

热力强迫对湿斜压大气中南亚高压 平衡态的影响*

李维亮 刘四臣

(中国气象科学研究院)

提 要

本文基于Lorenz的湿模式,引入地形效应并进行适当简化,在低谱近似下得到了描述大气运动的非线性耗散系统。讨论了在热力强迫与大气环流的非线性相互作用下,湿、斜压大气在参数空间的平衡态与南亚高压的流型分布及其东西摆动。结果表明:南亚高压典型的平衡态流型是西部型、东部型和带状高压,而且东西部流型的转换并非高压中心的连续位移,而是表现为一个高压中心消失后经过流场上的调整重新建立新的高压中心的过程。

一、引 言

南亚高压是北半球夏季对流层上部强大而较稳定的超长波系统,国内外已有不少研究。过去的研究指出南亚高压是平均场为上升运动的热力性高压^[1];并从大型流场的演变过程划分了南亚高压的流型分布¹⁾;指出南亚高压的东西振荡是主要的流型演变过程^[2]。近年来对南亚高压的建立和振荡机制有了更进一步的研究。研究指出南亚高压的准周期振荡可能是大地形和热源所形成的准静止超长波与瞬变波相互作用的结果^[3];南亚高压这种类型的平衡态的形成维持要求纬向加热差必须达到或超过某种强度而经向加热差又小于一定程度时方可成立^[4]。文献[5]用低阶谱模式进行数值积分,结果表明南亚高压的建立和振荡是在外热力强迫参数取适当值时产生的,当有经向而无纬向不均匀加热时不能形成南亚高压。但上述工作^[4,5]都没有算出实际环流中常见的南亚高压的东部型状态。并且也没有讨论不同加热场特征对南亚高压流型分布及其转换过程的影响。本文将基于Lorenz^[6]的湿模式,引入地形效应并进行适当简化,在低谱近似下不仅考虑南北加热差异而且还考虑东西方向加热差异的影响,讨论湿、斜压大气在参数空间的平衡态与南亚高压流型的分布及其东西摆动。

二、模 式

根据Lorenz的湿模式,用类似于文献[7]的方法引入地形效应,并对温度方程做适当简化,所用的方程组可写成:

$$\frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 \bar{\psi} + J(\bar{\psi}, \nabla^2 \bar{\psi} + \zeta_s) + \beta \frac{\partial \bar{\psi}}{\partial x} = -f \nabla \bar{\chi} + F \quad (1)$$

* 本文于1988年2月1日收到初稿,1990年11月15日收到最后修改稿。

1) 中国科学院兰州高原大气所,夏季100 hPa青藏高压的某些天气气候特征及其与我国东部地区旱涝分布的关系,1974年青藏高原气象论文选编,47--61页,青藏高原气象科研协作领导小组办公室编。

$$\frac{d}{dt}(c_p \bar{T} + L\bar{v}) = \frac{1}{\rho} \bar{\omega} + H \quad (2)$$

$$\frac{\partial \bar{\omega}}{\partial p} = -\nabla^2 \bar{\chi} \quad (3)$$

$$\frac{\partial \bar{\psi}}{\partial p} = -R\bar{T}/f_p \quad (4)$$

其中 ρ 为空气密度, 取常数。 \bar{v} 由水汽诊断方程决定, 参看文献[6], ξ_s 为地形效应, 可表示为

$$\xi_s = f_0 \text{sh}(x, y) H_g^{-1} \quad (\text{sh 为 sinh 的缩写}) \quad (5)$$

f_0 为中心纬度的柯氏参数, $\text{sh}(x, y)$ 为地形高度函数, H_g 为大气标高, F 为耗散项。

$$F = -K' \nabla^2 \bar{\psi}$$

K' 为耗散系数。其它符号的意义和文献[6]相同。

下面对上述方程进行无量纲化, 令 $\text{sh} = H_g h$, h 为无量纲化的地形高度。其它无量纲量引用文献[6]中所示。对上述方程经过无量纲化后, 进行适当运算, 其中取 $\bar{F} = 0$, 最后的方程组可写成:

$$\frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 \psi + J(\psi, \nabla^2 \psi) + \beta \frac{\partial \psi}{\partial x} - a_p J(T, \nabla^2 T) + 2 J(\psi, h) + 2 a_w J(T, h) = -\nabla^2 \chi + 2 \bar{F} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 T + J(\psi, \nabla^2 T) + J(T, \nabla^2 \psi) + \beta \frac{\partial T}{\partial x} + a_T J(T, \nabla^2 T) - (1 + \lambda) J(\psi, h) - J(T, h) \\ = (1 + \lambda) \nabla^2 \chi - (1 + \lambda) \bar{F} \end{aligned} \quad (7)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + J(\psi, T) = A \nabla^2 \chi + B \bar{H} \quad (8)$$

