

阻塞形势动力机制的数值试验*

朱正心 肖洁

(南京气象学院)

提 要

采用一个准地转两层波谱模式, 进行了在热力强迫作用下阻塞的非常定演变过程的数值试验, 试验结果说明了实际阻塞形成、维持及崩溃过程的一些典型特点。本文并用大量的控制性试验, 探讨了波动与强迫源的非线性共振、强迫源对阻塞位相及强度的控制作用、各类平衡态稳定性等阻塞形势动力机制的问题。

一、引 言

阻塞形势是中高纬度的一种富有特征的经向型环流, 其建立、维持及崩溃常决定着大范围甚至半球范围内的环流型式。因此, 对其动力机制的研究多年来一直受到人们很大的关注^[1-6]。近来, Charney 等^[1]采用高截断谱分解方法求得了一个强迫耗散的正压模式的多种平衡态, 并创见性地推测阻塞是一类准稳定的低指数平衡态。朱抱真和笔者^[2]进一步考虑到阻塞是一种超长波系统, 温度平流及热力强迫具有重要作用, 因此采用一个在纬向不对称热力强迫作用下的斜压模式。结果得到了两类不同的超长波平衡态, 其中一类低指数的近于共振状态的稳定平衡态, 无论在流场温度场的特征上以及平衡态对扰动的稳定性上都明显地具有实际阻塞形势的一些主要特点。[2] 并提出了波动与强迫源共振及加热强迫对阻塞控制作用等阻塞动力机制的推论。

由于理论模式^[2]作了很多简化, 讨论的又是常定问题, 因此有必要用较完善的、自由度更多的数值模式来检验其主要结论, 并进一步探讨阻塞非常定演变过程的具体特点。

二、模 式

为了便于和理论模式作比较, 数值模式采用与[2]大致类似的形式。不同的是: 数值模式所包含的波谱分量要多得多; 此外还保留了非线性涡度平流项, 而理论模式中通过量级比较略去了这一项。

把流函数分解为 $\psi = -\bar{u}y + \psi^*$, 其中 $\bar{u} = \bar{u}(p)$ 是平均西风中的基本部分, 这样, 准地转涡度及热量方程可写为

* 本文于 1982 年 6 月 30 日收到, 1983 年 4 月 4 日收到修改稿。

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x}\right) \nabla^2 \psi^* + J(\psi^*, \nabla^2 \psi^*) + \beta \frac{\partial \psi^*}{\partial x} = f_0 \frac{\partial \omega}{\partial p} + A \nabla^4 \psi^* \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x}\right) \frac{\partial \psi^*}{\partial p} + J\left(\psi^*, \frac{\partial \psi^*}{\partial p}\right) - \frac{\partial \bar{u}}{\partial p} \frac{\partial \psi^*}{\partial x} + \sigma \omega / f_0 \\ = -\frac{RQ}{C_p p f_0} + A \nabla^2 \frac{\partial \psi^*}{\partial p} \end{aligned} \quad (2)$$

其中 A 为侧向扩散系数, 其它符号都是常用的。垂直方向采用二层差分, 并通过下边界垂直速度引进湍流摩擦作用, 然后以 L 及 f_0^{-1} 为长度及时间单位把方程无因次化为

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 \psi = -J(\psi, \nabla^2 \psi) - J(\epsilon, \nabla^2 \epsilon) - R_o \frac{\partial}{\partial x} \nabla^2 \psi - R_T \frac{\partial}{\partial x} \nabla^2 \epsilon - \\ - \beta^* \frac{\partial \psi}{\partial x} - r \nabla^2 (\psi - \epsilon) + A^* \nabla^4 \psi \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\nabla^2 - \lambda^*) \epsilon = -J(\epsilon, \nabla^2 \psi) - J(\psi, \nabla^2 \epsilon) + \lambda^* J(\psi, \epsilon) + \\ + R_o \lambda^* \frac{\partial \epsilon}{\partial x} - R_T \lambda^* \frac{\partial \psi}{\partial x} - R_o \frac{\partial}{\partial x} \nabla^2 \epsilon - R_T \frac{\partial}{\partial x} \nabla^2 \psi - \\ - \beta^* \frac{\partial \epsilon}{\partial x} + r \nabla^2 (\psi - \epsilon) + A^* (\nabla^2 - \lambda^*) \nabla^2 \epsilon - Q^* \end{aligned} \quad (4)$$

