

## 阻塞个例的动力学诊断分析

章基嘉 徐浩

(国家气象局)

**摘要** 本文利用欧洲中心球面网格点资料,对1981年10月4—27日维持于乌拉尔山区域的阻塞进行了初步的动力学分析。结果表明,本例中,位于阻塞上游的涡旋活动,类似于两大洋风暴路径后期处于衰弱期的涡旋,具有逆梯度的传输性质;类似于两大洋阻塞,涡动强迫过程同样存在于乌山阻塞的维持中;同时,乌拉尔山地形的作用也是不可忽视的。所以,在乌拉尔山区域涡动强迫作用和山脉地形影响一起维持阻塞。

**关键词** 乌拉尔山,阻塞高压,大气动力学,诊断分析,涡度,涡动

## 1 动力学分析的原理和方法

1981年10月,乌拉尔山区域的月平均阻塞面积指数较大,该月阻塞活动频繁,强度也较大。图1中实线为本区该月4—27日平均300hPa高度场对同期北半球平均高度的偏差 $\delta\bar{h}$ 。由图可见,该时段内平均阻塞明显,两个分支分别位于 $60^{\circ}\text{N}$ 、 $40^{\circ}\text{N}$ 。从逐日天气图上可以看到,气旋性涡动在高压体两侧活动,其西侧的气旋性涡动移向分支流,被导向南、北两个分支。高压先生成于该区域的西部上游,然后发展、缓慢移动,维持于该区域,最后减弱,而新的高压又生成于该区域西部,重复这样的过程。可见,阻塞并非一个静止现象。

本文采用欧洲中心球面网格点资料(格距为 $2.5^{\circ} \times 2.5^{\circ}$ )进行计算,资料包括一天一个时次的位势高度场、风场、温度场。所选区域位于 $40^{\circ}\text{—}95^{\circ}\text{E}$ 、 $25^{\circ}\text{—}72.5^{\circ}\text{N}$ 的 $23 \times 20$ 的网格范围,区域内包含了位于 $60^{\circ}\text{E}$ 、 $50^{\circ}\text{—}65^{\circ}\text{N}$ 附近的乌拉尔山脉。

Rhines(1979)<sup>[1]</sup>指出,从位涡的角度最有利于考察涡动和平均流的相互作用。

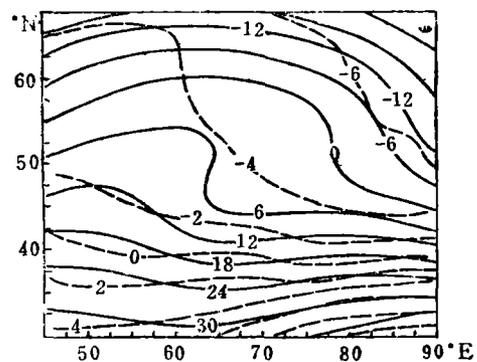


图1 1981年10月4—27日平均高度场(dagpm)、温度场(K)对同期北半球平均高度、温度的偏差 $\delta\bar{h}$ (实线)、 $\delta\bar{T}$ (虚线), 300hPa

Holopainen et al.(1982)<sup>[2]</sup>利用准地转位涡  $q$  进行了诊断分析, Illari(1984)<sup>[3]</sup>的研究也表明利用  $q$  进行动力学分析是一种有效手段。所以本文采用准地转位涡进行分析。

Illari(1984)<sup>[3]</sup>指出,由于假设条件比较粗糙,特别是静力稳定度不可能仅仅是水平位置的函数,所以在利用  $q$  进行全球尺度的诊断分析时必须小心。但是,对阻塞所维持的有限区域,利用准地转位涡  $q$  代替 Ertel 位涡又是有效且便利的。

在计算准地转位涡  $q$  的过程中,应用欧洲中心球面网格点上的风场、温度场,而不用高度场。

准地转位涡  $q$

$$q = \xi + f - f_0 \frac{\partial}{\partial p} \left( \frac{\delta T}{S(p)} \right)$$

