

强迫耗散非线性系统的局域阻塞流型*

罗哲贤 马镜娴

(南京气象学院)

提 要

本文将正压涡度方程约化为强迫耗散的 KdV 方程, 求得了该方程的一个定常解. 这个定常解描述了非绝热加热、耗散、非线性平流和线性频散共同作用所形成的阻塞流型. 在确定性初条件、随机性初条件和随机热源扰动情况下, 积分时间大于 60 天的三组试验表明: 该阻塞流型闭合高压中心位置维持定常, 而阻高中心强度的演变显示出清晰的准两周或一个月左右的低频振荡现象.

关键词: 阻塞高压; 低频振荡; 强迫耗散; KdV 动力学.

一、引 言

80 年代前期, Rizzoli^[1] 在一篇评述性文章中提出了线性动力学、KdV 动力学和湍流动力学的概念. 用 KdV 动力学分析局域阻塞, 已经成为阻塞流型形成机制的一个研究方向. 这些研究一般采用绝热无耗散的假设, 实际上可归为守恒 KdV 动力学. Rizzoli 认为, 下一步迫切要做的是引入热源和热汇的作用, 也就是要分析强迫耗散 KdV 动力学的问题. 实际大气中, 能够在中高纬某个地理区域维持至少 5 天以上的带有闭合高压或高压脊的低指数环流才属于阻塞流型. 对于这种时间尺度的问题, 理应引入耗散作用, 相应地也就需要引入非绝热加热以补偿能量的耗失. 从这个角度而言, 开展强迫耗散 KdV 动力学的研究是必要的, 它有助于深化对中长期天气演变过程的认识.

后来, Pierrehumbert^[2] 在定常正压涡度方程中引进强迫耗散项, 在沿着每一条闭合流线强迫耗散项积分为零的约束条件下, 得到了强迫作用的定常响应, 该响应就是原先守恒系统的阻塞流型. 由于应用了这个约束条件, 这似乎仍与守恒 KdV 动力学联系十分紧密.

不少研究把方程组推导为强迫耗散的非线性动力系统, 把全局阻塞流型视为大气环流系统的一个稳定的平衡态, 认为该平衡态是强迫、耗散和非线性三者的共同作用所造成的. 由于地球大气与其它流体的一个大的区别在于前者处于科里奥利力场之中, 频散性十分重要. 这个研究方向的若干工作对频散性的作用可能未曾强调.

本文试图在强迫耗散 KdV 动力学的框架内, 分析非绝热强迫、耗散、非线性平流和线性频散四种物理过程共同作用下, 局域阻塞流型的形成问题.

1989 年 2 月 11 日收到, 7 月 11 日收到修改稿.

* 中国科学院大气数值模拟开放研究实验室 (LASG) 和国家气象局气候基金资助项目.

二、强迫耗散 KdV 方程的推导

与文献 [2] 类似, 取弱强迫、弱耗散作用下的准地转涡度方程为

$$\frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 \psi + J(\psi, \nabla^2 \psi) + \beta^* \frac{\partial \psi}{\partial x} = \varepsilon G, \quad (1)$$

式中 ψ 为地转流函数, $\beta^* = \frac{df}{dy}$, f 为科里奥利参数, ε 为正的小参数, $G = -M \nabla^2 \cdot (\psi - \psi^*)$, $M = K f_0$, $K = D_E / 2H$. D_E 和 H 分别为摩擦层厚度和均质大气高度, ψ^* 为给定热力强迫参数, f_0 为纬度 φ_0 处科里奥利参数, 取 $\varphi_0 = 45^\circ \text{ N}$.

令

$$\begin{cases} \psi = \bar{\psi}(y) + \psi'(x, y), \\ \psi^* = \bar{\psi}^*(y) + \psi'^*(x, y), \end{cases} \quad (2)$$

这里, $\bar{\psi}^*(y)$ 为相应于基流 $\bar{u}(y)$ 的热力强迫, ψ'^* 为相应于扰动流函数 ψ' 的热力强迫.

将(2)式代入(1)式, 得扰动流函数 $\psi'(x, y)$ 满足的方程

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 \psi' + J(\psi', \nabla^2 \psi') + B \frac{\partial \psi'}{\partial x} + \bar{u}(y) \frac{\partial}{\partial x} \nabla^2 \psi' \\ = \varepsilon [-M \nabla^2 (\psi' - \psi'^*)], \end{aligned} \quad (3)$$

式中 $B = \beta^* - \frac{d^2 \bar{u}}{dy^2}$, 以下略去“'”.

