

阻塞流场与瞬变涡动相互作用的 动力学研究*

刁一娜¹⁾ 李建平²⁾ 罗德海¹⁾

1) (中国海洋大学海洋环境学院, 青岛 266003)

2) (中国科学院大气物理研究所大气科学与地球流体力学数值模拟国家重点实验室, 北京 100029)

摘要 借助于一个 β 通道正压模型, 模拟了瞬变天气尺度扰动与大尺度阻塞流场相互作用, 以及所形成的“ Ω ”型阻塞对风暴轴地带瞬变扰动涡列移动路径的影响, 并用描述局地能量变化率的方程分析了能量收支情况的细致结构。结果表明, 瞬变扰动在其与背景流场的相互作用过程中, 在阻塞发展阶段, 阻塞受到瞬变扰动涡的涡度和能量强迫, 背景流场增强发展成为阻塞系统。对两种不同的阻塞流场背景下瞬变扰动能量变化的分析表明: 在阻塞区扰动瞬变涡失去能量, 在南北边缘瞬变扰动的能量变化趋势表现为沿着阻塞外围向下游传播的特征并从背景流场得到能量, 从而瞬变涡动由源区的一列分裂为绕行于阻塞外围的两列。在两种不同背景阻塞流场结构下瞬变涡动的移动路径表现出不同的分布特征: 当偶极子型阻塞作为背景流场时, 瞬变涡动的移动路径呈南北对称分布于阻塞区的外缘; 当瞬变涡的背景流场为“ Ω ”型阻塞时, 瞬变扰动带受到“ Ω ”型阻塞流场结构的影响, 表现出北支强南支弱的特征。这些结果与实际观测一致。

关键词: 阻塞; 瞬变扰动; 风暴轴; 相互作用; 动力学研究

文章编号 1006-9895 (2004) 06-0901-24

中图分类号 P433

文献标识码 A

1 引言

大气阻塞通常被定义为: 中纬度的西风急流在大西洋和太平洋东部分裂为两支, 同时存在一个准稳定的偶极子型系统, 北侧为高压, 南侧为相对强度比较小的低压^[1]。几十年来, 阻塞的发生、发展和持续等问题一直受到学者们的关注。近年来一些研究者着重于探讨向下游阻塞区域移动的天气尺度波扰动对阻塞维持的作用^[2~6]。但反过来, 阻塞流场对该区域天气尺度波扰动会起到什么样的作用呢? 罗德海^[7,8]建立了阻塞与天气尺度波相互作用的理论模型, 研究了包络罗斯贝孤立子与天气尺度瞬变扰动之间的准共振相互作用, 提出了瞬变涡动强迫的包络罗斯贝孤立子理论。这个理论结果较合理地描述了瞬变涡动强迫在阻塞生命循环过程中所起的重要作用, 同时较好地解释了阻塞环流对瞬变扰动的反馈作用。随后, 他对这一理论进行了发展并与观测事实进行了比较^[9,10], 在他的理论模型中, 天气尺度扰动和阻塞是一个相互作用的共生系统。Cai 和 Mak^[11]的数值结果也证实了这一现象。他们认为天气尺度瞬变涡动从基本流获得能量不仅补给自身的摩擦消耗还将能量上传给大尺度波, 而行星波又通过其对

局地斜压（不稳定）性的强化和组织作用，使得在其下游产生瞬变涡动。李双林等^[12]也研究了瞬变波与准定常行星波的双向相互作用，指出乌拉尔地区正高度异常的基本流有利于瞬变扰动在上游西欧沿岸组织和发展。

阻塞系统作为中高纬度大气环流的一个重要组成部分，它的发生通常在大西洋的东北部和太平洋地区^[13]，阻塞的气候学平均位置则位于中纬度急流的出口处^[14]。在大西洋区，阻塞在冬季和早春最频繁最强；在太平洋区，则有两个频率和强度的峰值，分别是1月和6月^[15]。急流区是大气的强斜压区，而在大气水平和垂直切变带即准定常急流的下游稍偏北处存在千公里尺度的涡动（天气尺度瞬变扰动）^[16~18]，Blackmon等^[16,19]把这种扰动的带通瞬变方差局地最大值构成的地带称为风暴轴。在北半球，扰动的振幅冬季最大，这种天气尺度的涡动带横亘于几乎整个中纬度地区，大致从西北太平洋开始越过北美大陆和北大西洋进入欧洲大陆北部。而其在东太平洋和北大西洋有两个峰值，这两个峰值即通常所说的太平洋和大西洋风暴轴^[20]。由此可见，大气阻塞和风暴轴在空间和时间上都存在着密切的关系。从时间上看，阻塞频发的季节也正是瞬变扰动活跃的季节；而从空间上看，天气尺度瞬变扰动产生于急流强斜压区，向弱斜压区移动，而急流的出口处（弱斜压区）正是阻塞的发生位置。因此，大气阻塞和风暴轴之间的深层次的联系是非常值得研究的问题。本文利用罗德海^[8,9]所提出的阻塞与天气尺度扰动相互作用的理论模型通过数值模拟和诊断的方法研究阻塞与瞬变天气尺度扰动的相互作用，揭示阻塞对风暴轴位置的影响。

Mak^[21]用波包共振理论研究了波包扰动在局地急流流场条件下的不稳定发展情况。风暴轴瞬变扰动具有波包的行为特征^[22,23]，那么这种扰动波包遇到阻塞这样的流场结构会受到怎样的影响呢？它的空间分布情况（移动路径）以及能量收支情况又会怎样？此外，Orlanski^[24]研究了风暴轴的季节变化特征，发现其北支强南支弱的特征。这种分布结构是否和背景流的结构有关呢？本文进一步利用 Mak 和 Cai^[25]提出的局地能量分析方法来探讨不同类型的阻塞流场结构对风暴轴位置的影响以及阻塞和风暴轴瞬变涡动之间的相互作用的能量细致结构。

2 理论模型

由于阻塞的垂直结构具有相当正压的性质，本文采用罗德海^[8,9]所提出的描述天气尺度瞬变扰动和阻塞相互作用的理论模型，它既能考虑天气尺度扰动对行星尺度阻塞流场的强迫作用又能通过行星尺度波和天气尺度波耦合项对天气尺度扰动波的反馈作用，描述在发展的行星尺度阻塞流场作用下天气尺度波的发展变化过程。阻塞就其形态来讲通常表现为两种：即“ Ω ”型阻塞和偶极子型阻塞。本文利用这一套方程研究在这两种不同形态的阻塞流场条件下，阻塞与天气尺度波的相互作用过程的细致特点。为探讨在这两种不同的阻塞流场条件下，天气尺度波和阻塞流场相互作用过程中天气尺度瞬变扰动的移动路径、涡动及能量的收支情况，本文进行了以下两种模拟试验：（1）一个南北对称的行星尺度弱偶极子背景流场在瞬变扰动的强迫下经历一个从发生、发展到消亡的偶极子型阻塞生命周期；（2）在如上的弱偶极子初始流场上叠加一个双波地形，弱偶极子初始场在地形和瞬变扰动的强迫下发展成的“ Ω ”型阻塞的生命循环。

同时讨论了这两种流场背景下瞬变扰动的不稳定发展情况和移动路径, 从而揭示阻塞流场的不同形式对一系列移动的瞬变涡动的路径的影响。

β 平面通道假设下, 不考虑地形的受涡动强迫的无量纲的正压涡度方程为

$$\frac{\partial}{\partial t}(\nabla^2 \phi + \beta y - F_r \phi) + J(\phi, \nabla^2 \phi + \beta y - F_r \phi) = F_s, \quad (1)$$

其中, ϕ 是无量纲流函数, $\beta = (L^2/U)\beta_0$, β_0 为有量纲的科里奥利参数, 随纬度变化, $F_r = (L/R_0)^2$, R_0 为罗斯贝变形半径, F_s 为扰动涡源, $L = 1000 \text{ km}$ 和 $U = 10 \text{ m s}^{-1}$ 分别是水平长度和风速的特征尺度。若将流场分解为如下三部分:

$$\phi = -\bar{u}y + \psi + \psi', \quad (2)$$

其中, ϕ 为总流场, \bar{u} 为定常西风, ψ 为行星尺度流场, ψ' 为天气尺度流场, 那么 (1) 式可分裂为以下两个耦合的行星尺度和天气尺度演变方程:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x}\right)(\nabla^2 \psi - F_r \psi) + (\beta + F_r \bar{u}) \frac{\partial \psi}{\partial x} = -J(\psi, \nabla^2 \psi)_p - J(\psi', \nabla^2 \psi)_p - J(\psi, \nabla^2 \psi')_p - J(\psi', \nabla^2 \psi')_p, \quad (3)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x}\right)(\nabla^2 \psi' - F_r \psi') + (\beta + F_r \bar{u}) \frac{\partial \psi'}{\partial x} = -J(\psi', \nabla^2 \psi)_s - J(\psi, \nabla^2 \psi')_s - J(\psi', \nabla^2 \psi')_s + F, \quad (4)$$

(3) 和 (4) 式分别为行星尺度方程和天气尺度波方程, 下标为 p 的量表示行星尺度分量, 下标为 s 的量代表天气尺度部分。模式中尺度分离通过纬向傅里叶分解来实现, 行星尺度波取为 1~4 波, 天气尺度波取为 5~16 波。方程 (3) 和 (4) 左边是线性罗斯贝波算子, 右边是平流相互作用项 $J[(\psi + \psi'), \nabla^2(\psi' + \psi)]$ 的分离形式, 由于

$$J[(\psi + \psi'), \nabla^2(\psi' + \psi)] = J(\psi, \nabla^2 \psi) + J(\psi', \nabla^2 \psi) + J(\psi, \nabla^2 \psi') + J(\psi', \nabla^2 \psi'),$$

将右边各项用傅利叶分解进行尺度分离得到

$$\begin{aligned} J(\psi, \nabla^2 \psi) &= J(\psi, \nabla^2 \psi)_p, \\ J(\psi', \nabla^2 \psi) &= J(\psi, \nabla^2 \psi')_p + J(\psi, \nabla^2 \psi')_s, \\ J(\psi, \nabla^2 \psi') &= J(\psi, \nabla^2 \psi')_p + J(\psi, \nabla^2 \psi')_s, \\ J(\psi', \nabla^2 \psi') &= J(\psi', \nabla^2 \psi')_p + J(\psi', \nabla^2 \psi')_s, \end{aligned}$$

方程 (3) 和 (4) 右边分别是以上各式中的行星尺度部分和天气尺度部分。平直气流 ($-\bar{u}y$) 和行星尺度波流场 (ψ) 叠加而形成的流场 $-\bar{u}y + \psi$ 作为扰动的背景流。设初始场为

$$\psi = 2 \sqrt{\frac{2}{L_y}} A_0 \text{sech}(0.9A_0) \cos(kx) \sin(my), \quad (5)$$

其中, $k = 2\pi/2L_x$, $m = 2\pi/(L_y/2)$ 。 L_x 、 L_y 分别为模式中 β 平面通道的长度和宽度, A_0 为初始流场行星尺度波的无量纲振幅, 取 0.7。背景流场初始场分布如图 1a。扰动场在初始时刻为 0, 即

$$\psi' = 0. \quad (6)$$

边界条件如下: 在 x 方向取周期边界, 即

$$\psi(0, y, t) = \psi(L_x, y, t), \quad \psi'(0, y, t) = \psi'(L_x, y, t);$$

在 y 方向满足以下南北边界条件^[10]:

$$\left. \frac{\partial^2 \bar{\psi}(y, t)}{\partial y \partial t} \right|_{y=0} = \left. \frac{\partial^2 \bar{\psi}(y, t)}{\partial y \partial t} \right|_{y=L_y} = 0, \quad \frac{\partial \psi}{\partial x} = 0,$$

$$\left. \frac{\partial^2 \bar{\psi}'(y, t)}{\partial y \partial t} \right|_{y=0} = \left. \frac{\partial^2 \bar{\psi}'(y, t)}{\partial y \partial t} \right|_{y=L_y} = 0, \quad \frac{\partial \psi'}{\partial x} = 0,$$

