

高空西风急流和低空南风急流中的冷锋环流*

吕克利 钱滔滔**

(南京大学大气科学系, 南京 210093)

摘 要 文中利用原始方程模式研究了不同背景风场中的冷锋环流, 计算结果显示, 对越锋非地转环流和锋区垂直运动起主要作用的是垂直于锋面的背景风场, 沿锋的背景风场也有影响, 但比前者小得多, 后者产生的越锋非地转环流和上升速度也比前者弱得多; 具有强垂直切变的西风急流更有利于在锋区产生强的越锋环流和大的上升速度; 此外, 越锋非地转环流还与 Richardson 数的小值区相联系。

关键词 高空急流 低空急流 冷锋环流

1 引言

关于锋生、锋面结构和锋的演变等动力学问题, 多数理论和研究集中在各种因子作用下的锋生问题上, 有关于锋在有限时间内形成的二维模拟^[1~3], 和作为斜压波演变、发展结果的锋形成的三维研究^[4]。但是对于锋面形成以后, 完全发展的锋区中锋面环流的研究, 相比之下比较少。Orlanski 和 Ross^[5]利用原始方程模式探讨了理想天气尺度背景风场中成熟锋面的环流图象及其演变, 但是, 他们给出的背景风场过于简单和理想化, 而且只有西风气流, 没有南风气流。观测显示, 锋区中的中尺度系统往往与上层的强西风急流和低层的湿南风急流相联系。本文将重点讨论高空西风急流和低空南风急流下的冷锋环流及其垂直运动, 不过只限于干大气模式情况。关于湿模式大气中的锋面环流, 我们正在进行计算, 将另文给出。

2 模式

2.1 基本方程

考虑二维锋面问题, 除背景位温场外, 设所有变量在 y 方向 (平行于锋面) 不变, 如此有

$$\begin{aligned} \frac{\partial \zeta}{\partial t} - J(\psi, \alpha_0 \zeta) = & f \frac{\partial v}{\partial z} - \frac{g}{\theta_0} \frac{\partial \theta}{\partial x} - \frac{\partial \ln \alpha_0}{\partial z} f v_s - f \frac{\partial v_s}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x} \left(K v_r \frac{\partial \zeta}{\partial x} \right) \\ & + \frac{\partial}{\partial z} \left(v_r \frac{\partial \zeta}{\partial z} \right), \end{aligned} \quad (1)$$

1994-10-13 收到, 1995-05-31 收到修改稿

- 本文获得国家自然科学基金和 85-906 项目共同资助
- • 现在国家气象中心数值室工作

$$\frac{\partial v}{\partial t} - \alpha_0 J(\psi, v) = -f \left(\alpha_0 \frac{\partial \psi}{\partial z} - u_g \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(K v_e \frac{\partial v}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(v_e \frac{\partial v}{\partial z} \right), \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \theta}{\partial t} - \alpha_0 J(\psi, \theta) = & -\alpha_0 \frac{\partial \psi}{\partial z} \frac{f \theta_0}{g} \frac{\partial v_g}{\partial z} + v \frac{f \theta_0}{g} \frac{\partial u_g}{\partial z} + \alpha_0 \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\theta_0}{g} N^2 + E \\ & + \frac{\partial}{\partial x} \left(K k_e \frac{\partial \theta}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(k_e \frac{\partial \theta}{\partial z} \right), \end{aligned} \quad (3)$$

$$\zeta = \alpha_0 \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial}{\partial z} \left(\alpha_0 \frac{\partial \psi}{\partial z} \right), \quad (4)$$

式中 θ 为锋面尺度位温场, v 为锋面尺度沿锋面速度场, 并假定 θ 和 v 在初始时刻满足热成风关系。 ζ 为 y 方向的涡度分量, $u_g(z)$, $v_g(z)$ 为背景风场, 只是 z 的函数, 它们与背景位温场 θ_g 满足热成风关系:

$$\frac{\partial \theta_g}{\partial y} = -\frac{f \theta_0}{g} \frac{\partial u_g}{\partial z}, \quad \frac{\partial \theta_g}{\partial x} = \frac{f \theta_0}{g} \frac{\partial v_g}{\partial z}, \quad \frac{\partial \theta_g}{\partial z} = \frac{\theta_0}{g} N^2.$$

比容 α_0 由下式确定:

$$\alpha_0 = \alpha_s \left(1 - \frac{gz}{c_p \theta_0} \right)^{\frac{-1}{c_p/c_v - 1}}, \quad (5)$$

其中 α_s 是地面比容, 设与 x 无关。 v_e 和 k_e 分别是动量和热量湍流涡动输送系数。流函数 ψ 和涡度 ζ 可以代表 x - z 平面上的流场, 其中 ψ 满足

$$\frac{\partial \psi}{\partial z} = \frac{u}{\alpha_0}, \quad \frac{\partial \psi}{\partial x} = -\frac{w}{\alpha_0}, \quad (6)$$

式中当加热率 $E = 0$, $v_g = 0$ 时, (1)~(4)式就是 Orlanski 和 Ross 给出的方程组。

由于涡度(4)式右边是 Laplace 算子, 因此需要求解 Poisson 方程, 它可用变系数的隐式交叉法^[6]求解。在干锋条件下, 由于水平速度比垂直速度大两个量级以上, 因此, (4)式可用其静力近似式代替:

$$\zeta = \frac{\partial}{\partial z} \left(\alpha \frac{\partial \psi}{\partial z} \right). \quad (7)$$