其中

$$A(T) = \frac{1}{1 + \alpha} \left[\frac{1}{c_p \rho_0} \frac{1 + \lambda}{2(\alpha + \lambda)} - \frac{T\lambda}{2\lambda + 1} + aT \frac{1 - \mu\lambda}{\mu\lambda(1 + \mu)} \right] \quad (9)$$

$$B(T) = \frac{1 + \lambda}{c_p(1 + \alpha)}$$

$$\alpha = \left(1 + \frac{1}{\lambda} \right) \frac{\partial \nu}{\partial \tau} \left(\frac{L}{c_p} \right) \frac{\tau}{T}$$

τ 为饱和比湿, ν 为混合比, T 为气温, λ 为温度垂直递减率, μ 为常数, $a_w = \frac{1}{1 + \lambda}$, α 表示了水汽的热力效应。方程组中各符号的意义与文献[6]相同。将 $A(T)$ 和 $B(T)$ 在 T_0 点按 Taylor 级数展开, 并近似地取

$$A = A(T_0) + A_1(T - T_0) \quad (11)$$

$$B = B(T_0) + B_1(T - T_0) \quad (12)$$

代入(8)式, 令 $A_0 = A(T_0) - A_1 T_0$, $B_0 = B(T_0) - B_1 T_0$, 经简化后可得:

$$\frac{\partial T}{\partial t} + J(\psi, T) = A_0 \nabla^2 \chi + B_0 \bar{H} + B_1 T \bar{H} \quad (13)$$

(6)、(7)、(13)式构成的闭合方程组即我们所用的模式。

边界条件: 取 β 平面上的长方形通道, 在 x 方向是以 2π 为周期边界条件, y 方向在 $y = 0, \pi$ 处垂直于边界的流速为零。

类似文献[6]的方法进行低谱简化, 取 Laplace 算子的特征函数为基函数, 把水平场近

似地表示为一组正交函数的迭加, 即

$$\chi = \sum_{n=0}^{\infty} \chi_n \Phi_n \quad (14)$$

其中

$$\begin{aligned} \Phi_0 &= 1, \Phi_{3,j-2} = 2 \sin j y \cos x, \Phi_{3,j-1} = 2 \sin j y \sin x \\ \Phi_{3,j} &= \sqrt{2} \cos j y, \quad j=1, 2 \end{aligned}$$

为满足给定的边界条件, 在势函数 χ 的展开式中, 将对基函数做如下调整

$$\left\{ \begin{aligned} \Phi'_1 &= \left(2 \sin y + \frac{\cos h(2y-\pi)}{\sin h\pi} \right) \cos x \\ \Phi'_2 &= \left(2 \sin y + \frac{\cosh(2y-\pi)}{\sin h\pi} \right) \sin x \\ \Phi'_4 &= \left(2 \sin 2y - \frac{2 \sinh(2y-\pi)}{\cos h\pi} \right) \cos x \\ \Phi'_5 &= \left(2 \sin 2y - \frac{2 \sinh(2y-\pi)}{\cosh\pi} \right) \sin x \\ \Phi'_n &= \Phi_n \quad n=0, 3, 6 \end{aligned} \right.$$

Φ_3, Φ_6 表示纬向基本气流; Φ_1, Φ_2 表示纬向 1 波经向 1 波的扰动; Φ_4, Φ_5 表示纬向 1 波经向 2 波的扰动, 为简单起见, 令

$$\left\{ \begin{aligned} \chi_0 = \chi_4 = \chi_5 &= 0 \\ \bar{P}_i &= 0 \quad i=0, 1, 3, 4, 5 \\ h &= h_1 \Phi_1 \end{aligned} \right. \quad (15)$$

其中 χ 为任一变量。最后得到一组谱系数方程(已将 \bar{H} 写成 H)。

$$-2 \frac{d\psi_1}{dt} = 5 b \psi_2 \psi_3 - 5 b a_4 T_2 T_3 - \beta \psi_2 + 2 X_1 \quad (16)$$

$$\begin{aligned} -2 \frac{d\psi_2}{dt} &= -5 b \psi_1 \psi_3 + 5 b a_4 T_1 T_3 + \beta \psi_1 + 10 b h_1 \psi_3 + 10 b a_w h_1 T_3 \\ &+ 2 X_2 + 4 K \psi_2 + \frac{4 K}{1+\lambda} T_2 \end{aligned} \quad (17)$$

