

# 大尺度流型年际变化可能机制的研究\*

罗哲贤

(南京气象学院, 210044)

## 提 要

本文将年变周期和非年变周期热力强迫项引进正压涡度方程, 用方程的截谱形式实施了几十组时间长度为100年的数值积分, 研究了非年变周期热力强迫和大气内部动力过程共同激发的大尺度流型的年际变化问题。在一定的参数集合, 当非年变外源强迫的振荡周期与大气内部动力过程单独激发出来的振荡的周期相同时, 流型年际振动的振幅明显加大, 振动的周期则为倍化。在另外的参数集合, 随着非年变强迫参数的渐变, 流型年际变化的幅度显示出清楚的突变以及其它富有非线性特色的行为。

关键词, 大尺度流型, 年际变化, 突变, 数值试验。

## 1 引 言

大尺度大气运动流型年际变化的问题, 已有一系列的观测研究。关于流型年际变化的物理机制, 一般认为可归因于两类, 即<sup>(1)</sup>大气内部的动力过程<sup>(2)</sup>外部强迫作用非季节的变化。Manabe等<sup>[1]</sup>, Lau<sup>[2]</sup>, 马镜娴<sup>[3]</sup>等在模式大气中, 均复制出大尺度流型或其它特征量的年际变化。注意到文献[1—3]的热源强迫具有严格的年变周期, 没有任何年际变化的成份, 并采用固定边界条件, 因而, 可以推测, 这些复制出来的年际变化是大气内部的动力过程所激发的。文献[1—3]研究了上述第一类可能机制对流型年际变化的作用。

在大气内部动力过程和非年变周期外部强迫的共同作用下, 流型年际变化的问题, 尚未见研究发表。本文对此进行初步分析。我们首先分析大气内部动力过程单独激发的流型年际变化; 然后引进不同年际尺度的外源周期强迫, 在两类可能机制的共同作用下, 研究流型年际变化的特点; 最后对结果加以讨论, 着重涉及与非线性行为有关的现象。

## 2 模 式

取正压涡度方程

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

的截谱形式<sup>[4]</sup>

$$\dot{\psi}_A = -k_{01}(\psi_A - \psi_A^*) + h_{01}\psi_L \quad (2)$$

$$\dot{\psi}_K = -(\alpha_{n1}\psi_A - \beta_{n1})\psi_L - \delta_{n1}\psi_C\psi_N - k_{n1}(\psi_K - \psi_K^*) \quad (3)$$

$$\dot{\psi}_L = (\alpha_{n1}\psi_A - \beta_{n1})\psi_K + \delta_{n1}\psi_C\psi_M - k_{n1}(\psi_L - \psi_L^*) - h_{n1}\psi_A \quad (4)$$

$$\dot{\psi}_C = \epsilon_n(\psi_K\psi_N - \psi_L\psi_M) - k_{02}(\psi_C - \psi_C^*) + h_{02}\psi_N \quad (5)$$

$$\dot{\psi}_M = -(\alpha_{n2}\psi_A - \beta_{n2})\psi_N - \delta_{n2}\psi_C\psi_L - k_{n2}(\psi_M - \psi_M^*) \quad (6)$$

\* 1991年9月6日收到原稿, 1992年10月24日收到修改稿。该文承国家自然科学基金资助。

$$\dot{\psi}_N = (\alpha_{n2}\psi_A - \beta_{n2})\psi_M + \delta_{n2}\psi_C\psi_K - k_{n2}(\psi_N - \psi_N^*) + h_{n2}\psi_C \quad (7)$$

推导过程与参数取值参见文献[4]。

在文献[4]中, 热力强迫参数  $\psi_i^*$  ( $i=L, C, M, N$ ) 为零,  $\psi_A^*, \psi_K^*$  取定常值。本文令  $\psi_j^*$  ( $j=A, K, C$ ) 取非零值, 并将  $\psi_j^*$  分为定常强迫和瞬变强迫, 瞬变强迫又包括年变周期强迫和非年变周期强迫两部份。即令

$$\psi_j^*(t) = \psi_{j0}^* + \psi_{j1}^*(t) + \psi_{jn}^*(t)$$

式中

$$\psi_{j1}^*(t) = S_{j1}^* \cos \omega_1 t, \quad \psi_{jn}^*(t) = S_{jn}^* \cos \omega_n t$$

