

海气耦合非线性振荡与大气环流年变

金飞飞 朱抱真

(中国科学院大气物理研究所)

提 要

本文利用作者建立的一个海气耦合的非线性动力系统^[1], 分别用定性和数值方法, 分析定常强迫的自治系统和有周期性强迫的非自治系统中极限环解的性质, 以此说明海气耦合振荡及大气环流年变的某些特征。

一、前 言

观测事实表明, 大气环流有不均匀的年变化过程。冬季和夏季环流是基本的、准稳定的, 且环流系统分布差别很大。冬、夏环流之间的两个过渡季节是短暂的。因此大气环流变化过程中出现季节性突变。我国气象学者对这一问题的研究是著名的。有代表性的是叶笃正等(1958)关于大气环流的6月和10月突变的观测事实分析。他们指出在两次急剧变化中, 主要表现是行星风带的移动和青藏高原的建立与撤退, 以及亚洲季风的爆发等。在突变过程后, 则是相对稳定的冬、夏流型的季节性持续。

要讨论上述环流年变的动力学问题, 显然是非常困难的, 它涉及到太阳辐射的加热、大地形的机械强迫、摩擦耗散、海气耦合等物理作用, 这些因素都和大气非线性运动相互制约, 因此整个动力学问题异常复杂。

利用大气环流模式(GCM), Katayama, Arakawa(1972), Hahn 和 Manabe(1975)等作了数值模拟研究, 这些数值实验显然得到了一些有意义的结果。但是数值实验不易揭露大气变化的动力学机制。动力学研究的困难仍在于大气运动长期过程中的非线性运动和海气、海陆等之间复杂的相互作用。近年来已开始从简单的动力学模型探索这一问题。

李麦村和罗哲贤(1983)利用 Vickory 和 Dutton(1979)的热强迫耗散正压模式所得的非线性平衡分支理论, 研究大气环流年变中的突变现象, 得到了一些有意义的结果。然而, 他们的模式中许多重要的物理过程没有得到考虑。

在这一研究中, 利用作者建立的一个包含地形、太阳辐射加热及海气相互作用的简单的非线性动力系统^[1], 来分析系统中的振荡特性, 并通过考虑年变的强迫源, 进一步讨论大气环流的年变机制。

二、模 式

一个完整的海气耦合模式十分复杂。我们这里考虑最简单的情况^[1]。设大气运动可用正压准地转运动来描写,那么在地形和加热的涡源强迫作用下,正压涡度方程可写为:

$$\frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 \phi + J(\phi, \nabla^2 \phi + f_0 h/H) + \beta \frac{\partial \phi}{\partial x} = -r \nabla^2 (\phi - \phi^*) + \mu (a_0 \phi - T_s) \quad (1)$$

其中 ϕ 为流函数, h 为地形函数, r 为 Ekman 摩擦系数, T_s 为海表面温度, a_0 为经验修正系数, μ 为与热交换系数相关的系数, ϕ^* 项可作为太阳辐射热力场引起的涡源项。海表 T_s 的演变方程是在海表混合层内求垂直平均得到的。[引用 Pedlosky (1975) 的结果,并对热交换项作修改,可得:

$$\frac{d}{dt} T_s = H_s + \lambda (a_0 \phi - T_s) \quad (2)$$

其中, H_s 表示海温场所受的其它加热, λ 为海气热交换系数。假设洋流基本上为 Sverdrup 流,且只考虑经向海温平流,则

$$\frac{d}{dt} T_s \approx \frac{\partial}{\partial t} T_s + v_s \frac{\partial}{\partial y} T_s \quad (3)$$

式中 $v_s = \alpha_1 \nabla^2 \phi$, $\alpha_1 = C_D V_* \rho_0 / \beta D \rho_s$, ρ_0, ρ_s 分别为大气和海洋的密度, D 为混合层厚度, C_D 为拖曳系数, V_* 为近海面风速。将基本方程无量纲化,取 $\frac{L}{U}$ 、 U 、 L 、 LU 分别为时间、速度、水平尺度和流函数的特征量,并以 $a_0 LU$ 对 T_s 无量纲化,且取 $H_s = 0$,可得:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 \phi + J\left(\phi, \nabla^2 \phi + \frac{f_0^* h}{H}\right) + \beta^* \frac{\partial \phi}{\partial x} &= -r^* \nabla^2 (\phi - \phi^*) + \mu^* (\phi - T_s) \quad (4) \\ \frac{\partial}{\partial t} T_s + \alpha^* \nabla^2 \phi \cdot \frac{\partial T_s}{\partial y} &= \lambda^* (\phi - T_s) \end{aligned}$$