$$-2 \frac{d\psi_3}{dt} = -10 b h_1 \psi_2 - 10 b a_w h_1 T_2 + X_3 \quad (18)$$

$$-2 \frac{d\psi_6}{dt} = 4 X_6 + 8 K \psi_6 + \frac{8 K}{1+\lambda} T_6 \quad (19)$$

$$-2 \frac{dT_1}{dt} = 5 b \psi_2 T_2 + 5 b \psi_3 T_3 - \beta T_2 + 5 b a_T T_2 T_3 - (1+\lambda) 2 X_1 \quad (20)$$

$$\begin{aligned} -2 \frac{dT_2}{dt} &= -5 b \psi_2 T_1 - 5 b \psi_1 T_3 + \beta T_1 - 5 b a_T T_1 T_3 - 5 b (1+\lambda) h_1 \psi_3 \\ &- 5 b h_1 T_3 - (1+\lambda) 2 X_2 - 2 K (1+\lambda) \psi_2 - 2 K T_2 \end{aligned} \quad (21)$$

$$-2 \frac{dT_3}{dt} = 5 b (1+\lambda) h_1 \psi_2 + 5 b h_1 T_2 - (1+\lambda) X_3 \quad (22)$$

$$-4 \frac{dT_6}{dt} = -4 (1+\lambda) X_6 - 4 K (1+\lambda) \psi_6 - 4 K T_6 \quad (23)$$

$$\frac{dT_1}{dt} = 5 b \psi_2 T_3 - 5 b \psi_3 T_2 - 2 A_0 X_1 + B_0 H_1 - r_1 T_1 H_6 - r_1 T_6 H_1 \quad (24)$$

$$\frac{dT_2}{dt} = 5 b \psi_3 T_1 - 5 b \psi_1 T_3 - 2 A_0 X_2 + B_0 H_2 - r_1 T_2 H_6 - r_1 T_6 H_2 \quad (25)$$

$$\frac{dT_3}{dt} = 5b\psi_1 T_2 - 5b\psi_2 T_1 - A_0 X_3 + B_0 H_3 + r_1 T_3 H_0 + r_1 T_0 H_3, \quad (26)$$

$$\frac{dT_0}{dt} = -4 A_0 X_0 + B_0 H_0 - r_1 T_1 H_1 - r_1 T_2 H_2 + r_1 T_3 H_3, \quad (27)$$

其中 $b = 8\sqrt{2}/15\pi$, $r = B_1/\sqrt{2}$

在上面的方程组中消去 X_1, X_2, X_3, X_0 (X_1, X_2, X_3, X_0 的表达式可见文献 [6]) 可得:

$$\begin{aligned} \frac{d\psi_1}{dt} = & -\frac{1}{2} \left[5b\psi_2\psi_3 + \frac{5b}{1+\lambda}\psi_3 T_2 + \frac{5b}{1+\lambda}\psi_2 T_3 + 5b \left(\frac{a_r}{1+\lambda} - a_* \right) T_2 T_3 - \beta\psi_2 \right. \\ & \left. - \frac{\beta}{1+\lambda} T_2 \right] - \frac{1}{1+\lambda} \frac{dT_1}{dt} \end{aligned} \quad (28)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\psi_2}{dt} = & -\frac{1}{2} \left[-5b\psi_1\psi_3 - \frac{5b}{1+\lambda}\psi_3 T_1 - \frac{5b}{1+\lambda}\psi_1 T_3 - 5b \left(\frac{a_r}{1+\lambda} - a_* \right) T_1 T_3 + \beta\psi_1 \right. \\ & \left. + \frac{\beta}{1+\lambda} T_1 + 5bh_1\psi_3 + \frac{5bh_1}{1+\lambda} T_3 + 2K\psi_2 + \frac{2K}{1+\lambda} T_2 \right] - \frac{1}{1+\lambda} \frac{dT_2}{dt} \end{aligned} \quad (29)$$

$$\frac{d\psi_3}{dt} = 5bh_1\psi_2 + \frac{5bh_1}{1+\lambda} T_2 - \frac{1}{1+\lambda} \frac{dT_3}{dt} \quad (30)$$

$$\frac{d\psi_0}{dt} = -K\psi_0 - \frac{K}{1+\lambda} T_0 - \frac{1}{1+\lambda} \frac{dT_0}{dt} \quad (31)$$

$$\begin{aligned} \frac{dT_1}{dt} = & \frac{1+\lambda}{1+\lambda+2A_0} \left[5b\psi_2 T_3 - 5b\psi_3 T_2 + B_0 H_1 - r_1 H_0 T_1 - r_1 H_1 T_0 \right. \\ & \left. - \frac{A_0}{1+\lambda} (5b\psi_3 T_2 + 5b\psi_2 T_3 - \beta T_2 + 5ba_r T_2 T_3) \right] \end{aligned} \quad (32)$$

