

环流异常相似性演变的动力学机制

黄建平

(地球物理学系)

摘 要

本文首先利用多年观测资料对月平均环流异常的相似性演变进行了分析。结果表明, 环流异常演变过程中普遍存在着半年左右的相似韵律现象。进一步从理论上研究了相似韵律现象产生的动力学机制。最后用一个海气耦合模式进行了数值模拟和各种敏感性实验, 结果不仅证实了理论分析的结果, 也为进一步建立一个相似—动力模式提供了理论依据。

关键词 相似韵律; 海气耦合; 相似—动力

1. 引 言

近年来由于大气环流异常的不断出现, 世界上不少地区曾出现粮食作物的大幅度减产和各种严重灾害, 许多国家的气象部门对长期天气预报已越来越重视, 并积极开展这方面的研究。但是, 直到目前为止, 长期预报领域里的多数工作主要还是统计或经验的研究。不多的一些诊断和理论研究则侧重于环流异常空间结构的研究, 而对于长期天气异常的时间演变, 特别是季节尺度的时间演变的研究则很少, 对长期天气过程的规律认识不清。正是由于这个原因, 目前无论是统计、经验或是动力、热力预报的准确率都很低。因此, 要建立理想的季节尺度的长期天气预报模式, 首先必须深入了解这一时间尺度长期天气异常的形成和演变规律及其产生的物理机制。按照王绍武^[1]关于长期天气过程三种时间尺度的划分, 韵律是3—6月主要的长期天气过程, 因此要想了解季节尺度环流异常的时间演变规律, 首先必须研究韵律现象的形成及其演变。

自20年代苏联穆氏学派提出大型天气过程的活动韵律这个概念以来, 有关这方面的统计研究很多, 可以说韵律现象已得到了多方面的证实。但由于“韵律形成的过程、原因与机制是一个很困难的课题, 目前研究不多”^[2]。因此, 对韵律现象的进一步深入研究不仅有助于加深对长期天气过程演变规律的了解, 对长期数值预报理论和模式的建立都有着非常重要的意义。基于上述原因, 本文从资料诊断、理论和数值模拟三个方面深入研究了月平均环流异常演变过程中的相似韵律现象。

本文1990年6月7日收到

2. 月平均环流异常演变过程中相似韵律现象的观测研究

2.1. 相似韵律现象的定义

早在本世纪30年代苏联学者就提出了时间间隔为3个月和5个月的韵律^[3]。最近,王绍武^[1,2]等人又发现两个不同年份的月平均距平场在某个起始月相似时,相似性会随之变差,但过了几个月后变的又相似。这是一种环流自身演变的韵律活动。为了避免与其它韵律的概念相混淆,我们称这种月平均距平场相似性的重现现象为月平均环流异常演变的相似韵律现象。

2.2. 资料及其分析方法

在文献〔页注〕中我们已明确指出月平均环流异常具有相当正压的垂直结构。因此,这里我们以对500hpa距平高度场的分析来代替对整个对流层的分析。所用资料是国家气象局整理的北半球 $10^{\circ}\text{N}-80^{\circ}\text{N}$ 范围内1951—1986年共36年的 $10^{\circ}\times 10^{\circ}$ 网格点纬偏距平场资料,这种资料的优点在于突出了海陆热力差异的影响。

首先,对1951—1986年北半球500hpa纬偏距平场分月找相似,相似指标取为

$$R_{ij} = -c \ln \frac{|\sigma_{ij}|}{|\bar{\sigma}|} \quad (1)$$

其中 $c = 16/\ln 2$, $\bar{\sigma}$ 为 σ_{ij} 的平均值。 σ_{ij} 为不同时间(年)两个距平场 X_i 和 X_j 的相似指数^[4]

$$\sigma_{ij} = 1 - r_{ij} \left(1 - \frac{E_{ij}}{S_m} \right) \quad (2)$$

式中 r_{ij} 为相关系数, E_{ij} 是欧氏距离, $S = \frac{1}{2}(S_i + S_j)$ 为两个场的均方差 S_i 和 S_j 的平均值, m 是网格点数。这样定义的相似指数即反映了环流异常的形相似,又反映了值相似,是表示环流异常相似性的一个综合指数。