其中  $S(p) = -T_0(p) \frac{\partial}{\partial p} \ln \theta_0(p)$ , 为静力稳定度;  $T_0(p)$ 、 $\theta_0(p)$  分别为基态温度和位温廓线;  $f_0$  是平均科氏参数;  $\delta T$  为温度对  $T_0(p)$  的偏差。

在绝热无摩擦的条件下,等压面上有

$$\frac{\partial}{\partial t} q + \mathbf{v} \cdot \nabla q = 0 \quad (1)$$

为了研究涡动和时间平均流的相互作用,将变量分解为时间平均和涡动两部分代入(1)式,再进行时间平均,在定常条件下得到

$$\overline{\mathbf{v} \cdot \nabla q} + \overline{\mathbf{v}' \cdot \nabla q'} = 0 \quad (2)$$

其中“—”表示时间平均,“'”表示对时间平均的偏差。进一步,如果  $\nabla \cdot \mathbf{v}' = 0$ , 那么  $\overline{\mathbf{v}' \cdot \nabla q'}$  可以看作涡动位涡通量散度  $\nabla \cdot (\mathbf{v}' q')$ 。

当然,在这里时间平均的时段必须较好地选择,因为这个时段给出了平均和涡动的界限,而且,在所选时段内要求阻塞近似定常地维持。本文选取1981年10月4—27日(24天)作为时间平均的时段。在这个时段内既包含了几个瞬变系统,又不是太长以至平滑掉环流异常的特征,所以本文个例分析中的涡动包括从24小时到24天的时间尺度范围。

## 2 对位涡守恒方程的讨论

图1给出了该区域所取时段内300hPa平均高度场、温度场分别对同期北半球平均高度、温度的偏差。与200hPa、500hPa(图略)比较可知,在本区域所取时段的平均高度场上具有典型的阻塞形势,而且其在平流层部分冷、对流层部分暖,具有相当正压的垂直结构,尤其300hPa与500hPa有几乎垂直的位相线。

图2表示平均相对涡度  $\overline{\xi}$ 。由图可见,在相对涡度场中明显具有北部高压南部低压的特征。区域内中高纬的大部分地区具有反气旋性涡度,有两个反气旋涡度中心,其中一个位于临近乌拉尔山上游,大约55—60°E、60—62.5°N,另一个位于乌拉尔山下游

较远处, 大约 $77.5-80^{\circ}\text{E}$ 、 $55-57.5^{\circ}\text{N}$ 。这种分布可能暗示了乌拉尔山“迎风坡”、“背风坡”效应的影响。一个强烈的气旋性涡度中心位于 $65-70^{\circ}\text{E}$ 、 $45^{\circ}\text{N}$ 。

由 $\bar{\xi} + f$ 、 $-f_0 \frac{\partial}{\partial p} \left( \frac{\delta \bar{T}}{S(p)} \right)$ 的分布可知(图略), 在阻塞区绝对涡度 $\bar{\xi} + f$ 和 $-f_0 \frac{\partial}{\partial p} \left( \frac{\delta \bar{T}}{S(p)} \right)$ 均较小, 从而使得在阻塞区内具有几乎一致的低 $\bar{q}$ (如图3a中虚线)。也就是说, 阻塞区是异常的, 几乎一致的低 $\bar{q}$ 区。

这种低 $\bar{q}$ 区是如何形成和维持的呢? 为此讨论了方程(2)中的平均流的作用项 $\bar{\mathbf{v}} \cdot \nabla \bar{q}$ 和涡动强迫项 $\overline{\mathbf{v}' \cdot \nabla q'}$ 。在300hPa,  $\bar{q}$ 的异常较大, 平均流对 $\bar{q}$ 的作用较强, 而且瞬变涡动的活动也最为活跃, 所以讨论在300hPa等压面上进行。

