

阻塞高压建立的非线性机理探讨*

郑祖光 李秀玲 刘莉红 吴 洪

(中国气象局培训中心, 北京, 100081)

摘 要

文中建立了一个考虑斜压大气的超长波、长波与纬向气流相互作用的动力系统, 其中把热力强迫和摩擦耗散作为外参数, 采用相轨线图、流函数图和 Poincaré 图综合分析的方法, 绘制了外参数平面上的系统状态和环流型式的分布图。结果表明: 用 Galerkin 方法时, 在一定范围内截谱阶数的增加对系统状态分布和环流型分布的影响不大, 但在一定程度上增加了复杂性; 加热分布的改变对系统影响很大; 阻塞高压与环流振荡、经向度强烈发展有密切的联系, 而天气波的发展有利于激发振荡。

关键词: 动力系统, 热力强迫, 摩擦耗散, 阻塞高压。

1 引 言

欧亚大陆阻塞形势是很有特征的大气环流型式, 它的建立是典型的环流突变现象, 其背景是欧亚乃至北半球环流经向度强烈发展, 环流经历了从纬向型到经向型再到阻塞型的转换。相关的研究工作已经取得丰硕的成果^[1~3]。

对于揭示自然界里突变现象的机理, 非线性动力系统的理论和方法有着良好和独特的功能^[4~6]。Lorenz^[7]和 Charney^[8]等最早运用这一新的理论, 在大气环流突变和阻塞形势建立等方面做了开创性的工作。其要点是: 把描述正压或斜压大气运动的偏微分方程组转换成相应的常微分方程组(截谱模式或动力系统); 考察热力强迫、摩擦耗散和地形强迫等外部因素对大气环流的影响; 考虑斜压大气中超长波与纬向气流的相互作用; 在两个外参数 θ^* (实验上的强迫热力 Rossby 数) 和 k (实验上的 Taylor 数表征摩擦耗散) 的数值调节下, 对动力系统定性分析和数值求解, 在相空间里分析系统的状态及其分岔和突变, 讨论阻塞形势等特征环流的演变与外部因素的关系。文献[9]采用 Charney 的做法, 用截谱模式研究了纬向非均匀加热对阻塞高压(阻高)形成和季节变换的影响。这些工作开辟了阻塞形势研究的一条新途径。

本文工作的思路是: (1) 把阻高建立与大气系统

的流动体制发生波动和振荡联系起来, 考察系统状态的演化, 以及截谱阶数、加热分布对这种演化的影响。(2) 把阻高建立与大气系统的环流型式发生经向型转阻塞型联系起来, 考察环流型式的演化, 以及截谱阶数、加热分布对这种演化的影响。把上述两方面结合起来, 形成对阻高建立机理的认识。本文作以下 4 点新的探索: (1) 在文献[7]原有的斜压大气超长波与纬向气流这二者相互作用的模式里加进天气波, 建立超长波、天气波与纬向气流这 3 者相互作用的模式, 使它更接近实际大气。(2) 通过对比分析原有的 14 个变量的截谱模式与本文的 22 个变量的模式, 考察截谱阶数对系统的影响。(3) 考虑北半球两大洋和两大陆的实际情况, 把原有的纬向均匀加热场改为纬向两个热源和两个冷源的非均匀加热场, 考察加热分布的改变对系统的影响。(4) 采用相轨线图、流函数图以及 Poincaré 图相结合的方法, 分析系统所具有的流动体制和环流型式及其相互转换和相互关系, 进而探讨阻塞形势的建立。

2 斜压大气中超长波、天气波与纬向气流相互作用的动力系统

2.1 基本方程

文献[7]中描述流体振荡运动发生的物理模型首先模拟圆盘实验中的流动, 然后推广到很长的通道, 并指出实验装置的几何形状对流动状态影响不

* 初稿时间: 2002 年 11 月 20 日; 修改稿时间: 2003 年 4 月 25 日。
资助课题: 国家自然科学基金项目(49875018)。

大。基本方程组是强迫耗散非线性的动力—热力学方程,即考虑斜压效应和静力稳定度变化的两层准地转的涡度方程和热传导方程。热力强迫简化为正比于低层流体与设定的温度场 θ^* (表征通道壁温度分布)之间的温差。摩擦耗散正比于低层流体的速度。两层流体之间有较弱的摩擦和热交换,分别正比于两层流体的速度差和温差。

记 ϕ 为整层流体平均水平流动的无辐散部分

$$\begin{cases} \frac{\partial \phi}{\partial t} = -J(\phi, \phi) - J(\tau, \tau) - k''\phi + k''\tau \\ \frac{\partial \tau}{\partial t} = -J(\phi, \tau) - J(\tau, \phi) + f\tau + k''\phi - (k'' + 2k\Theta)\tau \\ \frac{\partial \theta}{\partial t} = -J(\phi, \theta) - J(\tau, \sigma) + \sigma_x - h''(\theta - \theta^*) + h''\sigma \\ \frac{\partial \sigma}{\partial t} = -J(\phi, \sigma) - J(\tau, \theta) + \theta_x + h''(\theta - \theta^*) - (h'' + 2h\Theta)\sigma \end{cases} \quad (1)$$

其中, $2k''$ 及 $k\Theta$ 分别是流体与通道交界面的摩擦系数和两层流体交界面的摩擦系数; $2h''$ 及 $h\Theta$ 分别是上述两个交界面的热传导系数; θ^* 特指下垫面温度,是表征热力强迫的可调外参数,不随时间变化。其余符号是气象上常用符号。对方程组(1)还要加上热成风的诊断关系式:

$$\begin{cases} \tau = \frac{1}{4}f^{-1}\varepsilon g d \theta \\ F_0 = 1, F_A = \sqrt{2}\cos y, F_K = 2\sin y \cos mx, F_L = 2\sin y \sin mx \\ F_C = \sqrt{2}\cos 2y, F_M = 2\sin 2y \cos mx, F_N = 2\sin 2y \sin mx \end{cases} \quad (2)$$

这里取 x 方向沿着通道,即“纬向”; y 方向与 x 方向垂直,即“经向”; m 为纬向波数, $m=2$ 表示超长波; y 前面取“1”表示第一个模态,“2”表示第二个模态。 F_A 和 F_C 分别为第一个模和第二个模的纬向分量; F_K, F_L 及 F_M, F_N 分别为第一个模和第二个模的波动分量。这样选取模态分量使得流动的绝热积分守恒。

将方程组(1)的变量 ϕ, τ, θ 在式(2)上展开(σ 仅取 σ_0 为变量),代入式(1),导出了关于展开式的时间系数 $\phi_A, \phi_K, \phi_L, \phi_C, \phi_M, \phi_N, \theta_A, \theta_K, \theta_L, \theta_C,$

$$\begin{cases} F_0 = 1, F_A = \sqrt{2}\cos y, F_K = 2\sin y \cos m_1x, F_L = 2\sin y \sin m_1x \\ F_C = \sqrt{2}\cos 2y, F_M = 2\sin 2y \cos m_1x, F_N = 2\sin 2y \sin m_1x \\ F_p = 2\cos y \cos m_2x, F_q = 2\cos y \sin m_2x, F_r = 2\cos 2y \cos m_2x, F_s = 2\cos 2y \sin m_2x \end{cases} \quad (3)$$

对照式(3)和式(2)知,式(3)增加了 F_p, F_q 及 F_r, F_s ,它们分别属于第一、二个模的天气波动分量。

将方程组(1)的变量 ϕ, τ, θ 在式(3)上展开(σ 也只取 σ_0 为变量),代入式(1),推导出关于展开式

的流函数, τ 为两层流速垂直切变的流函数, $\phi + \tau$ 及 $\phi - \tau$ 分别为上层和下层的流函数; θ 为位温, σ 是静力稳定度, $\theta + \sigma$ 及 $\theta - \sigma$ 分别表示两层的温度; $-x$ 及 x 分别表示两层流体的无旋部分的速度势。边界条件是流体不穿透通道壁和上表面是自由面。柯氏参数取为常数。这样,斜压流体的涡度方程和热传导方程写成:

