

## 地形和非绝热加热共同强迫的流型突变\*

马镜娴

(甘肃省气象科学研究所)

### 提 要

本文用低谱模式,研究了地形和非绝热加热共同强迫的准地转气流的突变。在一定的参数集合,随着外部热力强迫参数的渐变,激发了谱系数与西风急流位置的突变。

与单纯非绝热加热强迫的情况相比,地形引入后,改变了流型多平衡态的参数范围和流型突变的参数临界点的位置,并使平衡态流型的经向度加大。由夏至冬转换期间突然建立的南支急流的形态也更为接近观测事实。

### 一、引 言

自从叶笃正、陶诗言、李麦村<sup>[1]</sup>提出6月和10月大气环流的突变以来,环流的突变及其机制的问题引起了广泛的注意。突变是大气环流的一个重要的基本运动形态。对突变的机制开展研究不仅是大气动力学的基本问题之一,也是研究中长期预报方法的一个理论基础。

由于状态的急剧变化(输出)是被强迫参数的渐变(输入)所激发的。据此,可以推断,突变的形态与系统的非线性紧密关联。因为,对线性系统而言,只有输入的急剧变化,才能激发出输出的急剧变化。而非线性的强迫耗散系统却不受此限制,一个渐变的输入完全可能激发出突变的输出。因而,研究突变的机制必须考虑非线性系统。文献[2]即是把大气环流系统视为一个非绝热加热强迫的非线性系统,来研究环流突变的非线性机制的。

如所知,地球大气的运动除受到非绝热的强迫外,还受到大地形的强迫。早在五十年代,朱抱真<sup>[3]</sup>就深入研究了非绝热加热和地形的共同强迫作用。近来,关于环流突变机制的研究<sup>[2,4,5]</sup>均只考虑了非绝热加热强迫,没有引进地形。本文试图分析非绝热加热和地形共同强迫的环流突变的问题。

文献[2]中,突变建立的南支急流的平均纬度位置与实际大气是接近的。但是,急流走向大致与纬圈平行,也没有急流的分支,这些与观测事实<sup>[6]</sup>有差别。这些差别是否与地形作用有关,这也是本文考虑的问题。

### 二、模 式

均质大气 $\beta$ 平面准地转位涡守恒方程<sup>[7]</sup>为:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \nabla^2 \psi - \frac{\psi}{\lambda^2} \right) + J \left( \psi, \nabla^2 \psi - \frac{\psi}{\lambda^2} + f_0 \frac{h}{H} + \beta y \right) = -f_0 \frac{D_E}{2H} \nabla^2 (\psi - \psi^*) \quad (1)$$

\* 本文于1984年6月14日收到,1985年10月4日收到修改稿。

式中,  $\psi = \frac{g}{f_0} \eta$  为地转流函数,  $g$  为重力加速度,  $f_0$  为  $\beta$  平面中线  $\varphi_0$  处柯氏参数,  $H + \eta$  为自由面高度,  $H$  为均质大气的平均高度。取  $\varphi_0 = 35^\circ N$ ,  $H = 10^6 \text{cm}$ ,  $\lambda^2 = \frac{gH}{f_0^2}$ ,  $h$  为下边界高度,  $\beta = \left(\frac{df}{dy}\right)_{\varphi_0}$ ,  $D_E$  为 Ekman 层厚度,  $\psi^*$  为给定非绝热强迫参数。

$$\text{令 } (t, x, y, \psi, \psi^*, h, \lambda, \beta) = (f_0^{-1} t', Lx', Ly', L^2 f_0 \psi', L^2 f_0 \psi^{*'}, Hh', L\lambda', f_0 L^{-1} \beta') \quad (2)$$

式中,  $L$  为水平波长, 取  $L = 1.77 \times 10^8 \text{cm}$ 。

(2) 代入(1)式, 得无量纲方程:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \nabla^2 \psi - \frac{\psi}{\lambda^2} \right) + J(\psi, \nabla^2 \psi + h) + \beta \frac{\partial \psi}{\partial x} + k \nabla^2 (\psi - \psi^*) = 0 \quad (3)$$