其中

$$\begin{aligned} \beta^* &= \beta L^*/U & f_0^* &= \frac{L f_0}{U} & r^* &= r \frac{L}{U} & \mu^* &= a_0 \mu \frac{L}{U} \\ \alpha^* &= \frac{\alpha_1}{L} & \lambda^* &= a_0 \frac{U}{L} \lambda \end{aligned} \quad (5)$$

在流函数和 T_s 中都分离出一个热平衡的基本纬向场:

$$\begin{aligned} \phi &= -U_0(y - y_0) + \phi'(x, y, t) \\ T_s &= -U_0(y - y_0) + T_s'(y, t) \end{aligned} \quad (6)$$

这里 U_0 在 ϕ 中为无量纲纬向基本气流,在 T_s 中它是热平衡状态下经向温度梯度,由此可得:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 \phi' + U_0 \frac{\partial}{\partial x} \nabla^2 \phi' + \beta^* \frac{\partial}{\partial x} \phi' + J\left(\phi', \nabla^2 \phi' + \frac{f_0^* h}{H}\right) \\ = -U_0 \frac{f_0^*}{H} \cdot \frac{\partial h}{\partial x} - r^* \nabla^2 (\phi' - \phi^*) + \mu (\phi' - T_s') \end{aligned} \quad (7)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} T'_i - \alpha^* U_s \nabla^2 \phi' + \alpha^* \nabla^2 \phi' \frac{\partial}{\partial y} T'_i = -\lambda^* (\phi' - T'_i)$$

因此(7)式构成一个简单的海气耦合模式,大气运动受到海温场的热力强迫,而大气运动形成的风吹流再影响海温场的分布。

为了作深入分析,我们采用 Charney 和 DeVore 的低截谱方法。取如下截断展开:

$$\begin{aligned}\phi' &= \phi_A \cos y + \phi_n \sin y e^{inx} + (cc) + \dots \\ T'_i &= [\theta_A \cos y + \dots] \delta(x) \\ \frac{f_0 h}{H} &= [2h_0 \sin y e^{inx} + (cc) + \dots](1 - \delta(x)) \\ \phi^* &= \phi_A^* \cos y\end{aligned}\quad (8)$$

其中 (cc) 表示复共轭,

$$\delta(x) = \begin{cases} 1 & \text{在海上} \\ 0 & \text{在陆上} \end{cases}$$

则可得截谱方程:

$$\begin{aligned}\frac{d}{dt} \phi_A &= -r^* (\phi_A - \phi_A^*) - \mu^* (\phi_A - \theta_A/2) + \alpha_{n1} I_n (\phi_n^* h_0) \\ \frac{d}{dt} \phi_n &= -(r^* + \mu_n) \phi_n - i b_{n1} \phi_n + i h_0 (n U_0 + \alpha_{n2} \phi_A) \\ \frac{d}{dt} \theta_A &= -\alpha^* U_0 \phi_A - \lambda^* (\theta_A - \phi_A)\end{aligned}\quad (9)$$

其中

$$\begin{aligned}\alpha_{n1} &= \frac{8}{3\pi} n \quad \alpha_{n2} = \alpha_{n1}/1 + n^2 \quad \mu_n = \mu^*/1 + n^2 \\ b_{n1} &= \alpha_{n2} \phi_A + n U_0 - n \beta^*/(1 + n^2)\end{aligned}\quad (10)$$

为简便起见,进一步假设大气强迫波为近共振的,从而引进小参数

$$|\Delta| = \left(U_0 - \frac{\beta^*}{1 + n^2} \right) / n \quad O(n) \sim 1 \quad (11)$$

