

冬季平流层大气环流平均槽脊的形成*

朱抱真 雷孝恩

(中国科学院大气物理研究所)

提 要

本文利用一个 π 坐标的 3 层模式描写对流层和平流层的大气运动。由线性化方程的解, 讨论了大尺度地形和加热分布的控制作用和定常扰动。

结果得到: (1) 地形和对流层热源的超长波扰动, 可以传播到平流层中, 扰动振幅向上增强, 地形波的位相近于垂直, 而热源波的位相随高度向西倾斜。(2) 地形和热源对平流层平均槽脊的形成都是重要的。但对流层和平流层大气的热源、热汇对 30 mb 阿留申高压的形成起了主要作用。(3) 平流层扰动的强大振幅主要是由于平流层大气密度很小所造成的。

一、引 言

六十年代以来, 由于高空探测资料的增加, 人们对平流层大气环流的了解有了更多的认识。一个引人注意的事实, 是在平流层中仍然存在着显著的平均槽脊, 它的流型比对流层更为简单, 但系统的强度要更为强大。

图 1 是根据多年 1 月平均资料绘制的沿 50°N 纬圈平均高度廓线。可以看到, 在对流层主要有 3 个槽脊, 到了平流层则变成两槽两脊, 但主要的是强大的阿留申高压及其上游的亚洲槽, 大西洋上的槽脊则要弱得多。

由图可知, 平流层的平均环流与对流层的平均环流, 既有相当的联系, 也有很大的差异。为什么在平流层上空仍然存在着如此纬向非对称的平均槽脊, 而且强度比对流层系统还要强大? 从过去的研究^[1-4]得到, 冬季对流层的大尺度超长波扰动可以影响到

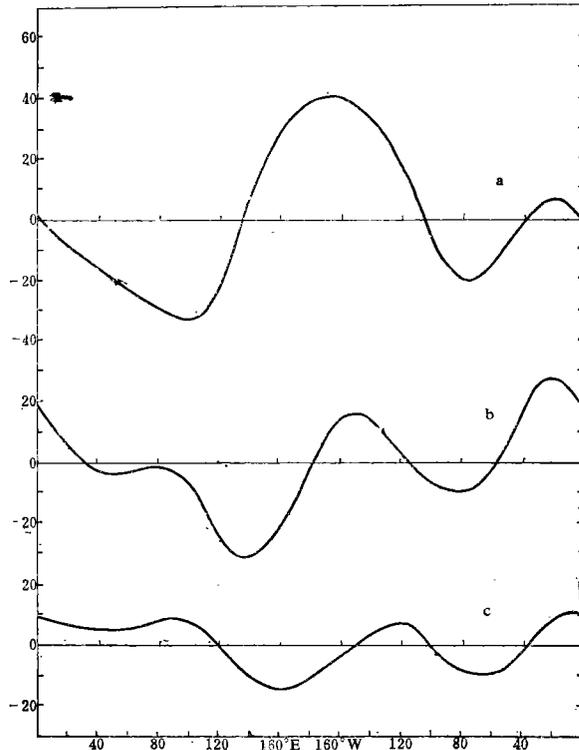


图 1 1 月份沿 50°N 纬圈平均高度廓线
a 30 mb, b 250 mb, c 700 mb
(图中纵坐标每格代表 10 位势什米)

* 本文于 1979 年 8 月 16 日收到, 于 1979 年 10 月 10 日收到修改稿。

平流层中去。人们自然会推想到平流层上空的平均槽脊也是海陆地形的作用，但缺乏比较完善的计算。本文利用一个包括平流层和对流层作用的斜压模式进一步研究这一问题。

二、模式大气

为了能用较少的层次以描写对流层和平流层的运动，并保持等距差分，取 x, y, π 坐标，并定义

$$\pi = \frac{9}{10} \left(\frac{p}{p_0} \right)^{\frac{2}{3}} \tag{1}$$

其中， $p_0 = 1000 \text{ mb}$ 并定义

$$\pi' = \frac{d\pi}{dp} \tag{2}$$

J	π	P(毫巴)	
0	0	0	$\omega = 0$
1	0.15	28	----- Φ_1
2	0.30	111	----- ω_2, Q_2
3	0.45	250	----- Φ_3
4	0.60	444	----- ω_4, Q_4
5	0.75	694	----- Φ_5
6	0.90	1000	----- η

由此我们得到图 2 所示的模式大气的垂直分层和变量分布，可得下列方程组

$$\frac{\partial \zeta_j}{\partial t} + \mathbb{V}_j \cdot \nabla \zeta_j + \beta v_j = f \pi'_j \left(\frac{\partial \omega}{\partial \pi} \right)_j, \tag{3}$$

($j = 1, 3, 5$)

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial \phi}{\partial \pi} \right)_j + \left(\mathbb{V} \cdot \nabla \frac{\partial \phi}{\partial \pi} \right)_j + \left(\frac{\sigma \omega}{\pi'} \right)_j = \\ = - \frac{R}{c_p} \left(\frac{Q}{\rho \pi'} \right)_j, \quad (j = 2, 4) \end{aligned} \tag{4}$$

