

急流加速产生的高空锋生和低空锋生

李勇红 张可苏

(LASG, 中国科学院大气物理研究所, 北京, 100080)

提 要

本文用数值模拟方法证实了曾庆存提出的一种锋生机制:即高空急流加速或高空动量输入通过地转适应过程造成高空锋生。我们采用二维非弹性数值模式模拟了五种急流加速分布产生的锋生过程:三个低空锋生,分别由中尺度地面、中尺度低空和次天气尺度低空急流加速产生;二个高空锋生,分别由高空次天气尺度和天气尺度急流加速产生。模拟的结果表明:(1)通过地转适应产生的位温梯度的大小依赖于急流的空间结构以及 Rossby 变形半径和急流扰动尺度的比值,比值越大,适应锋生越强。(2)在相同的尺度条件下急流加速产生的高空锋生比低空锋生更强。(3)地转适应过程将加速的高空急流动量向下层传输,使锋区变陡并向对流层中、下层延伸,这种对流层高低层的非地转耦合可能是低空急流形成的另一种机制。(4)在模拟的五个过程中急流振荡的主频率约是惯性频率的1.7倍。

关键词: 急流; 高空锋生; 低空锋生; 数值模拟。

一、前 言

自从 Charney^[1] 和 Eady^[2] 提出斜压不稳定理论以来,人们对斜压波中大尺度温度平流产生的锋生做了很多研究^[3-5]。我们参考大尺度演变可以分解成调整过程和地转适应过程两个阶段的理论,把发生在温度平流锋生中的过程概括地描述如下:大尺度温度平流首先加强温度梯度,然后在适应过程中发展出次级环流。次级环流中的倾斜效应在对流层中、上层产生锋生,在低层产生锋消,而垂直变形场却加强地面和对流层顶附近的温度梯度。与此同时,在地面出现一个地面急流,在对流层顶则出现一个高空急流,它们都是由次级环流中的适应过程产生的。锋区的有效位能和急流的动能来源于大尺度背景储存的有效位能。

另一种可能的锋生机制是急流加速。Hsieh 和 Chen^[6], 张锺^[7] 发现在东亚寒潮中常有两套锋面生消的情形。大气低层先存在一个冷锋;其前方高空暖空气则有很强的风速垂直切变,但没有相应强的温度梯度。以后,高空形成了较强而且较陡的新锋面,并且向下延伸,结果是出现了两套锋面和与之相对应的高空和低空急流。曾庆存^[8] 曾利用多层正压流体模式对这样的过程进行模拟,结果表明高空超地转急流所造成的适应过程在对流层中、上层的锋生过程中起着重要作用,而低层锋面的形成和加强则是热力因子或温度平流等起主要作用。可是,上述模拟结果是用小扰动方程求得的,没有包含高空急流何以加速的机制。后来,他多次指出,大气中有很多动力过程使急流加速,

例如急流出口区的动量平流可能建立起一个新的急流或将急流向下游延伸. 因此, 他指出, 高空动量输送是高空锋生过程的一种重要机理. 也就是说动量平流过程将风速的垂直梯度向下游输送, 通过地转适应, 温度梯度得到相应加强. 与温度平流锋生过程相反, 这里的有效位能来源于超地转热成风的动能. 还须指出, Newton 和 Trevison^[9, 10] 研究的三维斜压急流波中的高空锋生也包含有这种能量转换和急流加速锋生的想法. 曾庆存建议做这方面的专门数值模拟, 以便证实这种理论考虑. 本文中, 我们假定在 24 到 48 小时内急流逐渐加速, 如上游急流动量的平流输送, 然后采用二维非弹性原始方程模式模拟不同 Rossby 变形半径大气中的适应锋生. 对模拟结果的分析表明, 曾庆存提出的理论观点是正确的, 动量注入是高空锋生的一种重要机理.

二、模拟结果

我们采用的模式基本上与 Orlanski 和 Ross^[11] 的一样. 不同的是我们在方程中忽略了耗散项, y 动量方程加了急流加速项. 考虑到比较强的非地转运动, 我们选择了 V 的最低层垂直切变等于次低层的垂直切变作为它的下边界条件. 模式方程组如下:

$$\begin{cases} \frac{\partial \zeta}{\partial t} - J(\psi, \alpha_0 \zeta) = f \frac{\partial V}{\partial z} - \frac{g}{\theta_0} \frac{\partial \theta}{\partial x}, \\ \frac{\partial V}{\partial t} - \alpha_0 J(\psi, V) = -f(u - u_g) + \frac{\partial f(x, z, t)}{\partial t}, \\ \frac{\partial \theta}{\partial t} - \alpha_0 J(\psi, \theta) = 0, \end{cases} \quad (1)$$

其中 $\zeta = \frac{\partial}{\partial z} \left(\alpha_0 \frac{\partial \psi}{\partial z} \right)$, $\frac{\partial \psi}{\partial z} = u/\alpha_0$, $\frac{\partial \psi}{\partial x} = -w/\alpha_0$, $\alpha_0 = \alpha$, $\left(1 - \frac{g}{c_p \theta_0} z \right)^{-c_p \alpha_0}$.

这里, ψ 是 $x-z$ 平面内非地转环流的流函数. 当 ψ 大于零时环流是正的, 方向为逆时针; 当 ψ 小于零时环流是负的, 方向为顺时针.