其中 $R_o = \bar{u} / f_0 L$, $R_T = \bar{u}_T / f_0 L$, $\beta^* = \beta L / f_0$,

$$r = g \sqrt{\nu / 2 f_0} / R T_k, \lambda^* = 2 f_0^2 L^2 / \sigma p_2^2, A^* = A / L^2 f_0$$

$$Q^* = QR / C_p \sigma p_2^2 f_0$$

ψ, ϵ 为 500 mb 上无因次化的流函数及热成风函数, \bar{u}, \bar{u}_T 为基本风速及热成风速, ν 为湍流摩擦系数。采用与 [2] 同样的基函数及谱分解方法, (3), (4) 可谱展开为

$$\begin{aligned} -\epsilon_i^2 \dot{\psi}_i = \sum_{j=1}^N \sum_{k=1}^N C_{i,j,k} \epsilon_k^2 (\psi_j \psi_k + \epsilon_j \epsilon_k) + r \epsilon_i^2 (\psi_i - \epsilon_i) + \\ + \sum_{j=1}^N b_{j,i} [\epsilon_j^2 (R_o \psi_j + R_T \epsilon_j) - \beta^* \psi_j] + A^* \epsilon_i^4 \psi_i \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} -(\epsilon_i^2 + \lambda^*) \dot{\epsilon}_i = \sum_{j=1}^N \sum_{k=1}^N C_{i,j,k} [(\epsilon_k^2 + \lambda^*) \psi_j \epsilon_k + \epsilon_k^2 \epsilon_j \psi_k] - \\ - r \epsilon_i^2 (\psi_i - \epsilon_i) + \sum_{j=1}^N b_{j,i} [\epsilon_j^2 (R_o \epsilon_j + R_T \psi_j) - \beta^* \epsilon_j - \\ - R_T \lambda^* \psi_j + R_o \lambda^* \epsilon_j] + A^* \epsilon_i^2 (\epsilon_i^2 + \lambda^*) \epsilon_i - Q_i^* \end{aligned} \quad (6)$$

其中非线性相互作用系数 $C_{i,j,k}$ 等符号与 [2] 相同, 不另作说明。基函数为 $\sqrt{2} \cos my$, $2 \cos nx \sin my$, $2 \sin nx \sin my$, 波数 $n=1-5$, $m=1, 2$, 这样 $N=44$, 即共有 44 个截谱方程, 限于篇幅不再给出各截谱方程的具体公式。积分区域为 β 平面上南北宽 πL 东西长 $2\pi L$ 的纬向通道, 时间积分用 Runge-Kutta 方法。

试验中各物理量参数取值大致符合中高纬大气实际情况。 $L = a/2$, a 为地球半径; $\beta = 1.3 \times 10^{-11} \text{m}^{-1} \text{s}^{-1}$; 温度直减率 $0.61^\circ \text{C}/100 \text{m}$; 埃克曼层厚度 10^3m ; $A = 1.8 \times 10^6 \text{m}^2 \text{s}^{-1}$ 。

由于试验目的是讨论机制而不是模拟,因此加热场与[2]一样取给定的理想化的形式

$$Q^* = Q_{A1}^* \sqrt{2} \cos y + Q_{B21}^* 2 \cos 2\alpha \sin y$$

上式右端两项分别表示经、纬向加热差异,其形式如[2]中图(1)所示,表示纬向两大陆两大洋所造成的加热差。 Q_{A1}^* 及 Q_{B21}^* 为给定的加热场参数。

三、热力强迫下阻塞演变过程的试验

我们在不同的基本气流及热源强度的条件下进行了多次试验,这里先给出其中一次试验的情况,阻塞形成演变与基本气流及热源取值的关系将在以后的两节中再予以讨论。

取 $\bar{u} = 13.8 \text{ ms}^{-1}$, $\bar{u}_T = 13.0 \text{ ms}^{-1}$, 加热场 $Q_{A1}^* = 0.005$, $Q_{B21}^* = 0.0071$, 相当于加热中心强度为 1.2×10^{-6} 卡/克·秒,积分初值取各 Fourier 分量都很小,即近于平直西风的情形。