这里,  $k = \frac{D_E}{2H}$ , 并已略去“,”符号。

(3) 式中如用水平摩擦代替垂直摩擦, 并令  $\lambda = \infty$ , 则(3)式与文献[2]的(1)式一致。

$$\text{令 } h = h_K 2 \sin y \cos nx$$

$$(\psi, \psi^*) = (\psi_A, \psi_A^*) \sqrt{2} \cos y + (\psi_K, \psi_K^*) 2 \sin y \cos nx + (\psi_C, \psi_C^*) \sqrt{2} \cos 2y + (\psi_N, \psi_N^*) 2 \sin 2y \sin nx \quad (4)$$

用(4)式将(3)式谱展开, 得谱展式方程组:

$$\dot{\psi}_A = -k_{01} (\psi_A - \psi_A^*) \quad (5)$$

$$\dot{\psi}_K = -\delta_{n1} \psi_C \psi_N - k_{n1} (\psi_K - \psi_K^*) \quad (6)$$

$$\dot{\psi}_C = \epsilon_n \psi_K \psi_N - k_{02} (\psi_C - \psi_C^*) + h_{02} \psi_N \quad (7)$$

$$\dot{\psi}_N = \delta_{n2} \psi_C \psi_K - k_{n2} (\psi_N - \psi_N^*) - h_{n2} \psi_C \quad (8)$$

式中参数:  $\alpha'' = \frac{64\sqrt{2}n}{15\pi}$ ,  $n$  为  $\beta$  平面  $x$  方向的波数,  $k_{01} = \frac{k}{1 + \lambda^{-2}}$ ,  $k_{n1} = \frac{n^2 + 1}{n^2 + 1 + \lambda^{-2}} k$ ,

$$k_{02} = \frac{4}{4 + \lambda^{-2}} k, \delta_{n1} = \frac{n^2 \alpha''}{n^2 + 1 + \lambda^{-2}}, \delta_{n2} = \frac{(n^2 - 3) \alpha''}{n^2 + 4 + \lambda^{-2}}, k_{n2} = \frac{n^2 + 4}{n^2 + 4 + \lambda^{-2}} k,$$

$$\epsilon_n = \frac{3\alpha''}{4 + \lambda^{-2}}, h_{02} = \frac{\alpha'' h_K}{4 + \lambda^{-2}}, h_{n2} = \frac{\alpha'' h_K}{n^2 + 4 + \lambda^{-2}}.$$

将  $\psi_i$  ( $i = A, K, C, N$ ) 分为定常量与扰动量, 定常量满足的方程组为:

$$\bar{\psi}_A = \psi_A^* \quad (9)$$

$$\delta_{n1} \bar{\psi}_C \bar{\psi}_N + k_{n1} \bar{\psi}_K = k_{n1} \psi_K^* \quad (10)$$

$$-\epsilon_n \bar{\psi}_K \bar{\psi}_N + k_{02} \bar{\psi}_C - h_{02} \bar{\psi}_N = k_{02} \psi_C^* \quad (11)$$

$$-\delta_{n2} \bar{\psi}_C \bar{\psi}_N + k_{n2} \bar{\psi}_N + h_{n2} \bar{\psi}_C = k_{n2} \psi_N^* \quad (12)$$

不难求出:

$$\bar{\psi}_K = \frac{k_{n1} k_{n2} \psi_K^* - \delta_{n1} k_{n2} \psi_N^* \bar{\psi}_C + \delta_{n1} h_{n2} \bar{\psi}_C^2}{\delta_{n1} \delta_{n2} \bar{\psi}_C^2 + k_{n1} k_{n2}} \quad (13)$$

$$\bar{\psi}_N = \frac{k_{n1} k_{n2} \psi_N^* + k_{n1} \delta_{n2} \psi_K^* \bar{\psi}_C - k_{n1} h_{n2} \bar{\psi}_C}{\delta_{n1} \delta_{n2} \bar{\psi}_C^2 + k_{n1} k_{n2}} \quad (14)$$