动量和热量湍流通量可用涡动粘性参数化方案^[7]给出:

$$k_e = \begin{cases} k_0 \left[1 + C \left(\frac{g |\Delta \theta| (\Delta z)^3}{\theta_0 k_0 v_0} \right)^{1/3} \right], & \Delta \theta < 0 \\ k_0, & \Delta \theta \geq 0 \end{cases} \quad (8)$$

式中 $\Delta \theta$ 是位温的垂直网格差值, Δz 为垂直网格距, 模式中取 $v_e = 0.7k_e$, $v_0 = 0.7k_0$, $k_0 = 5 \text{ m}^2/\text{s}$, $C = 0.75$, $K = 1000$ 。

2.2 差分方案

模式区域的水平范围为 1500 km, 垂直范围为 15 km, 水平格距 $\Delta x = 20 \text{ km}$, 垂直格距 $\Delta z = 200 \text{ m}$ 。为减小截断误差, 利用跳点网格求解, 即动力学量 ψ , ζ , v 在整格点上给出, 热力学量 θ 在半格点上确定, 扩散系数 k , v 在水平半格点上、垂直整格点上给出, 空间差分用中央差, 时间差分用蛙跃格式。时间步长 $\Delta t = 60 \text{ s}$, 扩散项滞后一个

时步, Jacobi 项用 Arakawa 守恒格式。计算结果每 30 个时步平滑一次, 以抑制模态分裂。诊断方程 (7) 用通常的追赶法求解。

2.3 边界条件

文中采用 Orlanski 和 Ross^[7] 的上下边界条件, 即在模式的下边界上, 有

$$\frac{\partial \theta}{\partial z} = 0, \quad \frac{\partial v}{\partial z} = \frac{1}{f\theta_0} \frac{\partial \theta}{\partial x}, \quad \psi = 0, \quad \zeta = 0, \quad z = 0. \quad (9)$$

在模式顶, 取刚性边界, 即

$$\zeta = \text{常值}, \quad v, \theta, \frac{\partial v}{\partial z} \text{ 固定为其初值}, \quad z = H. \quad (10)$$

模式的侧边界采用辐射边界条件, 假定变量 Φ 在 $\tau+1$ 时刻的边界点 I, M 上表达式为

$$\Phi_{I,M}^{\tau+1} = \left[\frac{1 - (\Delta t / \Delta x) C_\phi}{1 + (\Delta t / \Delta x) C_\phi} \right] \Phi_{I,M}^{\tau-1} + \left[\frac{2(\Delta t / \Delta x) C_\phi}{1 + (\Delta t / \Delta x) C_\phi} \right] \Phi_{I,M-1}^{\tau}. \quad (11)$$

相速 C_ϕ 的计算公式为

$$C_\phi = \begin{cases} 0, & C_\phi^* \leq 0 \\ C_\phi^*, & 0 < C_\phi^* < \Delta x / \Delta t \\ \Delta x / \Delta t, & C_\phi^* \geq \Delta x / \Delta t \end{cases}$$

其中

$$C_\phi^* = -\frac{\Delta x}{\Delta t} \frac{\Phi_{I,M-1}^{\tau} - \Phi_{I,M-2}^{\tau-2}}{\Phi_{I,M-1}^{\tau} + \Phi_{I,M-1}^{\tau-2} - 2\Phi_{I,M-2}^{\tau-1}}.$$

两侧的 ζ , 右侧的 θ , 相速 C_ϕ 固定为流出速度 $\Delta x / \Delta t$, 其余变量的 C_ϕ 都用上式确定。

2.4 初始条件

初始风场由锋面尺度风场 v 和天气尺度背景风场 u_g, v_g 组成。锋面尺度风场 v 的表达式为

$$v(x, z) = -\left(\frac{x}{x_0}\right) \frac{1}{2} V_m \{1 - \tanh[\beta(x + \alpha z - x_0)]\} + V_m \exp\{-R_j^{-2}[(z - z_j)^2 + (\gamma(x - x_j))^2]\}, \quad (12)$$

式中 $V_m = 30 \text{ m/s}$, $x_j = x_0 = 500 \text{ km}$, $\beta = 1/50 \text{ km}$, $\alpha = 100$, $z_j = 4 \text{ km}$, $R_j = 4000/\sqrt{2}$, $\gamma = 0.03$ 。其廓线如图 1a 所示。这类锋面尺度风速分布最强速度位于 4 km 高度上, 且沿着 y 正方向吹。初始锋面尺度位温场 θ 由 v 场根据热成风关系确定, 在积分域的右边界, 利用 $\partial\theta/\partial z = (\theta_0/g)N^2$, 根据给定的 N^2 分布确定位温 θ 。由此得到的初始时刻位温场分布如图 1b 所示。这种初始锋面结构与实际锋面情况比较相近。

初始时刻天气尺度背景风场分别取为^[8]

$$(1) \quad u_g = 0, \quad v_g = 0, \quad (13)$$

$$(2) \quad u_g = 2.00 + 3.0 \tanh\left(\frac{z}{5000}\right), \quad v_g = 0, \quad (14)$$

$$(3) \quad u_g = 46.5(4.5 - 3z) \exp[-(2.25 - 1.5z)^2], \quad v_g = 0, \quad (15)$$

$$(4) \quad u_g = 0, \quad v_g = 77.73(\tilde{z} + 0.08)\exp[-11.1(\tilde{z} + 0.08)^2], \quad (16)$$

$$(5) \quad \begin{cases} u_g = 46.5(4.5 - 3\tilde{z})\exp[-(2.25 - 1.5\tilde{z})^2], \\ v_g = 77.73(\tilde{z} + 0.08)\exp[-11.1(\tilde{z} + 0.08)^2], \end{cases} \quad (17)$$

