

ITCZ 的季节突变

余志豪 郑维忠

(南京大学大气科学系)

提 要

本文用低阶截谱模式方法,分析了经向环流圈或 ITCZ 的季节性迁移突变。结果指出,在一定强度的对流凝结加热作用下,由于非线性相互作用,经向环流圈或 ITCZ 随着太阳辐射的季节变化,可以发生季节性迁移的突变。反之,当对流凝结加热较弱时,它们的季节迁移是连续变化的。

一、引 言

热带辐合带 (ITCZ) 是热带大气环流主要组成系统之一。随着季节变化大气环流系统和行星纬向风系将会南北迁移,表现在高层的西风急流以及中层的副高脊线也随之季节性的南北迁移,同时低纬度的 ITCZ 亦有季节性的迁移。在东亚地区,大气环流不仅有季节变化,且存在着所谓 4 月和 10 月的突变现象。例如,西风带及其急流和副高脊线等的急剧北移或北跳就是此类环流突变中的重要标志。根据观测研究,ITCZ 不但有季节性迁移,它也有急剧北移或突变现象。图 1 是由流场、气压或卫星云图等资料制作的 ITCZ 及其有关的云带纬度位置的时间变化曲线。其中,图 1a^[1] 是 1965—1973 年纬圈 (135°—140°E) 平均云量(十分制)逐月变化图;图 1b^[2] 是 1973—1979 年 850hPa 流场所定 ITCZ 平均 (100—120°E) 位置时间变化曲线;图 1c^[3] 是 1968 年 4—9 月沿 120°E 经圈剖面上 ITCZ 云带位置逐候变化个例;图 1d^[3] 是 1958—1959 年和 1962—1965 年地面赤道天气图上所定出的 140°E 经圈上 ITCZ 位置各旬出现的频率。这些图均表明了南海-西太平洋地区的 ITCZ 的季节性迁移或季节性北跳。据分析^[4] 西风急流北跳比副高脊要迟 1—2 个候,而副高脊北跳又要比 ITCZ 迟 3—4 个候。因此,东亚大气环流季节变化过程中,ITCZ 是最先北跳的。

自 Lorenz^[5] 在低阶截谱模式中揭示出非线性突变以来,近十多年来国内外许多学者引用此方法对大气非线性现象做了大量的研究工作^[5-10]。多数工作限于正压大气,亦有利用两维板对称环流圈扰动讨论斜压非地转大气的中尺度非线性突变问题的⁹。而 ITCZ 是低纬大尺度“带状”系统,可采用对称假定或纬向平均(即取 $\partial/\partial x = 0$)。本文将取斜压非地转两维经向环流圈的外强迫加热动力模式,并引用低阶截谱方法讨论 ITCZ

