

涡动非地转位势通量对风暴轴 维持的影响*

朱伟军 孙照渤

(南京气象学院大气科学系, 南京 210044)

p4 A

摘要 通过对涡动动能方程和涡动有效位能方程的诊断分析, 结果发现, 斜压性是导致风暴轴入口区天气尺度涡动发展的最主要原因, 而涡动发展后则主要通过非地转位势通量向下游频散能量而衰减, 并进一步成为激发下游新的涡动活动发展的主要能量来源。因此, 涡动非地转位势通量所引起的“下游发展效应”对风暴轴在东端弱斜压区的维持具有十分重要的作用。

关键词: 风暴轴; 斜压性; 非地转; 能量

1 引言

热带外地区大气环流的主要特征之一是它具有极大的变化性, 即具有瞬变特征, 也常称为时变特征。经典的大气环流输送理论表明, Hadley 环流的作用将减弱热带的温度梯度, 但却增强了中纬度的温度梯度和风的水平切变, 而中纬度瞬变涡动的作用则有利于减小这种温度梯度, 并把热量和动量从副热带往外向更高的纬度输送。因此, 中纬度瞬变涡动所引起的热量和动量输送对大气环流的维持有重要影响。风暴轴是指 2.5~6 d 天气尺度瞬变涡动最强烈的地区, 在北半球最显著的风暴轴有两个, 分别位于中纬度的两个大洋上。虽然它所占大气总方差的比重并不大, 但因为与每日天气图上的气旋和反气旋路径紧密联系在一起, 所以对天气的演变具有重要的指示意义。同时, 由于它对时间平均气流的反馈作用, 又对大气环流的短期异常产生重要影响。因此, 自 70 年代末被 Blackmon 等^[1-3]发现以来, 风暴轴研究就一直成为三维瞬变波动力学研究中的一个重要课题。目前, 关于风暴轴本身的演变及其可能物理机制的研究已有了很大的进展^[4-7], 这对深入理解风暴轴的形成和维持具有重要意义。研究表明, 斜压波的生命史在很大程度上可以解释风暴轴区域天气尺度瞬变波的生消过程^[8], 但以此去解释风暴轴在弱斜压性区域的维持理由尚欠充分, 而以往常常被忽略的非地转位势通量在此方面的作用却可能十分明显。另一方面, 目前有关风暴轴内部动力学机制的研究, 也大多是从建立的简单的斜压模式或正压模式出发来讨论的, 应用实际资料而作的能量诊断分析尚不多见。因此本文将利用实际观测资料, 主要就非地转位势通量和斜压能量转换过程等对风暴轴的维持作用作详细探讨。

1999-03-12 收到, 2000-06-16 收到再改稿

* 国家自然科学基金资助项目 49475258

2 出发方程及资料处理

本文引用 Chang 和 Katzfey^[9]在研究南半球的一个气旋波生命史的能量特征中, 所推导的涡动动能变化方程作为出发方程, 其形式为

$$\begin{aligned} & \frac{\partial K_e}{\partial t} + \left(\mathbf{V}_m \cdot \nabla K_e + \omega_m \frac{\partial K_e}{\partial p} \right) + \left(\mathbf{v}' \cdot \nabla K_e + \omega' \frac{\partial K_e}{\partial p} \right) \\ &= -\mathbf{v}' \cdot \nabla \varphi' - \left[\mathbf{v}' \cdot \left(\mathbf{v}' \cdot \nabla \mathbf{V}_m + \omega' \frac{\partial \mathbf{V}_m}{\partial p} \right) \right] \\ &+ \overline{\mathbf{v}' \cdot \left(\mathbf{v}' \cdot \nabla \mathbf{v}' + \omega' \frac{\partial \mathbf{v}'}{\partial p} \right)} + \mathbf{v}' \cdot \bar{F}_{re}, \end{aligned} \quad (1)$$

其中 $K_e = \frac{1}{2}(u'^2 + v'^2)$ 为局地涡动动能, $\mathbf{v}' = u'\mathbf{i} + v'\mathbf{j}$ 为涡动的二维水平风矢量, ω' 为涡动垂直速度, \mathbf{V}_m 为时间平均的水平风矢量, φ' 为涡动位势, 而该方程中最后一项为摩擦耗散项。

利用连续方程易知

$$-\bar{\mathbf{v}}' \cdot \nabla \varphi' = -\nabla \cdot (\mathbf{v}' \varphi') - \omega' \alpha' - \frac{(\omega' \varphi')|_{p_s}^{p_t}}{(p_s - p_t)}, \quad (2)$$