再对系统用多尺度方法作弱非线性近共振分析,即设:

$$\begin{aligned}O(\mu^*) &= O(r^*) = |\Delta| \quad O(\lambda^*) = O(\alpha^*) = |\Delta|^{1+\epsilon} \quad O(h_0) = |\Delta|^{\frac{1}{2}} \\ \phi_n &= |\Delta|^{\frac{1}{2}} (\phi_n^{(1)} + |\Delta|^{\frac{1}{2}} \phi_n^{(2)} + \dots) \\ \phi_A &= |\Delta|^{\frac{1}{2}} (\phi_A^{(1)} + |\Delta|^{\frac{1}{2}} \phi_A^{(2)} + \dots) \\ \theta_A &= |\Delta|^{\frac{1}{2}} (\theta_A^{(1)} + |\Delta|^{\frac{1}{2}} \theta_A^{(2)} + \dots) \\ \frac{d}{dt} &= \frac{\partial}{\partial t} + |\Delta| \frac{\partial}{\partial T} \quad T = |\Delta| t\end{aligned}\quad (12)$$

式中 T 为一慢时间变量。在上述弱耗散、弱强迫、弱振幅的条件下,将(12)式代入(9)式作逐阶处理,最后可得:

$$\begin{aligned}\frac{dA}{dT} &= -R_n A - i(\alpha_n V + n\eta)A + i n U_0 h_{01} \\ \frac{dV}{dT} &= -b \left[\frac{d}{dT} |A|^2 + 2R_n |A|^2 \right] - R_n V + H_0 + RW,\end{aligned}\quad (13)$$

$$\frac{dW_s}{dT} = -|\Delta|^2[\alpha_0\bar{V} - \lambda_s(V - W_s)]$$

其中

$$A(T) = \phi_n^{(1)} \quad V(T) = \varphi_A^{(2)} \quad W_s(T) = \theta_A^{(2)} \quad (14)$$

因此 A 、 V 及 W_s 是大气强迫波振幅、大气纬向流及海温扰动分量的振幅。(13) 式构成了一个最简化的海气非线性耦合模型, 其中各系数为:

$$\begin{aligned} R_\mu &= (\gamma^* + \mu^*)/|\Delta| & R_n &= (\gamma^* + \mu_n)/|\Delta| & H_0 &= \frac{\gamma^*}{|\Delta|} \varphi_A^* \\ R &= \frac{\mu^*}{2|\Delta|} & h_0/|\Delta|^{3/2} &= h_{01} & \frac{\lambda^*}{|\Delta|} &= \lambda_s^* |\Delta|^2 \\ U_0 \alpha^*/|\Delta| &= \alpha_0 |\Delta|^2 & \alpha_{m1}/2nU_0 &= b & R_s &= \frac{\lambda_s^*}{\alpha_0} \end{aligned} \quad (15)$$

在文[11]中, 作者已经详细分析了(13)式中的多平衡解, 这里将着重分析该系统中的振荡机制。

三、海气耦合振荡的定性分析

对(7)式引进下列变换:

$$\tau = |\Delta|^2 \alpha_0 T = sT \quad \varepsilon = |\Delta|^2 \alpha_0 \quad (16)$$

则可将(13)式化成两个近似系统, 一个慢变系统:

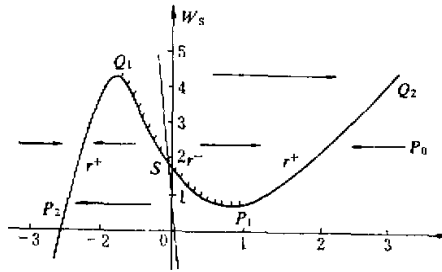
$$\begin{aligned} -R_n A - i(\alpha_{n2} V + n\eta) A + inU_0 h_{01} &= 0 \\ -2bR_n |A|^2 - R_n V + H_0 + RW_s &= 0 \\ \frac{dW_s}{d\tau} &= -V + R_s(V - W_s) \end{aligned} \quad (17)$$

其中 τ 是一个表征海温扰动变化的更慢的时间尺度; 另一快变系统为:

$$\begin{aligned} \frac{dA}{dT} &= -R_n A + i(\alpha_{n2} V + n\eta) A + inU_0 h_{01} \\ \frac{dV}{dT} &= -b \left[\frac{d}{dT} |A|^2 + 2R_n |A|^2 \right] - R_n V + H_0 + RW_s \\ -V + R_s(V - W_s) &= 0 \end{aligned} \quad (18)$$

在文[11]中已详细说明了系统的这种分解及其相应的相空间划分及相空间定性分析, 并讨论了系统(1)中的平衡态解的性质。这里将分析系统中的另一类极限解, 即极限环解的性质。