1. 急流结构

假设急流动量输送产生了急流加速, 它的形式是:

$$\begin{cases} f(x, z, t) = 1.5 \bar{V}(x, z) \sin \left(\frac{\pi}{2} \frac{t}{t_c} \right), & t \leq t_c, \\ f(x, z, t) = 1.5 \bar{V}(x, z), & t > t_c \end{cases} \quad (2)$$

根据五个试验中 $\bar{V}(x, z)$ 的不同位置和尺度, 我们把它们分别叫做: 中尺度地面急流加速; 中尺度低空急流加速; 次天气尺度低空急流加速; 次天气尺度高空急流加速; 天气尺度高空急流加速. 为方便, 它们相应的模拟试验分别以 L1, L3, L6, AD4 和 T4 代表.

对于低空适应锋生的 L1, L3 和 L6:

$$\begin{aligned} \bar{V}(x, z) = & -\frac{V_m}{2} \frac{x-x_0}{xx_0} \{1 - \tanh[\beta(x-x_0-xx_0+\alpha z)]\} \\ & + qV_m \exp\{ -[(z-z_j)^2 + (\gamma(x-x_j))^2] / R_j^2 \}, \end{aligned} \quad (3)$$

其中 $x_j = x_0 + xx_0$. 表 1 列出了上式中的各种参数值.

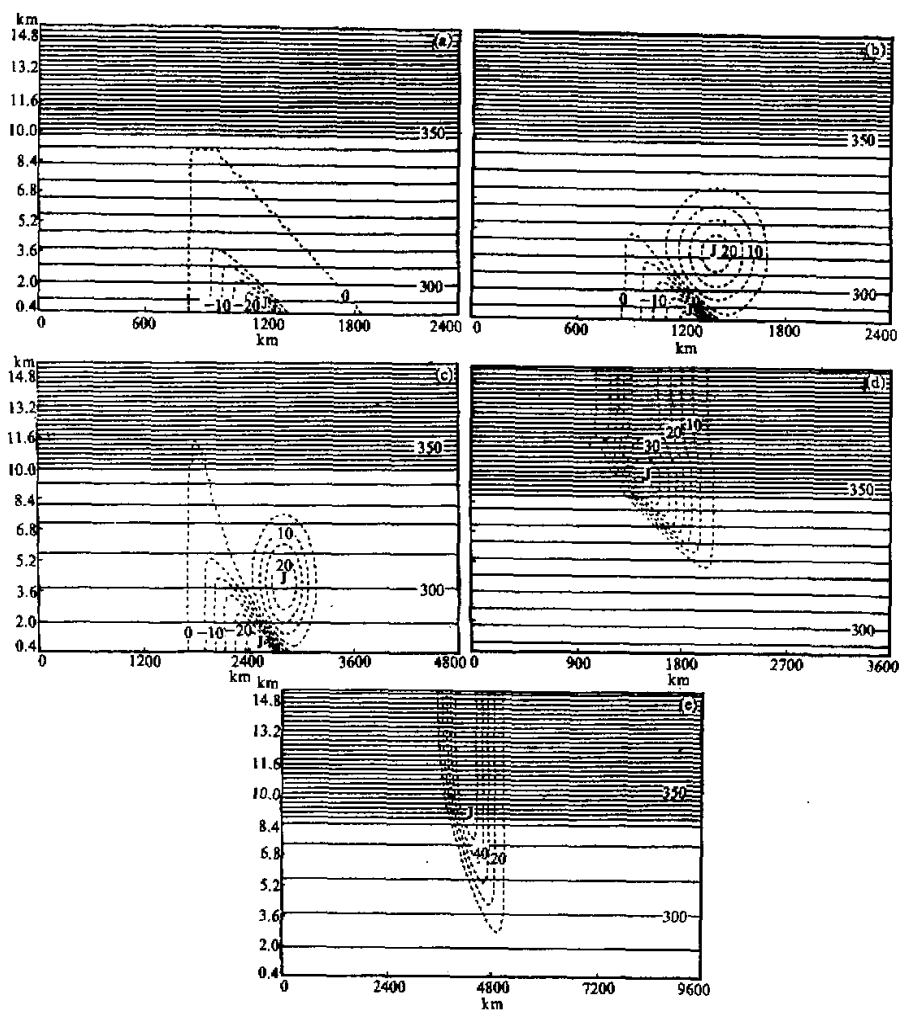


图 1 初始位温 $\theta(x, z)$ (实线) 和急流 $\bar{V}(x, z)$ (虚线) 在 $x-z$ 平面上的等值线图

实线间隔为 5°C ; 虚线间隔: (a) L1, 5 m/s, (b) L3, 5 m/s,

(c) L6, 5 m/s, (d) AD4, 5 m/s, (e) T4, 10 m/s.

