

中纬度平均经圈和纬圈环流维持的物理过程(二)

陈秋士 孙洁伦

(北京大学地球物理系)

提 要

大尺度扰动的感热和动量输送是紧密联系的。在准地转运动中,大尺度涡动输送可分解为平衡输送和不平衡输送。在北半球冬季纬向风系和副热带高压带维持的过程中,中纬度不平衡涡动输送,以及与之相联系的平均经圈环流所造成的垂直输送,起着十分重要的作用。这时水平输送和垂直输送本身就处在内在联系之中,并且这种输送过程是和温度槽落后于流场槽的斜压扰动相联系的。

当把大气运动分解成垂直平均的正压动能和垂直切变的斜压动能时,可以更细致地了解中纬度大气环流能量转化的规律。我们进一步讨论和计算了中纬度北半球冬季能量转换的过程。

四、准地转运动中平衡涡动输送和不平衡涡动输送

1. 动量和感热输送的联系,平衡涡动输送和不平衡涡动输送

在文献[1]中,由(3.37)右端两项表示的动量涡动输送和感热涡动输送在中纬度符号相同不是偶然的。由动量涡旋输送引起流场上平均纬向风速垂直切变的变化为:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial [u]}{\partial \xi} \right)_{\xi} = \frac{\partial M}{\partial \xi} = - \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{\partial [u^* v^*]}{\partial y} \right) = - \frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{\partial u^*}{\partial \xi} v^* \right] - \frac{\partial}{\partial y} \left[u^* \frac{\partial v^*}{\partial \xi} \right] \quad (4.1)$$

考虑运动是准地转的,即满足

$$\left. \begin{aligned} u_{\tau}^* &= \frac{\partial u^*}{\partial \xi} = - \frac{R}{f} \frac{\partial T^*}{\partial y} \\ v_{\tau}^* &= \frac{\partial v^*}{\partial \xi} = \frac{R}{f} \frac{\partial T^*}{\partial x} \end{aligned} \right\} \quad (4.2)$$

则(4.1)式可改写为:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial [u]}{\partial \xi} \right)_{\xi} = [\zeta_{\tau}^* v^*] + [\zeta^* v_{\tau}^*] \quad (4.3)$$

当温度槽落后于流场槽时,扰动中心所在纬度 $[\zeta_{\tau}^* v^*] < 0$, 相当于向南输送热成风涡度。

而 $[\zeta^* v_T^*] > 0$ 表示垂直切变气流 $\frac{\partial v^*}{\partial \xi}$ 使上层气旋式涡度向北输送较下层大, 因而造成

$\frac{\partial[u]}{\partial \xi}$ 的增大。

由于热量的涡动输送, 引起温度场上纬向平均的热成风的变化为:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial[u_g]}{\partial \xi} \right)_{\mu} &= -\frac{R}{f} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial[T]}{\partial y} \right)_{\mu} = -\frac{R}{f} \frac{\partial G'}{\partial y} = \frac{R}{f} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial}{\partial y} [v^* T^*] \right) \\ &= \frac{R}{f} \frac{\partial}{\partial y} \left(\left[\frac{\partial v^*}{\partial y} T^* \right] + \left[v^* \frac{\partial T^*}{\partial y} \right] \right) \end{aligned} \quad (4.4)$$

利用地转风关系, 则有

$$\frac{R}{f} \frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{\partial v^*}{\partial y} T^* \right] = \frac{R}{f} \frac{\partial}{\partial y} \left[u^* \frac{\partial T^*}{\partial x} \right] \quad (4.5)$$

将 (4.5) 和 (4.2) 式代入 (4.4) 式, 则有

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial[u_g]}{\partial \xi} \right)_{\mu} &= -\frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{\partial u_g^*}{\partial \xi} v^* \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[u^* \frac{\partial v_g^*}{\partial \xi} \right] \\ &= [\zeta_T^* v^*] - [\zeta^* v_T^*] \end{aligned} \quad (4.6)$$

