_2}{D^4} = \frac{-b_1 c_2}{D^4} \quad v_T = \frac{a_1 c_2 - c_1 a_2}{D^4} = \frac{-c_1 a_2}{D^4} \quad (18)$$

比较式(9)与式(18)得

$$u^T = u_T \quad v^T = v_T + \frac{a_2 \mu}{D^4} \frac{\partial h}{\partial x} \quad (19)$$

可证式(14)~(17)满足上下边条件及连接条件式(13), 通过计算还可证明式(14)和(16)满足连续方程的积分形式

$$\frac{\partial}{\partial x} \int_0^h u dz = 0 \quad (20)$$

因而解是合理的。若不计 $\frac{\partial h}{\partial x}$, 式(14)~(17)就化为经典 GMA 的结果^[6], 若再不计地转风的导数, 就回到 Ekman 解。

3 边界层内锋面坡度与流场

类似于 Gutman^[4]的方法, 用条件:

$$\int_0^h (u_1 - c) dz = 0 \quad (21)$$

可求坡度 $\frac{\partial h}{\partial x}$, 将式(14)代入式(21), 并引入无量纲量

$$\xi = \frac{f u_T}{\mu} \beta x \quad \bar{c} = \frac{c}{u_T}$$

得无量纲锋面坡度:

$$\frac{\partial \eta}{\partial \xi} = - \{ 1 + \alpha - 2(1 - \bar{c}) \eta - e^{-\eta} [(1 + \alpha) \cos \eta + (\alpha - 1) \sin \eta] \} / \{ D^{-2} f [1 - e^{-\eta} (\cos \eta + \sin \eta)] - 2\eta b_2 D^{-4} f - b_2 D^{-4} f - b_2 D^{-4} f e^{-\eta} (\sin \eta + \cos \eta) \} \quad (22)$$

其中

$$\alpha = (f v_g + \frac{\partial u_g}{\partial t}) \frac{D^{-2}}{u_T} = c_3 \frac{D^{-2}}{u_T} \quad (23)$$

考虑到 $b_2 = 0$, 则

$$\frac{\partial \eta}{\partial \xi} = - \frac{1 + \alpha - 2(1 - \bar{c})\eta - e^{-\eta} [(1 + \alpha) \cos \eta + (\alpha - 1) \sin \eta]}{D^{-2} f [1 - e^{-\eta} (\cos \eta + \sin \eta)]} \quad (24)$$

对冷锋而言 $\frac{\partial \eta}{\partial \xi} < 0$, 因 f 一般比相对涡度大一个量级, 因而 D^2 一般大于零, 将式(24)

分母中 $e^{-\eta}$, $\cos \eta$, $\sin \eta$ 展成级数, 可证明式(24)分母一般大于零, 故 $\frac{\partial \eta}{\partial \xi}$ 的符号决定于分子, 在 η 小时, 式(24)为

$$\frac{\partial \eta}{\partial \xi} = - \frac{2\bar{c} + (\alpha - 1)\eta}{D^{-2} f \eta} = - \frac{2\bar{c} D^2}{f \eta} - \frac{(\alpha - 1) D^2}{f} \quad (25)$$

当 η 足够大时, 则式(24)为

$$\frac{\partial \eta}{\partial \xi} = - \frac{(1 + \alpha) - 2(1 - \bar{c})\eta}{D^{-2} f} = - \frac{(1 + \alpha) D^2}{f} + \frac{2(1 - \bar{c})\eta D^2}{f} \quad (26)$$

由式(25), (26)可见, $\frac{\partial \eta}{\partial \xi}$ 的符号主要决定于 \bar{c} , α 两个因子, 因 u_T 与 u_g 相差不大, 而 $\frac{\partial u_g}{\partial x}$ 较小, α 主要决定于 $\frac{v_g}{u_T}$ 或 $\frac{v_g}{u_g}$, 由式(25), (26), \bar{c} 愈大, 愈易使 $\frac{\partial \eta}{\partial \xi} < 0$, α 愈大亦如此, 即使 $\bar{c} < 1$, 只要 α 足够大, 仍可出现冷锋条件, 如果 \bar{c} 很大, 即使 $\alpha < 0$, 只要 α 小, 亦可维持冷锋。