1987 年 7 月 8 日收到,1988 年 6 月 6 日收到修改稿。

1) 杨大升,丁敏芳:旋转地球上二维板对称扰动的非线性不稳定。

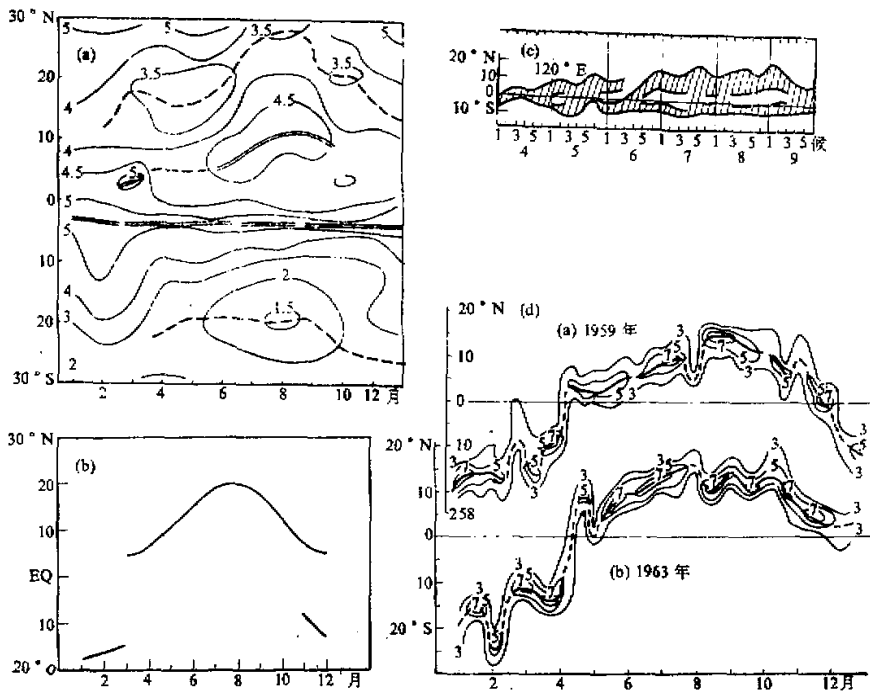


图 1 (a): 1965—1973 年纬圈(135—140°E)平均云量逐月变化 (b): 1973—1979 年 850 hPa ITCZ 平均(100—120°E)位置时间变化曲线 (c): 1968 年 4—9 月沿 120°E 经圈剖面上 ITCZ 云带位置逐候变化 (d): 1958—1959 年和 1962—1965 年沿 140°E 经圈上 ITCZ 位置各旬出现频率

的季节性突变,以及对它的观测研究结果作部分的分析解释。

二、基本方程组及经向涡度方程

将流场考虑成基本场 U 再叠加一个扰动场 (u', v', w') , 即

$$(u, v, w) = (U + u', v', w') \quad (1)$$

及

$$(p, \rho, T) = (p_0 + p', \rho_0 + \rho', T_0 + T') \quad (2)$$

其中基本流场是纬向定常及地转的,据尺度分析这是允许的,且满足下列方程组:

$$\begin{cases} -\partial p_0 / \partial x = \rho_0 g \\ fU = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p_0}{\partial y} \\ p_0 = \rho_0 R T_0 \end{cases} \quad (3)$$

如取双线性斜压基流,则有

$$U(y, z) = U_y y + U_z z \quad (4)$$

式中 U_y 和 U_z 分别为常值水平和垂直风切变. 由热成风关系式, 即

$$fU_z \approx -g \frac{\partial \ln T_0}{\partial y} \quad (5)$$

故相应的基态温度场亦设为双线性分布的, 即

$$\ln T_0 = \left(\frac{\partial}{\partial y} \ln T_0 \right) y + \left(\frac{\partial}{\partial z} \ln T_0 \right) z \quad (6)$$

式中不仅 $\partial \ln T_0 / \partial y$ 为常值, 且 $N^2 \equiv (g/T_0)(\gamma_a + \partial T_0 / \partial z)$ 亦为常值.

考虑 Rayleigh 摩擦(系数为 r) 的大气运动方程组为:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \right) \begin{pmatrix} u \\ v \\ w \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} -fv \\ fu \\ -f^*u \end{pmatrix} = -\frac{1}{\rho_0} \nabla p_0 - r\mathbf{v} \quad (7)$$

式中 $f = 2Q \sin \varphi$ 和 $f^* = 2Q \cos \varphi$. 将 (1) 式代入方程组 (7), 取纬向均匀假定

$$\partial / \partial x = 0$$

及 Boussinesq 近似, 则有

$$v'U_y + w'U_z - fv' = -ru' \quad (8)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v}' \cdot \nabla \right) v' + fu' = -\frac{1}{\rho_0} p'_y - rv' \quad (9)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v}' \cdot \nabla \right) w' - f^*u' = -\frac{1}{\rho_0} p'_z + \frac{T'}{T_0} g - rw' \quad (10)$$

$$v'_y + w'_z = 0 \quad (11)$$

$$v' \frac{\partial}{\partial y} \ln T_0 + \frac{N^2}{g} w' = \frac{Q^*}{c_p T_0} - K \frac{T'}{T_0} \quad (12)$$

式中 $\nabla \equiv j\partial/\partial y + k\partial/\partial z$, 连续方程 (11) 式取成线性的. 在热带大尺度流场中, 加热项 Q^* 的量级要比扰动温度局地变化项和平流项大, 故热量方程取成如 (12) 式所示的线性平衡关系, 即外强迫加热源主要由扰动上升运动冷却所平衡, 此外再抵消牛顿冷却(系数为 K) 及扰动流场对基态温度的平流. 相应地, x 方向动量方程取 (8) 式所示的线性关系.