2.2 截谱模式

为了把非线性偏微方程组(1)转换成相应的常微分方程组(截谱模式或动力系统),采用 Galerkin 方法。为了反映斜压波与纬向流动二者的相互作用,设在长通道内流动具有周期性的边条件,并取以下形式的三角函数作为基底函数组合:

θ_M, θ_N 以及 θ_0, σ_0 这14个变量的常微分方程组^[7],用于讨论大气大尺度振荡发生的机理。

上述推导中,为了保证使 Galerkin 方法所需的周期性边条件,将长方形通道取成 x 方向 $0 \sim 2\pi, y$ 方向 $0 \sim \pi$ 。由理论^[10]和实践知,天气波(长波或 Rossby 波)在阻塞形势建立过程中有着重要的作用,为此,本文在上述基础上加进天气波,建立超长波($m_1=2$)、长波($m_2=4, 5, 6$)及纬向气流三者相互作用的物理模型。这时,基底函数组取为^[11]:

的22个时间系数的常微分方程组。与前述的14个变量的方程组相比,增加了关于 $\phi_p, \phi_q, \phi_r, \phi_s$ 及 $\theta_p, \theta_q, \theta_r, \theta_s$ 这8个变量的演化方程。22个变量的方程组写成:

$$\begin{cases}
\dot{\phi}_A = -k(\phi_A - \theta_A) \\
\dot{\phi}_K = \beta_1 \alpha_1 (\phi_L \phi_A + \theta_L \theta_A) - \delta_1 \alpha''_1 (\phi_N \phi_C + \theta_N \theta_C) + \gamma_1 \gamma_2 (\phi_p \phi_N + \theta_p \theta_N) - k(\phi_K - \theta_K) \\
\dot{\phi}_L = \beta_1 \alpha_1 (\phi_A \phi_K + \theta_A \theta_K) + \delta_1 \alpha''_1 (\phi_C \phi_M + \theta_C \theta_M) + \gamma_1 \cdot 2 \gamma_2 (\phi_p \phi_M + \theta_p \theta_M) - k(\phi_L - \theta_L) \\
\dot{\phi}_C = \alpha''_1 (\phi_K \phi_N + \theta_K \theta_N) - \alpha''_1 (\phi_M \phi_L + \theta_M \theta_L) + \alpha''_2 (\phi_p \phi_s + \theta_p \theta_s) - \alpha''_2 (\phi_q \phi_r + \theta_q \theta_r) - \\
k(\phi_C - \theta_C) \\
\dot{\phi}_M = -\delta'_1 \alpha''_1 (\phi_L \phi_C + \theta_L \theta_C) - \beta'_1 \alpha'_1 (\phi_N \phi_A + \theta_N \theta_A) - \gamma_4 \cdot 2 \gamma_2 (\phi_L \phi_p + \theta_L \theta_p) - k(\phi_M - \theta_M) \\
\dot{\phi}_N = -\beta'_1 \alpha'_1 (\phi_A \phi_M + \theta_A \theta_M) + \delta'_1 \alpha''_1 (\phi_C \phi_K + \theta_C \theta_K) - \gamma_4 \cdot \gamma_2 (\phi_K \phi_p + \theta_K \theta_p) - k(\phi_N - \theta_N) \\
\dot{\phi}_p = \delta_2 \alpha_2 (\phi_A \phi_q + \theta_A \theta_q) - 3 \gamma_3 \cdot \gamma_2 (\phi_K \phi_N + \theta_K \theta_N) - 3 \gamma_3 \cdot 2 \gamma_2 (\phi_L \phi_M + \theta_L \theta_M) - \\
\delta_2 \alpha''_2 (\phi_C \phi_s + \theta_C \theta_s) - k(\phi_p - \theta_p) \\
\dot{\phi}_q = -\delta_2 \alpha_2 (\phi_A \phi_p + \theta_A \theta_p) + \delta_2 \alpha''_2 (\phi_C \phi_r + \theta_C \theta_r) - k(\phi_q - \theta_q) \\
\dot{\phi}_r = -\beta'_2 \alpha'_2 (\phi_A \phi_s + \theta_A \theta_s) - \delta'_2 \alpha''_2 (\phi_C \phi_q + \theta_C \theta_q) - k(\phi_r - \theta_r) \\
\dot{\phi}_s = -\beta'_2 \alpha'_2 (\phi_A \phi_r + \theta_A \theta_r) + \delta'_2 \alpha''_2 (\phi_C \phi_p + \theta_C \theta_p) - k(\phi_s - \theta_s) \\
\dot{\theta}_0 = -h(\theta_0 - \theta_0^*) + h\sigma_0 \\
\dot{\theta}_A = (1 + \sigma_0)^{-1} \left\{ \alpha_1 (\theta_L \phi_K - \phi_L \theta_K) + \alpha'_1 (\theta_N \phi_M - \phi_N \theta_M) + \alpha_2 (\theta_q \phi_p - \phi_q \theta_p) + \right. \\
\left. \alpha'_2 (\theta_s \phi_r - \phi_s \theta_r) - h(\theta_A - \theta_A^*) + \sigma_0 [k\phi_A - (k + 2k')\theta_A] \right\} = X_A \\
\dot{\theta}_K = (1 + \frac{\sigma_0}{1 - \beta_1})^{-1} \left\{ -\alpha_1 (\theta_L \phi_A - \phi_L \theta_A) - \alpha''_1 (\theta_N \phi_C - \phi_N \theta_C) + \gamma_2 (\theta_p \phi_N - \phi_p \theta_N) - \right. \\
\left. h(\theta_K - \theta_K^*) + \frac{\sigma_0}{1 - \beta_1} [\beta_1 \alpha_1 (\theta_L \phi_A + \phi_L \theta_A) - \delta_1 \alpha''_1 (\theta_N \phi_C + \phi_N \theta_C) + k\phi_K - \right. \\
\left. (k + 2k')\theta_K] \right\} = X_K \\
\dot{\theta}_L = (1 + \frac{\sigma_0}{1 - \beta_1})^{-1} \left\{ \alpha_1 (\theta_K \phi_A - \phi_K \theta_A) + \alpha''_1 (\theta_M \phi_C - \phi_M \theta_C) + 2 \gamma_2 (\theta_p \phi_M - \phi_p \theta_M) - \right. \\
\left. h(\theta_L - \theta_L^*) + \frac{\sigma_0}{1 - \beta_1} [\beta_1 \alpha_1 (\theta_K \phi_A + \phi_K \theta_A) + \delta_1 \alpha''_1 (\theta_M \phi_C + \phi_M \theta_C) + k\phi_L - \right. \\
\left. (k + 2k')\theta_L] \right\} = X_L \\
\dot{\theta}_C = (1 + \frac{\sigma_0}{1 - \epsilon})^{-1} \left\{ \alpha''_1 (\theta_N \phi_K - \phi_N \theta_K) - \alpha''_1 (\theta_M \phi_L - \phi_M \theta_L) - \alpha''_2 (\theta_r \phi_q - \phi_r \theta_q) + \right. \\
\left. \alpha''_2 (\theta_s \phi_p - \phi_s \theta_p) - h(\theta_C - \theta_C^*) + \frac{\sigma_0}{1 - \epsilon} [-\alpha''_1 (\theta_M \phi_L + \phi_M \theta_L) + \alpha''_1 (\theta_N \phi_K + \right. \\
\left. \phi_N \theta_K) - \alpha''_2 (\theta_q \phi_r + \phi_q \theta_r) + \alpha''_2 (\theta_p \phi_s + \phi_p \theta_s) + k\phi_C - (k + 2k')\theta_C] \right\} = X_C \\
\dot{\theta}_M = (1 + \frac{\sigma_0}{\gamma_5})^{-1} \left\{ \alpha''_1 (\theta_C \phi_L - \phi_C \theta_L) - \alpha''_1 (\theta_N \phi_A - \phi_N \theta_A) - 2 \gamma_2 (\theta_p \phi_L - \phi_p \theta_L) - h(\theta_M - \theta_M^*) + \right. \\
\left. \frac{\sigma_0}{\gamma_5} [-\delta'_1 \alpha''_1 (\theta_C \phi_L + \phi_C \theta_L) - \beta'_1 \alpha'_1 (\theta_N \phi_A + \phi_N \theta_A) - \gamma_4 \cdot 2 \gamma_2 (\theta_p \phi_L + \phi_p \theta_L) + \right. \\
\left. k\phi_M - (k + 2k')\theta_M] \right\} = X_M
\end{cases} \quad (4)$$