由式(25), 当 $\eta \rightarrow 0$, 即愈近地面处, $\frac{\partial \eta}{\partial \xi} \rightarrow -\infty$, 于是锋面坡度愈大, 几乎垂直于地面, 这已为观测事实所证明^[1,2], 也为数值试验所证实^[11]。二维时,

$$D^4 = - b_1 a_2 = (f + \frac{\partial v_g}{\partial x}) f$$

当 $\frac{\partial v_g}{\partial x} > 0$ 时, 即正地转涡变, D 增加, 负地转涡度则反之, 由式(25), (26), 正地转涡度增加坡度(绝对值, 下同), 反之亦然。

用龙格-库塔方法数值积分式(24), 得到冷锋面的廓线如图 1, 参数取 $k = 2 \text{ m}^2/\text{s}$, $f = 10^{-4} \text{ s}^{-1}$, $\frac{\partial v_g}{\partial x} = \pm 10^{-5} \text{ s}^{-1}$, 积分在 $\eta = 0$ 到 $\eta = 3$ 间进行, β 在 0.005 m^{-1} 左右, $\eta = 3$ 相应于 $h = 600 \text{ m}$ 左右, 其余参数是 $u_g = 3 \text{ m/s}$,

$v_g = 15 \text{ m/s}$, $\bar{c} = 0.8$, $\Delta\theta = 8^\circ$ 。

由图 1 可见正地转涡度时坡度大于负地转涡度时, 在 $\eta = 0.1$ 处, 前者 $\frac{\partial \eta}{\partial \xi} = -22.32$, 后者为 -19.72 , 因此正地转涡度时相应的锋面上垂直运动亦应愈大, 再看地转风时间倾向的影响, 由式(7), 地转风时间倾向项出现于 c_1

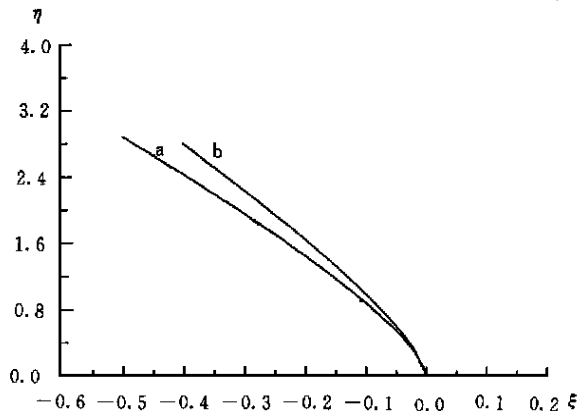


图 1 不同 $\frac{\partial v_g}{\partial x}$ 时锋面廓线

(a. $\frac{\partial v_g}{\partial x} = -10^{-5} \text{ s}^{-1}$, b. $\frac{\partial v_g}{\partial x} = 10^{-5} \text{ s}^{-1}$)

(或 c_3) 和 c_2 中, 当 $\frac{\partial u_g}{\partial \alpha} > 0$, 相应于增加 v_g , 由式(23), v_g 及 $\frac{\partial u_g}{\partial \alpha}$ 的增加均使 α 增加, 从而增加坡度。由于式(7) $\frac{\partial v_g}{\partial \alpha} > 0$ 相应于减少 u_g , 从而减少 u^T , 再从式(23)亦可见增加 α , 增加坡度。表 1 是不同地转风倾向时在 $\eta = 0.1$ 处 $\frac{\partial \eta}{\partial \xi}$ 的值。其他参数与图 1 中曲线 b 参数相同, 可见地转风倾向大于零增加坡度, 反之亦然。因此在天气系统加强期, 即地转风随时间加强时, 锋面变陡, 相应造成较剧烈天气。