将(3)式无量纲化, 令 [3]

$$\begin{aligned} (\psi, \psi^*, x, y, \bar{u}, c, \beta^*, B, f_0, M, t) \\ = (LV\psi', LV\psi'^*, Lx', Ly', V\bar{u}', Vc', \\ \frac{V}{L^2} \beta_1', \frac{V}{L^2} B', \frac{V}{L} f_0', \frac{V}{L} M', \frac{L}{V} t'), \end{aligned} \quad (4)$$

式中 c 为行波相速, L 和 V 分别为特征水平尺度和特征水平风速.

将(4)式代入(3)式, 略去“'”, 得

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 \psi + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x} \nabla^2 \psi - \frac{\partial \psi}{\partial y} \frac{\partial}{\partial x} \nabla^2 \psi + \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial}{\partial y} \nabla^2 \psi + B \frac{\partial \psi}{\partial x} \\ = -\varepsilon [M (\nabla^2 \psi - \nabla^2 \psi^*)]. \end{aligned} \quad (5)$$

(5)式是在弱强迫、弱耗散条件下, 扰动流函数 ψ 满足的涡度方程的无量纲形式.

引进缓变量 ξ, τ , 令

$$\begin{cases} \xi = \varepsilon^{1/2} (x - ct), \\ \tau = \varepsilon^{3/2} t, \end{cases} \quad (6)$$

c 为待定的行波相速. 取 $\varepsilon = 0.1$, $K = 0.0325$, 则 $M = \varepsilon^{1/2} k$, $0(k) = 0(1)$. 将(6)式代

入(5)式, 在 (ξ, y, τ) 坐标内, 取到 $\varepsilon^{5/2}$ 项, 则(5)式具有以下形式:

$$\begin{aligned} & \varepsilon^{1/2} \left\{ (\bar{u} - c) \frac{\partial^3 \psi}{\partial \xi \partial y^2} - \frac{\partial \psi}{\partial y} \frac{\partial^3 \psi}{\partial \xi \partial y^2} + \frac{\partial \psi}{\partial \xi} \frac{\partial^3 \psi}{\partial y^3} + B \frac{\partial \psi}{\partial \xi} \right\} \\ & + \varepsilon^{3/2} \left\{ \frac{\partial^3 \psi}{\partial \tau \partial y^2} + (\bar{u} - c) \frac{\partial^3 \psi}{\partial \xi^3} - \frac{\partial \psi}{\partial y} \frac{\partial^3 \psi}{\partial \xi^3} + \frac{\partial \psi}{\partial \xi} \frac{\partial^3 \psi}{\partial y \partial \xi^2} + k \frac{\partial^3 \psi}{\partial y^3} \right. \\ & \left. - k \frac{\partial^2 \psi^*}{\partial y^2} \right\} + \varepsilon^{5/2} \left\{ \frac{\partial^3 \psi}{\partial \tau \partial \xi^2} + k \frac{\partial^2 \psi}{\partial \xi^2} - k \frac{\partial^2 \psi^*}{\partial \xi^2} \right\} = 0. \end{aligned} \quad (7)$$

令

$$\begin{cases} \psi = \varepsilon \psi^{(0)} + \varepsilon^2 \psi^{(1)} + \dots, \\ \psi^* = \varepsilon \psi^{(0)*} + \varepsilon^2 \psi^{(1)*} + \dots \end{cases} \quad (8)$$

将(8)式代入(7)式, 得

$$(\bar{u} - c) \frac{\partial^3 \psi^{(0)}}{\partial \xi \partial y^2} + B \frac{\partial \psi^{(0)}}{\partial \xi} = 0, \quad (9)$$

和一级近似

$$\begin{aligned} & (\bar{u} - c) \frac{\partial^3 \psi^{(1)}}{\partial \xi \partial y^2} - \frac{\partial \psi^{(0)}}{\partial y} \frac{\partial^3 \psi^{(0)}}{\partial \xi \partial y^2} + \frac{\partial \psi^{(0)}}{\partial \xi} \frac{\partial^3 \psi^{(0)}}{\partial y^3} + B \frac{\partial \psi^{(1)}}{\partial \xi} + \frac{\partial^3 \psi^{(0)}}{\partial \tau \partial y^2} \\ & + (\bar{u} - c) \frac{\partial^3 \psi^{(0)}}{\partial \xi^3} + k \frac{\partial^2 \psi^{(0)}}{\partial y^2} - k \frac{\partial^2 \psi^{(0)*}}{\partial y^2} = 0. \end{aligned} \quad (10)$$