其中 α' 为比容的涡动部分, p_s 为地面气压, p_t 为资料顶层气压 (本文为 100 hPa)。因为 ω' 在边界处很小, φ' 也在地表为 0, 所以上式右端第三项是小量, 可以舍去。

另外, 若令 \mathbf{v}'_a 表示相对于某一参考纬度 (具有科里奥利参数 f_0) 地转气流的涡动非地转水平速度矢量, 则可定义涡动的非地转位势通量矢量为

$$\mathbf{v}'_a \varphi' = \left(\mathbf{v}' - \frac{\mathbf{k}}{f_0} \times \nabla \varphi' \right) \varphi', \quad (3)$$

由地转气流的无辐散性易知 $\nabla \cdot (\mathbf{v}'_a \varphi') = \nabla \cdot (\mathbf{v}' \varphi')$, 因而涡动动能方程可改写为

$$\frac{\partial K_e}{\partial t} = -\nabla \cdot (\mathbf{v}'_a \varphi') - \omega' \alpha' - \left[\mathbf{v}' \cdot \left(\mathbf{v}' \cdot \nabla \mathbf{V}_m + \omega' \frac{\partial \mathbf{V}_m}{\partial p} \right) \right] + F_R, \quad (4)$$

其中 F_R 为方程中其他剩余项之和。

同理, 可以由热力学能量方程得到局地涡动有效位能的变化方程为

$$\frac{\partial A_e}{\partial t} = -\frac{1}{\sigma} \left(\frac{\partial \varphi'}{\partial p} \right) \mathbf{v}' \cdot \nabla \left(\frac{\partial \Phi_m}{\partial p} \right) + \omega' \alpha' + F'_R, \quad (5)$$

其中, F'_R 为方程中其他剩余项之和, $A_e = \frac{1}{2\sigma} \left(\frac{\partial \varphi'}{\partial p} \right)^2$ 为局地涡动有效位能, Φ_m 为时间平均位势, $\sigma = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \ln \theta_0}{\partial p}$ 为静力稳定度参数, ρ_0 和 θ_0 分别为参考面密度和位温。

显然, 这里方程 (4) 考虑了涡动非地转位势通量的散度、涡动垂直运动和温度的相关, 以及雷诺应力导致的能量转换对涡动动能局地变化的贡献, 而方程 (5) 只考虑了

水平涡动运动与温度的相关对涡动有效位能局地变化的贡献。比较两者后, 可以确定 $-\omega'\alpha'$ 为涡动有效位能和涡动动能的斜压转换项。若再给出时间平均动能和有效位能的变化方程(略), 则可确定方程(5)的右端第一项为时间平均有效位能和涡动有效位能的转换项, 后文以 $C(A_m, A_e)$ 表示, 而方程(4)的右端第三项为时间平均动能和涡动动能的正压转换项, 后文以 $C(K_m, K_e)$ 表示。

在实际计算中, 我们还定义了一个质量加权的垂直平均算子, 即对任意一个变量 A , 其质量加权的垂直平均运算定义如下:

$$\hat{A} = \frac{1}{p_s - p_t} \int_{p_t}^{p_s} A dp / g, \quad (6)$$

后文中给出的各物理量分布, 如不特别说明哪一层次, 都是指经过这种垂直平均后得到的结果。应该指出, 本文不是讨论单个涡动的能量演变, 而是讨论涡动的平均效应(风暴轴), 因此这种垂直平均一般能更清楚的揭示风暴轴的局地特性。

本文所用风场 (u, v, ω)、位势高度场 (H) 和气温场 (T) 资料均取自 NCEP/NCAR 1979~1995 年 17 年 8 个等压面层 (1000、850、700、500、400、300、200 和 100 hPa) 的全球 $2.5^\circ \times 2.5^\circ$ 再分析逐日网格资料。后文利用涡动方程进行诊断时, 方程(4)和(5)中带撇号的量都以其 2.5~6 d 的涡动部分代入, 而各变量场这种 2.5~6 d 的涡动部分可以由 31 点带通滤波器^[10]滤出。另外, 文中冬季平均指的是对上年 12 月和次年 1 月、2 月 3 个月的平均。