式中 $\tilde{z} = z/H$, 模式顶高度 $H = 15$ km。图 1c、d、e 给出了背景风场 2、3、4 的廓线。

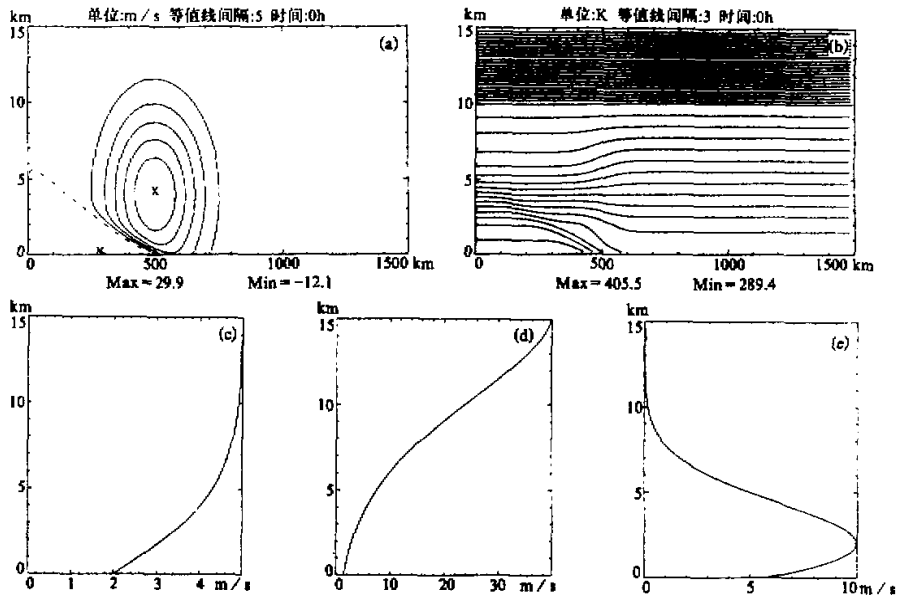


图 1 初始时刻的锋面尺度 v , θ 场与天气尺度背景风场 u_g , v_g 分布
(a) v 场, (b) θ 场, (c) 背景风场 2 的廓线, (d) 背景风场 3 的廓线, (e) 背景风场 4 的廓线

大气层结稳定度参数 N^2 给定为分段线性分布, 它表征稳定的大气状态, 即

$$N^2 = \begin{cases} \frac{2}{3} \times 10^{-4} \text{ s}^{-2}, & z < 2000 \text{ m} \\ \frac{4}{3} \times 10^{-4} \text{ s}^{-2}, & 2000 \text{ m} \leq z \leq 10000 \text{ m} \\ 4.83 \times 10^{-4} \text{ s}^{-2}, & z > 10000 \text{ m} \end{cases} \quad (18)$$

3 计算结果与分析

3.1 理想天气尺度背景风场中的冷锋环流

作为比较, 我们先考虑理想背景风场中的锋面环流, 然后给出高空急流情况下的锋面环流。

前面已经指出, 锋面尺度 ψ 场由(12)式给出, 作为理想背景风场我们取(13)和(14)式, 其产生的锋面环流分别记为 MJ0 和 MJ1。图2和图3给出了 MJ1 情况下的越锋非地转环流的演变图, 图2是 $t=6$ 、15 h 两个时刻的位温 θ 和扰动流函数 ψ' ($=\psi-\psi_g$) 的叠加图 (ψ_g 由 $u_g = \alpha_p \partial \psi_g / \partial z$ 确定), 图3则是 $t=6$ 、15 h 的 ψ' 和 Richardson 数 Ri 低值区 ($Ri < 31$) 的分布图, 和 $t=6$ h 的垂直速度 w 的分布图。由图2可见, 在积分开始后, 有两个主要越锋环流圈在发展 (图中 X 代表 ψ' 最大值所在位置, N 表示 ψ' 最小值所在位置), 这些环流不断加强, 直到达到一个准平衡状态。在锋

