

平流层爆发性增温动力机制的初步研究

翁 衡 毅

(中国科技大学研究生院)

提 要

本文用一个 β 平面纬向通道非绝热准地转的三层模式,研究平流层爆发性增温的动力机制。根据平均场对扰动的影响,扰动对平均场的影响以及平流层和对流层相互作用的解析表达式,得出有利于爆发性增温有关的自由行波异常增幅的大气条件。主要包括对流层的强感热交换、强切变和平流层的小静力稳定性。

模式大气的纬向平均温度和纬向风场变化都只由扰动热输送引起。整个增温过程按其产生、发展和消失的不同机制可分成三个时期:增温前期、增温盛期和增温后期。这些机制可以大致说明一些爆发性增温期间平流层和对流层大气环流出现异常以及随后又恢复到正常冬季环流的过程。

一、引 言

平流层爆发性增温是冬季平流层大气环流的一个富有特征性的突变现象。这时,平流层中波数1或2的行星波出现异常增幅,时常伴有对流层阻塞形势的发展;在波异常增幅后的一周至十天内,极区温度突然上升;平均纬向风由西风转为东风。在很强的爆发性增温期间,平均纬向风和温度的这种变化可以伸展到对流层。

Matsuno^[1]最先注意到,爆发性增温是由于对流层行星波向上传播,并与平均流相互作用而引起的。他的数值模式成功地模拟了爆发性增温的主要过程。但在Matsuno模式中,假定临界层的存在是出现增温过程的一个重要条件;并把对流层扰动作为平流层扰动的强迫源在对流顶处的边条件中给出,因此不能包括平流层和对流层的相互作用。

在Matsuno的工作以后,一些作者利用数值试验,进一步从不同角度研究了平流层爆发性增温的机制^[2-5]。在本工作中,我们去掉了Matsuno所作的上述限制,用一个非绝热准地转的、包含平流层和对流层相互作用的三层模式,试图通过解析的解答,分析平流层爆发性增温的动力机制。着重讨论有利于与爆发性增温有关的自由行波异常增幅的大气平均场条件,及扰动对平均场的影响和对增温现象的贡献。

二、模 式 大 气

在直角坐标系 (x, y, π) 中,用一个以 60°N 为中心、宽度为60个纬距的 β 平面纬向

通道准地转三层模式, 研究平流层和对流层中平均场对扰动的影响, 和扰动对平均场的影响.

垂直坐标 π 定义为

$$\pi = \frac{9}{10} \left(\frac{P}{P_0} \right)^{1/3} \quad (1)$$

其中 $P_0 = 1000 \text{ mb}$. 在 π 坐标中, 垂直速度表示为

$$\omega = \frac{1}{\pi'} \frac{d\pi}{dt} \quad (2)$$

我们定义 $\pi' = \frac{d\pi}{dp}$, $\pi'' = \frac{d^2\pi}{dp^2}$. 1、3、5 层分别代表平流层中层、下层和对流层中层. 与 π 坐标相对应的各层气压和高度见表 1.

π 坐标中的准地转方程组为

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\nabla^2 \phi) + \mathbf{V} \cdot \nabla (\nabla^2 \phi) + \beta \frac{\partial \phi}{\partial x} - f' \pi' \frac{\partial \omega}{\partial \pi} &= 0 \\ f' \pi' \frac{\partial^2 \omega}{\partial \pi^2} + \frac{f' \pi''}{\pi'} \frac{\partial \omega}{\partial \pi} + \frac{s}{\pi'} \nabla^2 \omega - \beta \frac{\partial^2 \phi}{\partial x \partial \pi} - \frac{\partial}{\partial \pi} [\mathbf{V} \cdot \nabla (\nabla^2 \phi)] \\ &+ \nabla^2 \left[\mathbf{V} \cdot \nabla \left(\frac{\partial \phi}{\partial \pi} \right) \right] = - \frac{R \nabla^2 Q}{\pi' p C_p} \end{aligned} \right\} \quad (3a, b)$$

其中 s 为静力稳定度, Q 是非绝热增热率, 其他符号如通常定义.

在 1、3、5 层给出 ϕ , 2、4 层给出 ω , 并作如下假定:

1. ϕ 和 ω 分别为一个纬向平均分量与一个扰动分量之和; 而纬向平均场又分为不随时间变化的部分和依时变化部分. 设不随时间变化的部分是一个地转、纯斜压的纯纬向流.