$S_{j1}^*, \omega_1$  分别为年变周期强迫项的振幅和圆频率,  $S_{jn}^*, \omega_n$  分别为非年变或年际时间尺度周期强迫项的振幅和圆频率。限定非年变周期长度  $n \geq 2$ 。  $S_{jn}^*$  为零时, 相应于严格年变周期强迫, 没有任何年际尺度外源强迫的情况。下面, 先令  $S_{jn}^*$  为零, 讨论大气内部动力过程激发的流型年际变化问题。

### 3 大气内部动力过程激发的流型年际变化

将式(2)–(7)用滤波-中央差分方案<sup>[5]</sup>数值积分, 时步为 3 h。令  $S_{jn}^* = 0$  ( $j=A, K, L$ )。年变强迫的圆频率  $\omega_1$  的取值为  $2\pi/365$  d。初值为  $(\psi_{A0}, \psi_{K0}, \psi_{L0}, \psi_{C0}, \psi_{M0}, \psi_{N0}) = (0.080, 0.0001, 0.0001, 0.0001, 0.0001, 0.0001)$ 。设第 2 个模式年(1—12 月)各月平均及年平均谱系数  $\psi_i$  值为基准值 ( $i=A, K, L, C, M, N$ ), 然后计算第(3—100)个模式年(1—12 月)各月平均及年平均谱系数  $\psi_i$  值与相应基准值的距离函数  $F_k$ 。这里, 定义

$$F_k = 100 \times \sqrt{\sum_{i=A, K, L, C, M, N} (\psi_{ik} - \psi_{i2})^2}$$

( $k=3, 4, 5 \cdots 100$ )

若距离函数  $F_k$  不随模式年序号  $k$  改变, 说明流型无年际变化。若  $F_k$  随  $k$  周期性地改变, 说明流型年际变化具有周期性。本文以距离函数  $F_k$  的年际变化来代表流型的年际变化。

计算结果显示, 冬季  $F_k$  的年际变化比夏季明显, 这与实际大气的情况是相似的。因此, 取冬季月份的计算结果来讨论。

在不同的年变强迫参数  $S_{j1}^*$  ( $j=A, K, C$ ) 的取值范围, 具有不同的流型演变特征。在有的参数域, 流型演变与外部强迫的振动周期相同, 只有年变化而没有任何年际变化。在  $F_k-k$  图上,  $F_k$  为一条平行于横坐标的直线(图 1 a—b)。但在另外的参数域, 流型演变既有年变化成份, 又有年际变化的成份。在  $F_k-k$  图上,  $F_k$  为周期性变化的折线(图 1 c—e)。如所周知, 在定常强迫的非线性耗散系统中, 随着强迫参数的渐变, 系统状态演变的周期态往往会出周期 1→周期 2 的周期倍化现象。在浑沌区, 又往往会出周期 3 的窗口。这里, 一个年变周期性强迫的非线性耗散系统, 同样出现了周期倍化现象(图 1 a 与图 1 e 比较)和周期 3 现象(图 1 c—d), 它们分别相应于大尺度流型 2 年周期和 3 年周期的年际低频变化。

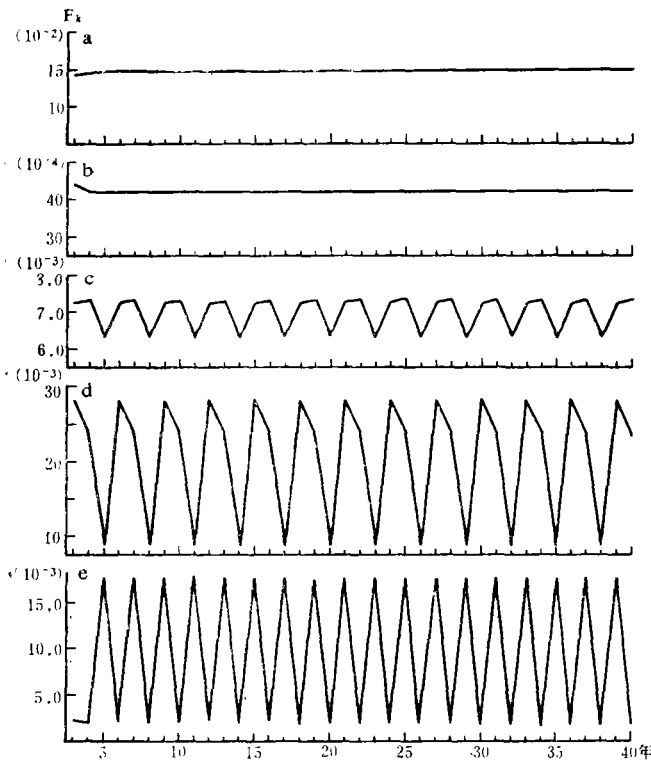


图 1 2 月距离函数  $F_k$  的年际变化  
(横坐标为模式年序号)