依上述定义的相似指标,凡 $R_{ij} > 0$,则认为两个距平场具有某种形相似和值相似, R_{ij} 越大表示这种相似程度越高。 $R_{ij} < 0$ 时,则认为两个场不具备这种相似性。为方便起见,最后将 R_{ij} 的计算结果取整。

2.3. 相似韵律现象的一个具体例子

表1给出了1977年和1983年1—12月纬偏距平场相似指数 R_{ij} 的时间变化。由表1不难看出,1976年1月和1983年1月月平均纬偏距平场的相似性是很好的,但到了2月两者已不再相似,3月则就更差,到了6月相似指数开始回升,7月重又达到极值,7月后又开始下降。按照前面的定义可认为这是一个典型的相似韵律过程。

这样一个简单的例子说明了环流异常的历史演变可以提供很有价值的可预报信息。但是这样一种现象是否具有普遍性呢?下面我们对北半球36年的纬偏距平场资料逐月进行严格的检验。

2.4. 相似韵律现象的统计事实

为了对环流异常相似性的时间演变规律作出比较客观严格的统计分析,这里采用了类似

〔页注〕 黄建平,月平均环流异常的观测、理论和数值模拟研究,兰州大学大气科学系博士学位论文(1988年)

表 1

1976和1983年纬偏距平场相似指数的时间变化

月 份	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
相似指数 R_{ij}	17	-1	-4	0	0	7	12	7	-1	-2	1	-2

于文献〔5〕中的统计方法,首先逐月计算出所有可能的各级相似指数的出现频数,然后计算出分别滞后1个月、2个月直到滞后11个月的平均相似指数。并以起始月出现的各级相似指数为横坐标,滞后月的平均相似指数为纵坐标,分别作出滞后1个月、2个月直到11个月的散布图,再用最小二乘法找到一条最能代表图中点散布情况的直线作为回归直线,以回归直线的斜率反映相似性的强弱。斜率越大,则相似性从统计上来说就越好。图1和图2分别给出了以1月和7月为起始月回归直线的斜率变化图。容易看出回归直线的斜率并非随着滞后月的增加而逐渐减小,而是滞后6个月左右直线的斜率回升,其后斜率又变小。这说明对不同的起始月,月平均环流异常演变过程中6个月左右的相似韵律是比较普遍的,这进一步证实了文献〔1,2〕中所提出来的事实。

利用同样的方法,我们还分析了北太平洋海温场相似性的时间演变。结果表明月平均海温场的相似韵律活动也很明显,但大气和海洋韵律活动的位相并不十分一致,异常海温场相似性的重现一般比对应月大气的重现时间滞后一段时间。另外,异常海温场相似性的持续性是比较好的。图3给出了以1月为起始月异常海温场回归直线的斜率变化。

综上所述,月平均环流和海温异常的演变都存在着半年左右的相似韵律。由于这种过程往往表现为不连续的关系,所以不能从大气或海洋本身来认识其形成过程,因此,从理论上进一步研究相似韵律现象形成的动力学机制。

3. 相似韵律现象产生的动力学机制

根据前面的讨论,我们认为月平均环流的演变可视为叠加在历史相似上的小扰动,海洋和大气的状态可分解为基本态和扰动态,其中基本态是某一历史相似年的月平均值,扰动态是两个相似年的状态之差,可称之为相似离差扰动,于是相似韵律现象的形成和演变就转化为相似离差扰动的演变和稳定性问题。这里我们首先建立了一个简单的相似离差形式的海气耦合模式。进一步导出了离差扰动的振幅方程,利用这组方程探讨了相似韵律现象形成的可能动力学机制。

