

基本气流在局域流型演化过程中的作用*

罗哲贤¹⁾

谢金南²⁾

马镜娴¹⁾

1) (南京气象学院, 南京 210044)

2) (甘肃省气象局, 兰州 730020)

摘要 用一个 β 平面准地转正压模式, 实施了5组时间积分为72个模式日的试验, 分析了不同基本气流对局域流型演化特征的作用。结果指出: 强的基本气流相应于持续性干旱流型; 弱的基本气流相应于间歇性的干旱流型。

关键词 局域流型 基本气流 热力强迫

1 引言

谢金南和卓嘎¹⁾根据我国西北区东部1958~1996年降水量资料, 确定了盛夏干旱最为严重的5个年份, 制做了这5个年份8月份500 hPa高度距平的平均场。该平均场上, 最主要的特征是: 沿40°N纬圈, 在75~105°E附近, 存在一个高度正距平区。此高度距平区的时间尺度约为1个月, 空间尺度为3 000 km左右。这是形成西北区东部干旱的一种特征局域流型。

时间尺度为一周左右的局域流型, 如阻塞高压, 已有若干动力学研究。李崇银等^[1]对此做过全面评述。对于时间尺度更长, 达1个月左右, 空间尺度为3 000 km左右的上述干旱局域流型, 其形成、持续、崩溃的动力学分析尚很少见。本文将提出这方面的数值结果, 并着重讨论基本气流在该干旱局域流型演化过程中的作用。

2 模式和试验

带有强迫、耗散项的正压涡度方程具有以下形式^[2]:

$$\frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 \psi + J(\psi, \nabla^2 \psi) + \beta \frac{\partial \psi}{\partial x} = -M \nabla^2 (\psi - \psi^*), \quad (1)$$

令 $\psi(x, y, t) = \bar{\psi}(y) + \psi'(x, y, t)$, 这里, $\bar{\psi}(y)$ 为平均流函数, $\psi'(x, y, t)$ 为扰动流函数。代入(1)式, 得扰动流函数 $\psi'(x, y, t)$ 的方程(以下略去“’”):

$$\frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 \psi + J(\psi, \nabla^2 \psi) + \left(\beta - \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial y^2} \right) \frac{\partial \psi}{\partial x} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x} \nabla^2 \psi = -M \nabla^2 (\psi - \psi^*). \quad (2)$$

1998-01-14收到, 1998-03-18收到修改稿

* 获国家重大科技攻关项目96-908-05-03的资助

1) 谢金南, 卓嘎, 1998, 台风活动对高原东北侧干旱的影响(待发表)

式中 $\bar{u} = -\partial\bar{\psi}/\partial y$ 为基本气流, 限定 $\bar{u}$ 取常数, 即平直无切变的基本气流。

以特征尺度 $L = 5\,000\text{ km}/\pi$, 特征时间 $f_0^{-1} = 1/2\Omega\sin\varphi_0$, 将 (2) 式无量纲化。其中, 参数 $\varphi_0 = 40^\circ\text{N}$, 无量纲量 $M = 0.01$ 。在 Charney 等^[3]的工作中, 称 ψ^* 为热力强迫参数。这里, $\psi^*(x, y, t)$ 系给定的。令

$$\psi^*(x, y, t) = A(t)\psi_0^*(x, y), \quad (3)$$

式中 $\psi_0^*(x, y)$ 由强迫涡源 $\xi_0^*(x, y)$ 迭代求出, $\xi_0^*(x, y)$ 具有以下形式:

$$\xi_0^*(x, y) = \frac{1}{M}J(\psi_s, \xi_s) + \frac{1}{M}\left(\beta - \frac{\partial^2\bar{u}}{\partial y^2}\right)\frac{\partial\psi_s}{\partial x} + \frac{\bar{u}_0}{M}\frac{\partial}{\partial x}\xi_s + \xi_s, \quad (4)$$