$S_{A_0}^* = 0.50, S_{A_1}^* = 0.20, S_{K_0}^* = 0.0, S_{C_0}^* = -0.15;$   
 a  $S_{A_1}^* = -0.440, S_{C_1}^* = 0.200;$  b  $S_{A_1}^* = -0.450, S_{C_1}^* = 0.205;$   
 c  $S_{A_1}^* = -0.451, S_{C_1}^* = 0.200;$  d  $S_{A_1}^* = -0.4521, S_{C_1}^* = 0.200;$   
 e  $S_{A_1}^* = -0.4520, S_{C_1}^* = 0.200)$

讨论。

#### 4 大气内部动力过程和非年变强迫共同作用下流型的年际变化

图 1 c-d 所示周期为 3 年的年际变化(记该周期为  $T_d$ )是大气内部动力过程激发的。我们要分析,大气内部动力过程和非年变强迫共同作用下流型的年际变化问题;尤其要分析,当非年变外源振荡的周期与  $T_d$  相同或相近时,流型年际变化有什么特点。

用图 1 d 热力强迫参数  $S_{j_0}^*, S_{j_1}^* (j = A, K, C)$  的取值,再令非年变外源强迫参数  $S_{A_n}^* = 0.0, S_{K_n}^* = 0.0, S_{C_n}^* \neq 0.0 (n = 2, 3, 4, 5), \omega_n$  分别取振荡周期为 2, 3, 4, 5 年的圆频率。这样,就可分析大气内部动力过程与周期为 2, 3, 4, 5 年的年际时间尺度周期强迫共同作用下,流型的年际变化问题。计算结果如图 2 所示。

现对图 2 结果做一些说明。

1. 在非年变周期性外源强迫与大气内部动力过程的共同作用下,流型的年际变化特征可区分为以下 4 种情况:

(1) 大气内部动力过程作用为主(图 2 a)

图 2 a 上,  $F_k$  随时间的演变仍显示出 3 年周期的特征,周期振幅和位相与大气内部

在以上计算过程中,时步为 3 h。为试验不同时步的影响,在时步为 1.5 h 的情况下实施了 4 组试验。结果,在参数  $S_{K_1}^*$  取值的一定范围,流型变化只有年变而没有任何年际变化;但在另外的取值范围,流型演变既有年变成份,又有年际变化成份(图略)。看来,年变周期的外源强迫可以激发出流型年际变化这个现象,可能是非线性系统(2)~(7)属性的反映而非计算性的。

注意到  $S_{K_1}^*$  近似描述了沿东西方向海陆热力差异的强弱,由此可以推论,当海陆热力差异达到一定强度时,有能力激发出模式大气运动的年际低频振荡。

实际大气中,某些环流特征量及区域降水量的演变具有准 3 年的周期性特征。这些准 3 年的周期性在业务预报中得到了广泛应用。我们对振荡周期为 3 年的流型年际变化问题,做进一步的

动力过程激发的振动的情况(图 1 d)也相近。说明：当非年变周期外源强迫的强度较小时，流型年际变化的特征仍由大气内部动力过程决定。

(2) 非年变外源强迫作用为主(图 2 b)

图 2 b 上,  $F_k$  随时间的演变显示出严格的 2 年周期振荡。原先大气内部动力过程激发的 3 年周期振荡已荡然无存。

(3) 非年变外源强迫的周期倍化现象(图 2 c, 2 d)

图 2 c 上, 峰值 a, b 之间相隔 6 年, 流型年际变化具有 6 年周期。这里, 流型的 6 年周期变化(输出)正好是非年变外源强迫 3 年周期(输入)的 2 倍, 形成输入—输出之间的倍化现象。同时, 图 2 c 上,  $F_k$  的演变曲线仍保留 3 年周期的痕迹, 即在谷值点 a', b', c' 之间的间隔仍为 3 年, 或者说每隔 3 年谷值年会重复出现一次。

