

高空急流加速与低层锋生

高守亭 陶诗言

(中国科学院大气物理研究所)

提 要

本文从动力学上找到了低层锋生函数同急流区内纬向平均风加速的关系,指出高空急流加速有利于大气低层锋生,并从天气学的角度给出了高空急流加速同低层大气锋生的环流形态特征,即高空波的动量和热量通量在急流区的辐合,促使高空急流加速,并引起急流入口区上下层之间的质量调整,在急流轴高度以下出现一个反环流,反环流的上升支同其下原有的弱锋前的上滑爬升气流发生耦合,造成上滑气流加强,低层锋面坡度变陡,冷暖对比明显,引起大气低层锋生。

关键词: 波能作用;急流加速;质量调整;低层锋生。

一、前 言

自从锋和急流的概念产生之后,使很多天气过程能得到较合理的解释,后来研究表明,锋和急流无论对正压发展或斜压发展都是其主要能源区,同时它们又是对流层与平流层之间动量、热量交换的中间纽带。正因为锋和急流在天气动力学中有着如此重要的地位,所以国内外很多气象学者对它们做过研究。

早期 Palmen(1948)指出,低空锋区往往与高空槽相伴出现^[1],Phillips(1956)通过使用原始方程的数值模拟,模拟出低空锋与高空行星波的关系,他得出增长着的有限振幅斜压波能引起强温度梯度带(即锋区)^[2],10年后 Williams(1967)通过二维 Eady 波的数值模拟进一步证实了增长着的 Eady 波在近地面产生非常强的温度梯度^[3],到 70 年代, Hoskins 和 Bretherton(1972)进一步提出了关于非线性斜压波动与锋生的半地转理论模式,解析地证实了 Eady 波在有限时间内如何造成温度不连续^[4],值得注意的是,这些研究都把着眼点放在斜压波增长与锋生的关系上,强调了低层锋生是由于波增长引起的垂直环流和变形场的加强而造成的。

曾庆存(1979)首先注意到另一种与以上不同的重要天气现象,他认为,在高空波动活跃期的寒潮爆发过程中,组成高空槽的冷空气通过界面对暖空气作功,暖区动能增加,造成围绕着冷槽的高空急流增强,进而加强着的高空急流所造成的适应过程,会引起对流层中层的锋生^[5]。

比较一下便很清楚,以 Hoskins 为代表的低层锋生理论,是强调发展着的斜压波一方面从基本流中取得发展的能量,一方面诱使低层锋生,而曾庆存的观点是,充分发展了的斜压槽把其本身的热量和动量通量首先输送给高空急流区(这实质上是槽减

弱而使基本流加强), 然后由适应过程中的调整质量环流引起下层锋生. 可见这两种物理过程是很不相同的. 他们分别描述了两种不同的锋生现象.

在波与流相互作用的研究还没有深入之前, 主要流行着 Eady 波增长引起低层锋生的观点是自然的. 但随着波与流相互作用的深入研究, 发现扰动波在 E-P 通量辐合区会把自己的动量和热量通量输送给纬向平均流, 使得在该区范围内的急流带加速. 这就说明, 曾庆存提出的锋生观点极其重要, 应当在理论研究中给以充分的重视. 事实上, 我国长江流域经常出现的锋生现象是同这种观点相符的而不是由增长的 Eady 波所引起的.

本文将使用广义 E-P 通量原理并结合 Sawyer-Eliassen 方程从理论上进一步证实曾庆存提出的锋生理论, 并用实例给出这种锋生过程的环流结构特征.

二、非地转环流的 Sawyer-Eliassen 方程

为了使问题的论证清楚起见, 本节简单地叙述一下 Sawyer-Eliassen 方程.

在 p 坐标系中当引入绝对动量

$$m = u_g - f y, \quad (1)$$

同时热成风关系为:

$$\frac{\partial \vec{v}_g}{\partial p} = -\gamma \vec{k} \wedge \nabla_p \theta, \quad (2)$$

其中

$$\gamma = \frac{R}{f p_0} \left(\frac{p_0}{p} \right)^{c_v / c_p},$$

$\vec{v}_g$ 是地转风矢量, 它满足:

$$\vec{v}_g = u_g \vec{i} + v_g \vec{j} = \frac{1}{f} \vec{k} \wedge \nabla_p \varphi. \quad (3)$$

利用方程 (1)–(3), 便可求得

$$\frac{\partial m}{\partial p} = \gamma \frac{\partial \theta}{\partial y}, \quad \frac{\partial \varphi}{\partial p} = -f \gamma \theta, \quad (4)$$

且雅可比行列式为

$$J_{p,\theta}(m, \theta) = -\vec{i} (\nabla_p m \wedge \nabla_p \theta). \quad (5)$$