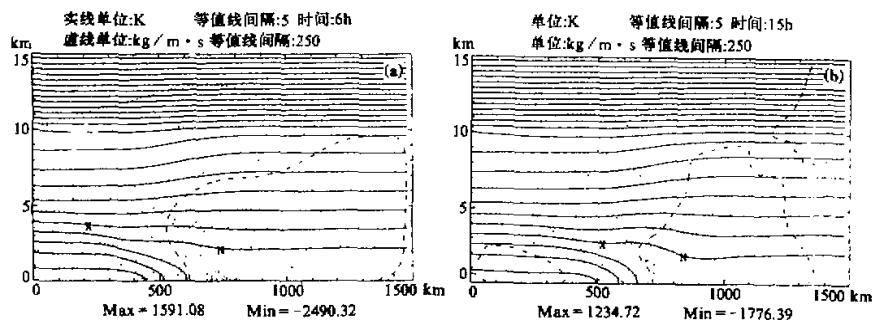


图2 MJ1 锋面环流

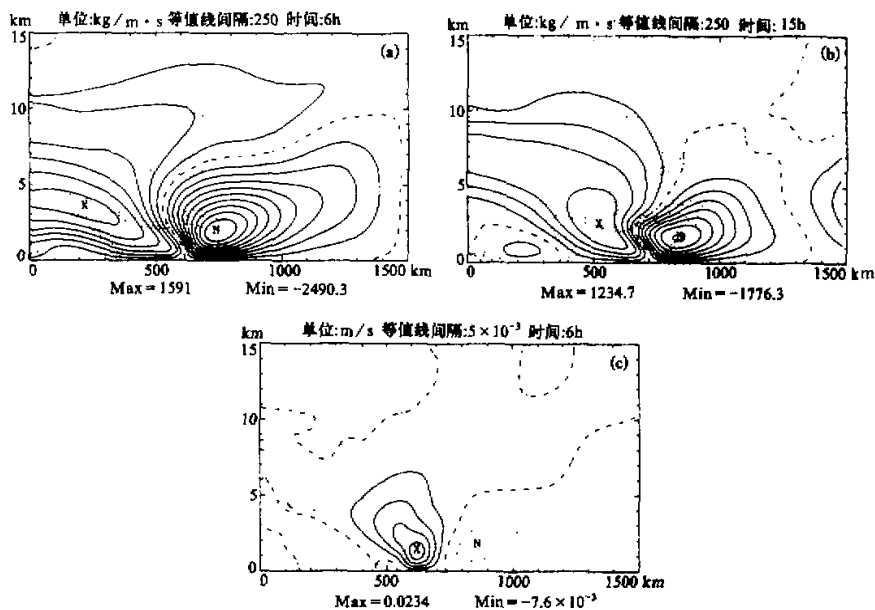
(a) $t=6$ h 的位温 θ 场 (实线) 和扰动流函数 ψ' 场 (虚线)(b) $t=15$ h 的 θ 场和 ψ' 场, 图中 X 和 N 分别代表 ψ' 的最大和最小值所在位置

图3 MJ1 锋面环流

(a) $t=6$ h 的 ψ' (实线) 和 Ri (虚线) 分布, (b) $t=15$ h 的 ψ' 和 Ri 分布, (c) $t=6$ h 的 w 分布

的冷区一侧为正环流圈,在暖区一侧为负环流圈,这种环流结构使锋前的空气得到抬升,上升运动加强,锋后产生下沉运动,这从图 3c 的垂直速度场中不难得到证实。当锋前暖空气处于湿不稳定状态时,这种抬升作用可能对锋区深厚对流的产生是极为重要的。从图 3c 还可看到,锋区的这种非地转环流分布,促使在冷锋前产生数值为 2.3 cm/s,垂直伸展达 5 km 的上升运动区。此外,从图 2a、b 不难发现,在越锋环流的发展中, Richardson 数起着重要作用,随时间增大, Ri 小值区向暖区移动,并在暖区向上空和向下游扩展,从而使暖区上升运动增大,这可以从模式方程组不难看出。涡度 ζ 的产生主要依赖于非地转剩余 $R = f\partial v / \partial z - (g / \theta_0) \partial \theta / \partial x$ 项,由 (2) 和 (3) 式容易得到 (略去湍流耗散项,并设 $\alpha_0 = 1$)

$$\begin{aligned} \frac{dR}{dt} = & -N_1^2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} - f \left(f + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} \\ & + \left(2f \frac{\partial v}{\partial z} + f \frac{\partial v_g}{\partial z} - R \right) \frac{\partial^2 \psi}{\partial x \partial z} + f \left(f - \frac{\partial v}{\partial x} \right) \frac{\partial u_g}{\partial z}, \end{aligned} \quad (19)$$

式中 $N_1^2 = N^2 + (g / \theta_0) \partial \theta / \partial z$ 。此外,在不计耗散项时, (1) 式变为

$$\frac{d\zeta}{dt} = R - \frac{d \ln \alpha_0}{dz} f v_g - f \frac{\partial v_g}{\partial z}, \quad (20)$$

如果由 (19) 式知道了 R 的分布,则由 (20) 式得到 y 方向的涡度 ζ 。略去小项 $R \partial^2 \psi / \partial x \partial z$, 上式的线性方程变为

$$\frac{\partial R}{\partial t} = -N_1^2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} - f \left(f + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + f \left(2 \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial v_g}{\partial z} \right) \frac{\partial^2 \psi}{\partial x \partial z} + f \left(f - \frac{\partial v}{\partial x} \right) \frac{\partial u_g}{\partial z}, \quad (21)$$

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = R - \frac{d \ln \alpha_0}{dz} f v_g - f \frac{\partial v_g}{\partial z}, \quad (22)$$

这里 v 是给定的已知风场。由 (21) 和 (22) 式消去 R , 并利用 $\zeta = \nabla^2 \psi$, 得到

$$\frac{\partial^2 \nabla^2 \psi}{\partial t^2} = -N_1^2 - f \left(f + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + f \left(2 \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial v_g}{\partial z} \right) \frac{\partial^2 \psi}{\partial x \partial z} + f \left(f - \frac{\partial v}{\partial x} \right) \frac{\partial u_g}{\partial z}, \quad (23)$$

(23) 式显示, 当 $Ri \equiv N_1^2 / \left[\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{1}{2} \frac{\partial v_g}{\partial z} \right]^2 < f / \left(f + \frac{\partial v}{\partial x} \right)$ 时, 有不稳定解, 这种不稳定称为对称斜压不稳定, 因为扰动的发展是从基流的动能中获得能量, 而不像斜压不稳定, 扰动是从基流的位能中获得能量。计算显示, 在上述理想背景风场的锋面系统中, 确实存在 $Ri < f / (f + \partial v / \partial x) \approx 1$ 的区域, 使对称不稳定在锋区强斜压带内以两个主环流圈的形式发展起来。

对 $u_g = 0, v_g = 0$ 的理想背景风场, (19) 式变为

$$\frac{dR}{dt} = -N_1^2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} - f \left(f + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + \left(2f \frac{\partial v}{\partial z} - R \right) \frac{\partial^2 \psi}{\partial x \partial z}, \quad (24)$$