其中, $\bar{\psi}(y, t)$ 和 $\bar{\psi}'(y, t)$ 是 ψ 和 ψ' 的 x 方向平均。

数值试验中扰动场由位于背景流场高压脊上游的造波器产生, 在该处不断有天气尺度扰动涡度产生, 在基本流平流的作用下向下游移动, 形成一系列涡, 用以模拟风暴轴。造波器的表达式如下,

$$F_s = 2a_0 \exp[-\gamma \sigma^2 (x + x_0)^2] [\cos(k_1 x - \omega t) - \cos(k_2 x - \omega t)] \sin \frac{m y}{2},$$

其中, $k_1 = 2\pi/14L_x$, $k_2 = 2\pi/15L_x$, a_0 为无量纲扰动涡源振幅, 取 0.75, x_0 为涡源中心位置, 包络函数控制该涡源的范围, 使其位于行星尺度流场阻塞锥形 (图 1b) 的上游, 然后涡动向下游移动。

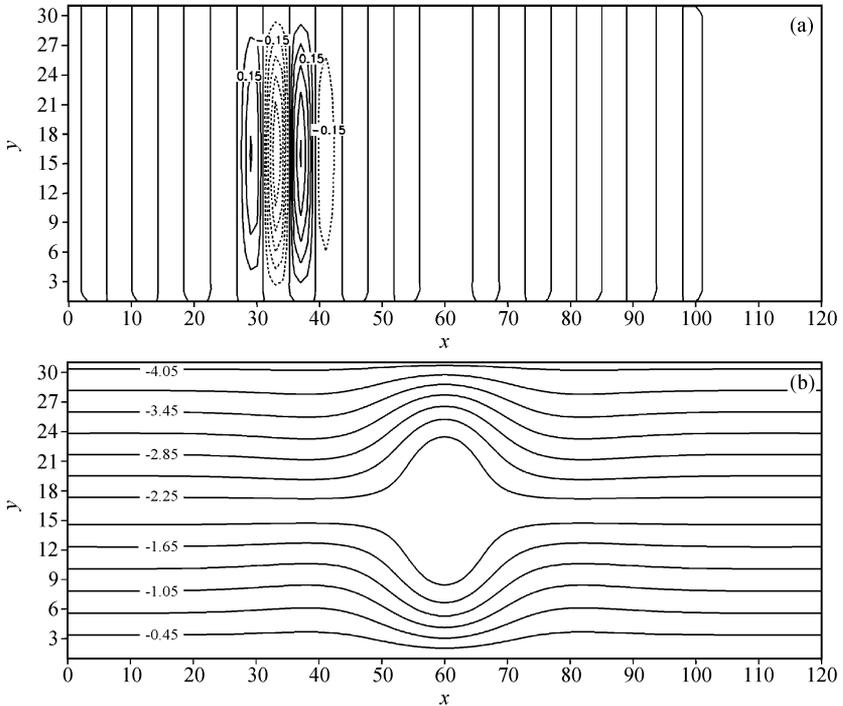


图 1 数值试验中的扰动涡源分布 (a) 和初始背景流场 (b), 等值线为无量纲流函数

以上所给出的初边值和强迫条件下形成的是偶极型阻塞背景流场。当在上述模型中加入双波地形后, 初始流场在地形和扰动涡源的双重强迫下将发展成“ Ω ”型流场。本文所用的双波地形^[26]如图 2 所示, 表示为

$$h = h_0 \cos(kx) \sin \frac{m y}{2},$$

其中, h_0 是无量纲地形的振幅, 取 0.5。这样, 描写地形强迫下“ Ω ”型阻塞流场与瞬变扰动之间相互作用的模型^[26], 可以通过在 (3)、(4) 式中加入地形强迫来实现, 表示为

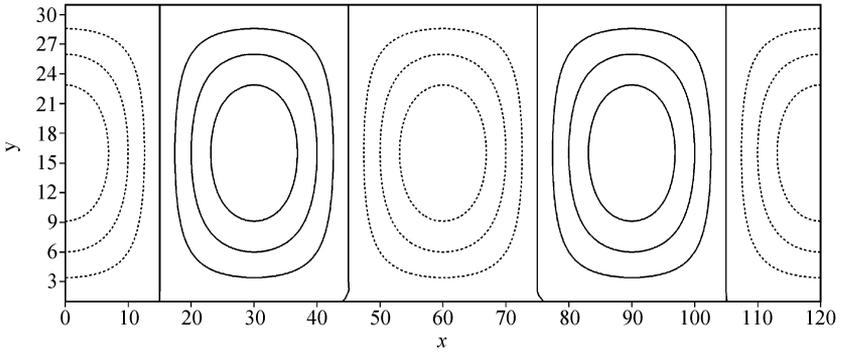


图2 模拟试验中使用的双波地形无量纲高度分布
等值线间距为 0.1, 实线为正值, 虚线为负值

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x}\right)(\nabla^2 \psi + h - F_r \psi) + (\beta + F_r \bar{u}) \frac{\partial \psi}{\partial x} + \bar{u} \frac{\partial h}{\partial x} \\ = -J(\psi, \nabla^2 \psi + h)_p - J(\psi', \nabla^2 \psi + h)_p - J(\psi, \nabla^2 \psi')_p - J(\psi', \nabla^2 \psi')_p, \quad (7)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x}\right)(\nabla^2 \psi' - F_r \psi') + (\beta + F_r \bar{u}) \frac{\partial \psi'}{\partial x} \\ = -J(\psi', \nabla^2 \psi + h)_s - J(\psi, \nabla^2 \psi')_s - J(\psi', \nabla^2 \psi')_s, \quad (8)$$

符号和下标的意义同(6)式。这里, 同样将平直气流和行星尺度波流场叠加而形成的流场 $-\bar{u}y + \psi$ 作为扰动的背景流, 地形强迫下的这个背景流场表现为“ Ω ”型阻塞过程。

差分计算中空间差分使用中央差分格式, 时间用蛙跳格式, 解泊松方程使用的是张驰迭代法。在初边值和强迫条件下积分, (3)、(4)和(7)、(8)式可以得到两种背景流场条件下在阻塞的一个生命周期里瞬变扰动的发展、分布和传播情况, 以及阻塞背景流场自身的发展消亡过程。由(3)、(4)和(7)、(8)式知, 在模式中天气尺度涡动与背景流场是耦合在一起的, 考虑了瞬变涡动与背景流的相互反馈作用。因此, 这种模型既能够反映背景流在涡动强迫作用下的发展情况, 也能反映受到背景流影响的瞬变涡动移动路径和发展变化情况。Mak^[21]在其文中所讨论的方程(1)与本文的方程(4)类似, 但在他的模型中, 背景流场是定常不变的, 而本文的模型可以反映背景流场和瞬变扰动相互作用和各自的发展变化情况。因此, 本文所揭示的瞬变扰动的发展情况将更符合实际情况。

3 流场的局地不稳定性

阻塞是西风带平行流中的强经向环流型, 具有高度的局地化特征。Pierrehumbert^[27]认为流场的局地不稳定性可以用绝对不稳定 (absolute instability) 的概念来描述, 并找到了局地急流的绝对不稳定模。这里的绝对不稳定是指在 WKB (Wentzel-Kramers-Brillouin) 近似意义下扰动的时间和空间的不稳定发展仅限于局地 (群速为零), 因此也称为空间不稳定的局地模 (local mode), 空间不稳定的另一模态是对流不稳定 (convective instability), 这种不稳定性会随时间的推移在空间传播 (群速度不等于

零)。然而, Mak^[21]指出, Pierrehumbert 的这种局地不稳定情况的得出具有局限性, 不适合解释 y 方向(流线方向为 x 方向)有变化的局地流场。他认为可以通过波包共振不稳定概念解释更普遍的局地化流场的不稳定特征。研究^[28]表明, 平行流的不稳定性能够用波波共振不稳定理论得以简洁的解释。这种共振不稳定是指由于波数相近且相对静止的波成分之间相互加强而产生的不稳定。而波与波之间的相对静止是由平行切变流的微分多普勒效应造成的, 它们之间的相互作用来源于基本位涡的相互平流过程。这种不稳定的概念模型可以用来解释包括有旋或无旋的正压或斜压平行切变流^[29], 甚至是非静力平衡系统的切变流^[30]。波波共振的一种更普遍的形式是波包共振, 用它来研究纬向有空间结构变化的流场的不稳定性。

Mak^[21]用波包共振不稳定的概念研究了扰动波包在局地急流流场结构中不稳定的发展和移动情况。本文所研究的阻塞模型也是高度局地化的——具有波包的特征。在阻塞流形的上游是风暴轴的位置, 总是伴随着瞬变天气尺度扰动的发生和向下游移动进入阻塞区域, 这种天气尺度扰动涡列的空间分布同样具有波包的特征。在阻塞流场条件下一列移动的瞬变天气尺度扰动的发展会是怎样的呢? 分布又怎样? 这也是一个局地不稳定问题。本文用以研究天气尺度瞬变扰动和阻塞流场相互作用的理论模型, 通过考虑波波相互作用建立起连接阻塞流场和天气尺度瞬变扰动的桥梁, 并且阻塞流场和天气尺度瞬变扰动的分布都是以波包的形式。从不稳定发展的角度讲, 这也属于波包共振不稳定的范畴。而描述这种不稳定发展的物理过程的一个有用的工具是局地能量分析^[25]。阻塞流场条件下进入阻塞区域的一列天气尺度瞬变扰动的发展和分布情况的分析是前人的研究还没有涉及到的。本文旨在借助于一个能成功地描述阻塞流场和天气尺度瞬变扰动相互作用的理论模型和能量分析工具, 探讨地形强迫下“ Ω ”型阻塞流场对瞬变扰动涡列的移动路径(风暴轴)的影响。

4 结果和讨论

为了讨论在阻塞流场背景下阻塞与天气尺度瞬变扰动的相互作用过程中, 不同的阻塞流形对来自上游的一列瞬变扰动涡的移动路径的影响, 本文进行了偶极子型阻塞背景下和“ Ω ”型阻塞背景下的两组模拟试验。本文的数值试验着重模拟了两类阻塞的各自一个完整生命循环, 利用这两个完整的阻塞过程来讨论阻塞生命循环中阻塞流场与天气尺度瞬变扰动的相互作用, 并利用能量分析方程详细分析了两类阻塞流场条件下瞬变扰动涡列的能量收支情况以及移动路径的变化。

4.1 瞬变扰动强迫下两类阻塞的生命过程

4.1.1 流场分布特征和演变情况

需要指出的是, 本文所采用的描写天气尺度瞬变扰动与阻塞相互作用的模型的构造与 Shutts^[2]当年提出的模型是很不相同的。Shutts 的模型中用一个急流变形场作为阻塞背景流场, 瞬变扰动受变形场的南北向拉伸和东西向挤缩作用向阻塞背景流场的北部和南部输送负涡度和正涡度, 从而加强阻塞流变形场的高压低压结构。本文所采用的模型^[8,9]中阻塞和天气尺度扰动的发展过程是通过波波相互作用耦合在一起的, 既能反映瞬变扰动对阻塞流场的作用, 又能体现扰动强迫下随时间演变的阻塞流形对天

气尺度瞬变扰动的反馈作用。在 Shutts 的模型中的瞬变扰动只是作为激发强化阻塞背景流的次级流场的源, 瞬变扰动很大程度上被背景流场吸收掉了。所以, Shutts 的模型无法反映阻塞背景流场条件下, 瞬变扰动本身的移动路径和分布情况。本文所采用的模型能成功地反映阻塞流场对瞬变天气尺度扰动的反馈作用。