表1 $L1$, $L3$ 和 $L6$ 的 $\bar{V}(x, z)$ 公式中的参数取值

	V_m (m/s)	x_0 (km)	xx_0 (km)	β (km ⁻¹)	α	q	z_j (km)	R_j (km)	γ
$L1$	38	900	500	0.02	100	0			
$L3$	38	900	500	0.02	100	0.6	4	2.83	0.012
$L6$	45.6	1800	1000	0.01	150	0.5625	4	2.83	0.01

表2 $AD4$ 和 $T4$ 的 $\bar{V}(x, z)$ 公式中的参数取值

	V_m (m/s)	x_0 (km)	z_0 (km)	R_j (km)	β	β_1	β_2	β_3	α_1
$AD4$	40	1470	9.2	10	42.5	150	0.6	15	0.5
$T4$	60	4200	9.2	30	21.25	150	0.6	15	0.5

对于高空适应锋生, 在 $AD4$ 和 $T4$ 中取:

$$\bar{V}(x, z) = \frac{V_m}{2} \exp \left\{ - \left[\left(\frac{x - x_0}{\beta} \right)^2 + (z - z_0)^2 \right] / R_j^2 \right\} \left\{ 1 + \tanh \left[\frac{x - x_0 + \beta_1(z - z_0) + \beta_2\beta_3R_j}{\alpha_1\beta_1R_j} \right] \right\}. \quad (4)$$

表2 列出上式中各种参数取值.

表3 表征 $\bar{V}(x, z)$ 特征和初始位温 θ 场的一些参数

	A_V (m/s)	A_w (km)	A_s	z_l (km)	$N1^2$ (10 ⁻⁴ s ⁻²)	$N2^2$ (10 ⁻⁴ s ⁻²)
$L1$	-27.14	100	1/100	9.8	2	7
$L3$	-23.6 IGJ	100	1/100	9.8	2	7
	22.5 ILJ					
$L6$	-30.9 IGJ	200	1/150	9.8	1	7
	25.2 ILJ					
$AD4$	38.8	150	1/150	8.9	2	7
$T4$	59.3	450	1/150	9.2	1	7

IGJ 表示地面急流强度, ILJ 表示低空急流强度.

所有 $\bar{V}(x, z)$ 都有一条倾斜带, 风速的垂直梯度在那里达到它们的最大值 (图1). 在五个模拟试验中, $\bar{V}(x, z)$ 的最大垂直梯度都近似相等, 这使我们能直接比较各个试验最终达到的温度梯度大小, 从而了解哪种情形能产生更强的适应锋生. 表3列出了初始位温场参数和 $\bar{V}(x, z)$ 特征参数. A_v 是急流 $\bar{V}(x, z)$ 的强度, A_w 和 A_s 代表上面

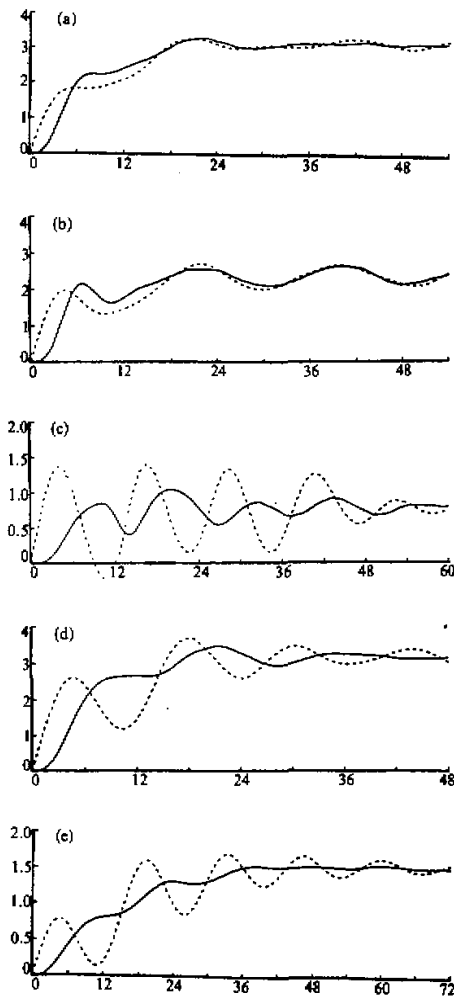


图 2 B 点的 $\frac{\partial \theta}{\partial x}$ (实线) 和 $\frac{f\theta_0}{g} \frac{\partial V}{\partial z}$ (虚线) 的积分时间演变图

单位: x 轴 h, z 轴 K/100 km.

(a) L1, (b) L3, (c) L6,

(d) AD4, (e) T4.