比较方程 (4.3) 和 (4.6) 可以看出, 它们右端第一项是相等的。这部分涡动输送引起流场和温度场变化相同, 不产生平均纬向气流的不平衡, 我们称它们为平衡的涡动输送。而方程 (4.3) 和 (4.6) 右端第二次大小相等、符号相反, 它们将造成纬向气流的热成风不平衡, 故被称为不平衡的涡动输送。在温度槽落后于流场槽的情形, 它们使 $\frac{\partial[u]}{\partial \xi}$ 增大, 使 $\frac{\partial[u_g]}{\partial \xi}$

减小, 因而造成 $\frac{\partial[u]}{\partial \xi} > \frac{\partial[u_g]}{\partial \xi}$ 的非热成风。同理, 当扰动的温度槽超前于流场槽时, 它

们将造成 $\frac{\partial[u]}{\partial \xi} < \frac{\partial[u_g]}{\partial \xi}$ 的非热成风。由 (4.3) 和 (4.6) 式可得到准地转运动时涡动输送引起的非热成风

$$\left(\frac{\partial[u_r']}{\partial t} \right)_{\mu} = 2[\zeta^* v_T^*] \quad (4.7)$$

上述非热成风, 将在调整过程中引起垂直环流。因此, 对于斜压不稳定发展的波, 温度槽落后于流场槽, 在扰动所在的纬度, 在适应过程中总伴有反环流。反之, 对于斜压不稳定衰减的波, 温度槽超前于流场槽, 扰动所在纬度将会伴随着正环流。

2. 两种涡动输送的计算结果

根据 Oort^[2] 的冬季北半球平均资料, 经计算得到的平衡涡动输送 $-\frac{\partial}{\partial y} [u_T^* v^*]$ 随高度和纬度的分布如图 1 的实线所示。由图可见, 平衡涡动输送可在中纬度 40°N 附近造成西风垂直切变的增大。中纬度对流层其它地区数值较小。图 1 的虚线为不平衡涡动输送 $-\frac{\partial}{\partial y} [u^* v_T^*]$ 的计算结果的 2 倍。它在 30°—50°N 间为一个造成西风垂直切变增

加的地区。而在高纬和低纬造成西风垂直切变减小。因不平衡涡动输送在流场上和温度场上的变化是大小相等、符号相反的, 这将造成热成风不平衡。图 1 的虚线正为表示按 (4.7) 式计算的由于不平衡涡动输送引起的非热成风 $\frac{\partial}{\partial t} [u_r']$ 的分布。它在 40°N 附近的

200—500hPa 间造成一个明显的流场垂直切变 $\frac{\partial[u]}{\partial \xi}$ 大于地转风垂直切变 $\frac{\partial[u_g]}{\partial \xi}$ 的中心。

而在低纬度和 60°N 以北的高纬度则产生 $\frac{\partial[u]}{\partial \xi} < \frac{\partial[u_g]}{\partial \xi}$ 的非热成风。因此, 在相应的

热成风调整过程中, 在中纬度出现逆环流, 在高纬度则出现正环流, 使得不平衡向平衡调整。这种在适应过程中强迫产生的平均经圈环流是与中纬度 Ferrel 环流和低纬度 Hadley 环流相一致的。此外, 还可看出, 由图 1 的虚线所示的在中纬度的不平衡涡动输送及其相应的非热成风和温度槽落后于流场槽的斜压不稳定波产生的结果是一致的。它说明斜压不稳定波对产生上述结果有重要作用。

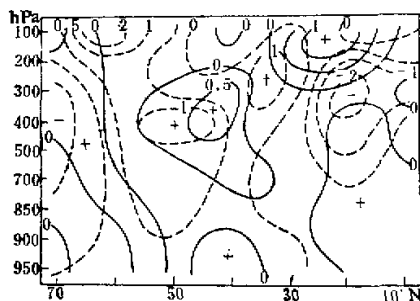


图 1 平衡和不平衡涡旋输送随高度和纬度的分布
实线表示 $-\frac{\partial}{\partial y} [u_2^* v_2^*]$ 平衡涡旋输送; 虚线表示不平衡涡
旋输送 $-\frac{\partial}{\partial y} [u_2^* v_2^*]$ 的 2 倍(单位: $10^{-7} \text{m} \cdot \text{hPa}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$)

