

局域热源强迫和大尺度流型的长期演化*

罗哲贤

(南京气象学院, 南京, 210044)

赵明明

马镜娴

(湖北省气象局, 武汉, 430074)

(南京气象学院, 南京, 210044)

摘 要

积分时间达7个模式月的3组试验表明: 在一定的参数条件下, 局域热源强迫的引进可以激发出大尺度流型的全局调整, 即从一个两槽两脊的流型转换为一个一槽一脊的流型。局域热源的强度、范围和纬度位置, 对大尺度流型长期演化特征, 均具有重要影响。

关键词: 局域热源强迫, 大尺度流型, 长期演化, 非线性系统。

1 引 言

局域热源强迫对大尺度流型的影响, 已有大量观测研究。相应的机理分析也取得了重要进展^[1, 2]。曾庆存^[3]指出: 在自由大气的许多场合, 扰动被基本气流大部吸收。在有源汇和耗散的情况下, 扰动能否发展需要一定的条件。据此, 我们推测局域热源强迫在热源邻域产生一个对流层流场的扰动后, 这个扰动随后的长时间演化可能会归入两类形态。一是扰动大部分被基本气流吸收, 局域热源的存在对整个流型的长期演化特征关系不大; 一是扰动会维持、发展, 进而波及到较广阔的空间, 引起全局流型的调整。这可能导致远离局域热源区域的流场特征发生显著变化。文中提出了与此有关的初步数值结果。

2 模式和试验概述

取带有地形和热源强迫的准地转正压涡度方程:

$$\frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 \Phi + J(\Phi, \nabla^2 \Phi + f_0 h/H + \beta y) = -M \nabla^2 (\Phi - \Phi^*) \quad (1)$$

式中 Φ 为地转流函数, $f_0 = 2\Omega \sin \vartheta$, $\beta = 2\Omega \cos \vartheta / a$, ϑ 为 β 平面中线, 令 $\vartheta = 45^\circ \text{N}$ 。 Ω 为地球自转角速度, a 为地球半径。 $h(x, y)$ 为地形面高度, $M = f_0 D_E / 2H$, D_E 为埃克曼层厚度, H 为均质大气高度, M 代表耗散率。 $\Phi^*(x, y)$ 为热源强迫。

* 初稿时间: 1998年11月2日; 修改稿时间: 1999年9月15日。

资助课题: 九五期间国家重大科技攻关项目(96-908-05-04)。

以 $L = 5000 \text{ km}/\pi$ 为特征水平尺度, f_0^{-1} 为特征时间尺度, H 为垂直方向特征尺度, 将式(1)无量纲化。无量纲的地形面高度为以下形式^[4]:

$$h(x, y) = h_0 \cos 2x \sin y \quad (2)$$

式中 h_0 为地形面最大高度。

热源强迫由下式给出:

$$\Phi^*(x, y) = \bar{Q} \frac{1}{2} \cos y + Q^* \sin \frac{x - x_1}{x_2 - x_1} \pi \sin \frac{y - y_1}{y_2 - y_1} \pi \quad (3)$$

上式右端第一项描述全局热源强迫, 第二项限定在 $(x_1 < x < x_2, y_1 < y < y_2)$ 区域内, 该区域以外为零, 故为局域热源强迫。

计算区域计 101×51 个格点, 格点序号 I 从西向东依次加大 ($I = 1, 2, \dots, 101$), 格点序号 J 从南向北依次加大 ($J = 1, 2, \dots, 51$)。局域热源强迫在 $(I_1 < I < I_2, J_1 < J < J_2)$ 区域内。

Charney 等^[4] 曾用差分方案对方程(1)积分200 d左右。但是, 文献[4]中水平格距约为300 km, 仅能描述全局热源强迫, 并未引入局域热源强迫。本文为了引进局域热源强迫, 将水平格距减小到100 km, 时间步长缩短为10 min, 对方程(1)积分200个模式日以上。