图 2 模式大气的垂直分层和变量分布

其中，静力稳定度

$$\sigma = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial p} \ln \theta \tag{5}$$

其它符号与一般相同。引进下列边界条件

$$\begin{aligned} p = 0, \quad \omega_0 = 0 \\ p = p_6, \quad \omega_6 = \omega_\eta + \omega_f \end{aligned}$$

其中， ω_η 和 ω_f 分别代表地形和摩擦作用。假定地面风 $\mathbb{V}_6 = \alpha \mathbb{V}_5$ ，并引进地转近似，消去 ω 后，可得

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} [\Delta \phi_1 + f \pi'_1 q_2 (\phi_1 - \phi_3)] - \frac{1}{f} J(\phi_1, \Delta \phi_1 - f \pi'_1 q_2 \phi_3) + \\ + \beta \frac{\partial \phi_1}{\partial x} = \frac{R f \Delta \pi_1}{c_p} \pi'_1 \left(\frac{q}{\pi' p} \right)_2 Q_2 \end{aligned} \tag{6}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} [\Delta \phi_3 + f \pi'_3 q_2 (\phi_1 - \phi_3) - f \pi'_3 q_4 (\phi_3 - \phi_5)] + \frac{1}{f} J(\phi_3, \Delta \phi_3 + f \pi'_3 q_2 \phi_1 - \\ - f \pi'_3 q_4 \phi_5) + \beta \frac{\partial \phi_3}{\partial x} = \frac{R f \Delta \pi}{c_p} \pi'_3 \left[\left(\frac{q}{\pi' p} \right)_2 Q_2 - \left(\frac{q}{\pi' p} \right)_4 Q_4 \right] \end{aligned} \tag{7}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} [\Delta \phi_5 + f \pi'_5 q_4 (\phi_3 - \phi_5)] + \frac{1}{f} J(\phi_5, \Delta \phi_5 - f \pi'_5 q_4 \phi_5) + \beta \frac{\partial \phi_5}{\partial x} = \\ = \frac{R f \Delta \pi}{c_p} \pi'_5 \left(\frac{q}{\pi' p} \right)_4 Q_4 - \frac{p_6 f \pi'_5}{2 H \Delta \pi} J(\alpha \Delta \phi_5, \eta) - \frac{p_6 f \pi'_5}{\Delta \pi} \alpha \Delta \phi_5 \end{aligned} \tag{8}$$

其中, F 为摩擦系数; H 为均质大气高度; η 为地形高度, 并且

$$q_j = \frac{f}{(\Delta\pi)^2} \left(\frac{\pi'}{\sigma} \right)_j, \quad (j=2, 4)$$

三、地形和热源对平流层环流的控制

设方程组 (6)–(8) 有下列形式的解

$$\phi_j(x, y, t) = -f u_j y + \tilde{\phi}_j(t) e^{ikx} \cos my, \quad (j=1, 3, 5) \quad (9)$$

热源和地形扰动分别为

$$\begin{cases} Q_j(x, y) = \tilde{Q}_j e^{ikx} \cos my \\ \eta(x, y) = \tilde{\eta} e^{ikx} \cos my \end{cases} \quad (10)$$

将 (9)–(10) 代入 (6)–(8), 可得一阶线性常微分方程组

$$\begin{aligned} \frac{d\tilde{\phi}_j}{dt} = ikA_j \tilde{\phi}_1 + \left(ikB_j + \frac{1}{3}W_j \right) \tilde{\phi}_3 + (ikC_j - W_j) \tilde{\phi}_5 + \\ + M_j \tilde{Q}_4 - E_j \tilde{Q}_2 + ikG_j \tilde{\eta}, \quad (j=1, 3, 5) \end{aligned} \quad (11)$$

其中, A_j, B_j, \dots 皆为不同参数组成的系数 (详见附录 1)。

为了求出振幅变化率和波速公式。我们设

$$\begin{cases} \tilde{\phi}_j(t) = \alpha_j(t) e^{i\delta_j(t)} & (j=1, 3, 5) \\ \tilde{Q}_j(0) = \bar{Q}_j(0) e^{i\delta_j} & (j=2, 4) \\ \tilde{\eta}(0) = \bar{\eta}(0) e^{i\delta_\eta} \end{cases} \quad (12)$$

将 (12) 代入 (10), 可得振幅变化率

$$\frac{d\alpha_j}{dt} = \mathcal{L}_j + M_j \bar{Q}_4 \cos(\delta_{q4} - \delta_j) - E_j \bar{Q}_2 \cos(\delta_{q2} - \delta_j) - kG_j \bar{\eta} \sin(\delta_\eta - \delta_j) \quad (13)$$