据 (11) 式, 可引入流函数 ϕ , 且

$$v' = -\phi_z \text{ 及 } w' = \phi_y \quad (13)$$

对 (9) 和 (10) 式取旋度运算, 可构成经向涡度方程, 略去扭曲项及 ρ_0 随空间微商等小项, 再利用 (8) 和 (12) 式分别消去 T' 和 u' , 最后可得:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 \phi + J(\phi, \nabla^2 \phi) + B_1 \phi_{yy} + B_2 \phi_{yz} + B_3 \phi_{zz} + B_4 \phi_z \\ + B_5 \phi_z + r \nabla^2 \phi = Q_y \end{aligned} \quad (14)$$

式中

$$B_1 = \frac{N^2}{K} + \frac{f^* U_z}{r}$$

$$B_4 = fU_z / r r_c$$

$$B_2 = \frac{f^*}{f} (f - U_y) + \left(\frac{1}{K} + \frac{1}{r} \right) f U_z \quad B_5 = \left(\frac{f^*}{r} + \frac{U_z}{K} \right) \beta - \frac{f}{r r_c} (f - U_y)$$

$$B_3 = f(f - U_y) / r$$

$$Q = gQ^* / K T_0 c_p$$

以及 $\beta = df/dy$, r_e 为地球半径.

对方程 (14) 进行无量纲化, 取

$$t = \frac{1}{f^*} \tilde{t} \quad y = L \tilde{y} \quad z = H \tilde{z} \quad \phi = f^* H L \tilde{\phi}$$

代入 (14) 式, 略去小项, 去掉“ $\sim$ ”号, 得无量纲化的经向涡度方程为:

$$\frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 \phi + J(\phi, \nabla^2 \phi) + B_1^* \phi_{yy} + B_3^* \phi_{zz} + B_5^* \phi_z + \nu \nabla^2 \phi = -\nu \nabla^2 \phi^* \quad (15)$$

注意这里 $\nabla^2 = a^2(\partial^2/\partial y^2) + \partial^2/\partial z^2$, 而 $a \equiv H/L$, 以及

$$B_1^* = a^2 B_1/f^*, \quad B_3^* = B_3/f^*, \quad B_5^* = H B_5/f^*, \quad \nu = L^2 r/f^*$$

在 (15) 式中还将加热项 $aQ_y/f^{*2}L$ 取成牛顿型源汇形式即 $\nu \nabla^2 \phi^*$. 方程 (15) 式就是用来描述热带大尺度运动的关于 y - z 平面的简化涡度方程.

三、低阶截断谱模式及平衡态

据 ITCZ 流场的特征, 考虑矩形域 $D = \{y, z: 0 \leq y \leq \pi, 0 \leq z \leq 2\pi\}$, 以及如下边界条件:

$$\begin{cases} \partial\phi/\partial y|_{y=0} = -\partial\phi/\partial y|_{y=\pi} \\ \phi|_{z=0} = \phi|_{z=2\pi} \end{cases} \quad (16)$$

选取一组正交基函数为:

$$\begin{aligned} F_1 &= \sqrt{2} \cos y & F_2 &= 2 \cos y \cos z & F_3 &= 2 \cos y \sin z \\ F_4 &= \sqrt{2} \cos 2y & F_5 &= 2 \sin 3y \cos z & F_6 &= 2 \sin 3y \sin z \end{aligned}$$

显然, 有

$$\nabla^2 F_i = -\lambda_i F_i \quad \lambda_i^2 = a^2 m_i^2 + k_i^2$$

将流函数 ϕ 及外强迫源函数 ϕ^* 用 F_i 展开为:

$$(\phi, \phi^*) = \sum_{i=1}^6 (\phi_i, \phi_i^*) F_i$$

式中展开系数 ϕ_i 和 ϕ_i^* 仅为时间的函数, 它们的时间导数分别以 $\dot{\phi}_i$ 和 $\dot{\phi}_i^*$ 表示.

把方程 (15) 展开为谱形式, 则有:

$$\dot{\phi}_1 = -s_1 \phi_1 - 2\phi_1^* \quad (17)$$

$$\dot{\phi}_2 = A_1 \phi_1 \phi_3 + G_1 \phi_4 \phi_6 + H_1 \phi_5 - s_2 \phi_2 - 2\phi_2^* \quad (18)$$

$$\dot{\phi}_3 = -A_1 \phi_1 \phi_2 - G_1 \phi_4 \phi_5 - H_1 \phi_2 - s_3 \phi_3 - \nu \phi_3^* \quad (19)$$

$$\dot{\phi}_4 = A_2 (\phi_3 \phi_5 - \phi_2 \phi_6) - s_4 \phi_4 - \nu \phi_4^* \quad (20)$$

$$\dot{\phi}_5 = A_3 \phi_1 \phi_5 + G_3 \phi_3 \phi_4 + H_2 \phi_6 - s_5 \phi_5 - \nu \phi_5^* \quad (21)$$

$$\dot{\phi}_6 = A_3 \phi_1 \phi_5 - G_3 \phi_2 \phi_4 - H_2 \phi_5 - s_6 \phi_6 - \nu \phi_6^* \quad (22)$$