文中做了3个试验。其初始场相同, 取以下形式:

$$\mathcal{Q}(x, y, 0) = 0.154 \frac{1}{2} \cos y + 0.07545 \cos 2x \sin y - 0.00388 \sin 2x \sin y \quad (4)$$

3个试验中, 全局热源强迫相同, 地形面最大高度相同; 取值与文献[4]一致, 即令 $\bar{Q} = 0.2, h_0 = 0.2$ 。另一方面, 3个试验的局域热源强迫不同。

试验1。令式(3)中局域热源强迫参数 $Q^* = 0.30, I_1 = 65, I_2 = 85, J_1 = 11, J_2 = 21$ 。局域热源占据的区域范围为 $2000 \text{ km} \times 1000 \text{ km}$ 。这是一个强度弱、范围小的局域热源强迫的试验。局域热源的的中心位置 $(I_P, J_P) = (75, 16)$, 在图1、图2上以点 P 标出。局域热源位于计算区域的东南部。

试验2。令 $Q^* = 0.60, I_1 = 55, I_2 = 90, J_1 = 11, J_2 = 31$ 。局域热源的范围为 $3500 \text{ km} \times 2000 \text{ km}$ 。局域热源强度强, 范围大。局域热源的的中心位置 $(I_S, J_S) = (73, 21)$, 在图3上以点 S 标出。局域热源主要位于计算区域的东南部。

试验3。令 $Q^* = 0.60, I_1 = 55, I_2 = 90, J_1 = 16, J_2 = 36$ 。局域热源的的中心位置 $(I_M, J_M) = (73, 26)$, 在图4上以点 M 标出。试验3与试验2的局域热源的强度、范围均相同, 只是纬度位置向北移动500 km。局域热源位于计算区域的东部。

对比3个试验的结果, 可以分析局域热源的强度、范围和纬度位置对大尺度流型长期演化的作用。

3 局域热源强迫激发的邻域响应

式(4)描述的3个试验的初始场如图1a所示。这是一个两槽两脊型的环流形势。从理论上而言, 其动力学性质是一个稳定的平衡态^[4]。在无局域热源强迫的条件下, Charney 等^[4]从此流型启动, 用 16×16 格点、格距约300 km 的差分方案积分, 已经证实了这个流型的稳定性质。文中用 101×51 格点, 格距100 km 的差分方案积分7个模式月, 两槽两脊的环流形势也始终维持, 与文献[4]的结果相同。根据输出数据, 我们计算了无局域热源强迫条

件下第1, 2, 3, ..., 7个模式月的平均流函数场, 记为基底试验的月平均流函数场。

从试验1逐月月平均流函数场的演变来看, 初始场上两槽两脊的环流特征一直维持(图1)。说明在强度弱、范围小的情况下, 局域热源强迫并不能激发出全局性的大范围流型的调整。这意味着, 这个局域热源强迫的引入并不能改变初始流型(图1a)的稳定性质, 或者说, 作为扰动, 这个局域热源强迫的影响, 被稳定的初始流场“吸收”了。