其中

$$\begin{cases} \mathcal{L}_1 = -k B_1 \alpha_3 \sin(\delta_3 - \delta_1) + \frac{1}{3} W_1 \alpha_3 \cos(\delta_3 - \delta_1) - k R_1 \alpha_5 \sin(\delta_5 - \delta_1) - \\ \quad - W_1 \alpha_5 \cos(\delta_5 - \delta_1) \\ \mathcal{L}_3 = -k A_3 \alpha_1 \sin(\delta_1 - \delta_3) - k R_3 \alpha_5 \sin(\delta_5 - \delta_3) - W_3 \alpha_5 \cos(\delta_5 - \delta_3) + \\ \quad + \frac{1}{3} W_3 \alpha_5 \\ \mathcal{L}_5 = -k A_5 \alpha_1 \sin(\delta_1 - \delta_5) - k B_5 \alpha_3 \sin(\delta_3 - \delta_5) + \frac{W_5}{3} \alpha_3 \cos(\delta_3 - \delta_5) - \\ \quad - W_5 \alpha_3 \end{cases} \quad (14)$$

注意

$$c_j = -\frac{1}{R} \frac{d}{dt} \delta_j$$

可得波速公式

$$\begin{aligned} c_j = \mathcal{P}_j - \frac{M_j}{R\alpha_j} \bar{Q}_4 \sin(\delta_{q4} - \delta_j) + \frac{E_j}{k\alpha_j} \bar{Q}_2 \sin(\delta_{q2} - \delta_j) - \frac{G_j}{\alpha_j} \bar{\eta} \cos(\delta_\eta - \delta_j), \\ (j=1, 3, 5) \end{aligned} \quad (15)$$

其中

$$\left\{ \begin{array}{l} \mathcal{P}_{11} = -A_1 - B_1 \frac{\alpha_3}{\alpha_1} \cos(\delta_3 - \delta_1) - R_1 \frac{\alpha_5}{\alpha_1} \cos(\delta_5 - \delta_1) - \frac{W_1 \alpha_5}{R \alpha_1} \sin(\delta_5 - \delta_1) - \\ \quad \frac{1}{3} \frac{W_1 \alpha_3}{R \alpha_1} \sin(\delta_3 - \delta_1) \\ \mathcal{P}_3 = -B_3 - A_3 \frac{\alpha_1}{\alpha_3} \cos(\delta_1 - \delta_3) - R_3 \frac{\alpha_5}{\alpha_3} \cos(\delta_5 - \delta_3) + \frac{W_3 \alpha_5}{R \alpha_3} \sin(\delta_5 - \delta_3) \\ \mathcal{P}_5 = -R_5 - A_5 \frac{\alpha_1}{\alpha_5} \cos(\delta_1 - \delta_5) - B_5 \frac{\alpha_3}{\alpha_5} \cos(\delta_3 - \delta_5) - \frac{W_5 \alpha_1}{3 k \alpha_5} \sin(\delta_3 - \delta_5) \end{array} \right. \quad (16)$$

由方程组(13)和(15)可以看到, 控制系统强度变化和移速的因子是很复杂的, 其中 \mathcal{L} 和 \mathcal{P} 是大气的斜压结构和摩擦作用, 而 \bar{Q}_4 , \bar{Q}_2 和 $\bar{\eta}$ 项分别代表对流层热源、平流层热源和地形的作用。这里只讨论热源和地形对平流层大气扰动的作用。

1. 地形作用

(13)和(15)的最后一项为地形作用。由于 $G_i > 0$, 因此, 地形作用的符号只决定于 $(\delta_j - \delta_i)$ 的大小。当大气垂直结构的正压性愈强, 则地形作用使得平流层环流与对流层环流愈一致; 当大气的斜压性愈强, 上、下系统的位相差愈大时, 则地形作用在平流层和对流层愈不相同, 当 δ_1 与 δ_5 相差半波长时, 地形作用的符号甚至可以相反。

当上、下层的位相差小于 $\frac{1}{4}$ 波长时, 地形对振幅变化的作用是当 $\delta < \delta_\eta$ ($\delta > \delta_\eta$), 即波动的高压脊位于山的逆(背)风坡, 而低槽位于背(逆)风坡时, 波动振幅将要加强(减弱)。这和相当正压大气相同¹⁾。这时地形对平流层超长波移动的控制作用也是和对流层相似, 即波脊位置在和山脊相差 $\frac{1}{4}$ 波长的区域摆动^[5]。因此, 地形作用可使平流层环流与对流层环流相似。

2. 热源作用

从 M_j 和 E_j 的表达式(附录 1)可知, 某层热源对其以下和对其以上大气的作用是相反的。例如, 对流层热源 Q_4 对 $j=4$ 层以上的气层的影响系数 $M_3, M_1 > 0$, 但对 $j=4$ 以下的气层 $M_5 < 0$ 。平流层热源 Q_2 对其以上的气层 $E_1 < 0$, 但对其以下的气层 $E_3, E_5 > 0$ 。由此也可推知, 地面热源对整个大气影响的符号完全相同, 这也是平流层环流与对流层环流相似的原因之一。