3 结果分析

3.1 风暴轴区域天气尺度涡动的能量特征及其斜压转换

在分析涡动非地转位势通量的作用之前, 有必要先考察一下风暴轴区域天气尺度涡动活动的能量特征及其斜压转换。我们在第 2 节已交代过, 这里主要考虑的是各能量项的垂直平均分布, 与以往研究中仅考虑单层的分布有一定的区别。图 1 给出的是 1979~1995 年 16 个冬季平均的北半球天气尺度涡动动能分布。由图可见, 在太平洋风暴轴区域, 天气尺度涡动动能的极大值分布在以 40°N 为中心的狭长纬带上, 最强中心达 $50 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ 以上, 位于 $(40^\circ\text{N}, 175^\circ\text{W})$ 附近; 而在大西洋风暴轴区域, 其极大值分布在以 45°N 为中心的狭长纬带上, 最强中心可达 $60 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ 以上, 位于 $(45^\circ\text{N}, 45^\circ\text{W})$ 附近。对比起来, 显然冬季大西洋风暴轴要比太平洋风暴

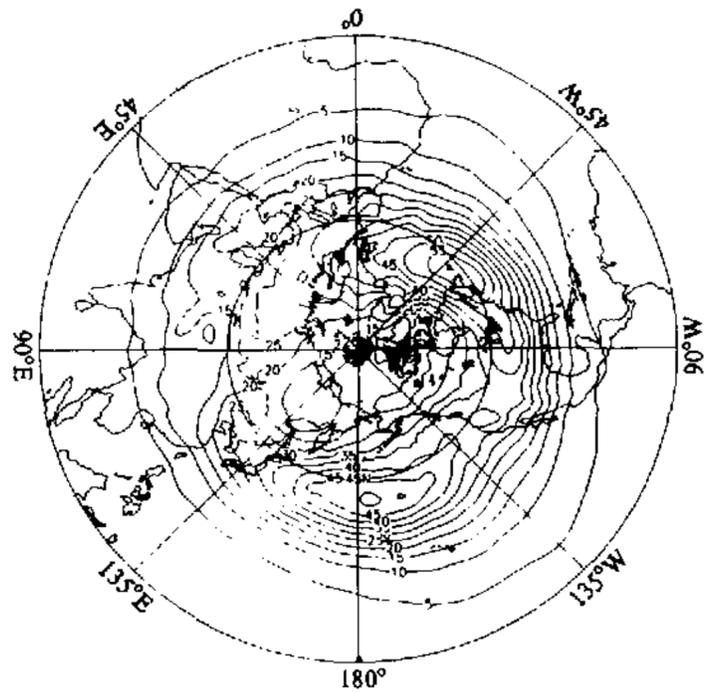


图 1 1979~1995 年 16 个冬季平均的北半球天气尺度涡动动能 ($\text{m}^2 \text{s}^{-2}$)

轴强度强且位置偏北。这种垂直平均后的分布特征,与 Lau^[3]等用单层分布得到的定性结论是一致的,表明风暴轴区域确实是天气尺度瞬变涡动最强烈的地区。

研究表明,北半球风暴轴上的这种天气尺度涡动活动可以用发展中的斜压波生命史来解释^[8],即斜压性的强弱对风暴轴的维持和发展具有至关重要的作用。那么,一般用什么来表征气流的斜压性呢?这里我们根据 Hoskins 等^[4]引入 Eady 波最大增长率 $\sigma_{BI} = 0.31f|\partial V/\partial Z|N^{-1}$ (式中右端符号均为常用气象符号),在忽略气流低层的水平切变以及湿过程等复杂情况的影响下,此量不失为表征中纬度斜压性强弱的一种很好度量,因而称该量为斜压性强度指数。因强斜压性主要集中分布在对流层的中下层,故图 2a 给出了 850~700 hPa 层多年冬季平均的这种斜压性强度指数分布,图中阴影部分代表 ≥ 1000 m 的地形。从图中我们可以看到,斜压性指数极大值主要分布在太平洋风暴轴和大西洋风暴轴的入口区,其最大值分别可达 1.2 d^{-1} 和 1.0 d^{-1} ,分别对应于冬季东亚和北美两支急流的出口区,而在风暴轴的东端其值较小。这表明,风暴轴东、西两端的结构存在明显的差异,其西端为强的斜压性结构,到了其东端逐渐转变为相当正压结构。