其中

$$\xi_s(x, y) = \begin{cases} \xi_{s0}\sin\frac{x-x_1}{x_2-x_1}\pi\sin\frac{y-y_1}{y_2-y_1}\pi, & r \leq r^*, \\ 0, & r > r^*. \end{cases} \quad (5)$$

$\psi_s(x, y)$ 由 $\xi_s(x, y)$ 迭代求出。 $r = \sqrt{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2}$, x_0 为区间 $[x_1, x_2]$ 的中点, y_0 为区间 $[y_1, y_2]$ 的中点。 (x_0, y_0) 为计算区域中点, 也是 $\xi_s(x, y)$ 或 $\psi_s(x, y)$ 闭合流型中心的坐标。 $D = x_2 - x_1 = y_2 - y_1$, $r^* = D/2$ 。参数: 有量纲量 $\bar{u}_0 = 5\text{ m/s}$, $D = 3\,000\text{ km}$, $\xi_{s0} = -2.343 \times 10^{-5}\text{ s}^{-1}$ 。这时, (4) 式描述的是一个具有复杂构型的类似东西向偶极子分布的强迫涡源场 (图 1a)。由强迫涡源场用高精度迭代, 求出热力强迫场 $\psi_0^*(x, y)$ 。计算时, 已用 $\psi_0^*(x, y)$ 再回求出 $\xi_{01}^*(x, y)$, 以验证迭代的精度和可用性。结果 $\xi_{01}^*(x, y)$ 与 $\xi_0^*(x, y)$ 几乎完全相同。 $\psi_0^*(x, y)$ 也具有东西向的偶极子型分布。东侧为热源, 西侧为热汇, 热源热汇两个中心之间的距离约为 $4\,000\text{ km}$ (图 1b)。

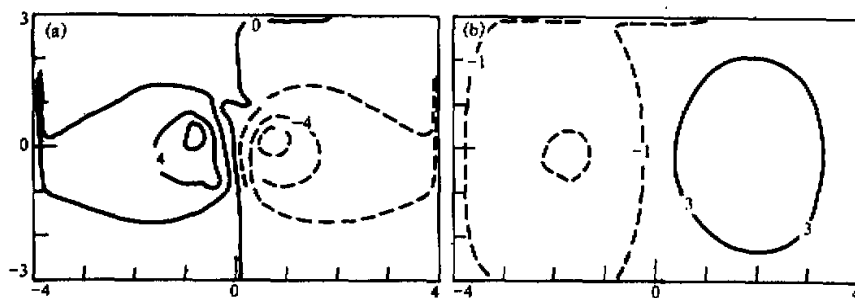


图 1 强迫涡源和强迫热源的空间分布

(a) 强迫涡源; (b) 强迫热源

等值线上标注的数字放大 10 倍 (a) 和 15 倍 (b); 等值线间隔为 0.2 (a) 和 0.26667 (b), 均为无量纲量。实线为正值, 虚线为负值。图框坐标每格代表 $1\,000\text{ km}$

(3) 式中, $A(t)$ 也是给定的。第 1~11 模式日, $A(t) = 0.0$; 第 12~23 模式日, $A(t)$ 在 $[0.0, 1.0]$ 区间内线性增加; 第 24~40 模式日, $A(t) = 1.0$ 。在第 41~52 模式日, $A(t)$ 在 $[1.0, 0.0]$ 区间内线性减少; 在第 53~72 模式日, $A(t) = 0.0$ 。之所以这样设定,

是试图近似描述强迫热源从无到有, 逐渐增强、持续, 又逐渐减弱直至消失的演化过程, 从而讨论在这种时变强迫下流型的响应。

本文用扰动流函数方程(2)的无量纲形式, 实施了5个时间积分为72个模式日的试验。5个试验中, 热力强迫场 $\psi_0^*(x, y)$, 系数 $A(t)$ 及扰动流函数的初始场均完全相同。初始场 $\psi(x, y, 0)$ 按以下方法给出。首先, 用(5)式求出 $\xi_s(x, y)$, 令 $\xi(x, y, 0) = \xi_s(x, y)$ 。其次, 将初始流型从计算区域中心向正西方向推移2 000 km。最后由 ξ 场迭代求出扰动流函数的初始场, 如图2a所示。

