

大气平衡态的动力特征

II: 大气的振荡机制和稳定平衡态的吸引机制*

吴 国 雄

(LASG, 中国科学院大气物理研究所)

董 步 文

(兰州大学地理系)

提 要

本文研究强迫耗散系统的时间积分特征, 从各态出发的积分最终都跌入吸引盆. 由于能量和角动量的约束, 大气向稳定平衡态的跌入成为非随机的、确定的物理过程. 由于山脉矩和摩擦矩的相互调整, 大气向高能级跌入时伴有次临界的、周期为 2—3 天的高频次振荡; 向低能级跌入时伴有跨临界的、周期为 1—2 周的低频主振荡. 振荡的频率受地形的影响明显. 研究还指出, 所谓“突变”, 实质上是由于大气的能级出现季节性变化, 大气状态从一个吸引域转移到另一个吸引域, 角动量平衡重新调整的伴随现象.

关键词: 大气平衡态; 振荡机制; 吸引机制.

一、引 言

在我们的第一部分工作^[1]中, 对无量纲正压涡度方程引入了流函数

$$\psi = A_2^0 P_2^0 + A_3^2 \cos 2\lambda P_3^2 + \beta_3^2 \sin 2\lambda P_3^2, \quad (1)$$

地形

$$\eta = \frac{f}{\Omega H} h' = +h_3^2 \cos 2\lambda P_3^2, \quad (2)$$

及强迫源

$$Q = \overline{Q} P_2^0 + Q^* \cos 2\lambda P_3^2, \quad (3)$$

其中 h' 为山脉高度, P_n^m 为缔合勒让德多项式分量, 纬向的和经向的强迫源 $\overline{Q}$ 和 Q^* 可分别由斜压大气中相当的南北温差 $\overline{T}$ 和东西温差 T^* 表示为

$$\overline{Q} = \mu \overline{T} / T_s, \quad Q^* = \mu T^* / T_s, \quad (4)$$

其中 μ 为常数, $T_s = 2f_0 \Omega L^2 R^{-1} r^{x-1}$ 也为常数. 由此, 推得半球范围谱系数的预报

1987 年 8 月 6 日收到, 1988 年 4 月 12 日收到修改稿.

* 国家自然科学基金资助项目

方程为

$$\begin{cases} \dot{A}_2^0 = -RA_2^0 + hB_3^2 - \bar{Q} , \\ \dot{A}_3^2 = bB_3^2 - RA_3^2 - Q^* , \\ \dot{B}_3^2 = -bA_3^2 - RB_3^2 - hA_2^0 , \end{cases} \quad (5.1)$$

$$\begin{cases} \dot{A}_2^0 = -RA_2^0 + hB_3^2 - \bar{Q} , \\ \dot{A}_3^2 = bB_3^2 - RA_3^2 - Q^* , \\ \dot{B}_3^2 = -bA_3^2 - RB_3^2 - hA_2^0 , \end{cases} \quad (5.2)$$

$$\begin{cases} \dot{A}_2^0 = -RA_2^0 + hB_3^2 - \bar{Q} , \\ \dot{A}_3^2 = bB_3^2 - RA_3^2 - Q^* , \\ \dot{B}_3^2 = -bA_3^2 - RB_3^2 - hA_2^0 , \end{cases} \quad (5.3)$$

其中 $b = \alpha A_2^0 + \beta$, α 和 β 为常数.

强迫耗散系统(5)的平衡态解为

$$\begin{cases} B_3^2 = \frac{R}{h} \left(A_2^0 + \frac{\bar{Q}}{R} \right) , \\ B_3^2 = -\frac{R h A_2^0}{b^2 + R^2} + \frac{b Q^*}{b^2 + R^2} , \\ A_3^2 = -\frac{h b A_2^0}{b^2 + R^2} - \frac{R Q^*}{b^2 + R^2} , \end{cases} \quad (6)$$

式中 $h = \frac{35}{128} \left(\sqrt{\frac{5}{2}} \right) h_3^2 > 0$.