为了进一步考察与上述这种结构相对应的能量转换特征,图 2b、c、d 分别给出北半球多年冬季平均的时间平均有效位能和涡动有效位能的转换项、涡动有效位能以及涡动有效位能和涡动动能的斜压转换项。由这 3 幅图可见,在风暴轴区域,大量的时间平均有效位能由于涡动热量的水平通量转换成了涡动有效位能(图 2b、c),同时由于涡动的热量垂直通量,大部分涡动有效位能转化为了涡动动能(图 2d)。注意到,这种能量的转换主要集中在风暴轴的入口区,而在风暴轴的东端非常微弱,与图 2a 基本气流的斜压性指数分布基本上是一致对应的。因此,经典的能量理论认为,风暴轴区域天气尺度涡动动能(图 1)的最主要能量来源是这种斜压能量的转换。

3.2 非地转位势通量对风暴轴维持的影响

上节的讨论说明,风暴轴区域的天气尺度涡动主要是由于基本气流的斜压不稳定产生的。但仔细比较图 1 和图 2 后不难发现,风暴轴区域的天气尺度涡动动能与涡动有效位能及其斜压能量转换值的分布并不一致对应,涡动有效位能及其斜压能量转换值主要集中在风暴轴的入口区,而涡动动能则一直延伸到风暴轴的东端,分别横跨在整个中纬度的太平洋和大西洋地区。因此,风暴轴在东端弱斜压性区域的维持原因有待进一步探讨。

图 3a 给出的是北半球多年冬季平均的涡动非地转位势通量矢量及其散度分布。从中我们可以看到,在两风暴轴区域,涡动非地转位势通量矢量主要指向东,其散度 $-\nabla \cdot (v'_e \phi')$ 主要为负值,再以南则为正值,散度的零线位于 30°N 附近,大致对应于急流轴。由局地涡动动能变化方程(4)可知,风暴轴区域涡动非地转位势通量散度为负,表明是失去涡动动能,因而其作用主要是向下游(向东)辐射能量,是涡动动能的一个重要耗散项。应该指出,涡动非地转位势通量矢量的这种指向与涡动非地转流本身的指向是不同的,后者在槽底和脊顶分别指向东和指向西。过去一般认为,天气尺度涡动活动主要靠正压能量频散而衰减(忽略地面摩擦),但本文通过比较它(图 3b)与涡动非地转位势通量的作用相对大小后,发现涡动非地转位势通量的作用要大一倍以上。因此,在忽略摩擦的情况下,涡动非地转位势通量才是天气尺度涡动活动衰减的最主要