图 2 d 上, 从峰值 a 到峰值 b 为一完整周期, 系 8 年周期振荡(输出)。周期长度也正好是非年变外源强迫 4 年周期(输入)的 2 倍。

(4) 内部动力学过程与非年变外源强迫的综合作用(图 2 e)

图 2 e 上, 峰值 a, b 之间相距 15 年构成一个振动周期。这正好是非年变外源强迫周期(5 年)与内部动力学激发的振动周期(3 年)的最小公倍周期。

图 2 a 与图 2 c 相比, 非年变强迫周期长度相同, 但强度不同。图 2 b—2 e 上, 非年变强迫的强度相同, 但强迫的周期长度不同。这两种差别均造成了流型年际变化的明显差别。由此可见, 在非年变强迫和内部动力过程共同作用的情况下, 无论是外部强迫的强度, 还是外部强迫的周期长度, 都可能对流型的年际变化产生很大影响。

2. 比较图 2 b—2 e, 显然, 图 2 c 上  $F_k$  的振幅最大。该振幅分别为图 2 b, 2 d, 2 e 上  $F_k$  振幅的 8.74, 3.77 和 2.43 倍。比较图 2 c 与图 1 d, 前者的振荡周期长度为后者的 2 倍。这意味着, 当非年变外源强迫的振荡周期与内部动力过程单独激发出来的振荡的周期相同时, 流型年际变化的幅度更大, 周期长度则倍化。

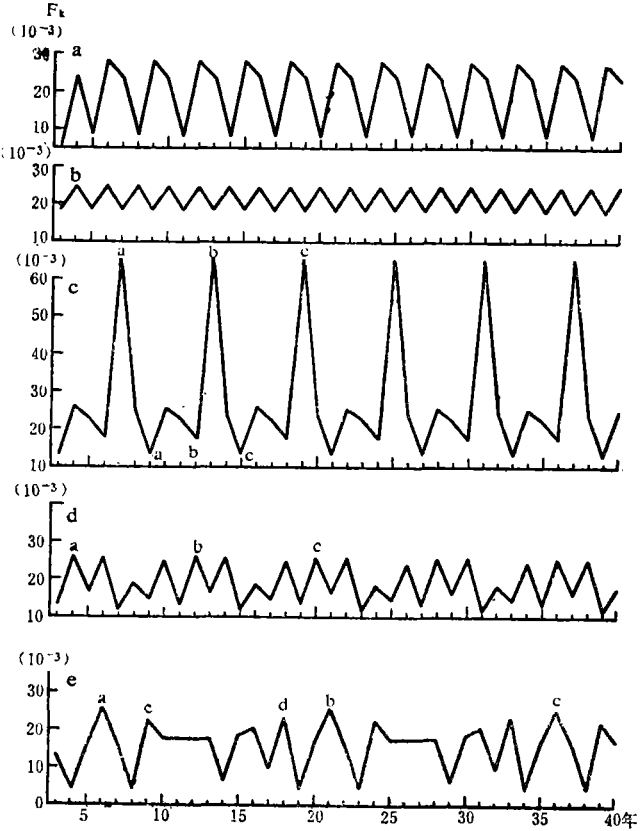


图 2 不同周期非年变外源强迫和大气内部动力过程共同作用下, 2 月距函数  $F_k$  的年际变化  
 (横坐标为模式年序号,  $S_{a_0}^* = 0.50, S_{a_1}^* = 0.20,$   
 $S_{a_2}^* = 0.0, S_{a_3}^* = -0.4521, S_{a_4}^* = -0.15, S_{a_5}^* = 0.20,$   
 $S_{a_6}^* = 0.0, S_{a_7}^* = 0.0;$  a  $S_{a_n}^* = 0.2 \times 10^{-9}, T_n = 3$  a;  
 b  $S_{a_n}^* = 2.0 \times 10^{-9}, T_n = 2$  a; c  $S_{a_n}^* = 2.0 \times 10^{-9}, T_n = 3$  a;  
 d  $S_{a_n}^* = 2.0 \times 10^{-9}, T_n = 4$  a; e  $S_{a_n}^* = 2.0 \times 10^{-9}, T_n = 5$  a)

对比图 2 b—2 e 和图 1 d  $F_k$  随时间的演变,可见非年变强迫与大气内部动力过程共同作用下流型的年际变化(图 2 b—2 e)与大气内部动力过程激发的年际变化(图 1 d)两者之间有明显不同。