式中

$$A_1 = 4\sqrt{2}/3\pi(a^2 + 1) \quad G_1 = \sqrt{2}(5a^2 + 1)/(a^2 + 1)$$

$$A_2 = 2\sqrt{2} \quad G_2 = 0$$

$$A_3 = 72 \sqrt{2} (8a^2 + 1) / [35\pi(9a^2 + 1)] \quad G_3 = \sqrt{2} (1 - 3a^2) / (9a^2 + 1)$$

$$H_1 = B_5^* / \lambda_1^2 \quad H_2 = B_5^* / \lambda_2^2$$

$$s_i = \nu + \frac{1}{\lambda_i^2} (B_1^* \beta_i^1 + B_5^* \beta_i^1) \quad i = 1, 2, \dots, 6$$

而

$$\beta_1^1 = \beta_2^1 = \beta_3^1 = 1, \quad \beta_4^1 = 4, \quad \beta_5^1 = \beta_6^1 = 9,$$

$$\beta_1^2 = \beta_4^2 = 0, \quad \beta_2^2 = \beta_3^2 = \beta_5^2 = \beta_6^2 = 1.$$

为了突出而简便地考虑南北迁移的季节变化,置 $\phi_1^* = \phi_2^* = \phi_6^* = 0$, 于是热力强迫项表示成:

$$\phi^* = \phi_1^* F_1 + \phi_4^* F_4 + \phi_5^* F_5 \quad (23)$$

亦即它由三部分组成。其中,前二项为经向 1—2 波的加热分布。显然 $\phi_1^* > 0$ 及 ϕ_4^* 取正或负时,它们的叠加分别构成了春秋或夏季以太阳辐射加热特征为主的经向加热分布。第三部分 $\phi_5^* F_5$, 在经向 1 波的加热分布上再考虑垂直方向的变化或分布。由于强迫加热项已取牛顿型源汇形式即 $\nu \nabla^2 \phi^*$, 故 $\phi_5^* F_5$ 再叠加一个对高度平均的常数(基底),将不改变 $\nu \nabla^2 \phi^*$ 值。但是,适当调整该常数(基底),却可在本文的垂直范围(即地面到 15 km 高度)内,使得 $\phi_5^* F_5$ 的加热在对流圈中层(约 6 km 处)为最强,对流圈上层及平流圈低层较弱或冷却,可大致近似于凝结加热的垂直向特征分布。

在方程 (17)–(22) 中,置时间导数项为零,则得平衡态解 $\bar{\phi}_i$ 的方程组为:

$$\begin{cases} \bar{\phi}_1 = -\frac{\nu}{s_1} \phi_1^* \\ b_1 \bar{\phi}_3 + G_1 \bar{\phi}_4 \bar{\phi}_6 - s_2 \bar{\phi}_2 = 0 \\ b_1 \bar{\phi}_1 + G_1 \bar{\phi}_4 \bar{\phi}_5 + s_3 \bar{\phi}_3 = -\nu \phi_3^* \\ A_2 (\bar{\phi}_1 \bar{\phi}_5 - \bar{\phi}_2 \bar{\phi}_6) - s_4 \bar{\phi}_4 = \nu \phi_4^* \\ b_2 \bar{\phi}_6 - G_3 \bar{\phi}_3 \bar{\phi}_4 + s_5 \bar{\phi}_5 = 0 \\ b_2 \bar{\phi}_5 - G_3 \bar{\phi}_2 \bar{\phi}_4 - s_6 \bar{\phi}_6 = 0 \end{cases} \quad (24)$$