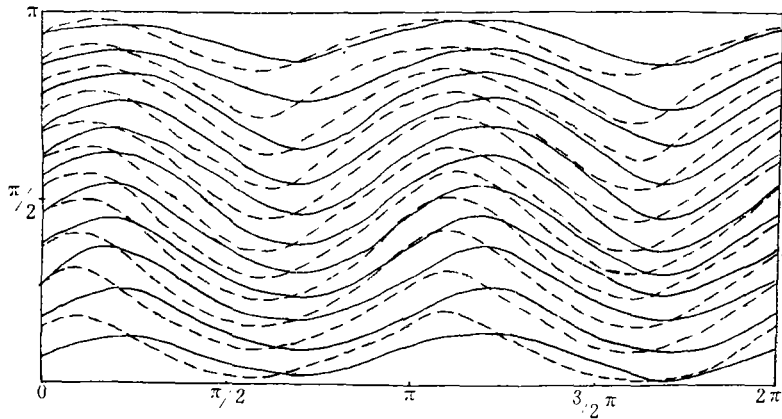


图 1 a 第 4 天的流场(实线)、厚度场(虚线)图

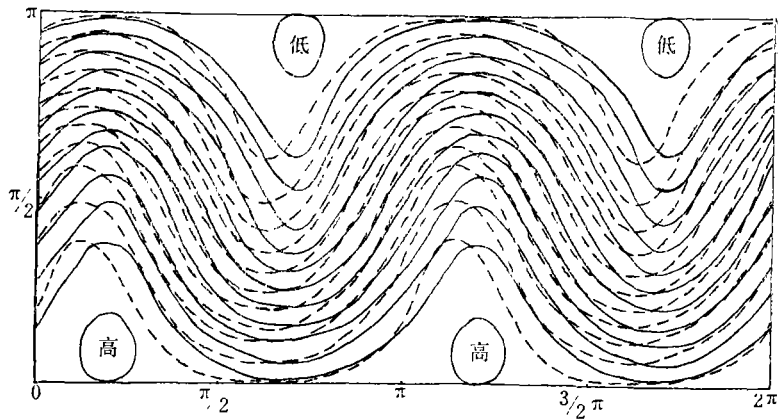


图 1 b 第 7 天的流场(实线)、厚度场(虚线)图

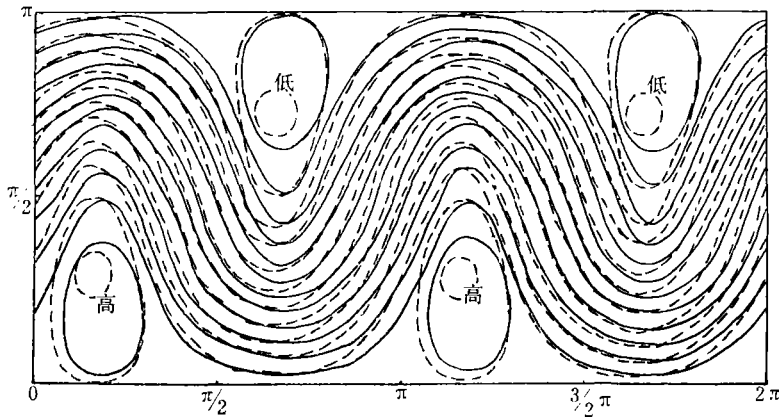


图 1c 第 9 天的流场(实线)、厚度场(虚线)图

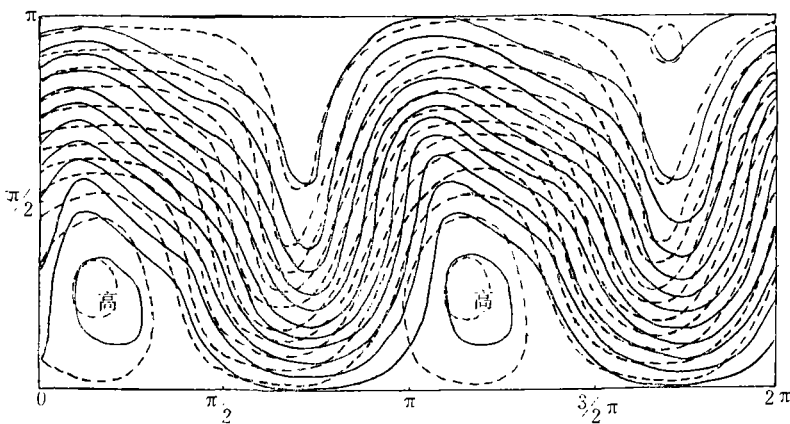


图 1d 第 15 天的流场(实线)、厚度场(虚线)图

积分第 2 天, 500 mb 上开始出现迭加于平直西风上的纬向 2 波扰动, 且随时间不断发展加强, 到第 4—5 天时槽脊剧烈加深(图 1 a)。第 7 天时出现了闭合高压中心, 西风急流在高压前形成绕流, 阻塞开始形成(图 1 b)。第 9 天时阻塞强度达到最大值(图 1 c)。在波动发展直到阻塞形成的过程中高度波的位相变化不大, 只是略向东移了一些, 而厚度波一开始是明显地落后于高度波的, 槽前后的暖、冷平流较强。随着扰动振幅的加强厚度波位相逐渐向高度波靠近, 到第 9 天阻塞最强时, 两者已接近重合了。显然, 温度平流在阻塞发展期间是起了重要作用的。这种阻塞发展形成的过程与实际大气中的经向发展型^[5]颇为相似。