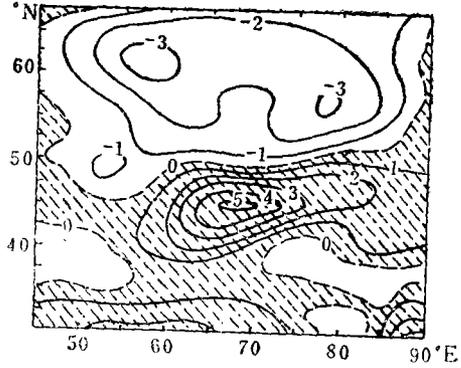


图2 300hPa, 平均相对涡度 $\bar{\xi}$  ( $10^{-5}\text{s}^{-1}$ ), 阴影区为气旋性涡度

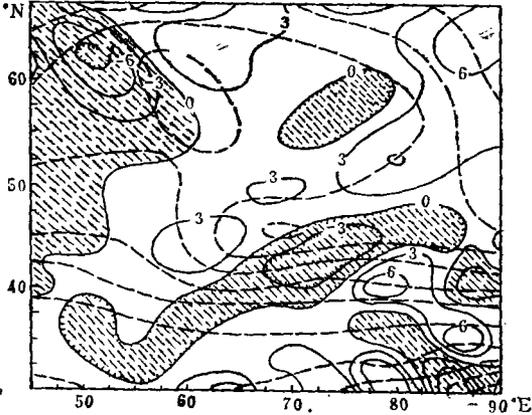


图3a 300hPa, 平均流作用项 $\bar{\mathbf{v}} \cdot \nabla \bar{q}$  ( $10^{-10}\text{s}^{-2}$ ), 虚线为 $\bar{q}$  ( $10^{-5}\text{s}^{-1}$ ), 阴影为负

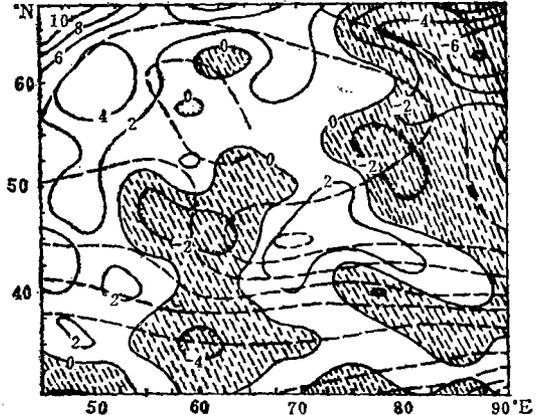


图3b 300hPa, 涡动强迫项 $\overline{\mathbf{v}' \cdot \nabla q'}$  ( $10^{-10}\text{s}^{-2}$ ), 虚线为 $q'$  ( $10^{-5}\text{s}^{-1}$ ), 阴影为负

图3a、b分别表示方程(2)的左端两项 $\bar{\mathbf{v}} \cdot \nabla \bar{q}$ 和 $\overline{\mathbf{v}' \cdot \nabla q'}$ 。由图3a可见, 平均流有把 $\bar{q}$ 图形向下游移动的趋势。Illari(1984)<sup>[3]</sup>给出了平均流对阻塞流型作用时间尺度为1天, 数值试验也表明, 如果没有其他项的作用, 阻塞流型将在1、2天内被平流掉。比较图3a、b可见, 涡动强迫作用与平均流对平均位涡 $\bar{q}$ 的作用有相互平衡的趋势, 特别是在本区 $75^{\circ}\text{E}$ 以东 $\bar{\mathbf{v}} \cdot \nabla \bar{q}$ 与 $\overline{\mathbf{v}' \cdot \nabla q'}$ 趋势相反而强度相当, 两者相互平衡。在临近乌拉尔山的上游,  $\bar{\mathbf{v}} \cdot \nabla \bar{q}$ 与 $\overline{\mathbf{v}' \cdot \nabla q'}$ 作用趋势也相反, 但 $\bar{\mathbf{v}} \cdot \nabla \bar{q}$ 的强度比 $\overline{\mathbf{v}' \cdot \nabla q'}$ 要大得多, 该处阻塞得以维持不仅仅由于涡动的强迫作用, 同时乌拉尔山迎风坡效应的作用也是明显