2. 对于中间层, 扰动和平均场都有以下关系:

$$\left. \begin{aligned} \phi_2 &= \frac{\phi_1 + \phi_3}{2} & \phi_4 &= \frac{\phi_3 + \phi_5}{2} \\ \phi_{T2} &= \frac{\phi_1 - \phi_3}{2} & \phi_{T4} &= \frac{\phi_3 - \phi_5}{2} \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

$$3. s_2 = \bar{s}_2 \quad s_4 = \bar{s}_4 \quad \text{即 } s'_2 = s'_4 = 0 \quad (5)$$

表 1 坐标 π 与气压 P 和高度 h 的对应关系

层 次	π	π' (10^{-3} mb^{-1})	π'' (10^{-6} mb^{-2})	P (mb)	h (Km)
0	0.00			0	∞
1	0.15	10.85	-1571.9	5	35
2	0.30	2.70	-48.7	37	23
3	0.45	1.20	-6.4	125	15
4	0.60	0.68	-1.5	296	10
5	0.75	0.43	-0.5	579	5
6	0.90	0.30	-0.2	1000	0

4. 平流层热源具有牛顿冷却形式:

$$Q_2 = Q'_2 = -\alpha c_p T'_2 = -\frac{\alpha p c_p}{\pi_2 R} (\phi_1 - \phi_2) \pi'_2 \quad (6a)$$

其中 α 是牛顿冷却率。对流层的主要加热过程(感热输送)在我们所考虑的大尺度准地转运动中也可用牛顿形式表示,即

$$Q_4 = Q'_4 = -K c_p T'_4 = -\frac{K p c_p}{\pi_4 R} (\phi_3 - \phi_4) \pi'_4 \quad (6b)$$

5. 垂直边条件为

$$\pi = 0, \pi_2 = 0 \quad \bar{\omega} = 0 \quad \omega' = 0 \quad (7)$$

于是使得线性化的扰动方程和平均运动方程:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 \phi'_1 + U_1 \frac{\partial}{\partial x} \nabla^2 \phi'_1 + \beta \frac{\partial \phi'_1}{\partial x} - \frac{f^2 \pi'_1}{\pi_2} \omega'_2 &= 0 \\ \frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 \phi'_3 + U_3 \frac{\partial}{\partial x} \nabla^2 \phi'_3 + \beta \frac{\partial \phi'_3}{\partial x} - \frac{f^2 \pi'_3}{\pi_2} (\omega'_4 - \omega'_2) &= 0 \\ \frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 \phi'_5 + U_5 \frac{\partial}{\partial x} \nabla^2 \phi'_5 + \beta \frac{\partial \phi'_5}{\partial x} + \frac{f^2 \pi'_5}{\pi_2} \omega'_4 &= 0 \\ \frac{f^2 \pi'_2}{\pi_2} (\omega'_4 - 2\omega'_2) + \frac{f^2 \pi''_2}{2\pi_2 \pi'_2} \omega'_4 + \frac{s_2}{\pi_2} \nabla^2 \omega'_2 + \frac{2\beta}{\pi_2} \frac{\partial \phi'_{T2}}{\partial x} \\ &+ \frac{2}{\pi_2} (U_1 - U_3) \frac{\partial}{\partial x} \nabla^2 \phi'_2 = \frac{\sigma}{\pi_2} \nabla^2 (\phi'_1 - \phi'_3) \\ \frac{f^2 \pi'_4}{\pi_2} (\omega'_2 - 2\omega'_4) - \frac{f^2 \pi''_4}{2\pi_2 \pi'_4} \omega'_2 + \frac{s_4}{\pi_4} \nabla^2 \omega'_4 + \frac{2\beta}{\pi_2} \frac{\partial \phi'_{T4}}{\partial x} \\ &+ \frac{2}{\pi_2} (U_3 - U_5) \frac{\partial}{\partial x} \nabla^2 \phi'_4 = \frac{K}{\pi_2} \nabla^2 (\phi'_3 - \phi'_5) \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