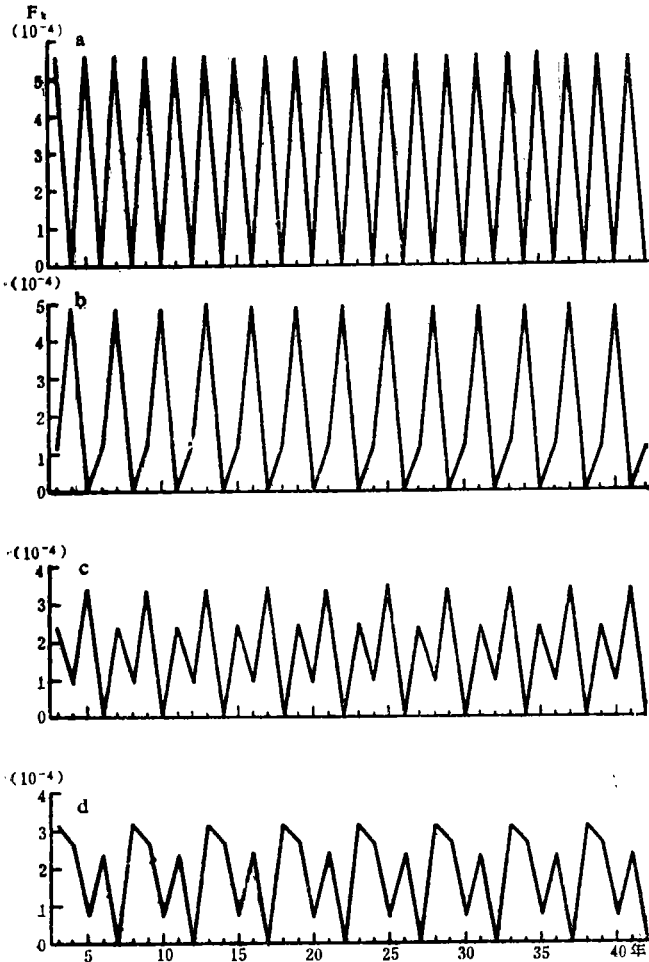


图 3 非年变强迫下, 2 月距离函数  $F_k$  的年际变化  
 $(S_{\lambda_3}^* = 0.0, S_{\lambda_2}^* = 0.0, S_{\lambda_0}^* = 0.0045, \text{其余参数同图 1 b})$   
 a  $T_n = 2$  a, b  $T_n = 3$  a, c  $T_n = 4$  a, d  $T_n = 5$  a)

以上计算令时步为 3 h。在时步为 1.5 h 的情况下,类似的计算结果也表明,当非年变外源振动的周期与大气内部动力过程激发出来的振动的周期相近时,年际变化的振幅最强(图略)。

在某些参数域,大气内部动力过程并不能激发出流型的年际变化(如图 1 b)。在图 1 b 所用参数的基础上,引入非年变外源强迫作用后,计算结果表明流型亦显示年际振荡(图 3)。这类振荡显然是非年变外源强迫激发的。为与图 2 的情况相对应,这里,非年变外源强迫的周期长度也分别取为 2, 3, 4, 5 年。

图 3 与图 2 比较,有以下区别。

1. 图 2 上,最大振幅(图 2c)与最小振幅(图 2 b)之间,相差 8.74 倍。图 3 上,非年变外源强迫周期为 2 年(图 3 a)时,年际变化的振幅最大;强迫周期为 5 年(图 3 d)时,振幅最小,两者相差 1.75 倍。

2. 图 2 上,流型年际变化的周期大多与非年变强迫的周期不同,出现了 6, 8, 15 年的周期。图 3 上,流型年际变化(输出)与非年变强迫(输入)的周期完全相同。

3. 令  $R = A_i / S_{c_n}^*$ 。这里,  $A_i$  是  $F_k$  年际变化的振幅,  $S_{c_n}^*$  是非年变周期强迫的振幅。 $R$  是流型年际变化振幅与年际尺度外源强度之比, 可视为‘源强’与被它激发出的振荡强度之比。对图 2 而言,  $R$  的量级为  $10^2 - 10^3$ ; 对图 3 而言,  $R$  的量级为  $10^{-1}$ 。这意味着, 在一定的参数域, 在两类可能机制的共同作用下, 同样的年际尺度强迫可以激发出更强的流型年际变化。