单位时间的加热率可表示为

$$\dot{Q} = -\frac{\partial}{\partial p} (\overline{\omega' \theta'}). \quad (6)$$

因为沿锋面的水平尺度比跨锋的水平尺度大得多, 并且跨锋的速度分量远小于沿锋的速度分量, 所以通常有如下关系成立:

$$\left| \frac{\partial v}{\partial x} \right| \ll \left| \frac{\partial v}{\partial y} \right|, \quad (7)$$

$$\left| \frac{\partial u_{ag}}{\partial x} \right| \ll \left| \frac{\partial v_{ag}}{\partial y} \right| \approx \left| \frac{\partial \omega}{\partial p} \right|, \quad (8)$$

u_{ag} , v_{ag} 为非地转风的两个分量, 于是连续性方程可以写为:

$$\frac{\partial v_{ag}}{\partial y} + \frac{\partial \omega}{\partial p} = 0. \quad (9)$$

由(9)式, 便可定义非地转流函数为 ψ , 使其满足

$$v_{ag} = -\frac{\partial \psi}{\partial p}, \quad \omega = \frac{\partial \psi}{\partial y}. \quad (10)$$

利用以上基本关系便可得到 Sawyer-Eliassen 方程^[6]:

$$\begin{aligned} & \left(-\gamma \frac{\partial \theta}{\partial p} \right) \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \left(2 \frac{\partial m}{\partial p} \right) \frac{\partial^2 \psi}{\partial y \partial p} - \frac{\partial m}{\partial y} \frac{\partial^2 \psi}{\partial p^2} + \left(\frac{\partial m}{\partial p} \frac{d \ln \gamma}{dp} \right) \frac{\partial \psi}{\partial y} \\ & = -2J_{yp}(u_g, v_g) - \gamma \frac{\partial \dot{Q}}{\partial y}. \end{aligned} \quad (11)$$

在方程(11)中若忽略含 $d \ln \gamma / dp = -(C_e / C_p) / p$ 的项, 便为 p 坐标系中的 Boussinesq 近似.

三、急流带内的垂直运动

第二节中给出了 Sawyer-Eliassen 方程, 在导出此方程的过程中, 因对 m 本身没有做任何限制, 故(11)式适用于任何层次. 本节将利用 Sawyer-Eliassen 方程求出在急流轴高度上垂直运动的表达式.

设 200hPa 位面是高空急流轴所在的层次, 在急流轴层次上, 垂直风分布存在着如下关系:

$$\frac{\partial u}{\partial p} = \frac{\partial v}{\partial p} = 0, \quad (12)$$

$$\frac{\partial u_g}{\partial p} = \frac{\partial v_g}{\partial p} = 0. \quad (13)$$

由(12)和(13)式, 便可推出在急流轴高度上也满足

$$\frac{\partial u_{ag}}{\partial p} = \frac{\partial v_{ag}}{\partial p} = 0, \quad (14)$$

$$\frac{\partial m}{\partial p} = 0, \quad J_{yp}(u_g, v_g) = 0. \quad (15)$$

利用(15)式, (11)式可简化为

$$\left(-\gamma \frac{\partial \theta}{\partial p} \right) \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} - \frac{\partial m}{\partial y} \frac{\partial^2 \psi}{\partial p^2} = -\gamma \frac{\partial \dot{Q}}{\partial y}. \quad (16)$$

又由(14)式可知:

$$-\frac{\partial^2 \psi}{\partial p^2} = \frac{\partial}{\partial p} \left(-\frac{\partial \psi}{\partial p} \right) = \frac{\partial v_{ag}}{\partial p} = 0, \quad (17)$$

因此, (16)式可进一步简化为

$$\left(-\frac{\partial \theta}{\partial p} \right) \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} = -\frac{\partial \dot{Q}}{\partial y}. \quad (18)$$

若记 θ 为 $\bar{\theta}(p) + \theta'(x, y, p, t)$, 则知

$$\frac{\theta'}{\bar{\theta}} \sim RoFr \ll 1, \quad \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial p} \gg \frac{\partial \theta'}{\partial p}. \quad (19)$$

这里 Ro , Fr 分别为罗斯贝数和佛罗特数, 于是有

$$\frac{\partial \theta}{\partial p} \approx \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial p}. \quad (20)$$

利用(20)式并对(18)式两边对 y 积分有

$$\frac{\partial \psi}{\partial y} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial p} = \dot{Q}, \quad (21)$$

故得

$$\omega = \frac{\dot{Q}}{\bar{\theta}_p}. \quad (22)$$

为了今后讨论问题的方便, (22)式可利用(6)式及静力关系, 把 p 坐标系中的垂直速度 ω 转化到 z 坐标系中来. 用 w 表示 z 坐标系中的垂直速度, 则(22)式可在 z 坐标中表示为:

$$w = -\frac{1}{\bar{\theta}_z} \left[\frac{\partial}{\partial z} (w' \theta') + \sigma (w' \theta') \right], \quad (23)$$