$$\begin{aligned}
\dot{\theta}_N &= \left(1 + \frac{\sigma_0}{\gamma_5}\right)^{-1} \left\{ -\alpha_1''(\theta_C \phi_K - \phi_C \theta_K) - \alpha_1'(\theta_M \phi_A - \phi_M \theta_A) - \gamma_2(\theta_p \phi_K - \phi_p \theta_K) - \right. \\
&\quad h(\theta_N - \theta_N^*) + \frac{\sigma_0}{\gamma_5} \beta_1' \alpha_1'(\theta_A \phi_M + \phi_A \theta_M) + \delta_1' \alpha_1''(\theta_K \phi_C + \phi_K \theta_C) - \gamma_4 \cdot \gamma_2 \cdot \\
&\quad \left. (\theta_p \phi_K + \phi_p \theta_K) + k \phi_N - (k + 2k') \theta_N \right\} = X_N \\
\dot{\theta}_p &= \left(1 + \frac{\sigma_0}{\gamma_3}\right)^{-1} \left\{ \alpha_2(\theta_q \phi_A - \phi_q \theta_A) - \gamma_2(\theta_N \phi_K - \phi_N \theta_K) + 2 \gamma_2(\theta_M \phi_L - \phi_M \theta_L) - \alpha_2'' \cdot \right. \\
&\quad (\theta_s \phi_C - \phi_s \theta_C) - h(\theta_p - \theta_p^*) + \frac{\sigma_0}{\gamma_3} \beta_2' \alpha_2(\theta_A \phi_q + \phi_A \theta_q) - 3 \gamma_3 \cdot \gamma_2(\theta_N \phi_K + \phi_N \theta_K) - \\
&\quad \left. 3 \gamma_3 \cdot 2 \gamma_2(\theta_M \phi_L + \phi_M \theta_L) - \delta_2' \alpha_2''(\theta_C \phi_s + \phi_C \theta_s) + k \phi_p - (k + 2k') \theta_p \right\} = X_p \\
\dot{\theta}_q &= \left(1 + \frac{\sigma_0}{\gamma_3}\right)^{-1} \left\{ -\alpha_2(\theta_p \phi_A - \phi_p \theta_A) + \alpha_2''(\theta_r \phi_C - \phi_r \theta_C) - h(\theta_q - \theta_q^*) + \frac{\sigma_0}{\gamma_3} \beta_2' \alpha_2(\theta_p \phi_A + \phi_p \theta_A) + \right. \\
&\quad \left. \delta_2' \alpha_2''(\theta_r \phi_C + \phi_r \theta_C) + k \phi_q - (k + 2k') \theta_q \right\} = X_q \\
\dot{\theta}_r &= \left(1 + \frac{\sigma_0}{\gamma_6}\right)^{-1} \left\{ -\alpha_2''(\theta_q \phi_C - \phi_q \theta_C) - \alpha_2'(\theta_s \phi_A - \phi_s \theta_A) - h(\theta_r - \theta_r^*) + \frac{\sigma_0}{\gamma_6} \beta_2' \alpha_2 \cdot \right. \\
&\quad \left. (\theta_A \phi_s + \phi_A \theta_s) - \delta_2' \alpha_2''(\theta_q \phi_C + \phi_q \theta_C) + k \phi_r - (k + 2k') \theta_r \right\} = X_r \\
\dot{\theta}_s &= \left(1 + \frac{\sigma_0}{\gamma_6}\right)^{-1} \left\{ \alpha_2''(\theta_p \phi_C - \phi_p \theta_C) + \alpha_2'(\theta_r \phi_A - \phi_r \theta_A) - h(\theta_s - \theta_s^*) + \frac{\sigma_0}{\gamma_6} \beta_2' \alpha_2 \cdot \right. \\
&\quad \left. (\theta_r \phi_A + \phi_r \theta_A) + \delta_2' \alpha_2''(\theta_p \phi_C + \phi_p \theta_C) + k \phi_s - (k + 2k') \theta_s \right\} = X_s \\
\dot{\alpha}_0 &= \frac{\theta_A}{\sigma_0} J - X_A + \alpha_1(\theta_L \phi_K - \phi_L \theta_K) + \alpha_1'(\theta_N \phi_M - \phi_N \theta_M) + \alpha_2(\theta_q \phi_p - \phi_q \theta_p) + \alpha_2'(\theta_s \phi_r - \phi_s \theta_r) - \quad (4) \\
&\quad h(\theta_A - \theta_A^*) J + \frac{\theta_K}{\sigma_0} J - X_K - \alpha_1(\theta_L \phi_A - \phi_L \theta_A) J - \alpha_1''(\theta_N \phi_C - \phi_N \theta_C) + \gamma_2(\theta_p \phi_N - \phi_p \theta_N) - \\
&\quad h(\theta_K - \theta_K^*) J + \frac{\theta_L}{\sigma_0} J - X_L + \alpha_1(\theta_K \phi_A - \phi_K \theta_A) + \alpha_1''(\theta_M \phi_C - \phi_M \theta_C) + 2 \gamma_2(\theta_p \phi_M - \phi_p \theta_M) - \\
&\quad h(\theta_L - \theta_L^*) J + \frac{\theta_C}{\sigma_0} J - X_C + \alpha_1''(\theta_N \phi_K - \phi_N \theta_K) - \alpha_1''(\theta_M \phi_L - \phi_M \theta_L) - \alpha_2''(\theta_r \phi_q - \phi_r \theta_q) + \\
&\quad \alpha_2''(\theta_s \phi_p - \phi_s \theta_p) - h(\theta_C - \theta_C^*) J + \frac{\theta_M}{\sigma_0} J - X_M + \alpha_1''(\theta_C \phi_L - \phi_C \theta_L) - \alpha_1'(\theta_N \phi_A - \\
&\quad \phi_N \theta_A) - 2 \gamma_2(\theta_p \phi_L - \phi_p \theta_L) - h(\theta_M - \theta_M^*) J + \frac{\theta_N}{\sigma_0} J - X_N - \alpha_1''(\theta_C \phi_K - \phi_C \theta_K) + \alpha_1' \cdot \\
&\quad (\theta_M \phi_A - \phi_M \theta_A) - \gamma_2(\theta_p \phi_K - \phi_p \theta_K) - h(\theta_N - \theta_N^*) J + \frac{\theta_p}{\sigma_0} J - X_p + \alpha_2(\theta_q \phi_A - \phi_q \theta_A) - \\
&\quad \gamma_2(\theta_N \phi_K - \phi_N \theta_K) + 2 \gamma_2(\theta_M \phi_L - \phi_M \theta_L) - \alpha_2''(\theta_s \phi_C - \phi_s \theta_C) - h(\theta_p - \theta_p^*) J + \\
&\quad \frac{\theta_q}{\sigma_0} J - X_q - \alpha_2(\theta_p \phi_A - \phi_p \theta_A) + \alpha_2''(\theta_r \phi_C - \phi_r \theta_C) - h(\theta_q - \theta_q^*) J + \\
&\quad \frac{\theta_r}{\sigma_0} J - X_r - \alpha_2''(\theta_q \phi_C - \phi_q \theta_C) - \alpha_2'(\theta_s \phi_A - \phi_s \theta_A) - h(\theta_r - \theta_r^*) J + \\
&\quad \frac{\theta_s}{\sigma_0} J - X_s + \alpha_2''(\theta_p \phi_C - \phi_p \theta_C) + \alpha_2'(\theta_r \phi_A - \phi_r \theta_A) - h(\theta_s - \theta_s^*) J + \\
&\quad h \theta_0 - (h + 2h') \sigma_0 - h \theta_0^*
\end{aligned}$$