计算区域内含 151×121 个格点, 格距 $\Delta x = \Delta y = 53.3$ km, 时步30 min。平直无切变基流 $\bar{u}$ 分别取10.0 m/s(试验A)、9.0 m/s(试验B)、7.5 m/s(试验C)、5.0 m/s(试验D)和2.5 m/s(试验E)。对比这些试验的结果, 可以初步分析基本气流不同取值对局域流型演化的作用。

需要着重指出的是, 如上所述, 5个试验中扰动流函数的初始场是完全相同的。注意到方程(1)的流函数系扰动流函数和平均流函数之和。不同的基本气流相应于不同的平均流函数场。因此, 尽管5个试验中扰动流函数的初始场相同, 但流函数的初始场却不相同。也就是说, 基本气流不同取值的试验可以认为等价于流函数不同初始场的试验。

3 偶极子型热源强迫下局域流型的形成和崩溃

3.1 局域流型的形成过程

上文提到, 西北区东部夏季干旱的一个典型形势是, 沿 40°N , 在 $75 \sim 105^\circ\text{E}$ 附近存在一个时间尺度约1个月, 空间尺度为3 000 km左右的高度距平区。因而, 在动力学的框架内, 这类局域流型理应具备三个条件。第一, 在3 000 km左右的空间范围内出现一片扰动流函数的正值区域或反气旋环流区域。第二, 该正值区域出现在特定的位置。因 β 平面中线处 $\varphi_0 = 40^\circ\text{N}$, 假设 β 平面中心坐标相应于 $(90^\circ\text{E}, 40^\circ\text{N})$, 因此, 限定正值区域的闭合等值线必须包围着 β 平面中心坐标或计算区域中心坐标。第三, 该正值区域的持续时间需长达1个月左右。

试验A的结果清楚地显示了满足这三个条件的局域流型的形成过程。现作具体讨论。

初始时刻, 在计算区域西侧, 有一片空间尺度在3 000 km以上的扰动流函数的正值区域(图2a)。向东的基流与向西的Rossby相速的差值, 使初始涡旋稍向东移; 同时, 由于涡旋能量频散, 在东移的过程中, 强度减弱(图2b)。注意到在第1~11模式日期间没有热源强迫作用, 在第12个模式日, 于计算区域内, 已不存在任何带有闭合等值线的正值区域了(图2c)。

从第12个模式日起, 热源强迫作用开始引进模式, 并线性增强。与之相应, 扰动流函数的正值区域不断扩大, 强度不断增强。经过6个模式日的加热作用, 在第18个模式日, 开始形成一个闭合的正值中心, 但闭合等值线并未包围计算区域中心(图2d)。此后, 在第20个模式日, 范围扩大的正值区域闭合等值线包围了计算区域中心(图略), 标志着局域流型开始形成。