在相空间中, 各平衡态共同存在于下述的物理面上:

$$\begin{cases} N_l : (A_3^2)^2 + (B_3^2)^2 = \frac{1}{b^2 + R^2} [(hA_2^0)^2 + Q^{*2}] , \\ P_a : hB_3^2 - RA_2^0 - \bar{Q} = 0 , \\ V_r : \left(A_2^0 + \frac{\bar{Q}}{2R} \right)^2 + \left(A_3^2 + \frac{Q^*}{2R} \right)^2 + (B_3^2)^2 = R_r^2 , \end{cases} \quad (7)$$

$$\begin{cases} N_l : (A_3^2)^2 + (B_3^2)^2 = \frac{1}{b^2 + R^2} [(hA_2^0)^2 + Q^{*2}] , \\ P_a : hB_3^2 - RA_2^0 - \bar{Q} = 0 , \\ V_r : \left(A_2^0 + \frac{\bar{Q}}{2R} \right)^2 + \left(A_3^2 + \frac{Q^*}{2R} \right)^2 + (B_3^2)^2 = R_r^2 , \end{cases} \quad (8)$$

$$\begin{cases} N_l : (A_3^2)^2 + (B_3^2)^2 = \frac{1}{b^2 + R^2} [(hA_2^0)^2 + Q^{*2}] , \\ P_a : hB_3^2 - RA_2^0 - \bar{Q} = 0 , \\ V_r : \left(A_2^0 + \frac{\bar{Q}}{2R} \right)^2 + \left(A_3^2 + \frac{Q^*}{2R} \right)^2 + (B_3^2)^2 = R_r^2 , \end{cases} \quad (9)$$

其中

$$R_r = \frac{1}{2R} [\bar{Q}^2 + Q^{*2}]^{1/2} , \quad (10)$$

它们分别被定义为非线性作用曲面、角动量平面和强迫耗散球面。

由系统(5)的总动能 K 和总位涡拟能 V 的定义

$$K = -C_2 \pi (A_2^0)^2 - \frac{C_3}{2} \pi [(A_3^2)^2 + (B_3^2)^2] , \quad (11)$$

$$V = \pi (C_2)^2 (A_2^0)^2 + \frac{\pi}{2} (C_3)^2 [(A_3^2)^2 + (B_3^2)^2] , \quad (12)$$

文献[1]证明了不同的平衡态处在不同的动能球面 S_K 和拟能椭球面 S_V 上. 这里,

$$S_K : (A_3^2)^2 + (B_3^2)^2 + (A_2^0)^2 = R_K^2 , \quad (13)$$

$$S_V : \left(\frac{A_2^0}{R_V} \right)^2 + \left(\frac{A_3^2}{R_V / \sqrt{2}} \right)^2 + \left(\frac{B_3^2}{R_V / \sqrt{2}} \right)^2 = 1 , \quad (14)$$

其中

$$R_K = (-A_2^0 \bar{Q} - A_3^2 Q^*)^{1/2} R^{-1/2}, \quad (15)$$

$$R_V = (-A_2^0 B_3^2 h - A_3^0 \bar{Q} - 2 A_3^2 Q^*)^{1/2} R^{-1/2}. \quad (16)$$

在引入拟能临界圆锥面

$$S_C: (A_2^0)^2 - [(A_3^2)^2 + (B_3^2)^2] = 0 \quad (17)$$

后, 文献 [1] 得到临界拟能 V_C 和动能 K 的关系

$$V_C = \left| \frac{C_2 + C_3}{2} \right| K, \quad (18)$$

以及位涡拟能的方程

$$V - V_C = -\frac{\pi}{4} C_3 (C_2 - C_3) [(A_3^2)^2 + (B_3^2)^2 - (A_2^0)^2], \quad (19)$$

并由此证得: 不同平衡态的拟能态也不相同, 高指数态 H 处在高能级、次临界拟能态; 低指数态 L 处在低能级、超临界拟能态。

在研究平衡态的共面和非共面特征的基础上, 本文转而考察模式大气的时间积分特征。第二节讨论大气的振荡机制和地形对振荡频率的影响, 第三节讨论稳定平衡态的吸引机制和大气状态向稳定平衡态跌入的规律, 第四节利用随时间变化的强迫源研究大气的突变和共振行为, 最后, 第五节给出若干结论。

二、时间积分特征——大气的振荡机制

本节研究模式大气 (5) 随时间积分的振荡现象。计算表明, 从稳定态出发的积分随时间几乎不变; 从其它初态出发, 包括从不稳定定常态 U 出发的积分首先出现振荡现象, 继而振荡阻尼并逐渐向平衡态跌入。