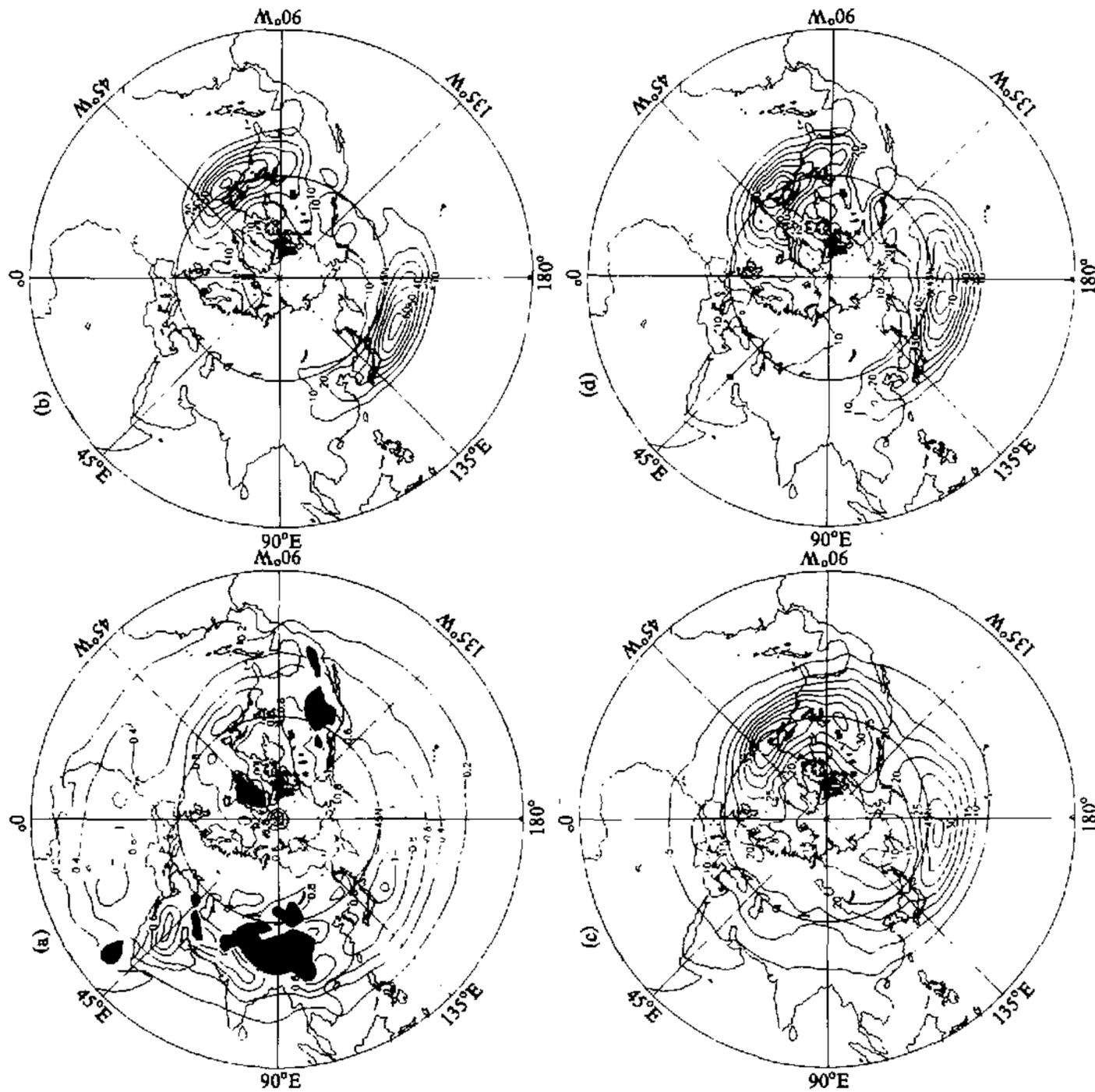


图2 1979~1995年16个冬季平均的北半球 (a) 850~700 hPa层斜压性指数 (d^{-1}) (图中阴影部分代表 ≥ 1000 m的地形); (b) 时间平均有效位能和涡动有效位能的转换 ($m^2 s^{-2} d^{-1}$); (c) 涡动有效位能 ($m^2 s^{-2}$); (d) 涡动有效位能和涡动动能的斜压转换 ($m^2 s^{-2} d^{-1}$)

原因。

这种涡动非地转位势通量引起的能量频散也不同于通常的能量平流效应。对单个的涡动来讲, 不管是时间平均气流还是涡动气流, 他们对涡动动能的平流只能引起能量的重新分配从而导致能量中心的位移, 涡动本身平均得到与失去的能量是基本平衡的, 因而不是涡动动能真正的源汇。而涡动非地转位势通量引起的能量频散, 虽然涡动平均得到与失去的能量也是基本平衡的, 但时间上有一个滞后, 因而对局地的涡动来讲, 与前面所讨论的斜压转换项结合在一起是涡动真正的能量源汇, 这一点将在下面进一步讨论。