$\bar{\psi}_C$  由五次方程决定:

$$\sum_{j=0}^5 A_j \bar{\psi}_c^{5-j} = 0 \quad (15)$$

式中,  $A_0 = k_{02} \delta_{n1}^2 \delta_{n2}^2$

$$A_1 = -k_{02} \delta_{n1}^2 \delta_{n2}^2 \psi_c^*$$

$$A_2 = \epsilon_n \delta_{n1} k_{n1} h_{n2}^2 - \epsilon_n \delta_{n1} \delta_{n2} k_{n1} h_{n2} \psi_K^* + 2 k_{02} k_{n1} k_{n2} \delta_{n1} \delta_{n2} + h_{02} \delta_{n1} \delta_{n2} k_{n1} h_{n2} - h_{02} \delta_{n1} \delta_{n2}^2 k_{n1} \psi_K^*$$

$$A_3 = -2 \epsilon_n k_{n1} k_{n2} h_{n2} \delta_{n1} \psi_N^* + \epsilon_n k_{n1} k_{n2} \delta_{n1} \delta_{n2} \psi_K^* \psi_N^* - h_{02} \delta_{n1} \delta_{n2} k_{n1} k_{n2} \psi_N^* - 2 k_{n1} k_{02} k_{n2} \delta_{n1} \delta_{n2} \psi_c^*$$

$$A_4 = \epsilon_n \delta_{n1} k_{n2}^2 k_{n1} \psi_N^{*2} + \epsilon_n k_{n1}^2 k_{n2} h_{n2} \psi_K^* - \epsilon_n k_{n1}^2 k_{n2} \delta_{n2} \psi_K^{*2} + k_{02} k_{n1}^2 k_{n2}^2 + h_{02} k_{n1}^2 k_{n2} h_{n2} - h_{02} k_{n1}^2 k_{n2} \delta_{n2} \psi_K^*$$

$$A_5 = -\epsilon_n k_{n1}^2 k_{n2}^2 \psi_K^* \psi_N^* - h_{02} k_{n1}^2 k_{n2}^2 \psi_N^* - k_{02} k_{n1}^2 k_{n2}^2 \psi_c^*$$

此处,  $\psi_K^*$  描述赤道—极地之间的热力强迫。  $\psi_K^*$  大致描述包括海陆差异在内的东西方向的热力强迫,  $\psi_K^*$  项随南北方向也有变化。  $\psi_c^*$  描述包括副热带大陆和高原与其南面海洋之间热力差异在内的南北方向二波的热力强迫。  $\psi_c^*$  取不为零的值, 这是与东亚的地理位置有关的。如下文计算结果所示, 若东亚范围内不存在南北方向的海陆差异, 即令  $\psi_c^*$  为零, 则不可能出现流型的突变。盛夏时, 副热带大陆和高原比其南面海洋上空的温度要高, 这与副热带大陆和高原的加热作用有关, 与之相应,  $\psi_c^*$  取负值。随着由盛夏向秋季的过渡,  $\psi_c^*$  的绝对值渐渐减小, 但符号不变, 在秋分附近  $\psi_c^* = 0$ 。冬季情况相反, 副热带的大陆和高原一般可视为冷源,  $\psi_c^*$  取正值。随着向隆冬的过渡,  $\psi_c^*$  的取值逐渐加大。作为简化, 令  $\psi_N^* = 0$ 。地形作用是通过强迫参数  $h_{02}$ ,  $h_{n2}$  进入低谱模式的。

方程(9)–(12)是一个以  $\bar{\psi}_A$ ,  $\bar{\psi}_K$ ,  $\bar{\psi}_c$ ,  $\bar{\psi}_N$  为未知函数的强迫耗散的非线性方程组。这里既包括非绝热加热强迫, 又包括地形强迫, 鉴于(15)式是关于未知函数  $\bar{\psi}_c$  的非线性方程, 因此在给定一组强迫参数和大气内部参数的条件下,  $\bar{\psi}_c$  可能出现非唯一解。将  $\bar{\psi}_c$  的值代入(13)–(14)式可得  $\bar{\psi}_K$ ,  $\bar{\psi}_N$  的非唯一解。相应的物理含意是: 在同样的强迫, 同样的大气内部参数的情况下, 流型可能出现多平衡态的特征。另外, 本文非绝热强迫和地形强迫下标为  $N$  的分量均已令为零, 但由(14)式可见, 流函数下标为  $N$  的分量  $\bar{\psi}_N$  却不为零, 显然, 这归因于不同谱分量之间非线性的相互作用。

定常解的稳定性由扰动量的特征方程:

$$\begin{vmatrix} k_{n1} + \sigma & \delta_{n1} \bar{\psi}_N & \delta_{n1} \bar{\psi}_c \\ -\epsilon_n \bar{\psi}_N & k_{02} + \sigma & -\epsilon_n \bar{\psi}_K - h_{02} \\ -\delta_{n2} \bar{\psi}_c & h_{n2} - \delta_{n2} \bar{\psi}_K & k_{n2} + \sigma \end{vmatrix} = 0 \quad (16)$$