图 3 和图 4 分别给出了偶极子型阻塞流场和“ Ω ”型阻塞流场的时间演变, 以及两种流场条件下瞬变扰动的发展的情况。

由图 3 可见, 阻塞流场在瞬变扰动的强迫下由弱的分裂流发展成一个具有偶极子型闭合的阻塞, 然后逐渐衰减。在图 3e~h 中, 由局地涡源产生的瞬变扰动波包与阻塞波包相互作用的结果是, 受到阻塞流场对扰动涡列的反馈作用, 扰动涡列由涡源处的一列分裂成两列沿着阻塞南北两侧向下游移动。

双波地形提供了全球两槽两脊的形势, 在地形双波的强迫下, 在地形波的槽区受到瞬变涡强迫的自由弱偶极子初场发展成了如图 4a~d 所示的“ Ω ”型阻塞。在“ Ω ”型流场背景下瞬变扰动沿阻塞外缘向下游移动, 但南支弱于北支, 是不对称的, 这与偶极型背景场条件下的情况截然不同。

4.1.2 阻塞流型的变形场 \mathbf{D} 和瞬变扰动的 \mathbf{E} 矢量分布

图 5 所示的是两类阻塞在各自最强盛的那一天(偶极子型阻塞积分第 27 天, “ Ω ”型阻塞积分第 44 天), 行星尺度流场的变形场结构(\mathbf{D} 矢量)和两类阻塞流型下瞬变扰动结构(\mathbf{E} 矢量)的分布。这里, \mathbf{D} 矢量^[25]表示为

$$\mathbf{D} = \left[\frac{\partial U}{\partial x} - \frac{\partial V}{\partial y}, \frac{\partial V}{\partial x} + \frac{\partial U}{\partial y} \right],$$

这个量表示了流场的变形场结构, 其 x 分量是变形场的拉伸部分, y 分量是切变部分。 \mathbf{E} 矢量^[25]表示为

$$\mathbf{E} = \left[\frac{1}{2}(v'^2 - u'^2), (-u'v') \right],$$

从 \mathbf{E} 矢量的表达式看, 它的 x 分量表达了偏离纬向流的扰动情况, y 分量表示扰动西风动量的南北输送。Orlanski^[23]曾指出 \mathbf{E} 矢量 x 分量的时间平均效应是激发流场的槽脊结构, y 分量的平均效果是引起背景流场涡度的变化: $(-u'v')$ 的正值($u'v'$ 的负值)对应正涡度, 负值对应负涡度。

由图 5a、c 可见, 阻塞行星尺度流场的 \mathbf{D} 矢量在阻塞区域主要表现为显著的拉伸形势, 在脊后是较明显的切变区。偶极子型阻塞变形场结构呈南北对称, “ Ω ”型阻塞则主要在北部高压区具有强的拉伸形势, 南北分布不对称。由图 5b、d 所示的 \mathbf{E} 矢量分布表明扰动主要集中在阻塞区域——偶极子型阻塞的整个偶极子地带; “ Ω ”型阻塞的北部高压区域, y 方向表现为明显的辐合形势。这种辐合形势表明 \mathbf{E} 矢量 y 分量在阻塞区北部为负值, 南部为正值。图 6 给出了 \mathbf{E} 矢量 y 分量的分布形势, 图示说明扰动在阻塞北部引起负涡度, 在南部引起正涡度变化, 加强了阻塞形势。对于偶极子型阻塞这种加强作用是南北对称的, 而对于地形强迫下产生的“ Ω ”型阻塞, 由于流场结构本身的不对称性, 使得瞬变扰动强化作用的分布也不对称, 扰动的强迫在阻塞北部具优势, 这更加突出了这种北部高压占优势的不对称结构, 最后导致阻塞发展成为“ Ω ”型。可见, 在阻塞雏形发展成“ Ω ”型阻塞的过程中, 地形起到了非常重要的作

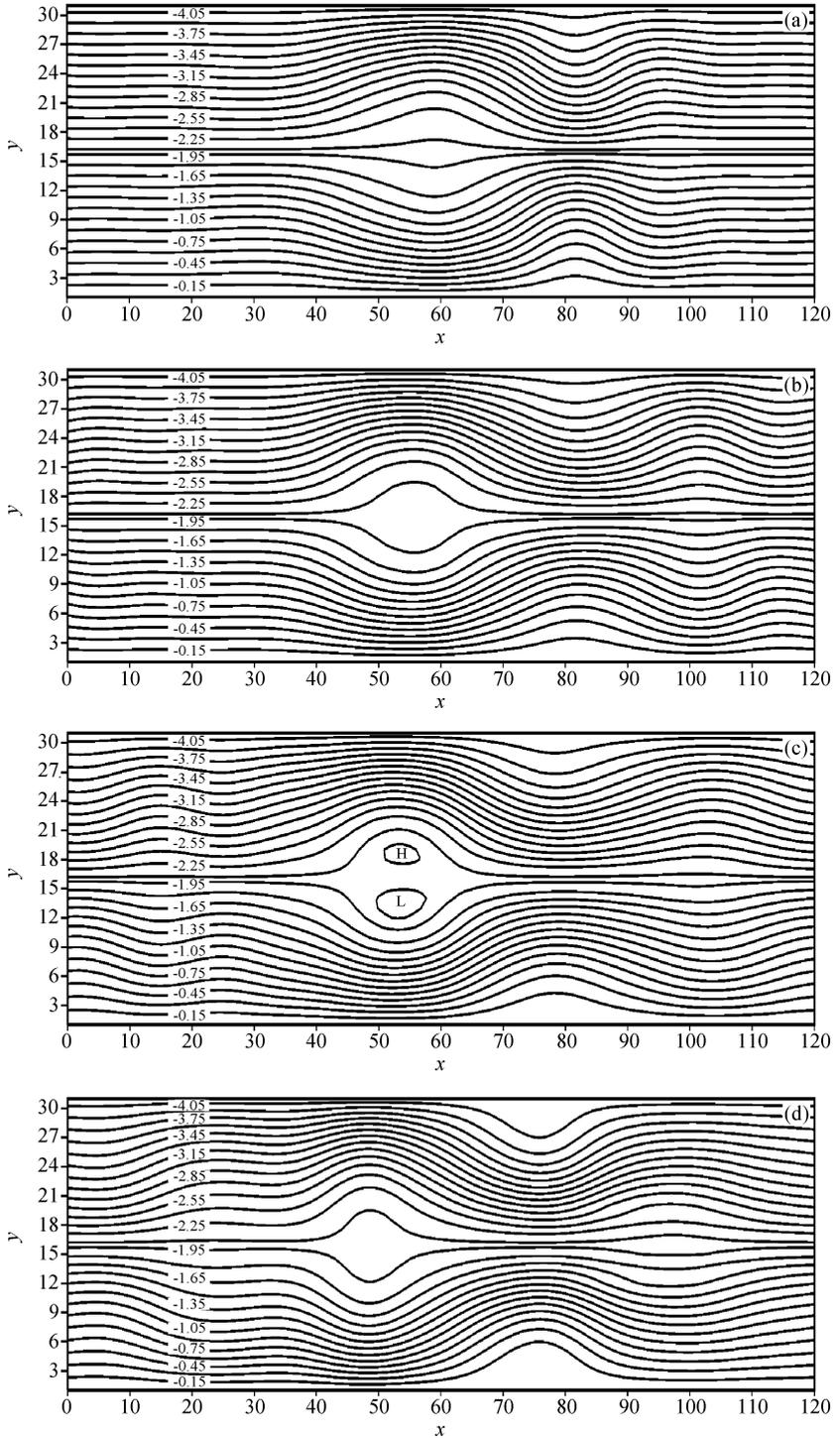


图 3 模拟的一次偶极子型阻塞过程中积分第 11、19、27 和 38 天时的无量纲流函数场
(a) ~ (d) 为大尺度背景场, 等值线范围: $-0.15 \sim -4.05$, 间距: 0.15

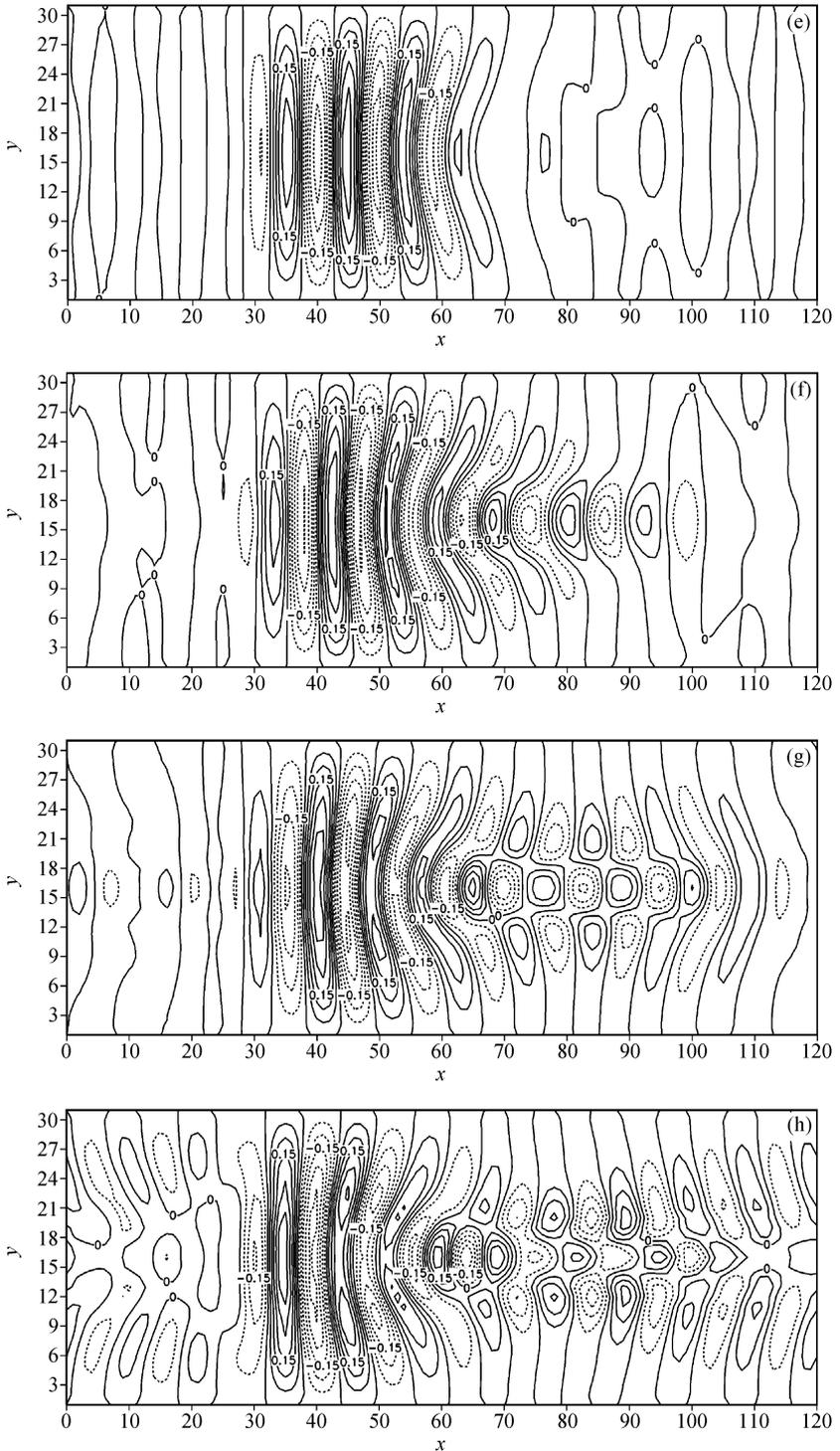


图 3 (续 1)