σ 为静力稳定度参数, w' 可以从扰动热量方程中得到, 因为扰动热量方程可写为:

$$\frac{D\theta'}{Dt} + \bar{\theta}_z w' = -Q', \quad (24)$$

这里 $\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x}$. 于是得到:

$$w' = -\left(\frac{Q'}{\bar{\theta}_z} \right) - \frac{D\theta'}{Dt} \frac{1}{\bar{\theta}_z}, \quad (25)$$

$$w' \theta' = -\frac{\theta' Q'}{\bar{\theta}_z} - \frac{1}{2} \frac{D\theta'^2}{Dt} \frac{1}{\bar{\theta}_z}. \quad (26)$$

将(26)式代入(23)式后有

$$w = \frac{1}{\bar{\theta}_z} \frac{\partial}{\partial z} \left[\left(\frac{\theta' Q'}{\bar{\theta}_z} \right) + \frac{1}{2} \frac{D}{Dt} \left(\frac{\theta'^2}{\bar{\theta}_z} \right) \right] + \frac{\sigma}{\bar{\theta}_z} \left[\left(\frac{\theta' Q'}{\bar{\theta}_z} \right) + \frac{1}{2} \frac{D}{Dt} \left(\frac{\theta'^2}{\bar{\theta}_z} \right) \right], \quad (27)$$

(27)式可进一步写为

$$w = \frac{1}{\bar{\theta}_z} \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \frac{\bar{\theta}}{g} \left[\left(\frac{g \theta' Q'}{\bar{\theta} \bar{\theta}_z} \right) + \frac{1}{2} \frac{D}{Dt} \left(\frac{g \theta'^2}{\bar{\theta} \bar{\theta}_z} \right) \right] + \frac{\sigma}{\bar{\theta}_z} \left\{ \frac{\bar{\theta}}{g} \left[\left(\frac{g \theta' Q'}{\bar{\theta} \bar{\theta}_z} \right) + \frac{1}{2} \frac{D}{Dt} \left(\frac{g \theta'^2}{\bar{\theta} \bar{\theta}_z} \right) \right] \right\} \right\}. \quad (28)$$

将(28)式整理并取纬向平均后有

$$\begin{aligned} \bar{w} = & \frac{\bar{\theta}}{g \bar{\theta}_z} \frac{\partial}{\partial z} \left[\left(\frac{g \bar{\theta}' Q'}{\bar{\theta} \bar{\theta}_z} \right) + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{g \bar{\theta}'^2}{\bar{\theta} \bar{\theta}_z} \right) \right] + \frac{1}{g} \left(1 + \frac{\sigma \bar{\theta}}{\bar{\theta}_z} \right) \\ & \times \left[\left(\frac{g \bar{\theta}' Q'}{\bar{\theta} \bar{\theta}_z} \right) + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{g \bar{\theta}'^2}{\bar{\theta} \bar{\theta}_z} \right) \right]. \end{aligned} \quad (29)$$

若引入时间尺度变换 $\tau = \mu t$ 后, 则 (29) 式变为

$$\begin{aligned} \bar{w} = & \frac{\bar{\theta}}{g\bar{\theta}_z} \frac{\partial}{\partial z} \left[\left(\frac{g\bar{\theta}'Q'}{\bar{\theta}\bar{\theta}_z} \right) + \frac{1}{2} \mu \frac{\partial}{\partial \tau} \left(\frac{g\bar{\theta}'^2}{\bar{\theta}\bar{\theta}_z} \right) \right] + \frac{1}{g} \left(1 + \frac{\sigma\bar{\theta}}{\bar{\theta}_z} \right) \\ & \times \left[\left(\frac{g\bar{\theta}'Q'}{\bar{\theta}\bar{\theta}_z} \right) + \frac{1}{2} \mu \frac{\partial}{\partial \tau} \left(\frac{g\bar{\theta}'^2}{\bar{\theta}\bar{\theta}_z} \right) \right]. \end{aligned} \quad (30)$$

(30) 式表明了波扰动的热能随时间和空间的变化对急流轴高度上垂直运动的制约关系.