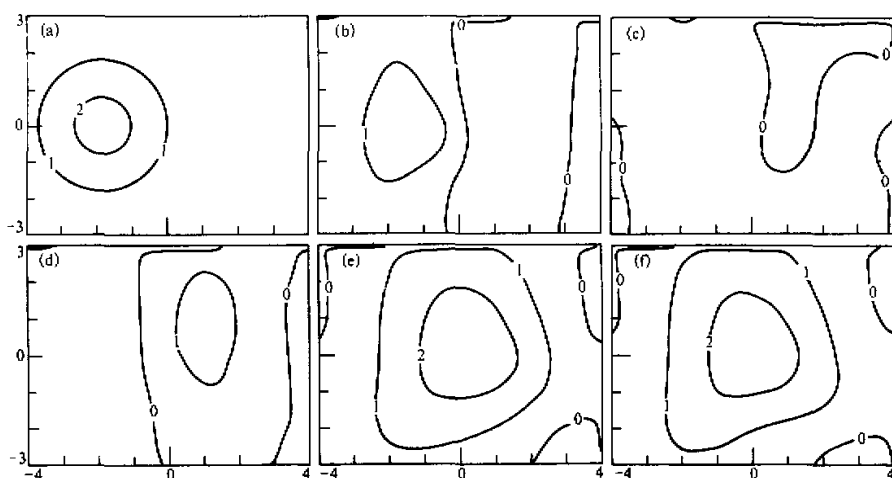


图2 试验 A 中局域流型的形成

(a) $t=0$; (b) $t=2$ d; (c) $t=12$ d; (d) $t=18$ d; (e) $t=34$ d; (f) $t=38$ d

等值线上标注数值放大 40 倍, 等值线间隔为 0.025 (无量纲量)。图框每格代表 1 000 km

在第 24~40 模式日期间, 加热强迫的强度不再增加, 维持定常。此期间流型演变有两个特点。第一, 尽管热源强度定常, 但正值区域的强度并不维持定常, 而是有明显变化。在第 24~28 模式日, 正值区域的强度继续增加, 至第 28 个模式日达到极大 (图略)。此后, 在第 28~40 模式日, 正值区域的强度又缓慢减弱。说明局域流型强度变化形态 (波动起伏) 与热源强度变化形态 (维持定常) 两者之间可以差异明显。第二, 尽管热源的强度和位置均定常, 但正值区域的位置也不维持定常, 而是缓慢地移动。如上所述, 在第 20 个模式日, 计算区域中心已落在闭合等值线以内。正值闭合区域的几何中心点 A 位于计算区域中心点 O 的东北方向, 距离 AO 约为 1 400 km。在第 24 个模式日, 点 A 仍位于点 O 的东北方向, 距离减小, 约为 900 km (图略)。此后, 距离继续减小, 在第 32 个模式日, 两个中心已经十分接近 (图 2e); 第 34 个模式日时, 两个中心几乎完全重合 (图 2f)。直到第 40 个模式日, 这一态势仍然维持。这是一个在定常热源强迫下, 局域流型中心位置逐渐向计算区域中心逼近、进而驻留的过程。

3.2 局域流型的持续和崩溃

从第 20 个模式日局域流型开始形成, 在第 20~40 模式日期间, 代表 40°N 、 90°E 的计算区域中心, 一直为扰动流函数的正值区域所控制, 正值区域的空间尺度一直维持在 3 000~4 000 km 左右, 显示出该局域流型的持续特征。

在第 41~52 模式日, 热源强迫的强度线性减小, 至第 52 个模式日, 强度降为零。第 42 个模式日局域流型的位置和强度 (图 3a) 与第 34 个模式日的情况十分相似 (图 2f)。随着热源强度的减弱, 第 44 个模式日, 闭合中心的强度减弱 (图 3b), 至第 48 个模式日, 强度进一步减弱, 但计算区域中心仍位于闭合等值线范围内 (图 3c)。从第