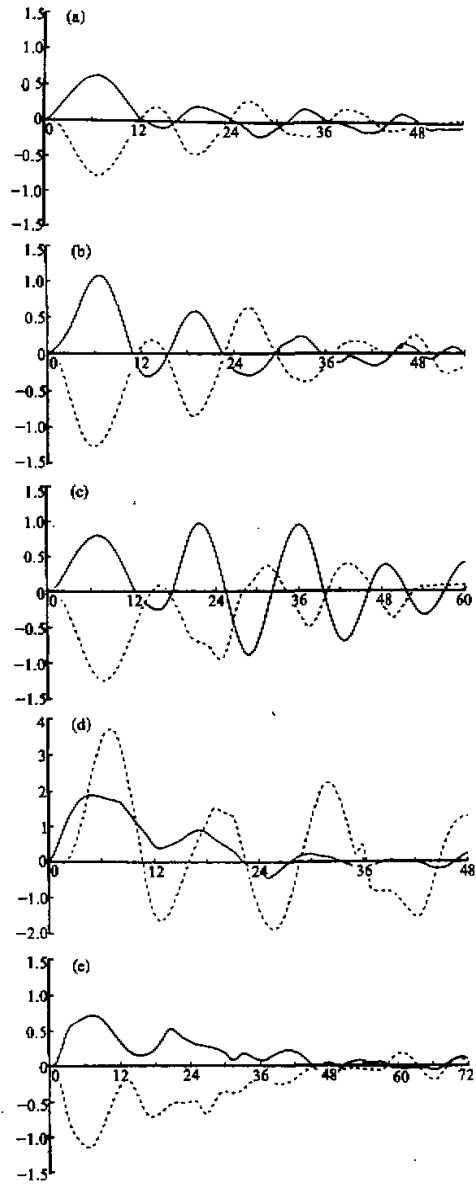


图 3 垂直速度 w 在 A 点 (实线) 和 C 点 (虚线) 的积分时间演变图

单位: x 轴 h, z 轴 cm/s.

(a) L1, (b) L3, (c) L6,

(d) AD4, (e) T4.

表 4 A 、 B 和 C 三点的位置以及一些差分积分参数

	H_p (km)	X_A (km)	X_B (km)	X_C (km)	I	J	Δx (km)	Δz (km)	Δt (s)	T_c (h)	A_i (m/s)
$L1$	1.2	960	1260	1560	123	41	20	0.4	60	24	-24.6
$L3$	1.2	960	1260	1560	123	41	20	0.4	60	24	-16.8 IGJ
											21.6 ILJ
$L6$	1.2	2160	2610	3060	163	41	30	0.4	90	36	-20.5 IGJ
											21.7 ILJ
$AD4$	8.4	1290	1470	1650	123	41	30	0.4	90	24	43.0
$T4$	7.2	3300	4200	5100	163	41	60	0.4	120	48	62.0

IGJ 代表地面急流强度，ILJ 代表低空急流强度。

定义的倾斜带的宽度和倾斜度， z_i 是对流层顶高度， $N1$ 和 $N2$ 分别是对流层和平流层的浮力频率。当从积分区域的左边界向右边界积分 $\bar{V}(x, z)$ 的热成风方程时，为保证静力稳定性，我们对 $L6, AD4$ 和 $T4$ 的初始位温场和 $\bar{V}(x, z)$ 又作了些局部调整（见图 1）。

2. 适应锋生和惯性重力内波

图 2 和图 3 是积分区域内具有代表性的 A, B, C 三个位置上的非热成风和垂直速度的每小时演变图。 B 点位于 $\bar{V}(x, z)$ 的倾斜带内，它跟踪的量 $(f\theta_0/g)(\partial V/\partial z)$ 和 $\partial\theta/\partial x$ 的差就是非热成风，其演变能代表整个锋生区域的情况。左边的 A 点和右边的 B 点跟踪的是垂直速度。表 4 中的 X_A, X_B, X_C 和 H_p 代表 A, B, C 三点的水平位置 and 高度， I 和 J 是积分区域的总水平和垂直格点数， A_i 是积分终点时急流的近似强度。

图 2 表明 $(f\theta_0/g)(\partial V/\partial z)$ 的振荡总是超前于 $\partial\theta/\partial x$ 振荡， $(f\theta_0/g)(\partial V/\partial z)$ 的振幅也总是比 $\partial\theta/\partial x$ 的振幅大，这正是适应锋生的特点。锋生主要发生在 $0.75 t_c$ 时间内（见(2)式）， $0.75 t_c$ 以后位温水平梯度近似保持常数，非热成风也迅速衰减，因此我们可以认为风速场和温度场也迅速接近地转平衡状态。积分开始后，由于急流加速， $(f\theta_0/g)(\partial V/\partial z)$ 迅速随时间增大，但此时没有相应强的 $\partial\theta/\partial x$ ，适应过程产生出一个倾斜的非地转负环流（见图 3 和图 4）。这个次级负环流在倾斜带中产生或加强 $\partial\theta/\partial x$ ，同时也减小 $(f\theta_0/g)(\partial V/\partial z)$ 。 $(f\theta_0/g)(\partial V/\partial z)$ 和 $\partial\theta/\partial x$ 在 6 小时左右第一次达到相等，同时次级环流也达到最大。之后负的次级环流开始减小， $\partial\theta/\partial x$ 开始大于 $(f\theta_0/g)(\partial V/\partial z)$ 。正的次级环流的开始就意味着一个方向相反的适应过程的开始。要注意在 $0.75 t_c$ 时刻以前，急流加速总是强制性地叠加在这两个方向相反的适应过程之上，从而使平衡温度梯度不断增大。我们注意到积分开始后出现的第一个次级负环流是整个积分过程中最强的环流。当这个负环流向更弱的正环流转换时其本身以重力惯性内波的形式向两边和上层传播（图 3 和图 5）。这就是适应过程中的能量频散现象，在分析部分我们将进一步分析这个问题。我们注意到扰动在平流层中随高度迅速衰减，对流层顶对频散波似乎起着一种屏障作用。