为了使 $\bar{w}$ 与扰动热能之间的约束关系具有更明确的物理意义, 在此需引入波与纬向平均流相互作用的一个重要关系式^[7]:

$$\begin{aligned} \bar{u}_t = & -\frac{1}{(\bar{u}-c)} \left[\frac{g\bar{\theta}'Q'}{\bar{\theta}\bar{\theta}_z} + \frac{1}{2} \mu \frac{\partial}{\partial \tau} \left(\bar{u}^2 + \bar{v}^2 + \frac{g\bar{\theta}'^2}{\bar{\theta}\bar{\theta}_z} \right) \right] \\ & - 2\sigma\mu \frac{\partial}{\partial \tau} \left(\frac{u'\theta'}{\bar{\theta}_z} \right) - f\sigma \frac{v'\theta'}{\bar{\theta}_z}. \end{aligned} \quad (31)$$

由于在垂直方向上急流轴所在的 200hPa 位面上为扰动动能及扰动热量水平输送的极值区, 故在 200hPa 的急流带高度上满足关系

$$\frac{\partial \bar{u}_t}{\partial z} = -\frac{1}{(\bar{u}-c)} \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{g\bar{\theta}'Q'}{\bar{\theta}\bar{\theta}_z} + \frac{1}{2} \mu \frac{\partial}{\partial \tau} \left(\frac{g\bar{\theta}'^2}{\bar{\theta}\bar{\theta}_z} \right) \right]. \quad (32)$$

将 (31) 和 (32) 式代入 (30) 式后得

$$\begin{aligned} \bar{w} = & \frac{\bar{\theta}}{g\bar{\theta}_z} \left[-(\bar{u}-c) \frac{\partial \bar{u}_t}{\partial z} \right] + \frac{1}{g} \left(1 + \frac{\sigma\bar{\theta}}{\bar{\theta}_z} \right) \left[-(\bar{u}-c) \bar{u}_t - \frac{\mu}{2} \frac{\partial}{\partial \tau} (\bar{u}^2 + \bar{v}^2) \right. \\ & \left. - 2(\bar{u}-c) \sigma\mu \frac{\partial}{\partial \tau} \left(\frac{u'\theta'}{\bar{\theta}_z} \right) - (\bar{u}-c) f\sigma \frac{v'\theta'}{\bar{\theta}_z} \right]. \end{aligned} \quad (33)$$

在急流轴高度上有

$$\frac{\partial \bar{u}_t}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \equiv 0, \quad (34)$$

故 (33) 式简化为

$$\begin{aligned} \bar{w} = & \frac{1}{g} \left(1 + \frac{\sigma\bar{\theta}}{\bar{\theta}_z} \right) \left[-(\bar{u}-c) \bar{u}_t - \frac{1}{2} \mu \frac{\partial}{\partial \tau} (\bar{u}^2 + \bar{v}^2) - 2(\bar{u}-c) \sigma\mu \frac{\partial}{\partial \tau} \left(\frac{u'\theta'}{\bar{\theta}_z} \right) \right. \\ & \left. - (\bar{u}-c) f\sigma \frac{v'\theta'}{\bar{\theta}_z} \right]. \end{aligned} \quad (35)$$

从 (35) 式便可以看出, 在急流轴高度上的垂直运动, 主要依赖于纬向平均风的局地加速、扰动动能的时间变率及与层结有关的扰动位温输送量.

通常把扰动量相关的平均所决定的垂直速度与由纬向平均风的局地加速所决定的垂直速度分开, 即记:

$$\begin{aligned} \bar{w} = & \bar{w}_1 + \bar{w}_2, \\ \bar{w}_1 = & -\frac{1}{g} \left(1 + \frac{\sigma\bar{\theta}}{\bar{\theta}_z} \right) (\bar{u}-c) \bar{u}_t, \end{aligned} \quad (36)$$

$$\begin{aligned} \overline{w_1} = & -\frac{1}{g} \left(1 + \frac{\sigma \bar{\theta}}{\bar{\theta}_z} \right) \left[\frac{1}{2} \mu \frac{\partial}{\partial \tau} (\overline{u'^2} + \overline{v'^2}) + 2(\bar{u} - c) \sigma \mu \frac{\partial}{\partial \tau} \left(\frac{\overline{u' \theta'}}{\bar{\theta}_z} \right) \right. \\ & \left. + (\bar{u} - c) f \sigma \frac{\overline{v' \theta'}}{\bar{\theta}_z} \right]. \end{aligned} \quad (37)$$

因为今后考虑的是高空急流加速对低层锋生的作用, 所以 $\overline{w_1}$ 是以后要采用的量.