(e) ~ (h) 为瞬变扰动场

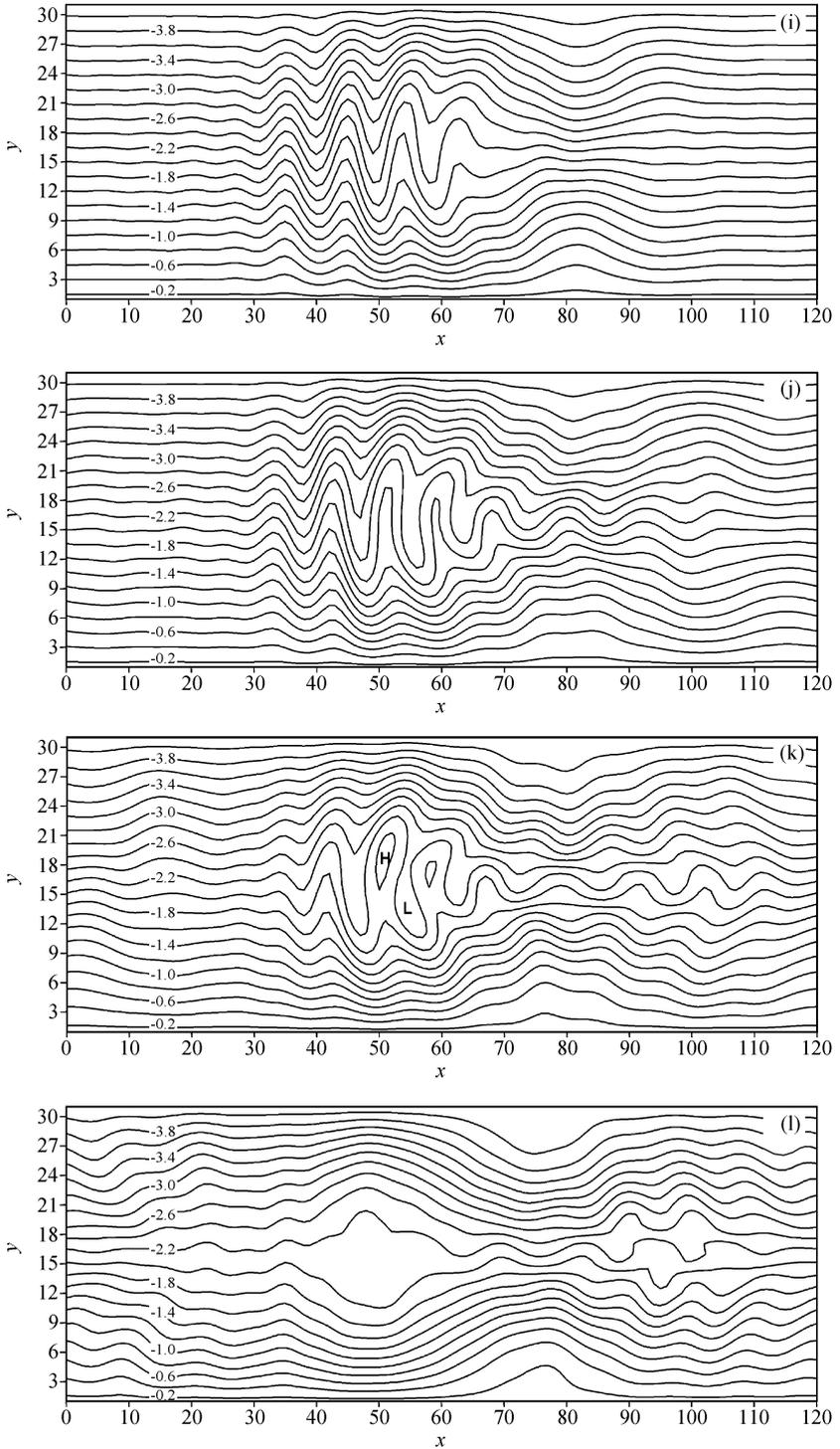


图 3 (续 2)

(i) ~ (l) 为合成场, 等值线范围: $-0.2 \sim -4.0$, 间距: 0.2

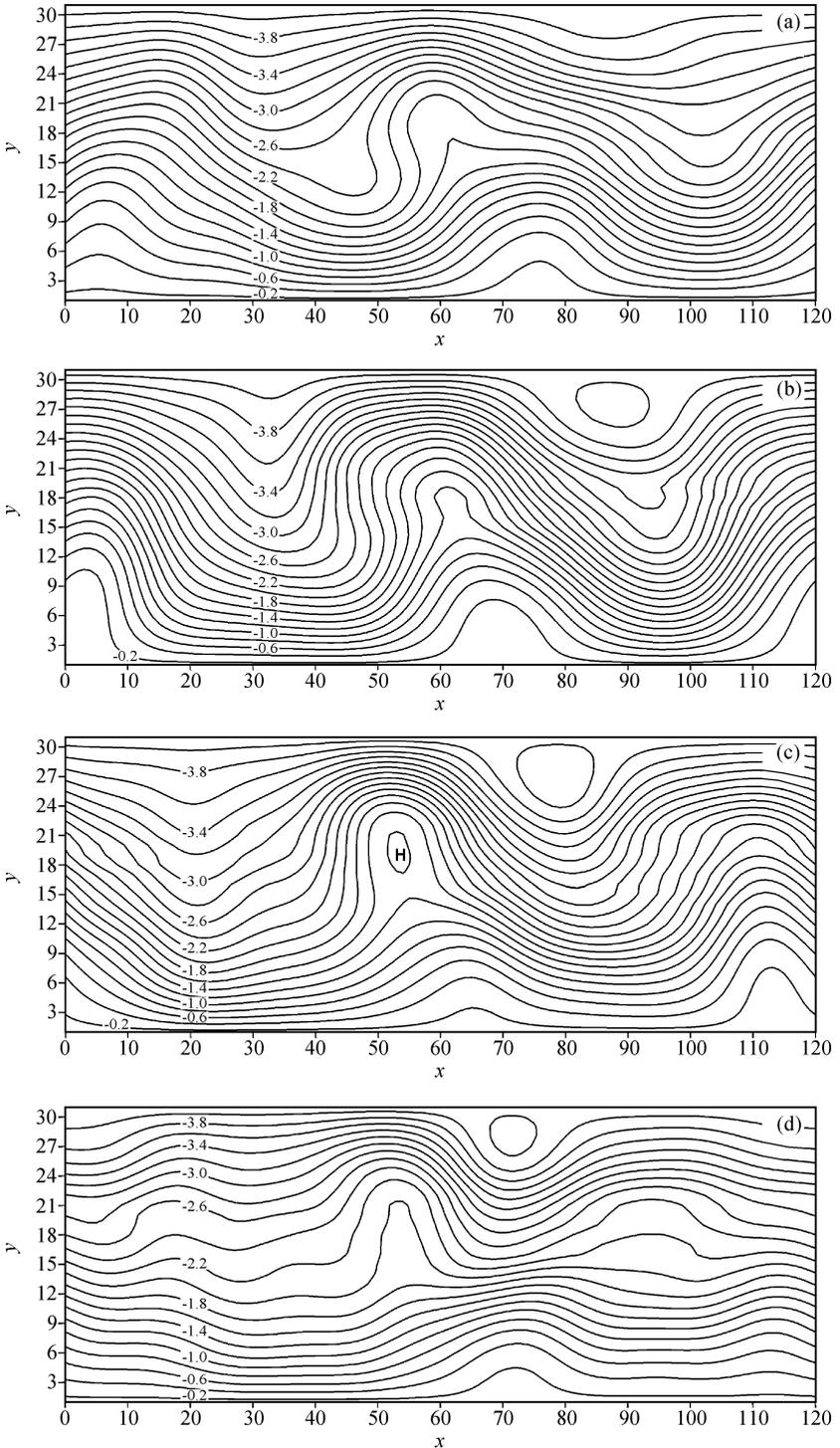


图4 模拟的一次地形强迫下阻塞过程中积分第30、36、44和50天时的无量纲流函数场，
(a)~(d)为大尺度背景场，等值线范围： $-0.2\sim-4.0$ ，间距：0.2

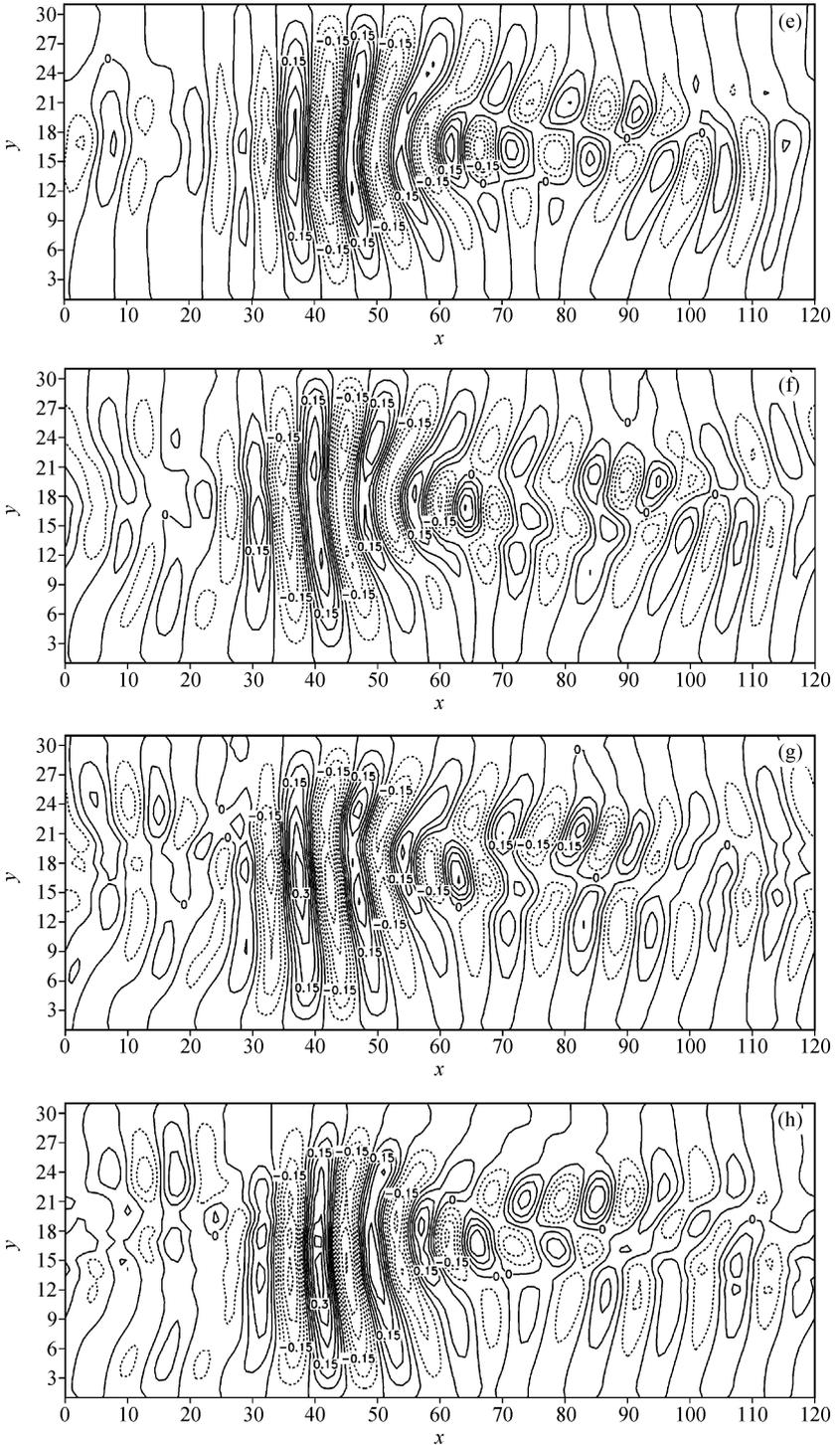


图 4 (续 1)