五、两层模式中的平均 纬向环流

1. 两层模式平均纬向环流变化方程

将方程 (2.10)–(2.13) 写在一般的两层模式上, 并利用符号

$$F_2 = \frac{1}{2} (F_1 + F_3) \quad \hat{F} = \frac{1}{2} (F_1 - F_3) \quad (5.1)$$

考虑 v_2 为整层大气的平均值, 故有 $[v_2] = 0$ 。将 (2.10) 式写在第 1、3 层上, 经过相加相减, 可得:

$$\frac{\partial[u_2]}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial y} [u_2^* v_2^*] - \frac{\partial}{\partial y} [\hat{u}^* \hat{v}^*] + [D_2] \quad (5.2)$$

$$\frac{\partial[\hat{u}]}{\partial t} - f[\hat{v}] = -\frac{\partial}{\partial y} [\hat{u}^* v_2^*] - \frac{\partial}{\partial y} [u_2^* \hat{v}^*] + [\hat{D}] \quad (5.3)$$

利用热成风 $[u_T] = -\frac{1}{f} \frac{\partial}{\partial y} \frac{\partial[\phi]}{\partial \ln P}$ 关系, 温度场上 $[u_T]$ 的变化方程为:

$$\frac{\partial[u_T]}{\partial t} + \frac{c^2}{f} \frac{1}{P} \frac{\partial[\omega_2]}{\partial y} = -\frac{\partial}{\partial y} [\hat{u}^* v_2^*] + \frac{\partial}{\partial y} [u_2^* \hat{v}^*] - \frac{R}{f} \frac{1}{c_p} \frac{\partial[Q]}{\partial y} \quad (5.4)$$

这里我们利用了 $u_T^* = \hat{u}^*$ 和 $v_T^* = \hat{v}^*$ 的热成风关系。根据 (5.1) 式可得:

$$\frac{\partial[u_1]}{\partial t} = \frac{\partial[u_2]}{\partial t} + \frac{\partial[\hat{u}]}{\partial t} \quad (5.5)$$

$$\frac{\partial[u_3]}{\partial t} = \frac{\partial[u_2]}{\partial t} - \frac{\partial[\hat{u}]}{\partial t} \quad (5.6)$$

将(5.2)和(5.3)式代入(5.5)和(5.6)式,并把右端涡旋输送写成涡度的形式,则有

$$\frac{\partial[u_1]}{\partial t} - f[\theta] = [\zeta_2^* v_2^*] + [\xi^* \theta^*] + [\hat{\xi}^* v_2^*] + [\zeta_2^* \theta^*] + [D_1] \quad (5.7)$$

$$\frac{\partial[u_2]}{\partial t} + f[\theta] = [\zeta_2^* v_2^*] + [\xi^* \theta^*] - [\hat{\xi}^* v_2^*] - [\zeta_2^* \theta^*] + [D_2] \quad (5.8)$$

方程(5.7)和(5.8)右端前四项分别是由 $[\zeta_2^* v_2^*]$ 和 $[\zeta_3^* v_3^*]$ 分解而成的,其中右端第一、二项表示涡旋输送的正压部分,它们在上、下层等压面上是相同的。而右端第三、四项表示涡旋输送的垂直切变部分,在上、下层等压面上符号是相反的,其中第三项代表平衡涡动输送,上、下层等压面上流场的涡动输送正好和温度场相应的涡动输送相平衡,不会造成热风不平衡;第四项为不平衡涡动输送。

过去对大气纬向环流维持问题大都分别从运动场和温度场来讨论,没有揭示出动量涡动输送和热量涡动输送的内在联系。当把涡动输送分解为平衡输送和不平衡输送时,这时不仅把热量和动量结合起来,而且还进一步揭示了这些输送所具有的动力学特性。叶笃正等(1956)^[3]曾从涡动输送讨论了纬向环流的维持。陈秋士、林本达(1965)^[4]从涡度平衡研究了北半球副热带高压带的维持。现在我们要进一步从平衡和不平衡涡动输送来讨论这问题。