3.1. 相似离差形式的海气耦合模式

将大气和海洋的变量分解为基本态和扰动态之和,即设

$$\begin{aligned}\psi &= \bar{\psi} + \hat{\psi} \\ T_s &= \bar{T}_s + \hat{T}_s\end{aligned}$$

其中“ $\bar{\sim}$ ”表示大气和海洋状况的基本态,“ $\hat{\sim}$ ”表示扰动态,于是不难得到描写月平均环流相似性随时间演变的相似离差形式的海气耦合模式^{〔4〕}

$$e_s \frac{\partial}{\partial t} (\nabla^2 - \lambda_s^2) \hat{\psi} + \frac{1}{\sin \theta} \left[\frac{\partial \bar{\psi}}{\partial \theta} \frac{\partial}{\partial \lambda} \nabla^2 \hat{\psi} - \frac{\partial \bar{\psi}}{\partial \lambda} \frac{\partial}{\partial \theta} \nabla^2 \hat{\psi} \right]$$

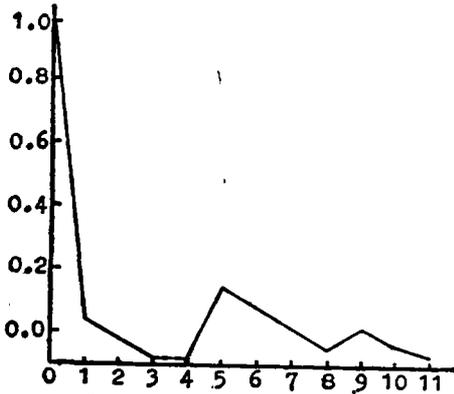


图1 起始月为1月回归直线的斜率变化

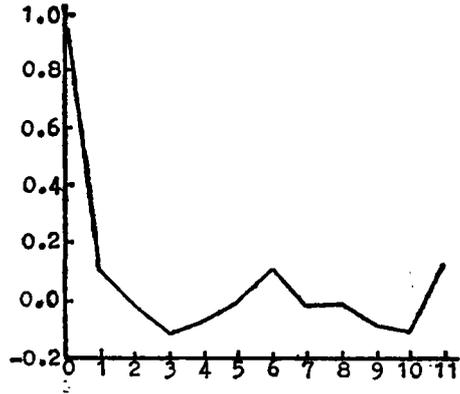


图2 起始月为7月回归直线的斜率变化。

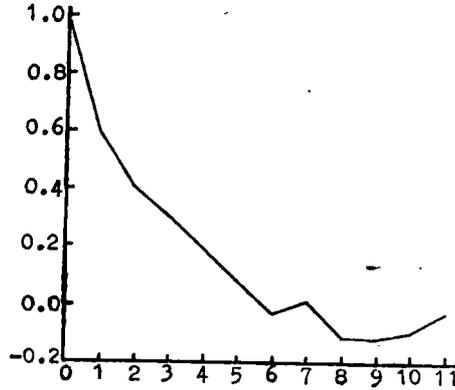


图3 海温场起始月为1月的回归直线的斜率变化。

$$\begin{aligned}
 & + \frac{1}{\sin \theta} \left[\frac{\partial \hat{\psi}}{\partial \theta} \frac{\partial}{\partial \lambda} \nabla^2 \hat{\psi} - \frac{\partial \hat{\psi}}{\partial \lambda} \frac{\partial}{\partial \theta} \Delta^2 \hat{\psi} \right] \\
 & + \frac{1}{\sin \theta} \left[\frac{\partial \hat{\psi}}{\partial \theta} \frac{\partial}{\partial \lambda} \Delta^2 \hat{\psi} - \frac{\partial \hat{\psi}}{\partial \lambda} \frac{\partial}{\partial \theta} \nabla^2 \hat{\psi} \right] + \beta_s \frac{\partial \hat{\psi}}{\partial \lambda} \\
 & = E_1 \hat{\psi} - E_s \hat{T}_s - E_2 \nabla^2 \hat{\psi} - K_1^* \nabla^2 \hat{\psi} \tag{3}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 e_s \frac{\partial \hat{T}_s}{\partial t} + \frac{\hat{U}_s}{\sin \theta} \frac{\partial \hat{T}_s}{\partial \lambda} - \frac{\beta_s \nabla^2 \hat{\psi}}{\sin \theta} \frac{\partial \hat{T}_s}{\partial \theta} - \frac{\beta_s \nabla^2 \hat{\psi}}{\sin \theta} \frac{\partial \hat{T}_s}{\partial \theta} \\