四、高空急流加速与低层锋生

本节着重解决低层锋生与高空急流加速的关系, 为此在大气低层定义锋生强度为

$$J = \frac{d}{dt} |\nabla \theta|. \quad (38)$$

Petterssen (1956) 进一步给出锋生强度在大气低层的表达式为^[8]

$$J = |\nabla \theta| \frac{1}{2} (F \cos 2\beta - D). \quad (39)$$

这里 β 是等 θ 线与坐标 x 轴所成的夹角, F 为变形度, D 为散度, 两者满足关系

$$F = \left(D - 2 \frac{\partial v}{\partial y} \right). \quad (40)$$

若取大气密度仅在微分时沿垂直方向上变化, 那么连续性方程写为

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial (\rho \omega)}{\partial z} = 0. \quad (41)$$

将 (41) 式从地面到 200hPa 急流轴高度对 z 积分有:

$$\frac{\rho_2}{\rho_0} w_2 = - \int_0^h D' dz, \quad (42)$$

这里 ρ_2 , w_2 表示 200hPa 层次上的量 (以下均同). 取积分层内的平均散度为 $(D_2 + D_0)/2$, 则知积分为

$$w_2 = - \frac{(D_2 + D_0) \rho_0}{2 \rho_2} h, \quad (43)$$

ρ_0 , D_0 为近地面层的量, h 是从地面到 200 hPa 的高度.

对 (43) 式取纬向平均并代入 (36) 式得

$$\overline{D_0} = \left[\overline{D_2} + \frac{2\rho_2}{gh\rho_0} \left(1 + \frac{\sigma \bar{\theta}}{\bar{\theta}_z} \right) (\bar{u} - c) \bar{u}_1 \right]. \quad (44)$$

将 (40) 式取纬向平均, 并用于近地面层为

$$\overline{F_0} = - \left[\overline{D_2} - \frac{2\rho_2}{\rho_0 gh} \left(1 + \frac{\sigma \bar{\theta}}{\bar{\theta}_z} \right) (\bar{u} - c) \bar{u}_1 + z \frac{\partial \bar{v}_0}{\partial y} \right]. \quad (45)$$

将 (44) 及 (45) 式代入纬向平均后的 (39) 式得

$$\begin{aligned} \bar{J} = \frac{1}{2} |\nabla \bar{\theta}| \left\{ \left[\frac{2\rho_2}{g\rho_0 h} \left(1 + \frac{\sigma \bar{\theta}}{\bar{\theta}_z} \right) (\bar{u} - c) \bar{u}_r (\cos 2\beta - 1) \right] \right. \\ \left. + \bar{D}_2 (1 - \cos 2\beta) - 2 \frac{\partial \bar{v}_0}{\partial y} \cos 2\beta \right\}. \end{aligned} \quad (46)$$

由于 σ 可表示为:

$$\sigma = - \left(\frac{\bar{\theta}_z}{\bar{\theta}} + \frac{g}{C_1^2} \right), \quad (47)$$

这里 C_1 为声速, 故有:

$$\left(1 + \frac{\sigma \bar{\theta}}{\bar{\theta}_z} \right) = \left[1 - \left(1 + \frac{g \bar{\theta}}{C_1^2 \bar{\theta}_z} \right) \right] < 0. \quad (48)$$

又因为实际大气中, 等位温线 θ 与 x 轴的夹角 β 一般总是小于 45° , 所以 $(\cos 2\beta - 1) < 0$ 成立. 同时在 200hPa 的急流轴高度上纬向平均风 $\bar{u}$ 的值是近 30m/s , 所以对长波及天气尺度的扰动来说, 总有 $(\bar{u} - c) > 0$ 成立. 故 (46) 式中, 当急流轴高度上的纬向平均风加速时 ($\bar{u}_r > 0$), 必有大气低层的锋生函数 $\bar{J} > 0$. 这表明高空急流加速有利于大气低层锋生.

五、与高空急流加速有关的锋生环流形态特征

上节中解析地给出了低层锋生函数同高空急流轴高度上纬向风加速的关系, 尚有待于用观测资料进行证实, 为此本节着重从物理形象的角度给出锋生环流的形态特征.

早期一直认为, 高空急流右侧为较强的反气旋切变区, 应有辐散下沉运动. 而后 Uccellini 和 Johnson (1979)^[10] 从质量调整的观点指出, 在高空急流入口区地转风顺流线增加, 非地转分量 v_{ag} 指向急流带的气旋切变一侧, 造成急流入口区右侧的质量辐散, 而其左侧质量辐合, 结果有跨急流带的横向质量输送, 围绕着急流轴产生了一个正环流, 即急流轴右侧有上升运动, 而其左侧有下沉运动, 使得上下层质量得到调整.

这些研究是没有考虑到高空急流的加速情况, 若考虑加速情况, 则急流入口区右侧由上升运动变为下沉运动, 左侧由下沉运动变为上升运动. 这种反环流特征的出现, 是由于急流加速引起了科里奥利力变大, 科里奥利力的作用又使风速向右侧辐合, 急流轴左侧变为辐散, 结果出现了反环流. 为说明这一现象, 今选取 1979 年 11 月上中旬期间的一次高空急流加速与低层锋生过程为例子来具体说明锋生环流的形态特征.