1. 基流定常的振荡方程

令

$$\begin{pmatrix} A_0 \\ A \\ B \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A_2^0 \\ A_3^2 \\ B_3^2 \end{pmatrix} e^{Rt}, \quad (20)$$

则 (5) 式可写成

$$\begin{cases} \dot{A}_0 = hB - \bar{Q} e^{Rt}, \\ \dot{A} = bB - Q^* e^{Rt}, \\ \dot{B} = -bA - hA_0. \end{cases} \quad (21)$$

首先, 设基本西风随时间变化可略, 即 $\dot{A}_2^0 = 0$, 于是得到强迫振荡方程

$$\begin{cases} \ddot{A} = -b^2 A - (hbA_2^0 + RQ^*)e^{Rt}, \\ \ddot{B} = -b^2 B + (bQ^* - RhA_2^0)e^{Rt}. \end{cases} \quad (22)$$

由此得强迫阻尼振荡解:

$$\begin{cases} A_3^2(t) = A_3^2(0)e^{(-R+ib)t} - (bhA_2^0 + RQ^*)(R^2 + b^2)^{-1}, \\ B_3^2(t) = B_3^2(0)e^{(-R+ib)t} + (Q^*b - RhA_2^0)(R^2 + b^2)^{-1}. \end{cases} \quad (23)$$

从而可得如下结论: 基流定常的强迫耗散系统中, 任何初始扰动将以 b 为自由振荡频率作阻尼振荡. 一般地, 只要基流的变化比波动弱, 上述结论近似成立. 此外, 由于低指数态 L 附近的 b 值远比高指数态 H 附近的 b 值小, 即 $|b|_L \ll |b|_H$, 因此在向强西风 H 态跌入的过程中振荡周期短, 而在向低指数态 L 的跌入过程中振荡周期长. 取 $L=0.25a$, $R \sim (21 \text{ 天})^{-1}$, $h=0.2H$, $\bar{T}=40^\circ\text{C}$, $T^*=0$, 然后从不稳定态 U 出发进行时间积分. 图 1 表明, 在向高能级跌入(实线)和向低能级跌入(虚线)的过程中,

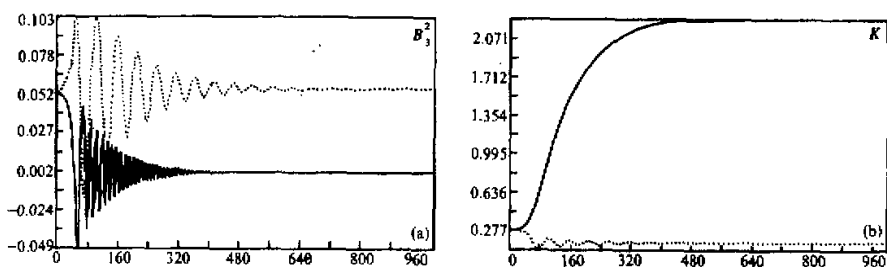


图 1 从不稳定态 U 出发, 对 A_2^0 赋以 $+0.001$ (虚线) 和 -0.001 (实线) 的扰动后, 相分量 B_3^2 (a) 及动能 K (b) 的时间积分分别向低能级和高能级跌入的情况

横坐标为积分时间步数, 单位为 3 小时. $h=0.2H$, $L=0.25a$, $R \sim (21 \text{ 天})^{-1}$, $T^*=0$, $\bar{T}=40^\circ\text{C}$

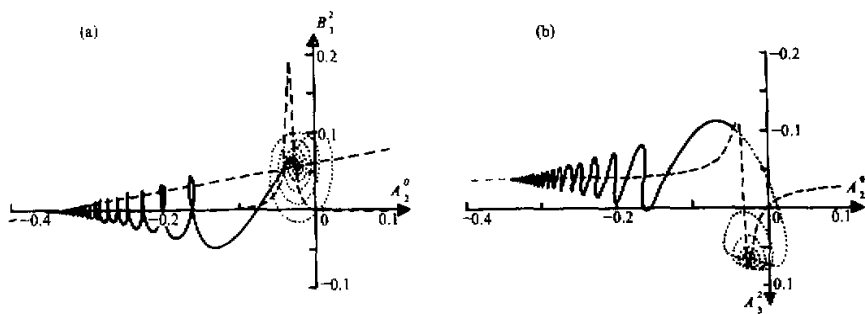


图 2 在相平面 (B_3^2, A_2^0) (a) 和 (A_3^2, A_2^0) (b) 上, 从不稳定态出发, 对 A_2^0 赋以 $+0.001$ (虚线) 和 -0.001 (实线) 的扰动后, 时间积分的相轨迹, 说明同图 1

谱分量 B_3^2 均出现阻尼振荡. 向高能级跃入的振荡周期约 2 天, 向低能级跃入的振荡周期为 5—7 天, 与上述结论基本一致.