 - \frac{\beta_s \nabla^2 \hat{\psi}}{\sin \theta} \frac{\partial \hat{T}_s}{\partial \theta} = W_s \hat{\psi} - W_1 \nabla^2 \hat{\psi} - W_s \hat{T}_s \tag{4}
 \end{aligned}$$

3.2. 海气耦合系统相似离差扰动的振幅方程

为了便于物理机制的分析，我们对 (3) ~ (4) 式作进一步简化，设

$$\hat{\psi} = A(t)H_s(\lambda, \theta) \tag{5}$$

$$\hat{T}_s = W(t)H_s(\lambda, \theta) \tag{6}$$

其中 $A(t)$ 和 $W(t)$ 分别为大气和海洋相似离差扰动的振幅, $H_1(\lambda, \theta)$ 和 $H_2(\lambda, \theta)$ 是大气和海洋相似离差扰动的空间结构函数, 它们虽然没有具体的函数形式, 但可以利用文献并提出的宏观描述方法利用多年的实际观测资料求出, 其分布形式反映了长期天气过程的驻波性和遥相关等结构特征。这样处理虽然过于简单, 但要比低谱简化更符合长期天气的实际情况。进一步设

$$\bar{\psi} = -\bar{U}_m(t) \cos \theta \quad (7)$$

$$\bar{T}_s = \bar{T}_{s,0} - \bar{T}_{s,m}(t) \cos \theta \quad (8)$$

将 (5) ~ (8) 式代入前面的 (3) ~ (4) 并经过一系列推导运算, 得到相似离差扰动的振幅方程为:

$$\frac{dA}{dt} + R_u A + R_N A^2 = Q_{s,1} A - Q_{s,2} W - R_f A \quad (9)$$

$$\frac{dW}{dt} + R_s W - R_{s,1} A - R_{s,N} A W = Q_{s,1} A - Q_{s,2} W \quad (10)$$

(9) 和 (10) 式就是我们用来讨论海气耦合系统相似离差扰动时间演变的基本方程组。方程组虽然是经过大量简化以后得到的, 但仍保持着海气相互作用的基本过程, 模式同时还包括了月平均环流演变季节强迫, 非线性作用等物理过程, 因此, 从定性的物理特征上仍可望揭示出环流异常相似性演变的一些基本特征。

3.3. 非耦合系统相似离差扰动振幅的时间演变

下面先讨论非耦合系统相似离差扰动振幅的时间演变。所谓非耦合系统是在 (10) 式中令 $\frac{dW}{dt} = 0$, 且 $W(t) = \text{常数}$, 这时海洋对大气的作用相当于一定常的强迫源, 离差扰动随时间的演变可表示为

$$\frac{dA}{dt} + R_u A + R_N A^2 = Q_{s,1} A - Q_{s,2} W - R_f A \quad (11)$$

在这个系统中, 当离差扰动为线性不稳定时, 相似离差扰动是按指数无限增长, 但在非线性不稳定情况下, 扰动的振幅并不是随时间按指数无限增长, 而是单调地趋近于一个稳定值, 达到有限振幅。即当 $t \rightarrow \infty$ 时, 渐近解为

$$A(\infty) = \frac{Q_{s,1} - R_{s,c} - R_f}{R_N}$$

这和线性不稳定情况不大相同, 说明大气本身的非线性作用对相似离差扰动的增长有一种抑制作用, 非线性性质最终将使得扰动达到一种平衡状态。

由于海温场相似性的时间演变有比较明显的持续性, 因此非耦合系统能够较好地说明环流异常相似性初始的演变情况。可以认为距平场在某个起始月相似以后, 很快又变的不相似是由于相似离差扰动的不稳定增长造成的, 但在非耦合系统中不能说明为什么经过一段时间以后距平场变的又相似。下面我们会看到当考虑海气之间的耦合相互作用后, 相似离差扰动的演变将发生本质上的改变。