其中 $U_j (j=1, 3, 5)$ 是不随时间、纬度变化的纬向流。

$$\left. \begin{aligned} \frac{f^2 \pi'_2}{\pi_2} (\omega'_4 - 2\omega'_2) + \frac{f^2 \pi''_2}{2\pi_2 \pi'_2} \omega'_4 + \frac{s_2}{\pi_2} \nabla^2 \omega'_2 &= -\frac{4}{\pi_2} \left[\overline{\mathbf{V}'_{T2} \cdot \nabla (\nabla^2 \phi'_2)} \right. \\ &\left. - f \mathbf{k} \cdot \left(\frac{\partial \mathbf{V}'_2}{\partial x} \times \frac{\partial \mathbf{V}'_{T2}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{V}'_2}{\partial y} \times \frac{\partial \mathbf{V}'_{T2}}{\partial y} \right) \right] \\ \frac{f^2 \pi'_4}{\pi_2} (\omega'_2 - 2\omega'_4) - \frac{f^2 \pi''_4}{2\pi_2 \pi'_4} \omega'_2 + \frac{s_4}{\pi_4} \nabla^2 \omega'_4 &= -\frac{4}{\pi_2} \left[\overline{\mathbf{V}'_{T4} \cdot \nabla (\nabla^2 \phi'_4)} \right. \\ &\left. - f \mathbf{k} \cdot \left(\frac{\partial \mathbf{V}'_4}{\partial x} \times \frac{\partial \mathbf{V}'_{T4}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{V}'_4}{\partial y} \times \frac{\partial \mathbf{V}'_{T4}}{\partial y} \right) \right] \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial^2 \bar{\phi}_1}{\partial y^2} \right) &= -\frac{\overline{\mathbf{V}'_1 \cdot \nabla (\nabla^2 \phi'_1)}}{\pi_1} + \frac{f^2 \pi'_1}{\pi_2} \bar{\omega}_2 \\ \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial^2 \bar{\phi}_3}{\partial y^2} \right) &= -\frac{\overline{\mathbf{V}'_3 \cdot \nabla (\nabla^2 \phi'_3)}}{\pi_3} + \frac{f^2 \pi'_3}{\pi_2} (\bar{\omega}_4 - \bar{\omega}_2) \\ \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial^2 \bar{\phi}_5}{\partial y^2} \right) &= -\frac{\overline{\mathbf{V}'_5 \cdot \nabla (\nabla^2 \phi'_5)}}{\pi_5} - \frac{f^2 \pi'_5}{\pi_2} \bar{\omega}_4 \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

三、平均场对自由行波异常增幅的影响

1. 扰动解

假定(8)式的扰动解具有以下形式:

$$\begin{cases} \phi_j' = \text{Re} [\Psi_j e^{ik(x-ct)}] \sin ly & (j = 1, 3, 5) \\ \omega_j' = \text{Re} [Q_j e^{ik(x-ct)}] \sin ly & (j = 2, 4) \end{cases} \quad (11)$$

其中 Re 表示“实部”, ϕ_j 和 Q_j 是复傅氏系数, $k = \frac{2\pi}{L}$ 和 $l = \frac{\pi}{D}$ 分别为纬向和经向波数, 而 L 是 x 方向的波长, D 是通道的宽度. $y = 0$ 、 D 处为波节面, 即在那里设

$$v' = \frac{1}{f} \frac{\partial \phi'}{\partial x} = 0.$$

把(11)式代入(8)式, 则得关于 Ψ_1 、 Ψ_3 、 Ψ_5 和 Q_2 、 Q_4 的线性方程组:

$$\left. \begin{aligned} ik(c - U_1 + c_R)\Psi_1 - \frac{\pi_1'}{\pi_2} Q_2 c_l^2 &= 0 \\ ik(c - U_3 + c_R)\Psi_3 - \frac{\pi_3'}{\pi_2} (Q_4 - Q_2) c_l^2 &= 0 \\ ik(c - U_5 + c_R)\Psi_5 + \frac{\pi_5'}{\pi_2} Q_4 c_l^2 &= 0 \\ \frac{i}{k} \frac{\pi_2'}{\pi_2} (Q_4 - 2Q_2) c_l^2 + \frac{i}{k} \frac{\pi_2''}{2\pi_2'} Q_4 c_l^2 - \frac{i}{k} \frac{\pi_1'}{\pi_2} Q_2 c_{g2}^2 - c_R(\Psi_1 - \Psi_3) \\ &+ U'(\Psi_1 + \Psi_3) + i c_{H2}(\Psi_1 - \Psi_3) = 0 \\ \frac{i}{k} \frac{\pi_4'}{\pi_2} (Q_2 - 2Q_4) c_l^2 - \frac{i}{k} \frac{\pi_4''}{2\pi_4'} Q_2 c_l^2 - \frac{i}{k} \frac{\pi_5'}{\pi_2} Q_4 c_{g4}^2 - c_R(\Psi_3 - \Psi_5) \\ &+ U''(\Psi_3 + \Psi_5) + i c_{H4}(\Psi_3 - \Psi_5) = 0 \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

其中

$$\left. \begin{aligned} c_R &= \frac{\beta}{m^2} & c_L &= \frac{f}{m} & U' &= U_1 - U_3 & U'' &= U_3 - U_5 \\ c_{H2} &= \frac{\alpha}{k} & c_{H4} &= \frac{K}{k} & c_{g2} &= \pi_2 \left(\frac{s_2}{\pi_1' \pi_2'} \right)^{1/2} & c_{g4} &= \pi_2 \left(\frac{s_4}{\pi_4' \pi_5'} \right)^{1/2} \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

而 $m^2 = k^2 + l^2$. 由(12)式可求出相速 c 的三个解:

$$c_n = U_3 - c_R + c_n' \quad (n = 1, 2, 3) \quad (14)$$

在我们所讨论的情况下, 相速 c_n 等于正压罗斯贝波速 ($U_3 - c_R$) 加上一个复数修正量 c_n' . 该修正量与加热作用、风的垂直切变、静力稳定性和波数等因子有关(我们已假定 f 为常数, 即不考虑 c_n' 随纬度的变化).

c 的三个解分别代表三种不同的波: c_1 代表发展波, c_3 代表阻尼波, c_2 代表的波有时发展有时阻尼. 我们关心的是, 究竟哪一种波与爆发性增温的关系最密切?