为研究大气的这种振荡机制, 图 2 给出相平面 (B_3^2, A_2^0) 及 (A_3^1, A_2^0) 上的相轨迹. 显然, 向低能级跃入时, 相轨迹交替穿越临界圆锥面 S_c . 换言之, 大气拟能交替出现超临界和次临界状态. 因此, 向低能级吸引盆掉入的低频振荡是一种主振荡 (见 Lorenz 的定义^[21]). 相反, 向高能级跃入时, 相轨迹位于 S_c 内部, 拟能一直处于次临界状态. 因此, 向高能级吸引盆掉入的高频振荡是一种次振荡. 注意到 $B_3^2 > 0$ 代表负山脉力矩, $A_2^0 < 0$ 代表负摩擦力矩; 而且大气满足角动量平衡的态在相空间中必位于角动量平面 P_0 上^[11]. 那么, 相应于固定的动量源, 当扰动引起西风减弱, 因而负摩擦力矩减小时, 负山脉力矩必然增加. 这时, 图 2a 中的相轨迹离开 U , 偏离角动量平衡平面向右上方移动. 当负山脉力矩达极大值后, 在大气角动量平衡的约束下, B_3^2 的扰动 $(B_3^2)'$ 逐渐减小, 态向角动量平面 P_0 跃入. 当 $(B_3^2)' = 0$ 、态位于 P_0 面上时, $(A_2^0)'$ 取得极大值. 由 (5.3) 式, 态的跌落速率 $d(B_3^2)' / dt$ 最大. 于是, 态向相反的方向偏离 P_0 , 负山脉矩减小、负摩擦矩增加. 上述过程不断重复, 形成了环绕平衡态的阻尼自由振荡. 因此, 大气的这种振荡现象的实质, 是角动量平衡被破坏后, 摩擦力矩和山脉力矩相互调整的一种过程. 大气通过这种调整机制从而建立新的角动量平衡, 最终跃入稳定平衡态.

2. 地形对振荡频率的影响

当基流非定常时, 由 (21) 式可得

$$\ddot{B} - \frac{\dot{b}}{b} \dot{B} + \left(b^2 + \frac{\beta h^2}{b} \right) B = \left[b Q^* + \frac{\beta h}{b} \bar{Q} - \frac{R h \alpha (A_2^0)^2}{b} \right] e^{Rt}, \quad (24)$$

令

$$B = F b^{1/2}, \quad (25)$$

和

$$\omega^2 = b^2 + \frac{\beta h^2}{b} + \frac{2b\ddot{b} - 3(\dot{b})^2}{4b^2}, \quad (26)$$

则 (24) 式可转化为

$$\ddot{F} + \omega^2 F = b^{-1/2} \left[b Q^* + \frac{\beta h}{b} \bar{Q} - \frac{R h \alpha (A_2^0)^2}{b} \right] e^{Rt}. \quad (27)$$