表 1 地转风倾向对 $\eta = 0.1$ 处锋面坡度的影响

$\frac{\partial u_g}{\partial \alpha} (\text{m/s}^2)$	1/7200	- 1/7200	0	0
$\frac{\partial v_g}{\partial \alpha} (\text{m/s}^2)$	0	0	1/7200	- 1/7200
$\frac{\partial \eta}{\partial \xi}$	- 23.35	- 21.31	- 27.10	- 20.58

仿照 Gutman^[4] 的方法定义相对于移动锋面的坐标中的流函数

$$\Psi = \int_0^{\zeta} \left(\frac{u}{u^T} - \bar{c} \right) d\zeta \quad (27)$$

可得垂直速度:

$$w = - \frac{f u^T}{\mu} \frac{\partial \Psi}{\partial \xi} \quad (28)$$

将式(14), (16)代入式(27), 求得

$$\begin{aligned} \Psi = & - \bar{c} \zeta + \zeta - \left[\frac{1}{2} + \frac{e^{-\zeta}}{2} (\sin \zeta - \cos \zeta) \right] + (c_3 + f u^T \frac{\partial \eta}{\partial \xi}) \left\{ \left[\frac{e^{-\zeta}}{2} (\sin \zeta + \cos \zeta) - \right. \right. \\ & \left. \left. \frac{1}{2} \right] / D^2 u^T \right\} + \frac{f}{2D^2} \frac{\partial \eta}{\partial \xi} \{ 1 - e^{-(\zeta-\eta)} [\sin(\zeta-\eta) + \cos(\zeta-\eta)] \} \end{aligned} \quad (29)$$

图 2 是当参数取相应于图 1 中曲线 b 的参数(正地转涡度)时, 移动坐标中垂直于锋线的剖面中流场图。因方程只在 $\frac{\partial \eta}{\partial \alpha} = 0$ 时求解, 故图中主要画出锋区垂直剖面中的风分布, 地面锋位置在 $\zeta = 0, \xi > 0$ 时不存在锋面, 在 $\xi > 0$ 某处取 $\frac{\partial \eta}{\partial \alpha} = 0$ 求出式(5), (6)的解, 然后在 $\zeta > 0$ 和 $\xi = 0$ 间内插即可求出锋线右侧的流线, 因此 $\xi > 0$ 的这部分解只能看作近似(其大致特征)。由图 2 可见, 锋下是下滑运动, 存在顺时针环流, 与 Gutman^[4] 的研究结果一致。锋面以上的一个层次内有沿锋面的上滑运动。由于 $\bar{c} < 1$, 在边界层较高处, 因风速大于 c 在 x 方向出现了正风速, 这些高度上边界层摩擦作用已较小, 风已接近上界风。

在负地转涡度($\frac{\partial v_g}{\partial \alpha} < 0$)的情况下, 由于锋面坡度较小, $\eta = 3$ 对应于更远的 ξ 值, 上升运动也较小, 流线系统相似于图 2, 但比图 2 偏右(图略)。

图 3 是 $\bar{c} > 1$ 的例子, 参数是 $u_g = 5 \text{ m/s}$, $v_g = 10 \text{ m/s}$, $\bar{c} = 1.5$, 其他参数同图 2 的参数。与图 2 相比, \bar{c} 更大, α 变小, 此时锋下近地面锋线处仍是下滑及顺时针环流, 锋面以上有上滑运动, 但锋下离锋线较远处有上滑及反时针环流。较高处(摩擦作用较弱时)主要是沿负 x 方向的运动, 图 3 与图 1 差别是由于 $\bar{c} > 1$ 所致。

再看 $\alpha < 0$ 的例子, 取 $\bar{c} = 1.5$, $u_g = 5 \text{ m/s}$, $v_g = -5 \text{ m/s}$ 此时 $\alpha < 0$ 但 α 小, 按上面分