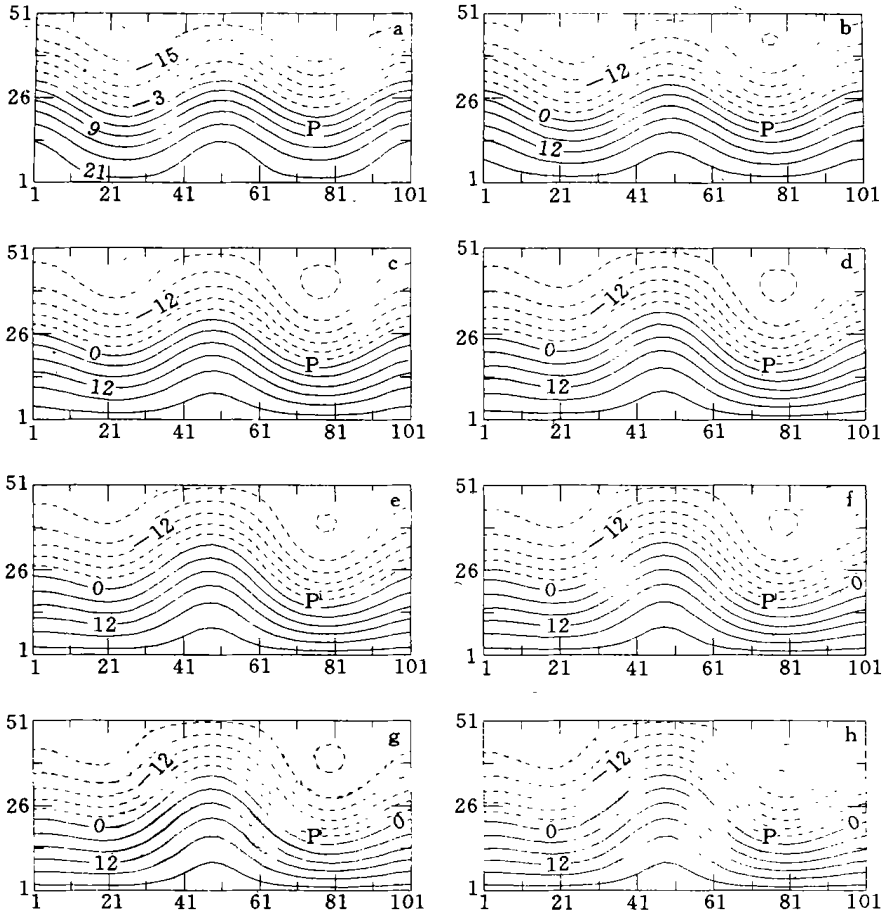


图1 试验1中初始场和逐月平均流函数场

(a. $t = 0$; b, c, d, e, f, g, h 分别为第1, 2, 3, ..., 7个模式月月

平均流函数场。等值线间隔为0.04(无量纲量), 标注的数字放大了100倍。

实(虚)线为正(负)值。点P为局域热源中心位置。图框数字代表($\times 100$) km)

为了分析局域热源强迫对邻域流型的作用, 我们计算了试验1与基底试验第1, 2, 3, ..., 7个模式月的月平均流函数差值场(图2)。由图2可见:(1)在第1, 2模式月, 在局域热源强迫区域附近, 没有差值场上的闭合等值线(图2a, 2b)。(2)从第3个模式月起, 在局域热源强迫下游方向的邻域, 出现了 $\Delta \varphi$ 大于0.03的差值1区。由于采用循环侧边界条件, 在计算区域的西侧边界附近, 也有 $\Delta \varphi$ 大于0.03的区域。直至第7个模式月, 这个差值区一直维持

着(图2c~2g)。(3)在计算区域的大部分地区,均无显著差值。说明在强度弱、范围小的局域热源强迫下,在半年左右的时间尺度内,流型的响应仅限于局域热源的下游邻域;对广阔范围流型的特征影响不大。这一点与吴国雄^[2]的研究结果有相似之处。