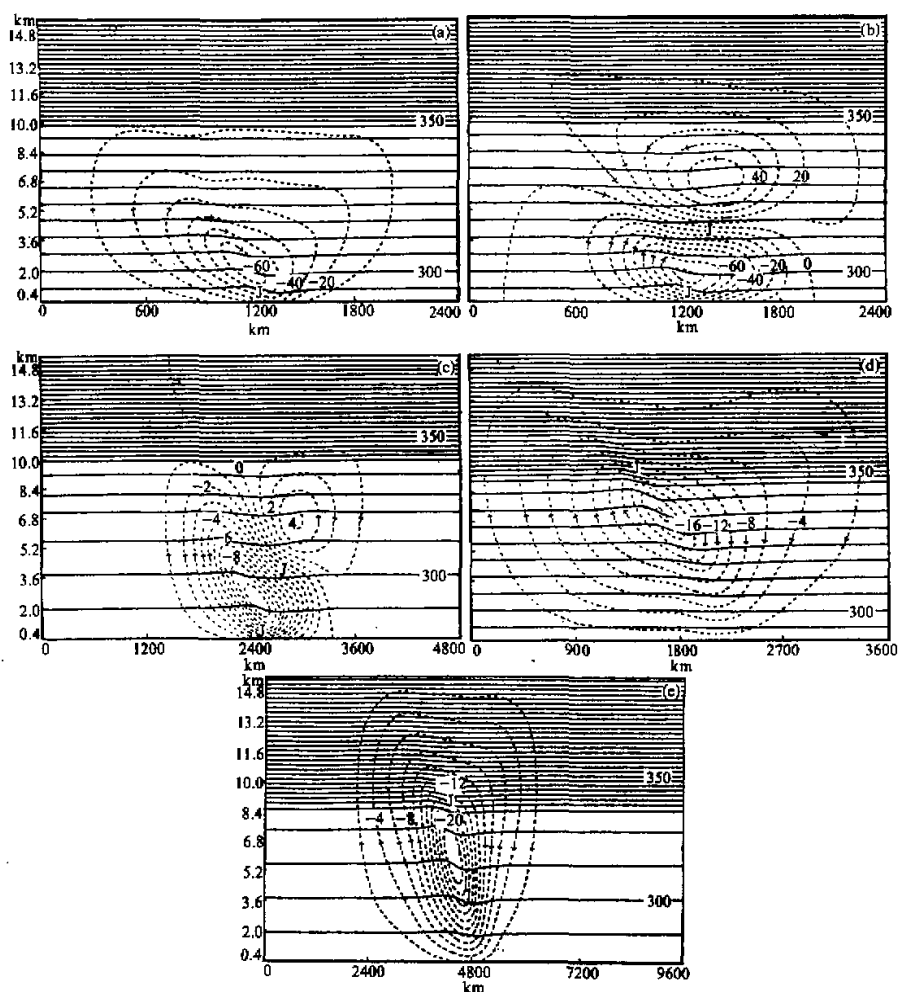


图 4 积分 6 小时的流函数 ψ (虚线) 和位温 θ (实线) 在 x - z 平面上的等值线图

实线间隔为 5K; 虚线间隔: (a) $L1, 10^3 \text{ kg/m.s}$, (b) $L3, 10^3 \text{ kg/m.s}$,

(c) $L6, 10^3 \text{ kg/m.s}$, (d) $AD4, 2 \times 10^3 \text{ kg/m.s}$, (e) $T4, 2 \times 10^3 \text{ kg/m.s}$

从积分到速度场和温度场基本达到平衡时的水平位温梯度场(图略)可以看出, 在 $\bar{V}(x, z)$ 倾斜带附近出现了一个形状相似的水平位温梯度倾斜带, 即锋区。从图 2 和表 5 中的 θ_x (即 $\partial\theta/\partial x$) 我们也能看到五个试验中以 $L1$ 和 $AD4$ 产生的锋生最强, 最终的位温梯度约为 $3-4 \text{ K}/100 \text{ km}$ 。下一节我们将用尺度理论来解释各个试验间存在的锋生强弱差别的原因。

表5 各种尺度参数值以及适应锋生产生的典型位温梯度值

	L (km)	D (km)	L_θ (km)	L_θ/L	θ_x (K/100km)	高度
$L1$	600	6	850	1.41	3.22	低空
$L3$	600	4	560	0.93	2.46	低空
$L6$	1200	4	400	0.33	1.63	低空
$AD4$	1000	6	850	0.85	3—4	高空
		4	1060	1.06	5.64	平流层
$T4$	2000	8	800	0.40	1—2	高层
		7	1850	0.93	5.36	平流层