的。临近乌拉尔山的下游大约60—75°E、52.5°N以北， $\overline{v \cdot \nabla q}$ 与 $\overline{v' \cdot \nabla q'}$ 具有相同的趋势，都有利于该处反气旋性涡度的发展，但从位涡倾向项来看，这里的阻塞强度变化小，反气旋性涡度甚至有减弱的趋势，这就表明，由于乌拉尔山脉背风坡效应不利于反气旋性涡度的发展，背风坡的效应在这里平衡了 $\overline{v \cdot \nabla q}$ 和 $\overline{v' \cdot \nabla q'}$ 两项的作用，阻塞得以准定常地维持。

当然，由于方程(2)是在定常、准地转、绝热、无摩擦的条件下成立的，所以 $\overline{v \cdot \nabla q}$ 与 $\overline{v' \cdot \nabla q'}$ 的不平衡也可能是由于所取平均时段的影响、准地转的假设、非绝热作用或者资料中的误差。在所选区域的中低纬有些地方， $\overline{v \cdot \nabla q}$ 与 $\overline{v' \cdot \nabla q'}$ 符号相同就可能是因为非绝热加热的影响。总之，从本例分析可知，在乌拉尔山区域涡动强迫作用和山脉大地形一起维持该区域的阻塞。

图3b的一个重要特征就是位于闭合 $\bar{q}$ 处的北-南向，辐散-辐合的偶极结构。在关于阻塞维持的局地强迫理论中，这是涡动强迫作用的一个重要表现。涡动强迫理论认为，由于涡动在分支流中的形变，导致了增强的涡能向大尺度流型(阻塞)的串级和向南的顺梯度涡动位涡通量，其散度就构成这种偶极结构，维持阻塞。但从上面的分析知道，在乌拉尔山区域涡动的强迫并非阻塞维持的唯一原因，山脉的作用是不应忽视的。

### 3 对位涡拟能方程的讨论

本节试图通过计算瞬变涡动通量的空间分布，利用位涡拟能方程加以讨论，以了解该区域中涡动通量的情况和涡动强迫过程；同时，对涡动位涡通量与局地平均位涡梯度关系的认识将有利于了解天气尺度系统的传输过程和性质，而且为数值模式中对这种传输过程的参数化提供依据。一个适用于纬向平均涡动通量的参数化未必适用于局地、时间平均的涡动通量，因为纬向平均的涡动通量的顺梯度传输是基于整个纬圈总的考虑，而对局地涡动和平均流的作用就未必如此。事实上，处于成熟和衰弱期的涡动系统不同于其发展时期，可以导致逆梯度输送(Holland and Rhines(1980)<sup>[4]</sup>)。

Lau and Wallace(1979)<sup>[5]</sup>指出，因为天气尺度系统的地转性，它们的涡动通量包含一个旋转部分，它时常掩盖了动力学上很重要的辐散通量部分。为了分析涡动通量的辐散部分，文献[5]中利用数学方法将涡动通量分解为旋转和非旋转两部分。而Marshall and Shutts(1981)<sup>[6]</sup>利用位涡拟能方程定义了一个旋转通量，使得它垂直于平均位涡梯度的分量与平均流对位涡拟能的平流相平衡。方法如下：

从位涡方程出发，可得到

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{q'^2}{2} \right) + \overline{v'q'} \cdot \nabla \bar{q} + \overline{v} \cdot \nabla \frac{q'^2}{2} + \overline{v' \cdot \nabla \frac{1}{2} q'^2} = \overline{S_q'q'}$$