阻塞高压从第 7 天到第 15 天共维持了 9 天, 在这期间其强度及位相都只有一些很缓慢的变化。从第 7 天到第 9 天, 阻高强度增强, 位相稍西退, 以后强度略有减弱, 位相稍东移, 整个阻塞维持时期流场、温度场都呈现一种准常定的状态, 这正是反映了实际阻塞维持阶段的一个显著特征。除此之外, 从阻高的位置来看, 其中心一直在加热中心以东不到四分之一波长处, 与理论模式^[2]中阻塞型平衡态的位相是一致的。而从北半球冬季加热

场及阻高分布的实际情形来看,加热中心位于两大洋的西部及地中海、黑海地区^[7],相应地阻高出现集中的区域就在两大洋的东部沿岸及乌拉尔地区。试验中所得到的加热场与阻高位置的配置与实际情况是大致吻合的。

第 15 天时槽向东南方向伸展,高压略西移(图 1 d),第 16 天阻塞形势崩溃,以后一直以波数较高的移动性波动占优势,不复存在准常定的情形。积分进行到第 35 天,未出现阻塞重建的过程。

阻塞演变各阶段的特点,在各波动分量振幅变化图(图 2)及能量变化图(图 3)上也可以看出。在发展到阻塞形成阶段,可以看到只有波数为(2,1)的波得到明显的增长,与此同时,除了带状流分量经向 1 波略有变化之外,其余波动分量都仍维持初值时很小的振