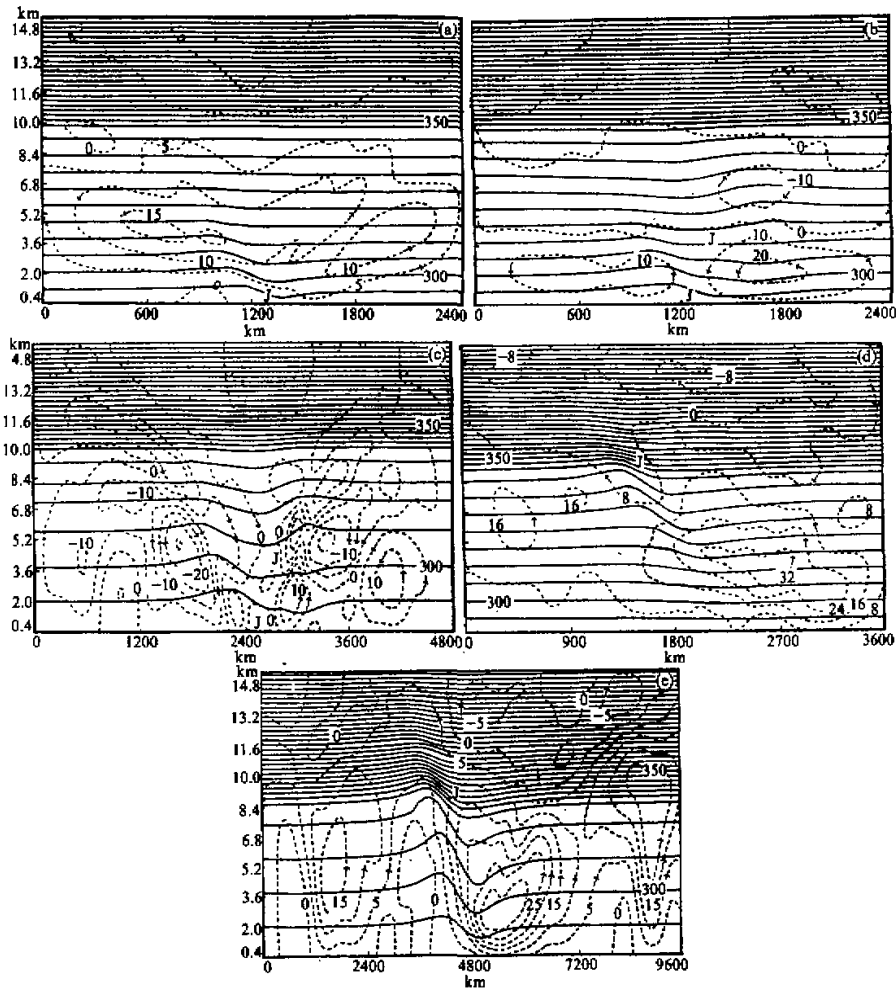


图5 流函数 ψ (虚线)和位温 θ (实线)的等值线图

· 实线间隔为 5K；积分时间和虚线间隔为：
(a) $L1$, 30h, $5 \times 10^2 \text{ kg/m} \cdot \text{s}$, (b) $L3$, 36h, $10^3 \text{ kg/m} \cdot \text{s}$, (c) $L6$, 42h, $5 \times 10^2 \text{ kg/m} \cdot \text{s}$,
(d) $AD4$, 48h, $8 \times 10^2 \text{ kg/m} \cdot \text{s}$, (e) $T4$, 72h, $5 \times 10^2 \text{ kg/m} \cdot \text{s}$.

3. 锋生的尺度分析

从图 4 和图 5 我们看到, 在对流层中流函数在 $L1$ 表现为单层结构, 在 $L3$ 和 $L6$ 中为双层结构, 而在 $AD4$ 和 $T4$ 中流函数在对流层和平流层各有一单层环流. 如果以 D 表示单层环流的垂直尺度, N 表示浮力频率, f 表示惯性频率, 那么相应的 Rossby 变形半径 L_0 就等于 DN/f . 表 5 列出了五个试验中的各种尺度参数. 根据地转适应尺度理论^[12], 如果 Rossby 变形半径 L_0 和扰动尺度 L 的比值越大, 则速度场比温度场更易维持, 在急流加速的情况下, 我们能期望适应过程将建立起更强的平衡温度梯度, 也即适应锋生更强, 反之则适应锋生更弱. 对于低空适应锋生试验 $L1$, $L3$ 和 $L6$, L_0/L 的估计值依次为 1.41, 0.93 和 0.33, 相应的 $\partial\theta/\partial x$ 代表值依次为 3.22, 2.46 和 1.63 K/100 km; 对于高空适应锋生试验 $AD4$ 和 $T4$, 对流层中的 L_0/L 和 $\partial\theta/\partial x$ 分别为 0.85, 0.40 和 3—4 K/100 km, 1—2 K/100 km, 在平流层中则分别为 1.06, 0.93 和 5.64 K/100 km, 5.36 K/100 km. 显然这些结果和上面提到的适应尺度理论十分吻合.

低空急流的加入会减弱地面急流加速引起的锋生. 加了低空急流加速的试验 $L3$, 使 $L1$ 中的流函数由单层结构变为双层结构, D 减小, 从而削弱了适应锋生尺度条件. $L1$ 和 $AD4$ 中适应锋生产生的位温梯度大约都是 3—4 K/100 km, 但 L_0/L 在低空锋生 $L1$ 中为 1.41, 在高空锋生 $AD4$ 中为 0.8, 据此, 再根据 L_0/L 越大则适应锋生越大, 我们可以推断出如果尺度条件 L_0/L 在地面急流引起的低空适应锋生和高空急流加速引起的高空适应锋生中相同, 那么后者将比前者产生更强的锋生. 另外, 在 $L1$ 和 $L3$ 中最强的适应锋生发生在离地面 1.5 至 2.0 km 处, 在 $L6$ 中则在 3.5 km 附近. 这和锋区中的最强温度梯度位于地面上空的观测事实相符. 适应锋生由逆垂直环流产生, 环流的下沉支变暖, 上升支变冷, 从而产生锋生, 因此地面垂直速度 $w=0$ 处锋生为零. 而低空温度平流锋生总与正垂直环流相伴, 环流的上升支在暖区变冷, 下沉支在冷区变暖, 从而在地面上空总是锋消的, 而在地面 $w=0$ 处环流产生很强的水平辐合, 使得该处的温度平流锋生极大, 理论和数值试验的结果都表明了这一点.