2. 不平衡涡动输送和平均纬向环流的维持

图2为北半球冬季涡动输送的计算结果。要维持地面年平均的东西风带的分布,西风带必须把东风动量传给低纬东风带,以抵消摩擦耗损。由图2可见,涡动输送的正压部分和斜压部分都在高纬度造成西风增加,低纬度造成东风增加。但在绝对值上,涡旋输送的斜压部分要大些,亦即斜压过程起主要作用。根据叶笃正等^[3]的计算结果,在30°N以南的低纬地区,涡动动量输送通量的散度,在200—300hPa高度增加东风动量。在中纬度,动量涡动输送造成西风动量的增加,也主要发生在高空。动量的涡动输送随高度变化

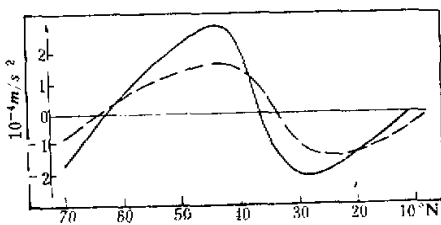


图2 动量涡动输送的散度分布

虚线代表正压部分 $\left(-\frac{\partial}{\partial y} [u_2^* v_2^*] - \frac{\partial}{\partial y} [\hat{u}^* \theta^*]\right)$;实线

代表斜压部分 $\left(-\frac{\partial}{\partial y} [\hat{u}^* v_2^*] - \frac{\partial}{\partial y} [u_2^* \theta^*]\right)$ 。

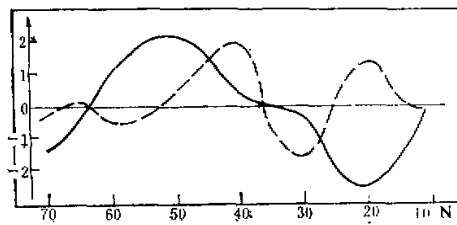


图3 两层模式中,斜压部分的平衡和不平衡涡动输送随纬度的分布

虚线表示平衡涡动输送 $-\frac{\partial}{\partial y} [\hat{u}^* v_2^*]$;实线表示

不平衡涡动输送 $-\frac{\partial}{\partial y} [u_2^* \theta^*]$ 。

明显,这与斜压部分的涡动输送起主要作用相一致。

为进一步说明斜压涡动输送的特点,将斜压输送的两项分别给出,如图 3 所示。由图可见,在 30°N 以南的低纬地区或 40°N 以北的中纬地区,不平衡涡旋输送起着更重要的作用。如方程(5.7)和(5.8)所示,斜压涡动输送在 250hPa 和 750hPa 高度是大小相等符号相反的。图 4 给出了斜压涡动输送的结果,它们分别为 250hPa 和 750hPa 的情况。由图 4 实线可见,在 45°N 有一波峰, 25°N 有一波谷,这有利于中纬度高空西风环流、低纬高空东风环流的维持。而在低空(图 4),低纬是正值区,高纬是负值区。这表明低空的涡动输送不利于东西风带的维持。要使斜压涡动输送对东西风带维持起作用,还必须存在某种机理,把涡动输送在高空引起的东西风的变化引导到下层来。在这方面,不平衡涡动输送起着重要作用。因为不平衡涡动输送在流场上引起的

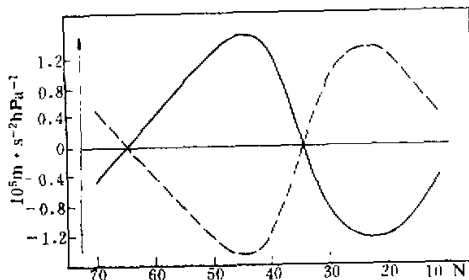


图 4 250hPa (实线)和 750hPa (虚线)上斜压涡动输送的分布

流场变化和在温度场上引起的地转风变化是大小相等方向相反的。它将造成如图 1 虚线所示的热成风不平衡。这种不平衡将在低纬度引起 Hadley 环流和在中纬度引起 Ferrel 环流,使不平衡向平衡调整。若扰动的宽度足够大,则能满足流场主要向温度场调整的条件。这时涡动输送造成的高空东西风带的加强将通过适应过程引导到低空。叶笃正等^[1]曾发现,涡动输送在高空增加的西风 and 东风动量,是通过平均经圈环流引导到地面,以维持地面东西风带的耗损。本文则进一步揭示经圈环流和涡动输送之间的内在联系。