### 5 流型年际变化振幅的突变现象

$$\text{令 } (S_{\lambda_0}^*, S_{\lambda_1}^*, S_{\lambda_2}^*, S_{\lambda_3}^*, S_{c_0}^*, S_{c_1}^*, S_{\lambda_3}^*, S_{\lambda_2}^*) = (0.50, 0.20, 0.00, -0.4521, -0.15,$$

0.20, 0.00, 0.00),  $S_{\sigma_3}^*$  在  $[5.006, 4.980] \times 10^{-8}$  区间等距离地选取 14 组数值, 做 14 组积分时间为 100 个模式年的试验。

$S_{\sigma_3}^*$  在  $[5.006, 4.986] \times 10^{-8}$  区间内均匀取值的 11 组试验结果表明, 距离函数  $F_k$  年际变化的振幅均在  $0.8 \times 10^{-4}$  以下。但是, 当  $S_{\sigma_3}^*$  从  $4.986 \times 10^{-8}$  减少  $0.002 \times 10^{-8}$ , 变为  $4.984 \times 10^{-8}$  时, 距离函数  $F_k$  年际变化的振幅突然加大。突变后(图 4 a)与突变前(图 4 b)相比,  $F_k$  年际变化的振幅约增加 10 倍。

$F_k$  年际变化振幅的突然加大反映了流型年际变化幅度的突然加大。这意味着某些年份的环流与正常年份环流之间的偏差程度, 或者说异常程度加大。这个结果似乎说明, 非年变周期性热力强迫强度的渐变, 有可能激发出与正常状态偏离较大的流型。

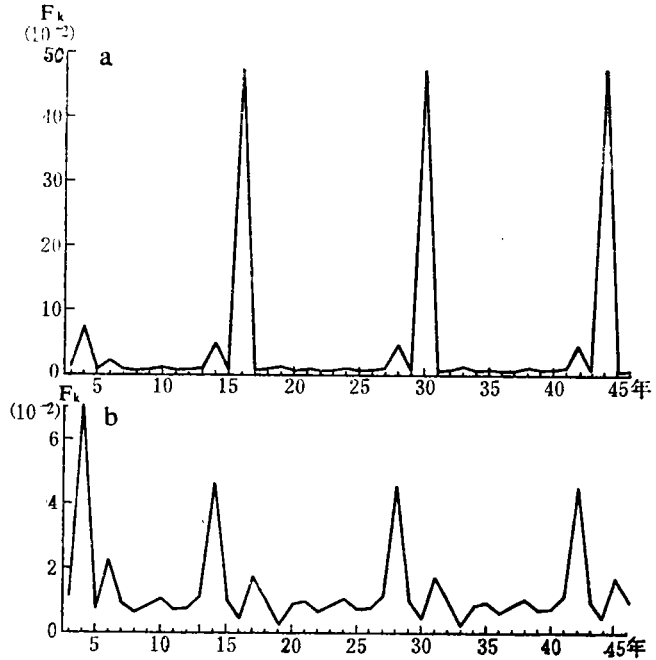


图 4 2 月距离函数  $F_k$  的年际变化  
(a  $S_{\sigma_3}^* = 4.984 \times 10^{-8}$ , b  $S_{\sigma_3}^* = 4.986 \times 10^{-8}$ )

## 6 结果与讨论

实际大气中, 大尺度大气运动的流型和区域性旱涝冷暖存在着清楚的年际变化。认识这些年际变化的规律和形成机制, 可以为大范围异常年份的科学预测提供物理基础。

关于大尺度流型年际变化的可能机制, 有些问题已被研究<sup>[1-3]</sup>。但还有很多问题尚待分析。其中, 特别为我们所注意的是以下两个问题: (1) 非年变周期性热力强迫源和大气内部动力过程共同作用下, 流型年际变化的特点。(2) 流型年际变化振幅的突变问题。本文对这两个问题做了初步工作。