这时, $Ri = N_1^2 / (\partial v / \partial z)^2 < f / (f + \partial v / \partial x)$ 。由于初始时刻运动处于地转平衡中, 因此, $\psi = 0, R = 0$, 这样, 在 $t = 0$ 时刻, (24) 式化为

$$\frac{dR}{dt} \approx 0 \quad (25)$$

这说明, 在 $u_g = 0, v_g = 0$ 的情况下, 非地转环流变化很小, 增长很慢。图 4 的计算结果证明了这一点。图 4 给出了 $u_g = 0, v_g = 0$ 情况下的冷锋环流, 明显显示出在锋区附近的强斜压带内环流的取向使质点沿着等 θ 线运动, 这意味着对称不稳定。计算显示, 对称不稳定确能在 $Ri < 1$ 的区域内激发出来, 但其产生的环流很弱, 垂直速度也很小, 这说明, 对称不稳定不能在锋区内产生足以触发中尺度强烈系统的强越锋非地转环流, 除非受到非绝热加热、地形、高低空急流或其它因子的作用, 本文只对高低空急流的作用进行探讨, 关于非绝热加热、地形的影响, 以及水汽的作用, 我们将分别在不同文章中予以讨论。

对只有西风背景风场 u_g 驱动的非地转环流, (19) 式变为

$$\frac{dR}{dt} = -N_1^2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} - f \left(f + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + \left(2f \frac{\partial v}{\partial z} - R \right) \frac{\partial^2 \psi}{\partial x \partial z} + f \left(f - \frac{\partial v}{\partial x} \right) \frac{\partial u_g}{\partial z}, \quad (26)$$

在初始时刻, 由于处于地转平衡中, 因此 R 为零, 而且这时流函数 ψ 只包含 u_g , 而 u_g 只是 x 的函数, 因此, 在 $t=0$ 时刻, (26) 式可简化为

$$\frac{dR}{dt} \approx -2f \frac{\partial v}{\partial x} \frac{\partial u_g}{\partial z}. \quad (27)$$

这表明, 初始非地转 R 的变化依赖于 $\partial v / \partial x$ 的大小和符号。如果假定 $\partial u_g / \partial x$ 各处为正, 则 $\partial v / \partial x$ 的负值区将产生 R 和 ζ 的正值区, $\partial v / \partial x$ 的正值区将产生 R 和 ζ 的负值区, 从而分别对应于 ψ' 的负值区和正值区。到某个时段, 由于存在准稳定态, 因此就有 $dR / dt \approx 0$, 并因 $R \ll f \partial v / \partial z$, 因此, 由 (26) 式得到关于非地转环流的诊断方程

$$N_1^2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + f \left(f + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} - 2f \frac{\partial v}{\partial z} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x \partial z} = f \left(f - \frac{\partial v}{\partial x} \right) \frac{\partial u_g}{\partial z}, \quad (28)$$

这方程类似于著名的 Sawyer-Eliassen 方程。上式表明, 非地转越锋环流与 $\partial u_g / \partial z, \partial v / \partial x, Ri$ 有关, u_g 在这里起地转强迫的作用。(28) 式在静力稳定 $N_1^2 > 0$, 惯性稳定 $f(f + \partial v / \partial x) > 0$ 和对称稳定 $N_1^2(f + \partial v / \partial x)f > f^2(\partial v / \partial z)^2$ 情况下是椭圆型方程, 对于给定的 u_g 可用迭代法求得非地转流函数 ψ 。

对于背景风场 $u_g \neq 0, v_g \neq 0$ 的情况, 由 (19) 式可以得到类似于 (28) 式的诊断方程

$$\begin{aligned} N_1^2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + f \left(f + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} - 2f \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{1}{2} \frac{\partial v_g}{\partial z} \right) \frac{\partial^2 \psi}{\partial x \partial z} - f \frac{\partial^2 v_g}{\partial z^2} \frac{\partial \psi}{\partial x} \\ = f \left(f - \frac{\partial v}{\partial x} \right) \frac{\partial u_g}{\partial z}, \end{aligned} \quad (29)$$