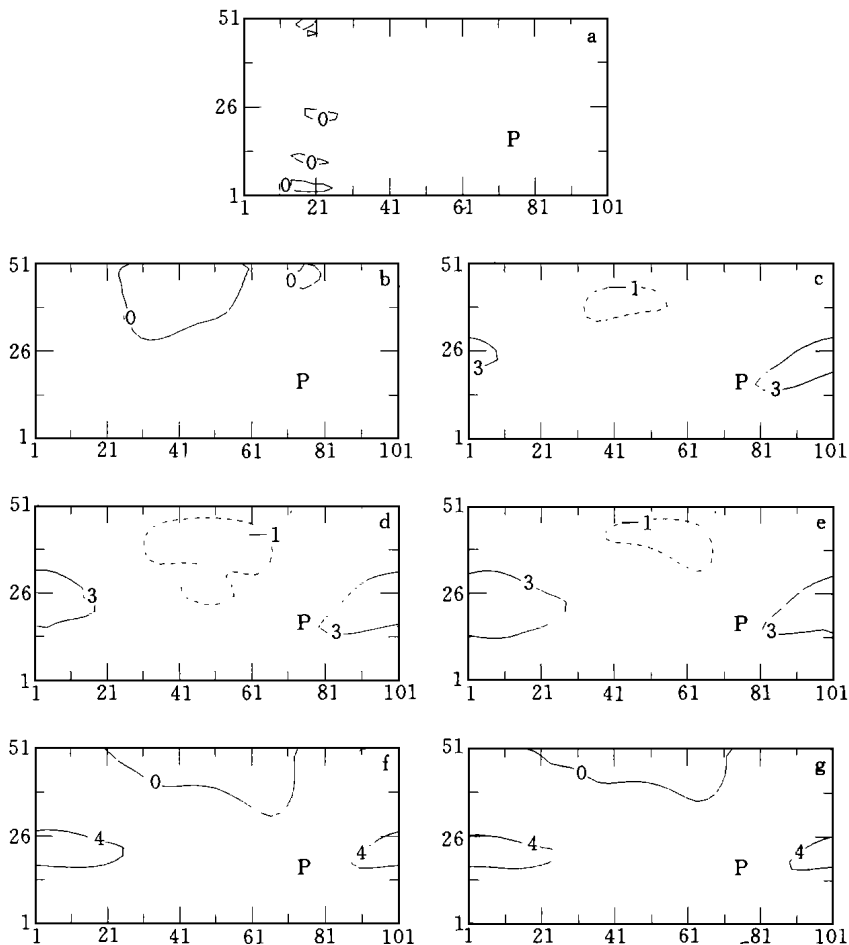


图2 试验1与基底试验之间逐月月平均流函数的差值场

(a, b, c, d, e, f, g 分别为第1, 2, 3, 4, 5, 6, 7个模式的差值场, 其余说明同图1)

4 局域热源强迫激发全局流型调整

与试验1相比,试验2中,局域热源的强度增大1倍,面积增大3.5倍。试验2第1~7个模式月月平均流函数的演变(图3)与试验1(图1)相比,存在以下区别:

- (1) 两槽两脊环流形势的初始流型特征仅维持了约1个模式月的时间(图3a, 3b)。
- (2) 在第2个模式月月平均流函数场上,两槽两脊的流型已不再存在(图3c),但是图3c所示流型不能持久。
- (3) 在第3个模式月,月平均流函数图上,开始出现了一宽槽一脊的流型(图3d)。此后,这个一宽槽一脊的流型一直维持(图3e~3h)。