$$\begin{aligned} \frac{dT_2}{dt} = & \frac{1+\lambda}{1+\lambda+2A_0} \left[5b\psi_3 T_1 - 5b\psi_1 T_3 + B_0 H_2 - r_1 H_0 T_2 - r_1 H_2 T_0 \right. \\ & \left. - \frac{A_0}{1+\lambda} (-5b\psi_3 T_1 - 5b\psi_1 T_3 + \beta T_1 - 5ba_r T_1 T_3 - 5b(1+\lambda)h_1\psi_3 \right. \\ & \left. - 5bh_1 T_3 - 2K(1+\lambda)\psi_2 - 2KT_2) \right] \end{aligned} \quad (33)$$

$$\begin{aligned} \frac{dT_3}{dt} = & \frac{1+\lambda}{1+\lambda+A_0} \left(5b\psi_1 T_2 - 5b\psi_2 T_1 + B_0 H_3 + r_1 H_0 T_3 + r_1 H_3 T_0 \right. \\ & \left. - 5bA_0 h_1 \psi_2 - \frac{5bA_0 h_1}{1+\lambda} T_2 \right) \end{aligned} \quad (34)$$

$$\frac{dT_0}{dt} = \frac{1+\lambda}{1+\lambda+4A_0} \left(B_0 H_0 - r_1 H_1 T_1 - r_1 H_2 T_2 + r_1 H_3 T_3 + 4KA_0\psi_0 + \frac{4KA_0}{1+\lambda} T_0 \right) \quad (35)$$

三、热力强迫下的多平衡态及其稳定性

当运动达到定常状态时, $\frac{d\psi_j}{dt} = 0, \frac{dT_j}{dt} = 0, j = 1, 2, \dots, 6$. 代入(28)–(35)式, 该定常问题就构成了一组非线性代数方程组, 经运算求解可得:

$$T_1 = -(1+\lambda)\psi_1 - \frac{5b(1+\lambda)h_1}{\beta - 5b\psi_3}\psi_3 \quad (36)$$

$$T_2 = -(1+\lambda)\psi_2 \quad (37)$$

$$T_3 = 0 \quad (38)$$

$$T_0 = \frac{5b(1+\lambda)}{r_1 H_3} \psi_1 \psi_2 + \frac{5b}{r_1 H_3} \psi_2 T_1 - \frac{B_0}{r_1} \quad (39)$$

$$\psi_1 = -\frac{B_0 H_0}{r_1 H_1 (1+\lambda)} - \frac{H_2}{H_1} \psi_2 - \frac{5b h_1}{\beta - 5b} \psi_3 \quad (40)$$

$$\psi_2 = \frac{B_0 H_0^2 - 2 B_0 H_1^2}{H_1} \left/ \left[5b(1+\lambda+A_0) \psi_3 - \beta A_0 - r_1(1+\lambda) \frac{H_2 H_0}{H_1} \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{5b H_1}{H_3} - \frac{5b(1+\lambda) h_1}{\beta - 5b} \psi_3 \right] \right. \quad (41)$$

ψ_3 由下式所确定:

$$C_1 \psi_3^4 + C_2 \psi_3^3 + C_3 \psi_3^2 + C_4 \psi_3 + C_5 = 0 \quad (42)$$

其中:

$$C_1 = (5b)^2 D_1 D_6 - (5b)^3 A_0 h_1 D_6$$

$$C_2 = (5b)^2 D_3 D_6 - 5b D_1 (\beta D_6 - 5b D_4 + D_6) - 5b D_6 (\beta D_1 - 5b \beta A_0 h_1) \\ + (5b)^2 A_0 h_1 (-5b D_4 + \beta D_6 + D_6) + (5b)^2 D_2 D_6$$

$$C_3 = (5b)^2 D_3 D_6 - 5b D_6 D_7 - 10 b \beta D_3 D_6 - 5b \beta D_1 D_4 \\ + (\beta D_1 - 5b \beta A_0 h_1) (\beta D_6 - 5b D_4 + D_6) + (5b)^2 \beta A_0 h_1 D_4 - 10 b \beta D_2 D_6 \\ + (5b)^2 D_2 D_4 - 5b D_2 D_6$$

$$C_4 = -10 b \beta D_3 D_6 + \beta D_3 D_7 + \beta^2 D_3 D_6 + \beta D_4 (\beta D_1 - 5b \beta A_0 h_1) \\ + \beta^2 D_2 D_6 - 10 b \beta D_2 D_4 + \beta D_2 D_6$$