当 ω^2 为时间的慢变函数时, 可由 WKBJ 方法求得 (27) 式的齐次解为

$$F^0(t) = F(0) e^{i\tilde{\omega}t}, \quad (28)$$

其中

$$\tilde{\omega} = \frac{1}{t} \int \omega dt. \quad (29)$$

由此得 B_3^2 的自由振荡解为

$$(B_3^2)^0 = B_3^2(0) \exp(-Rt + i\tilde{\omega}t). \quad (30)$$

如近似令 $\dot{b}/b = \text{常数}$, 则从 (24) 式可得自由振荡解为

$$(B_3^2)^0 = B_3^2(0) \exp [i\omega_0 - R + (\ln \sqrt{b})_t] t, \quad (31)$$

其中

$$\omega_0^2 = b^2 + \frac{\beta h^2}{b}, \quad (32)$$

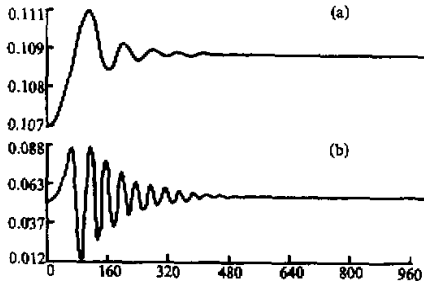


图 3 在不同的地形作用下, 从不稳定态向低能级平衡态跌入时, 相分量 B_3^2 随时间(横坐标)振荡的变化

$L=0.25a$, $R \sim (21 \text{ 天})^{-1}$, $\bar{T}=40^\circ\text{C}$, $T^*=-20^\circ\text{C}$.

(a) $h'=0.10H$, (b) $h'=0.20H$

(26) 式和 (32) 式表明, 地形的存在改变了大气的自由振荡频率. 在高级附近 $b \ll 0$, 地形使振荡频率变慢. 在低级附近, $b > 0$, 且 b 值较小, 地形的存在对自由振荡的频率有较大影响. 地形越高, 频率越大, 周期越短. 图 3 示出在外参数不变的情况下, 由于地形高度不同, 模式大气向低能级跌入时自由振荡的差异. 当 $h' = 0.20H$ 时, 振荡周期为 5—7 天.

当 $h' = 0.10H$ 时, 振荡周期增加到 11.5 天.

三、时间积分特征——稳定平衡态的吸引机制

Charney 和 Devore^[3] 在他们的时间积分中发现, 取不同的参数集合, 扰动可向不同的稳定平衡态跌入. 这里着重分析向稳定平衡态跌入的规律和机制.

在基流不随时间变化的场合, 当积分时间趋向无限大时, 由 (23) 式知, 阻尼振荡消失, 大气的状态趋向于定常解:

$$\begin{cases} \lim_{t \rightarrow \infty} A_3^2(t) = -\frac{1}{b^2 + R^2} (bhA_2^0 + RQ^*), \\ \lim_{t \rightarrow \infty} B_3^2(t) = \frac{1}{b^2 + R^2} (Q^*b - RhA_2^0), \end{cases} \quad (33)$$

这个解正好是平衡态 (6). 在基流非定常时, 自由振荡解 (30) 或 (31) 在 t 趋向无穷时消失, 不难证明, 其定常解亦满足 (33) 式, 成为系统的平衡态解. 在相空间中, 大气的上述特征表现为相轨迹随时间积分被吸引进稳定平衡态.

如令 $(\cdot)$ 表示大气状态对平衡态的偏离, $M' = -(A_2^0)'$ 简单地代表“角动量”, 则从 (5) 式和能量方程可得

$$\frac{dM'}{dt} = -RM' - h(B_3^2)', \quad (34)$$

$$\frac{d}{dt} (r^2 - R_K^2) = -2R(r^2 - R_K^2) - 2[(A_2^0)' \bar{Q} + (A_3^2)' Q^*], \quad (35)$$

式中

$$r^2 = (A_2^0)^2 + (A_3^2)^2 + (B_3^2)^2 \quad (36)$$

代表大气的能量, R_k 为平衡态的能量半径(见(15)式). (34)式右端第一项表明, 摩擦总是对偏差量起阻尼作用, 使大气向平衡态演变. 第二项则表明, 对于固定的角动量源, 负山脉矩的增加($B_3^2 > 0$)必须由负摩擦矩的减少($M' < 0$)来补偿. 因此, 相空间中任何不位于角动量平面上的点, 最后都将被吸引到该平面上. 物理上, 这是因为旋转地球上的大气运动受角动量平衡的严厉制约^[4]. 一旦大气运动的角动量平衡由于扰动而受破坏, $M' \neq 0$, 那么或者由于摩擦的阻尼, 或者通过山脉矩和摩擦矩的相互调整, 大气运动又趋向新的角动量平衡关系. 这就是相空间中角动量平面 P_a 成为各态的“吸引面”(见图 4a)的原因.