图1给出了由近似系统(11)和(12)式确定的相空间方向场在相平面(V, W_s)上的投影示意图。图中的平衡曲线及相图的分析可见文[11]。从图1中可以看到系统中一个唯一的平衡态点 s 是不稳定的, 同时从定性方向场的特征也可以看到有一个闭相轨曲线 $\overline{P_1 P_2 Q_1 Q_2 P_1}$ 存在。这就说明在图1所示的情况下, 系统中的不稳定平衡态已分支为一个极限环解。从图1中还不难看出, 这个极限环解是稳定的。因为, 设任取一初始点, 如 P_1 点,

图1 W_s - V 平面上极限环的相图

参数取值同文献 [1]

那么根据图1中的定性方向场可知,通过这一初始点的解的相轨线将沿图中的方向场很快地达到右支平衡曲线上,然后根据方向场就可发现它将经历 $\widehat{P_1P_2}$, $\widehat{P_2Q_1}$, $\widehat{Q_1Q_2}$ 和 $\widehat{Q_2P_1}$ 这些分别处在快、慢相空间中的相轨线段而成为一个极限环解。

1. 极限环振荡的存在条件

从图1的相图,我们可以立即得到上述极限环存在的一个必要条件。那就是(12)式中出现双稳态。若记 $W_s + \frac{H_0}{R}$ 为强迫源,而 $|nU_0h_{01}|$ 为纬向不均匀强迫源分量的强度,则由文[4]中的分析结果可知,在此两参数构成的参数平面上,也有一个同类型的双稳态存在区。因此只要 $|nU_0h_{01}|$ 落在合适的范围内时,系统(12)中出现双稳态的条件是易于满足的。

相图1告诉我们的另一个极重要的条件就是 $\frac{dW_s}{d\tau}$ 在左右二支平衡曲线上必须分别取正和负值。这个条件可表示为:

$$\begin{aligned} [-V + R_s(V - W_s)]|_{P_2Q_1} &> 0 \\ [-V + R_s(V - W_s)]|_{Q_2P_1} &< 0 \end{aligned} \quad (19)$$

这就是耦合振荡存在的条件。

当 $R_s = 0$ 时, (13) 式可转化为:

$$V_{Q_1} < 0 \quad V_{P_1} > 0 \quad (20)$$

利用文[1]中的(4.4)式,当摩擦项 R_s 较小时,可近似地得到:

$$V_{Q_1} = -\eta_n \quad V_{P_1} = \left[4b \frac{R_n}{R_\mu} \left| \frac{nU_0h_{01}}{\alpha_{n2}} \right|^2 \right]^{1/3} - \eta_n \quad (21)$$

其中 $\eta_n = n\eta/\alpha_{n2}$ 。因此,只要

$$0 < \eta_n < \eta_{nc} = \left[4b \frac{R_n}{R_\mu} \left| \frac{nU_0h_{01}}{\alpha_{n2}} \right|^2 \right]^{1/3} \quad (22)$$

成立,系统中就发生耦合振荡。可见这时振荡的发生条件只取决于大气内部的因素。

但当 R_t 不为零时, 情况就要复杂得多. 通过分析可以证明条件 (19) 可简化为:

$$\begin{aligned} [-V + R_t(V - W_t)]|_{Q_1} &> 0 \\ [-V + R_t(V - W_t)]|_{P_1} &< 0 \end{aligned} \quad (23)$$

其中下标 Q_1 、 P_1 为图 1 中相点的位置. 利用近似关系式 (21) 可求出 W_t 在 Q_1 和 P_1 点的值, 再代入 (17) 式可得:

$$\begin{aligned} \left[1 + R_t \left(-1 + \frac{R_n}{R_n}\right)\right] \eta_n + \frac{R_t}{R} H_0 &> d_1 \\ \left[1 + R_t \left(-1 + \frac{R_n}{R_n}\right)\right] \eta_n + \frac{R_t}{R} H_0 &< d_2 \end{aligned} \quad (24)$$

其中

$$\begin{aligned} d_1 &= 2bR_t |nU_0 h_{01}|^2 / R_n R \\ d_2 &= \left[1 + R_t \left(-1 + \frac{R_n}{R_n}\right)\right] \eta_{nc} + \frac{2R_t b |nV_0 h_{01}|^2}{R(R_n^2 + \alpha_{n2}^2 \eta_{nc}^2)} \end{aligned} \quad (25)$$

因此当 R_t 为零时, (24) 式退化为 (22) 式. 当 R_t 不为零时, 极限环的存在条件同时还依赖于 H_0 .