决定。

### 三、地形和非绝热共同强迫的突变现象

突变现象不能离开系统的多平衡态。因此, 首先应该寻求多平衡态的参数范围。从(13)–(15)式可见, 定常解  $\bar{\psi}_K$ ,  $\bar{\psi}_N$ ,  $\bar{\psi}_c$  的取值既与非绝热强迫参数有关, 又与地形强迫参数有关。因此, 它们是地形和非绝热加热共同强迫下的平衡解。同时, 由(16)式可见, 定常解的稳定性也与地形强迫有关。

方程(15)是  $\bar{\psi}_c$  的五次方程, 只能求数值解。令  $n=2, k=0.025, h_K=0.05, 0.0,$   
 $(\psi_K^*, \psi_c^*) = -0.200, -0.198, -0.196, \dots, 0.196, 0.198, 0.200$ 。对每组参数用迭代法  
 求解。结果: 在一定的参数集合,  $\bar{\psi}_c$  有三个实根, 在另外的参数集合,  $\bar{\psi}_c$  有一个实根。 $h_K =$   
 $0.05$  时, 曲线  $AoB$  以下的区域,  $A'o'B'$  以上的区域为三个实根的参数范围,  $AoB$  与  
 $A'o'B'$  之间区域为一个实根的参数范围。 $h_K=0$  时,  $AoB$  与  $A''o''B''$  之间区域为一个实根  
 的参数范围(图1)。

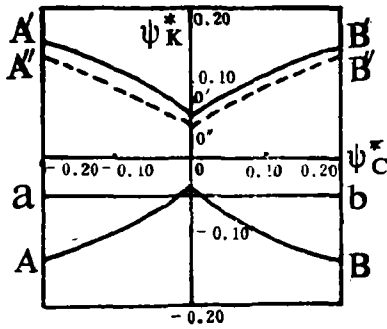


图1  $\bar{\psi}_c$  实根分布

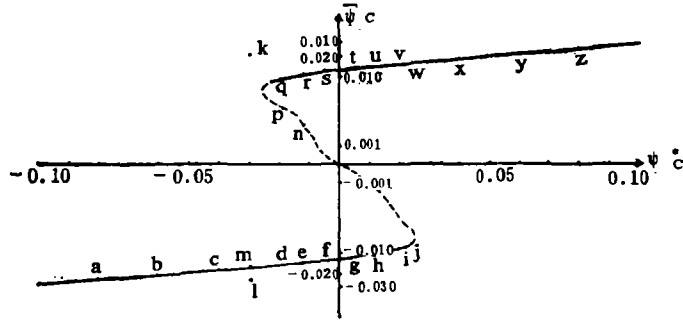


图2  $\bar{\psi}_c$  随  $\psi_c^*$  的演变

( $n=2, k=0.025, h_K=0.05, \psi_K^*=-0.05$ ; 虚线表示解不稳定)

求解方程(15)得到根  $\bar{\psi}_c$  以后, 将  $\bar{\psi}_c$  代入(13)、(14)式, 求出  $\bar{\psi}_K, \bar{\psi}_N$ 。用给定的  $\psi_K^*$  求  
 出  $\bar{\psi}_A$ , 即可得到一组平衡解  $(\bar{\psi}_A, \bar{\psi}_K, \bar{\psi}_c, \bar{\psi}_N)$ 。 $\bar{\psi}_K, \bar{\psi}_c, \bar{\psi}_N$  代入(16)式, 判断平衡解的稳  
 定性。 $n=2, k=0.025, h_K=-0.05, \psi_K^*=-0.05, |\psi_c^*| < 0.08$  时,  $\bar{\psi}_c$  实根的分布和数值  
 (表1, 图2)说明:  $\psi_c^* \leq -0.024$  时, 流型为  $\bar{\psi}_c$  取负值的单稳态;  $|\psi_c^*| \leq 0.022$  时, 这相应于  
 季节转换期间, 为双稳态;  $\psi_c^* \geq 0.24$  时, 为  $\bar{\psi}_c$  取正值的单稳态。

表1  $\bar{\psi}_c$  的平衡解 ( $n=2, k=0.025, h_K=0.05, \psi_K^*=-0.05$ ; 表中记号  $\Delta$  表示解不稳定)