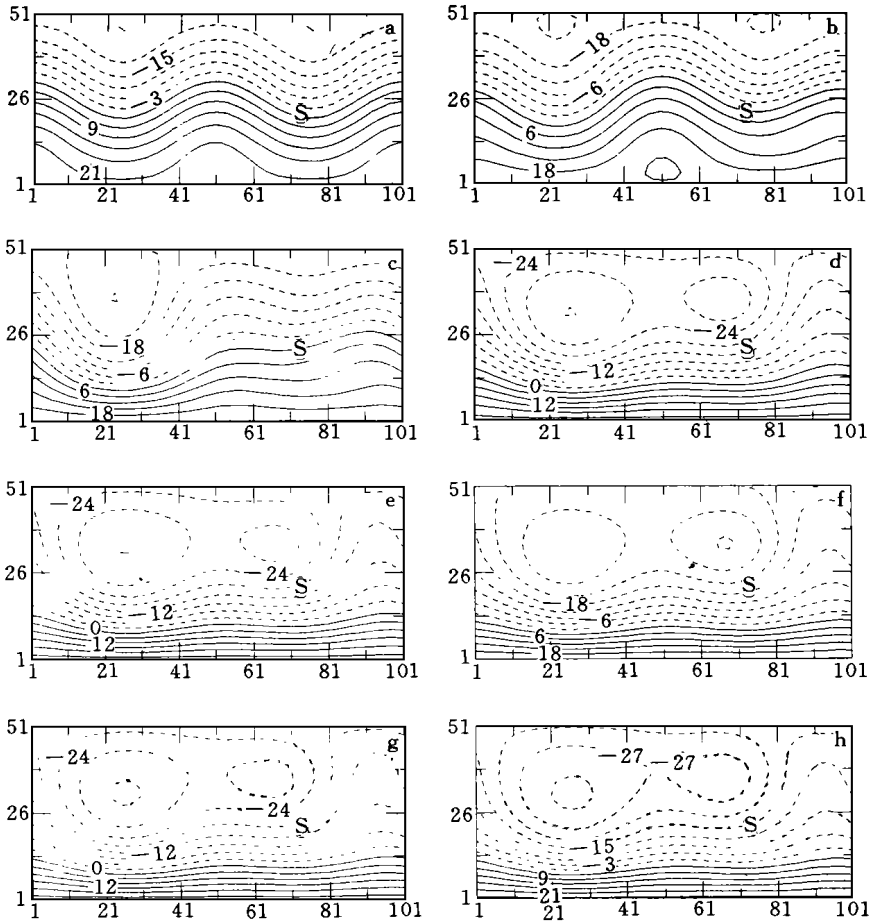


图3 试验2中初始场和逐月平均流函数场

(a. $t = 0$; b, c, d, e, f, g, h 分别为第1, 2, 3, 4, 5, 6, 7个模式月, 点S为局域热源中心位置, 其余说明同图1)

综上所述, 在强度弱范围小的局域热源强迫下, 两槽两脊环流形势的初始流型在半年左右的时间尺度内是稳定的(图1)。当局域热源的强度加强, 范围扩大时, 初始流型在半年左右时间尺度内不再稳定了。显然, 这个局域热源的引入是初始流型稳定性破坏的直接原因。另一方面, 经过一个相对短暂的过渡流型(图3c)以后, 一个新的准稳定的一宽槽一脊的流型显示出来。这样, 这个局域热源的引入又是新的流型形成和持续的直接原因。从现象上看, 这个局域热源的作用并不限于邻域响应, 而是激发了流型的全局调整, 从两槽两脊的环流型转换为一宽槽一脊的环流型。

黄荣辉^[1]的研究中, 在海温正距平区的上空出现了一个500 hPa 高度的正距平区。在此正距平区的北方和西北方向, 出现了一块东西长约8000 km, 南北占据约3000 km 的500 hPa 负距平区。本文试验2中, 在局域热源强迫的正北和西北方向, 也出现了一个空间尺度大致相近的500 hPa 等压面上的宽槽。这种空间分布与文献[1]是相似的。

5 局域热源的纬度位置对流型长期演化的作用

在试验3中,除局域热源的纬度位置向北移动500 km以外,其余条件,如局域热源的强度、范围等,与试验2完全相同。对比试验2,3的结果,可以分析局域热源不同纬度位置的影响。