其中 $b_1 = A_1 \bar{\phi}_1 + H_1$, $b_2 = A_3 \bar{\phi}_1 - H_2$ 。再引入

$$c_1 = G_1^2 G_3^2$$

$$c_2 = (2b_1 b_2 + s_2 s_6 + s_3 s_5) G_1 G_3$$

$$c_3 = (b_1^2 b_2^2 + b_1^2 s_5 s_6 + b_2^2 s_2 s_3 + s_2 s_3 s_5 s_6)$$

并在方程组中消元,最后可得关于 $\bar{\phi}_i$ 的代数方程为:

$$\sum_{i=1}^9 a_i \bar{\phi}_i^i = 0 \quad (25)$$

其中

$$a_9 = s_4 c_1^2$$

$$a_4 = (c_2^2 + 2c_1 c_3) - A_2 s_5 G_1^2 G_3^2 \nu^2 \phi_3^{*2}$$

$$a_8 = c_1^2 \nu \phi_4^*$$

$$a_3 = 2s_4 c_2 c_3 - 2A_2 s_5 (s_2 s_6 + b_1 b_2) G_1 G_3^2 \nu^2 \phi_3^{*2}$$

$$a_7 = 2s_4 c_1 c_2$$

$$a_2 = 2c_1 c_3 \nu \phi_4^*$$

$$a_6 = 2c_1 c_2 \nu \phi_3^*$$

$$a_1 = s_4 c_2^2 - A_2 (b_1^2 + s_5 s_6) (s_2 s_5 + s_2^2 s_6) G_1 \nu^2 \phi_3^{*2}$$

$$a_5 = s_4 (c_2^2 + 2c_1 c_3)$$

$$a_0 = c_1^2 \nu \phi_4^*$$

$$-A_2 s_5 G_1^2 G_3^2 \nu^2 \phi_3^{*2}$$

(25) 式是关于 $\bar{\phi}_i$ 的九次代数方程, 一般可有九个根, 但有的为实根, 有的为复根。在下节所取的参数范围内, (25) 式至多有三个实根, 其余均为复根。并且, 对于任一组给定的外强迫参数 ϕ_1^* 、 ϕ_2^* 和 ϕ_3^* , 它可以具有多重实根, 相应于多重的平衡态。关于平衡态的稳定性分析这里从略。

四、ITCZ 的季节迁移突变

以下具体给出基本参数和外强迫参数 (ϕ_1^* 、 ϕ_2^* 、 ϕ_3^*), 以调节 ϕ_3^* 值来表示季节变化, 从而求解 $\bar{\phi}_i$ 及其它 $\bar{\phi}_i$ 值, 即可得到流场 $\sum_{i=1}^6 \bar{\phi}_i$ 的季节变化。

取 $L = 1.5 \times 10^6 \text{m}$, $H = 1.5 \times 10^4 \text{m}$ 或 $\sigma^2 = 10^{-2}$; 矩形域的中心纬度置于 12.5°N , 故域的南北方向范围从 19.25°N 至 5.75°N , 基本上为 ITCZ 的主要活动区域, 数值计算时取 14×11 的格点网。以及取

$$r = 10^{-2} \text{s}^{-1}, K = 10^{-1} \sim 10^{-2} \text{s}^{-1}, T_0 = 270 \text{K},$$

$$N^2 = 1.5 \times 10^{-4} \text{s}^{-2}, f^* = 1.42 \times 10^{-4} \text{s}^{-1}, U_y = 10^{-5} \text{s}^{-1},$$

$$U_x = 10^{-4} \text{s}^{-1}.$$

置 $\phi_1^* = 1.0$ 和 $\phi_2^* = 1.0$, 而使 ϕ_3^* 从 1.6 连续变化到 -1.6 以示冬春到夏秋的季节变化。图 2 是 ϕ_3^* 每隔 0.4 从 1.6 至 -1.6 所求得的 $\bar{\phi}_i$ 随 ϕ_3^* 的变化曲线。其中实线上的平衡态是稳定的, 分上下两支, 虚线是不稳定的平衡态, 并且 $|\phi_3^*| > 0.73$ 时只有一个平衡态。所以, 当 ϕ_3^* 自 1.6 减小到 0.73 以下时, $\bar{\phi}_i$ 由单一平衡态成为多平衡态。 ϕ_3^* 继续减小到 -0.73 或以下时, $\bar{\phi}_i$ 沿下支实线经 A、I、B 和 C 等, 从 D 即突变跳到上支实线 E。因为 BD 间出现了三个平衡态, 其中两个不同的平衡态分别位于上下支实线上, 另一个为在虚线上的不稳定平衡态。