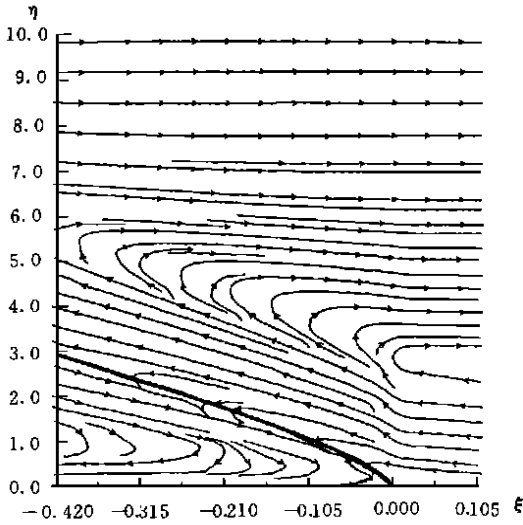


图 2 与图 1 曲线 b 相应的垂直剖面中流场
(粗线为锋面)

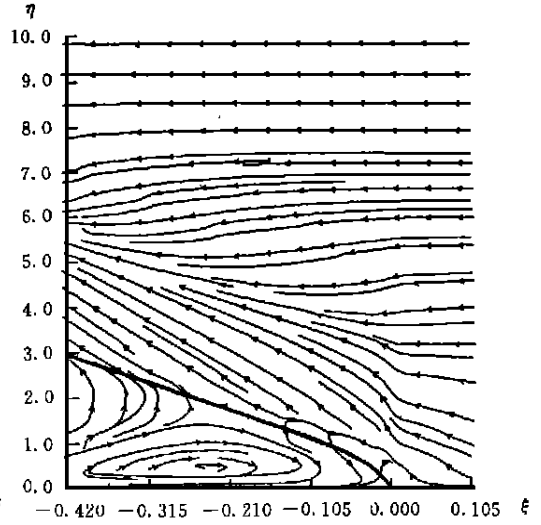


图 3 垂直剖面流线

($u_g = 5 \text{ m/s}$, $v_g = 10 \text{ m/s}$, $\bar{c} = 1.5$, 其余参数同图 2)

析, 仍为冷锋, 此时坡度比上例小(图略), 垂直运动也较弱。与图 3 相比锋面上下流场特征仅坡度与垂直运动小, 即虽然 $\alpha < 0$, 但不改变 $\bar{c} > 1$ 时的主要特征。

不同个例虽然流场结构各异, 但相同之处是锋面以下均有下滑及顺时针环流, 而锋面以上有一上滑运动区。

4 地转风随高度变化时冷锋的坡度及流场。

现考虑边界层内地转风随高度变化的一般情况, 假定地转风的高度变化由大尺度温度场决定。不影响锋面两侧的温度对比, 仿照研究斜压边界层时常用的处理方法, 即设 u_g, v_g 为高度的线性函数(下标零为地面处值)^[12]

$$u_g = u_{g0} + \rho z \qquad v_g = v_{g0} + \lambda z \qquad (30)$$

λ, ρ 为常数, 此时方程仍为(3), (4) 即(5), (6), 此时式(7)中地转风各导数为简单起见, 如文献[13], 取其对高度的平均, 因而式(7)中各参数 a, b 对高度为常数, 而参数 c_1, c_2, c_3 现在是高度的函数:

$$c_1 = f v_g(z) + \frac{\partial u_g}{\partial z} \qquad c_3 = f v_g(z) \qquad c_2 = -f u_g(z) + \frac{\partial v_g}{\partial z} \qquad (31)$$

上界条件仍为式(9), 但 u_T, v_T 中的 c_3, c_2 应按式(31)取。当上界高度为 z_T 时式(9)为

$$u_2 = u_T(z_T) = \frac{c_3(z_T) b^2 - b_1 c_2(z_T)}{D^4}$$

$$v_2 = v_T(z_T) = \frac{a_1 c_2(z_T) - c_1(z_T) a_2}{D^4} \qquad (32)$$

此时式(5), (6)之解是:

$$\left. \begin{aligned} u_1 &= u_{T0} \left(1 - e^{-\zeta} \cos \zeta - c_{10} D^{-2} e^{-\zeta} \sin \zeta - \frac{a_1 f \lambda - b_1 f \rho}{\beta D^4} \zeta \right) \\ v_1 &= v_{T0} \left(1 - e^{-\zeta} \cos \zeta - c_{20} D^{-2} e^{-\zeta} \sin \zeta - \frac{a_2 f \lambda - b_2 f \rho}{\beta D^4} \zeta \right) \end{aligned} \right\} \quad (33)$$

$$\left. \begin{aligned} u_2 &= u_1 \left(\zeta + \frac{\mu}{D^2} \frac{\partial h}{\partial x} e^{-(\zeta-\eta)} \sin(\zeta-\eta) \right) \\ v_2 &= v_1 \left(\zeta + \frac{a_2 \mu}{D^4} \frac{\partial h}{\partial x} [1 - e^{-(\zeta-\eta)} \cos(\zeta-\eta)] \right) \end{aligned} \right\} \quad \zeta > \eta \quad (34)$$

u_{T0} 和 v_{T0} 是式(18)中的 u_T, v_T 当 c_1, c_2 取式(31)中 $z=0$ 时的值的结果, c_{10}, c_{20} 是 c_1, c_2 取 $z=0$ 时的值, 可证式(33), (34)满足式(20)。令

$$\xi = \frac{f \mu r_0}{\mu} \beta x \quad \alpha = c_{30} \frac{D^{-2}}{u_{T0}} = (f v_{g0} + \frac{\partial u_g}{\partial t}) \frac{D^{-2}}{u_{T0}}$$

其中 u_{T0} 为式(9)中 u_T 当 c_2, c_3 取式(31)中 $z=0$ 时的值的结果, v_{g0} 是 $z=0$ 时 v_g 值。再用条件式(21), 即得锋面坡度, 二维时是

$$\frac{\partial \eta}{\partial \xi} = - \frac{1 + \alpha - 2(1 - \bar{c})\eta - e^{-\eta} [(1 + \alpha) \cos \eta + (\alpha - 1) \sin \eta] - \frac{b_1 f \rho \eta^2}{\beta D^4 u_{T0}}}{D^{-2} f [1 - e^{-\eta} (\cos \eta + \sin \eta)]} \quad (35)$$

由式(35)可见, 只有 x 方向地转风的高度变化才会影响锋面坡度, 且除了 \bar{c} 愈大, α 愈大, 愈易使 $\frac{\partial \eta}{\partial \xi} < 0$ 外, 当 $\rho < 0$, 即 u_g 随高度减少时愈易使坡度变大。

图4是 $\rho = \pm 5/1000 \text{ s}^{-1}$ 及 $\rho = 0$ 时由式(35)解出的 $\eta(\xi)$ 廓线图, 参数与图2相同, 可见 $\rho < 0$ 坡度更陡, $\rho > 0$ 则反之。

由式(27), (28)可求 Ψ 及 w , 但要将 u_T 换成 u_{T0} , Ψ 是

$$\begin{aligned} \Psi = & -c\zeta + \zeta - \left[\frac{1}{2} + \frac{e^{-\zeta}}{2} (\sin \zeta - \cos \zeta) \right] + \frac{c_{10} D^{-2}}{u_{T0}} \left[\frac{e^{-\zeta}}{2} (\sin \zeta + \cos \zeta) - \frac{1}{2} \right] + \\ & \frac{b_1 f \rho}{f u_{T0} D^4} \frac{\zeta^2}{2} + \frac{f}{2D^2} \left\{ 1 - e^{-(\zeta-\eta)} [\sin(\zeta-\eta) + \cos(\zeta-\eta)] \right\} \end{aligned} \quad (36)$$

图5, 6是 $\rho = \pm 5/1000 \text{ s}^{-1}$ 时的垂直剖面流线, 其余参数同图2。与图2相比, 可见地转风的高度变化对流场的影响。就锋面以下流场而言, $\rho > 0$ 与 $\rho = 0$ 相似, 均为下滑运动, 但 $\rho < 0$ 时, 在离锋线不远处上游就有上滑运动。这是由于此时边界层风随高度增长变慢, 与 c 相减后出现负向运动所致。在锋面以上, $\rho > 0$ 时, 边界层上部风很快变成与 x 方向地