显见, v_g 在这里只对方程的系数起修正作用, 不像 u_g 起强迫作用。

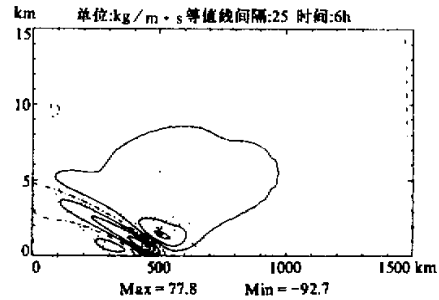


图 4 MJO 的锋面环流
 $t=6h$, 实线为 ψ 场, 虚线为 Ri 场

3.2 实际西风急流下的冷锋环流

如上所述, 越锋环流与背景风场的垂直切变 $\partial u_g / \partial z$ 有明显的关系, 上面只考虑了理想背景风场 u_g 分布情况下的冷锋环流, 而且只有西风 u_g , 没有讨论 v_g 的作用。下面我们考虑实际西风急流 u_g 和低空南风急流 v_g 情况下的冷锋环流。本小节讨论 (15) 式给出的西风急流 u_g 的作用, 其廓线如图 1d 所示。我们以 MJ2 代表这种 u_g 下的环流。关于 v_g 的影响我们将在其后的两小节中给出。图 5a、b、c 分别是 $t=6$ h 时的 ψ' 与 Ri 的叠加图和垂直速度 w 分布图, 以及 $w_{\max}$ 的时间变化图。与图 3 的 MJ1 相比, 显见 MJ2 的扰动环流 ψ' 场有非常大的增强, $\psi'_{\max}$ 和 $\psi'_{\min}$ 由原来的 1591 和 -2490 分别增大到 8908 和 -6868, 同时, 在对流层中层附近, ψ' 的等值线变得很密集, 低值 Ri 区伸展范围也明显扩大, 相应地, 垂直速度场也明显加强, 最大上升运动区所在高度, 由原来的 1 km 左右升高到 6 km 左右, 强度增大 3 倍多, 范围大大扩大, 而且出现两个中心。这意味着, 实际背景风场更有利于在对流层中激发对称不稳定, 在合适条件下, 更有可能产生强的越锋非地转环流, 触发锋区中强中尺度系统的发生。此外, 对最大上升速度 $w_{\max}$ 的计算显示, 对实际 u_g 的 MJ2, 最大上升速度 $w_{\max}$ 约在 $t=4$ h 时即达到 8 cm/s, 而对理想 u_g 的 MJ1, $w_{\max}$ 约在 $t=8$ h 时达到其最大值 2.5 cm/s, 显见, 在实际背景风场中, 能在锋区更迅速地产生强的中尺度系统。

实际西风背景风场比理想西风背景风场产生强得多的越锋环流和上升速度, 其原因可从 (27) 或 (28) 式得到。前面已经指出, 越锋环流的强弱决定于 $\partial v / \partial x$ 和 $\partial u_g / \partial z$ 。

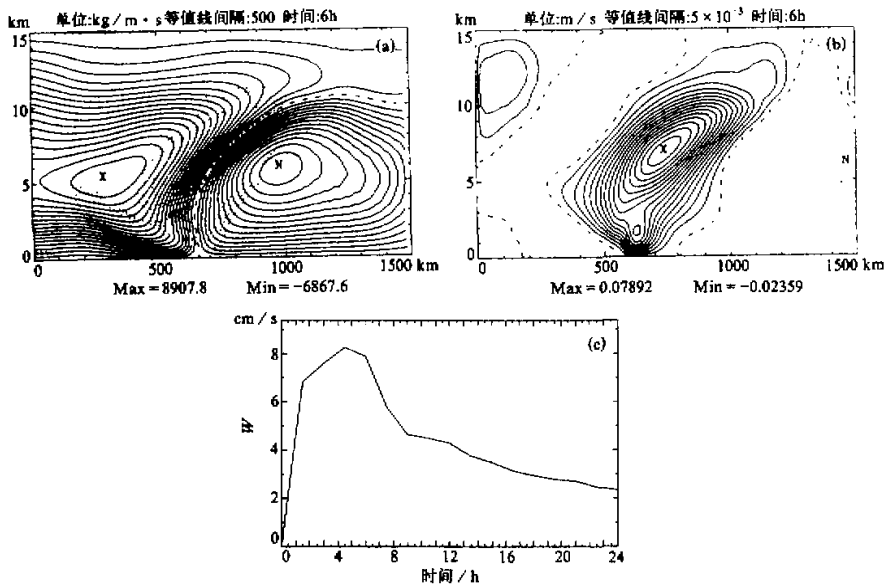


图5 MJ2的冷锋环流 ($t=6$ h)

(a) ψ' 与 Ri 分布图 (实线为 ψ' 场, 虚线为 Ri 场),

(b) 垂直速度 w 场 (实线为 $w>0$, 虚线为 $w<0$), (c) $w_{\max}$ 的时间变化

在现在情况下, v 是一样的, 都由 (12) 式给定, 因此, $\partial v / \partial x$ 这一因子对实际背景风场和理想背景风场是相同的, 但是在第二种情况下, u_g 不同, 前者由 (15) 式给出, 后者由 (14) 式给定, 显见, (15) 式给出的 $\partial u_g / \partial z$ 远大于后者, 就是说, 实际背景风场给出的地转强迫要强得多, 因此, 激发的越锋环流和垂直速度也强得多。

3.3 南风低空急流下的锋面环流

取 (16) 式给出的 v_g 作为背景风场 ($u_g = 0$), v_g 的廓线如图 1e 所示, 它与通常观测到的低空急流相近, 我们以 MJ3 记之。图 6a、b 分别是 $t = 6$ h 时的 ψ' 和 Ri 的叠加图以及垂直速度 w 的分布图。显见, 在锋区附近, 扰动流函数 ψ' 的分布与 $u_g = 0$, $v_g = 0$ 的情况 (图 4) 相似, 但在锋区下游有一大范围的负环流发展, 环流中心位于 3 km 高度, 这也说明非地转环流与沿锋背景风场的垂直切变有关, 同时, MJ3 的弱非地转环流和很小的垂直速度 (小于 0.2 cm/s) 也清楚说明 (见图 6c), v_g 对冷锋环流的影响比 u_g 小得多, 这可以从 (19) 式来说明。这时 (19) 式变为

$$\frac{dR}{dt} = -N_1^2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} - f \left(f + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + \left(2f \frac{\partial v}{\partial z} + f \frac{\partial v_g}{\partial z} - R \right) \frac{\partial^2 \psi}{\partial x \partial z}. \quad (30)$$