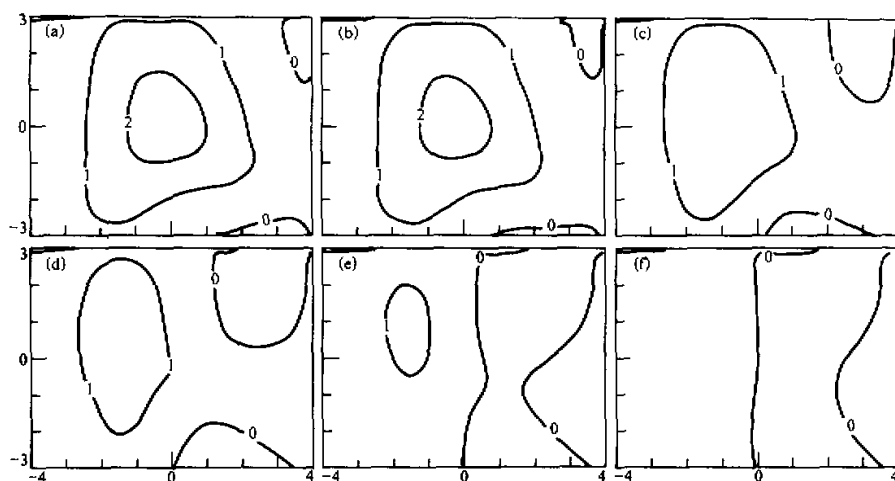


图3 试验 A 中局域流型的崩溃

(a) $t=42$ d; (b) $t=44$ d; (c) $t=48$ d; (d) $t=50$ d; (e) $t=52$ d; (f) $t=54$ d

说明同图2

50 个模式日起, 计算区域中心已不在闭合等值线范围内 (图 3d、3e), 至第 54 个模式日, 计算区域内已不存在任何闭合中心, 局域流型完全消失 (图 3f)。

在 (3) 式给定的热源强迫下, 至第 20 个模式日, 局域流型开始形成, 至第 50~52 个模式日局域流型崩溃, 在此期间, 局域流型维持了约 1 个月。

4 不同基本气流条件下局域流型时间演化的不同特征

由上述讨论清楚说明: 偶极子型热源强迫的存在及消失, 对局域流型的形成、持续和崩溃起着十分重要的作用。

另一方面, 从强迫耗散非线性系统的角度考虑, 给定强迫热源归入系统外参数的范畴。除了外参数外, 尚有其他因素可以影响系统的时间演化特征, 如不同的初始场和不同的基本气流等。

为了分析不同基本气流的影响, 我们对 5 个试验的计算结果。除基本气流不同外, 这些试验的其余条件全部相同。

4.1 旬平均流场的差异

记第 1~30 模式日为第 1 个模式月, 第 31~60 模式日为第 2 个模式月, 则第 31~40 模式日为第 2 个模式月的第 1 旬。注意到第 24~40 模式日期间, 热源强迫强度最大并维持定常, 我们选择第 31~40 模式日, 即第 2 个模式月第 1 旬 5 个试验扰动流函数的旬平均场加以对比 (图 4)。由图 4 可见:

(1) 5 个试验中, 均出现了扰动流函数的正值区域。

(2) 正值区域的空间尺度不同。试验 A 最大, 约 4 000 km, 试验 B、C 较小, 约

2 000~3 000 km.

(3) 正值区域内, 试验 A 分布均匀, 试验 E 分布复杂, 存在两个小的闭合中心。

4.2 扰动流函数极大值随时间演变的差异

扰动流函数的极大值一般反映了局域流型的强度。图 5 列出了 5 个试验中, 72 个模式日期间, 扰动流函数极大值随时间的变化。

初始时刻在计算区域西侧存在一个扰动流函数的正值区域 (图 2a)。由于能量频散, 其强度不断减弱。从第 12 个模式日起, 在热源强迫下, 强迫生成的扰动流函数的极大值逐渐加大。因此, 图 5 的曲线上, 在第 12 个模式日以前的极大值, 相应于初值系统; 在第 12 个模式日以后的极大值, 相应于强迫生成系统, 而不是同一个系统的连续演变。下面主要分析第 12~72 模式日期间 5 条曲线的差异, 可见:

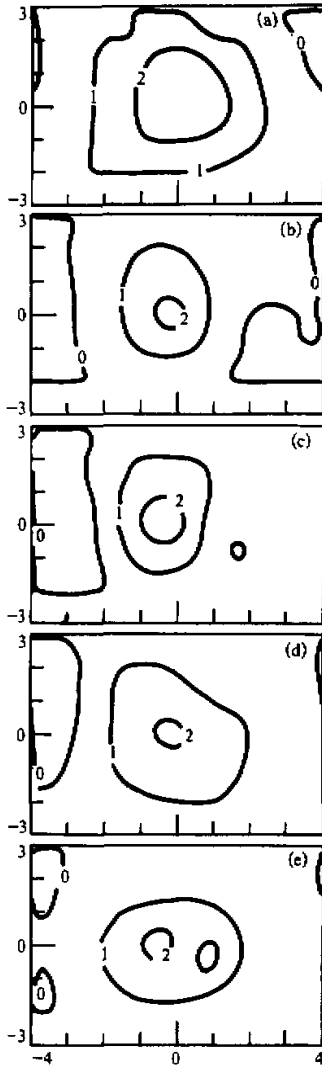


图 4 试验中第 2 个模式月第 1 旬
平均扰动流函数的分布

(a) 试验 A; (b) 试验 B; (c) 试验 C;
(d) 试验 D; (e) 试验 E

说明同图 2

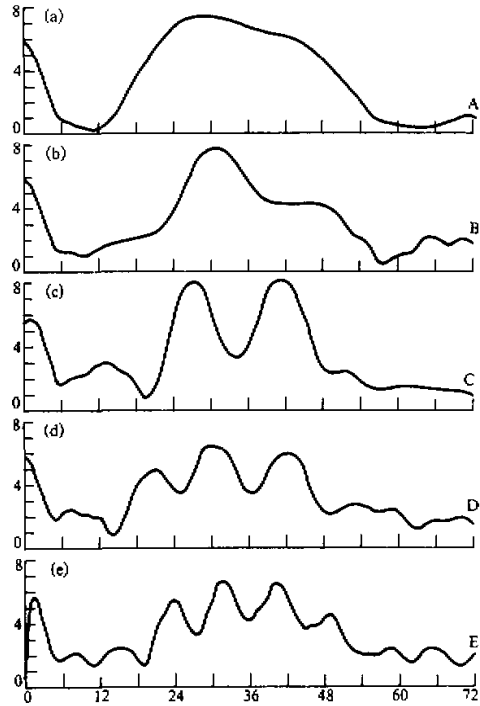


图 5 试验中扰动流函数极大值随时间的变化

(a), (b), (c), (d), (e) 分别代表试验 A, B, C, D, E.

横坐标为模式日, 纵坐标为扰动流函数的
无量纲量 (放大 100 倍)

(1) 从总的趋势看, 5 个试验中, 扰动流函数的极大值均随热源强迫的增强而增大, 随着热源强迫的减弱而减小。

(2) 基本气流较强时, 扰动流函数的极大值随时间的演变比较平滑 (图 5a); 基本气流较弱时, 该极大值随时间的演变呈波动形态 (图 5d、5e)。

(3) 第 18~48 模式日期间, 扰动流函数的极大值具有不同的特征。试验 A 为宽幅单峰, 试验 B 为窄幅单峰, 试验 C 为双峰, 试验 D 为三峰, 试验 E 为四峰。

相应于图 5 曲线上的峰值, 局域流型强度高, 范围大 (图略); 相应于图 5 曲线上的谷值, 局域流型强度弱, 范围小, 或者局域流型根本不存在 (图略)。试验 A 第 24~42 模式日期间, 局域流型的强度和位置均维持准定常。试验 D、E 的情况与之截然不同, 局域流型的强度和位置随时间明显改变。

概括而言, 尽管 5 个试验的旬平均图以及更长时间平均图上均可显示出局域流型, 但是, 相应的瞬变过程却可以区分为两类。第一类, 逐日变化显示出局域流型的强度和位置都稳定少变。第二类, 逐日变化显示出局域流型时而清楚, 时而不明显。前者相应于异常干旱流型的稳定持续; 后者相应于间歇性的干旱流型。实际大气的干旱流型有可能与间歇性干旱流型更为接近。

5 结果和讨论

以赤道东太平洋海温异常为显著特征的 ENSO 现象, 是迄今为止长期天气过程中最强的一个讯号。目前许多气象工作者都在分析这个强讯号对我国区域性短期气候变化的影响, 并试图据此做出较准确的预测。