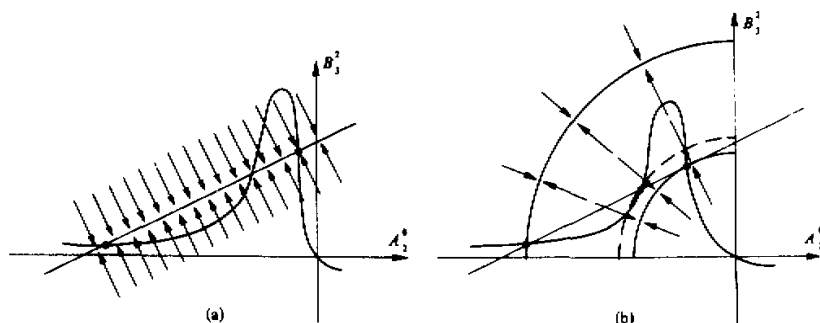


图 4 相平面(B_3^2, A_2^0)上各态在角动量平衡和能量平衡约束下及阻尼效应影响下
随时间向角动量平面 P_a 掉入(a)和向能量球面 S_k 掉入(b)示意图

(35)式右端两项分别代表阻尼和反馈作用对大气能量的影响. 一旦大气运动的总动能 r^2 偏离平衡态的能级 R_k^2 , 摩擦将使大气逐渐恢复到平衡态的能级. 在 $R_L < r < R_H$ 的范围中, 阻尼作用使大气状态既可向高能级 H 跌入, 也可向低能级 L 跌入(图 4b). 这时, 强迫源和扰动流场的反馈机制起着决定性作用. 在 $Q^* = 0$ 时($Q^* < 0$ 的情况类似), 不稳定态附近能级的变化取决于 $(-A_2^0 \overline{Q})$ 的符号. 当 $\overline{Q} > 0$ 时, $A_2^0 < 0$ 的扰动将使不稳定态向高能级跌入($\frac{d}{dt}(r^2 - R_k^2) > 0$); 反之, $A_2^0 > 0$ 的扰动将使大气状态向低能级跌入. 在图 1—2 所示的例子中, 从不稳定态出发的积分分别被赋以 $(A_2^0)'$ 为正、负 0.001 的扰动. 在角动量平衡约束下, 它们首先分别沿 $(B_3^2)'$ 增加和减少的两个相反方向离开 U 态(图 2a), 接着在能量反馈作用下分别掉入低能级 L 和高能级 H , 与上述理论分析一致. 在物理上, $-(A_2^0)' \overline{Q}$ 反映着扰动和强迫源之间的相关. 当扰动西风 $(-A_2^0)'$ 和外源强迫同号(反号)时, 外强迫源引起能量制造 $(-A_2^0)' \overline{Q}$ 和流场 $(-A_2^0)$ 之间的正(负)反馈, 大气的状态从而向高(低)能级转移.

在不稳态 U 处, $|A_2^0|$ 约为 0.05. 上述 0.001 的扰动为该值的 2%. 如果把该扰动看作数值预报的初始误差, 则当初始场的状态恰为不稳定的平衡态时, 模式的预报对初始误差便十分敏感. 不同符号的微小误差甚至可能导致预报与实况的背道而驰.

$Q^* > 0$ 时的情况略为复杂. 当 $Q^* > |A_2^0 / A_2^0| \overline{Q}$ 时, 扰动流场和强迫源的相关可以使大气能量不断增加, 最终均跌入高能级(图略).

模型(5)的时间积分最终向平衡态掉入(见(33)式)这一事实表明, 用大气定常波理

论 (例如 Charney 和 Eliassen^[5], Smagorinsky^[6], 朱抱真^[7] 及 Hoskins 和 Karoly^[8] 等) 来研究大气对机械强迫作用和热力强迫作用的准定常响应是合理的。

四、时间积分特征——周期性强迫源

设 ω_0 为周期性强迫源的频率, 并令

$$\begin{cases} \bar{Q} = \bar{Q}_0 + Q_0 e^{i\omega_0 t}, \\ Q' = Q_1 e^{i\omega_0 t}, \end{cases} \quad (37)$$

其中 $\bar{Q}_0$, Q_0 和 Q_1 为常数. 令 $b=0$, 但在与山脉作用时, 允许基流随时间变化. 把 (37) 代入 (21) 式得

$$\ddot{B} + \omega^2 B = [h\bar{Q}_0 + hQ_0 e^{i\omega_0 t} + bQ_1 e^{i\omega_0 t}] e^{Rt}, \quad (38)$$