为了使 (9) 式成立, 必须要求

$$d_1 < d_2 \quad (26)$$

当 R_t 减小时, d_1 成倍减小, 而 d_2 变化不大. 从而利于 (20) 式的成立. R_t 表示风吹洋流作用因素与海气热交换因素的相对大小. R_t 小则表示热交换作用小. 由此可见, 当风生洋流的动力反馈作用比海气热交换的热力反馈作用对海温场的变化影响更大时, 就有利于产生海气耦合振荡. 因此, 在海气耦合振荡的形成中风生洋流的动力作用是很重要的.

2. 耦合振荡的物理过程

在相图 1 中, 极限环是由四段相轨线连接而成的. 这四段相轨线表示了不同的物理过程. 我们首先来说明图 1 中的 $\widehat{P_2 Q_1}$ 表示的物理内容. 在图 1 的左支曲线上, V 为负值, 结合其空间分布形式 $V \sin y$ 可知, 这对应一个有极值的东风修正气流. 由此形成的风生洋流分布如图 2 所示, 即在区域的北部 $v_s < 0$, 而其南部 $v_s > 0$. 因为所考虑的海温场有一个梯度指向北的基本场, 因而这种风生流的作用使得在通道的北半部分因冷平流而海温下降, 南半部分因暖平流而海温增高. 结果使海温扰动的振幅增大, 即 W_t 增大. 这正是图 1 中左支曲线上相点方向场向上的物理原因.

当相点落在图 1 中的右支曲线上时, V 值为正, v_s 的分布亦与前述情况相反, 所示 W_t 减小, 即有图 1 中的 $Q_2 \rightarrow P_1$ 的过程.

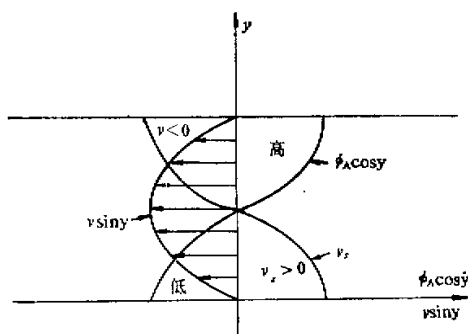


图 2 纬向气流修正和海洋风生流的经向分布

连接左、右二支曲线上两种不同海气耦合变化过程的是大气内部的动力学机制。当作为大气加热源的海温扰动振幅的强度变化到临界点 P_1 、 Q_1 时, 大气内部的强迫波就开始发生调整。这种调整是以大气内部的动力学变化为时间尺度的快过程, 因而在整个海气耦合变化的慢时间尺度下, 它就表现为大气环流状态的突变。图 1 中 $P_1 \rightarrow P_2$ 、 $Q_1 \rightarrow Q_2$ 的两个过程就是为了使大气环流适应一种新的非线性准平衡而产生的由大气动力学过程制约的迅速调整。正如上面分析极限环的存在条件时指出的那样, 象 (3) 式那种系统中大气环流多平衡态和双稳态的存在, 为海气耦合系统中大气环流状态的突变性转换提供了前提。而由象 (8) 式那样所描写的在图 1 中的左、右二支平衡曲线上, 因大气环流状态的不同而造成海温扰动变化的二种截然相反的变化趋势, 最终又触发了大气环流状态的转变。由此就构成了一个完整的海气耦合作用下的振荡过程。

3. 极限环解的近似表示

虽然在前面我们已用相平面定性地勾画出了海气耦合系统中极限环解的轮廓, 但要精确地把它表示出来还是比较困难的。因此我们仍借助于图 1 和 (17) (18) 二式求得近似表达形式。

设大气强迫波的振幅为:

$$A = |A| e^{i\varphi} \quad (27)$$

则 (12) 式的定常解可表示为:

$$\begin{aligned} |A| &= |nU_0 k_{01}|^2 / [R_s^2 + (\alpha_{s2}V + n\eta)^2] \\ \varphi &= -\arctg \left[\frac{\alpha_{s2}V + n\eta}{R_s} \right] \end{aligned} \quad (28)$$

$$W_s = \frac{R_p}{R} V + 2b \frac{R_n}{R} \frac{|nU_0 k_{01}|^2}{R_s^2 + (\alpha_{s2}V + n\eta)^2} - \frac{H_0}{R}$$