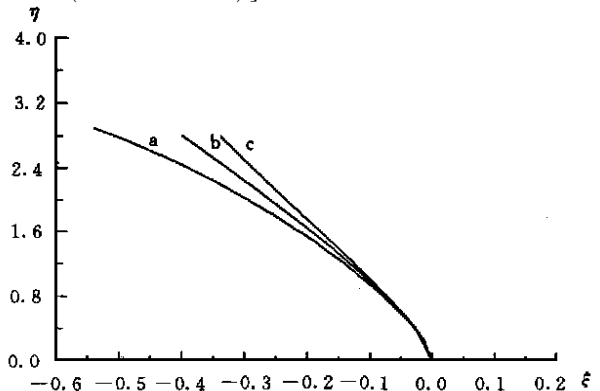


图4 地转风随高度变化时锋面廓线

(a. $\rho = \frac{5}{1000} \text{ s}^{-1}$, b. $\rho = 0$, c. $\rho = -\frac{5}{1000} \text{ s}^{-1}$; 其余参数同图2)

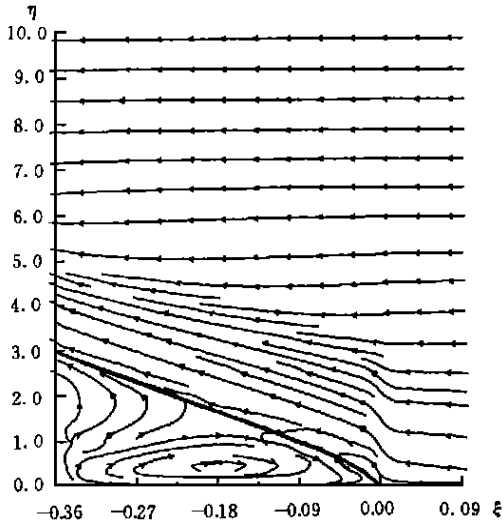


图 5 $\rho = -5/1000 \text{ s}^{-1}$ 时垂直剖面流线
(其余参数同图 2)

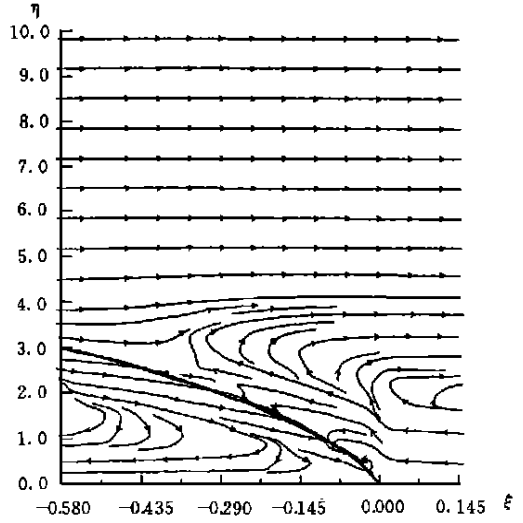


图 6 $\rho = 5/1000 \text{ s}^{-1}$ 时垂直剖面流线
(其余参数同图 2)

转风向一致, 即沿正 x 方向吹, 仅至近锋面的上方才有上滑运动, 与图 2 比, 上滑变弱, 范围也变小, 而 $\rho < 0$ 时, 因较高高度上地转风沿负 x 方向, 使边界层风亦沿负 x 向, 从而造成上滑运动增强, 当然这种增强也有 $\rho < 0$ 时坡度变大的因素。

对于其他 u_E, v_E, c 取值的个例, 对于上述不同符号 ρ 造成的流场特征同样出现, 地转风导数的影响其结论同前。

5 结 论

文中用 GMA 下的边界层运动方程研究了锋面存在时冷锋在边界层中的流场特征, 考虑了背景地转风场时空分布的影响, 主要结论有:

(1) 冷锋坡度主要与参数 α 及传播速度有关, 二者愈大, 坡度愈大, 冷锋坡度愈近地面愈陡, 甚至几乎垂直, 有实测资料的支持。在地转涡度为正时坡度增加, 反之亦然。地转风时间倾向大于零时, 造成坡度增加, 沿传播方向地转风随高度减少时, 坡度增加。

(2) 锋面上下的流场与坡度, 地转风值及其空间变化, 时间倾向以及锋面传播速度有关, 但共同特征是锋面以下有一下滑运动, 锋上邻近锋处有上滑运动。若坡度大, 则上下滑运动增强。沿传播方向地转风随高度增加时将减弱上滑运动, 反之则增强。

本文仅考虑了边界层湍流作用, 没有引入大尺度的有关动力学过程对锋面的影响。本文也作了不少假定与简化处理, 除第 2 节包含的以外, 还有斜压性不影响 k , 不改变 $\Delta\theta$ 等, 因此结论也应适用于这些前提, 有一定局限性。实际过程就比本文考虑的复杂。但有关结论物理上是合理的, 可信的, 总体上反映了边界层摩擦对锋面的动力作用及锋面对边界层流场的影响。

参考文献

- 1 苗曼倩, 赵鸣, 潘裕强. 用铁塔资料研究地面冷锋的结构. 南京大学学报, 1994, 30: 541 ~ 550
- 2 Shapiro M A. Meteorological tower measurements of a surface cold front. Mon Wea Rev, 1984, 112: 1634 ~ 1639
- 3 谈哲敏, 伍荣生. Ekman 动量流动力特征与锋生. 中国科学, 1990, 12(B): 1322 ~ 1332
- 4 Gutman. 中尺度气象过程非线性理论引论(中译本). 北京: 科学出版社, 1976, 90 ~ 104
- 5 Egger J. Frictionally induced circulation in fronts. Con Atmos Phys, 1988, 61: 140 ~ 142
- 6 Wu R, Blumen W. An analysis of Ekman boundary layer dynamics incorporating the geostrophic momentum approximation. J Atmos Sci, 1982, 39: 1174 ~ 1182
- 7 Liu Q, Qin Z. Dynamics of nonlinear baroclinic Ekman boundary layer. Adv Atmos Sci, 1986, 3: 424 ~ 431
- 8 赵鸣, 马继军. 一个诊断非平坦地形上边界层风的数值模式. 应用气象学报, 1993, 4: 58 ~ 64
- 9 Zhao M, A numerical experiment of planetary boundary layer with geostrophic momentum approximation. Adv Atmos Sci, 1988, 5: 47 ~ 56
- 10 王春在, 秦曾灏. 地转动量近似下海-气边界层动力学特征. 海洋学报, 1987, 9: 698 ~ 708
- 11 王兴宝. 地形摩擦非绝热过程对锋生环流的影响: [学位论文]. 南京: 南京大学大气科学系. 2000, 133pp
- 12 Bannon P R, Salem T L. Aspect of the baroclinic Ekman layer. J Atmos Sci, 1995, 52: 574 ~ 596
- 13 徐银梓, 赵鸣. 半地转三段 K 边界层运动. 气象学报, 1988, 46(3): 267 ~ 275

DYNAMICAL CHARACTERISTICS OF THE STREAM FIELD OF COLD FRONT IN BOUNDARY LAYER

Zhao Ming

(Department of Atmospheric Sciences, Nanjing University, Nanjing 210093)

Abstract

In this paper, we have solved the motion equation of the atmospheric boundary layer under the geostrophic momentum approximation when a front exists, and obtained the characteristics of the stream field of the cold front in the boundary layer, for example, the slope of the cold front increases with the increases of geostrophic vorticity, the tendency of the geostrophic wind speed, and also increases with the decrease of the thermal wind speed along the motion direction of the front. The stream field below and above the cold front surface in the boundary layer depends on the slope of the front, the geostrophic wind speed and its temporal and spatial distributions. The common characteristics are that there exists updraft motion above the cold front surface and downdraft motion below that.

Key words: Cold front, Boundary layer, Geostrophic momentum approximation.