忽略小项 $\overline{v' \cdot \nabla \frac{1}{2} q'^2}$ ，并在定常条件下上式有

$$\overline{v'q'} \cdot \nabla \bar{q} + \overline{v} \cdot \nabla \frac{q'^2}{2} = \overline{S_q'q'}$$

其中  $S_0$  是位涡方程中的源汇项。

按 Marshall and Shutts (1981)<sup>[6]</sup> 的工作, 如果平均位涡  $\bar{q}$  沿平均流函数  $\bar{\psi}$  近似守恒或  $\bar{q} = \bar{q}(\bar{\psi})$ , 利用  $\bar{v} = \mathbf{k} \times \nabla \bar{\psi}$ , 可定义平流通量  $(\overline{v'q'})_R$ , 使得

$$(\overline{v'q'})_R \cdot \nabla \bar{q} + \bar{v} \cdot \nabla \frac{q'^2}{2} = 0 \quad (4)$$

其中, 平流通量,  $(\overline{v'q'})_R = \frac{1}{2} \mathbf{k} \times \nabla \left( \frac{d\bar{\psi}}{dq} q'^2 \right)$ , 下标 R 表示旋转性;  $\mathbf{k}$  表示垂直单位矢量。

这样余差通量为  $(\overline{v'q'})_* = \overline{v'q'} - (\overline{v'q'})_R$ 。

可以看出,  $\overline{v'q'}$  分解成  $(\overline{v'q'})_R$  和  $(\overline{v'q'})_*$  两项并不是一般的分成旋转无辐散和非旋转辐散两部分。这样定义的平均通量, 其垂直于平均位涡梯度的分量与平均流对位涡拟能的平流相平衡, 所以与涡动的发展和减弱相联系, 它并不代表  $\overline{v'q'}$  中全部的旋转部分, 因而余差通量  $(\overline{v'q'})_*$  也不是非旋转的。

图 4 给出了 300hPa  $\overline{v'q'}$ , 虚线为  $\bar{q}$ , 细实线为  $q'^2$ 。由图可见, 涡动位涡通量在上游的逆梯度和下游的顺梯度性质。可见, 本例中, 位于阻塞上游的气旋活动类似于两大洋上风暴路径后期衰弱的气旋一样具有逆梯度传输性质, 而且  $\overline{v'q'}$  具有明显的绕  $q'^2$  的旋转性。

图 5a 给出了  $\delta \bar{h}$  和  $\bar{q}$  的点聚图, 由图 5a 中直线的斜率, 利用关系  $\delta \bar{h} = \frac{f_0}{g} \bar{\psi}$ ,

可以得到  $d\bar{\psi}/d\bar{q}$ , 从而计算得到平流通量  $(\overline{v'q'})_R$ , 如图 5b (图略)。比较图 4

和图 5b 可知  $\overline{v'q'}$  与  $(\overline{v'q'})_R$  十分相似, 说明  $\overline{v'q'}$  中大部分为旋转性的。

图 6a、b 分别给出了方程 (4) 的左端两项  $\bar{v} \cdot \nabla (q'^2/2)$  和  $(\overline{v'q'})_R \cdot \nabla \bar{q}$ 。比较图 6a、b 可见,  $\bar{v} \cdot \nabla (q'^2/2)$  与  $(\overline{v'q'})_R \cdot \nabla \bar{q}$  相应地区符号相反, 量级相当, 即平流通量垂直于  $\nabla \bar{q}$  的分量很好地平衡了平均流对位涡拟能的平流。这说明本文应用图 5a 中表示的  $\delta \bar{h}$  与  $\bar{q}$  的关系对涡动位涡通量的分离是成功的。不过, 在闭合  $\bar{q}$  处, 上述两项的平衡不如其他地方好, 这可能是因为该处  $\bar{q}$  闭合, 而  $\delta \bar{h}$  不闭合,  $\bar{q}$  与  $\delta \bar{h}$  的函数关系不密切。