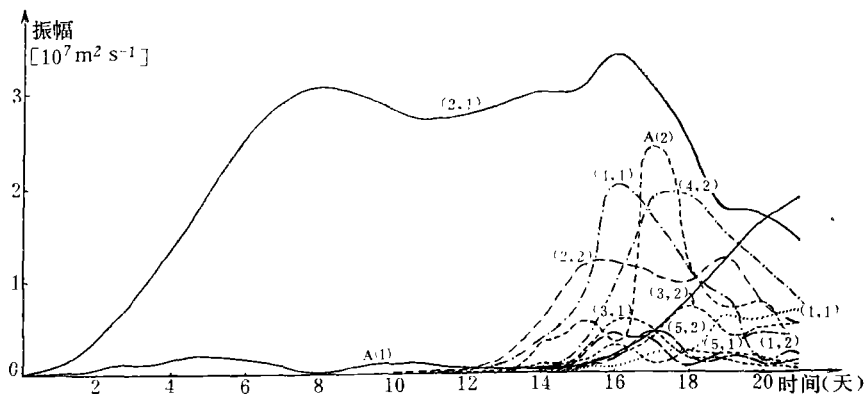


图 2 各波振幅的演变

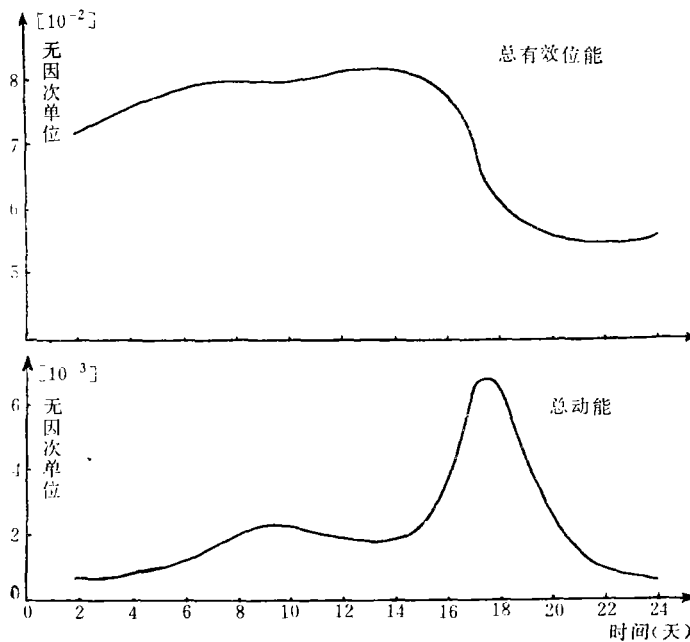


图 3 总有效位能及总动能的变化

幅。很明显,(2,1)波的增幅乃至发展成阻塞的根本原因就在于相同波数的纬向不对称加热的激发所造成,使得它比其他波动以快得多的速率增长起来。这启示我们在讨论实际阻塞形成之前的波动增幅的原因时,应着眼于热力或地形的强迫作用,而与一般的波动斜压不稳定增长区分开来。在阻塞维持阶段,可看到(2,1)波即阻塞波一直占控制地位,而且其振幅只有极平缓的变化。在能量图上可看到此时位能、动能都保持在一定的水平上,这说明阻塞维持阶段流场及能量都稳定在一种准常定的状态,这是阻塞形势与其它移动性天气系统不同的一个显著特征。在阻塞崩溃之前,一些波长较短的波开始发展起来,并在第16—18天达到较强的振幅,与此同时,阻塞崩溃了。看来正是这些短波的强烈发展造成了阻塞崩溃。从图3可以看到崩溃时期总有效位能很快下降,而总动能则明显上升,这说明在经过较长时期的阻塞稳定维持之后,有一个位能大量释放的崩溃过程,导致短波的强烈发展。文献[8]曾对一个乌拉尔阻高崩溃过程进行过分析,指出崩溃阶段流场波数有明显的增加。试验结果大致说明了这类情形。

总之,以上试验结果能够反映实际大气中阻塞建立、维持及崩溃各阶段的一些典型特点,这比近年来国外的同类数值试验工作^[3,4]是有所进展的。

四、基本气流取值与非线性共振

取与前一节相同的各物理量参数及加热场强,逐次变更基本气流 \bar{u} 及 \bar{u}_T 的取值进行试验,以考察基本气流取值对阻塞过程的影响。

首先取 $R_0 = R_T = 0$ 即基本气流为零的极限情形。从静止大气为初值开始积分,第六天后出现很弱的高、低压中心,其强度不发展,流场经向度很小,不具备阻塞形势的特征,而且高压与加热中心位相重合或更偏西些,这种情形也不符合实际阻高的位置。

再取 $R_0 = 0.045$,即相当于 $\bar{u} = 17 \text{ ms}^{-1}$,逐次变更 R_T 值,分别取为0.025, 0.03, 0.035, 0.04,相当于 $\bar{u}_T = 9.6, 11.5, 13.4, 15.3 \text{ ms}^{-1}$ 。每次试验都进行到20天左右。结果, R_T 取前三个值时,都没有形成明显的阻塞,仅有一个高压脊在热源以东处出现,未形成闭合高、低压中心。取 $R_T = 0.04$ 时,试验到第七天出现了阻塞高压,其位置及流场特点与上一节所述的情况相似,但维持时间较短,只有5天就崩溃了。

另外两个例子是取 $R_0 = 0.04, R_T = 0.035$ 及 $R_0 = 0.038, R_T = 0.035$,这两次试验都出现了明显的阻塞高压,其演变过程及维持时间与上一节的例子大致相同。