$\psi_c^*$	-0.080	-0.060	-0.040	-0.026	-0.024	-0.022	-0.020	-0.012	-0.004
$\bar{\psi}_c$					0.0076 $\Delta$	0.0084	0.0090	0.0107	0.0120
					0.0050 $\Delta$	0.0042 $\Delta$	0.0036 $\Delta$	0.0020 $\Delta$	0.0006 $\Delta$
	-0.0243	-0.0208	-0.0179	-0.0161	-0.0158	-0.0155	-0.0153	-0.0142	-0.0131
$\psi_c^*$	0.004	0.012	0.020	0.022	0.024	0.026	0.040	0.060	0.080
$\bar{\psi}_c$	0.0131	0.0142	0.0153	0.0155	0.0158	0.0161	0.0179	0.0208	0.0243
	0.0006 $\Delta$	-0.0020 $\Delta$	-0.0036 $\Delta$	-0.0042 $\Delta$	-0.0050 $\Delta$				
	-0.0120	-0.0107	-0.0090	-0.0084	-0.0076 $\Delta$				

为叙述方便, 称图2上线段  $ai, jp, qz$  分别为底片、中片和顶片。下面从图2点  $a$  的  
 状态出发, 讨论  $\bar{\psi}_c$  随  $\psi_c^*$  的演变。点  $a$  处  $\psi_c^* = -0.08$ , 大致反映盛夏时段,  $\bar{\psi}_c$  具有唯  
 一的平衡解  $\bar{\psi}_c = -0.0243$ , 该解是稳定的。随着由夏向秋的推移,  $|\psi_c^*|$  逐渐减小,  $\psi_c^* \leq$   
 $-0.024$  时, 维持着单稳态。 $\psi_c^* > -0.024$  时, 在点  $d, e, f, g, h, i$ , 流型均有多平衡态。其

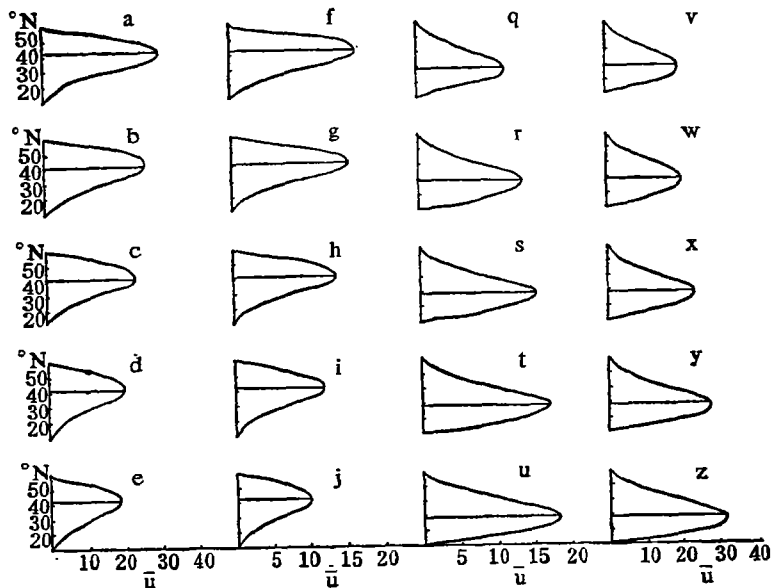


图 3 纬圈平均风速随纬度的分布

(风速单位:  $\text{ms}^{-1}$ ,  $n=2$ ,  $h=0.025$ ,  $h_k=0.05$ ,  $\psi_c^*=-0.05$ )

中,相应于底片和顶片的各平衡态均是稳定的,相应于中片的平衡态均不稳定。由于中片的不稳定性,随着  $\psi_c^*$  从  $-0.024$  向  $0.022$  的渐变,  $\bar{\psi}_c$  只能在底片上沿  $d \rightarrow e \rightarrow f \rightarrow g \rightarrow h \rightarrow i$  的顺序渐变,而不可能越过不稳定的中片进入顶片。当  $\psi_c^*$  继续增大,从  $0.022$  渐变至  $0.024$  时,  $\bar{\psi}_c$  却从底片上的点  $i$  处急剧变化至顶片的点  $w$  处。这种急剧变化的原因在于,  $\psi_c^*=0.024$  时,  $\bar{\psi}_c$  有三个平衡解,即  $-0.0076$ ,  $-0.0050$ ,  $0.0158$ ,但只有  $\bar{\psi}_c=0.0158$  的解是稳定的(见表 1)。因此,  $\bar{\psi}_c$  不可能继续停留在底片或进入中片,而只能位于顶片。这样,随着热力强迫参数  $\psi_c^*$  的渐变,激发了低谱分量  $\bar{\psi}$  的突变。