在方程组(4)的推导中, 引进了无量纲量: $t_0 = ft, k = k''/f, k' = k\Theta f, h = h''/f, h' = h\Theta f$ 。在后面实际计算时, 它们在数值上又简化为 $k' = k/2, h'$

$= h/2, h = k$; 而在讨论时, 外参数 k 只表征摩擦耗散, 由热成风关系式知, $\tau_A = \theta_A, \tau_K = \theta_K \dots$ 。方程组(4)的系数如下:

$$\left\{ \begin{aligned} \beta_1 &= \frac{m_1^2}{m_1^2 + 1}, \beta_2 = \frac{m_2^2}{m_2^2 + 1}, \alpha_1 = \frac{8\sqrt{2}}{3\pi} m_1, \alpha_2 = \frac{8\sqrt{2}}{3\pi} m_2 \\ \beta'_1 &= \frac{m_1^2 + 3}{m_1^2 + 4}, \beta'_2 = \frac{m_2^2 + 3}{m_2^2 + 4}, \alpha'_1 = \frac{32\sqrt{2}}{15\pi} m_1, \alpha'_2 = \frac{32\sqrt{2}}{15\pi} m_2 \\ \delta_1 &= \frac{m_1^2}{m_1^2 + 1}, \delta_2 = \frac{m_2^2}{m_2^2 + 1}, \alpha''_1 = \frac{64\sqrt{2}}{15\pi} m_1, \alpha''_2 = \frac{64\sqrt{2}}{15\pi} m_2 \\ \delta'_1 &= \frac{m_1^2 - 3}{m_1^2 + 4}, \delta'_2 = \frac{m_2^2 - 3}{m_2^2 + 4}, \varepsilon = \frac{3}{4} \\ \gamma_1 &= \frac{m_2^2 - m_1^2 - 3}{m_1^2 + 1}, \gamma_2 = \frac{3}{4} m_2, \gamma_3 = \frac{1}{m_2^2 + 1} \\ \gamma_4 &= \frac{m_2^2 - m_1^2}{m_1^2 + 4}, \gamma_5 = \frac{1}{m_1^2 + 4}, \gamma_6 = \frac{1}{m_2^2 + 4} \end{aligned} \right. \quad (5)$$

方程组(4)即是用于讨论阻高建立的动力系统。

3 动力系统流动体制

3.1 7种流动体制

文献[7]对14个变量的方程组在一些特定的情形下求出解析解, 并在讨论解的稳定性时, 为方便起见作如下的变量替换:

$$\left\{ \begin{aligned} \phi_{K0} &= B^{-1}(\phi_K \phi_K + \phi_L \phi_L) = B \\ \theta_{K0} &= B^{-1}(\phi_K \theta_K + \phi_L \theta_L) = pB \\ \phi_{L0} &= B^{-1}(\phi_K \phi_L - \phi_L \phi_K) = 0 \\ \theta_{L0} &= B^{-1}(\phi_K \theta_L - \phi_L \theta_K) = -qB \\ \phi_{M0} &= B^{-1}(\phi_K \phi_M + \phi_L \phi_M) \\ \theta_{M0} &= B^{-1}(\phi_K \theta_M + \phi_L \theta_N) \\ \phi_{N0} &= B^{-1}(\phi_K \phi_N - \phi_L \phi_M) \\ \theta_{N0} &= B^{-1}(\phi_K \theta_N - \phi_L \theta_M) \end{aligned} \right. \quad (6)$$

式(6)左端的新变量可看成在随着第一个模的行进波一起移动的坐标系中, 流函数和温度的谱展开系数。

本文在对动力系统方程组(4)进行计算分析时, 为了与14个变量的情形作比较, 对方程组(4)求解时也把外参数(θ_A^*, k)作为可调参数, 用经典的5阶Runge-Kutta法和Butcher法, 分别对14个变量的方程组和22个变量的方程组求数值解。求解时取 $m = m_1 = 2, m_2 = 4, 5, 6; \theta_A^*: 0.05 \sim 0.65, k: 0.09 \sim 0.45$ 。 ϕ 及 θ 的初值取为:

$$(\phi_A, \phi_K, \phi_L, \phi_C, \phi_M, \phi_N, \phi_p, \phi_q, \phi_r, \phi_s) =$$

$$(0.0001, 0.0010, 0.1000, 0.0100, 0.00001, 0.00001, 0.00001, 0.00001, 0.00001, 0.00001)$$

$$(\theta_A, \theta_K, \theta_L, \theta_C, \theta_M, \theta_N, \theta_p, \theta_q, \theta_r, \theta_s, \theta_0, \sigma_0) = (0.00001, 0.00001, 0.0012, 0.00001, 0.00001, 0.00001, 0.00001, 0.00001, 0.00001, 0.00010, 0.00001, 0.00001, 0.0100)$$

热力参数 θ^* 的谱分量取值为:

$$(\theta_K^*, \theta_L^*, \theta_C^*, \theta_M^*, \theta_N^*, \theta_p^*, \theta_q^*, \theta_r^*, \theta_s^*, \theta_0^*) = (0.0, 0.0, 0.0, 0.0, 0.0, 0.0, 0.0, 0.0, 0.0, 0.5)$$

用计算得到的解序列即14维相空间和22维相空间的轨线投影到 $\phi_i (i = 1, 2 \dots 10)$ 的二维子空间里。其中子空间(ϕ_A, ϕ_{K0})表示第一个模; (ϕ_{K0}, ϕ_C)及(ϕ_{K0}, ϕ_{M0})表示混合模; (ϕ_C, ϕ_{M0})表示第二个模; (ϕ_p, ϕ_q)及(ϕ_r, ϕ_s)分别表示第一、二个模的长波分量。同时, 绘制 ϕ_i 随时间变化曲线图以及 ϕ_{K0}^{max} 的Poincaré自映射在轴 ϕ_{K0} 上的一维投影图(简称Poincaré图)。在计算趋稳的第9000至10000步情形下, 综合分析这3种图以确认动力系统的状态。不断调整外参数值进行计算和分析, 就可得到参数平面(θ_A^*, k)上系统状态的分布, 再用分界曲线把不同状态区分开。图1和2分别是22个变量和14个变量的动力系统状态分布图。

从图1看出, 系统方程组(4)存在以下7种状态(即流动体制): (1) 纬向对称的Hadley流(H); (2) 第一个模的固定振幅行进波的Rossby流(R1); (3) 第二个模的固定振幅行进波的Rossby流(R2); (4) 混合模的固定振幅行进波的Rossby流(R12); (5)

非对称振荡(NV),即振幅呈准周期性变化的行进波;(6)对称振荡(V),也是振幅呈准周期性变化的行进波;(7)非周期流(C),系统处于混沌状态。

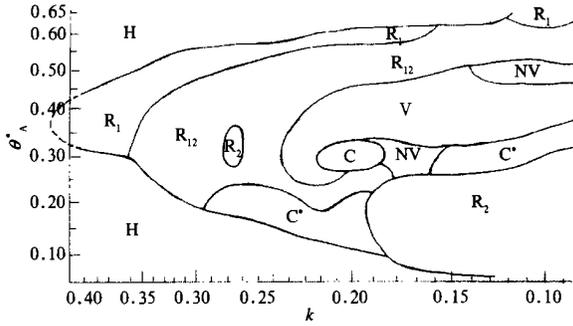


图1 22个变量的动力系统状态在外参数平面(θ_A^* , k)上分布

(横坐标 k 表征摩擦耗散;纵坐标 θ_A^* 表征热力强迫。

纬向波数 $m_1 = 2$, $m_2 = 4$ 。状态符号意义:H—Hadley流;

R_1 —第一个模的 Rossby 流; R_2 —第二个模的 Rossby 流;

R_{12} —混合模的 Rossby 流; NV—非对称振荡; V—对称振荡;

C—确定性的非周期流(混沌)。曲线为状态的分界线)