从以上多次试验来看,基本气流取值对能否形成阻塞,对阻塞的强度及维持时间都有重大影响。试验表明,只有在有利的本基本气流条件下才能形成阻塞,否则不能形成。这种有利的本基本气流条件可以归纳为:

1. $R_0 + R_T \approx \beta^*/(n^2 + m^2)$, 换算成有因次量即250 mb上基本风速接近于Rossby临界风速 $\bar{u}_c = \beta/(n^2 + m^2)$ 。

2. R_0 取值不能太大,大致在 $R_0 \approx R_T$ 时较有利。

这两个有利条件从理论模式^[2]的(5,3)式中亦可以看出,只有符合以上两个条件时,第一类平衡态才可望有较大的振幅,从而形成经向度很大的阻塞形势。

阻塞是发生在中高纬西风带中的一种特殊现象,西风气流风速对阻塞形成、维持具有

重要影响是可以理解的。但为什么必须在上述有利条件下才能形成阻塞? 我们认为,从物理实质上,正说明了阻塞是波动与强迫源接近于共振状态的一种现象。因为当 \bar{u}_1 接近于 Rossby 临界风速时,波动的移速非常缓慢,而只有移速缓慢而波数又与强迫源相同的波动才有可能与地理上相对固定的强迫源之间发生共振,从而使得振幅达到足够的强度而形成阻塞。这与力学系统中一个固有频率与强迫源频率接近的振动发生共振现象是同样的道理。

关于共振作用与阻塞形成的关系,近年来 Charney^[1], Egger^[3], Tung^[6] 等都曾探讨过。Egger^[3] 的工作认为,阻塞是缓慢移动的自由波与两个不同波数的强迫波之间发生波与波共振的结果,在他的数值试验中,初值是两个已有一定强度的强迫波,然后由于波的相互作用而使一个移动缓慢的自由波发展加强而形成阻塞。我们认为更为明确的应是移速缓慢的波动与强迫源之间直接发生共振,而不是由强迫源产生强迫波,然后再由强迫波与自由波之间发生共振。Tung^[6] 的工作讨论的是线性情形下的共振,不能说明为什么在接近共振时振幅不会无限制增大而保持一种稳定的平衡状态,我们认为这是非线性系统共振与线性系统不同的一个重要特点。在非线性情形下,扰动振幅不可能无限制发展,当扰动在强迫源激发下增长到一定强度后,由于波动与带状流的非线性相互作用以及摩擦作用而遏止了它的进一步增长,从而达到一种准平衡的状态^[9]。由此看来,阻塞形势是在有利的基本气流条件下波动与纬向不对称强迫源之间接近于非线性共振状态的一种现象。

五、热力强迫对阻塞的控制作用

这一节将讨论强迫源的强度对阻塞位相、强度和维持时间的控制作用。各物理量参数及基本气流取值与第三节相同,只是纬向加热差取不同的值。分别取 $Q^*_{B21} = 0.003, 0.005, 0.0071, 0.009, 0.011, 0.015$ 进行试验,即相当于热源中心强度为 0.49, 0.82, 1.2, 1.5, 1.8, 2.4×10^{-5} 卡/克·秒。由近于平直西风为初值开始,每次试验都进行到阻塞崩溃为止。

图 4 给出了几种不同强度的热力强迫下,阻高中心位置随时间的变化。可以看到热源强度对阻塞位相有明显的控制作用,热源(汇)越强,则阻高位置越偏西,例如 $Q^*_{B21} = 0.015$ 比 0.003 时阻高位置偏西约 10° 经度。这种情形与理论模式^[2] 所得到的推论是一致的。实际阻高位置的统计资料^[5] 也说明了这样的规律,大西洋上阻高出现日数最多的是 1 月份,而欧洲沿岸则是 11 月及 3 月,显然这可以用在隆冬时期海陆加热差更强,因此阻高位置偏西来予以解释。此外,热源越强,在整个阻塞维持期间其位相的摆动也稍大些,由图 5 可以看到,其一般规律是在阻高形成到最强盛时期中心位置是略有西移的,然后逐渐东退一些。崩溃之前又表现西移,这一点与实际情况不太符合。