比较 $T4$ 和 $AD4$ 的结果 (图 5) 我们看到 $T4$ 的锋区从高空一直延伸到对流层中、下层, 这说明尺度大的急流加速产生的锋区的垂直尺度也较大, 尽管它产生的适应锋生比尺度小的急流加速所产生的为弱 (表 5).

4. 动量的垂直输送

比较表 3 中的 A_1 和表 4 中的 A_2 , 我们发现, $1.5\bar{V}(x, z)$ 的动量输送在对流层高、中层能建立起强度近似为 $\bar{V}(x, z)$ 的急流. 输入动能和输出动能之差的那部分动能中, 一部分转化为锋区的有效位能, 另一部分以重力惯性内波的形式传播出去. 由于地面消耗动量, 在地面产生的急流要比 $\bar{V}(x, z)$ 弱. 另外我们发现适应锋生过程向对流层低层输送高、中层的动量, 这种适应过程中动量自高层向低层的输送可能是低空急流形成的一种机制 (图略). 仔细观察五个试验中的锋区, 我们发现它们都比相应的 $\bar{V}(x, z)$ 中的倾斜带更陡, 这反映了动量的垂直输送以及第一个最强的次级负环流中非线性平流的作用. 譬如在高空适应锋生中, 负环流的非地转水平风在低层是从积分区域的右

侧流向左侧, 通过科里奥利力在那里产生和高空强迫急流加速方向相同的地转风, 这也就是高空急流动量通过适应过程向低空的输送, 它使原来 $\bar{V}(x, z)$ 中的倾斜带变陡, 与此同时, 负环流的从左侧流向右侧的高空支和从右侧流向左侧的低空支通过非线性平流也使锋区比原来 $\bar{V}(x, z)$ 中的倾斜带更陡.

5. 关于对流层顶折叠的讨论

曾庆存^[8]指出产生高空适应锋生的正压适应过程也能使对流层顶折叠. 从图 5 我们看到斜压适应过程不能产生对流层顶的折叠.

正压适应过程仅仅包含质量的水平调整. 当对流层附近存在超地转急流时, 质量将在急流的右侧辐合, 从而抬高那里的等位势面.

斜压适应过程包含了质量的垂直调整, 在急流右侧辐合的质量将下沉, 并通过垂直平流使对流层顶下沉.

如果在 $AD4$ 和 $T4$ 的初始场中考虑 x 方向的背景温度梯度和大尺度辐合场, 积分的结果将会产生一个次级正环流, 它使原先动量输送产生的次级负环流的下沉支向左偏移到急流的正下方, 这样对流层顶就能折叠, 同时产生更强的锋生.

三、模式结果的一些诊断分析

1. 锋生方程

水平位温梯度的预报方程是^[13]:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial \theta}{\partial x} \right) = -u \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial \theta}{\partial x} \right) - w \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial \theta}{\partial x} \right) - \frac{\partial w}{\partial x} \frac{\partial \theta}{\partial z} - \frac{\partial u}{\partial x} \frac{\partial \theta}{\partial x} \quad (5)$$

这里, 第一项是局地时间变化项, 第二项是水平平流项, 第三项是垂直平流项, 第四项是倾斜项, 第五项是垂直变形项.

利用模式输出结果我们对锋生方程中各项进行了分析, 限于篇幅, 未给出图. 我们发现局地变化项、水平平流项和倾斜项具有相同的量级且比垂直平流项和垂直变形项大一个量级. 其中倾斜项最大且是锋生的, 这与第二节中第 2 小节的分析相符, 这正是适应产生锋生. 垂直变形项在地面和对流层顶附近是锋消的, 这正好与温度平流锋生过程相反. 刚性下边界是水平平流项在低空适应锋生中较大的原因.

2. 重力惯性内波的功率谱分析

$L1$ 垂直速度的标准时间功率谱分析表明, 频散波的功率在 f 至 $2f$ 的频段内是 0.75, 在 $0.5f$ 至 $3f$ 的频段内是 0.92.

从静力平衡线性扰动方程我们能推出重力惯性内波的频散关系方程为

$$\omega^2 = \frac{N^2 K^2 + f^2 m^2}{m^2}, \quad (6)$$

其中 $K^2 = \frac{2\pi}{2L}$, $m^2 = \frac{2\pi}{2D}$, 因此

$$\omega^2 = N^2 \left(\frac{D}{L} \right)^2 + f^2. \quad (6)'$$

对于典型的锋区我们假定 $D/L = 0.01$, 同时取 N^2 为 $2 \times 10^{-4} \text{ s}^{-2}$, f 为 10^{-4} s^{-1} , 则

$$\begin{aligned} \omega^2 &= 3 \times 10^{-8} \text{ s}^{-2} \\ \omega &= 1.7f \end{aligned} \quad (7)$$

据此我们得到的结论是: 在静力平衡大气中, 如果扰动的垂直尺度比水平尺度小得多, 那么重力振荡引起的质量垂直调整必须适应于惯性振荡引起的慢得多的质量水平调整. 重力振荡仅仅使功率谱的峰值从 f 略向高频移动. 因此, 急流振荡主要是低频振荡, 具有中尺度天气意义.