3.4 海气耦合系统相似离差扰动的不均匀振荡

这时离差扰动振幅的耦合方程组为:

$$\frac{dA}{dt} + R_u A + R_N A^2 = Q_{s1} A - Q_{s2} W - R_f A \quad (12)$$

$$\frac{dW}{dt} + R_s W - R_{s1} A - R_{sN} A W = Q_{s1} A - Q_{s2} W \quad (13)$$

方程组 (12)、(13) 表明, 由于海气系统之间的反馈相互作用, 离差扰动的振幅不可能再象非耦合系统那样达到一个定常态, 而是出现振荡形式的解。由于系统 (12)、(13) 无法求出解析解, 我们用数值积分方法, 研究了系统解的具体特征。图 4 分别给出了考虑月平均环流季节变化 ($R_u=0.03$) 和不考虑季节变化 ($R_u=0.0$) 且位相 $\phi=0$, 对 (12) 和 (13) 式数值积分的结果, 其中横坐标为积分的模式日。数值积分采用龙格—库塔方法, 时间步长取为 $\Delta t=0.001$ 。

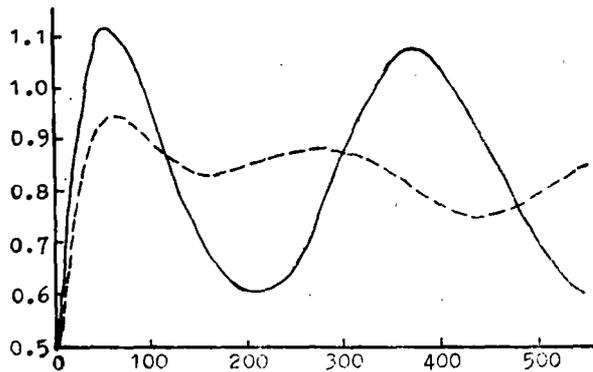


图4(a) $\phi=0$ 时耦合系统 $A(t)$ 随时间的演变。(实线 $R_u=0.03$, 虚线 $R_u=0.0$)

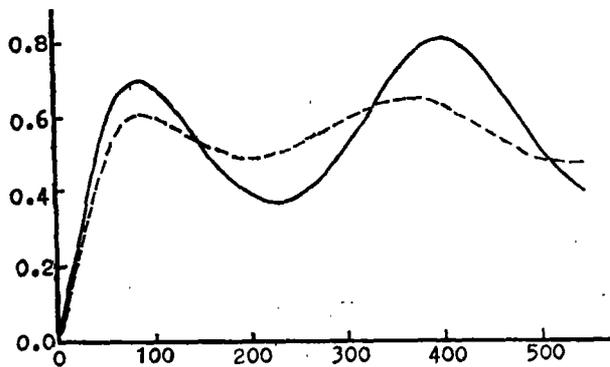


图4(b) $\phi=0$ 时耦合系统 $W(t)$ 随时间的演变 (实线 $R_u=0.03$, 虚线 $R_u=0.0$)

图 4 表明, 当考虑月平均环流的季节变化的强迫时, 相似离差扰动出现大振幅变化的不均匀振荡解 (见图 4 中的实线)。在扰动的初期, 振荡 A 因不稳定而增幅, 同时由于大气对海洋的风应力强迫, 使海温的离差扰动也随之增长, 但由于海洋的热惯性, 其增长速率要比大气慢一些, 随着振荡 A 对初始值 $A(0)$ 的偏离增大, 非线性作用项 $R_N A^2$ 变的越来越重要, 最终使扰动停止增长, 并达到其最大值。但是, 当 A 达到最大值时, 海温场离差扰动的