过去对动量向北输送的过程,认为主要是由于等压面上流场槽线或脊线自东北向西南倾斜造成的。现在看来,只是涡动输送的正压部分是由这种作用决定的,而且还是对整个大气层的垂直平均大气而言的。在动量的涡动输送中,斜压涡动输送起着十分重要的作用,它是和中纬度斜压不稳定波发展相联系的。

上述结果也可用来讨论北半球副热带高压带的维持。从地面年平均的涡度分布来看,北半球 40°N 以南的地区,地面为反气旋涡度区,最大负涡度中心在 30°N 附近。由于地面摩擦作用,将不断消耗大气地面层的反气旋涡度。由于副热带高压带是长年维持的,因此就必然存在一种过程,使大气地面反气旋涡度不断得到补充。动量涡动输送引起的 $\frac{\partial[\zeta]}{\partial t}$ 的变化(见文献[4]图 3),在 30°N , 200—300hPa 高度造成反气旋涡度增加,而在对

流层下层增加很少或造成气旋式涡度增加。由(4.1)和(4.6)式,有

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(-\frac{\partial[\zeta]}{\partial p} \right)_{\kappa} = \frac{\partial^2}{\partial y^2} [u_T^* v^*] + \frac{\partial^2}{\partial y^2} [u^* v_T^*] \quad (5.9)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(-\frac{\partial[\zeta]}{\partial p} \right)_{\kappa} = \frac{\partial^2}{\partial y^2} [u_T^* v^*] - \frac{\partial^2}{\partial y^2} [u^* v_T^*] \quad (5.10)$$

其右端第一项和第二项分别代表平衡和不平衡涡动输送引起的涡度垂直切变的变化。图

5 为平衡和不平衡涡动输送的计算结果。由图可见,主要是通过不平衡涡动输送在 30°N 的对流层上层造成反气旋涡度增加。在不平衡涡动输送中,流场的变化和温度场的变化

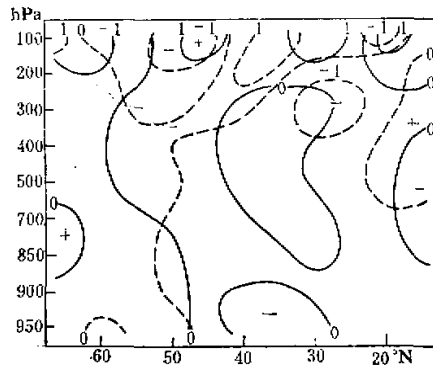


图 5 平衡涡动输送和不平衡涡动输送造成流场垂直切变涡度的变化

实线表示平衡涡动输送 $\frac{\partial^2}{\partial y^2} [u^*v^*]$; 虚线表示不平衡涡动
输送 $\frac{\partial^2}{\partial y^2} [u^*v^*]$. 单位: $10^{-12}s^{-2}$

是大小相等符号相反的。因此在 30°N 上空,由于不平衡涡动输送,将会造成流场上垂直切变涡度小于温度场热成风涡度的热成风不平衡。这种不平衡所伴随的热成风调整过程,造成平均经圈环流在 30°N 附近出现下沉运动,从而上层辐合和下层辐散。正是这种过程把上层涡动输送所制造的反气旋涡度引导到下层来,以维持北半球的副热带高压带。

3. 两层模式中纬向平均环流的能量平衡

令

$$\bar{K}_s = \frac{P_0}{g} \int_s \frac{1}{2} [\hat{u}]^2 ds \tag{5.11}$$

表示纬向平均切变气流的动能,或纬向斜压动能。令

$$\bar{K}_s = \frac{P_0}{g} \int_s \frac{1}{2} [u_2]^2 ds \tag{5.12}$$

表示纬向平均的垂直平均气流动能或纬向正压动能。令

$$\bar{K}^* = \frac{P_0}{g} \int_s \frac{1}{2} (\hat{u}^{*2} + \hat{\theta}^{*2}) ds \tag{5.13}$$