另外, 热源作用的符号还决定于 $(\delta_q - \delta_i)$ 的大小。对流层热源 Q_4 对平流层系统振幅变化和移动的影响, 当 $|\delta_q - \delta| < \frac{\pi}{2}$, 即高压脊位于热源上空而低压槽位于冷源上空时, 系统振幅加强。平流层上空的阿留申高压正和低层的加热有密切的关系。

最后, 热源作用的符号还和上、下层的位相差有关, 因此, 热源的作用要比地形作用更为复杂。平流层环流与对流层环流的差异可能与大气的加热分布关系更大, 但平流层与对流层环流的相似则可能与地面热源和地形作用更有关系。

1) 文献[5]的(3.5)式地形项符号误印为正, (3.4)式的热源项符号误印为负。

四、平均槽脊的形成

对流层的平均槽脊形成问题已有很多计算^[6,7]，但平流层的平均槽脊还没有模拟实际的理论计算，这是本节要讨论的问题。

在定常的情况下，(11)式改为

$$ikA_1\tilde{\phi}_1 + \left(ikB_1 + \frac{1}{3}W_1 \right) \tilde{\phi}_3 + (ikC_1 - W_1) \tilde{\phi}_5 = -M_1\tilde{Q}_4 + E_1\tilde{Q}_2 - ikG_1\tilde{\eta} \quad (17)$$

即(13)–(15)的左端=0。这样在地形和热源分布为已知的情况下，得到6个方程，包括6个未知数($\alpha_1, \alpha_3, \alpha_5$ 和 $\delta_1, \delta_3, \delta_5$)。因此，可以求出定常情况下的 ϕ_1, ϕ_3 和 ϕ_5 。但这个方程组是包含三角函数的超越方程组，解答比较繁杂(详见附录2)。

地形高度和对流层热源有较好的资料^[8]，但平流层热源缺乏平均资料。我们只考虑平流项，利用平流层100mb(1957–1962年)平均资料，从热力学方程倒算，求得第一近似(图3)。孙淑清曾考虑平流项和垂直运动项，计算了1958年1月分的平流层热源^[9]。图3与她的结果源汇位置相近，但强度较弱，这是合理的。

为了模拟冬季的情况，取下列参数： $u_1=15, u_3=20, u_5=8$ 米·秒⁻¹， $F=2 \times 10^{-6}$ 秒⁻¹， $\alpha=0.81, \sigma_2=1.4 \times 10^{-2}, \sigma_4=3.4 \times 10^{-4}$ 厘米⁴·秒²·克⁻¹。

由于重点是观察超长波的情况，我们计算了 $K=1, 2, 3$ 的分量，然后求出它们的合成扰动。本文分别计算了地形、热源的扰动和两者的共同扰动。

1. 地形的作用

图4是地形作用的定常扰动，可以看到几点值得注意的现象：

地形扰动在垂直方向上的倾斜很小，因此，所产生的定常扰动是准正压性的。

地形扰动的振幅随高度的增高而加大，这一点和陈受钧^[3]的结果相似。过去，有些理论结果^[10,11]得到的地形扰动振幅随高度的增高而减小，看来是由于在大气上界 $p=0$ 时取扰动 $\phi'=0$ 之故，而[3]和本文都取 $p=0$ 时， $\omega=0$ 。

将理论计算与实况相比，可知地形在对流层平均槽脊的分布上，发生很显著的作用。

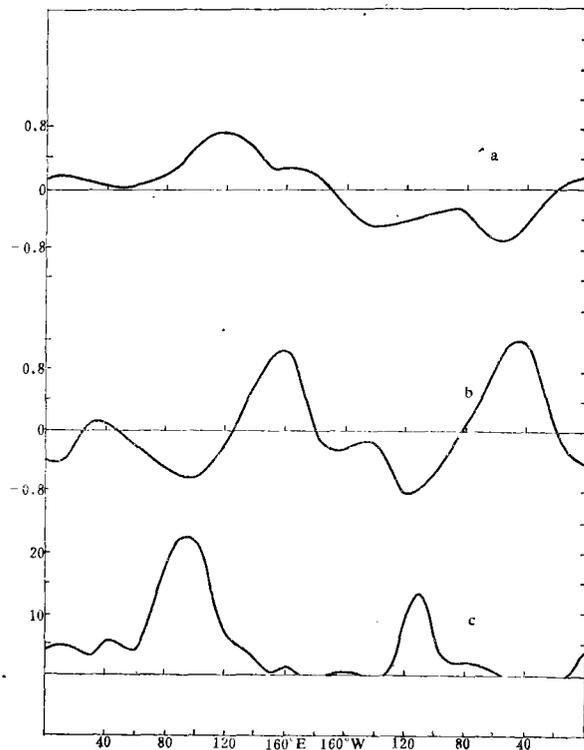


图 3

- a 100 mb 平均加热(单位: $\times 10^{-5}$ 卡·克⁻¹·秒⁻¹)；
 b 1 月份 50°N 对流层下半部平均加热；
 c 30°—50°N 平均地形高度(纵轴单位: 100 米)