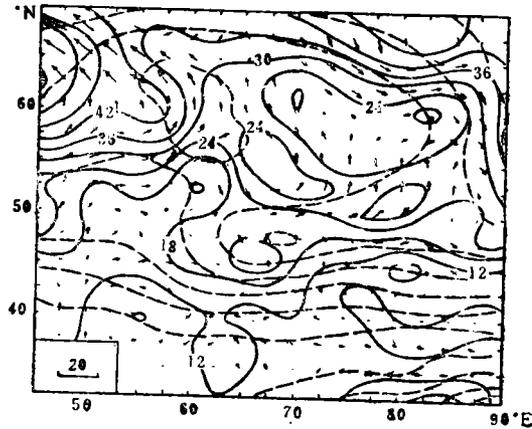


图 4 300hPa,  $\overline{v'q'}$  ( $10^{-5} \text{ms}^{-1}$ ), 虚线为  $\bar{q}$  ( $10^{-5} \text{s}^{-1}$ ) 实线为  $q'^2$  ( $10^{-10} \text{s}^{-2}$ )

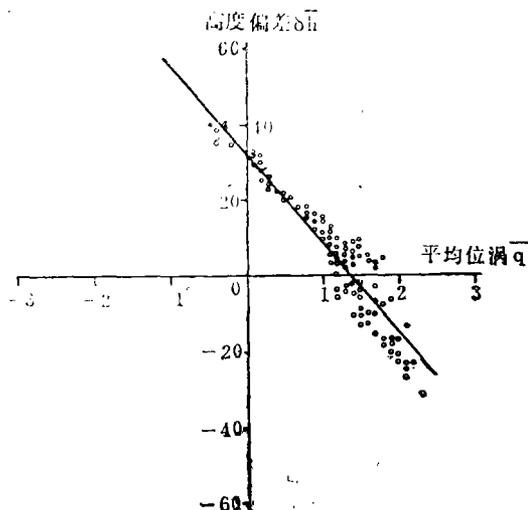


图5a 300hPa,  $\bar{q}$  ( $10^{-4} s^{-1}$ ) 和  $\delta h$  (dagr m) 的点聚图

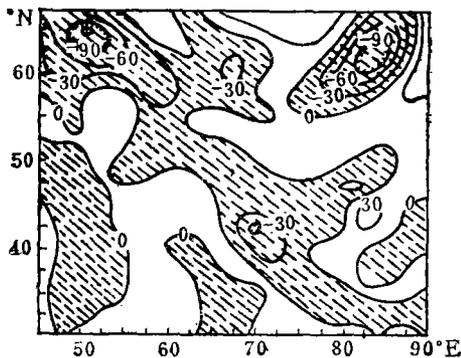


图6a 300hPa,  $\bar{\nabla} \cdot \nabla (q^2/2)$ , 等值线间距为  $3 \times 10^{-14} s^{-3}$

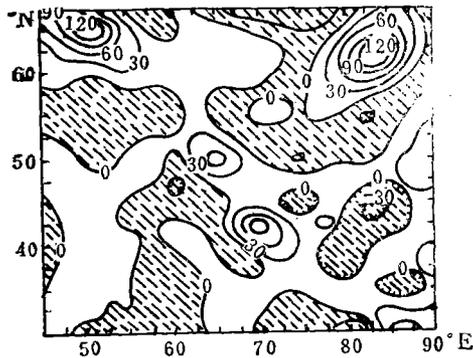


图6b 300hPa,  $(\bar{v}'q')_R \cdot \nabla \bar{q}$ , 等值线间距为  $3 \times 10^{-14} s^{-3}$

图7表示余差通量  $\bar{v}'q' - (\bar{v}'q')_R$ , 实线表示  $\bar{q}$ . 可以看到, 图7的一个特征就是闭合  $\bar{q}$  及其上游具有明显向南的顺梯度位涡通量. Shutts(1983)<sup>[7]</sup> 的数值试验, Illari and Marshall(1983)<sup>[8]</sup> 的动力学分析说明这种顺梯度的通量是由于天气尺度系统从南向北输送暖性低位涡的空气引起, 以平衡涡动在分支流中移动时, 由于形变而导致的增强的位涡拟能向大尺度流型(阻塞)的串级.