低谱分量  $\bar{\psi}_c$  的取值突然变化意味着西风“急流”位置的突然变化。图 3 给出了相应于图 2 曲线上的点  $a, b, c, d, \dots, y, z$  的纬圈平均西风廓线和纬圈平均西风的最大风速位置。显然,在点  $a, b, \dots, j$  处,西风“急流”位于  $40^\circ\text{N}$  以北,属“北支急流”的态势。在点  $q, r, \dots, z$  处,西风“急流”位于  $30^\circ\text{N}$  以南,属“南支急流”的态势。从点  $i$  跃升到  $w$  处,相应于由夏至冬“南支急流”的突然建立。以上是沿纬圈平均西风风速的分布。同时还计算了  $\beta$  平面的地转风速场(图略)。如令南北方向的地形脊(槽)相应于青藏高原(北太平洋中部)区域,则高原以东至西太平洋一带,西风“急流”的平均位置,相应于点  $i$  处,位于  $40^\circ\text{N}$  附近;而相应于点  $w$  处,位于  $20^\circ\text{N}$  附近。因此,系统状态由点  $i$  至点  $w$ ,大致相应于“南支急流”的突然建立。

为了证实高次方程(15)及特征方程(16)求解的正确性,对谱展式方程组直接实施数值积分,计三类计算。(a)热力强迫参数  $\psi_c^*$  取相应于图 2 曲线上的点  $a$  的值。取点  $a$  相应的  $\bar{\psi}_c$  代入(13)、(14)式,求出  $\bar{\psi}_K, \bar{\psi}_N$ ,以此组  $(\bar{\psi}_c, \bar{\psi}_K, \bar{\psi}_N)$  为初值,积分 300 天,  $\bar{\psi}_c, \bar{\psi}_K, \bar{\psi}_N$  的值维持定常。  $\psi_c^*$  再取相应于图 2 曲线上点  $m$  的值,并分别以相应于图 2 点  $k, l$  的两组  $(\bar{\psi}_c, \bar{\psi}_K, \bar{\psi}_N)$  为初值积分,结果表明,系统都迅速地被吸引到相应于点  $m$  的  $(\bar{\psi}_c, \bar{\psi}_K,$

$\bar{\psi}_N$ ) 的状态。这些显示了底片具有吸引子的性质。(b) 热力强迫参数  $\psi_c^*$  分别取相应于图 2 曲线上点  $b, c, d, h$  的值, 初值依次分别取点  $a, b, c, d$  的  $(\bar{\psi}_c, \bar{\psi}_K, \bar{\psi}_N)$  的值, 相空间的轨迹都显示出系统沿底片依  $a \rightarrow b \rightarrow c \rightarrow d \rightarrow h$  的顺序演变。(c) 热力强迫参数  $\psi_c^*$  和初值均取相应于图 2 曲线上点  $j$  的值, 积分结果表明系统状态确实突然跃变到点  $w(\bar{\psi}_c, \bar{\psi}_K, \bar{\psi}_N)$  的状态。

说明: 地形和非绝热加热共同强迫的准地转气流, 随着热力强迫参数的渐变, 同样能够显示出突变的运动形态。

#### 四、地形对流型多平衡态和突变的影响

(13)–(14) 式给出了  $\bar{\psi}_K, \bar{\psi}_N$  的表达式, (15) 给出了  $\bar{\psi}_c$  满足的方程的解析形式。因此, 可以首先从 (13)–(14) 式出发, 讨论地形对多平衡态和突变的影响。

由 (13)、(14) 式不难看出, 波动谱分量  $\bar{\psi}_K, \bar{\psi}_N$  均含有三项。前两项与非绝热加热直接有关, 记为加热项  $(\bar{\psi}_i)_q$  ( $i=K, N$ )。第三项与地形参数  $h_{n2}$  直接有关, 记为地形项  $(\bar{\psi}_i)_h$ 。  $h=0, (\bar{\psi}_i)_h=0$  时为单纯非绝热加热的情况。