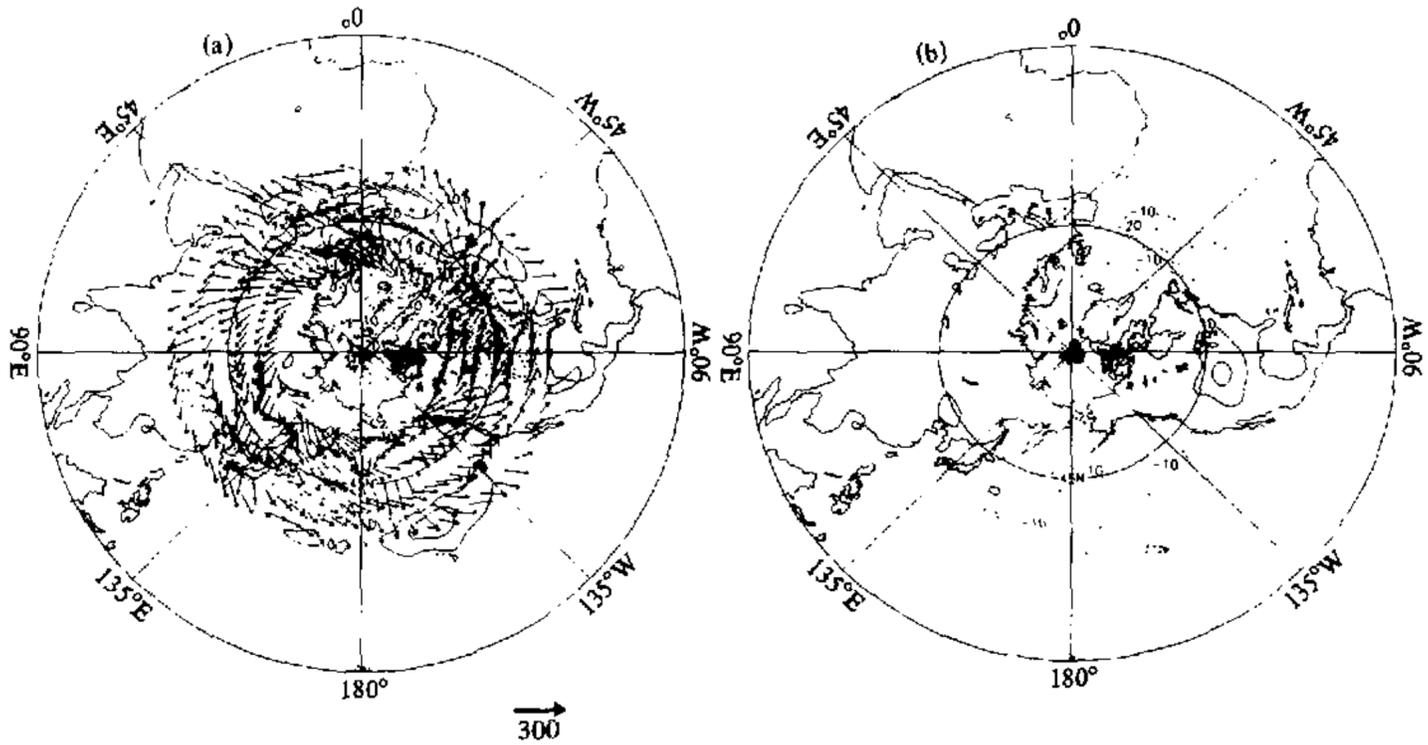


图3 北半球多年冬季平均的涡动非地转位势通量矢量及其散度 (a) 和时间平均动能与涡动动能的正压转换值 (b) (等值线间隔: $10.0 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2} \text{ d}^{-1}$)

以上结果是针对多年冬季平均而言, 下面将进一步以太平洋风暴轴为例, 分区域来考察一下上述能量的逐日演变趋势。对于太平洋风暴轴主体区域 ($150^\circ\text{E} \sim 150^\circ\text{W}$, $30 \sim 60^\circ\text{N}$) (图 4a), 其时间平均有效位能向涡动有效位能的转换 [$C(A_m, A_e)$] 以及涡动有效位能向涡动动能的转换 ($-\omega'\alpha'$) 都为正值, 两者的变化趋势也几乎完全一致, 而涡动非地转位势通量散度 [$-\nabla \cdot (v'_a \phi')$] 的变化趋势则与他们相反, 其值也为负。因此, 从能量逐日演变的角度可以得到类似的结论, 即在忽略摩擦的情况下, 风暴轴区域的天气尺度涡动主要靠斜压转换过程获得能量而发展, 而涡动非地转位势通量是其衰减的一个重要原因。到了太平洋风暴轴的东端 ($140 \sim 100^\circ\text{W}$, $30 \sim 60^\circ\text{N}$), 那里由于斜压性