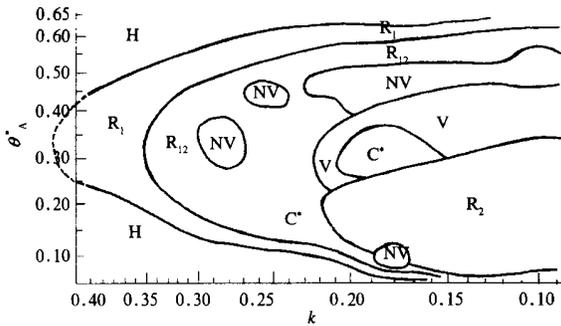


图2 14个变量的动力系统状态在外参数平面(θ_A^* , k)上分布($m = 2$, 其余说明同图1)

3.2 截谱阶数对系统状态分布的影响

用 Galerkin 方法对同一个偏微分方程组(1)作截谱时,为了把天气波加进来,基底函数由原来的7个(式(2))增至11个(式(3)),常微分方程组相应地由14个增至22个(式(4))。为了分析变量个数(或截谱阶数)这种增加对系统状态的分布产生的影响,将图1和2进行对比。

这两张图上有很多相似之处。状态 H, R_1 , R_{12} 的分界线(分岔曲线)的基本形状都呈马蹄形,从左向右张开。从横向看(如 $\theta_A^* = 0.32$),状态 H, R_1 , R_{12} , NV—V 和 C 的转换都较有规则。

这两张图的主要差别在右—右下部。在这里,图1的状态分界限不如图2那样规整。同时,图1

的混沌区比图2多两块,其范围较大,主要由 V—NV 态发展而来。

总的看来,变量增加、截谱阶数增大后,系统状态分布没有质的变化,但在一定程度上增加了系统的复杂性。

3.3 加热场分布对系统状态分布的影响

前面为了对比22个变量和14个变量的系统,将表征热力强迫的参数都取为 θ_A^* ,即纬向均匀的加热场。然而实际上大气与下垫面的热交换是纬向不均匀的^[12,13],在北半球应考虑两个大洋和两个大陆;若讨论冬季阻塞形势建立的情形,则大陆为冷源,海洋为热源。对22个变量的系统方程组(4),采用在均匀加热场 θ_0^* 上叠加两个冷源和两个热源的“二波型”加热分布,近似地用 θ_k^* 取代 θ_A^* ,与 θ_k^* 对应的基底函数为 $F_k = 2\sin y \cos m_1 x$ ($m_1 = 2$),体现出冬季大西洋和太平洋为热源,欧亚和北美为冷源。然后,以(θ_k^* , k)为外参数,计算方案及参数取值与前面关于 θ_A^* 的做法一样,计算结果如图3所示。

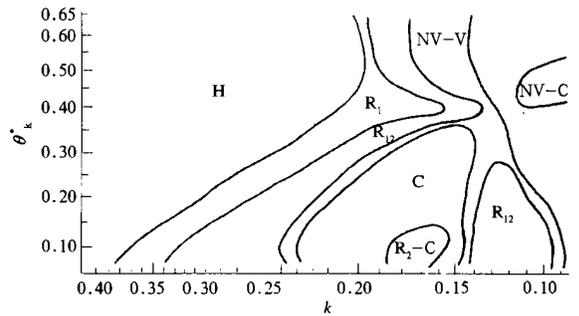


图3 方程组(4)在冬季纬向“二波型”加热场下的系统状态在参数平面(θ_k^* , k)上的分布

(说明同图1)

对照图3和1知,由于纬向加热的不同,方程组(4)的系统状态分布大不一样:

(1)在图3上,状态 H, R_1 , R_{12} 的分界线是从右向左张开的喇叭形。在图3中部($\theta_k^* = 0.32$),从左向右状态转换的次序与图1相近,大致是 $H \rightarrow R_1 \rightarrow R_{12} \rightarrow NV \rightarrow V \rightarrow C \rightarrow NV \rightarrow V \rightarrow C$ 。但是,两张图的右半部的其他部分差别很大。

(2)图3上 Hadley 状态范围明显向右扩展,几乎占图左—左上部。

(3)纬向非均匀加热下,周期性的闭合相轨线以及波动变量的时间曲线通常是多周期的,很少是

单圈极限环和单周期时间曲线。Poincaré 图上常有 2 个以上点堆, 点子也较分散。这些周期性特征都比纬向均匀加热的情形复杂, 给状态辨认增加一定难度。由于 H 区右扩, 使波动—振荡区的范围变得狭长。图 3 右下部是 R_{12} 区和 $(R_2 - C)$ 区, 这里第二个模的 ϕ_{M0} , ϕ_{N0} 数值与第一个模的 ϕ_{K0} 相当甚至超过, 并且通常保持闭合曲线。

(4) 图 3 右部的 C 区比图 1 增多增大, 轨线大都杂乱, 少有典型的“8”字鞍。

3.4 天气波的波数对系统状态分布的影响

图 1 和 3 计算时都取 $m_2 = 4$, 若分别取 m_2 为 5 和 6 进行类似的计算, 结果(图略)与图 3 大同小异, 这表明天气波的波数 m_2 对状态分布的影响不大。

4 动力系统中含有的环流型式

4.1 流函数与环流型式

分别对 14 个变量和 22 个变量的方程组, 以 (θ_A^*, k) 为可调参数, 用上述求数值解的计算方案求

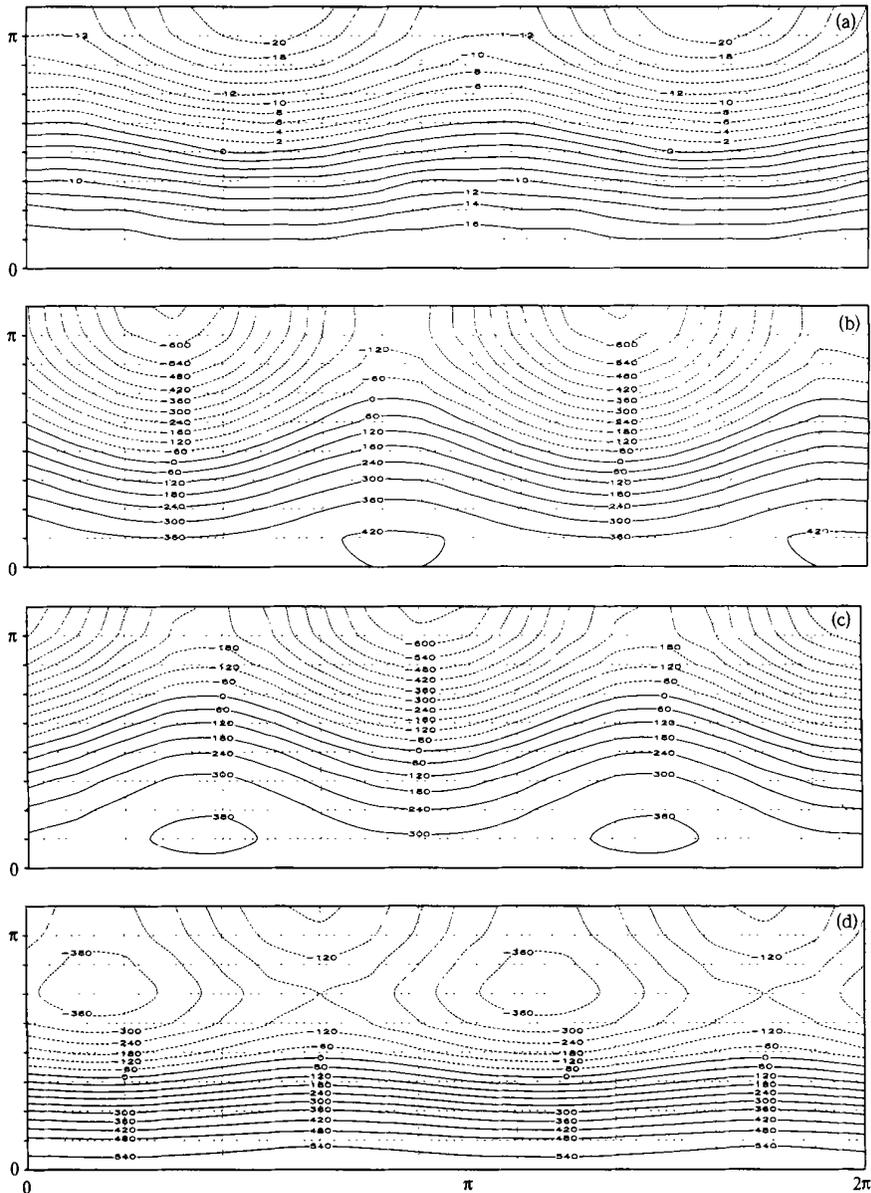


图 4 4 种环流型的典型形势

(a. 纬向型(Z); b. 纬向波动型(W); c. 经向波动型(M); d. 高压(含阻高)型(G); 曲线为流函数等值线(数值从略)。将矩形通道流动近似地表征环流流动, 通道的纬向 $x: 0 \sim 2\pi$; 经向 $y: 0 \sim \pi$ 。)