$$C_5 = \beta^2 D_3 D_6 + \beta^2 D_2 D_4$$

$$D_1 = 10 b h_1 A_0 + \frac{5b B_0 H_0}{r_1 H_1} + \frac{5b A_0 B_0 H_0}{r_1 (1+\lambda) H_1}$$

$$D_2 = 2 B_0 H_2 - \frac{\beta A_0 B_0 H_0}{r_1 (1+\lambda) H_1}$$

$$D_3 = \frac{B_0 H_0^2 - 2 B_0 H_1^2}{H_1}$$

$$D_4 = -\beta A_0 - \frac{r_1 (1+\lambda) H_2 H_0}{H_1}$$

$$D_5 = r_1 (1+\lambda) H_0 - \frac{\beta A_0 H_2}{H_1}$$

$$D_6 = 5b(1+\lambda+A_0)$$

$$D_7 = (5b)^2 (1+\lambda) h_1 \frac{H_2}{H_3}$$

$$D_8 = (5b)^2 (1+\lambda) h_1 \frac{H_1}{H_3}$$

由方程(41)解出 ψ_3 ,代入(35)–(40)式可以得到一个平衡态,在不同的外参数条件下可以得到多个平衡态。

用小扰动方法讨论平衡态的稳定性。根据稳定性理论,若由小扰动法得到方程组的所有特征根都是负的,即 $\text{Max}(\lambda_{\text{real}}) < 0$,即非线性方程组的平衡态是稳定的;否则, $\text{Max}(\lambda_{\text{real}}) > 0$,则是不稳定的。

各参数的取值是: $L = 2160 \text{ km}$ 为水平特征尺度, $\phi_0 = 32.5^\circ \text{N}$,耗散系数 $K = 0.015$,温度垂直递减率 $\lambda = 0.175$,相对湿度 $f = 0.8$,空气密度 $\rho = 0.00124 \text{ g/cm}^3$, $H_g = 7.3 \text{ km}$, $h_1 = 0.1$,相当于 $\text{Max}(\text{sh}) = 1.46 \text{ km}$,在所选定的较大的参数域内,取不同的经向及纬向加热差异强度进行计算。结果表明:对应于不同的热力强迫参数可以出现多个平衡态,但只在一定的参数域内有稳定态出现,而且最多只有一支稳定态。

四、非线性系统的平衡态与南亚高压流型的分布及其转换

南亚高压是行星尺度系统,其相应的热力强迫尺度也应是行星尺度的。计算中参数的取法参考了文献[5],但不完全相同,计算中所取的热力强迫参数对应的是加热距平场。各参数不同取值的选加是为了大致模拟夏季季风区时广大区域行星尺度的加热分布^[9]。当然实际加热场要远为复杂得多。稳定平衡态所对应的加热场反映了两种主要的加热场分布,即热源在高原附近和热源不在高原附近。

我们的大量计算表明,不稳定平衡态与稳定平衡态有很大差异,不稳定平衡态的流型与南亚高压流型相差太远,由于其不稳定性,故不能稳定维持;稳定平衡态的流场与南亚高压流场比较接近,由于能稳定维持,就有一定的天气学意义。我们用稳定平衡态的 200 hPa 流函数分布来代表高层流场。可以看出高压的流场、强度和实际南亚高压颇为相似,中纬为一暖性高压带,高压中心在 $30^{\circ}-35^{\circ}\text{N}$ 之间,南北两侧分别为东、西风带,相应的低层(700 hPa)流场中纬则为一暖低压区(图未给出)。稳定平衡态所对应的高压是热力性质的,低层为暖低压,高层为暖高压,这和南亚高压的热力性质是一致的。

稳定平衡态所对应的加热场的经向加热差导(H_3, H_0)比高原附近热源强度(H_1)小得多,否则将为不稳定态,这和文献[5]的结论是一致的。

1. 高压流型的分布

大量计算结果表明稳定平衡态所对应的高压流型根据文献[2]划分标准主要可分为三种类型:

1) 西部型(图 1): 高压中心一般在 $(\pi, \frac{\pi}{2})$ 附近,即位于 $30^{\circ}-35^{\circ}\text{N}$ 之间,高原正上方(sh 最大处)附近。西侧为低槽区,中低纬为一宽广的暖高压带,南北两侧分别为东