纬向加热差的强度对阻塞维持的时间也有影响,加热差越大则维持时间越长,例如 Q^*_{B21} 为 0.015 时维持了 10 天,而为 0.003 时只维持了 6 天。

热源的强度对阻塞波的振幅看不出有什么明显的影响,但热源(汇)越强则通道中部的西风减弱较大,从而流场的经向度也较大。

阻塞波的振幅看来是更多地依赖于经向加热差而不是纬向加热差。在 [2] 中也曾得

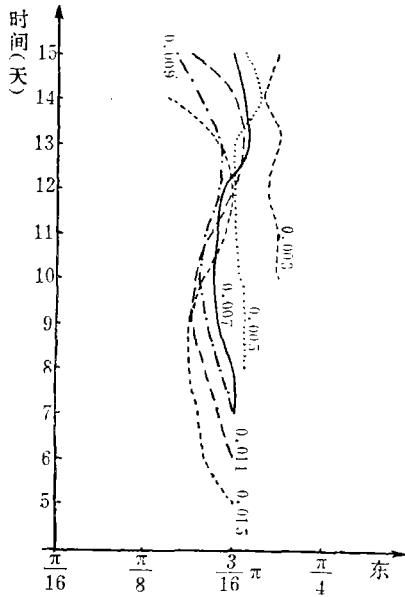


图 4 不同热力强迫下阻高中心位置的变化(数字为 Q_{B21}^* 值)

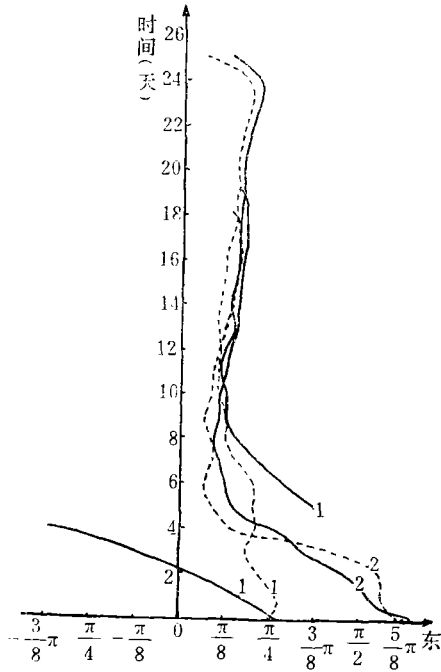


图 5 以第一、二类平衡态为初值,高度波脊线(实线)及厚度波脊线(虚线)位置的变化

到阻塞波振幅正比于 $\sqrt{Q_{A1}^*}$ 的结论, Q_{A1}^* 代表经向加热差的强度。为了验证这一点,我们固定纬向加热强度 $Q_{B21}^* = 0.0071$, 逐次变更 Q_{A1}^* 值, 分别取 $Q_{A1}^* = 0.0025, 0.003, 0.005$, 相当于通道南北两侧加热为 $\pm 0.29, \pm 0.35, \pm 0.57 \times 10^{-5}$ 卡/克·秒。试验结果表明 Q_{A1}^* 越大则阻塞波强度越大。当 Q_{A1}^* 为 0.0025 时, 一直未出现闭合高低压中心, Q_{A1}^* 为 0.003 时出现了闭合中心, 但强度较 Q_{A1}^* 为 0.005 时要弱得多。实际大气中冬季的阻塞强度一般比夏季要强得多, 这可能与冬季经向加热梯度更强有关。

六、两类超长波平衡态的稳定性

前面的试验都采用平直西风作为初值开始积分, 现在我们采用理论模式^[2]所得到的两类不同的超长波平衡态为初值进行试验, 目的是为了试验这两类平衡态的稳定性。各物理量参数及加热强度取值与第三节例相同, 基本气流取值为 $R_0 = 0.04, R_T = 0.035$, 初值分别采用[2]中图 1 例所得到的第一、二类平衡态, 其余各分量均取很小的数值。