出解序列; 又对 22 个变量的方程组, 以 (θ_k^*, k) 为可调参数用同样的方案求出解序列。然后用这些序列的最后(如第 10000 步)的流函数分量的数值, 恢复成流函数 $\psi \approx L^2 f \sum_{i=1}^{10} \phi_i F_i(f$ 取为常数), 得到矩形通道(纬向 $x: 0 \sim 2\pi$; 经向 $y: 0 \sim \pi$)的流函数等值线图, 在地转假定下流函数与位势高度呈线性关系, 故可表征等高线图即环流型式图。研究表明, 流体实验或数值模拟所设定的几何形状(环形或者矩形)对系统动力学没有本质的影响, 矩形区域内的流动可近似地表征环形(北半球)区域的流动特征。其中, 欧亚大陆中部(简称乌拉尔山地区)大致位于纬向 $\frac{\pi}{3} \sim \frac{\pi}{2}$ 处。

参照日常天气图分析方法, 根据流函数图(表征等高线图)上的等值线型式, 将北半球环流型分成以下 4 大类(图 4): (1) 纬向型(Z)——等高线(流函数等值线)呈准东西向(图 4a); (2) 纬向波动型(W)——基本西风气流上叠加振幅较小的波动(图 4b); (3) 经向波动型(M)——中高纬度波动的经向度很大(图 4c); (4) 高压型(G)——出现闭合高中心, 其中的阻塞高压副型专指在中高纬度有高中心(由于环型通道在高纬受限制, 等值线可以不闭合), 其上、下游两侧有西风气流的分支和汇合(图 4d)。

这样, 通过调整参数值进行计算, 可得到参数平面 (θ_A^*, k) 上环流型的分布。从流函数各分量的数量级看, 第一个模的纬向分量 ϕ_A 在各个环流型中总是占优势(保持在 10^{-1}), 第二个模的纬向分量 ϕ_C 有时可达到 10^{-1} 。而两个模的波动分量都较小, 最大值只达 10^{-2} 。这表明, 大气环流特征是以纬向西风为基流, 其上叠加不同波幅的扰动。

4.2 截谱阶数对环流型分布的影响

(1) 14 个变量的动力系统的环流型分布(图 5)及其与系统状态的关系。

图 5 上, 取 $\theta_A^* = 0.32$, 从图左向右环流型的转换次序是 $Z \rightarrow W \rightarrow M$, 其分界线呈马蹄形, 从左向右张开, 形状像图 2。当 k 值较大且 θ_A^* 很大和很小时, 环流以纬向型(Z)为主。随着 k 值的减小(图左向右), θ_A^* 在一定的数值范围内, 第一个模和混合模的波动分量迅速增大, 环流的经向度发展, 平直西风破坏, 纬向均匀的 Hadley 环流演变为波动型(W和M), 对应于图 2 的对称—非对称振荡(NV—V)。高压型环流(G)是从经向波动型(M)发展而来的。

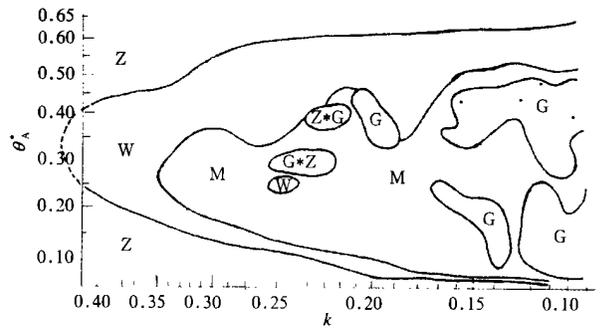


图 5 14 个变量的动力系统的环流型

在参数平面 (θ_A^*, k) 上分布

(纵坐标 θ_A^* 及横坐标 k 的含义及取值同图 1。环流型符号含义: Z—纬向型; W—纬向波动型; M—经向波动型; G—高压型, 包括阻塞高压副型。曲线是不同型之间的分界线。“•”表示乌山地区阻高。“*”表示两种型式共存和转换)

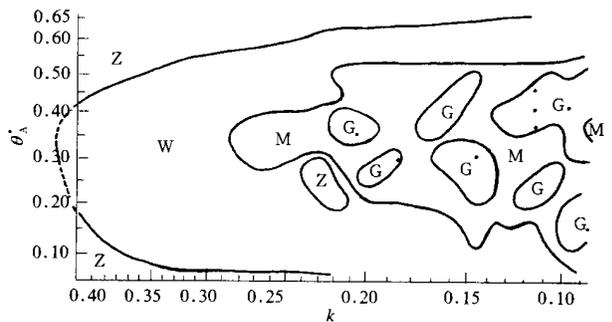


图 6 22 个变量的动力系统的环流型

在参数平面 (θ_A^*, k) 上分布(说明同图 5)

对照图 5 和 2 看出, 环流型与系统状态大体上有如下的对应关系: Z 对应 H; W 对应 R_1 及 R_{12} ; M 对应 V—NV、C 及 R_2 ; G 对应 V—NV 及 R_2 。乌山地区阻高(图 6 上的“•”点)主要对应于 V—NV, 这表明振荡波是阻高建立的必要前提条件, 当振荡波的振幅增强到相当程度时, 环流经向度发展(M型), 以致有可能在中高纬度切出高压中心, 并在其两侧西风带发生分支和汇合, 形成阻塞形势。这正是天气图上的阻塞过程。当然, 不是所有的波动和振荡都能发展成阻高。

(2) 22 个变量的情形

图 6 是 22 个变量下的环流型分布图。对照图 6 和 1 知, 环流型式与系统状态的对应关系与 14 个变量的情形类似。对比图 6 和 5 知, 二者有很多相似之处。例如, 图 6 中部环流型 $Z \rightarrow W \rightarrow M$ 的分界线走势也呈从左向右张开的马蹄形; 左半部环流型简单, 右半部复杂等。两张图有如下不同之处:

(1) 图 6 左部的纬向波动型(W)明显地向向右扩展,Z区和M区变小,纬向波动环流成为主要型式,这更接近天气图实际。

(2) 图 6 上 G 区增多增大,其中大多数是中低纬度的副热带高压型式,表明冬季副高仍是重要的环流系统。

(3) 图 6 上的波动流型,在中高纬度绝大多数是 2 槽 2 脊的二波型。但在图 6 右下部的一些地方,中高纬度出现 4 槽 4 脊的四波型,这是图 5 所没有的。综合分析图 6 和 1 知,它们的右-右下部是天气波活跃区,其中有些地方的天气波分量的数值($\phi_p, \phi_q, \phi_r, \phi_s$)可与超长波分量($\phi_{k0}, \phi_{m0}, \phi_{n0}$)同量级,致使纬向波数增加。

(4) 图 6 上,乌山地区阻高的出现次数(8次)多于图 5(4处),这说明加进长波后较易产生阻塞型。

4.3 加热场分布对环流型分布的影响

将系统(4)的纬向均匀加热(θ_A^*)改为纬向非均匀加热(θ_k^*)后,经过与上一节类似的计算,得到图 7,其特征如下:

(1) 从图 7 的中部($\theta_k^* = 0.32$)看,环流型也呈 $W \rightarrow M \rightarrow G$ 的过渡,但其分界线呈从右向左张开的喇叭型,与图 3 相呼应。纬向环流(Z)区域非常小,而纬向波动(W)区域大,成为北半球最重要的环流型,这更接近实际。

(2) 图 7 的高压区(G)明显扩大,从图上方延伸到右部且连成一片;但上方的 G 区与右部的 G 区是不同的:图上方($\theta_k^* > 0.5$)的 G 区,高中心绝大多数在中低纬度,这是常见副热带高压带,其南、北侧气流平直,中高纬没有出现阻高。超长波中第一个模的纬向分量($\phi_A \sim 10^{-1}$)及波动分量($\phi_{k0} \sim 10^{-2} - 10^{-5}$)占优势,第二个模的各分量数值都较小。天气波分量的量级很小($< 10^{-7}$)。而在图右部的 G 区有阻高,主要在图的右上部,这里超长波各分量呈周期一非周期变化,环流型 M 与 G 转换明显。乌山地区阻高(图 7 右-右上部的“•”)对应于图 3 的 V-NV、C 及 R_{12} ,系统处于波动发展和振荡状态,环流经向度强烈发展。

(3) 在图 7 的右部,天气波分量的量级明显增大($\phi_p - \phi_s \sim 10^{-4} \sim 10^{-6}$),有时与超长波分量相当,这里的天气波活跃,联系到前面 4.2 节的结果看出,加进天气波有利于波动发展,激发振荡,产生阻高。在图 7 右部参数值下,流动体制的转换,往往是天气波动模($\phi_p \sim \phi_s$)的轨线型式在参数临界值附

近先开始转变,然后全部波动模态转变。天气波对环流演变有一种触发作用^[9],这与小槽发展成大槽的天气实际相符。

(4) 在图 3 和 7 的左部,系统状态以 H 和 R_1 占优势,对应着环流型式以 W 占优势,这种参数值下不会出现阻塞形势。

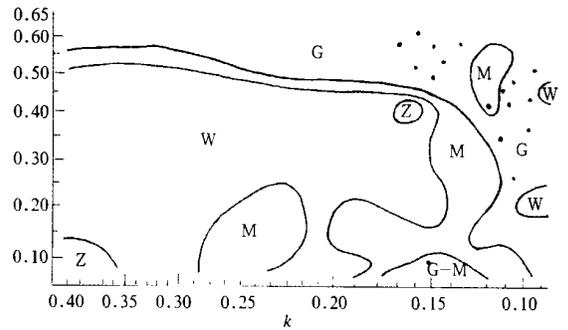


图 7 系统(4)在纬向非均匀加热分布下的环流型在参数平面(θ_A^*, k)上的分布(说明同图 5)

4.4 阻高发展过程的个例分析

由图 7 知,当参数值(θ_k^*, k) = (0.50, 0.11)时,第 10000 步计算结果出现乌山地区阻高。为了考察它是如何随时间演化而来的,分别将时间积分第 1000, 5000, 8000 和 10000 步的环流型绘制成图 8。由图 8 看出,第 1000 步(图 8a)时环流经向度很大,乌山地区为深厚的大槽,高压则相对较弱,位于大洋上。第 5000 步(图 8b)时大槽和高压都在东移。第 8000 步(图 8c)时槽脊继续东移,同时槽在减弱,脊加强北伸。到第 10000 步(图 8d)乌山地区中高纬出现高中心,其两侧是切断低压,锋区分支和汇合,建立阻塞形势,乌山地区由原来的大槽变为阻高。这个过程与文献[14]相符。

5 结语和讨论

综上所述,主要结果如下:

(1) 在热力强迫、摩擦耗散、非线性的准地转斜压大气系统中,考虑了超长波、天气波与纬向气流 3 者相互作用,比原来只考虑超长波与纬向气流 2 者相互作用的系统更接近实际大气。加进长波后,系统的 7 种状态在外参数平面(θ_k^*, k)上分布没有质的变化,大体上都是状态分布图的左部简单,右部复杂;状态转换从左向右依次是 $H \rightarrow R_1 \rightarrow R_{12} \rightarrow NV \rightarrow V \rightarrow C$, 又由 C 转到振荡或波动。但在(θ_A^*, k)的一

定范围内(图 1 和 2 的右部)有所不同,表现为图 1 混沌区增多增大,在一定程度上增加了系统的复杂性。天气波分量在图 1 和 2 的右-右下部增长很

快,有时可与超长波分量的量级相当,有利于波动周期增多,激发振荡。长波波数的增加($m_2=4, 5, 6$),对系统状态分布的影响不大。

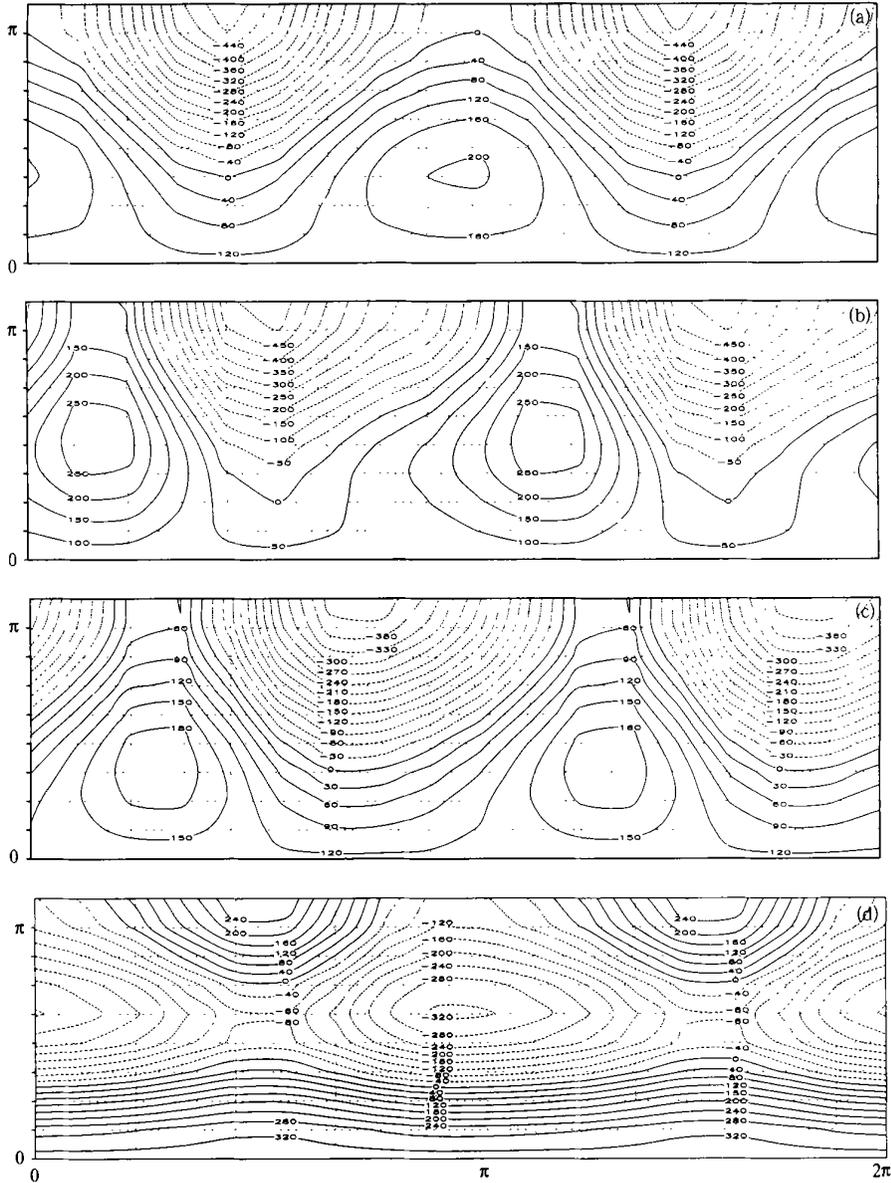


图 8 系统(4)在 $(\theta_A^*, k) = (0.50, 0.11)$ 下,乌山地区阻高的时间演化过程

(a. 第 1000 步; b. 第 5000 步; c. 第 8000 步; d. 第 10000 步。

乌山地区位于纬向 $\frac{\pi}{3} \sim \frac{\pi}{2}$, 其余同图 4)