取诸参数的一般取值:  $\psi_c^* = -0.05, -0.025, 0.025, 0.05, \psi_K^* = -0.04, 0.04, k = 0.025, h = 0.05, 0.0$ 。用 (13)–(15) 式计算  $(\bar{\psi}_i)_q, (\bar{\psi}_i)_h$ 。结果表明,  $(\bar{\psi}_i)_q$  与  $(\bar{\psi}_i)_h$  的量级相同。说明地形项对波动分量  $\bar{\psi}_K, \bar{\psi}_N$  的取值的影响一般不能略去。相应于  $\psi_K^* = -0.04$  的计算结果列于表 2。

表 2  $(\bar{\psi}_i)_q, (\bar{\psi}_i)_h, (\bar{\psi}_i), L_q$  与  $L_{qh}$  的计算结果

$\psi_c^*$	$(\bar{\psi}_K)_q$	$(\bar{\psi}_K)_h$	$\bar{\psi}_K$	$(\bar{\psi}_N)_q$	$(\bar{\psi}_N)_h$	$\bar{\psi}_N$	$L_q$	$L_{qh}$
-0.050	-0.0051	0.0165	-0.0009	0.0053	0.0093	0.0176	0.0074	0.0176
-0.025	-0.0108	0.0062	-0.0110	0.0071	0.0065	0.0166	0.0129	0.0199
0.025	-0.0108	0.0062	-0.0110	-0.0071	-0.0065	-0.0166	0.0129	0.0199
0.050	-0.0051	0.0165	-0.0009	-0.0053	-0.0093	-0.0176	0.0074	0.0176

在  $\bar{\psi}_c$  的方程 (15) 式的系数表达式中, 也含有地形参数  $h_{o2}, h_{n2}$ 。因此, 与无地形的情况相比, 地形引入后,  $\bar{\psi}_c$  的取值也会改变。它直接影响到 (13)、(14) 式分母的取值, 使得直接用 (13)、(14) 式计算得到的  $\bar{\psi}_i$  ( $i=K, N$ ) (表 2) 并不等于表中  $(\bar{\psi}_i)_q$  与  $(\bar{\psi}_i)_h$  之和。表 2 还列出了  $L_q$  与  $L_{qh}$  的计算结果。这里,  $L_q = \sqrt{(\bar{\psi}_K)_q^2 + (\bar{\psi}_N)_q^2}, L_{qh} = \sqrt{\bar{\psi}_K^2 + \bar{\psi}_N^2}$ , 它们分别近似描述单纯非绝热加热强迫和地形与非绝热加热共同强迫的流型经向度。显然,  $L_{qh} > L_q$ , 表明地形引入后平衡态流型的经向度增加了。

与流型经向度有直接联系的, 是流型突变后形成的“南支急流”的形态。无地形时, “南支急流”南北摆动的范围约为 5 个纬距, 基本与纬圈平行 (图 4 上)。在地形与非绝热加热的共同强迫下, “南支急流”南北摆动的范围显著增加, 达 10–15 个纬距, 并且在  $50^\circ N$  附近出现一个分支 (图 4 下), 这与实际大气的观测事实比较接近 (见 [6] 图 1–9 a)。

如上所述, 关于  $\bar{\psi}_c$  的方程 (15) 式的系数含有地形参数。因此, 地形引入后, 可以影响到  $\bar{\psi}_c$  实根分布的热力强迫参数的范围, 即多平衡态  $(\bar{\psi}_c, \bar{\psi}_K, \bar{\psi}_N)$  的参数范围 (见图 1)。