Illari and Marshall(1983)<sup>[8]</sup> 的研究表明气块在阻塞的西侧有可能进行大

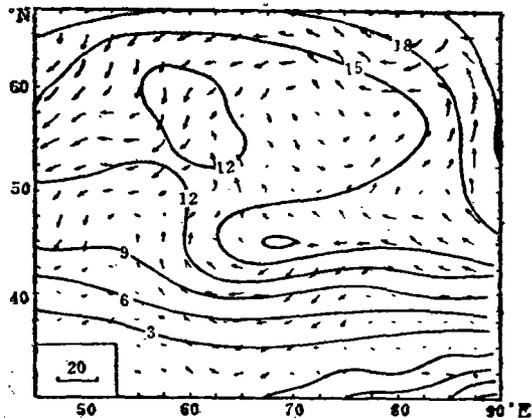


图7 300hPa, 余差通量  $\bar{v}'q' - (\bar{v}'q')_R$  ( $10^{-5} m s^{-2}$ ), 实线为  $\bar{q}$  ( $10^{-5} s^{-1}$ )

的经向移动。在一个轨迹跟踪研究中,发现低位涡空气在移近的槽前被间歇性地向北移动进入平均反气旋中心;类似地阻塞的南部由来自北面的高位涡空气所维持。在平均地转位涡 $\bar{q}$ 场中,南部的切断低压是很明显的。

方程(3)是在定常条件下成立的。方程中平均流的平流项是一个大项,并且 $\delta\bar{h}$ 与 $\bar{q}$ 的关系又不是很紧密, $(\overline{v'q'} - (\overline{v'q'})_R) \cdot \nabla\bar{q}$ 项在阻塞的主要区域是小项,与 $(\bar{v} \cdot \nabla(\bar{q}^2/2) + (\overline{v'q'})_R \cdot \nabla\bar{q})$ 相当。所以很难根据 $(\overline{v'q'} - (\overline{v'q'})_R) \cdot \nabla\bar{q}$ 的分布判断位涡拟能的源汇分布。

图8表示涡动位涡通量散度, $\nabla \cdot (\overline{v'q'})$ ,虚线为 $\bar{q}$ 。可见,在闭合 $\bar{q}$ 及其上游向南的余差通量在该处导致北-南向的辐散-辐合结构。

总之,从本例可知,在乌拉尔山区域,类似于两大洋阻塞的涡动强迫过程确实存在,它和山脉的地形作用一起影响阻塞的生成和维持。

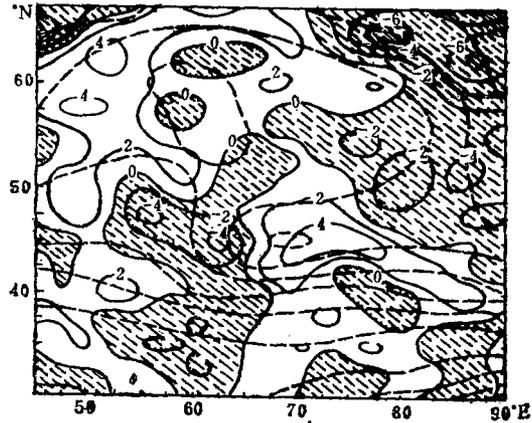


图8 300hPa, 涡动位涡通量散度,  $\nabla \cdot (\overline{v'q'})$ , 间距为  $2 \times 10^{-10} \text{ s}^{-2}$ , 虚线为  $\bar{q}$  ( $10^{-5} \text{ s}^{-1}$ ), 阴影区为辐合区

#### 4 从本例分析得到的认识

利用准地转位涡对本例的分析,可得到以下认识:

乌拉尔山区域的阻高同样具有相当正压的暖性结构。从300hPa平均地转位涡 $\bar{q}$ 图可见,阻塞区是几乎一致的低 $\bar{q}$ 区。

平均流对 $\bar{q}$ 的作用项 $\bar{v} \cdot \nabla\bar{q}$ 与涡动强迫项 $\overline{v' \cdot \nabla q'}$ 在本文所选区域的东部具有相当的度强和相反的趋势,两者相互平衡,阻塞得以维持;在乌拉尔山西部, $\bar{v} \cdot \nabla\bar{q}$ 比 $\overline{v' \cdot \nabla q'}$ 强度要大得多,在乌拉尔山东部, $\bar{v} \cdot \nabla\bar{q}$ 与 $\overline{v' \cdot \nabla q'}$ 具有同样的作用趋势,所以阻塞在这里的维持显然受到乌山山脉的影响。总之,在乌山区域涡动强迫作用和山脉地形影响一起维持阻塞。

将涡动位涡通量 $\overline{v'q'}$ 分解为平流通量 $(\overline{v'q'})_R$ 和余差通量 $\overline{v'q'} - (\overline{v'q'})_R$ 两部分,效果好坏取决于 $\delta\bar{h}$ 和 $\bar{q}$ 的关系是否密切。在本例中,这种分离是有效的。这种 $\delta\bar{h}$ 与 $\bar{q}$ 的关系也说明了为什么不考虑瞬变系统的作用而得到的平均流能够反映阻塞的一些特性。

余差通量 $\overline{v'q'} - (\overline{v'q'})_R$ 图中,闭合 $\bar{q}$ 处向南的通量,以及 $\overline{v' \cdot \nabla q'}$ ,  $\nabla \cdot \overline{v'q'}$ 图中相应的散、合结构说明在乌拉尔山区域,低纬低位涡的暖性空气向北输送,高纬高位涡的冷性空气向南输送的过程也类似存在。

当然,通过一个个例的分析还远远不够,需要更多的观测研究和数值模拟进行深入研究和检验。

在本文所运用的方法中,进行了一些假设,基于这些假设的讨论也只能是粗略的,利用Ertel位涡进行分析可能是更有效的方法。

### 参 考 文 献

- 1 Rhines P B. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 1979, 11: 401—441
- 2 Holopainen E O, Rontu L and Lau N C. *J. Atmos. Sci.*, 1982, 39: 1972—1984
- 3 Illari L. *J. Atmos. Sci.*, 1984, 41: 3518—3526
- 4 Holland W R, Rhines P B. *J. Phys. Oceanogr.*, 1980, 10: 1010—1031
- 5 Lau N C, Wallace J M. *J. Atmos. Sci.*, 1979, 36: 1844—1861
- 6 Marshall J C, Shutts G J. *J. Phys. Oceanogr.*, 1981, 11: 1677—1690
- 7 Shutts G J. *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, 1983, 109: 737—761
- 8 Illari L, Marshall J C. *J. Atmos. Sci.*, 1983, 40: 2232—2242

## DYNAMICAL DIAGNOSIS OF A BLOCKING CASE

Zhang Jijia    Xu Hao

(State Meteorological Administration)

**Abstract** On the basis of the spherical grid-point data from the ECMWF, a preliminary dynamical diagnosis is made of the blocking high which persisted over the Urals during October 4-27, 1981. Results show that like the decaying eddies on the track of the Atlantic and Pacific storms at their last stage, the upstream eddies in this case have properties of upgradient transfer, and similar eddy forcing processes also exist in the persistence of the Ural blocking. Furthermore, the orographic forcing of the Urals should not be neglected. In conclusion, the eddy forcing and the orographic effect of the Urals play a concurrent role in the persistence of the blocking.

**Key words** the Urals, blocking high, atmospheric dynamics, diagnostic analysis, vorticity, eddy