(e) ~ (h) 为瞬变扰动场

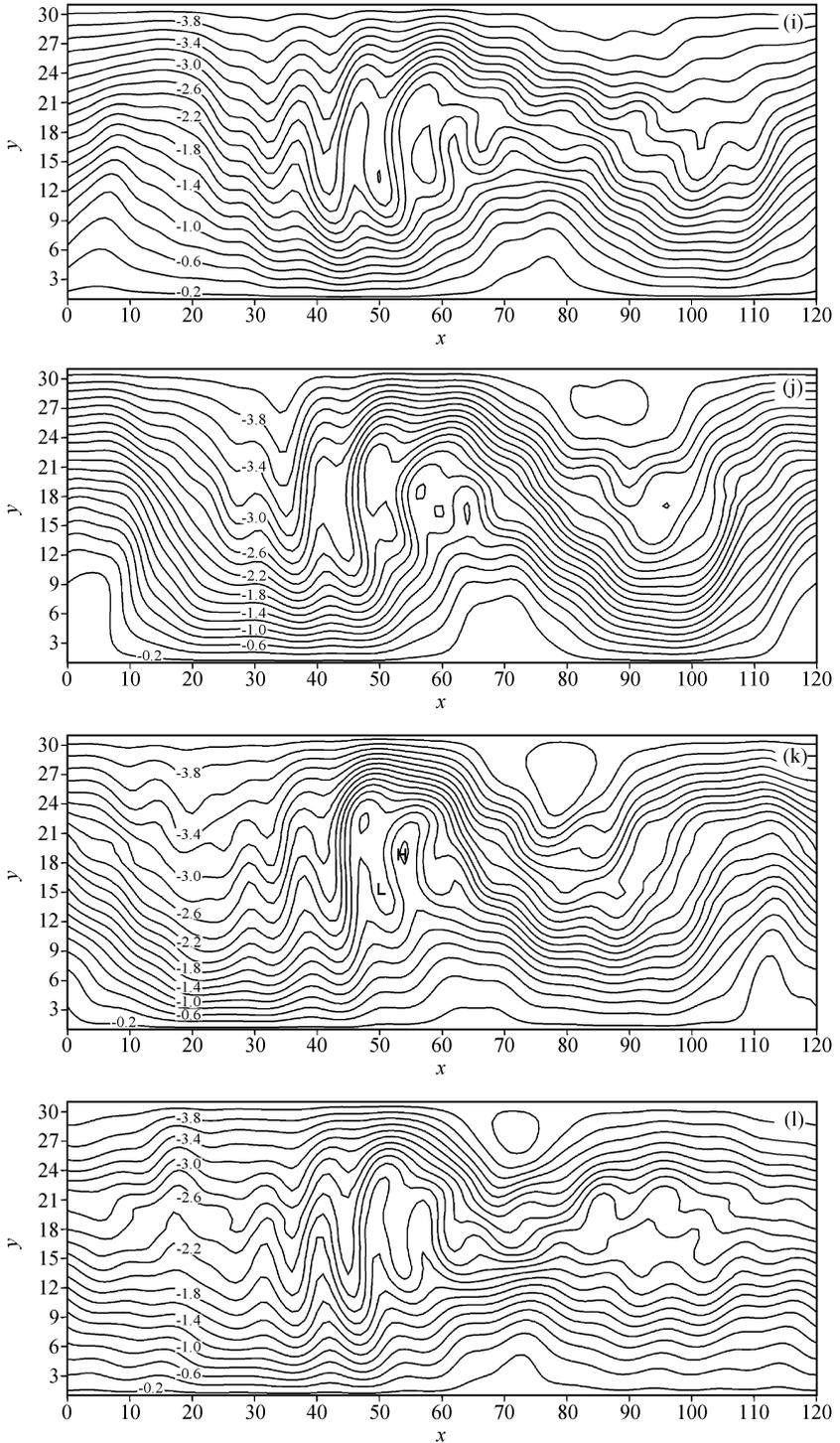


图 4 (续 2)

(i) ~ (l) 为合成场，等值线范围：-0.2~-4.0，间距：0.2

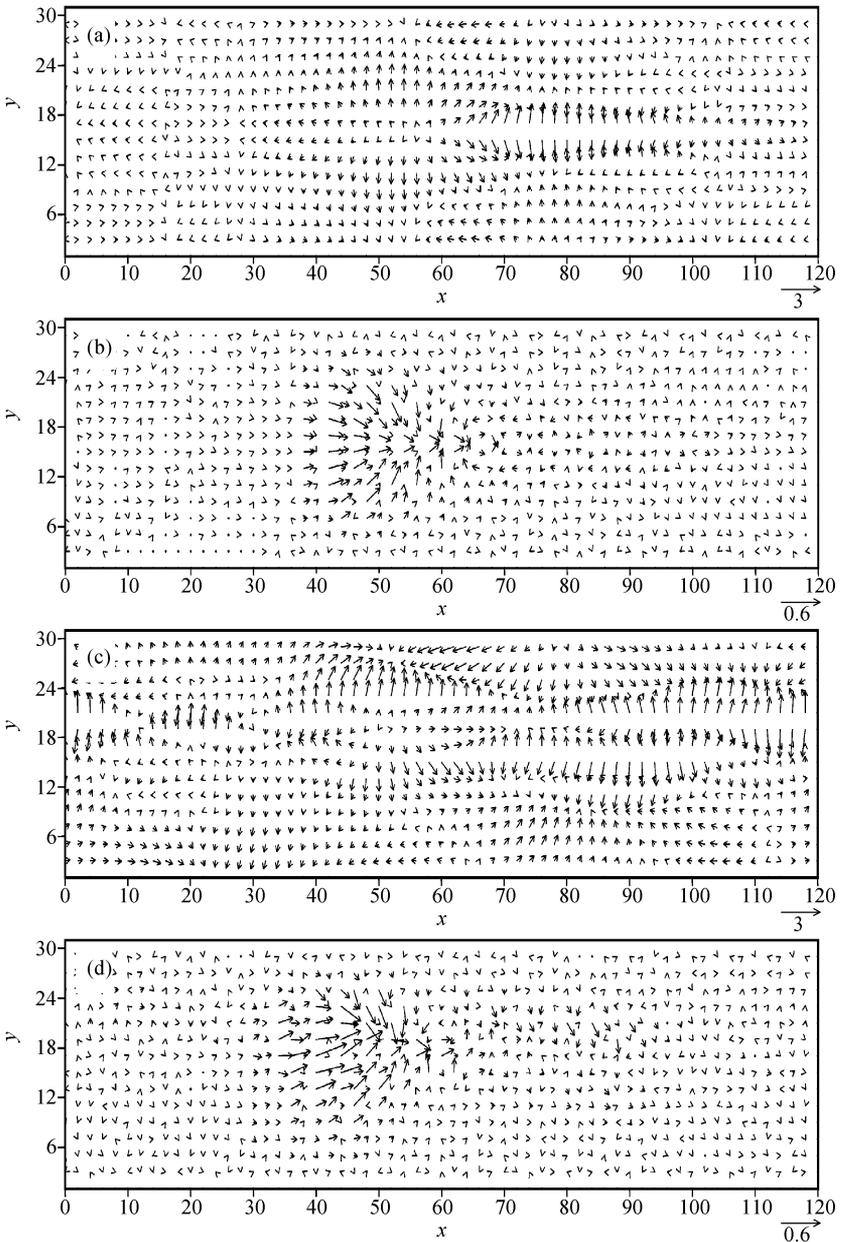


图5 偶极子型阻塞积分第27天和“Ω”阻塞流场积分第44天的 D 矢量分布和两种流场背景下瞬变扰动的 E 矢量分布：(a)、(c) 是 D 矢量，(b)、(d) 是 E 矢量

用：双波地形的强迫造成阻塞流场的南北不对称形势——高压得到加强，低压被弱化，这种不对称形势导致瞬变扰动强迫在阻塞的北部强于南部，这又进一步加强了这种不对称结构，最后流场由最初的偶极子形态发展成为“Ω”型。

4.1.3 区域平均阻塞与瞬变扰动能量的变化

图7中的方框表示模拟实验中的阻塞区域。图8是图7所示的两类阻塞生命循环过程中方框区域中行星尺度流场和瞬变扰动场各自的区域平均扰动量随时间的变化。图

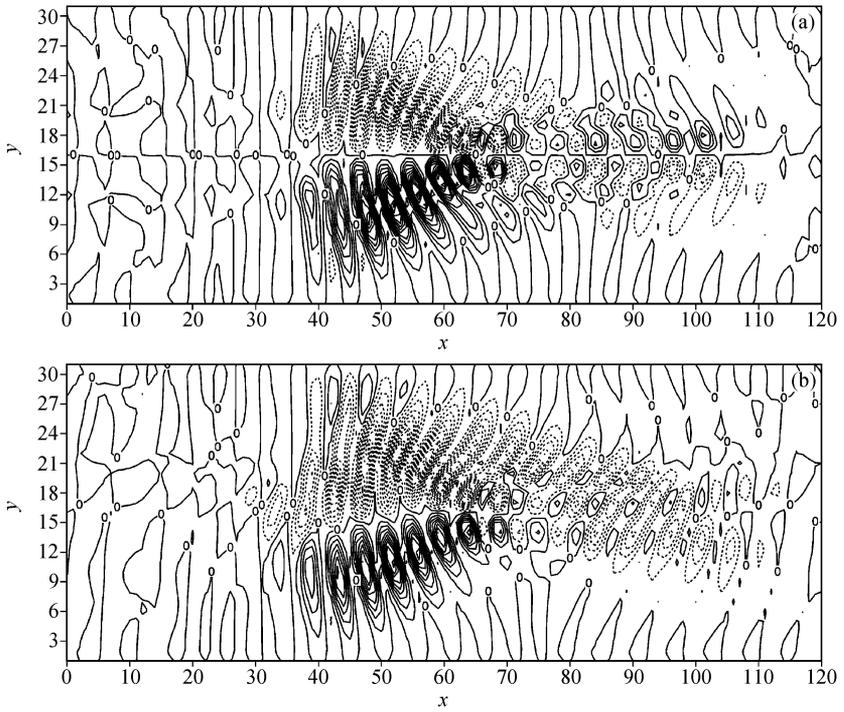


图 6 偶极子型阻塞积分第 27 天和“Ω”型阻塞积分第 44 天的 E 矢量的 y 分量的分布

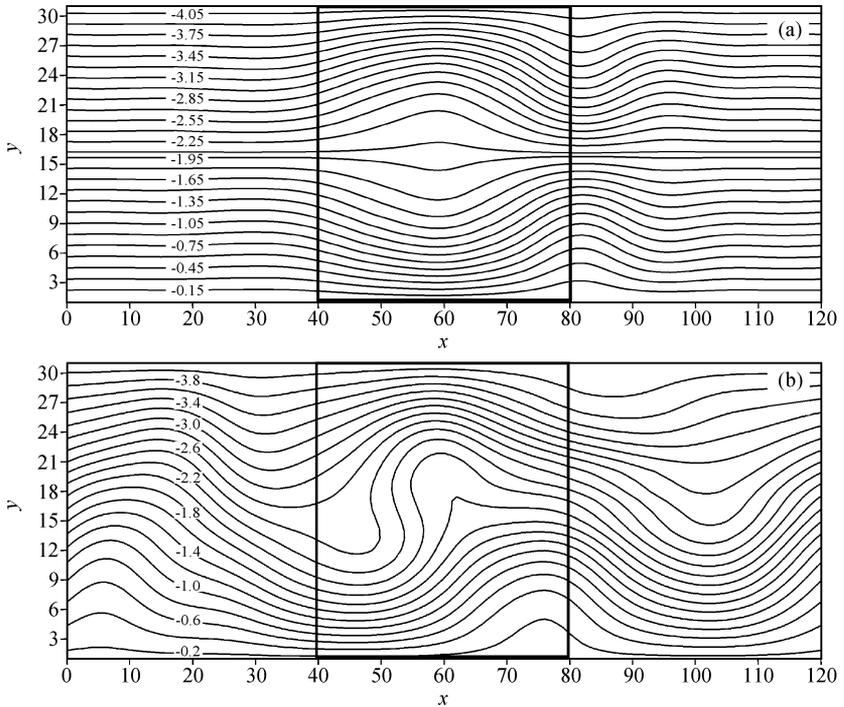


图 7 模拟试验中的阻塞区域 (方框所示)