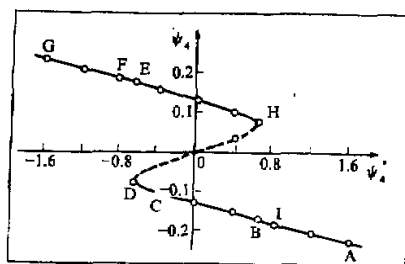


图 2 $\bar{\phi}_i$ 随 ϕ_3^* 的变化曲线

当 $\bar{\phi}_i$ 由 D 突变跳到 E 以后, 相应的经向环流 ($\sum_{i=1}^6 \bar{\phi}_i$) 状态即要发生突变。这是由于 D 和 E 分别处于图 2 中的上下两支实线为截然不同的平衡态。图 3 是相应于图 2 曲线上 I、C、F 和 G 四处的经向环流 ($\sum_{i=1}^6 \bar{\phi}_i$) 状态, 所以相当于环流的季节变化。其中 I 和 C 表示冬春的状态, 图中的环流上升区 (本文作为 ITCZ 的标志) 偏南, 大致在 $9-10^\circ \text{N}$ 处。而 F 和 G 表示夏秋状态, 环流上升区向北突变迁移到 16°N 左右, 因而出现了 ITCZ 的迁移和突变。图 4 是文献 [13] 中给出的各季中间月份的实际经向环流剖面, 图中的上升区

1) 考虑到方程 (10) 的浮力项 gT'/T_0 与主项同量级, 这里取 $\alpha(gT'/T_0) \sim 10^{-4} - 10^{-3}$, 由此, 再从 (12) 式定出 $K = 10^{-1} \sim 10^{-2}$, 这样既保持了浮力作用, 又使牛顿冷却易达到热力平衡态。

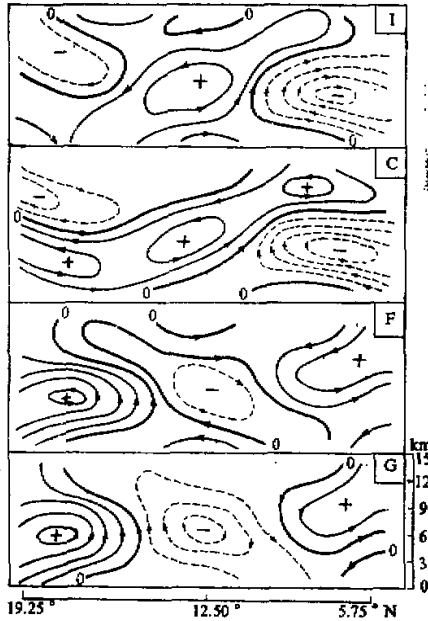


图3 经向环流剖面图

其中 I、C、F 和 G, 分别对应图 2 曲线上的不同平衡态。

从四月至七月有明显的突变或北跳。比较图 3 和图 4, 它们的主要特征是较相似的。随季节变化的经向环流上升区中的零值等流函数线, 与 4.5 km 高度相交处的纬度位置点成曲线, 即得到图 5。该图中的曲线可视作 ITCZ 纬度位置的时变曲线, 它清楚地显示出季节突变的特征。把图 5 中的曲线与图 1 相比较, 它们基本上也是很相似的。由此可见, 当外强迫 ϕ_s^* 代表辐射加热季节性的连续变化时, 由于非线性项的相互作用, 将使得 ITCZ 流场作出响应并发生季节性突变。

值得指出, 取 $\phi_s^* = 1.0$ 及 $\phi_s^* \leq 0.56$, 即热力强迫在垂直方向差异很弱时, 同样使 ϕ_s^* 从 1.6 连续变化减小到 -1.6,