在 $t = 0$ 时刻, 由于流场处于地转平衡中, 因此这时有

$$\frac{dR}{dt} \approx 0.$$

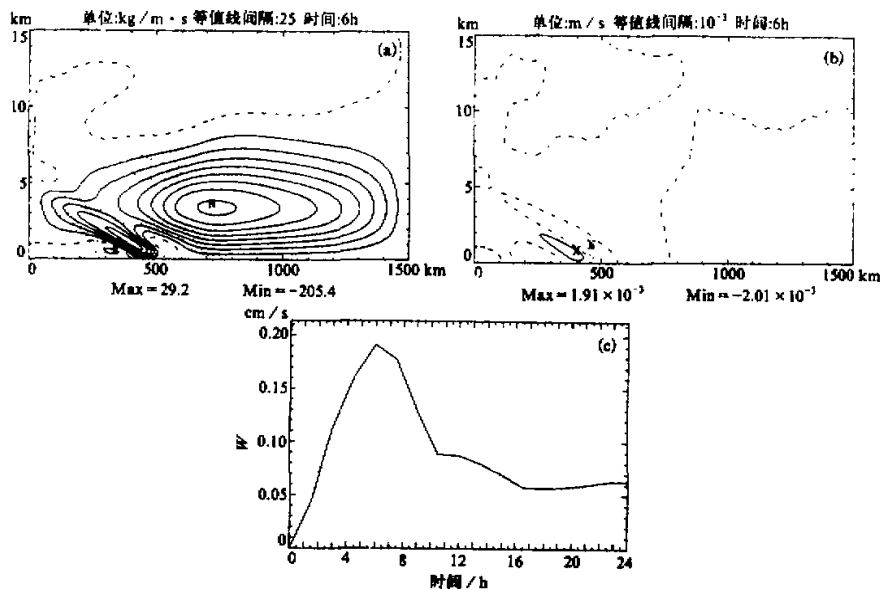


图 6 MJ3 的冷锋环流 ($t = 6$ h)

(a) ψ' 和 Ri 的分布, (b) 垂直速度 w 场, (c) $w_{\max}$ 的时间变化。其余同图 5

这与 $u_g = 0$, $v_g = 0$ 的情况相同, 这说明, 在只有 v_g 背景风场时, 非地转环流的变化是不大的。这是因为, v_g 与 u_g 不同, 它与扰动 ψ 场没有直接联系, 不对非地转环流起强迫作用, 计算结果也证明了这一点。但这并不是说低空急流不重要。南风低空急流作为动量源可能没有西风高空急流重要, 但是, 如果配有水汽, 低空南风急流通过对水汽的输送而有可能对锋区中尺度系统的发展起重要作用, 这是我们以后要探讨的问题。

3.4 西风急流和南风急流同时存在下的冷锋环流

这时背景风场 u_g , v_g 由 (17) 式给出, 记为 MJ4。图 7 是这种情况下 $t = 6$ h 的 ψ' 和 Ri 叠加图和 w 场, 以及 $w_{\max}$ 的时间变化。与图 5 相比较, 它们的环流结构和 w 场都很相似, 但强度增强不少。在 $t = 6$ h, 非地转环流增强 26% 左右, 垂直速度增大 15% 以上, 达到 9.1 cm/s 。这说明, 越锋非地转环流主要受越锋背景风场 u_g 的影响, 沿锋背景风场 v_g 虽有作用, 但相对 u_g 而言, 其影响程度要小得多。这从 (19) 和 (20) 式也可得到定性的解释。在 $t = 0$ 时刻, 流场处于地转平衡中, 因此, 地转剩余 R 为零, 这时, (19) 和 (20) 式分别变为

$$\frac{dR}{dt} \approx -2f \frac{\partial v}{\partial x} \frac{\partial u_g}{\partial z},$$

$$\frac{d\zeta}{dt} \approx -\frac{\partial \ln \alpha_0}{\partial z} f v_g - f \frac{\partial v_g}{\partial z}.$$

可见, 初始非地转剩余的变化, 在现在情况下决定于 $\partial v / \partial x$ 和 $\partial u_g / \partial z$, 而与 v_g 无关,

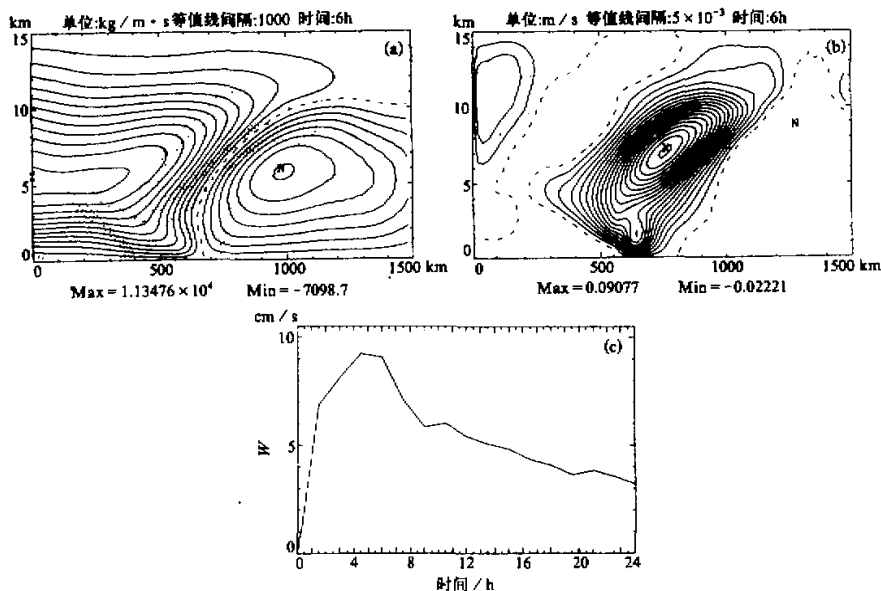


图 7 MJ4 的冷锋环流 ($t = 6$ h)