(a) 偶极子型, 等值线范围: $-0.15 \sim -4.05$, 间距: 0.15;

(b) “Ω”型, 等值线范围: $-0.2 \sim -4.0$, 间距: 0.2

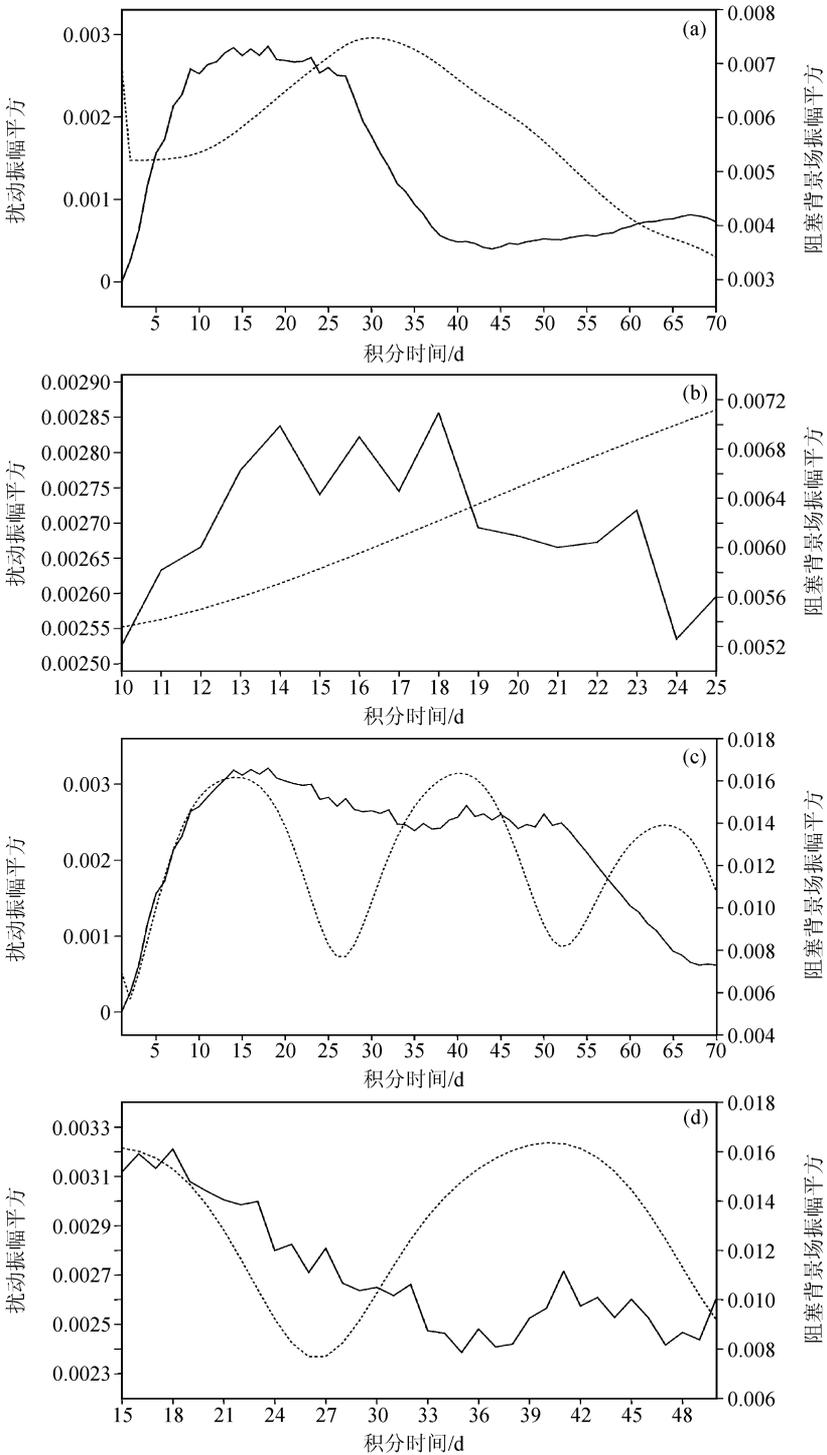


图8 阻塞区域中阻塞背景流场和瞬变扰动流场区域平均的扰动振幅随时间的变化

(a)、(b) 偶极子型；(c)、(d) “Ω”型

实线为扰动场振幅，虚线为阻塞背景流场振幅

8a 为无地形强迫情况下偶极型阻塞背景场与瞬变扰动能量随时间的变化, 图 8c 为有地形强迫条件下形成的“Ω”型阻塞背景场与瞬变扰动能量随时间的变化。对于只有瞬变扰动强迫的偶极型阻塞, 积分 25 天后造波器关闭 (此后瞬变扰动的能量迅速下降到一个低值), 受到扰动持续强迫的背景流场在涡源关闭之后继续增强, 2 天之后达到最强, 形成偶极子型阻塞, 然后减弱直至崩溃。图 8b 是图 8a 的一个局部——第 10 天到第 25 天 (涡源关闭之前阻塞持续发展时期), 从图中可以看到阻塞区域的瞬变扰动能量 (实线) 在涡源的作用下达到一峰值以后持续减小, 而阻塞流场的能量 (虚线) 一直增长。图 8a 显示在阻塞崩溃后瞬变扰动能量有所回升, 这说明瞬变扰动将能量传输给阻塞流型, 图 5 中 \mathbf{E} 矢量的分布形势也说明了瞬变扰动在阻塞北部加强高压, 在南部加强低压。这一点已经得到了很多研究的证实^[2,8]。如图 8c 所示, 在地形和瞬变扰动强迫下形成了生命周期约为 25 天的“Ω”型阻塞, 积分 50 天后关闭涡源 (第 50 天以后瞬变扰动能量骤降)。图 8d 是图 8c 的局部, 给出了下文能量分析中所选取的一个阻塞生命循环。在阻塞发展期瞬变扰动能量持续减少, 阻塞到最强盛日以后及衰减的几天瞬变扰动能量有所回升, 这和图 8a 中的偶极子阻塞的情形类似。图 3、4 所示, 达到阻塞最强盛期的积分天数分别为 27 天和 44 天, 但用于分析的阻塞过程是在流场发展过程中截取的, 除去初期调整后发展起来的一个独立生命过程。结合图 3、4 和图 8 可以发现, 这个生命过程中偶极子型阻塞和“Ω”型阻塞的形成时间大致为 20 天。通常意义上, 实际大气阻塞的形成时间为 1~3 周, 所以从这个意义上讲, 计算的结果可以作为对实际阻塞的一种模拟。此外, 由于计算阻塞及瞬变扰动能量所涉及的只是局地区域, 并且未计算基本纬向流的能量, 这里的能量并不是守恒的, 所以图 8 并不能说明瞬变扰动和阻塞流场间纯粹的能量消长关系。从阻塞区域两种尺度流场的平均能量演变中所看到的最明显的现象, 是阻塞流场的发展得到瞬变扰动的贡献。由于本文的讨论重点是阻塞流场对瞬变涡列移动路径的影响, 所以尺度间能量消长关系在此不作深入讨论, 而且如上所述数值试验的设计也不适合探讨这个问题, 这个实验的目的仅仅是模拟一个瞬变扰动与阻塞流场相互作用的完整阻塞过程, 进而分析不同类型的阻塞流场对瞬变扰动涡列分布和移动路径的影响。

4.2 瞬变扰动能量收支情况的细致结构分析

为了讨论本文所涉及的两种背景流场条件下瞬变扰动波包与阻塞流场相互作用过程中, 扰动不稳定能量的收支情况, 本文采用了以下描述局地能量变化率的方程^[25]:

$$K'_t = \mathbf{E} \cdot \mathbf{D} - \nabla \cdot (\mathbf{V}K') - \nabla \cdot (\mathbf{v}'p^{(1)}), \quad (9)$$

其中, $K' = (1/2)(u'^2 + v'^2)$ 表示局地扰动能量, $\mathbf{E} = [(1/2)(v'^2 - u'^2), (-u'v')]$ 表示扰动的局地结构, \mathbf{D} 为背景流场的变形场, $\mathbf{D} = [(\partial U/\partial x - \partial V/\partial y), (\partial V/\partial x + \partial U/\partial y)]$; 无量纲扰动压强表示为 $p = (p/\rho U^2)_{\text{dim}}$, 参数 $p^{(1)}$ 是 p 的非地转部分, 定义为

$$p = p^{(0)} + p^{(1)},$$

$$p_x^{(0)} = \frac{v'}{Ro}, \quad p_y^{(0)} = \frac{-u'}{Ro}, \quad Ro = \frac{U}{fL}.$$

$p^{(1)}$ 通过以下方程得到:

$$\nabla^2 p^{(1)} = -4u'_x U_x - 2u'_y V_x - 2v'_x U_y, \quad (10)$$

边界条件为: x 方向为周期边界, y 方向为固壁边界。

由方程 (9) 可知, 局地能量的变化来自于三部分: (1) 背景流场能量向扰动流场转换 ($\mathbf{E} \cdot \mathbf{D}$); (2) 背景流场平流作用对局地扰动场的贡献 [$-\nabla \cdot (\mathbf{V}K')$]; (3) 非地转气压扰动通量在局地的辐散辐合 [$-\nabla \cdot (\mathbf{v}'p^{(1)})$].

(9) 式的第一项——扰动能量转换项由 \mathbf{E} 矢量和 \mathbf{D} 矢量的点乘得到, 这说明若 \mathbf{D} 与 \mathbf{E} 为正相关, 则扰动能量传给背景场, 反之则从背景场得到能量。从图 5 可以看到, 在阻塞区域 \mathbf{D} 矢量和 \mathbf{E} 矢量的分布是反相关的——变形场表现为强的南北向拉伸, \mathbf{E} 矢量则在南北向上呈辐合状分布。这样, 可以推论在阻塞区域扰动能量的转换方向是扰动能量向阻塞场转换。图 6 所示的 \mathbf{E} 矢量的 y 分量分布也表明在阻塞发展强盛时期扰动持续的丧失能量。方程 (9) 的第二项表示背景流场对扰动的平流作用对瞬变扰动能量时间变化的贡献, 这一项的作用使得扰动向下游传播。方程 (9) 的第三项是非地转气压扰动通量的散度, 也是扰动能量向下游传播的原因。下面对两种不同结构的背景流场条件下瞬变扰动的能量收支情况进行详细讨论。