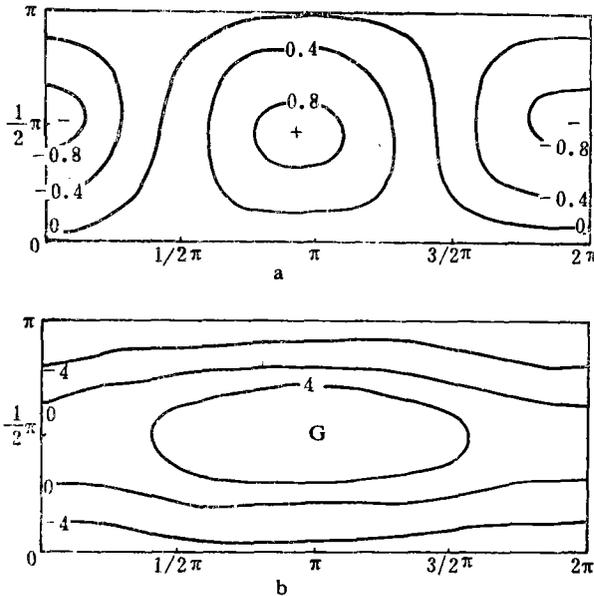


图 1 西部型高压 200 hPa 流函数分布(b)及加热场(a)
($H_1 = -0.45, H_2 = 0.1, H_3 = 0.075, H_0 = 0.0075$)

风和西风带,对应于低层(700 hPa)为暖低压区(图略)。所对应的加热场分布高原附近为一强热源,两侧为热汇。

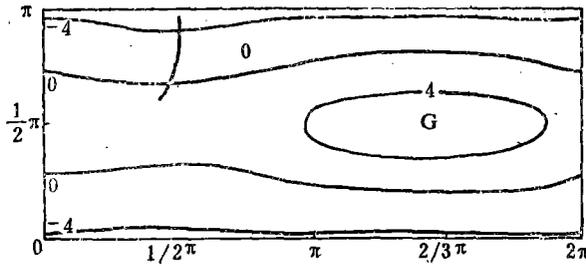


图 2 东部型高压 200 hPa 流函数分布
($H_1 = -0.45, H_2 = 0.1, H_3 = -0.0025, H_0 = 0.001$)

2) 东部型(图 2): 高压中心一般在 $(\frac{2}{3}\pi, \frac{\pi}{2})$ 附近,即位于 $30^\circ - 35^\circ\text{N}$ 之间高原东侧 30 经距附近。高原西侧($\frac{\pi}{2}$ 处)为一低槽,南北两侧分别为东风和西风带,对应于低层(700 hPa)为一暖低压区(图略)。所对应的加热场分布类似于西部型,但径向加热差异较小。

3) 带状型(图 3, 4): 有两个高压中心,分别在 $(0, \frac{\pi}{2})$ 和 $(2\pi, \frac{2}{\pi})$ 附近,南北两侧分别为东风和西风带,对应于低层也为暖低压区。这种类型的高压所对应的加热场强度较弱,有两种类型,即高原附近为弱热源两侧为弱热汇(图 3 a)和高原附近为弱热汇两侧为弱热源(图 4 a)。

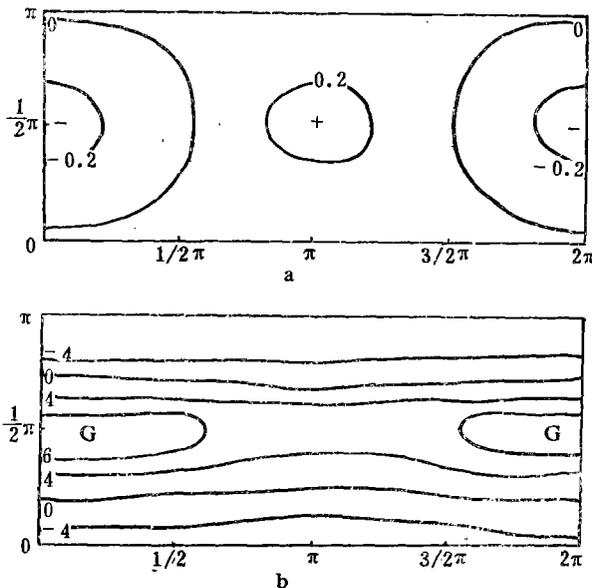


图 3 第一类带状型高压 200 hPa 流函数分布(b)及加热场(a)
($H_1 = -0.1, H_2 = -0.005, H_3 = -0.0025, H_0 = 0.0025$)