四、结 论

我们的结果解释了前言中提到的 Hsieh 和 Chen 以及张镔分析的观测事实, 而我们的尺度分析结果也证实了曾庆存的推断: 适应锋生在高空锋生中的作用可能比在低空锋生中更显著, 即高空急流的加速或高空动量的注入是高空锋生的一种重要机理.

我们得到的主要结论是: (1) 首先, 适应锋生的强弱决定于急流动量的输送形式. 急流中的动量输送越强, 梯度倾斜带越窄, 则适应锋生越强. 急流右侧基流的负涡度在积分过程中会因为次级负环流的辐合而增长, 这限制了我们在模式中输送更大的急流动量以产生更强的适应锋生, 因为超过一定限度的负涡会在积分过程中产生计算不稳定. 这是一个有待解决以模拟出更强适应锋生的问题. (2) 适应锋生的强弱也与 Rossby 变形半径和扰动尺度的比值有关, 比值越大锋生越强, 反之越弱. 在相同尺度条件下高空适应锋生比低空适应锋生更强. (3) 垂直变形作用在适应锋生中与在温度平流锋生中相反, 所以最强的锋生总是在高空. (4) 在高空锋生中要产生对流层的折叠必须同时考虑温度平流锋生. (5) 适应过程中的高、中层动量向低层的输送可能是低空急流形成的一个机制. (6) 静力平衡大气中重力惯性内波的主频率比惯性振荡频率略高.

我们认为下一步值得做的工作是从实际观测资料中分析更多的适应锋生个例, 从中研究适应锋生和温度平流锋生的相互作用, 在什么情形下哪种过程占主导以及在什么大气条件下怎样发生急流加速锋生.

参 考 文 献

- [1] Charney, J. G., 1947, The dynamics of long waves in a baroclinic westerly current, *J. Meteor.*, 4, 135—163.
- [2] Eady, E. T., 1949, Long waves and cyclone waves, *Tellus*, 1, No.3, 33—52.

- [3] Williams, R. T., 1967, Atmospheric frontogenesis: A numerical experiment, *J. Atmos. Sci.*, **24**, 627—641.
- [4] Williams, R. T., 1972, Quasi-geostrophic versus non-geostrophic frontogenesis, *J. Atmos. Sci.*, **29**, 3—10.
- [5] Keyser, D., and M. J. Pecnick, 1985, A two-dimensional primitive equation model of frontogenesis forced by confluence and horizontal shear, *J. Atmos. Sci.*, **42**, 1259—1282.
- [6] Hsieh Yi-ping and Chen Yu-qiao (谢义炳, 陈玉祺), 1951, On the wind and temperature fields over Western Pacific and Eastern Asia in winter, *J. of Chinese Geoph. Soc.*, **2**, 272—298.
- [7] 张璋, 1958, 东亚寒潮结构的个例分析, *气象学报*, **29**, 第4期, 274—286.
- [8] 曾庆存, 1979, 数值天气预报的数学物理基础, 第一卷, 230—237, 科学出版社.
- [9] Newton, C. W., and A. Trevisan, 1984, Clinogenesis and frontogenesis in jet-stream waves. Part I: Analytical relation to wave structure, *J. Atmos. Sci.*, **41**, 2717—2734.
- [10] Newton, C. W., and A. Trevisan, 1984, Clinogenesis and frontogenesis in jet-stream waves. Part 2: Channel model numerical experiments, *J. Atmos. Sci.*, **41**, 2735—2755.
- [11] Orlanski, I., and B. B. Ross, 1977, The circulation associated with a cold front, Part I: Dry case, *J. Atmos. Sci.*, **34**, 1619—1633.
- [12] 曾庆存, 1963, 大气中的适应过程和调整过程 (1), *气象学报*, **33** (2), 163—174.
- [13] Hoskins, B. J., and F. P. Bretherton, 1972, Atmospheric frontogenesis models: Mathematical formulation and solution, *J. Atmos. Sci.*, **29**, 11—37.

Upper-Level Frontogenesis and Lower-Level Frontogenesis Forced by Jet Acceleration

Li Yonghong Zhang Kesu

(LASG, Institute of Atmospheric Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing, 100080)

Abstract

The dynamic effects of jet accelerations are analysed numerically in this study. Results from this study are as follows. (1) The magnitude of the potential temperature gradients established by geostrophic adjustment depends on the particular structure of the jet, the ageostrophic jet acceleration, and the ratio between the scale of the disturbance and the Rossby radius of deformation. (2) Upper-level frontogenesis was observed to be more intense than lower level frontogenesis on similar scales. (3) The geostrophic adjustment process which leads to upper-level frontogenesis tends to extend the frontal zone downwards into the middle and lower troposphere. This is accomplished through the downward transport of jet momentum which in turn acts to steepen the frontal zone. The ageostrophic coupling between the upper and lower troposphere may be a possible mechanism for the establishment of lower level jets. (4) The period of jet oscillations generated within the five simulations generally ranged from that of the inertial oscillation (approximately 17 hours) to about 5.5 hours.

Key words: Jet; Upper-level frontogenesis; Lower-level frontogenesis; Numerical simulation.