观测事实是, 平流层爆发性增温期间的系统一般是自东向西移动的、纬向波数为 1 或 2 的超长波. 而计算结果表明, 只有纬向波数为 1 和 2 的 c_2 解所代表的波才是西移的发展波. 因此, 我们仅选 $k = 1$ 和 2 的 c_2 解来作以下讨论, 即认为 $c = c_2$.

把解得的 c 代入 (12) 式, 消去 Q_2 和 Q_4 后便可求出上下层扰动的振幅比

$$|b_1| = |\Psi_1|/|\Psi_5| \quad |b_3| = |\Psi_3|/|\Psi_5| \quad (15)$$

和位相差 $(r_1 - r_3)$ 、 $(r_3 - r_5)$ 。

2. 大气平均场和物理因子的作用

1) 垂直切变

表 2 给出当 $s_2 = 6 \times 10^{-2}$ 厘米⁴秒²/克², $s_4 = 6 \times 10^{-4}$ 厘米⁴秒²/克², $\alpha = 1.7 \times 10^{-6}$ /秒和 $K = 4 \times 10^{-6}$ /秒时, $k = 1$ 的扰动相速和结构与垂直切变的关系。可以看出, 当上下层切变比固定时, 总切变越大者, 增长率越大; 当总切变固定时, 切变比越小者, 增长率越大。从中可以得出一个值得注意的结论, 即扰动增长率主要取决于对流层的斜压性。

表 2 扰动的特征与垂直切变的关系

总切变 $U' + U''$ (米/秒)	切变比 U'/U''	相速 C_r (米/秒)	增长率 C_i (米/秒)	振幅比 $ b_1 \quad b_3 $		位相差 $r_1 - r_3 \quad r_3 - r_5$ (弧度)	
40	15/25	-14.5	11.5	1.77	1.73	0.21	0.27
	20/20	-18.0	7.8	1.95	1.60	0.18	0.20
	25/15	-20.6	4.6	2.07	1.45	0.14	0.13
	30/10	-23.1	2.2	2.17	1.30	0.10	0.08
30	5/25	-15.3	12.2	1.38	1.72	0.19	0.27
	10/20	-17.8	8.6	1.55	1.59	0.16	0.20
	15/15	-20.4	5.3	1.68	1.45	0.13	0.13
	20/10	-22.9	2.7	1.79	1.30	0.10	0.08
20	5/15	-20.2	5.9	1.31	1.44	0.11	0.13
	10/10	-22.5	3.2	1.42	1.29	0.08	0.08
	15/5	-25.0	1.3	1.53	1.15	0.06	0.04

振幅比与垂直切变的关系是: $|b_1|$ 随着 U' 的增加而增大, $|b_3|$ 随着 U'' 的增加而增大。这说明基本流的垂直切变有利于波上传播; 而且切变越大, 扰动在传播过程中振幅也变得越大。

上下层位相差与垂直切变的关系是: 当总切变加大时, 平流层和对流层中扰动随高度的西倾而加大。当 $U' < U''$ 时, $r_1 - r_3 < r_3 - r_5$; 当 $U' > U''$ 时, $r_1 - r_3 > r_3 - r_5$; 但 $r_1 - r_3$ 和 $r_3 - r_5$ 都随 U'' 的增加而增加。这说明 $r_1 - r_3$ 和 $r_3 - r_5$ 的相对大小取决于该两层垂直切变的相对大小, 但它们的绝对大小都主要取决于对流层的垂直切变。

2) 静力稳定度

比较表 3a 与表 3b 得出, 平流层静力稳定度对扰动相速增长率和结构的影响, 远大于对流层静力稳定度对它们的影响。平流层静力稳定度的减小, 可以同时使扰动增长率、平流层扰动振幅和槽脊线随高度西倾的程度加大。

表 3a 扰动的特征与平流层静力稳定度的关系 ($r_s = 8 \times 10^{-4}$ 厘米⁴秒²/克²)

平流层静力稳定度 s_s (厘米 ⁴ 秒 ² /克 ²)	相速 C_r (米/秒)		增长率 C_i (米/秒)		振幅比		位相差(弧度)	
					$ b_1 $	$ b_2 $	$r_1 - r_2$	$r_3 - r_4$
0.10	-18.8	6.6			1.62	1.59	0.14	0.16
0.08	-18.3	7.4			1.76	1.59	0.16	0.16
0.06	-17.7	8.4			1.93	1.58	0.19	0.16