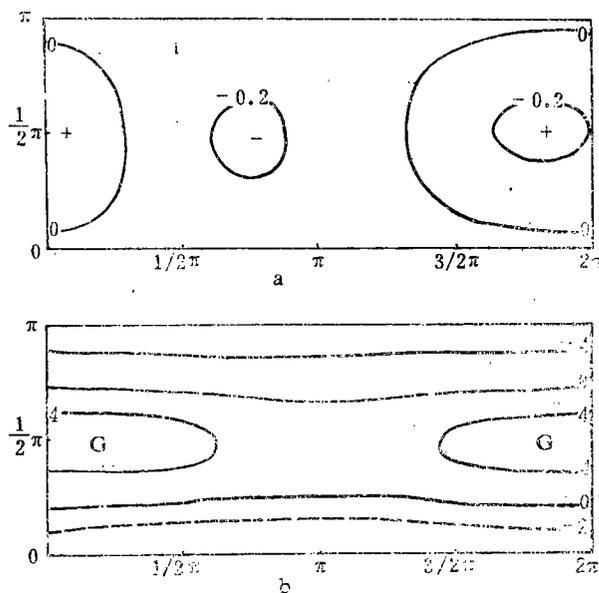


图 4 第二类带状型高压 200 hPa 流函数分布(b)及加热场(a)
($H_1=0.075$, $H_2=-0.05$, $H_3=-0.001$, $H_6=-0.0017$)

东部型和西部型高压所对应的加热场均表现为高原附近为一较强热源, 两侧为热汇, 只是经向加热差异不同而已(图 2 中加热场未给出)。从图 1 和图 2 中所给出的加热分量可以看出, 对应西部型高压其 $H_3=0.075$, $H_6=0.0075$, 而对应东部型高压 $H_3=-0.0025$, $H_6=0.001$, 这就表明了经向加热强度是不同的。带状高压所对应的加热场强度较弱, 无论高原附近为热源或热汇时均可出现。

稳定平衡态所对应的高压流型及其加热场与南亚高压实况相比主要特征颇为相似, 只不过位置稍偏东, 这可能是采用了低谱近似的原因。计算结果表明一般当经向加热差较大时高压中心偏西, 反之偏东, 改变高原东西侧的加热差对高压中心的位置影响不大。这一现象很类似于文献[3]的发现。当中纬度有较大的凝结潜热发生时则平衡了低纬夏季较大的潜热, 从而使经向加热差减小。这时由于潜热作用在高原东面形成一热力性高压中心。这一结果与梅雨发生后东亚大气环流发生调整, 南亚高压东部型建立的事实^[2]是一致的。反之当中纬度没有较大的潜热发生时, 由于夏季低纬较大的潜热, 使经向加热差增大。这时副高位置偏东, 南亚高压为西部型。这一现象很类似于长江流域持续酷暑天气后副高东退, 南亚高压转变为西部型这一事实^[2]。带状型高压所对应的加热场强度均较小, 即当高原附近为较弱热源其两侧为较弱热汇或当高原附近为较弱热汇两侧为较弱热源时均可出现。前一种情况反映高原附近热源对高压形成的作用, 带状型高压仅是南亚高压的一种形态。后一种情况则反映了南亚高压东西部流型转换时的情况。研究^[8]发现高原西侧的感热加强, 高压变为西部型; 高原东部潜热增强, 高压变为东部型; 东西两侧热源大致平衡时, 中间应为一负距平区, 高压处于转换阶段, 为带状型。

2. 高压中心的東西转换

文献[3]认为“青藏高原的西部型和东部型是两个经常出现的平衡态, 不同流型的青

藏高压具有不同的起源和天气。”在我们的计算结果中也反映出了高压中心东西转换这一现象。在较大的参数域中出现了多组转换过程,而且在高压中心的转换过程中不存在稳定态的连续分布。从平衡态集合图(图略)上可看出随着经向加热差异(H_3 或 H_4)的改变,首先进入稳定态,然后稳定态消失出现不稳定态,接着又出现一段稳定态,而且这两段稳定态的流型分别对应着东部型和西部型高压,多组转换过程均表现为类似的特征。这种稳定态随经向加热差异的变化并非连续推进的,出现两支对应不同流型的稳定态的演变。这种过程的天气学意义反映了南亚高压流型的东、西转换,这种转换过程并非连续推进或高压中心沿东西方向快速移动,而是当西部型消失后经过调整过程,在高原东部重建一新的高压中心,反之亦然。

再有从大量计算表明只有当高原附近有较强热源时才可能发生高压中心的东、西转换,当热源较弱时只有带状型高压出现。但分量 H_1 的强弱对高压中心位置影响不大,而且改变高原东西侧的加热差(H_2)对高压中心位置影响也较小,只能使高压中心有较小的原地摆动,不会发生东西部型的转换。只有改变经向加热差异才可能发生这种转换过程。所以,我们从数值试验表明了南亚高压流型的东、西转换是一个复杂的物理过程,高原附近热源及经向方向加热差异都有不同程度的影响,只有当高原附近热源达到一定强度而经向加热差异也达到某一临界值时,才会发生转换。