在一篇著名的文献<sup>[4]</sup>中, Charney 等在守恒条件下, 从正压涡度方程的截谱形式出发, 经过推导, 得到谱系数  $\psi_L$  的扰动量所满足的约束, 是一个线性振荡方程。其回复力与  $\beta$  效应等有关。在大尺度大气运动与线性守恒振荡系统之间建立了联系。对一个非线性的强迫振荡系统而言, 周期性的外源强迫可以激发出状态演变的新的运动形态。这个新的运动形态可为周期态, 其周期长度是外源周期长度的整数倍<sup>1)</sup>。这个结果是有启发的。因为地球大气是在太阳辐射年变周期的外源强迫下运动的。若年变周期的外源强迫能够激发出新的周期性的演变, 其周期长度又是年变周期的整数倍, 那末, 这正好相应于流型的年际变化。这似乎说明, 在某些场合, 大气运动流型的年际变化可能是非线性强迫振荡

<sup>1)</sup>朱照宣, 浑沌, 北京大学讲义, 1984。

系统普遍属性的一个反映,流型年际变化的形成机制最终可归入强迫耗散的非线性机制之中。本文计算结果,在模式大气中,年变周期的外源强迫确实能激发出几年至十几年周期的流型年际振荡。

同时,本文计算结果还表明,与大气内部动力过程单独激发(图 1c—1e)或非年变外部强迫源单独激发(图 3)的情况相比,大气内部动力过程和非年变外部强迫源共同作用下流型年际变化的特征要复杂得多(图 2)。当非年变外源的振荡周期与动力过程单独激发的振荡周期相同或相近时,会激发出流型年际变化新的振动形态。该振动的振幅会明显加大,该振动的周期则加倍。

热力强迫参数的渐变可以激发出模式大气大尺度流型的突变,这方面已经积累了一批结果。这些工作均未引入年际时间尺度周期性外源强迫作用。本文引入这种强迫作用后,热力强迫参数的渐变激发出了流型年际变化幅度的突变,即从年际变化比较平缓,与多年平均值偏离不大的状态,突然转到年际变化比较急剧,与多年平均值偏离较大的状态。流型年际变化幅度的突然增加,相应于大尺度流型异常程度的突然增加,与环流异常年份的形成有联系。这是一个值得深入探讨的问题。

大尺度大气运动的年际变化及其成因是一个极为复杂的问题。本文仅做了初步的工作,许多问题尚未涉及。例如,关于截谱问题。这里的计算结果表明,大气内部动力过程可以激发出周期长度为 3 年的流型年际变化,该结果与文献[3]较为一致。尽管本文所用截谱模式为 6 维,而在文献[3]中,为 12 维,两者截谱数不同,结果相近;但是,当更多的谱分量进入模式后,将会出现何种结果,我们还不清楚。又如模式包含的物理过程较少;再如计算方案的选取对结果的影响等。这些都需要继续研究。

## 参考文献

- [1] Manabe S, Hahn D G. Simulation of atmospheric variability. *Mon Wea Rev*, 1981, 109:2260—2286.
- [2] Lau N C. A diagnostic study of recurrent meteorological anomalies appearing in a 15-year simulation with a GFDL general circulation model. *Mon Wea Rev*, 1981, 109:2287—2311.
- [3] Ma Jingxian. A numerical study on the interannual time-scale low-frequency oscillation. *Acta Meteorologica Sinica*, 1990, 4:613—619.
- [4] Charney J G, Devore J G. Multiple flow equilibria in the atmosphere and blocking. *J Atmos Sci*, 1979, 36:1205—1216.
- [5] Asselin R. Frequency filter for time integration. *Mon Wea Rev*, 1972, 100:487—490.
- [6] 丑纪范. 大气动力学的新进展. 兰州大学出版社, 1990.

## A STUDY ON PHYSICAL MECHANISM OF INTERANNUAL VARIATIONS OF LARGE-SCALE FLOW PATTERNS

Luo Zhexian

(*Nanjing Institute of Meteorology, 210044*)

### Abstract

The thermal forcings of annual and interannual periodic variations are introduced into the barotropic vorticity equation, by using low order spectral model of the equation, more than 40 numerical experiments whose integration time is larger than 100 model years are performed in order to investigate variations of large-scale flow patterns arised from both external interannual thermal forcing and internal dynamical processes. In certain parametric region, when the frequency of the forcing term with interannual period equals to the frequency which is created by the internal dynamical processes alone, the amplitude of interannual variations of flow patterns increases obviously, and the period becomes double. In other parametric region, amplitude jump of interannual variations of flow patterns and other nonlinear behaviours can exhibit, along with gradual changes of interannual forcing parameters.

**Key words:** Large-scale flow pattern, Interannual variation, Abrupt change, Numerical experiments.