在整个极限环过程中, V 从 P_2 点经历 $V_{P_1} \rightarrow V_{Q_1} \rightarrow V_{P_1} \rightarrow V_{P_2}$ 的变化过程。其最大和最小值为 V_{Q_1} 和 V_{P_2} , 因此 V 的变动幅度为:

$$\delta V = V_{Q_1} - V_{P_2} \quad (29)$$

类似地可知 φ 的变化范围为 $[\varphi_{Q_1}, \varphi_{P_2}]$, 即

$$\delta\varphi = \varphi_{P_2} - \varphi_{Q_1} \quad (30)$$

可见大气强迫波的位相变化是有限的。这表明强迫波仅仅在某个地理位置附近摆动。

强迫波振幅 $|A|$ 的变化比较特殊。其最大值在 Q_1 点, 而在 Q_2 点达到其最小值, 亦即

$$\delta|A| = |A|_{Q_1} - |A|_{Q_2} \quad (31)$$

这是因为 Q_1 和 Q_2 二点是极限环最近非线性共振和最远离共振的二点。

海温的变化只有从 P_2 到 Q_1 及从 Q_2 到 P_1 这两个单增和单减过程。其变幅可表示为:

$$\delta W_s = W_{sQ_1} - W_{sP_1} \quad (32)$$

利用 (11) 式不难得知, 在海温变化的二个过程中, 变化率是不同的。因此整个振荡在一个周期上将是不均匀的。

为了确定 δV 、 $\delta|A|$ 、 $\delta\varphi$ 、 δW_s , 必须确定 V 在 P_1 、 Q_1 、 P_2 、 Q_2 四点的值。

利用 (12) 式即得 V_{P_1} 、 V_{Q_1} , 由 (22) 式得到 W_{P_1} 、 W_{Q_1} 。同时利用 (13) 式及 P_1 是重根点的条件, 可以得到:

$$\begin{aligned} V_{P_2} &= \frac{R}{R_\mu} W_{P_1} - 2V_{P_1} \\ V_{Q_2} &= \frac{R}{R_\mu} W_{Q_1} - 2V_{Q_1} \end{aligned} \quad (33)$$

注意到

$$W_{P_2} = W_{P_1}, \quad W_{Q_2} = W_{Q_1}$$

则所有的量就被完全确定了。分析这些量与外参数的关系, 很容易发现振荡的强度依赖于地形强迫源的强度。摩擦及线性共振的偏离度 η_{NL} 。

由于极限环的周期是四段相轨线上所经历时间的总和, 因此不易确定。考虑到二段是快变相轨线而另二段是缓变的, 因而可取近似关系:

$$T_F = T_{P_1Q_1} + T_{Q_1P_2} + T_{P_2Q_2} + T_{Q_2P_1} \approx T_{P_1Q_1} + T_{Q_2P_1}$$

并进一步可近似为:

$$T_F \approx \frac{2\delta W_s}{\alpha_0 |\Delta|^*} \left[\frac{1}{G(V, W_s)|_{P_2} + G(V, W_s)|_{Q_1}} - \frac{1}{G(V, W_s)|_{Q_2} + G(V, W_s)|_{P_1}} \right] \quad (34)$$

其中

$$G(V, W_s) = -V + R_s(V - W_s) \quad (35)$$

由此可见, 振荡周期主要依赖于 $\alpha_0 |\Delta|^*$ 、 R_s 、 δW_s 和基本纬向气流 V 的数值特征。 $\alpha_0 |\Delta|^*$ 和 R_s 已本质上决定了海温变化的特征时间尺度, 这个尺度为年量级^[2]。而海气耦合振荡的周期也正是受这个量级所支配。然而振荡的周期还取决于海温扰动的振幅, 这是非线性振荡的结果。