令

$$\begin{cases} \psi^{(0)} = A(\xi, \tau) G(y), \\ \psi^{(0)*} = A^*(\xi, \tau) G^*(y), \end{cases} \quad (11)$$

$$\begin{cases} G = G_0 + \delta G_1 + \dots, \\ c = c_0 + \delta c_1 + \dots, \\ \bar{u} = u_0 + \delta \bar{u}_1(y), \end{cases} \quad (12)$$

这里, $\bar{u}_1(y)$ 的取法与文献[4]相同, 即令 $\bar{u}_1 = \cos 3y$. δ 为正的小参数.

将(11)、(12)式代入(9)式, 可求得扰动流函数 $\psi^{(0)}$ 的径向结构具有以下形式:

$$\begin{aligned} G(y) = & -g_0 \sin y + \delta \left\{ g_{10} \sin y + \frac{M_2}{5} \sin y \right. \\ & \left. \times \left[(19 \sin^2 y - 4 + 4 \cos^4 y) \cos y + \frac{1}{4} (5 \cos y - \cos 5y) \right] \right\}, \end{aligned} \quad (13)$$

式中 $M_2 = -g_0 \left(\frac{\beta_1}{(u_0 - c_0)^2} - \frac{9}{u_0 - c_0} \right)$. (13)式满足 $y=0, \pi$, $G(y)=0$ 的边条件.

G_0 和 G_1 分别满足二阶齐次常微方程和二阶非齐次常微方程. g_0, g_{10} 分别是求解 G_0 和 G_1 时出现的积分常数, 可根据给定条件, 如规一化条件来确定. β_1 为 $\beta^* = df/dy$ 的无量纲量.

将(11)式代入(10)式, 等式两边同乘以 $G(y)$, 从0到 π 对 y 积分, 注意到

$$\int_0^{\pi} G(y) \times \left\{ \frac{\partial}{\partial \xi} \left[(\bar{u} - c) \frac{\partial^2 \psi^{(1)}}{\partial y^2} \right] + \frac{\partial}{\partial \xi} [B\psi^{(1)}] \right\} dy = 0, \quad (14)$$

即得 $A(\xi, \tau)$ 满足方程

$$\frac{\partial A}{\partial \tau} + \beta A \frac{\partial A}{\partial \xi} + r \frac{\partial^3 A}{\partial \xi^3} = -RA + Q^* A^*, \quad (15)$$

式中

$$\left\{ \begin{aligned} \beta &= \frac{\int_0^{\pi} \frac{1}{\bar{u} - c} \left[G \frac{d^3 G}{dy^3} - \frac{dG}{dy} \frac{d^2 G}{dy^2} \right] G dy}{\int_0^{\pi} \frac{1}{\bar{u} - c} \frac{d^2 G}{dy^2} G dy}, \\ r &= \frac{\int_0^{\pi} G^2 dy}{\int_0^{\pi} \frac{1}{\bar{u} - c} \frac{d^2 G}{dy^2} G dy}, \\ Q^* &= \frac{\int_0^{\pi} \frac{k}{\bar{u} - c} \frac{d^2 G^*}{dy^2} G dy}{\int_0^{\pi} \frac{1}{\bar{u} - c} \frac{d^2 G}{dy^2} G dy}, \\ R &= k. \end{aligned} \right. \quad (16)$$

将 (13)、(12) 式中 G , $\bar{u}$ 和 c 代入 (16) 式, 可以求得系数 β , r , Q^* . 根据决定 G_0 和 G_1 的定解条件, 已得到 c_0 与 u_0 , β_1 之间满足线性 Rossby 频散关系, $c_1 = 0$. (15) 式即为以 $A(\xi, \tau)$ 为未知函数的强迫耗散 KdV 方程. $A(\xi, \tau)$ 描述了扰动流函数展开系数 $\psi^{(0)}$ 沿纬圈方向结构随时间的变化. $A(\xi, \tau)$ 求出后, 代入 (11) 式, 即可了解 $\psi^{(0)}$ 随时间和空间的变化.