其中

$$\omega^2 = b^2 + \frac{\beta h^2}{b}. \quad (39)$$

由此解得

$$B_j^2(t) = B_j^2(t=0) e^{(i\omega - R)t} + \frac{h\bar{Q}_0}{\omega^2 + R^2} + \frac{(hQ_0 + bQ_1)}{\omega^2 + (R + i\omega_0)^2} e^{i\omega_0 t}. \quad (40)$$

下面分别讨论两种极端的情况。

1. 慢变强迫源

取 $\omega_0 = (360 \text{ 天})^{-1}$, 这时 ω_0 很小, (40) 式可近似为

$$B_j^2(t) = B_j^2(0) e^{-Rt} e^{i\omega t} + [h(\bar{Q}_0 + Q_0 e^{i\omega_0 t}) + bQ_1 e^{i\omega_0 t}] [\omega^2 + R^2]^{-1}. \quad (41)$$

这在形式上与 (23) 式一致, 但平衡态非定常, 随时间以频率 ω_0 变化. 时间相积分特征取决于强迫源 $\bar{Q}_0$, Q_0 和 Q_1 的相对大小. 在转换季节, 由一定的参数集合, 大气的能级可出现跳跃, 从而导致相分量发生“突变”. 取 $L = 0.25a$, $R \sim (10 \text{ 天})^{-1}$, $h = 0.10H$, 并令 $\bar{T} = 25 + 15 \cos \omega_0 t$, $T' = 15 \cos \omega_0 t$, 从冬季平衡态 (S_H) 出发开始积分, 则相分量和总动能的时间演变如图 5 所示. 积分开始时, 模式大气维持在冬季高能级. 在第 120 天左右, 突变发生, 然后模式大气维持在夏季低能级状态. 在第 280 天左右, 又一次发生突变, 模式大气从低能级状态回到冬季高能级状态. 由此看来, 所谓大气流型的季节性突变^[9, 10], 实质上是大气能级出现季节性变化时, 大气状态从一个吸引域转移到另一个吸引域的伴随现象. 这时大气的角动量平衡发生急剧调整, 大气流场出现振荡.

2. 共振型强迫源

当 R 很小时, (39) 式近似地为

$$B_j^2(t) = B_j^2(0) e^{i(\omega - R)t} + \frac{h\bar{Q}_0}{\omega^2} + \frac{hQ_0 + bQ_1}{\omega^2 - \omega_0^2} e^{i\omega_0 t}, \quad (42)$$

因而, 当外源频率 ω_0 与谐振频率 ω 接近时, 大气便发生共振. 一般地, 当外源频率

接近

$$\omega_0 = \pm R + [2R^2 + \omega^2]^{1/2} \quad (43)$$

时, 有准共振发生. 图6 示出 $\omega_0 = (10 \text{ 天})^{-1}$ 时, 大气状态向高能级跃入时, 相分量和动能 K 随时间的变化. 起始时, 扰动频率以 ω_0 为载频, 相分量在准稳态出现振荡. 当扰动被阻尼后, 模式大气以外源频率 ω_0 振荡. 这时, 总能量 K 呈现准共振. 在 (43) 式近似满足时, 便有强烈的共振发生 (图略).

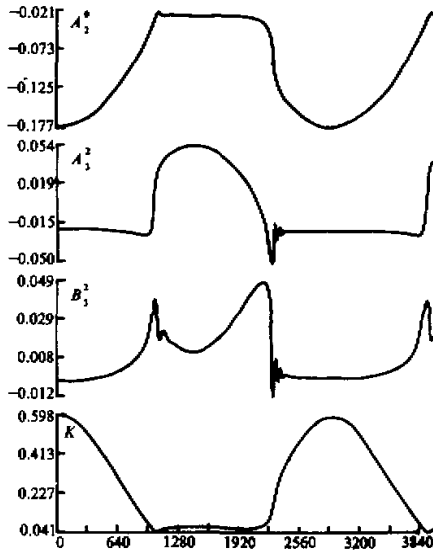


图5 在年变外源作用下各相分量和能级从冬季出发的时间积分特征

$L = 0.25a$, $R \sim (10 \text{ 天})^{-1}$, $h = 0.10H$,
 $\bar{T} = 25 + 15 \cos \omega_0 t$, $T^* = 15 \cos \omega_0 t$. 横坐标为时间, 单位为3小时