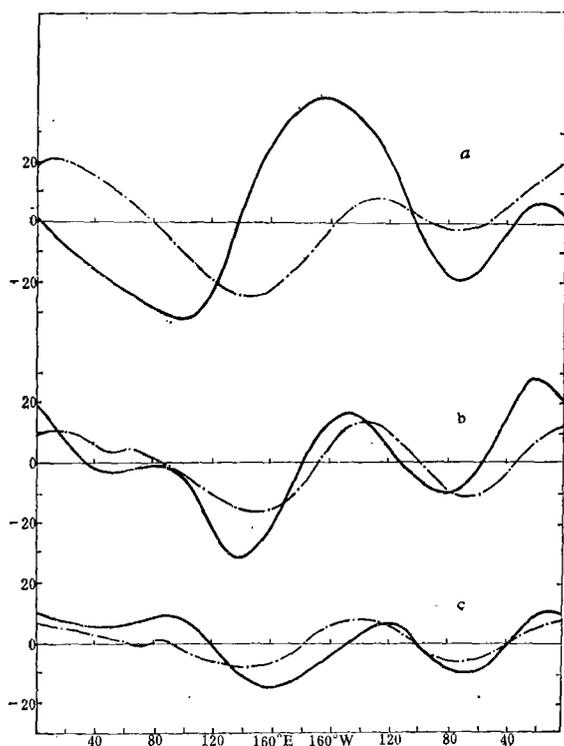


图 4 在地形作用下定常扰动的理论计算
a 30 mb, b 250 mb, c 700 mb
(图中断线为理论计算值, 实线为观测实况)

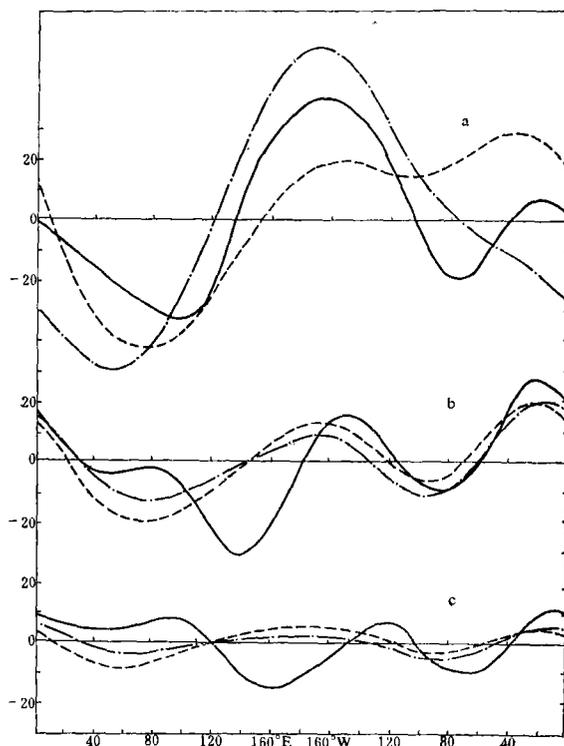


图 5 在热源作用下定常扰动的理论计算
a 30 mb, b 250 mb, c 700 mb
(图中点线为对流层热源的作用; 断线为对流层与平流层热源的作用; 实线为观测实况)

地形扰动也可以传到平流层中, 并且扰动的振幅加大, 但理论计算的平流层扰动与实况相差较大, 特别是平流层的阿留申高压, 主要不能归于地形作用。

2. 热源作用

从热源 Q_2 和 Q_4 的扰动计算 (图5)中可以看到, 对流层热源作用可以穿进平流层, 并且扰动强度向上增大, 在平流层产生了以 $K=1$ 为主波的流型。但阿留申高压的强度不够大。

加上平流层热源 Q_2 的结果, 使得平流层上的阿留申高压振幅大大加强, 和实况相近; 但 Q_2 对于对流层的扰动改变不大, 这正好说明, 对流层扰动容易影响到平流层中去, 但平流层扰动不容易影响到对流层来。这和过去的一些理论结果相似。

热源扰动比地形扰动有明显的斜压性, 前者使槽脊位相随高度的倾斜较大。

3. 地形与热源的共同作用

考虑地形 η 和热源 Q_2, Q_4 的共同作用后, 所得的计算结果如图 6。不论是对流层或平流层, 理论计算的结果都和实况更为接近了, 可以看到:

定常扰动的强度随高度的增加而加大, 并且表现了强大的斜压性, 也表现出平流层环流与对流层环流的不一致性。

这样强大振幅的定常扰动在线性理论中常能得到, 也是由于在适宜的参数条件下,

外源扰动对大气扰动所发生的“准共振现象”。

在对流层的扰动中，不论是低层和高层都表现了北半球 3 个波的平均实况，位置相近，但欧洲槽和乌拉尔东边的高脊强度太弱。

平流层的扰动也和实况比较相符，突出了强大的 $K=1$ 扰动，这主要是热源的作用。特别要指出是平流层本身的热源作用更不能忽略。欧洲西岸的弱脊也表现出来，它不能不归于地形作用的反映。虽然大气环流平均槽脊应该是扰动的长期积累，但并非地形和热源作用的线性叠加。作为近似，我们可以得到下列结论：平流层的平均槽脊也是大尺度地形和海陆分布的加热不均匀所造成的。平流层的加热状态对于对流层平均槽脊产生的作用很小，但对平流层平均槽脊的形成却具有重要的贡献。

4. 平流层大气密度的作用

在平流层中可以观测到强大的超长波波动，它和对流层的超长波扰动能向上穿进平流层有关。但值得注意的一个问题是为什么平流层扰动的振幅反而更强，本节拟稍加分析。

在(6)中，令 $\frac{\partial}{\partial t}=0$ ，再略去摩擦作用，则得到三个定常扰动方程。再设

$$\phi_j(x, y) = -f u_j y + \alpha_j e^{i(kx + \delta_j)} \cos my, \quad (j=1, 3, 5)$$

$$Q_j(x, y) = \bar{Q}_j e^{i(kx + \delta_j)} \cos my, \quad (j=2, 4)$$

$$\eta(x, y) = \bar{\eta} e^{i(kx + \delta_j)} \cos my.$$

可以解出 α_j 与 $\tan \delta_j$ 的表达式(详见附录 3)。

由附录 3 所列参数，可知扰动振幅随高度的变化决定于基本气流、静力稳定度，超长波的波长与南北宽度。这里只讨论一下静力稳定度。因为它在平流层具有特大的数值，是一个富有特征性的参数。我们计算了考虑和不考虑平流层特大静力稳定度时， η 和 Q_4 对上下层扰动振幅的比值，如下表

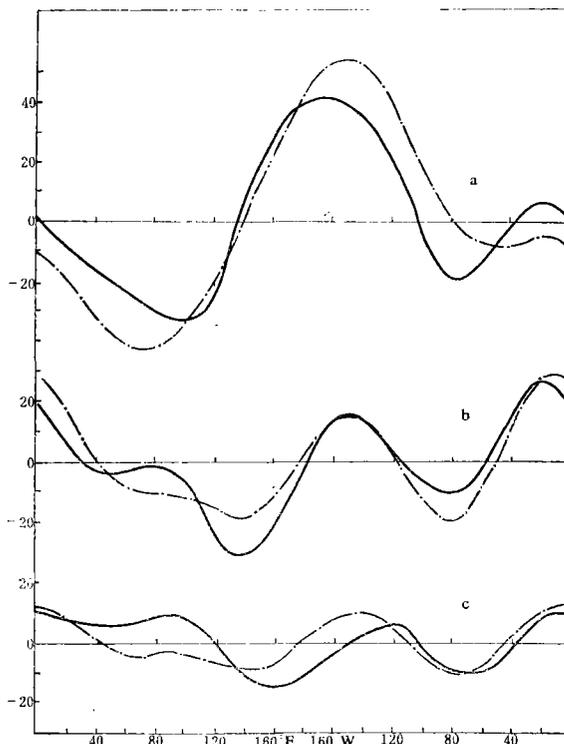


图 6 在地形与热源作用下定常扰动的理论计算
a 30mb, b 250mb, c 700mb
(图中断线为理论计算值, 实线为观测实况)

K	α_1/α_5 ($\sigma_2 \gg \sigma_4$)		α_1/α_3 ($\sigma_2 = \sigma_4$)
	η	Q_4	η, Q_4
1	4.5	10.0	0.8
2	1.7	5.9	0.8
3	0.9	0.5	0.9

可以看到, 当考虑 σ_2 的特大数值时, 地形和对流层热源扰动的振幅在 $K=1, 2$ 时都向上增加, $K=1$ 最为显著, 并且热源作用尤为明显, 但 $K=3$ 则向上减小。如不考虑 σ_2 的特大数值, 设 $\sigma_2 = \sigma_4$, 则 α_1/α_3 都小于 1。这就是说, 不论是地形扰动还是海陆分布加热作用, 当不考虑平流层的特大静力稳定度时, 平流层扰动振幅不会强于对流层。

为什么在这样强的平流层静力稳定度下, 扰动反而更大, 这是由于按照 (5) 式静力稳定度的定义, 平流层静力稳定度特大, 实质上是和平流层大气密度特小有密切的关系。由于平流层大气的密度很小, 同样的外力作用会产生强大的扰动。

五、结 语

从以上的讨论, 我们可以初步把平流层大气环流平均槽脊的成因归结如下:

平流层大气结构使得对流层超长波扰动可以穿进对流顶传播到平流层中, 因此, 行星尺度的对流层低空的地形扰动和海陆分布所造成的热源、热汇作用, 可以一直影响到平流层中。虽然平流层静力稳定度特大, 但大气密度很小, 在那里可以造成强大的扰动, 后者和平流层的加热作用相互调整形成平流层大气的热源分布, 它和地形及海陆分布的共同作用形成实况所观测的平均槽脊。

这一机制需要利用非线性数值模拟作进一步的研究。

附录 1 方程组 (11) 的系数表达式

$$\begin{aligned}
 A_1 &= a_1 + \frac{b_1}{S}(l_1 - a_1 s_1), & A_3 &= \frac{1}{S}(l_1 - a_1 s_1), & A_5 &= \frac{b_2}{S}(l_1 - a_1 s_1); \\
 B_1 &= c_1 + \frac{b_1}{S}(l_2 - c_1 s_1 - c_2 s_2), & B_3 &= \frac{1}{S}(l_1 - c_1 s_1 - c_2 s_2), \\
 B_5 &= c_2 + \frac{1}{S}(l_1 - c_1 s_1 - c_2 s_2); \\
 C_1 &= \frac{b_1}{S}(l_3 - a_2 s_2), & C_3 &= \frac{1}{S}(l_3 - a_2 s_2), & C_5 &= a_2 + \frac{b_2}{S}(l_3 - a_2 s_2); \\
 E_1 &= \frac{d_1 s_1 b_1}{S} - d_1, & E_3 &= \frac{1}{S} d_1 s_1, & E_5 &= \frac{1}{S} b_2 d_1 s_1; \\
 G_1 &= \frac{b_1}{S}(h_1 - h_2 s_2), & G_3 &= \frac{1}{S}(h_1 - h_2 s_2), & G_5 &= \frac{b_2}{S}(h_1 - h_2 s_2); \\
 M_1 &= \frac{1}{S} b_2 d_2 s_2, & M_3 &= \frac{1}{S} d_2 s_2, & M_5 &= \frac{1}{S} b_2 d_2 s_2 - d_2;
 \end{aligned}$$

$$W_1 = \frac{1}{S} b_1 s_1, \quad W_3 = \frac{1}{S} e_1, \quad W_5 = \frac{1}{S} b_2 e_1 + e_2.$$

其中

$$\begin{aligned} S &= 1 + b_1 s_1 + b_2 s_2; \\ s_1 &= \frac{\pi'_3}{\pi'_1}, \quad s_2 = \frac{\pi'_3}{\pi'_5}, \quad b_1 = \frac{\pi'_1}{r_2 + \pi'_1}, \quad b_2 = \frac{\pi'_5}{r_4 + \pi'_5}; \\ a_1 &= \frac{1}{r_2 + \pi'_1} \left[r_2 \left(\frac{\beta}{k^2 + m^2} - U_1 \right) - \pi'_1 U_3 \right], \\ a_2 &= \frac{1}{r_4 + \pi'_5} \left[r_4 \left(\frac{\beta}{k^2 + m^2} - U_5 \right) - \pi'_5 U_3 \right], \\ c_1 &= \frac{\pi'_1}{r_2 + \pi'_1} U_1, \quad c_2 = \frac{\pi'_5}{r_4 + \pi'_5} U_5; \\ e_1 &= \frac{p_6 \pi'_3}{\Delta \pi} F, \quad e_2 = \frac{p_6 \pi'_5}{\Delta \pi} \frac{r_4}{r_4 + \pi'_5} F; \\ h_1 &= \frac{p_6 \pi'_3}{\Delta \pi} \frac{\alpha f^2}{k^2 + m^2} U_5, \quad h_2 = \frac{p_6 \pi'_5}{\Delta \pi} \frac{\alpha f^2}{k^2 + m^2} \frac{r_4}{r_4 + \pi'_5} U_5; \\ l_1 &= \frac{\pi'_3}{\pi'_1} \left(\frac{\beta}{k^2 + m^2} - U_1 \right), \quad l_3 = \frac{\beta}{k^2 + m^2} - U_3, \quad l_5 = \frac{\pi'_3}{\pi'_5} \left(\frac{\beta}{k^2 + m^2} - U_5 \right), \\ r_j &= \frac{k^2 + m^2}{f q_j} \quad j = 2, 4; \\ d_1 &= \frac{0.3 R \pi'_1}{\pi'_2 c_p p_2 (r_2 + \pi'_1)}, \quad d_2 = \frac{0.3 R \pi'_5}{\pi'_4 c_p p_4 (r_4 + \pi'_5)} \end{aligned}$$

附录 2 定常扰动(17)的解法

为了求解方便, 先作变量代换, 令

$$x_j = \alpha_j \sin \delta_j, \quad y_j = \alpha_j \cos \delta_j, \quad j = 1, 3, 5$$