(15) 式左端分别为局地变化项、非线性平流项和线性频散项; 右端分别为耗散项和非绝热加热项. 若非线性平流、线性频散、非绝热加热和耗散作用之间平衡, 则局地变化项为零, 在 (ξ, y, τ) 坐标中流型呈定常状态. 若该定常状态又具有阻塞流型的特征, 则可认为是上述几类过程共同作用下形成的局域阻塞流型.

三、强迫耗散 KdV 方程的定常强迫和定常响应

在 (ξ, y, τ) 坐标中, 定常响应 $A_s(\xi)$ 满足方程

$$\beta A_s \frac{\partial A_s}{\partial \xi} + r \frac{\partial^3 A_s}{\partial \xi^3} = -RA_s + Q^* A_s^*, \quad (17)$$

式中 A_s^* 为定常强迫.

不难证明, 如定常强迫取如下形式

$$A_s^* = \frac{a_s}{Q^*} \{ R + 2b_s \operatorname{th} b_s \xi [-\beta \operatorname{sech}^2 b_s \xi + 4b_s^2 r (2\operatorname{sech}^2 b_s \xi - \operatorname{th}^2 b_s \xi)] \} \operatorname{sech}^2 b_s \xi, \quad (18)$$

则流型的定常强迫响应具有如下孤立子形态

$$A_s(\xi) = a_s \operatorname{sech}^2 b_s \xi. \quad (19)$$

式中 a_s 为振幅, b_s^{-1} 为宽度. b_s 的大小决定了相应阻塞流型沿纬圈方向占据的范围.

图 1a 是根据(18)式计算的热源强迫的空间分布, $-1.0 < \xi < 0$, $\pi/4 < y < 3\pi/4$ 的区域为主要热源区, $\xi = 1$ 附近为热汇区, 在热汇区的下游另有一弱的热源区. 图 1b

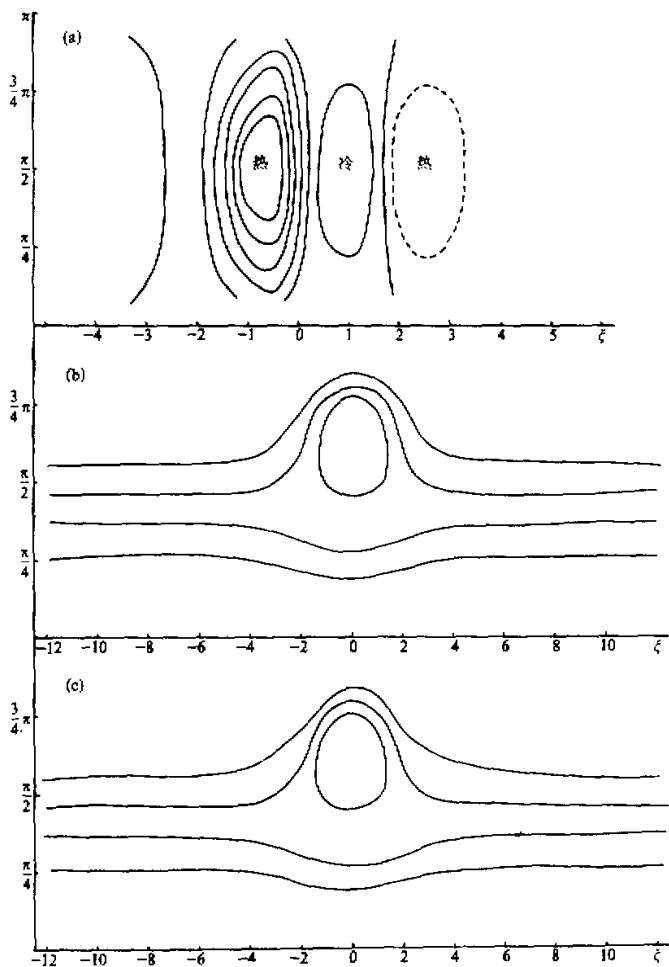


图1 定常热源强迫与强迫响应示意图

a: 定常热源强迫, b: 定常强迫响应, c: 试验1, 第31模式日流型.