4.2.1 偶极子型阻塞背景流场结果

图 9 给出了在偶极子阻塞背景流场的作用下, 阻塞强盛期扰动能量变化的瞬时场。图 9a 所示的是扰动能量与背景场能量转换项的分布, 由图可知在阻塞区域转换项为负值, 说明在阻塞区域扰动失去能量。而在阻塞区域的南北外围 (图中 $y > 21$ 、 $y < 9$) 分布着强度较小的正值区, 说明在阻塞的外围扰动从背景流场得到能量, 但不是很大。背景流场平流作用引起的扰动能量变化如图 9b 所示, 图中扰动能量平流输送的散度主要南北对称地分布在阻塞区的外沿, 背景场的平流作用只是引起了扰动能量在空间的重新分布, 使得扰动能量向下游传播, 对瞬变扰动能量变化的总贡献为零。这样在该项的作用下扰动能量在南北边沿由上游向下游传播。图 9c 给出了非地转气压扰动通量 (波能通量) 在局地的辐散辐合, 结果显示, 这一项的贡献区域平均为零, 它的作用也是使扰动向下游传播。从分布上看, 它在阻塞区域为大值区而在阻塞南北边沿较小, 这是因为非地转气压扰动在涡旋区为大值。这一项也是显著的南北对称, 不过与前两项比较, 非地转波能通量的辐合是最小的一项。但以上三项属于同一量级, 其中平流项比能量转换项大, 这说明瞬变扰动沿着阻塞南北边沿传播的行为是很显著的。三项对扰动能量变化的总贡献如图 9d 所示, 在阻塞的南北边缘, 三种作用对扰动能量变化贡献的总和主要表现为正负相间的波状分布, 这使得扰动沿着阻塞外围的分裂流自西向东移动; 在阻塞区域, 三贡献的总和为负, 扰动失去能量, 将一部分能量传递给背景阻塞流场, 这样扰动能量在阻塞区被削弱而分成两列, 沿着阻塞流场的南北边沿向下游移动; 同时, 背景阻塞流场由于在阻塞区得到瞬变扰动提供的能量而得到发展。

4.2.2 “ Ω ”型阻塞背景流场结果

图 10 给出了在“ Ω ”型阻塞流场背景下, 阻塞成熟期引起瞬变扰动能量随时间变化的各项瞬时场。由于背景流场结构的改变, 扰动能量变化各项及其总和的分布表现出与偶极子型阻塞流场条件下不同的特征——呈现南北不对称的分布结构。构成扰动能量变化的三项, 每一项都表现为北强南弱的特点。能量转换项在阻塞北部对阻塞能量的贡献明显大于南部, 这说明, 由于“ Ω ”型阻塞流场结构的特点, 使得北部的高压得到强化而南侧的低压并不明显发展。在阻塞区的北侧 (图中 $y > 21$), 能量转换项存在一较大的正值带, 在南侧却没有明显的正值区, 说明在“ Ω ”型阻塞扰动从背景场获

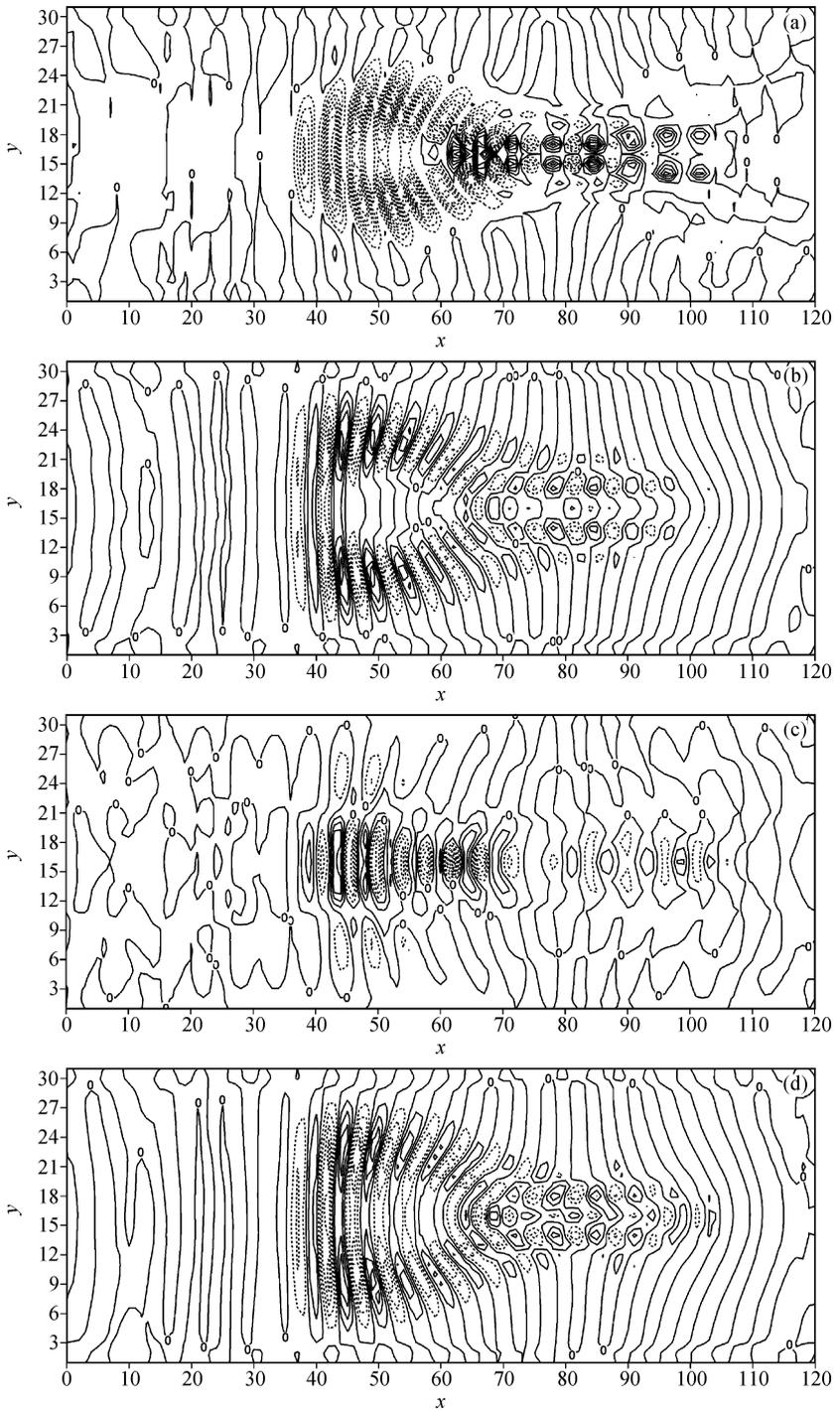


图9 偶极子阻塞积分第27天瞬变扰动能量变化分布，实线为正值，虚线为负值

- (a) 背景流能量向扰动流场转换（等值线间距为0.03）；(b) 背景流场平流作用对局地扰动场的贡献（等值线间距为0.1）；(c) 非地转气压扰动通量在局地的辐散辐合（等值线间距为0.05）；(d) 总扰动能量变化趋势（等值线间距为0.1）

得的能量明显强于南侧；背景流场平流项和偶极子流场情况一样，区域积分总贡献为零，起到使扰动能量向下游传播的作用，但与偶极型背景流场不同的是，在“ Ω ”型阻塞背景流场下北支的传播行为要强于南支；非地转波能通量的辐合辐散主要集中在阻塞区内，边缘区相对要弱，这一点与偶极子型情况是一致的，但不同的是“ Ω ”型阻塞条件下，空间结构不再南北对称，阻塞区内偏北的地域扰动波能通量要大一些，这一项的区域平均贡献为零。三项共同作用的结果使得瞬变扰动沿着高压北侧向下游移动，同时能量得到加强，在阻塞区瞬变扰动失去能量而减弱，在高压南侧由于流场结构的原因瞬变扰动既没有明显的传播行为，也几乎不能从背景流场得到能量。这就造成扰动涡旋在向下游移动的过程中表现为高压北侧的一支强而南侧的一支弱。从量级上看三项属于同一量级，其中平流项比能量转换项稍大，非地转气压扰动项最小，这与偶极子型阻塞的情况是一致的。虽然平流项的值最大，但因为平流项的区域积分是零，所以，由图 9 和图 10 可知，在阻塞的强盛时期，扰动涡旋场在阻塞的南北两侧或在北侧也得到加强，不过其总体能量是减弱的（图 8）。

通过以上的分析可知，阻塞流场与瞬变天气尺度扰动的相互作用的结果使得来自阻塞上游的一系列扰动涡在阻塞流场的作用下将围绕着阻塞的南北边沿向下游移动。阻塞的存在使得风暴轴地带瞬变扰动涡列分成南北两支，并且不同的阻塞流场结构对扰动涡列的反馈作用不一样。值得指出的是，地形强迫下形成的“ Ω ”型阻塞流场造成瞬变扰动涡列南北两支的不对称——北支强南支弱。Orlanski^[24]研究了太平洋风暴路径北偏的原因，指出多年冬季平均的风暴轴地带的高频涡所激发的时间平均涡度分布与气候平均的北太平洋驻波脊（位于阿拉斯加及阿留申群岛附近）的位相非常接近。这种涡度的位相分布加强了急流的东北—西南走向（北偏）。但是 Orlanski 也指出，风暴轴是受到驻波脊的调制而呈现东北—西南的走势，抑或时间平均驻波脊的存在是瞬变扰动激发的涡度分布的一种响应？其中的因与果很难分清。其次，Orlanski 所研究的是多年平均的驻波脊和瞬变扰动的关系，但其实更重要的应该非平均意义下的天气过程。在冬季北太平洋阿留申群岛和阿拉斯加附近是海陆差异造成的双波槽区，也是太平洋阻塞频发的地区，阻塞也时常表现为“ Ω ”型阻塞流场。本文的研究表明，急流出口处高压脊地区的瞬变扰动确实能激发与高压脊位相一致的涡度分布，从而加强脊的振幅。但瞬变扰动涡引起的涡度分布受到阻塞流场结构反馈作用影响，在本文研究的两类阻塞流场条件下呈现不同的分布：偶极子型阻塞条件下，涡度呈对称分布；在“ Ω ”型阻塞流场结构的条件下，瞬变扰动涡所激发的涡度分布呈现南北不对称的结构。扰动激发的涡度分布固然能够加强背景阻塞流场的“ Ω ”型分布形势，但是这种强化过程需要一个分布雏形作为先期的导向决定阻塞最终的成熟形态。而地形双波的存在造就了初期大尺度流场的南北不对称形势，这种不对称在瞬变扰动的作用下不断得到强化而形成“ Ω ”型阻塞。其次，涡动强迫下形成的阻塞流场的分布结构限制了瞬变涡动带的传播路径：瞬变扰动总是沿着阻塞流场的外沿向下游传播，“ Ω ”型阻塞流场的结构导致瞬变扰动在阻塞北沿传播的涡动振幅大，而在南边的传播不明显。所以，可以推论，没有先期特殊形势大尺度流场的调制作用，瞬变扰动涡动带的移动路径不会呈现特殊的走向。