则

$$\tan \alpha_j = x_j / y_j, \quad \alpha_j = \sqrt{x_j^2 + y_j^2}$$

于是方程组可重新写成

$$kA_j x_1 + kB_j x_3 + kR_j x_5 - \frac{W_j}{3} y_3 + W_j y_5 = H_{2j}, \quad j = 1, 3, 5$$

$$\frac{W_j}{3} x_3 + W_j x_5 + kA_j y_1 + kB_j y_3 + kR_j y_5 = H_{4j}$$

其中

$$H_{2j} = M_j \bar{Q}_4 \cos \delta q_4 - E_j \bar{Q}_2 \cos \delta q_2 - kG_j \bar{\eta} \sin \delta \eta$$

$$H_{4j} = -M_j \bar{Q}_4 \sin \delta q_4 + E_j \bar{Q}_2 \sin \delta q_2 - kG_j \bar{\eta} \cos \delta \eta$$

利用消去法, 解上列方程组, 最后得到解答 x_j 和 y_j 。它们都是与 H_j 有关的代数方程, 系数都是和附录 1 有关的参数组合, 为省略篇幅, 这里不详细写出。

附录 3 无摩擦情况下(6)的定常解

当只有地形作用时,

$$\alpha_1 = A'_1 G a \bar{\eta}, \quad \alpha_3 = A'_5 G a \bar{\eta}, \quad \alpha_5 = \frac{1}{A'_6} G b \bar{\eta}$$

当只有对流层热源 Q_4 的作用时,

$$\alpha_1 = A'_1 M c \bar{Q}_4, \quad \alpha_3 = A'_5 M c \bar{Q}_4, \quad \alpha_5 = \frac{1}{A'_6} M d \bar{Q}_4.$$

其中

$$a = \frac{A'_3}{A'_7 (A'_5 A'_6 - A'_1 A'_2) - A'_3 A'_4 A'_5}, \quad b = 1 + a A'_4 A'_5,$$

$$c = \frac{\pi'_5 A'_3 - \pi'_3 A'_{10}}{A'_7 (A'_5 A'_6 - A'_1 A'_2) - A'_3 A'_4 A'_5}, \quad d = \pi'_5 + a A'_4 A'_5,$$

$$A'_1 = \frac{\pi'_1}{r_2} U_1, \quad A'_2 = \frac{\pi'_3}{r_2} U_3, \quad A'_3 = \frac{\pi'_3}{r_4} U_3, \quad A'_4 = \frac{\pi'_5}{r_4} U_5,$$

$$A'_5 = U_1 - \frac{\beta}{k^2 + m^2} + \frac{\pi'_1}{r_2} U_3, \quad A'_6 = U_3 - \frac{\beta}{k^2 + m^2} + \frac{\pi'_3}{r_2} U_1 + \frac{\pi'_3}{r_4} U_5,$$

$$A'_{10} = U_5 - \frac{\beta}{k^2 + m^2} + \frac{\pi'_5}{r_2} U_3,$$

$$G = \frac{p_6 f^2 \pi'_5}{2H \Delta \pi} \frac{\alpha}{k^2 + m^2} U_3, \quad M = \frac{R f q}{c_p p_4 \pi'_4} \frac{1}{k(k^2 + m^2)}.$$

参 考 文 献

- [1] 孙淑清、陈隆勋、叶笃正, 中国科学院地球物理研究所集刊, 平流层大气环流及太阳活动对大气环流影响的研究 (1964), 1—17.
- [2] 陈隆勋, 同上, 18—26.
- [3] 陈受钧, 气象学报, 35 (1965), 357—363.
- [4] Murakami, T. Papers in Met. and Geoph (1962).
- [5] 朱抱真, 气象学报, 34 (1964), 285—298.
- [6] 朱抱真, 气象学报, 27 (1957), 122—140.
- [7] Devom, J. and Wiin-Nielson, A., MWR 99 (1971), 564—576.
- [8] 朱抱真, 气象学报, 27 (1957), 198—224.
- [9] 孙淑清, 气象学报, 34 (1964), 397—408.
- [10] Мусаелян, Ш. А., ДАН СССР, 103 (1955), 815—818.
- [11] 巢纪平, 气象学报, 28 (1957) 303—313.

A STUDY ON THE FORMATION OF MEAN FLOW PATTERN IN THE STRATOSPHERE

Zhu Bao-Zhen, Lei Xiao-en

(Institute of Atmospheric Physics, Academia Sinica)

Abstract

Using a π -coordinate given as equation (1), we derived a 3-layer model in which the motion of the troposphere and stratosphere is described. From the solutions of the linearized equations, the dynamical control and the steady perturbations

produced by topography and heating are discussed.

It is found that the topographic and thermal forced waves with zonal wave number 1—3 are able to penetrate into the stratosphere. The phase of the mountain waves is vertical but the heating waves tilt westward with increasing height. Both orography and heat sources are important in explaining the mean flow pattern in the stratosphere, but the tropospheric and stratospheric heating play the dominant role on the formation of Aleutian high at 30 mb. The large amplitude of the forced perturbation in the stratosphere is mainly due to the very small air density.