为相应的定常强迫响应。可见：在热源的下游，一个闭合的阻塞高压显示出来了。与图 1 有关的参数值为： $L=955\text{ km}$ ， $V=10\text{ m/s}$ ， $u_0=1.50$ ， $c_0=0.024$ ， $\beta_1=1.476$ ， $\varepsilon=0.1$ ， $\delta=0.2$ ， $g_0=1.5$ ， $g_{10}=1.0$ ， $\beta=-0.924$ ， $r=-1.476$ ， $Q^*=0.797$ ， $R=1.012$ ， $a_s=-10.0$ ， $b_s=0.6$ 。

图 1 所示热源定常强迫及其响应是数学上求解的结果。至于物理上能否实现，需要判断强迫响应的稳定性。对此，我们用数值试验的途径来分析。

四、定常阻塞流型的稳定性和阻塞高压强度的低频振荡

为了判断在 (18) 式的热源强迫下，定常解 (19) 的稳定性，我们实施了三类数值试验，即确定性初条件试验、随机性初条件试验及随机热源强迫试验。对 (15) 式取空间中央差分方案和周期性侧边条件。空间步长 $\Delta\xi=0.5$ ，时间步长 $\Delta\tau=0.001$ 。为检验数值方法的适用性，假设热源和耗散项为零。选取 $a_s=-1.0$ ， $b_s=0.6$ ， $\beta=-0.91$ ， $r=-1.476$ 等参数，积分 2000 个步长。数值计算得到的孤波相速与直接从 KdV 方程求出的解析结果完全相同；在孤波传播过程中，波形也维持准定常。

试验 1 确定性初条件

将 (18) 式代入 (15) 式，并将 (18)、(19) 式描述的 $A_s^*(\xi)$ 、 $A_s(\xi)$ 在 ξ 轴格点 ξ_i 上离散化，取该 $A_s(\xi_i)$ 为初值（亦即取图 1b 阻塞流型为初值），对 (15) 式积分 62 个模式日。积分过程中，阻塞高压的位置和阻塞流型一直维持不变。第 31 个模式日的流场（图 1c）与试验 1 初值场（图 1b）十分相似。第 62 个模式日闭合高压位置也无变化（图略）。表明初值流场或 (19) 式描述的强迫响应，从大致流型上看，在一两个月的时间尺度范围是稳定的。

试验 1 的初始流场和热源强迫场是确定性的。实际大气中，由于中小尺度和天气尺度系统的扰动，研究大尺度大气运动时，并不能确定性地给出初始流场或热源强迫场。这时需要引进随机作用的影响。

试验 2 随机性初条件

假设初始时刻的流场受到随机扰动的影响，引入随机初条件。令 $t=0$ 时，不是取 $A(\xi_i)$ 而是取 $A(\xi_i) \times \eta(\xi_i)$ 为初条件。这里， $\eta(\xi_i)$ 为一组在区间 (0.99—1.01) 上分布的随机数。积分 62 个模式日，阻塞高压的位置及大致流型维持不变，与图 1b 所示流型相似。

试验 3 随机热源强迫

假设在数值积分的整个过程中，(18) 式描述的热源强迫始终受到随机扰动，即 $A^*(\xi_i)$ 被 $A^*(\xi_i) \eta^*(\xi_i, \tau_j)$ 代替。对第 j 个时间步长而言， $\eta^*(\xi_i)$ 是一组在区间 (0.99—1.01) 上均匀分布的随机数 ($j=1, 2, \dots, 2000$)。随着 j 取值的不同，这组随机数的取值也不同。这样，热源不再是定常的，它总是受随机扰动的影响。因而，试验 3 描述了热源随机扰动的累积效应。结果：在积分过程中，阻塞高压的位置也维持不变，试验 3 第 62 个模式日的流型与初值流型（图 1b）也是相似的。

在试验 1—3 中，阻塞高压的形状、位置均维持不变，但阻塞高压的强度是有变化的。在确定性初条件时（试验 1），阻塞高压的强度具有清楚的平滑准两周低频振荡（图 2a）。

图 2 纵坐标 J 为阻高中心的相对强度, $J(i) = \psi_{\max}^{(0)}(i) / \psi_{\max}^{(0)}(0)$, $\psi_{\max}^{(0)}(0)$ 和 $\psi_{\max}^{(0)}(i)$ 分别为试验 1 初值场和第 i 个模式日 $\psi^{(0)}$ 场中 $\psi^{(0)}$ 的极大值. 引进随机初条件后 (试验 2), 除了有些小的扰动外, 准两周振荡的现象与试验 1 是相似的 (图 2b). 但是, 引进热源随机扰动后 (试验 3), 低频振荡的周期长度发生了明显的变化, 周期不再总是两周左右, 而是在 15—30 天之间; 另外, 振幅也加大了 (图 2c).