表 3b 扰动的特征与对流层静力稳定度的关系 ($r_s = 0.1$ 厘米⁴秒²/克²)

对流层静力稳定度 s_s (厘米 ⁴ 秒 ² /克 ²)	相速 C_r (米/秒)		增长率 C_i (米/秒)		振幅比		位相差(弧度)	
					$ b_1 $	$ b_2 $	$r_1 - r_2$	$r_3 - r_4$
8×10^{-4}	-19.3	5.8			1.47	1.60	0.12	0.16
7×10^{-4}	-19.4	5.5			1.47	1.61	0.11	0.18
6×10^{-4}	-19.5	5.3			1.48	1.62	0.11	0.19

注: 用于表 3 的参数: $k=1$, $\alpha=1.7 \times 10^{-6}$ /秒, $K=4 \times 10^{-6}$ /秒 $U_1=50$ 米/秒, $U_2=30$ 米/秒, $U_3=10$ 米/秒。

3) 加热作用

由图 1 和图 2, 对流层感热交换对 $k=1, 2$ 的扰动都可有助长发展的作用, 即感热交换系数必须大于某临界值(如对于 $k=1$ 的波, $K_c=0.3 \times 10^{-6}$ /秒; 对于 $k=2$ 的波, $K_c=3.5 \times 10^{-6}$ /秒)。扰动才西移并发展。由此看来, 对流层感热交换对引起爆发性增温的波的发展有时可能起发生作用。

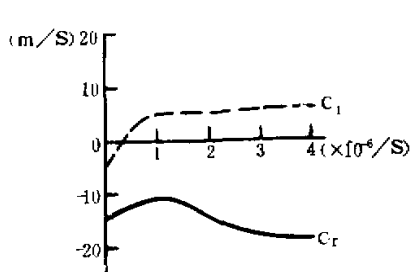


图 1 对流层感热交换(横轴)对相速和增长率的作用, $k=1$

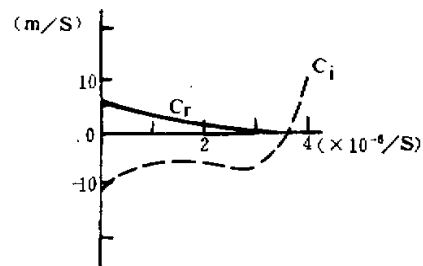


图 2 同图 1, $k=2$

四、扰动对平均场的影响及其对爆发性增温的贡献

1. 平均场

为了从 (9) 式解出由扰动强迫产生的平均垂直运动, 我们设

$$\left. \begin{aligned} \phi_j' &= |\Psi_j| \cos(kX + r_j) \sin ly e^{\nu t} & (j=2, 4) \\ \phi_{Tj}' &= |\Psi_{Tj}| \cos(kX + r_{Tj}) \sin ly e^{\nu t} & (j=2, 4) \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

其中 $X = x - ct$, $\nu = kC_i$, $|\Psi_2|$ 、 $|\Psi_4|$ 、 $|\Psi_{T2}|$ 、 $|\Psi_{T4}|$ 及 r_2 、 r_4 、 r_{T2} 、 r_{T4} 与 $|\Psi_3|$ 和 r_5 的

关系可由扰动方程求出.

把(16)式代入(9)式右端,得

$$\left. \begin{aligned} \frac{f^2 \pi_2'}{\pi_2'} (\bar{\omega}_4 - 2\bar{\omega}_2) + \frac{f^2 \pi_2''}{2\pi_2 \pi_2'} \bar{\omega}_4 + \frac{s_2}{\pi_2'} \nabla^2 \bar{\omega}_2 \\ = \frac{4}{f\pi_2} k l^3 |\Psi_2| |\Psi_{T2}| \sin(r_2 - r_{T2}) \sin 2ly e^{2vt} \\ \frac{f^2 \pi_4'}{\pi_2'} (\bar{\omega}_2 - 2\bar{\omega}_4) - \frac{f^2 \pi_4''}{2\pi_2 \pi_4'} \bar{\omega}_2 + \frac{\pi_4'}{s_4} \nabla^2 \bar{\omega}_4 \\ = \frac{4}{f\pi_2} k l^3 |\Psi_4| |\Psi_{T4}| \sin(r_4 - r_{T4}) \sin 2ly e^{2vt} \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

假定 $\bar{\omega}_2$ 和 $\bar{\omega}_4$ 具有类似于(17)式右端强迫项的波动解:

$$\left. \begin{aligned} \bar{\omega}_2 &= \bar{Q}_2 \sin 2ly e^{2vt} \\ \bar{\omega}_4 &= \bar{Q}_4 \sin 2ly e^{2vt} \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