表示扰动垂直切变动能或扰动斜压动能。令

$$\bar{K}^* = \frac{P_0}{g} \int_s \frac{1}{2} (u_2^{*2} + v_2^{*2}) ds \tag{5.14}$$

表示垂直平均的扰动动能或正压扰动动能。式中 s 可表示地球表面两个不同纬度带之间的面积,或整个地球表面的面积。用 $[u_2]$ 乘以(5.2)式并考虑积分区域 s 的边界涡旋输送通量为零,或 s 为整个地球表面,则有

$$\frac{\partial \bar{K}_z}{\partial t} = \frac{P_0}{g} \int_s [u_2^* v_2^*] \frac{\partial [u_2]}{\partial y} ds + \frac{P_0}{g} \int_s [\hat{u}^* \hat{\theta}^*] \frac{\partial [u_2]}{\partial y} ds + \frac{P_0}{g} \int_s [u_2] [D_2] ds \quad (5.15)$$

式中

$$[\bar{K}^*, \bar{K}_z] = \frac{P_0}{g} \int_s [u_2^* v_2^*] \frac{\partial [u_2]}{\partial y} ds \quad (5.16)$$

表示正压扰动动能向正压平均动能转换。当动量的涡旋输送逆着纬向风 $[u_2]$ 的梯度时, 即 $[u_2^* v_2^*]$ 和 $\frac{\partial [u_2]}{\partial y}$ 有正相关, 这时 $[\bar{K}^*, \bar{K}_z] > 0$ 。相反, 如果涡旋输送顺着 $[u_2]$ 的梯度, 则 $[\bar{K}^*, \bar{K}_z] < 0$ 。

$$[\hat{K}^*, \bar{K}_z] = \frac{P_0}{g} \int_s [\hat{u}^* \hat{\theta}^*] \frac{\partial [u_2]}{\partial y} ds \quad (5.17)$$

表示斜压扰动动能向正压纬向平均动能的转换。利用(5.16)和(5.17)式, (5.15)式可改写为

$$\frac{\partial \bar{K}_z}{\partial t} = [\bar{K}^*, \bar{K}_z] + [\hat{K}^*, \bar{K}_z] - D(\bar{K}_z) \quad (5.18)$$

式中 $D(\bar{K}_z) = -\frac{P_0}{g} \int_s [u_2] [D_2] ds$ 表示平均正压动能的摩擦耗损。同理, 用 $\hat{u}$ 乘 (5.3) 式, 并对边界通量为零的区域 s 积分, 则有

$$\frac{\partial \hat{K}_z}{\partial t} = [P_z, \hat{K}_z] + B[\hat{K}^*, \hat{K}_z] + NB[\hat{K}^*, \hat{K}_z] - D(\hat{K}_z) \quad (5.19)$$

式中

$$[P_z, \hat{K}_z] = \frac{P_0}{g} \int_s f[\hat{\theta}][\hat{u}] ds \quad (5.20)$$

表示纬向平均位能向平均斜压动能的转换。当 $\hat{u}$ 为正值, $[\hat{\theta}]$ 为正环流时, $[P_z, \hat{K}_z] > 0$; 而 $[\hat{\theta}]$ 为逆环流时, $[P_z, \hat{K}_z] < 0$ 。

$$B[\hat{K}^*, \hat{K}_z] = \frac{P_0}{g} \int_s [\hat{u}^*, \hat{\theta}_2^*] \frac{\partial [\hat{u}]}{\partial y} ds \quad (5.21)$$

表示斜压扰动动能向斜压平均动能的平衡转换。所谓平衡转换是指它转换后仍可满足纬向平均气流的热成风平衡。而

$$NB[\hat{K}^*, \hat{K}_z] = \frac{P_0}{g} \int_s [u^* \hat{\theta}^*] \frac{\partial [\hat{u}]}{\partial y} ds \quad (5.22)$$

表示斜压扰动动能向斜压纬向平均动能的不平衡转换。用 u_T 乘 (5.4) 式, 并对边界通量为零的区域 s 积分, 则有

$$\frac{\partial P_z}{\partial t} = -[P_z, \hat{K}_z] + B[P^*, P_z] + NB[P^*, P_z] + G(P_z) \quad (5.23)$$