振幅也已增大到一定的程度，它使得大气离差扰动振幅 A 不能象非耦合系统那样保持在最大值不变，而是开始减小，加之季节变化的强迫作用，这种变化更为明显，整个过程的时间约为半年左右。这与实际情况在定性上是比较一致的。

当不考虑月平均环流的季节变化时（图 4 中的虚线），海洋和大气离差扰动振幅的变化幅度都要小的多，特别是大气更为明显。这说明月平均环流的季节变化对相似韵律现象的形成也起了重要作用。

因此，我们认为相似韵律现象的产生是由于月平均环流季节变化的强迫下海气系统非线性反馈造成的相似离差扰动的不均匀振荡。

诚然，这里所用的模式是在大量简化的基础上得到的。因此，要定量地把实况与理论结果作比较，还必须用更为精细的模式作数值研究。为此，在下一节我们将用一个全球海气耦合的动力—统计季节长期数值预报模式对相似韵律现象进行数值模拟研究。

4. 相似韵律现象的数值模拟研究

4.1 模式的基本原理

前已指出，在相似的初始场和边界条件下，经过一段时间后，月平均环流的演变也相似，因此，与理论模式类似这里我们也将要预报的场视为叠加在历史相似上的一个小扰动，将气象变量分解为基本态 \tilde{X} 和扰动态 \hat{X} 之和。 \tilde{X} 是根据与初值相似的原则从历史资料中选取的，它随时间的演变有定时观测记录，即设 $X = \tilde{X} + \hat{X}$ 这里的 X 是经过月平均的。将 $X = \tilde{X} + \hat{X}$ 代入全球海气耦合模式方程组和相应的边界条件，则可得到描写月平均环流相似性时间演变的相似离差方程组见文献[]：

$$\frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 \hat{\psi} + \left(\tilde{\mathcal{L}}_1 + \frac{2\Omega}{a^2} \frac{\partial}{\partial \lambda} \right) \hat{\psi} + \tilde{\mathcal{L}}_1 \hat{\psi} + \hat{\mathcal{L}}_1 \hat{\psi} + \left(2\Omega \cos \theta \nabla^2 - \frac{2\Omega \sin \theta}{a^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \right) \hat{X} = \mu \nabla^2 \hat{\psi} \quad (14)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \hat{T} + \tilde{\mathcal{L}}_2 \hat{T} + \tilde{\mathcal{L}}_2 \hat{T} + \hat{\mathcal{L}}_2 \hat{T} - \frac{C^2}{RP} \hat{\omega} \\ & = \mu \nabla^2 \hat{T} + \frac{\partial}{\partial P} \nu \left(\frac{gP}{RT_0} \right)^2 \frac{\partial \hat{T}}{\partial P} + g_1 (\hat{T}_* - \hat{T}_*) \\ & - \frac{1}{\rho C_p} C_{*n} (1 - \alpha_*) \eta / (1 + \eta) + \frac{\partial}{\partial P} K_R \left(\frac{gP}{RT_0} \right)^2 \frac{\partial \hat{T}}{\partial P} \\ & - \frac{1}{\tau_R} (\hat{T} - \hat{T}_*) - \frac{L}{C_p} m_* \left(\hat{\mathcal{L}} \hat{q} + \hat{\omega} \frac{\partial \hat{q}}{\partial P} \right) \end{aligned} \quad (15)$$

$$\left(2\Omega \cos \theta \nabla^2 - \frac{2\Omega \sin \theta}{a^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \right) \hat{\psi} = \nabla^2 \hat{\psi} \quad (16)$$