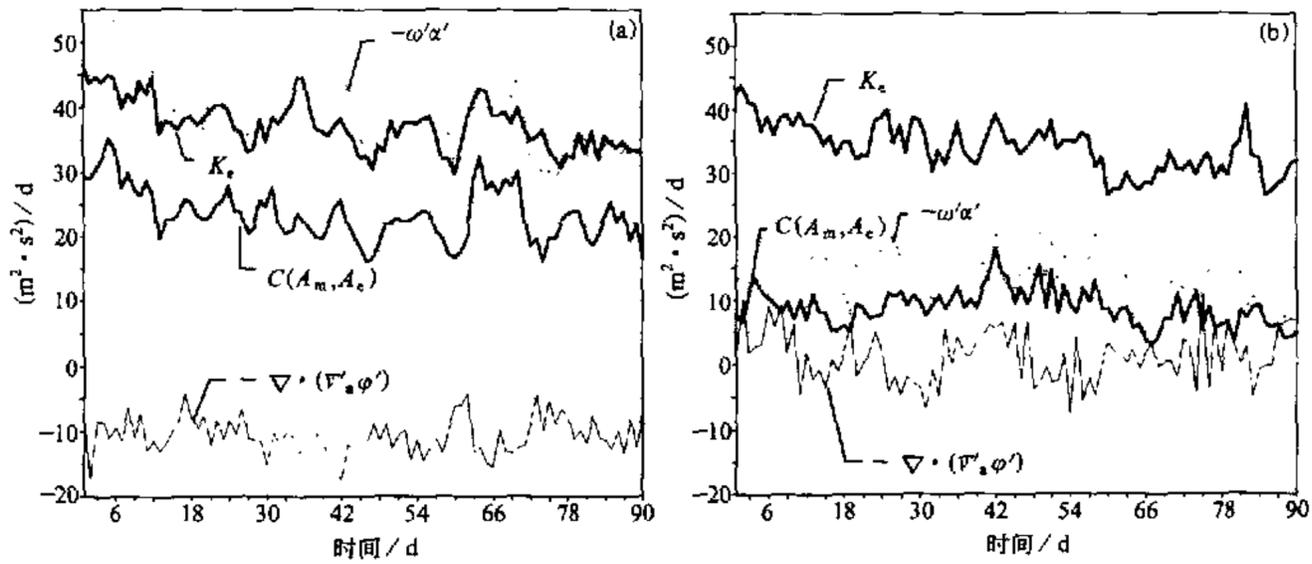


图4 多年区域平均的各能量项的逐日 (12月1日~2月28日) 演变曲线
(a) 区域: ($150^\circ\text{E} \sim 150^\circ\text{W}$, $30 \sim 60^\circ\text{N}$); (b) 区域: ($140 \sim 100^\circ\text{W}$, $30 \sim 60^\circ\text{N}$)
各能量项名称已在图中标注, 单位参见图 1、2、3

较弱, 一般认为是天气尺度涡动衰减的地区。我们可以看到(图 4b), 在这一区域, 时间平均有效位能向涡动有效位能的转换以及涡动有效位能向涡动动能的转换都已明显减弱, 与图 4a 相比, 衰减达 1 倍以上。而涡动非地转位势通量散度强度虽也略有减弱, 但一些个别日的量值可以与图 4a 相当, 有许多天还出现了正值散度。因而涡动非地转位势通量引起的能量频散是这一地区天气尺度涡动发展的一个重要能量来源。应该指出, 由于存在相互抵消, 这种经过多年平均和区域平均的涡动非地转位势通量所引起的能量频散, 其量级已受到很大削弱, 但倘若给出某层上单个涡动的逐日演变, 我们可以看到, 其量级可以和斜压能量转换项的量级相当(图略, 已另文讨论)。

Chang 等^[6]注意到了这种涡动非地转位势通量引起的下游能量频散现象, 并称之为“下游发展效应”。由“下游发展效应”产生扰动的例子在天气事实中比比皆是, 但为了避免其他因素的影响, 我们这里从另一个角度给出一个实例。图 5 为 300 hPa 多年冬季 30°~60°N 区域平均的涡动经向风的时滞相关经度剖面(基点选在经度 180°)。考虑到滤波可能带来的“戒环效应”(ring)^[11], v' 直接采用了未滤波资料, 而且指的是对冬季平均的偏差。从图上我们可以清楚地看到, 在第-3 天只有 120°E 以西存在扰动, 到了第-2 天在 155°E 已出现了一个新的扰动, 接着又有新的扰动在其下游发展, 同时其西端的扰动减弱, “下游发展效应”在此作用非常明显。从图 5 也可以初步估计出这种扰动的波长为 4 200 km 左右, 相速度为每天 10° 经度左右, 进而主周期在 4 天左右, 是完全符合本文所讨论的天气尺度扰动范围的。