1979 年 11 月 3—14 日, 高空 200hPa 高度上发生了一次明显的高空波与东亚急流的相互作用过程. 3 日 08 时, 极涡长轴呈东西向 (见图 1), 东亚 120°E — 150°E 之间的中纬度还没有明显的槽, 较明显的槽区还在偏西的位置. 由于这时高空波同东亚急流还没有发生明显的作用, 所以在 3 日 08 时的北半球 200hPa 上纬向风 u 的分布也

比较弱, 最大中心数值不足 65m/s .

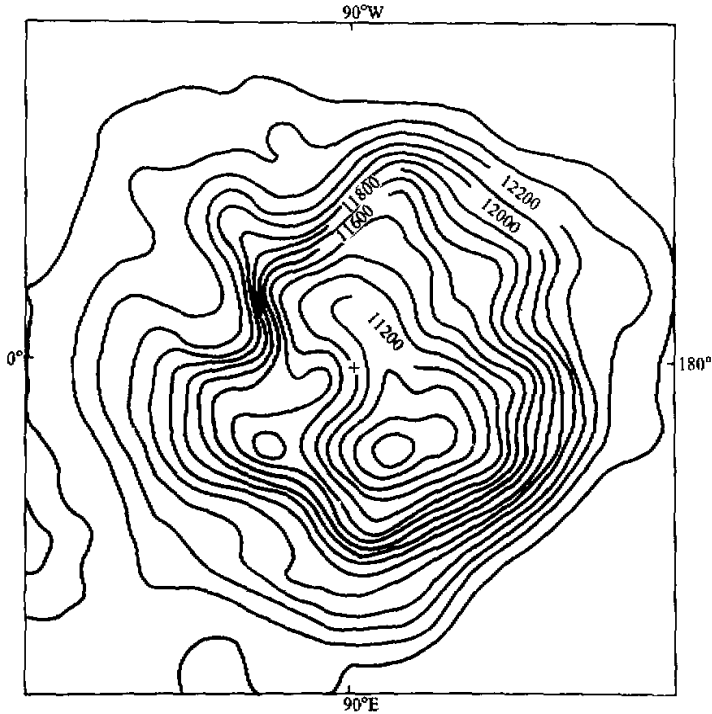


图1 1979年11月3日08时北半球200hPa上位势高度分布(单位:位势米)

11月6日08时, 极涡长轴已转为南北向, 东亚 $120^{\circ}-150^{\circ}\text{E}$ 之间为一个明显的加深槽区(图2).

在此槽区内, 高空波动的动量和热量通量在东亚急流区产生辐合, 结果促使东亚急流有了明显的加速, 急流区内最大风速达到 75m/s 以上, 为历史所罕见(图3).

东亚急流的加强, 促使急流入口区次级环流的调整与改变, 这种调整现象通过对比图4和图5便可看得清楚. 图4是东亚急流加速前急流入口区正环流的垂直运动剖面. 图5是急流加速时急流入口区的反环流垂直运动剖面. 在这两张图上显示出了次级环流的逆转.

从图5还可以看到, 急流入口区的反环流叠置在其下锋面环流的上面, 促使其锋前暖空气沿锋上滑到大气高层, 加强了锋区附近的温度梯度, 并促使低层锋生(负号区). 未来锋生的坡度要进一步变陡, 使整个低层锋区加强.

在本个例中, 10日08时算得 $\bar{u}_1$ 为 0.006m/s^2 , $\bar{u}=29.5\text{m/s}$, $\bar{\theta}=350\text{K}$, $\bar{\theta}_z=0.004\text{K/m}$, $\beta=15^{\circ}$, $\bar{D}_2=3.2\times 10^{-5}/\text{s}$, $h=12000\text{m}$, $\rho_2/\rho_0=0.4$, $g=9.8\text{m/s}^2$, $c=8\text{m/s}$, $\partial\bar{v}_0/\partial y=-2.5\times 10^{-6}/\text{s}$, $|\nabla\bar{\theta}|=1.5\times 10^{-5}\text{K/m}$. 将这些值代入(46)式, 可计算出锋生函数