其中 $\bar{Q}_2$ 、 $\bar{Q}_4$ 都是实振幅. 把(18)式代入(17)式后解得

$$\left. \begin{aligned} \bar{Q}_2 &= \frac{R_5}{R_1} \\ \bar{Q}_4 &= \frac{R_1 R_6 - R_3 R_5}{R_1 R_4} \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

其中

$$\left. \begin{aligned} R_1 &= -\left(\frac{2f^2 \pi_2'}{\pi_2^2} + \frac{4l^2 s_2}{\pi_2'} \right) \\ R_3 &= \frac{f^2}{\pi_2} \left(\frac{\pi_4'}{\pi_2} - \frac{\pi_4''}{2\pi_4'} \right) \\ R_4 &= -\left(\frac{2f^2 \pi_4'}{\pi_2^2} + \frac{4l^2 s_4}{\pi_4'} \right) \\ R_5 &= \frac{4}{f\pi_2} k l^3 |\Psi_2| |\Psi_{T2}| \sin(r_2 - r_{T2}) \\ R_6 &= \frac{4}{f\pi_2} k l^3 |\Psi_4| |\Psi_{T4}| \sin(r_4 - r_{T4}) \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

从(19)和(20)式可以看出, 平流层静力稳定度 s_2 通过 R_1 对 $\bar{Q}_2$ 和 $\bar{Q}_4$ 都有直接影响; 但对流层静力稳定度 s_4 只对 $\bar{Q}_4$ 有直接影响, 而对 $\bar{Q}_2$ 只能通过 R_5 起间接作用. 由此推测, 从平流层与对流层相互作用的角度看, 平流层静力稳定度对对流层平均垂直运动的影响, 比对流层静力稳定度对平流层平均垂直运动的影响大.

把(18)式代入(10)式, 可得平均纬向风和温度的局地变化:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \bar{u}_1}{\partial t} &= \frac{f\pi_1'}{2l\pi_2} \bar{Q}_2 \cos 2ly e^{2vt} = f\bar{V}_1 \\ \frac{\partial \bar{u}_3}{\partial t} &= \frac{f\pi_3'}{2l\pi_2} (\bar{Q}_4 - \bar{Q}_2) \cos 2ly e^{2vt} = f\bar{V}_3 \\ \frac{\partial \bar{u}_5}{\partial t} &= -\frac{f\pi_5'}{2l\pi_2} \bar{Q}_4 \cos 2ly e^{2vt} = f\bar{V}_5 \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \bar{T}_2}{\partial t} &= \frac{p_2 f^2}{4(p_3 - p_1) R l^2 \pi_2} [\pi_3' \bar{Q}_4 - (\pi_1' + \pi_3') \bar{Q}_2] \sin 2ly e^{2vt} \\ &= s_2 \bar{\omega}_2 - \frac{\partial}{\partial y} (\bar{T}_2' v_2'), \\ \frac{\partial \bar{T}_4}{\partial t} &= \frac{p_4 f^2}{4(p_3 - p_1) R l^2 \pi_2} [\pi_3' \bar{Q}_2 - (\pi_3' + \pi_5') \bar{Q}_4] \sin 2ly e^{2vt} \\ &= s_4 \bar{\omega}_4 - \frac{\partial}{\partial y} (\bar{T}_4' v_4'). \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

2. 平流层增温与东风加速

由(17)式可以看出,平均垂直运动是由扰动热通量强迫引起的。高纬有平均上升运动($\bar{\omega}_2, \bar{\omega}_4 < 0$),其最大值在 $\frac{3}{4}D$ 处;中纬有平均下沉运动($\bar{\omega}_2, \bar{\omega}_4 > 0$),其最大值在 $\frac{1}{4}D$ 处(见图 3a)。根据连续性原理,在平流层中、下层(一般情况下 $\bar{Q}_4 > \bar{Q}_2$)的 $\frac{D}{4} < y < \frac{3}{4}D$ 区域出现向南运动,而在对流层的 $\frac{D}{4} < y < \frac{3}{4}D$ 区域出现向北运动。于是在科氏力作用下,该区域的平流层中、下层出现东风加速,而对流层出现西风加速[见式(21)和图 3b]。

(22)式表明,纬向平均温度的变化,是由两种不同的物理过程引起的。(22)式右端第一项代表平均经圈环流的贡献,第二项代表扰动热通量的贡献。对于平流层来说,当扰动槽脊线随高度西倾时,扰动的向北运动 v_2' 与温度 T_2' 之间的正相关产生向北热通量。由于极地扰动为零,所以向北热通量在高纬是辐合的。扰动热通量之辐合使那里的平流层局地平均温度增加;但由垂直运动造成的绝热变化,却使温度降低。所以,高纬平流层平均温度的变化取决于上述两种过程的总效应。