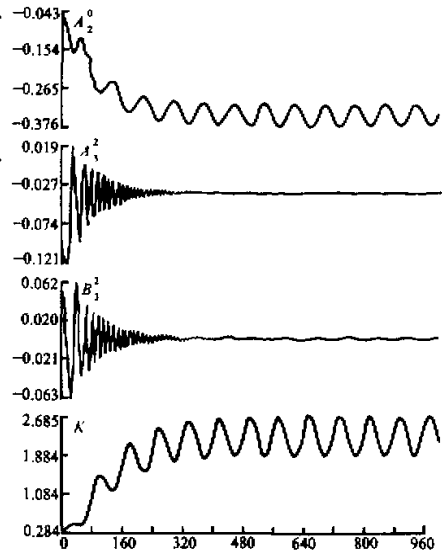


图6 高频强迫源作用下, 相分量和能量 K 在向高能级跃入时随时间的演变

$\bar{T} = 40 + 24 \cos \omega_0 t$, $T^* = 10 \cos \omega_0 t$;
 $L = 0.25a$, $R \sim (21 \text{ 天})^{-1}$, $h = 0.2H$,
 $\omega_0 = (10 \text{ 天})^{-1}$. 横坐标为时间, 单位3小时

五、结 论

(1) 大气从非定常态向定常态的转变不是一种随机过程, 而是在确定的物理规律制约下, 向能量平衡和角动量平衡调整的过程. 由于受能量和角动量平衡的约束, 大气运动在向定常态调整的过程中出现振荡. 向高能定常态的跃入伴随着次临界的、周期约2—3天的高频次振荡. 向低能级的跃入则伴随着跨临界的、周期约为1—2周的低频主振荡. 振荡频率受地形高度的影响, 在低能级附近, 地形越高, 频率越高.

(2) 对于年变强迫源, 在北半球, 大气从冬季高能级向夏季低能级演变的过渡季节, 大气状态可发生突变. 同样, 从夏季低能级向冬季高能级演变的过渡季节中, 大气状态也可发生突变. 突变发生时, 大气运动的能级状态发生急剧变化, 突然从一种能级状态进入另一种能级状态. 对于高频强迫源, 大气运动可呈现载频振荡, 当强迫

源频率与大气的固有频率接近, 而摩擦又很弱时, 大气运动呈现强迫共振。

(3) 正压大气(5)的稳定定常态对于小扰动是稳定的。由其它原因造成的扰动最终都被阻尼, 时间积分向稳定定常解收敛。因此, 定常波动理论能够正确地描述大气准定常波动的动力特征。

致谢:

在研究过程中, 叶笃正先生、朱抱真教授和丑纪范教授提供了许多指导性意见, 作者在此表示感谢。

参 考 文 献

- [1] 吴国雄、董步文, 1990, 大气平衡态的动力特征 I: 多平衡态的共面和非共面性质, 大气科学, 第 14 卷第 3 期。
- [2] Lorenz, E. N., 1960, Maximum simplification of the dynamic equations, *Tellus*, **12**, No. 3, 243—254.
- [3] Charney, J. G., and Devore, J. G., 1979, Multiple flow equilibria in the atmosphere and blocking, *J. Atmos. Sci.*, **36**, 1205—1216.
- [4] Wu Guoxiong (吴国雄), 1984, The nonlinear response of the atmosphere to large-scale mechanical and thermal forcing, *J. Atmos. Sci.*, **41**, No. 16, 2456—2476.
- [5] Charney, J. G. and Eliassen, A., 1949, A numerical method for predicting the perturbations of the middle latitude westerlies, *Tellus*, **1**, 38—54.
- [6] Smagorinsky, J., 1953, The dynamical influence of large-scale heat sources and sinks on the quasi-stationary mean motion of the atmosphere, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **79**, 342—366.
- [7] 朱抱真, 1957, 大尺度热源、热汇和地形对西风带的定常扰动(二), 气象学报, **28**, 198—224.
- [8] Hoskins, B. J., and Karoly, D. J., 1981, The steady linear response of a spherical atmosphere to thermal and orographic forcing, *J. Atmos. Sci.*, **38**, 1179—1196.
- [9] 叶笃正、陶诗言、李麦村, 1958, 在六月和十月大气环流的突变现象, 气象学报, **29**, 249—263.
- [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, 第 2 期, 187—192.