需要说明的是, 无论是引进随机初条件还是随机热源扰动, 要分析随机作用对流型演变的影响, 只用一组随机数实施试验是远远不够的. 这里只是用一个样本点的例子来说明初步结果, 进一步的分析将另行讨论. 另外, 这里只限于积分时间约两个模式月的数值结果, 我们将研究更长时段的演变特征.

五、讨 论

(1) 关于阻塞高压形成机制的研究, 存在着多个研究方向. 如线性共振理论, 非线性共振理论, 天气尺度扰动对阻塞流型的维持作用等. 这里只对其中的两个研究方向加以讨论. 一个研究方向是把大气动力学方程组推演为一个强迫耗散的非线性动力系统, 求出这些动力系统带有非线性特色的种种特征, 如多平衡态、分支、突变等. 把阻塞流型视为大气环流系统的一类平衡态, 并把其形成与转换视为这一类平衡态的建立与失稳. 这属于全局阻塞流型的形成问题. 这些研究一般着重分析强迫作用对系统属性的影响, 对实际大气的频散性似乎不多讨论. 有的研究完全略去了频散作用, 也能得到清楚的多平衡态特征和闭合高压流型. 另一个研究方向是在无热源、无耗散的前提下, 把大气动力学方程约化为一个守恒的非线性 KdV 方程. 在一定的条件下, 非线性平流与线性频散的共同作用亦可使阻塞流型得以显现. 这属于局域阻塞流型的形成问题.

一般而言, 全局阻塞的形成与非绝热加热、耗散和非线性平流三者的作用有关, 更为合理的途径似乎是在强迫耗散非线性动力系统的研究中认真注意频散的作用, 在守恒 KdV 动力学的研究中加入热力强迫和耗散, 即研究强迫耗散的 KdV 动力学. 这样, 可以分析热源、耗散、非线性平流和线性频散在阻塞流型形成中的共同作用. 本文对此初步做了尝试性研究.

(2) 本文从带有弱热力强迫、弱耗散的正压涡度方程出发, 用约化摄动法推导出了扰动流函数沿纬圈方向的结构其随时间的变化遵从 (15) 式的约束. 用 (15) 式, 求得了热力强迫下的定常响应应具有清楚的阻塞流型特征 (图 1b). 该阻塞流型, 是在线性 Rossby 波相速度很小的情况下, 热源强迫、耗散、非线性平流和频散多种作用相平衡

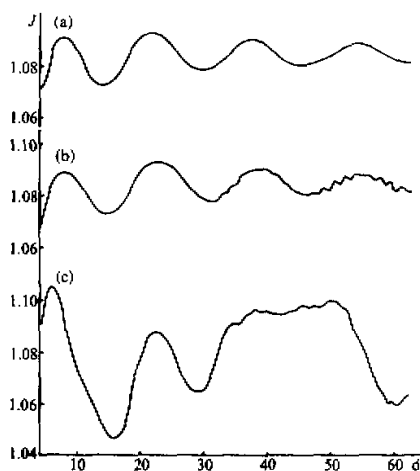


图 2 阻塞高压中心强度的低频变化

a: 确定性初条件, b: 随机性初条件,
c: 随机热源扰动试验

所形成的。

(3) 在方程 (15) 的积分过程中, 阻塞高压强度的低频振荡现象清楚地显示出来了 (图 2)。振荡的周期约为 15—30 天。李麦村等曾分别用低谱途径^[5] 和湿模式积分^[6] 的方法, 得到过大气环流准两至三周的振荡。这样, 低谱途径, 强迫耗散 KdV 动力学的途径, 以及湿模式的长时间积分, 它们都有能力显示出准两至三周振荡的现象, 这是一个有意思的结果。