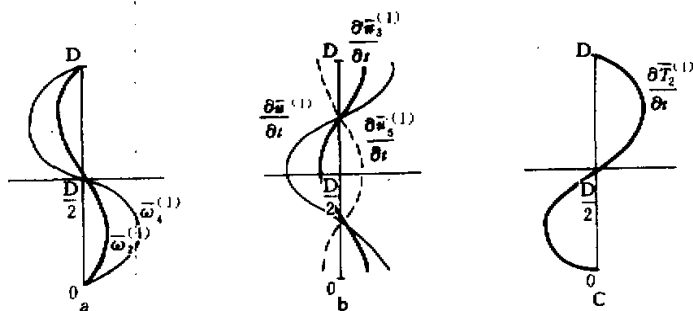


图 3 一阶平均场的经向分布示意图,横轴振幅为相对值

由(22)式的第一式可知,若

$$\pi_3' \bar{Q}_4 - (\pi_1' + \pi_3') \bar{Q}_2 < 0 \quad (23)$$

则在 $\frac{D}{2} < y < D$ 的平流层,应有 $\frac{\partial \bar{T}_2}{\partial t} > 0$,其最大值位于 $\frac{3}{4}D$ 处(图 3c)。(23)式意味

着使 $\frac{\partial \bar{T}_2}{\partial t} > 0$ 成立的条件是

$$\frac{|\Psi_2| |\Psi_{T_2}| \sin(r_{T_2} - r_2)}{|\Psi_4| |\Psi_{T_4}| \sin(r_{T_4} - r_4)} > \frac{A(s_2)}{B(s_4)} \quad (24)$$

其中 $A(s_2)$ 和 $B(s_4)$ 分别是 s_2 和 s_4 的增函数, 即

$$A(s_2) = 7.56 + 259.7s_2 \quad B(s_4) = 19 + 10313s_4$$

s_2 和 s_4 的单位为厘米⁴秒²/克². 对于冬季的行星尺度扰动, (24) 式一般是容易满足的, 但要使增温具有“爆发”性质, 通常要求 $\frac{\partial \bar{T}_2}{\partial t}$ 大到能在一周左右时间内使高纬正常的南北温度梯度逆转. 定性地看, 为了使 $\frac{\partial \bar{T}_2}{\partial t}$ 尽量大, 则要求 (24) 式左端尽量大而右端尽量小, 也就是要求平流层与对流层的扰动振幅比尽量大, 平流层与对流层的静力稳定度之比尽量小.

五、讨 论

第三、四节分别得出了平均场对行星尺度自由行波异常增幅的影响, 和这种异常增幅波对平均场的反作用, 以及它们使平流层出现增温和东风加速的动力过程. 值得注意的是, 在平均场对扰动的影响及扰动对平均场的影响这两个环节中, 都包含了平流层与对流层的相互作用.

我们把模式大气平流层爆发性增温的动力机制归纳成图 4, 并把爆发性增温现象按其产生、发展和消失过程的不同机制而分成三个时期: 增温前期、增温盛期和增温后期.

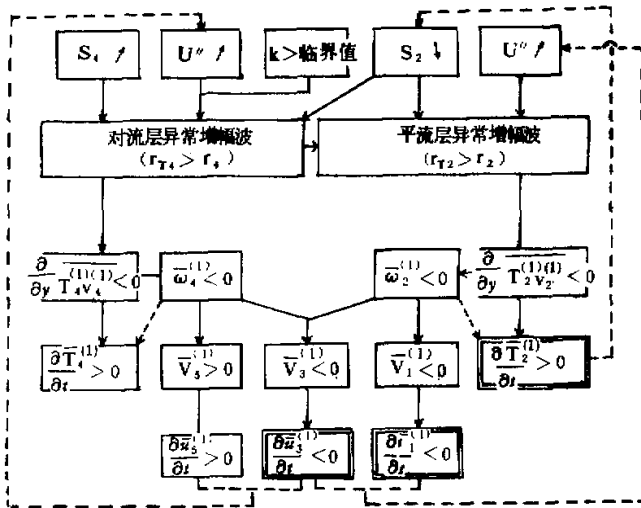


图 4 平流层爆发性增温动力机制示意图

1. 增温前期

大气外部条件异常引起大气内部条件异常,造成与爆发性增温有关的波异常增幅。例如,对流层感热交换作用突然加强并超过某一临界值,以至在绝热情况或弱感热交换作用下不能在斜压大气中发展的 $k=1,2$ 的超长波得以发展。这时,对流层大气斜压性的加强将有利于这些扰动迅速发展。极地平流层出现异常的辐射冷却(如因臭氧吸收的紫外辐射异常减少所致),使经向温度梯度加大,因而垂直切变加大;同时,使平流层静力稳定度减小。这些异常的大气内部条件有助于扰动迅速发展,并使对流层上传的波在平流层异常增幅,于是在平流层很快形成了异常强的超长波扰动。