从稳定平衡态的各种流型及其所对应的加热场来看,青藏高原附近的热力作用对南亚高压的形成和维持起着一定作用,但不是必要条件。高原附近热源较强时,高压才可能发生流型转换,但高压中心的东、西摆动则对经向方向加热差异比较敏感。这一结果说明尽管高原两侧不同加热分量可改变经向加热差异,但对于高压流型的转换则取决于加热所在的纬度。一般来说,中纬潜热加热增大,以平衡低纬的强加热,可使经向加热差减小。这说明我国大陆中纬地区夏季强烈降水产生较大的潜热,对于南亚高压东部型的建立是至关重要的。反之,若降水偏少则高压中心偏西。这正好反映了这一事实,即长江中下游持续多雨后将发生一次环流调整,高压转为东部型;反之转为西部型^[2]。

五、小 结

1. 南亚高压典型的平衡态为西部型、东部型和带状型高压。

2. 当高原附近为较强热源时有高压出现,并有高压中心的东、西转换;当高原附近为弱热源或弱热汇时一般出现为带状高压,高压中心不在高原上空,不发生高压中心的东、西转换。所以,高原附近热源对南亚高压的形成、维持及流型转换是非常重要的。

3. 当经向加热差大时南亚高压为西部型,反之为东部型。东、西部流型的转换并非高压中心的连续推移或快速移动,而是一个西部高压中心消失后,在东部重建新的高压中心的过程,反之亦然。高压中心的东、西转换只有在高原附近热源达到一定强度时,而经向加热差也达到某一临界值时才会发生。尽管不同的加热可改变经向加热差,但高压中心的东、西转换则主要取决于加热所在的纬度。

由于模式略去了一些物理过程,而且采用低谱近似,高压中心位置及流型转换与南亚高压实现还有一定差异,有待进一步研究。

参 考 文 献

- [1] 叶笃正、罗四维、朱抱真, 青藏高原及其附近的流场结构和对流层大气的热量平衡, 气象学报, 28, 1, 108—120, 1957。
- [2] 陶诗言、朱福康, 夏季亚洲南部 100 毫巴流型的变化及其与西太平洋副热带高压进退的关系, 气象学报, 34, 4, 385—396, 1964。
- [3] 朱抱真、宋正山, 青藏高原高压的形成过程和准周期振荡(观测事实的分析), 青藏高原气象科学实验文集(一), 303—313, 科学出版社, 1984。
- [4] 朱正心, 副热带对流层高层夏季准定常涡系统动力成因的初步探讨, 气象学报, 45, 1, 39—47, 1987。
- [5] 李维亮、缪金海、樊云, 非绝热加热在南亚高压建立和振荡中所起的作用, 气象科学研究院院刊, 2, 1, 1—11, 1987。
- [6] Lorenz, E. N., Formulation of a low-order model of a moist general circulation, *J. Atmos. Sci.*, 41, 1933—1945, 1984。
- [7] Charney, J.G., and D.M. Straus, Form-drag instability multiple equilibria and propagating planetary wave in baroclinic orographically forced planetary wave systems, *J. Atmos. Sci.*, 37, 7, 1157—1176, 1980。
- [8] 叶笃正、高由禧等, 青藏高原气象学, 1—278, 科学出版社, 1979。
- [9] 李维亮、陈隆勋、金祖辉, 亚洲上空夏季平均环流的结构及其热源分析, 气象学报, 41, 1, 43—54, 1983。

MULTIPLE EQUILIBRIA IN MOIST BAROCLINIC ATMOSPHERE BY THERMAL FORCING RELATED TO SOUTH ASIA HIGH

Li Weiliang Liu Sichen

(Chinese Academy of Meteorological Sciences)

Abstract

Based on Lorenz's moist general circulation model, the topography effect is introduced in the model, and it is properly simplified. A nonlinear and dissipative system describing atmospheric motion has been obtained in approximation of low order.

The multiple equilibria of moist baroclinic atmosphere in the parameter space, the flow patterns and longitudinal oscillation of south Asia high by thermal forcing and nonlinear interaction of general circulation are studied in this paper. The results show that 1) the west pattern, east pattern and beltlike high are the primary equilibria flow patterns of south Asia high, 2) the transformation of flow patterns between east and west flow pattern is a discontinuous displacement, and is a process of resetting new flow pattern by rapid exchange flow field.