试验3中,逐月月平均流函数场的时间演变(图4)可以分为3个阶段。

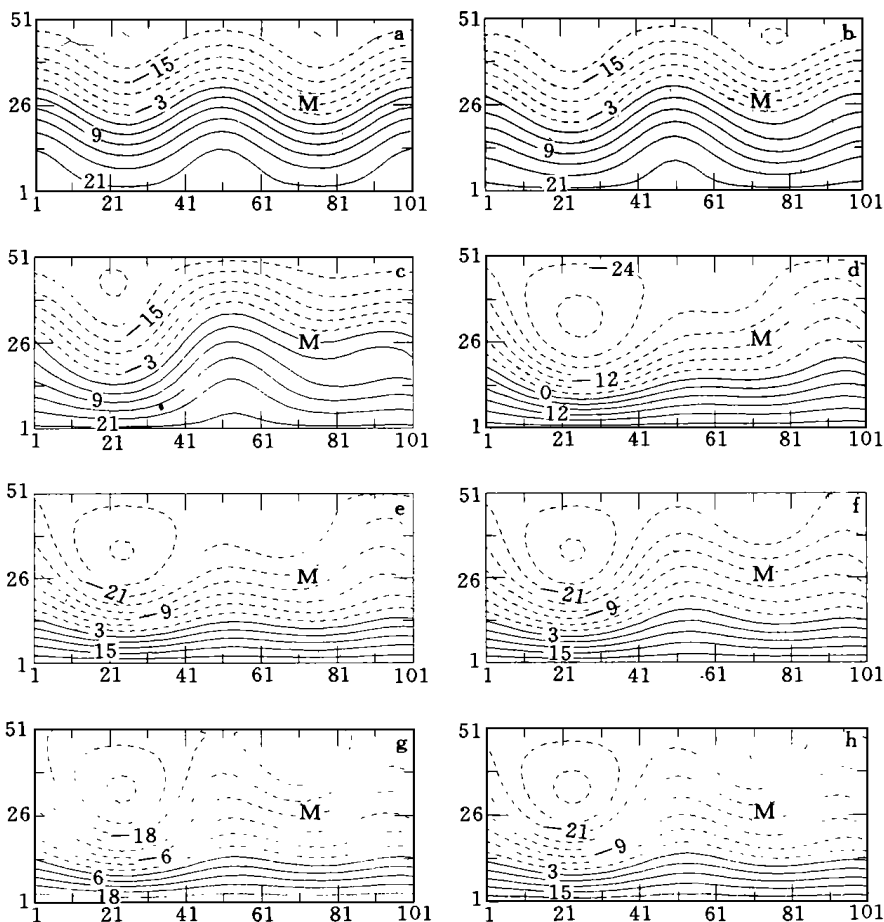


图4 试验3中初始场和逐月月平均流函数场

(a. $t = 0$; b, c, d, e, f, g, h 分别为第1, 2, 3, 4, 5, 6, 7个模式月, 点 M 为局域热源中心位置, 其余说明同图1)

第1阶段: 初始时刻至第1个模式月。

这个阶段中, 尽管局域热源的强度强, 范围大, 但是, 两槽两脊的初始流型仍能维持(图4a~4b)。这似乎说明: 局域热源对月平均流型的影响可能需要一个累积过程, 并不是加上局域热源, 月平均流型就立即响应。在此阶段, 试验3与试验2的结果(图3a~3b)并无显著差别。

第2阶段: 第2~4个模式月。

此阶段试验3(图4c~4e)与试验2的结果(图3c~3e)也比较相似。初始流型两槽两脊的主要特征明显改变。

第3阶段: 第5~7个模式月。

最显著的演变特点是似乎又返回到两槽两脊的流型(图4f~4h)。这与试验2的情况(图3f~3h)截然不同。

试验2, 3的对比表明: 局域热源不同的纬度位置可以对大尺度流型的长期演变特征产生重要影响。

6 结果与讨论

大气环流遥相关动力学是长期天气过程预测的一个重要理论基础。李崇银等^[5]对遥相关动力学的进展做过综合评述, 提出两点机制, 即球面 Rossby 波频散理论和正压不稳定理论。近年来, 李志锦和纪立人^[6], 杨燕、李志锦和纪立人^[7]进一步将两类机制结合起来, 他们认为, 遥相关型路径的建立不仅依赖于 Rossby 波的能量频散, 更重要的是取决于大气响应能否有效地从基流吸取动能而发展。正如文献[7]的作者所指出的, 对文献[7]的个例而言, 线性和非线性的演变过程差别很小, 因而他们主要给出的是线性模式的结果。