这里

$$P_z = \frac{P_0}{g} \int_s \frac{L^2}{L_0^2} \frac{1}{2} [u_T]^2 ds \quad (5.24)$$

称为纬向平均有效位能, 或纬向平均的热成风位能。我们知道按照 Lorentz^[9](1955) 定义的有效位能, 它在实际大气中仍比动能大一个量级, 也即只有其中非常小的一部分能和动能发生转换。用(5.24)式定义的有效位能, 将和动能的量级相当。这里

$$B[P^*, P_z] = \frac{P_0}{g} \frac{L^2}{L_0^2} \int_s [\hat{u}^* \hat{\theta}_2^*] \frac{\partial [u_T]}{\partial y} ds \quad (5.25)$$

表示扰动有效位能向平均有效位能的平衡转换。在准地转运动中:

$$B[P^*, P_s] = \frac{L^2}{L_0^2} B[\hat{K}^*, \hat{K}_s] \quad (5.26)$$

而

$$NB[P^*, P_s] = -\frac{P_0}{g} \frac{L^2}{L_0^2} \int_s [u_2^* \vartheta^*] \frac{\partial [u_r]}{\partial y} ds \quad (5.27)$$

表示扰动有效位能向平均有效位能的不平衡转换。在准地转运动中,有

$$NB[P^*, P_s] = -\frac{L^2}{L_0^2} NB[R^*, R_s] \quad (5.28)$$

$$G(P_s) = -\frac{L^2}{L_0^2} \cdot \frac{R}{f} \frac{1}{c_p} \int_s [u_r] \frac{\partial [Q]}{\partial y} ds \quad (5.29)$$

当有 $u_r > 0$, $\frac{\partial [Q]}{\partial y} < 0$ 的负相关时,制造纬向平均有效位能,这里扰动位能可表示成:

$$P^* = \frac{P_0}{g} \rho_s \frac{L^2}{L_0^2} \frac{1}{Z} c u_r^* + v_r^* ds \quad (5.30)$$

下面我们将考察斜压不稳定扰动发展所引起的能量转化过程。我们在文献[2]中已讨论过,当温度槽落后于流场槽时,扰动能量发展的过程,它如图7图形的下部所示。这时,扰动有效位能转化为斜压扰动动能,

而斜压扰动动能再转化为正压扰动动能。当扰动用正弦波表示时, $[u_r] > 0$, 这时, $B[P^*, P_s]$ 和 $NB[P^*, P_s]$ 均为负值,它表示平均有效位能向扰动有效位能转换。由(5.26)和(5.28)式可知, $B[\hat{K}^*, \hat{K}_s]$ 为负,而 $NB[\hat{K}^*, \hat{K}_s]$ 应为正。根据前面讨论,由不平衡转换 $NB[\hat{K}^*, \hat{K}_s]$ 造成的扰动斜压动能向平均斜压动能的转化是不平衡的,它通过逆环流由 $[P_s, \hat{K}_s]$ 的纬向平均有效位能迅速转化。这时它的转换方向则如图7所示。

根据 Oort 等^[2]北半球冬季资料,采用两层模式,算得扰动动能向平均正压动能的转换 $[\hat{K}^*, \bar{K}_s] + [\bar{K}^*, \bar{K}_s]$ 随纬度的分布和斜压扰动动能向平均斜压动能的平衡转换 $B[\hat{K}^*, \hat{K}_s]$ 和不平衡转换 $NB[\hat{K}^*, \hat{K}_s]$ 的分布,如图6所示。从图中可以看到,在中纬 $30^\circ - 50^\circ N$ 的区间内, $NB[\hat{K}^*, \hat{K}_s]$ 的总和为正值,而 $B[\hat{K}^*, \hat{K}_s]$ 的和为负值,且 $NB[\hat{K}^*, \hat{K}_s]$ 的绝对值大于 $B[\hat{K}^*, \hat{K}_s]$, 这说明中纬度由斜压扰动动能向平均斜