(a) ψ' 和 Ri 的分布, (b) w 场, (c) $w_{\max}$ 的时间变化。其余同图 5

v_g 只对锋区涡度变化有作用。因此, 在西风急流和南风急流同时存在的情况下, 锋面环流基本上与只有 u_g 的情况相似, 但由于 v_g 的存在, 对锋面涡度场起强迫作用, 进而可对锋面环流和锋区垂直运动产生作用, 不过, 由上面分析易知, v_g 的作用, 至少在于冷锋情况下是第二位的。

4 结语

由上述计算结果, 可以得到以下结论:

(1) 在锋面尺度速度场产生的锋区中, 可以发展、形成两个越锋环流圈, 一个是位于冷区的正环流, 另一个是位于暖区的负环流, 这种环流结构, 使冷锋前的暖空气抬升, 形成上升运动区, 锋后则产生下沉运动区, 这种抬升作用可能对锋区中深厚对流系统的产生起重要作用。

(2) 在越锋环流发展中, Richardson 数 Ri 起重要作用, 其间, Ri 小值区从冷区向暖区移动, 并在暖区向上空和向下游扩展, 从而使暖区的上升速度增大。

(3) 在 $Ri < 1$ 的区域内, 能激发出对称不稳定, 但其产生的环流和上升速度很弱很小, 不足以在锋区产生强的越锋非地转环流, 除非受到水汽凝结等因子的影响。

(4) 越锋非地转环流与背景风场 u_g , v_g 的垂直切变、锋面尺度风场 v 的水平切变, 以及 Richardson 数有关。

(5) 具有强垂直切变的实际背景风场更有利于在锋区激发对称不稳定, 更有可能迅速地产生强的越锋非地转环流和大的上升运动。

(6) 越锋非地转环流主要受越锋背景风场 u_g 的影响, 它起地转强迫的作用。沿锋背景风场 v_g 的作用比 u_g 小得多, 产生的非地转环流和上升速度也要弱得多小得多。

参 考 文 献

- 1 Stone, P.H., 1966, Frontogenesis by horizontal wind deformation fields, *J. Atmos. Sci.*, **23**, 455~463.
- 2 Williams, R.T., and J. Plotkin, 1968, Quasi-geostrophic frontogenesis, *J. Atmos. Sci.*, **25**, 201~206.
- 3 Hoskins, B.J., and F.P. Bretherton, 1972, Atmospheric frontogenesis models: mathematical formulation and solution, *J. Atmos. Sci.*, **29**, 11~37.
- 4 Hoskins, B.J., 1976, Baroclinic Waves and frontogenesis, Part I: Introduction and Eady Waves, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **102**, 103~122.
- 5 Orlanski, I., and B.B. Ross, 1977, The circulation associated with a cold front. Part I: Dry Case, *J. Atmos. Sci.*, **34**, 1619~1633.
- 6 Young, D., 1971, Iterative solution of large linear systems, Academic Press, 570pp.
- 7 Orlanski, I., B.B. Ross and L.J. Polinsky, 1974, Diurnal variation of the planetary boundary layer in a mesoscale model, *J. Atmos. Sci.*, **31**, 965~989.
- 8 Kuo H.L., and K.L. Seitter, 1985, Instability of shearing geostrophic currents in neutral and partly unstable atmospheres, *J. Atmos. Sci.*, **42**, 331~345.

The Cold-Frontal Circulation in the Upper-Level Westerly Jet and Low-Level Southerly Jet

Lu Keli and Qian Taotao

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

Abstract The influence of different background currents on the circulation of a dry cold front is investigated by using a primitive equation model. The calculations show that the upper-level westerly flow plays a main role in the development and enhancement of the cross-frontal ageostrophic circulation and vertical motion in the frontal zone. The cross-frontal circulation also depends on the low-level southerly flow. However, its effect is much weaker than the westerly flow. The westerly current with strong vertically shear is advantageous to generate a stronger cross-frontal circulation and upward motion in the frontal zone. In addition, the cross-frontal circulation is related with the regions of small Richardson number.

Key words upper-level jet low-level jet cold front

全球气候与环境变化研讨会在京召开

由中国科学院大气物理研究所组织的全球气候与环境变化研讨会于 1996 年 8 月 7~9 日在北京召开。来自中国、美国、日本、加拿大、英国、意大利、俄罗斯、巴基斯坦、泰国、韩国等 11 个国家和地区的近百名学者参加了会议。会议收到了学术论文 80 余篇,交流 70 余篇,学者们就当前气候与环境变化研究的进展、成果和存在问题进行了广泛而深入的交流,取得了很好的成果。

此次会议是为庆贺国际著名大气科学家、我国现代大气科学奠基人之一叶笃正院士 80 寿辰而举办的,会议除得到中国科学院大气物理研究所有关国家重点实验室和研究中心的资助外,还得到了国家自然科学基金委和中国科学院 IGBP 委员会的资助。

会议回顾了叶笃正院士对大气动力学,特别是大气长波频散理论、大气运动的适应理论、大气环流的季节突变、准定常波形成、阻塞高压等理论、青藏高原气象学以及全球变化等研究领域的重大贡献,并且交流了大气环流和季风、青藏高原气象学、全球变化等方面的研究进展。

这次会议是一次高层次的学术交流会议,参加者多为国际上有一流的大气科学学者。这次会议对促进气候和环境领域的科学研究,开展国际合作与交流以及推动我国的研究工作都将起到很大的作用。会议认为,气候与环境问题是当前全人类共同面临的严重挑战,当前大气科学正在从大气动力学向气候系统动力学和全球变化动力学发展,因此特别需要加强国际间和地区间的合作与交流,并且在研究气候各个圈层间复杂的相互作用基础上,建立数值模型,认识并模拟气候与环境的变化规律,并达到预测及局部控制气候与环境的目的。

(下 续)