(2) 为了考虑北半球实际的纬向非均匀加热分布,采用冬季两大洋加热、两大陆冷却的“二波型”加热参数 θ_K^* ,以取代原来的纬向均匀加热参数 θ_A^* 。结果表明,加热场的改变导致系统状态和环流型式在外参数平面上分布的重大变化。在纬向非均匀加热下,在状态分布平面(图 3)上,定常-准定常的

Hadley 流以及非周期流的范围都明显扩大;在环流型分布方面(图 7),纬向波动型(W)成为主要环流型式,副热带高压成为常见的中低纬环流系统,在参数平面 (θ_K^*, k) 的右-右上部阻高增多,这些都更接近实际。

(3) 在纬向均匀和非均匀的加热强迫下,阻高

的建立都与大气环流的振荡状态(NV - V) 有密切的联系。随着振荡波的振幅增大, 环流经向度增大, 到达一定程度后有可能出现阻高。这是冬季乌山地区阻高建立的可能机理。天气波在一定的参数值范围内(图 3 的右部) 迅速发展, 易于产生环流不稳定, 促使波动发展, 激发振荡, 有利于建立阻塞形势。

(4) 本文有以下问题需要讨论: ① 上述三点结果属于动力系统的定性分析和数值试验的范畴, 考虑了天气波在阻高形成中的作用, 截谱阶数增加, 力求更接近实际大气, 有助于深刻了解阻高的机理, 但与原偏微分方程所描述的物理过程仍有一定的差

距。② 文中未加进地形强迫的影响, 文献[11] 分析了山脉对阻高的影响, 指出加进 5 km 以下的不同山高会使阻高位相产生“漂移”, 但范围不大。③ 用矩形通道的流动体制近似地表征环形通道的流动, 进而表征北半球环流, 有不合理之处, 有待进一步研究改进(如使用球面坐标系等)。④ 增加天气波后, 截谱阶数增高对系统状态和环流型式分布的影响不大, 这可能是阶数增高还不很多的缘故。当阶数增高甚多的情形下影响如何, 文献[15] 曾有讨论, 上述这些问题有待继续研究。

参考文献

- 1 叶笃正, 陶诗言等. 北半球冬季阻塞形势的研究. 北京: 科学出版社, 1962. 132pp
- 2 陆日宇, 黄荣辉. 变形的经向环流变化方程及其在诊断阻塞高压形成中的作用. 大气科学, 1996, 20(2): 136~ 148
- 3 Wu Guoxiong. The nonlinear response of the atmosphere to large scale mechanical and thermal forcing. J Atmos Sci, 1984, 41(16): 2456~ 2476
- 4 丑纪范, 刘式达, 刘式适. 非线性动力学. 北京: 气象出版社, 1994. 200pp
- 5 吴国雄, 董步文. 大气平衡态的动力特征: 大气的振荡机制和稳定平衡态的吸引机制. 大气科学, 1990, 14(4): 385~ 394
- 6 陆维松. 非线性正压亚临界不稳定. 气象学报. 2001, 59(6): 641~ 651
- 7 Lorenz E N. The mechanics of vacillation. J Atmos Sci, 1963, 36: 1205~ 1216
- 8 Charney J G, Dvorov J G. Multiple flow equilibria in the atmosphere and Blocking. J Atmos Sci, 1979, 36: 1205~ 1216
- 9 朱正心, 朱抱真. 纬向不对称热力强迫下超长波的非线性平衡态与阻塞形势. 中国科学(B 辑), 1982, 4: 361~ 371
- 10 罗德海. 阻塞非线性动力学. 北京: 气象出版社, 2000. 232pp
- 11 Логенберг Л. В. К Анализу нелинейных взаимодействий в атмосфере. Учен. зап. Казан. ун-та. Сер. Физ.-матем. науки, 1984. 280с
- 12 傅晓伟, 许有丰. 地形和热源对冬季定常行星波形成的影响. 大气科学, 1994, 18(1): 72~ 80
- 13 黄荣辉. 冬季热源位置与热源的南北宽度对定常行星波的影响. 大气科学, 1984, 8(1): 117~ 125
- 14 丁一汇, 温市耕, 李运锦. 冬季西伯利亚高压动力结构的研究. 气象学报, 1991, 49(4): 430~ 439
- 15 Yang Peicai. Some dynamical features of high-dimensional Lorenz system. In: Zeng Qingun, ed. Proceedings of international Summer Colloquium on Nonlinear Dynamics of the Atmos. Beijing: Science Press, 1986. 139~ 153

PRIMARY STUDY OF THE NONLINEAR MECHANISM ABOUT THE FORMATION OF BLOCKING HIGH

Zheng Zuguang Li Xiuling Liu lihong Wu Hong

(*China Meteorological Administration Training Center, Beijing 100081*)

Abstract

Blocking situation in Eurasia is a characteristic circulation of atmosphere, and its formation is a typical catastrophic phenomenon of circulation under the background. With that the circulation meridionality grows strongly over Eurasia even to the Northern Hemisphere, and the circulation pattern transforms from zonal through meridional, and then to blocking in turn.

In this paper, the nonlinear theory and method are used to study this catastrophe and investigate the mechanism of blocking high. The main ideas are that:

(1) The formation of blocking high links with the fluctuation and oscillation of circulation mechanism of the atmosphere system, so as to examine the evolution of the system state, and the effect of the order of truncated spectrum and heating up distributing.

(2) The formation of blocking high links with the atmosphere system's circulation changing from meridional to blocking pattern, so as to examine the evolution of circulation, and the effect of the order of truncated spectrum and heating up distributing. The two aspects mentioned above are combined to comprehend the mechanism for formation of blocking high.

The new research is explored:

(1) Synoptic wave is added to the model (Lorenz, 1963) in which baroclinic atmosphere ultra-long wave and zonal flow interact, so a new model which contains ultra-long wave, zonal flow and synoptic wave is set up, and it is closed to the actual atmosphere.

(2) By comparing and analyzing the spectral form of 14 variables which are already made with the new one of 22 variables that are set up by us, we examined the effect of order of truncated spectrum to system.

(3) Considering the actual distributing of two oceans and two continents in the Northern Hemisphere, we change the zonal homogeneous thermal field to zonal inhomogeneous thermal field containing two heat sources and two cold sources, for examining the effect of heating up distribution changing to system.

(4) Figures among phase trajectory, stream function and Poincaré section map are used to analyze flow system and circulation patterns, to analyze their transition one another simultaneously, thereby we discussed the formation of blocking situation by an example.

The main results are as follows:

(1) The interactions between ultra-long wave, long wave and zonal flow are counted in a quasi-geostrophic baroclinic atmospheric system with conditions of nonlinear, thermal force and friction dissipation. It is more closer to actual atmosphere if compare with results get from interaction of ultra-long wave and zonal flow only.

(2) The heating parameter θ_k^* of two waves pattern (two oceans heating and two continents cooling in winter) is used for considering of actual zonal inhomogeneous heating distribution in Northern Hemisphere in stead of

original zonal homogeneous heating Parameter θ_A^* . The results have shown that the changes in heating field will lead to significant changes of system status and circulation patterns distribution along external parameters field.

(3) Forcing by zonal homogeneous and in homogeneous heating, the formation of all blocking highs closely linked to oscillating status of atmospheric circulation ($NV - V$). Some problems were listed in the paper for further discussion, such as the gaps of physical process with original partial differential equations; how to add the effects of topographic forcing; the unreasonable expression of rectangle passage for flow of annular passage etc.

Key words: Dynamical system, Thermal force, Friction dissipation, Blocking high pressure.