$$\nabla^2 \hat{X} + \frac{\partial \hat{\omega}}{\partial P} = 0 \quad (17)$$

$$\frac{R_s}{P} \hat{T} = - \frac{\partial \hat{\phi}}{\partial P} \quad (18)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \hat{T}_s}{\partial t} + \lambda \left[\frac{\bar{U}_s}{a \sin \theta} \frac{\partial \hat{T}_s}{\partial \lambda} - \frac{\beta_s}{a \sin \theta} \nabla^2 \hat{\psi}_* \frac{\partial \hat{T}_s}{\partial \theta} - \frac{\beta_s}{a \sin \theta} \nabla^2 \hat{\psi}_* \frac{\partial \hat{T}_s}{\partial \theta} \right. \\ \left. - \frac{\beta_s}{a \sin \theta} \nabla^2 \hat{\psi}_* \frac{\partial \hat{T}_*}{\partial \theta} \right] = \frac{1}{\rho_s C_p D} \left\{ \left[R_s C_t - \bar{I} C_s (1 - \alpha_s) / (1 + \eta) \right] \Delta \right. \\ \left. - \left[4e\sigma_R \bar{T}_s^4 + \rho_s C_p C_D V_s (1 + K_s K_r B_s) \right] \cdot (\hat{T}_s - \hat{T}_*) \right\} \quad (19) \end{aligned}$$

边界条件为

$$P = P_T, \quad \hat{\omega} = 0, \quad \frac{\partial \hat{T}}{\partial P} = 0 \quad (20)$$

$$P = P_s, \quad \hat{\omega} = - \frac{\rho_s C_D g |\bar{V}_s|}{f_s} \nabla^2 \hat{\phi}, \quad \frac{\partial \hat{T}}{\partial P} = - \alpha_s (\hat{T}_s - \hat{T}_*) \quad (21)$$

其中变量和算子的定义完全同于文献[1]。方程组(14—18)和边界条件(20)~(21)就是我们要求的全球海气耦合的相似—动力季节长期数值预报模式的基本方程组和边界条件。

模式的垂直结构取为二层。数值求解采用差分方法。时间积分基本上采用蛙跳格式，积分过程中引入了时间平滑滤波。有关模式的设计和数值求解等方面的详细讨论可参见文献[1]。

4.2 数值实验方案的设计和资料处理

为了从物理机制上剖析相似韵律现象的形成机制，我们进行了非耦合和耦合两类数值实验。所谓非耦合实验是指在模式大气中将海温取为定常，不考虑海气之间的耦合相互作用。以此来考察定常海温强迫下月平均环流异常相似性演变对模式的响应。在耦合实验中不仅进行了包括所有因子的控制性实验，还进行了各种敏感性实验。

由于这里我们主要进行相似性演变的数值模拟，因此，基本态以气候平均场叠加一个理想的距平场构成，扰动态的初始场根据与理想距平场相似的原则给出。

别外，为了便于与观测资料的比较，这里主要讨论 500hpa 的模拟结果，相似指标的定义为：

$$R_s = \frac{\|\hat{\phi}_{500}\|}{\|\hat{\phi}_{500}^{(0)}\|}$$

其中 $\hat{\phi}_{500} = \frac{1}{2} (\hat{\phi}_{500} + \hat{\phi}_{700})$, $\hat{\phi}_{500}^{(0)}$ 为 500hpa 离差场的初始值。