根据上述关于振荡的变化幅度和变化时间特征, 就可以定性地讨论振荡的时间演变特点。对于大气定常波, $\max \varphi = \varphi_{P_1} > 0$, $\min \varphi = \varphi_{Q_2} < 0$ 。 φ 的正负表示强迫波位相相对于地形波脊的偏西和偏东。因而 φ 在 $[\varphi_{Q_2}, \varphi_{P_1}]$ 内变化, 说明了大气强迫波的位相变化具有地理偏向性。在左支平衡曲线上的状态中, $|A|$ 大, 且 $\varphi > 0$, 即表示高压脊偏于地形脊的西侧且振幅强大。相反, 在右支平衡曲线的状态中, 强迫波振幅 $|A|$ 弱, 且高压偏于地形脊的东侧 ($\varphi < 0$)。在 $Q_2 \rightarrow P_1$ 的变化过程中, 强迫波的高压脊从大陆地形的东边海上开始缓慢西进, 然后经 $P_1 \rightarrow P_2$ 过程, 快速跃进到大陆地形脊的西侧, 且明显增幅。在这一过程中, 纬向气流的改变也从西风变成东风。此后经历 $P_2 \rightarrow Q_1$ 的缓变。强迫波的高压系统在大陆地形脊的西侧缓慢东移且达到最大振幅。进一步的变化就是这个强迫波突然东撤, 离开大陆回到海上, 且大大减幅。虽然西进过程 $Q_2 \rightarrow P_2 \rightarrow P_1$ 及东进过程 $P_1 \rightarrow Q_1 \rightarrow Q_2$ 都包含有缓变和快变, 但很容易从它们对应的相轨线上看到是不对称的。

相应的海温扰动变化表现为西进过程中 W_s 减小, 而东退过程 W_s 增大。因此整个极限环振荡中包括了大气强迫波的东西进退和增强减弱, 以及海温扰动的增大变小等变化

特征.

四、完全系统的数值积分

上述结果是对近似系统(8)和(9)分析得到的,下面给出直接积分(7)式的数值结果,并分析更为具体的时间演变特征.

图3给出了极限环解的一个例子,从相平面(W_s, V)上的相轨线可见,图3的计算结果与图1的分析结果相似.解在一个周期上的时间演变中也反映出了不对称性. $|A|$ 较大时, $\varphi > 0$, 即强的高压脊位于地形脊的西侧. 最大偏西位相为 30° 左右. $|A|$ 较小时, $\varphi < 0$, 即弱高压位于大陆东侧,最大偏东位相为 $70^\circ \sim 80^\circ$, 即偏东较远. 同时强迫波的振幅和位相有二次大幅度的快变过程. 一次是从小幅度状态很快地变到大幅度状态,且位相有较大的西进;另一次相反,且位相移动更大. V, W_s 的变化与分析结果也一致. W_s 变化比较平缓.

在图3中所给出的例子的周期约为13个月左右,接近于年际循环变化.

图3所示的例子表明,定性分析所指出的海气耦合振荡特征及其振荡周期的量级是正确的. 这种低频的海气耦合振荡对海气系统的年和年际变化必将起到一定的作用.

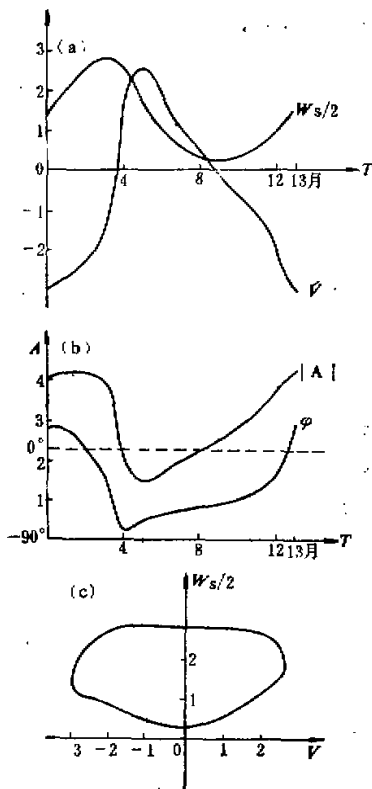


图3 W_s-V 平面上极限环解的计算相轨线及 $|A|, \varphi, W_s, V$ 在一个周期上的变化特点

$R_1 = 0.54, R_2 = 0.6, R_3 = 0.125, h_{11} = 2.7,$
 $\eta = 2.0, H_1 = 1.3$

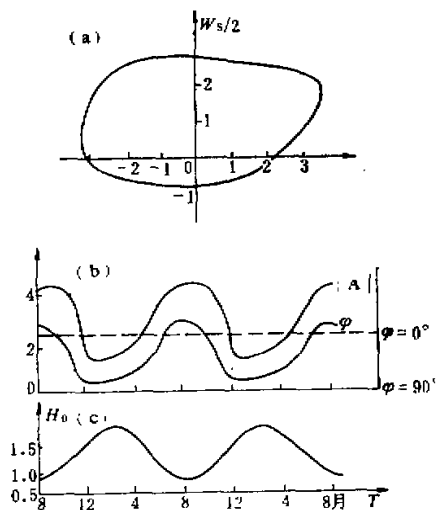


图4 除 H_0 成为周期性变化外源,其余同图3,图中横轴为重复二年的周期性时间坐标

为了分析这种振荡在大气环流年变化中的作用, 我们进一步把(1)式中的太阳辐射加热 H_0 考虑为一个年变的周期性强迫源, 从而讨论在非自治的系统中前面所分析的极限环振荡的特征。