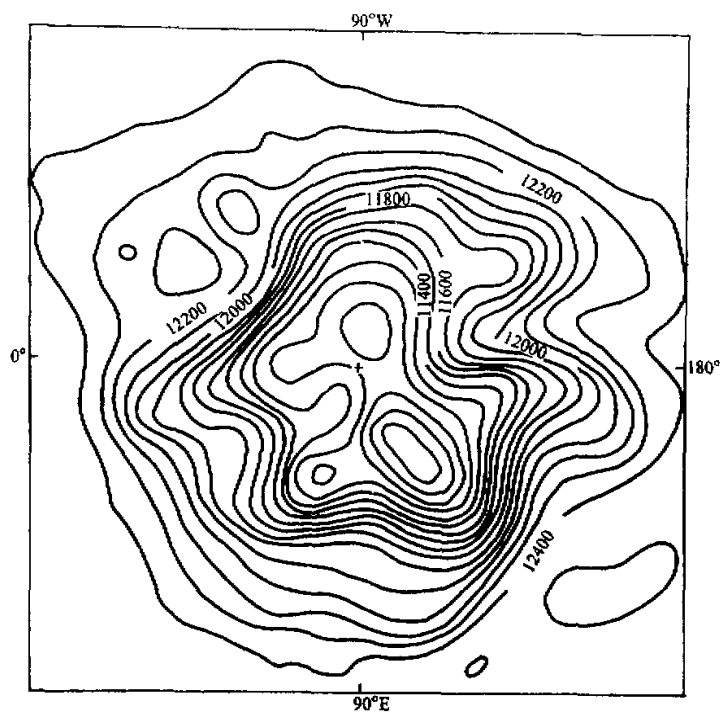


图2 1979年11月6日08时北半球200hPa上的位势高度分布(单位:位势米)

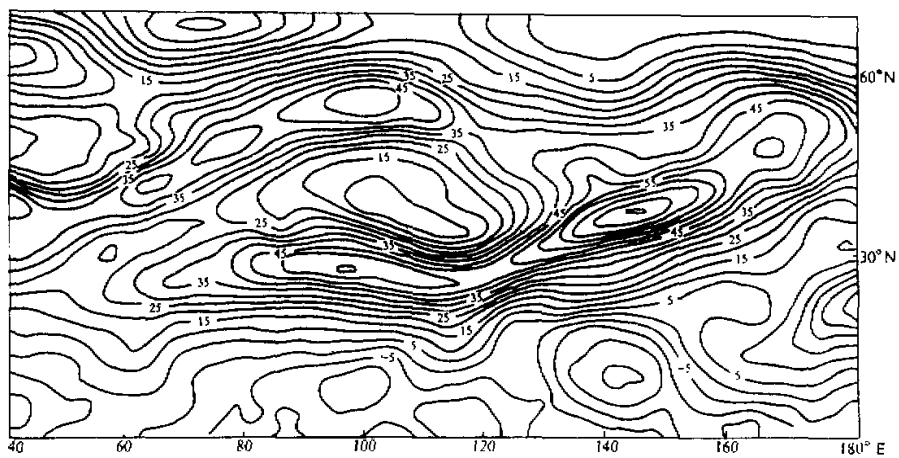


图3 1979年11月6日08时200hPa上东亚急流区的风速 u 的分布(单位: m/s)

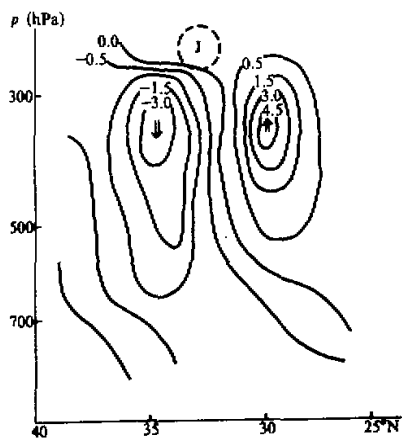


图 4 1979 年 11 月 3 日 08 时东亚急流入口区 (沿 120°E) 垂直运动剖面 (单位: cm/s)

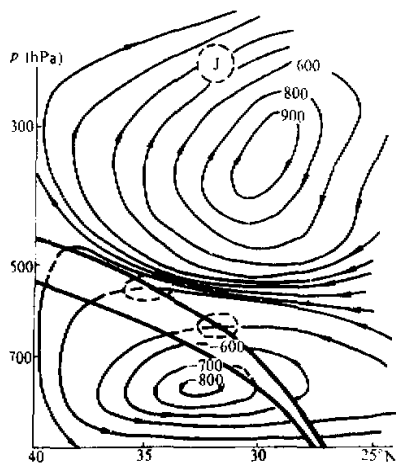


图 5 1979 年 11 月 10 日 20 时华东冷锋 (沿 120°E) 剖面
(矢线为跨锋环流的流线, 单位: $10^3 \text{ m}^2/\text{s}$; 负号区为锋生区)

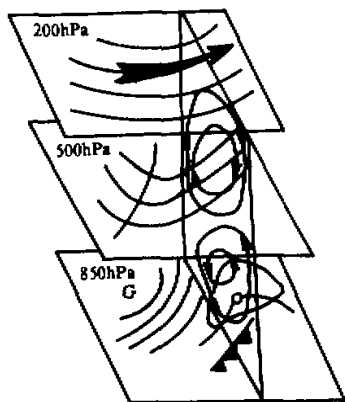


图 6 高空急流加速引起的双环环流型锋生

$$\bar{J} = \frac{d}{dt} |\nabla \theta| \approx 1.4 \text{ K} / \text{d} \cdot 100 \text{ km},$$