多平衡态的存在是产生突变的基本条件。地形引入既然可以影响到多平衡态的参数

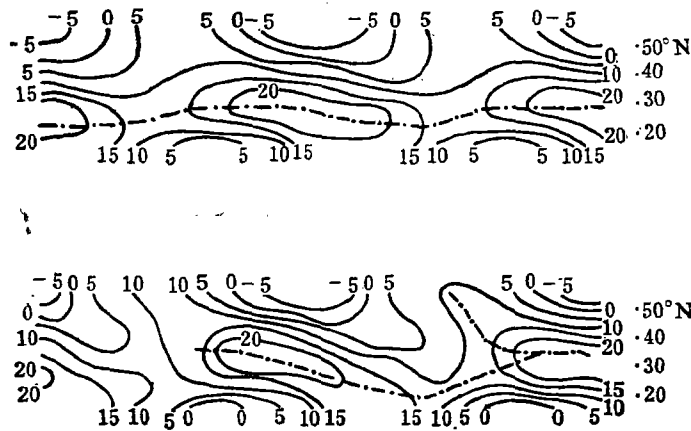


图 4 风速分布图

$$(n=2, k=0.025, \psi_c^* = -0.05, \psi_N^* = -0.012;$$

$$\text{上图, } h_x=0; \text{ 下图, } h_x=0.05)$$

范围,也应该能影响到流型突变的强迫参数的临界值。在有无地形的两种情况下,在  $-0.10 \leq \psi_c^* \leq 0.10$  的范围内,仔细计算了各组平衡解  $\bar{\psi}_C, \bar{\psi}_K, \bar{\psi}_N$  及其稳定性。结果表明,无地形时,可产生流型由夏至冬突变的  $\psi_c^*$  的临界值为 0.020;而有地形时,相应的临界值为 0.024。即地形的引入使热力参数临界点的位置推移了。这时,地形似乎起到了某种“相当”热力强迫的作用。

## 五、结果和讨论

近来,关于大气环流突变的非线性机制,已有初步结果<sup>[2]</sup>。文献[2]所用的模式是高度简化的,如果在该模式中逐渐添加新的物理过程,模式大气能否继续显示出流型的突变,这是一个有待解决的问题。本文在模式中加进地形,结果表明,在非绝热加热和地形的共同强迫下,同样可以显示出大气环流的突变现象。与无地形的情况相比,由夏至冬突然变化以后建立的“南支急流”的形态要更为接近观察事实。

突变是包括大气环流系统在内的强迫耗散的非线性系统的一类重要的运动形态。非线性系统一般含有多个状态变量,其中一个或两个状态变量的急剧变化往往造成整个系统状态的急剧变化,因而有可能用一个或两个状态变量来表征多变量描述的流型变化的主要特点。这样,就有可能用突变理论来分析实际大气环流的问题,使之成为非线性长期动力学的一个数学工具。另一方面,鉴于大气环流系统所包含的突然变化的运动形态与若干实际问题,如旱段与涝段的突然转换,阻塞形势的迅速崩溃等,有着密切而又十分复杂的联系,这种联系并不是只用高度简化的模式就可以解释清楚的,因而,突变理论与其它动力学理论和方法综合运用,对于进一步研究与突变有关的实际问题,可能是必要的。

## 参 考 文 献

- [1] 叶笃正、陶诗言、李麦村,在6月和10月大气环流的突变现象,气象学报,第29卷,第3期,249—263,1958。  
[2] 李麦村、罗哲贤,6月和10月大气环流突变的非线性机制,中国科学(B辑),2,187—192,1983。  
[3] 朱抱真,大尺度热源、热汇和地形对西风带的定常扰动(一)、(二),气象学报,第28卷,第2期,122—140,第3期198—224,1957。  
[4] 缪锦海、丁敏芳,热力强迫下大气平衡态的突变与季节变化、副高北跳,中国科学(B辑),1,87—96,1985。  
[5] 柳崇健、陶诗言,副高北跳与月尖突变,中国科学(B辑),5,474—480,1983。  
[6] 中央气象局,中国高空气候,科学出版社,1975。  
[7] Charney, J.G., and J.G. Devore, Multiple flow equilibria in the atmosphere and blocking, *J. Atmos. sci.*, 36, 1205—1216, 1979.

## ABRUPT CHANGE OF QUASIGEOSTROPHIC FLOW FORCED BY OROGRAPHY AND DIABATIC HEATING

Ma Jingxian

(*Meteorological Institute of Gansu Province*)

### Abstract

A low-order spectral model is used to study abrupt change of quasigeostrophic current forced by both orography and diabatic heating. In certain parametric combinations, along with the gradual change of external thermal forcing, it is found that abrupt changes of both the spectral coefficients and the locations of the west jet stream can be stimulated.

Introducing the orography into the model results in a change of the parametric range in which the multiple equilibrium of flow patterns exist and the shift of the parametric critical points at which the abrupt change of the locations of west jet streams is created, as well as an increase of the wave components of the equilibrium flow patterns. The aspects of simulated "South-Branch" jet streams are quite similar to the observational fact in the present of both the orography and the diabatic heating than those in the case of the heating forcing.