图4给出了一个具体的计算结果。把图4和图3比较, 外参数的差别主要在于图3中的 H_0 为图4中 H_0 的平均值。从图3和图4中两个解的相轨线来看, 它们是相似的, 而从解的时间演变来看, 解的周期从13个月调整到与外源周期相同的12个月。这种系统中解的固有周期向外源周期的调整称为“锁相”特征。

利用对图3解的物理说明和图4解的特征, 不难看出, 图4解的结果与副热带大气环流的年变过程有一定的相似性。副热带对流层的大尺度环流在很大程度上可以分为四个阶段, 冬、夏环流过程及其中间二个过渡过程。观测到的年变过程是不对称的。具体地说, 年过程表现为位于大洋上的高压系统(如南亚高压)在春季从海上逐渐西移并增幅, 初夏发生一次快变, 迅速移向大陆大地形脊附近, 其振幅明显加强; 接着便稳定在大陆上, 并逐渐达到其极限。在夏末初秋, 高压系统东退较快, 初冬已退居海上且很弱^[1]。大气环流的这一变化特征与图3和图4中的大气强迫波变化特征是相似的。而海温场的实际变化也是从冬到夏经向梯度减小而从夏到冬梯度增大。因此大气环流系统和海温场扰动的变化, 定性上与理论上的海气耦合振荡特征是吻合的。

另一方面, 从图4我们还可以进一步发现, 由于考虑了年变外源, 大气强迫波的两次快变过程正好发生在6月和10月附近。这一特征与叶笃正等^[2]提出的著名的大气环流6月和10月突变的观测事实相一致。

五、小 结

本文通过对一个简化的海气耦合系统的定性解析分析和数值分析, 讨论了系统中极限环解的性质。结果表明:

(1) 非线性的海气相互作用可以激发出一个长周期的振荡。振荡的强度与外源强迫(地形)耗散、海气热交换等有关。振荡的周期依赖于振荡的强度及海温平流的时间尺度。大气风吹流对海温场的动力作用对于振荡的形成具有重要意义。

(2) 在一定的参数条件下, 振荡的周期接近于年周期变化。当考虑年变外源后, 自治系统中极限环解的特征仍是基本的, 但解的周期已变成与外源相同, 故具有锁相性。

(3) 解的年变化过程与观测到的副热带大气环流的年变化过程相似, 出现冬、夏两个持续维持的环流状态, 并在6月和10月附近发生迅速调整。

由于本文分析的模式很简单, 在物理现象的定量解释上有许多困难, 这将在今后用更完善的模式来改进。

参 考 文 献

- [1] 金飞飞、朱抱真, 1987, 海气耦合振荡非线性动力系统的平衡态研究, 中国科学, B 辑, 777—786.
- [2] 叶笃正等, 1958, 在六月和十月的大气环流突变现象, 气象学报, Vol. 29, No. 4, 249—263.
- [3] 李麦村、罗哲贤, 1983, 在六月和十月大气环流突变的非线性机制, 中国科学, B 辑, 178—192.

- [4] 金飞飞, 朱抱真, 1985, 在周期性热源强迫下, 非线性大气强迫被振幅的非周期和准周期振荡, 中国科学, B 辑, 764—773.
- [5] Hahn, D. G, Manabe, S., 1975, The role of mountains in the South Asian monsoon circulation, *J. Atmos. Sci.*, 1515—1541.
- [6] McWilliams, J. C., Gent, P. B., 1978, A coupled air and sea model for the tropical pacific, *J. Atmos. Sci.*, 926—987.
- [7] Pedlosky, J., 1975, The development of thermal anomalies in a coupled ocean-atmosphere model, *J. Atmos. Sci.*, 1501—1514.
- [8] Zhu, Baozhen and Feifei Jin, 1987, Dynamics of some characteristic circulations over East Asia. International Conference on the General Circulation of East Asia, 167—175.