这表明, 在低层 100km 范围内, 每天增加 1.4K 的温度梯度而锋生。尽管这种锋生速度比较慢, 但因每次高空波动活动会引起高空急流持续几天的加速状态, 以这样的锋生速度, 三天内便造成明显的锋区, 仍是很可观的。值得注意的是锋生函数同 h 成反比, 当锋生区离 200hPa 高空急流轴较小的距离时, h 明显变小, 比如 500hPa 上锋生, h 只有 6000 m, 可见中、上层锋生在其他条件不变的情况下, 因 h 的减小而明显加强, 这同曾庆存指出的急流加速主要是中、上层锋生的观点相吻合。

由以上的过程分析我们可以概括出低层锋生的环流形态特征如图 6, 高空波动把动量、热量输送给高空急流, 促使东亚急流加速, 在急流入口区垂直运动发生反位相变化, 从正环流变成逆环流, 其中心位于暖区中对流层上层, 而低层是一个跨锋的正环流, 这两个环流的迭置, 造成上升支的暖空气进一步上滑, 加强了锋区附近的温度对比, 从而促使低层锋生。图 6 的这种环流特征, 我国气象学者称为迭置双环流圈型^[9]。

六、结 束 语

我国长江中下游地区是锋生多发区, 这里的锋生现象与以上的环流形态特征相符。

因这里是急流入口区，每当高空波动与东亚急流发生作用时，高空急流加速，诱使大气低层的长江中下游地区锋生，可见曾庆存提出的锋生物理图象更符合我国的实际情况，值得充分重视。本文从理论和实例两个方面系统地说明了这种锋生观点，并为我国长江流域的锋生预报提供了思路。

曾庆存教授对本文给予关注，特此致谢。

参 考 文 献

- [1] Palmen, E., and Newton, C.W., 1948, A study of the mean wind and temperature distribution in the vicinity of the polar front in winter, *J. Meteorol.*, **5**, 220—226.
- [2] Phillips, N.A., 1956, The general circulation of the atmosphere, A numerical experiment, *Q.J. R. Meteorol. Soc.*, **82**, 123—164.
- [3] Williams, R. T., 1967, Atmospheric frontogenesis, A numerical experiment, *J. Atmos. Sci.*, **24**, 627—641.
- [4] Hoskins, B.J., and Bretherton, F.P., 1972, Atmospheric frontogenesis models: Mathematical formulation and Solution, *J. Atmos. Sci.*, **29**, 11—37.
- [5] 曾庆存, 1979, 数值天气预报的数学物理基础, 科学出版社, 237—314.
- [6] Sawyer J. S., 1956, The vertical circulation at meteorological fronts and its relation to frontogenesis, *Proc. Roy. Soc., London, A* **234**, 346—362.
- [7] 高守亭等, 1989, 表征波与流相互作用的广义 E-P 通量, 中国科学 B 辑, 第 7 期, 774—784.
- [8] 佩特森, 1956, 天气分析和预报 (中译本), 科学出版社, 185—187.
- [9] 张雪雯, 钱家声, 1988, 我国锋生环流特征初探, 气象学报, **46**, No. 1, 82—91.
- [10] Uccellini, L.M. and Johnson, D.R., 1979, The coupling of upper and lower tropospheric jet streaks and implication for the development of severe convective storms, *Mon. Wea. Rev.*, **107**, No. 6.

THE LOWER LAYER FRONTOGENESIS INDUCED BY THE ACCELERATION OF UPPER JET STREAM

Gao Shouting and Tao Shiyan

(*Institute of Atmospheric Physics, Chinese Academy of Sciences*)

Abstract

This paper gives the relation between the lower layer frontogenesis function and mean-flow acceleration in the region of the upper jet stream, and indicates that the lower layer frontogenesis is induced by the acceleration of upper jet stream. Further, the secondary circulation characteristics of the lower layer frontogenesis induced by the acceleration of upper jet stream are described from weather analysis point of view. That is, momentum and heat fluxes of upper transient waves converge into the region of upper jet stream, then the convergence of these fluxes make both mean-flow and upper jet stream accelerations. The acceleration induces the mass adjustment between upper layer and lower layer at the entrance region of upper jet stream. Below upper jet stream, a secondary inverse circulation forms because of the mass adjustment. The ascending branch of the secondary circulation couples the climbing current along preceding weaker front in the lower layer. The couple promotes enhancement of climbing current and makes precipitous front slop and comparison between cold air and warm air more evident than before. As a result, frontogenesis in the lower layer of atmosphere occurs.

Key words: Function of wave energy; Acceleration of jet stream; Mass adjustment; Lower layer frontogenesis.