丑纪范^[8]用 H 空间算子理论分别研究强迫耗散线性系统和强迫耗散非线性系统, 发现它们的长期行为存在根本差别。周秀骥^[9]明确指出: 小扰动可以导致系统趋向新的平衡态。今后必须建立和发展新的以非线性系统动力学为理论基础的数值预报预测方法。这些论述启示人们, 在分析大尺度流型长期演化时, 似应尽可能在非线性框架的理念之中思考问题。

文中在此框架内做了初步尝试。主要结果是: 在一定的参数条件下, 在半年左右的时间演化过程中, 作为一个扰动的局域热源引入, 可以导致具有两槽两脊准稳定平衡态特征的初始流型失稳, 趋向一个一宽槽一脊的准稳定的新平衡态。这种准稳定平衡态之间的转换, 不仅可以影响到局域热源邻域的流场, 而且可以影响到非邻域的流场, 甚至可以影响到远离局域热源中心5000 km 以外的流场。因此, 在此场合, 局域热源强迫似乎有能力通过激发两个准稳定平衡态之间的转换和激发全局流型的调整这一途径, 与遥远地区的流型建立某种遥相关的联系。

鉴于遥相关问题的复杂性, 本文模型十分简化, 这里的结果是初步的, 需要在更为完善的模型中继续研究。

参考文献

- 1 黄荣辉. 冬季低纬度热源异常对北半球大气环流影响的物理机制. 中国科学(B 辑), 1986, 1: 89~103
- 2 Wu Guoxiong, Lau Ngar-cheng. A GCM simulation of the relationship between tropical storm formation and EN-SO. Mon Wea Rev, 1992, 120: 958~977
- 3 Zeng Qingcun. On the evolution and interaction of disturbances and zonal flow in rotation barotropic atmosphere. J Meteor Soc Japan, 1982, 60: 24~31
- 4 Charney J G, Devore J G. Multiple flow equilibria in the atmosphere and blocking. J Atmos Sci, 1979, 36: 1205~1216
- 5 李崇银, 黄荣辉, 杨大升. 近几年中国大气动力学的主要进展. 气象学报, 1995, 53(3): 260~270
- 6 李志锦, 纪立人. 正压大气有利强迫模及其响应与遥相关型. 中国科学(B 辑), 1995, 25: 532~539

- 7 杨燕, 李志锦, 纪立人. 最敏感扰动的演变与夏季乌拉尔地区的持续性异常环流. 气象学报, 1998, 56(4): 401 ~ 415
- 8 丑纪范. 大气动力学的新进展. 兰州: 兰州大学出版社, 1990, 214pp
- 9 周秀骥. 21世纪的大气科学. 气象学报, 1994, 52(3): 257 ~ 260

LOCAL THERMAL FORCING AND LONG-RANGE EVOLUTION OF LARGE-SCALE FLOW PATTERN

Luo Zhexian

Zao Mingming

(*Nanjing Institute of Meteorology, Nanjing 210044*)

(*Meteorological Bureau of Hubei Province, Wuhan 430074*)

Ma Jingxian

(*Nanjing Institute of Meteorology, Nanjing 210044*)

Abstract

Three experiments whose integration times are longer than seven model months are performed. Results show that in the certain parametric region, the local thermal forcing can create the global transformation from the initial flow pattern characterized by two low troughs and two high ridges to the another flow pattern characterized by one low broad trough and one ridge, which has the stable property. The intensity, the extent, and the latitudinal position of the local thermal forcing are the three factors affecting the long-range evolution of large-scale flow pattern.

Key words: Local thermal forcing, Large-scale flow pattern, Long-range evolution, Nonlinear system.