(4) 李麦村等^[5] 在分析副热带流型的演变时, 曾经指出过两类低频振荡现象。一是对流上层高压中心位置沿东西方向的振荡, 一是高压中心位置准定常而高压中心强度呈低频振荡的形态。这两类振荡的周期长度都在三周左右, 与实际大气中观测到的准两至三周振荡有相似之处。本文的积分结果表明, 这种高压中心位置准定常, 高压中心强度呈低频振荡的现象在阻塞流型中也能显现, 似乎说明这一类低频振荡可能不仅限于副热带区域。

关于这种阻塞高压强度低频振荡的可能机制, 在一个长时间的数值积分过程中, 我们^[7] 对于阻塞高压范围内 (即 $-1 < \xi < 1$) 的不同部位, 分别计算了非线性平流、频散和强迫耗散各项随时间的变化。从计算结果可见, 它们的共同作用的最大值并不是固定在某个部位, 而是在 $-1 < \xi < 1$ 的几个不同部位依次出现, 使不同部位高值系统依次增强, 这似乎是引起阻塞高压强度低频振荡的可能原因之一。

在随机性初条件和随机热源强迫下, 本文的试验结果表明, 阻塞高压的位置和大致流型与确定性初条件及定常热源情况下得到的结果相近。这可能是随机扰动的强度还比较弱, 在其累积影响未达到某个临界值时, 基本流型仍可维持。我们曾做过上游移行槽强度对阻塞高压脊影响的数值计算, 初步结果是, 不同强度的槽对阻塞流型能否维持有很大影响, 对此将另文讨论。

(5) 本文的基流是给定的, 未引进波—流相互作用。曾庆存^[8,9] 对此做过透彻研究, 提出了旋转适应理论。另一个问题是, 强迫耗散的 KdV 方程是对正压涡度方程的一种简化, 这种简化在能量学上是否合理, 是否原则上符合丑纪范^[10] 提出的简化准则, 这里也未讨论。本文所实施的试验较少, 数值积分时间也较短, 所得结果只相应于参数空间内个别点的情况, 参数空间相应流型的全貌远没有认识清楚; 并未进行参数敏感性分析, 基流及热源均系给定的。所有这些都有待进一步研究。

参 考 文 献

- [1] Rizzoli, P. M., 1982 Planetary solitary waves in geophysical flows, *Advances in Geophysics*, 24, 147—224.
- [2] Pierrehumbert, R. T., 1984 Forced coherent structures and local multiple equilibria in a barotropical atmosphere, *J. Atmos. Sci.*, 41, 246—257.
- [3] Hukda, H., 1979, Solitary Waves in a two-layer System, *Tellus*, 31, 161—169.
- [4] Lou Dehai, Ji. Liren, 1988, Rossby solitary Waves and blocking in the atmosphere, *Adv. Atmos. Sci.*, 5, 445—454.
- [5] 李麦村、罗哲贤, 1986, 平衡态向周期态的分支和副热带流型的两类低频振荡, 中国科学, B 辑, 第 5 期, 551—560.
- [6] 李麦村、罗哲贤, 1986, 湿过程对北半球夏季大气环流低频振荡的影响, 中国科学, B 辑, 第 3 期, 321—327.

- [7] Luo Zhexian. 1990. A numerical study on the mechanism of blocking high formation. *Science in China, Series B*, **33**, 606 — 612.
- [8] 曾庆存, 1979, 数值天气预报的数学物理基础, 第一卷, 科学出版社.
- [9] 曾庆存等, 1980, 半球旋转适应过程的数值试验, 中国科学, B 辑, 第 7 期, 687 — 695.
- [10] 丑纪范, 1983, 初始场作用的衰减与算子的特性, 气象学报, **41**, 385 — 392.

LOCAL BLOCKING FLOW PATTERN IN A FORCED AND DISSIPATIVE NONLINEAR SYSTEM

Luó Zhexian and Ma Jingxian

(*Nanjing Institute of Meteorology*)

Abstract

The barotropic vorticity equation is reduced to a KDV one containing the terms of forcing and dissipation, of which a stationary solution is obtained. It describes a local blocking flow pattern developed under the joint action of nonadiabatic heating, dissipation, nonlinear advection and the linear dispersion. By using the KDV equation, three numerical integrations whose integrative time is longer than 60 model days are performed. The results show that a transient motional form can appear, in which exist low-frequency oscillations of strength of blocking high center, whose periods are about two weeks or one month, but the location of high center remains quasi-stationary.

Key words: Blocking high ; Low-frequency fluctuation ; Forced dissipation; KDV dynamics.