4.3 数值模拟结果

图5给出了非耦合实验 NL 实验, 和耦合实验中包括所有因子的控制性 CST 实验以及不考虑月平均环流季节变化的 NSV 实验相似指标 R_t 随时间演变的比较。由图5不难看出, 在定常海温强迫下的 NL 实验中, 离差扰动基本上呈递增趋势, 虽然7月份 R_t 又略有下降, 但到了8月份离差扰动又有所增加。但图中实线 R_t 随时间的演变表明在 CST 实验中相似离差扰动并不是随时间单调增加, 而是到了第6个月以后离差扰动又明显下降, 8月份又开始增加, 也就是说初始时刻环流异常相似时, 经过约半年时间变的又相似, 这与实际大气中环流异常相似性演变规律基本是一致的, 说明海气之间的耦合相互作用在相似韵律的形成和演变过程中确实起了十分重要的作用。另外, 在不考虑月平均环流季节变化的 NSV 实验中(见图5点划线)相似离差扰动始终是单调增加的, 这说明月平均环流的季节变化在相似韵律的形成过程中也起了重要作用, 但在定常海温强迫的 NL 实验中, 虽然考虑了月平均环流的季节变化, 但由于海温是不变的, 离差扰动在7月份只是略有下降, 与 CST 实验仍有很大差异, 也就是说只有同时考虑了月平均环流的季节变化和海气之间的耦合相互作用, 相似韵律现象才能在模拟结果中得到反映, 这能够说明为什么相似韵律现象只出现在某些固定的季节。这进一步证实了前面理论分析的结果。

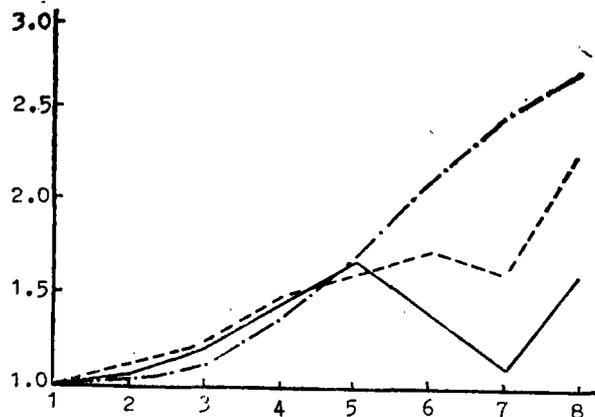


图5 NL 实验 (虚线) CST 实验 (实线)和 NSV 实验 (点线) R_t 随时间演变比较

5. 结果与讨论

本文从观测、理论和数值模拟三个方面研究了相似韵律的形成和演变规律, 其目的旨在探索一条新的季节长期数值预报方法。由于在相似的初始场和边界条件下, 经过一定时间间隔月平均状态的演变往往也相似。因此, 目前的长期业务预报方法中, 历史相似法仍是最基本的方法。但是, 历史相似法把未来看成是过去某段历史的简单重复, 这显然不符合实际。如果把相似法和动力法结合起来, 把要预报的场视为叠加在历史相似上的一个小扰动, 就可把统计预报的经验吸收到数值预报模式中来。根据这一原理我们建立了一个相似—动力季节长期数值预报模式, 初步试验表明模式具有一定的季节预报能力, 通过进一步的改进还是很有希望的。

参 考 文 献

- [1] 王绍武等, 长期天气预报基础, 上海科技出版社, PP 3—71, 1986。
[2] 赵宗慈等, 气象学报, 40, 464 (1982)
[3] 杨鉴初, 苏联中长期天气预报, 科学出版社, 1956。
[4] 仇永炎, 中期天气预报, 科学出版社, 353, 1985。
[5] 邱宗践等, 气象学报, 44, 184 (1986)
[6] 黄建平等, 相似—动力模式的季节预报试验, 中国科学(1), (1991)

The Dynamical Mechanism of Analogous Evolution for Circulation Anomaly

HUANG Jianping

(Department of Geophysics, Peking University)

Abstract

In this paper, the analogous evolution of monthly mean circulation anomaly have been analysed by using observation data set for many years. The results show that there is an analogous rhythm phenomenon about six month in the evolution of circulation anomaly. Then, the dynamical forming mechanism of analogous rhythm is studied from theory. Finally, the numerical simulations and sensitivity studies are conducted by using a coupled ocean-atmosphere model, the results not only prove the result of theoretical analysis, but also provide the basis of making analogy-dynamical model.

Key world analogous rhythm; coupled ocean-atmosphere; analogy-dynamics