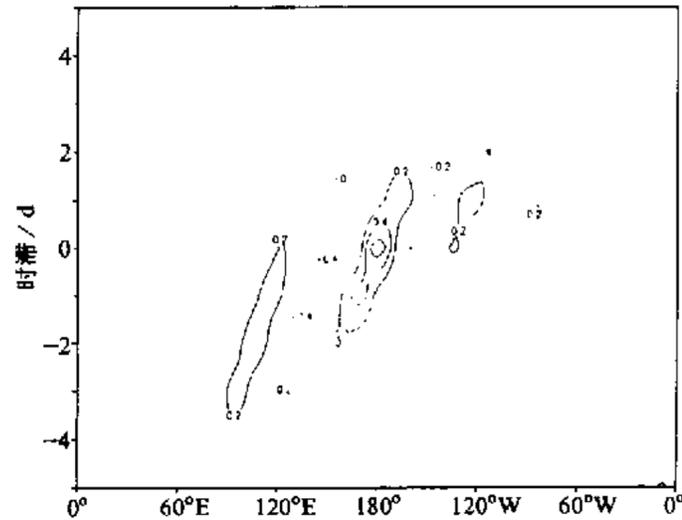


图 5 300 hPa 多年冬季 30°~60°N 区域平均的未滤波涡动经向风的时滞相关经度剖面(基点: 经度 180°, 等值线间隔: 0.2, 零线已省略)

4 结论与讨论

综上所述, 可以得到如下几点结论:

(1) 风暴轴东、西两端的结构存在明显的差异, 其西端为强的斜压性结构, 东端逐渐转变为相当正压结构。

(2) 由于强的斜压性, 风暴轴入口区的天气尺度涡动活动主要通过斜压能量转换得到发展, 而在忽略摩擦的情况下, 主要通过涡动非地转位势通量向下游频散能量而衰减。

(3) 在风暴轴东端弱斜压性地区, 涡动非地转位势通量所引起的“下游发展效应”是这一地区新的天气尺度涡动活动发展的重要能量来源, 从而使风暴轴在一常定区域得以维持。

本文结论主要考虑了涡动非地转位势通量和斜压能量转换项对天气尺度涡动活动的

影响, 而要对风暴轴维持更全面深入地了解, 还必须综合其他因素针对个别涡动演变的能量平衡作细致地分析。

参 考 文 献

- 1 Blackmon, M. L., A climatological spectral study of the 500 mb geopotential height of the Northern Hemisphere, *J. Atmos. Sci.*, 1976, 33(8), 1607~1623.
- 2 Blackmon, M. L., J. M. Wallace., N-C. Lau, et al., An observation study of the Northern Hemisphere wintertime circulation, *J. Atmos. Sci.*, 1977, 34(7), 1040~1053.
- 3 Lau, N-C., The structure and energetics of transient disturbance in the Northern Hemisphere wintertime circulation, *J. Atmos. Sci.*, 1979, 36(6), 982~995.
- 4 Hoskins, B. J. and P. J. Valdes, On the existence of stormtracks, *J. Atmos. Sci.*, 1990, 47(15), 1854~1864.
- 5 Cai, M. and M. Mak, On the dynamics of regional cyclogenesis, *J. Atmos. Sci.*, 1990, 47(12), 1417~1442.
- 6 Chang, E. K. M. and I. Orlanski, On the dynamics of a storm track, *J. Atmos. Sci.*, 1993, 50(7), 999~1015.
- 7 孙照渤、朱伟军, 北半球冬季风暴轴维持的一种可能机制, *南京气象学院学报*, 1998, 21(3), 299~306.
- 8 Simmons, A. J. and B. J. Hoskins, The life circle of some nonlinear baroclinic waves, *J. Atmos. Sci.*, 1978, 35(3), 441~432.
- 9 Orlanski, I. And J. Katzfey, The life cycle of a cyclone wave in the Southern Hemisphere. Part I: Eddy energy budget, *J. Atmos. Sci.*, 1991, 48(12), 1972~1998.
- 10 孙照渤, 热带外地区大气中40~60天振荡的统计特征, *长期天气预报论文集*, 北京: 海洋出版社, 1992, 29~35.
- 11 Trenberth, K. E., Storm tracks in the Southern Hemisphere, *J. Atmos. Sci.*, 1991, 48(20), 2159~2178.

Effects of Eddy Ageostrophic Geopotential Fluxes on the Maintenance of Storm Tracks

Zhu Weijun and Sun Zhaobo

(Nanjing Institute of Meteorology, Nanjing 210044)

Abstract A diagnostic analysis is conducted of the local eddy kinetic and potential energy functions. Evidence suggests that due to the strong baroclinicity in the entrance area of the storm tracks, the synoptic eddies there are mainly developed through baroclinic energy conversion, yet weakened by radiating large energy downstream via eddy ageostrophic geopotential fluxes, which (so called downstream developing), is in turn, the predominant energy source to intrigue further disturbances downstream, and plays an important role in the maintenance of the tracks in their eastern parts with weaker baroclinicity.

Key words: storm tracks; baroclinicity; ageostrophic; energy