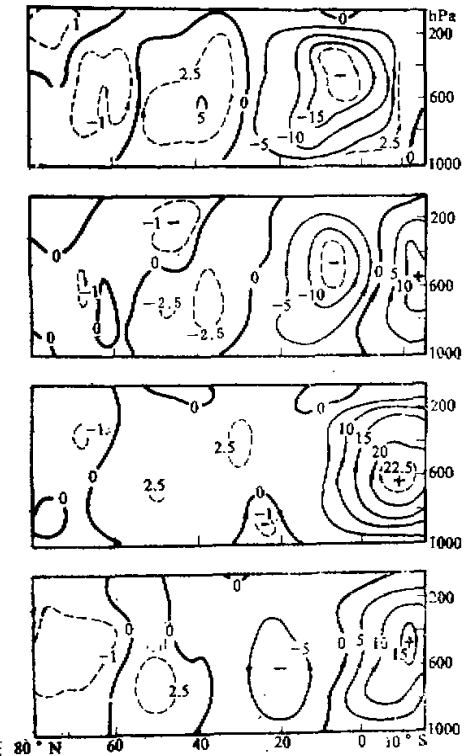


图4 各季中间月份实际经向环流

自上至下分别为一、四、七和十月。

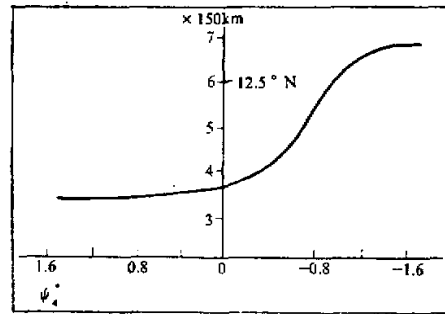


图5 模式中 ITCZ 纬度位置的时变曲线
横坐标 ϕ_s^* 值可相当于季节或时间, 纵坐标为南界向北的格点数。

但 ϕ , 仅有一个平衡态。亦即, 在这种加热场作用下, 平衡态是渐变的, 不发生突变现象。众所周知, 热带地区环流变化的能源, 以凝结加热较为重要, 而且它的垂直差异较之辐射或感热加热显著, 其中感热加热基本上限于大气底层。在外强迫参数中, ϕ^* 正好反映了加热的垂直差异, 所以取 $\phi^* > 0.56$ 即对流凝结加热较强时, 则 ITCZ 的北跳突变现象就较显著。反之, 对流凝结加热较弱 ($\phi^* \leq 0.56$) 时, ITCZ 甚至不出现向北迁移的北跳现象。一般说来, 对流凝结加热与经向环流圈上升支是互为因果关联的, 倘若将对流凝结加热作为外强迫作用, 那么它对经向环流的季节变化, 对 ITCZ 的季节变化或者对季风爆发, 是非常重要的。

因此, 可以认为只有在适当强度的对流凝结加热作用下, 经向环流圈或 ITCZ 随着太阳辐射加热季节变化, 才可能出现季节性迁移突变。否则, 随着加热的季节变化而只有连续的季节变化。

参 考 文 献

- [1] 范惠君, 1985, 用平均云量图分析太平洋热带辐合带, 热带气象, Vol. 3, 269—276.
- [2] 蒋全荣、余志豪, 1984, 南海及其邻近地区赤道辐合带的活动特征及其结构的个例分析, 热带环流和系统学术会议文集, 海洋出版社, 105—119.
- [3] 包澄瀛, 1980, 热带天气学, 科学出版社, 199—203.
- [4] 黄士松, 1978, 有关副热带高压活动及其预报问题的研究, 大气科学, Vol. 2, 159—168.
- [5] Lorenz, E. N., 1963, Deterministic nonperiodic flow, *J. Atmos. Sci.*, Vol. 20, 130—141.
- [6] Vickroy, J. G., and Dutton, J. A., 1979, Bifurcation and Catastrophe in a Simple, forced, dissipative quasigeostrophic flow, *J. Atmos. Sci.*, Vol. 36, 42—52.
- [7] Chaney, J. G. and Devore, J. G., 1979, Multiple flow equilibria in the atmosphere and blocking, *J. Atmos. Sci.*, Vol. 36, 1205—1216.
- [8] Wiin-Nielsen, A., 1979, Steady States and Stability properties of a low-order barotropic System With forcing and dissipation, *Tellus*, Vol. 31, 375—386.
- [9] 朱正心、朱抱真, 1982, 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), 4 期, 361—371.
- [10] 李麦村、罗哲贤, 1983, 6 月和 10 月大气环流突变的非线性机制, 中国科学 (B 辑), 2 期, 187—192.
- [11] 柳崇健、陶诗言, 1983, 副高北跳和月尖突变, 中国科学 (B 辑), 5 期, 474—480.
- [12] 缪锦海、丁敏芳, 1985, 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 期, 87—96.
- [13] Flohn, H., 1971, Tropical circulation Patterns: Recent aspect, Proceeding of the Symposium on Physical and dynamic Climatology, WMO.