由图 5 可以看到, 以第一类平衡态为初值开始积分, 其厚度波脊的位置从一开始的热源以东约 $\pi/4$ 处随时间略向西移, 第 5 天以后一直稳定在 $\pi/8$ 以东处。高度波一开始经历了较大的振荡, 起先以很快的速率向西移动并迅速减弱, 5 天以后在热源以东重新发展出一个高压脊, 第 7 天时高压脊移到 $\pi/8$ 以东处并稳定下来, 以后一直位于 $\pi/8 - \pi/4$ 之间并发展加强, 到第 19 天时出现闭合高压中心, 第 26 天崩溃, 阻塞维持了 7 天。从整个演变过程来看, 虽然一开始高度波经历了振荡, 但很快又回到原先平衡态稍偏西的位置上

稳定下来,厚度波则一直很稳定,最后形成的阻塞流场与理论模式的结果很相象,这说明这类平衡态确是阻塞型的,而且是准稳定的。

第二类平衡态的情况则不同了,其高度脊及厚度脊原先位于热汇下游的位置上,积分一开始就都以很快的速率向西移动,四天之内西移了约 70° 经度,到第 5 天以后就移到了第一类平衡态的位置上并且稳定下来,以后一直在这个位置上发展加强,从第 14—19 天阻塞维持了 5 天时间。

试验结果清楚地表明了第一类平衡态是稳定的,而第二类平衡态是不稳定的,它不能稳定维持,而是很快西移,最后到达第一类平衡态的位置上才稳定下来。这就证实了[2]中关于两类平衡态的稳定性的结论。

七、小 结

以上用准地转两层谱模式模拟了在纬向由于海陆加热差强迫作用之下阻塞的演变过程,试验结果表明,阻塞建立、维持及崩溃各个阶段的具体特征包括阻高位置、维持日数等特点都与实际阻塞过程较为相似。我们并用大量的控制性试验检验和证实了理论模式^[2]所得到的关于阻塞动力机制的一些主要结论,并使得对非线性共振、强迫源对阻塞的控制作用等动力机制的认识深入了一步。

由于讨论的重点是阻塞动力机制,而不是模拟真实大气中阻塞的具体过程,因此模式仍采用了许多简化。如积分区域为 β 平面上的纬向通道而不是球面;加热场是给定的理想化的,并不随流场变化而变;基本气流风速不随时间而变等。试验结果也有一些不足之处,例如,其 Ω 型流场就还不够典型。设想用更为完善的模式应能得到更令人满意的结果。尽管如此,试验结果对于深入了解阻塞形势的动力机制及演变规律,可能是具有一定的启发意义的。

参 考 文 献

- [1] Charney, J. G. and J. G. Devore, Multiple Flow Equilibria in the Atmosphere and Blocking, *J. Atmos. Sci.*, **36**, 1205—1216, 1979.
- [2] 朱正心, 朱抱真, 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, 1982 年第 4 期, 361—371.
- [3] Egger, J., Dynamics of Blocking Highs, *J. Atmos. Sci.*, **35**, 1788—1801, 1978.
- [4] Engenja, K-R and L-O. Merkin, A Simple Mechanism for Blocking, *J. Atmos. Sci.*, **38**, 2077—2091, 1981.
- [5] 叶笃正等, 北半球冬季阻塞形势的研究, 科学出版社, 1962.
- [6] Tung, K. K. and R. S. Lindzen, A Theory of Stationary Long Waves, *Mon. Wea. Rev.*, **107**, 714—734, 1979.
- [7] 朱抱真, 大尺度热源、热汇和地形对西风带的常定扰动(一), 气象学报, 28, 122—140, 1957.
- [8] 陶诗言, 阻塞形势破坏时期的东亚一次寒潮过程, 气象学报, 28, 63—74, 1957.
- [9] 朱正心, 阻塞机制中两个根本性的物理因子, 大气科学(即将刊出)。

NUMERICAL EXPERIMENTS ON DYNAMIC MECHANISM OF BLOCKING

Zhu Zhengxin Xiao Jie

(Nanjing Institute of Meteorology)

Abstract

By using a two-level quasi-geostrophic spectral model, the numerical experiments on blocking process effected by thermal forcing are conducted. The dynamic mechanisms of blocking, including the resonance between wave and forcing, the control effects of thermal forcing on the position and the intensity of the highs and the instabilities of two kinds of equilibrium states, etc., are studied by controlled experiments.