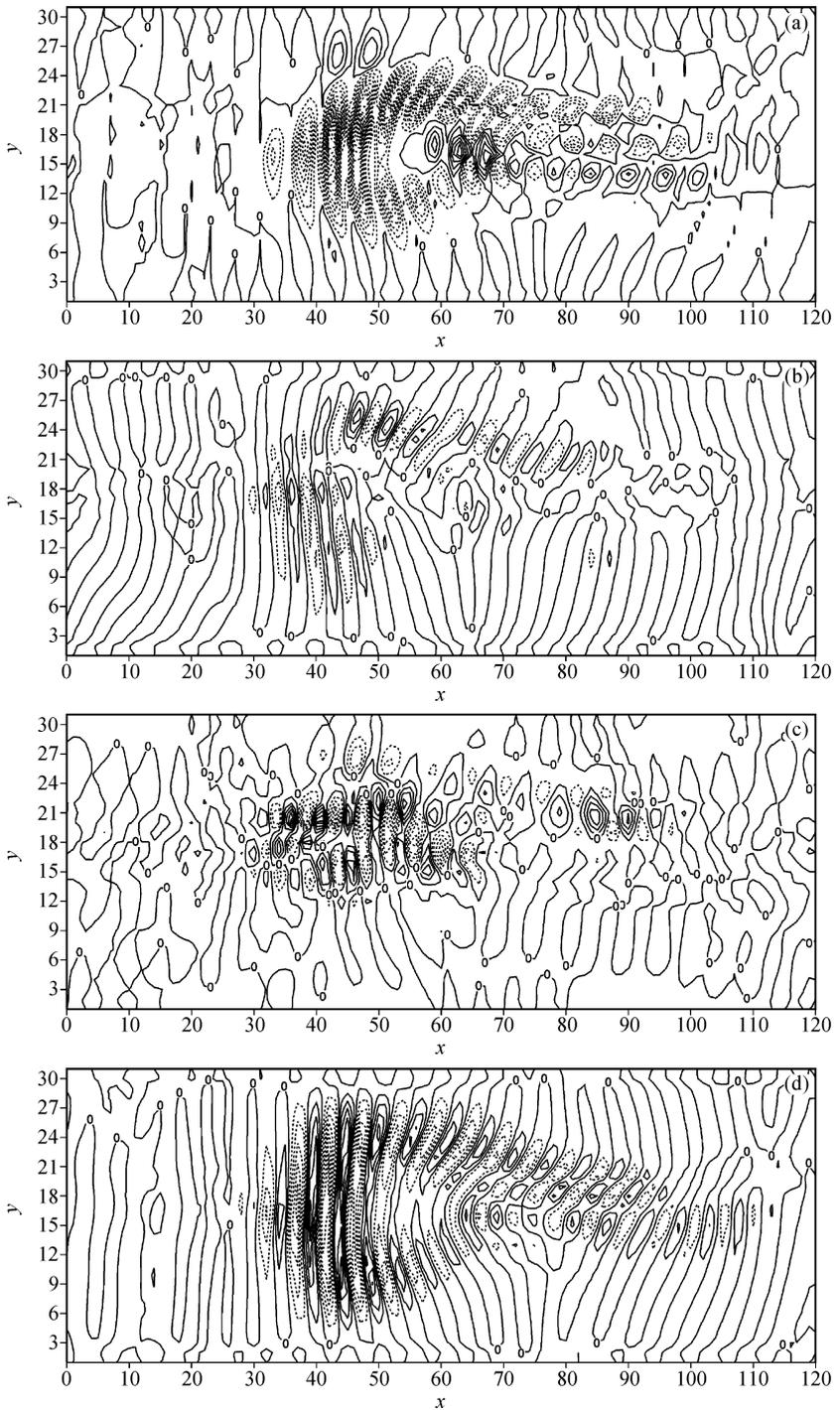


图 10 地形强迫下“ Ω ”型阻塞积分第 44 天瞬变扰动能量变化分布，实线为正值，虚线为负值
 (a) 背景流能量向扰动流场转换（等值线间距为 0.02）；(b) 背景流场平流作用对局地扰动场的贡献（等值线间距为 0.1）；(c) 非地转气压扰动通量在局地的辐散辐合（等值线间距为 0.05）；
 (d) 总扰动能量变化趋势（等值线间距为 0.1）

5 结 论

为了探讨瞬变涡旋在向下游移动过程中,遇到阻塞流场后与阻塞背景流场的相互作用情况以及不同形态的阻塞对风暴的反馈作用,本文借助于一个 β 通道正压模型来模拟瞬变天气尺度涡与大尺度阻塞流场相互作用以及阻塞流场对瞬变扰动涡列移动路径的影响,并用描述局地能量变化率的方程分析了能量收支情况的细致结构。结果表明:

(1) 在阻塞的生命循环过程中,来自上游的天气尺度瞬变扰动与阻塞流场相互作用。 E 矢量分析显示,扰动在阻塞北部引起负涡度变化,在南部引起正涡度变化,加强了阻塞形势。对于偶极子型阻塞这种加强作用是南北对称的,而对于地型强迫下产生的“ Ω ”型阻塞,由于流场结构本身的不对称性,使得瞬变扰动强化作用的分布也不对称,扰动的强迫在阻塞北部强于南部,这更加强了这种北部高压占优势的不对称结构,最后导致阻塞发展成为“ Ω ”型。

(2) 扰动的能量分析表明:在阻塞区域瞬变扰动将能量输送给阻塞——扰动失去能量;在阻塞的外围扰动沿着阻塞的边缘向下游传播,同时得到背景流场提供的能量。瞬变扰动由源区的一列受到阻塞流场的影响分裂成两列绕行于阻塞外围。

(3) 偶脊子型阻塞流场和“ Ω ”型阻塞对瞬变扰动移动路径的影响表现为不一样的特征:①在偶极子型阻塞作为瞬变涡的背景流场时,瞬变涡动在向下游移动的过程中,遇到阻塞流场时从背景流得到能量而加强同时分裂成两支,对称分布于阻塞的外缘。②在“ Ω ”型阻塞作为瞬变涡的背景流场时,风暴轴会受到“ Ω ”型阻塞流场结构的影响,瞬变扰动涡能量重新在空间分配,在阻塞北侧的那一支在向下游传播的过程中能量在阻塞北侧得到加强,南侧的一支其能量的增长强化不大,从而表现为北支强而南支弱的特点。这与实际观测的结果相一致。

致谢: 两位审稿人对本文的修改提出了许多宝贵的意见,使作者受益匪浅。作者在此对两位审稿人表示深深地感谢。

参 考 文 献

- 1 Rex, D. F., Blocking action in the middle troposphere and its effect upon regional climate: an aerological study of blocking action, *Tellus*, 1950, **2**, 196~211.
- 2 Shutts, G. J., The propagation of eddies in diffluent jet streams; eddy vorticity forcing of blocking flow fields, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 1983, **109**, 737~761.
- 3 Haines, K., and J. C. Marshall, Eddy-forced coherent structures as a prototype of atmospheric blocking, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 1987, **113**, 681~704.
- 4 吴国雄、刘辉、陈飞等,时变涡动输送和阻高形成——1980年夏中国的持续异常天气, *气象学报*, 1994, **52** (3), 308~319.
- 5 高守亭、朱文妹、董敏,大气低频变异中的波流相互作用, *气象学报*, 1998, **56** (6), 665~680.
- 6 陆日宇,夏季东北亚阻塞形势维持时的天气尺度波, *大气科学*, 2001, **25** (3), 289~302.
- 7 罗德海,大气中大尺度包络孤立子理论与阻塞环流,北京:气象出版社,1999, 113 pp.

- 8 Luo Dehai, Planetary-scale baroclinic envelope Rossby solitons in a two-layer model and their interaction with synoptic-scale eddies, *Dyn. Atmos. Oceans*, 2000, **32**, 27~74.
- 9 罗德海, 阻塞非线性动力学, 北京: 气象出版社, 2000, 248 pp.
- 10 Luo, D., F. Huang, and Y. Diao, Interaction between antecedent planetary-scale envelope soliton blocking anti-cyclone and synoptic-scale eddies: Observations and theory, *J. Geophys. Res.*, 2001, **106**, 31795~31815.
- 11 Cai, M., and M. Mak, Symbiotic relation between planetary and synoptic waves, *J. Atmos. Sci.*, 1990, **47**, 2953~2968.
- 12 李双林、纪立人、倪允琪, 夏季乌拉尔地区大气环流持续异常, 科学通报, 2001, **46** (9), 753~757.
- 13 Rex, D. F., Blocking action in the middle troposphere and its effect upon regional climate: the climatology of blocking action, *Tellus*, 1950, **2**, 275~301.
- 14 Hansen, A., and T. C. Chen, A spectral energetics analysis of atmospheric blocking, *Mon. Wea. Rev.* 1982, **110**, 1146~1159.
- 15 Lejenäs, H., and H. Økland, Characteristics of Northern Hemisphere blocking as determined from a long time series of observational data, *Tellus*, 1983, **35A**, 350~362.
- 16 Blackmon, M. L., J. M. Wallace, N. -C. Lau et al., An observational study of the northern Hemisphere wintertime circulation, *J. Atmos. Sci.*, 1977, **34**, 1040~1053.
- 17 Blackmon, M. L., Y. -H. Lee, and J. M. Wallace, Horizontal structure of 500 mb height fluctuations with long, intermediate and short time scales, *J. Atmos. Sci.*, 1984, **41**, 961~979.
- 18 Hoskins, B. J., and P. J. Valdes, On the existence of storm-tracks, *J. Atmos. Sci.*, 1990, **47**, 1854~1864.
- 19 Blackmon, M. L., A climatological spectral study of the 500mb geopotential height of the Northern Hemisphere, *J. Atmos. Sci.*, 1976, **33**, 1607~1623.
- 20 Chang, E. K. M., S. Lee, and K. L. Swanson, Storm track dynamics, *J. Climate*, 2002, **15**, 2163~2183.
- 21 Mak, M., Wave packet resonance: instability of a localized barotropic jet, *J. Atmos. Sci.*, 2002, **59**, 823~836.
- 22 Chang, E. K. M., and I. Orlanski, On the dynamics of a storm track, *J. Atmos. Sci.*, 1993, **50** (7), 999~1015.
- 23 Lee, S., and I. M. Held, Baroclinic wave packets in models and observations, *J. Atmos. Sci.*, 1993, **50** (10), 1413~1428.
- 24 Orlanski, I., Poleward deflection of storm tracks, *J. Atmos. Sci.*, 1998, **55** (16), 2577~2602.
- 25 Mak, M., and M. Cai, Local barotropic instability, *J. Atmos. Sci.*, 1989, **46**, 3289~3311.
- 26 Luo, D., Near resonant topographically forced envelope Rossby solitons in a barotropic flow, *Geophys. Astrophys. Fluid. Dyn.*, 1999, **90**, 161~188.
- 27 Pierrehumbert, R. T., Local and global baroclinic instability of zonally varying flow, *J. Atmos. Sci.*, 1984, **41**, 2141~2162.
- 28 Bretherton, F. P., Critical layer instability in baroclinic flows, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 1966, **92**, 325~334.
- 29 Hoskins, B. J., M. E. McIntyre, and A. W. Robertson, On the use and significance of isentropic potential vorticity maps, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 1985, **111**, 877~946.
- 30 Mak, M., Non-hydrostatic barotropic instability: applicability to non-supercell tornadogenesis, *J. Atmos. Sci.*, 2001, **58**, 1965~1977.

A Dynamic Study of the Interaction between Transient Eddies and Blocking

Diao Yina¹⁾, Li Jianping²⁾, and Luo Dehai¹⁾

1) (*Department of Atmospheric Sciences, Ocean University of China, Qingdao 266003*)

2) (*State Key Laboratory of Numerical Modeling for Atmospheric Sciences and Geophysical Fluid Dynamics, Institute of Atmospheric Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100029*)

Abstract Using a β channel barotropic model, the paper discusses the interaction between the transient synoptic-scale eddies and the blocking, and investigates the role played by the “ Ω ” type blocking in affecting the moving trace of the storm track. An equation describing the changing rate of the local energy is applied to analysing the details of the energy budget of the transient eddies when they interact with the blocking flow. The results show that the initial weak planetary scale ridge can develop into a strong and steady blocking flow under the energy and the vorticity forcing of the synoptic eddies coming from upstream. The energy budget analysis of the synoptic eddies shows that in the blocking area the synoptic eddies lose energy while in the northern and southern vicinity of the blocking area eddies gain energy and move downstream along the northern and southern edges of the blocking area. Thus the upstream eddies are transformed from one train into two trains under the feedback of the blocking flow. Interacting with two different types of the blocking flow is considered in this paper, the transient synoptic eddies show the different traveling traces; when the background planetary scale the blocking flow is a dipole type, the trace of the eddies distribute symmetrically along the southern and northern edges of the blocking area; when the blocking flow is the “ Ω ” type, the traveling eddies show an asymmetric trace, viz the northern train is strong and the southern one is very weak. The results are consistent with the phenomenon showed by the observational data that the winter storm track is always deflecting northward.

Key words: blocking; transient eddy; storm track; interaction; dynamic study