从动力学的角度考虑, 赤道东太平洋海温异常的直接作用, 可能是激发一个相应的对流层的热源强迫场。即使这个热源强迫场的时空变化都已透彻了解, 我们还是不能说, 我们已经认识了这个海温异常所引起的区域性的长期天气过程。因为, 控制长期天气过程的是一个强迫耗散的非线性系统。除了给定热源强迫场外, 还有其他因素, 如初始流函数场的分布等, 它们同样有能力影响这个非线性系统状态演化的种种特征^[4,5]。

为了判别不同基本气流的影响能力, 本文实施了 5 组时间积分达 72 个模式日的试验。结果表明, 在热源强迫相同的条件下, 基本气流的强弱对局域流型的瞬变特征确有影响。强基本气流对应的是持续的局域干旱流型; 弱基本气流对应的是间歇性的局域干旱流型。看来, 在区域性旱涝预测研究中, 似应全面考虑多种因素的作用。

本文初步涉及到西北区东部干旱流型的形成。这是一个极其复杂的问题。青藏高原大地形的存在对此理应具有重要影响, 但我们没有考虑大地形的作用, 这是一个缺陷。同时, 这里局域热源的强度和分布系人为给定的, 与流场不存在相互作用, 缺少相应的观测研究。这些都需要进一步完善。

参 考 文 献

- 1 李崇银、黄荣辉、杨大升、倪允琪, 1995, 近几年中国大气动力学的主要进展, 气象学报, 53, 260~270.
- 2 罗哲贤、马镜炯, 1994, 强迫耗散非线性系统的局域阻塞流型, 大气科学, 18, 508~518.

- 3 Charney, J. G. and Devore, J. G., 1979, Multiple flow equilibria in the atmosphere and blocking. *J. Atmos. Sci.*, **36**, 1205~1216.
- 4 丑纪范, 1990, 大气动力学的新进展, 兰州: 兰州大学出版社, 1~9.
- 5 黄荣辉、严邦良、岸保勳三郎, 1991, 基本气流在ENSO对北半球冬季大气环流影响中的作用, *大气科学*, **15**(3), 44~54.

Effect of the Basic Current on Evolutional Characteristics of Local Flow Patterns

Luo Zhexian¹⁾, Xie Jinnan²⁾ and Ma Jingxian¹⁾

1) (Nanjing Institute of Meteorology, Nanjing 210044)

2) (Meteorological Bureau of Ganshou Province, Lanzhou 730020)

Abstract By using a quasigeostrophic barotropic model, five experiments whose integration times are 72 model days were performed in order to study effects of various basic currents on evolutional characteristics of local flow patterns which are responsible for the regional drought. Results show that the intense basic current corresponds to the formation of the continuous drought flow patterns, and the weak corresponds to the intermittent ones.

Key words local flow pattern basic current thermal forcing

《气候与环境研究》出版“环境变化与人体健康”专辑

全球环境问题已成为世界各国政府及人民关注的热点问题。人们意识到,在人类社会不断发展和人们享受现代文明的同时,全球环境的不断恶化却对人类自身的生存造成了严重的威胁,使人体健康直接受到危害。人类正面临着发展和生存、环境和健康的严重挑战。各国政府正在积极地制定保护环境的政策,寻求改善和适应环境的措施。科学家们也正积极开展环境变化与人体健康方面的研究。

注意到以上事实,1999年世界气象日的主题确定为“天气、气候与健康”。为了配合这一主题,中国科学院大气物理研究所主办的学术性刊物《气候与环境研究》,在第4卷第1期(1999年3月下旬出版)组织编辑,出版了“环境变化与人体健康”专辑。该专辑128页,收论文26篇,内容涉及天气、气候与疾病、空气污染与人体健康、中国医学和医学气象、居住环境和气象医疗、环境趋势与人体健康等方面,展示了我国气象和医学领域的研究工作者在环境与健康方面的最新研究成果。

对以上内容感兴趣的读者可向《气候与环境研究》编辑部邮购该期杂志,每本定价8元。

《气候与环境研究》编辑部 地址:北京德胜门外祁家豁子中国科学院大气物理研究所
邮政编码:100029.

(王英辉)