2. 增温盛期

槽脊线随高度西倾的异常增幅超长波,在平流层和对流层中都向北输送热量。由于平流层比对流层具有大得多的扰动振幅,因此,在平流层超长波达到最大振幅前后,与这种异常增幅波相联系的热通量辐合,将使平流层高纬迅速增温。

扰动热通量在通道中心以北的辐合和以南的辐散,使北部增温、南部降温,并在通道内形成如图 3a 所示的平均经圈环流。后者在科氏力作用下,使 $45^{\circ}-75^{\circ}\text{N}$ 的平流层中、下层出现东风加速,而对流层出现西风加速。当通道北部的向北热通量辐合大到足以使平流层高纬的平均温度“爆发性”地增长,以至正常的温度梯度逆转,并且平流层高纬向风减速,以至极涡崩溃并出现东风时,增温现象已达到最盛时期。

3. 增温后期

在增温现象发展的过程中,实际上包含了使增温现象消亡的负反馈机制。这种负反馈是通过平均经圈环流而进行的。一方面,平均垂直运动使扰动热通量辐合区绝热冷却,辐散区绝热增温,产生加大南北温度梯度的倾向,部分抵消扰动热通量对温度变化的直接影响;另一方面,作用在经向流上的科氏力矩有减小上下层切变的倾向,使扰动增长率和平流层与对流层的扰动振幅比都趋于减小,以至扰动不能无限发展。当扰动振幅从其最大值逐渐减小时,平流层扰动热通量也随着减小,从而使 $\frac{\partial \bar{T}_2}{\partial t}$ 和 $\frac{\partial \bar{u}_1}{\partial t}$ 的值都减小,最后可能使这些变化达到相反的程度,以至极涡重建,并恢复正常的南北向温度梯度。

在增温前期,大气外部异常条件的强迫作用,使行星尺度扰动“爆发性”发展,并在平流层中异常增幅。这时,正反馈作用远大于负反馈作用,使增温现象能够达到其最盛时期。但是进入增温盛期后,正反馈作用越强,却越有利于负反馈作用的加强。因此,一旦失去了有利于爆发性增温的大气外部强迫作用,负反馈机制就会占上风。增温后期就是在这种负反馈机制控制下,平流层和对流层大气环流逐渐由异常状态恢复到正常状态的过程。

致谢: 本文是在中国科学院大气物理研究所朱抱真教授的指导下完成的,特此致谢。

参 考 文 献

- [1] Matsuno, T. A dynamical Model of the stratospheric sudden warming, *J. A. S.*, Vol. 28, No. 8, 1479—1494, 1971.
- [2] Trenberth, K. E., Global Model of the General Circulation of the Atmosphere below 75 Kilometers with an Annual Heating Cycle, *M. W. R.*, Vol. 101, No. 4, 287—305, 1973.
- [3] Trenberth, K. E., Dynamic Coupling of the stratosphere with the Troposphere and Sudden Stratospheric Warmings, *M. W. R.*, Vol. 101, No. 4, 306—322, 1973.
- [4] Holton, J. R., A Semi-Spectral Numerical Model for Wave-Mean Flow Interactions in the Stratosphere: Application to Sudden Stratospheric Warmings, *J. A. S.*, Vol. 33, No. 8, 1639—1649, 1976.
- [5] O'Neill, A., The Dynamics of Stratospheric Warmings Generated by a General Circulation Model of the Troposphere and Stratosphere, *Q. J. R. M. S.*, Vol. 106, No. 450, 659—690, 1980.

A PRELIMINARY STUDY OF THE DYNAMIC MECHANISM OF STRATOSPHERIC SUDDEN WARMING

Weng Hengyi

(Graduate School, University of Science and Technology of China)

Abstract

The dynamic mechanism of stratospheric sudden warming is studied by using a diabatic quasi-geostrophic three level model in a β -plane channel. On the basis of the analytic formula about the effect of mean fields on disturbances, the effect of disturbances on mean fields, and the interaction between the stratosphere and the troposphere, the author finds out some atmospheric conditions which are in favor of rapid developing of waves related to stratospheric sudden warming. These conditions include the strong sensible heat exchange and vertical shear in the troposphere, and small static stability in the stratosphere.

The changes of both mean zonal temperature and zonal wind of model atmosphere are caused only by eddy heat transport. The whole warming event may be divided into three stages, according to different mechanisms in the process of coming into being, developing and passing away of the event. These mechanisms can largely explain occurring of abnormal circulation in the stratosphere and troposphere during stratospheric sudden warming and returning then to normal regime.