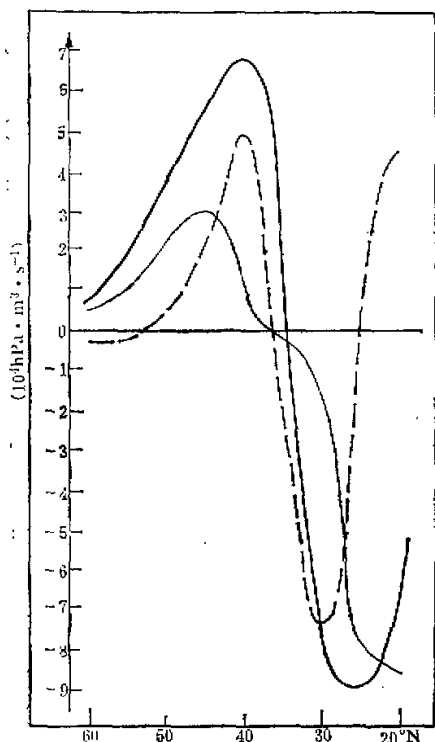


图6 扰动动能向平均动能转换随纬度的分布
粗实线表示 $[\bar{K}^*, \bar{K}_s] + [\hat{K}^*, \bar{K}_s]$,
细实线表示 $NB[\hat{K}^*, \hat{K}_s]$,
虚线表示 $B[\hat{K}^*, \hat{K}_s]$

压动能转换中,不平衡转换 $NB[\hat{K}^*, \hat{K}_z]$ 起主要作用。这种不平衡转换将伴随着逆环流,使 $[P^*, \hat{K}_z]$ 为负值。根据(5.26)式, $NB[P^*, P_z]$ 亦为负值。我们取 $L_0 = 600\text{km}$ 和纬向环流南北方向的水平尺度为 $L = 1000$ 公里,则可由(5.26)和(5.28)式得出 $B[P^*, P_z]$ 和 $NB[P^*, P_z]$ 的数值。将 $30^\circ-50^\circ\text{N}$ 的能量转换的数值总合起来如图7所示,和前面根据不稳定斜压扰动所说明的能量转换基本一致。

我们知道,在实际中纬度大气中,当动能不分解成正压和斜压部分时,这时能量转换过程为 $P_z \rightarrow P^* \rightarrow K^* \rightarrow K_z \rightarrow P_z$ 。和图7所示的过程是一致的。这里值得指出的是由扰动动能 K^* 到平均动能 K_z 的转换,可能有如图7所示的三种过程完成:一是 $NB \times [\hat{K}^*, \hat{K}_z]$,一是 $[\hat{K}^*, \bar{K}_z]$,另一个是 $[\bar{K}^*, \bar{K}_z]$ 。前两个是和斜压扰动动能有关的转化过程,最后一个则为单纯正压的过程。在 K^* 向 K_z 转化的过程中,究竟斜压过程重要,还是正压过程重要呢?根据前面计算,我们只算出 $[\hat{K}^*, \bar{K}_z] + [\bar{K}^*, \bar{K}_z]$ 合计的结果,因此还不能作出定量的回答。如果以 $[\hat{K}^*, \bar{K}_z]$ 和 $[\bar{K}^*, \bar{K}_z]$ 各占和的一半计算,则斜压过程 $NB[\hat{K}^*, \hat{K}_z] + [\hat{K}^*, \bar{K}_z]$ 将大于正压过程 $[\bar{K}^*, \bar{K}_z]$,当然这一推测还有待于实际计算来检验。

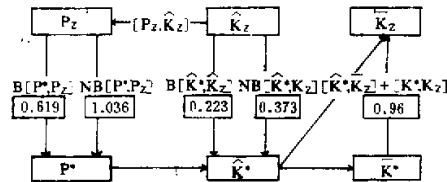


图7 $30^\circ-50^\circ\text{N}$ 北半球冬季平均能量转换图

六、结 论

本文结论有以下几点:

(1) 大尺度扰动的热量和动量的涡动输送是紧密联系的。在准地转情形,大尺度涡动输送可分解为平衡输送和不平衡输送两部分。在平衡涡动输送中,流场、温度场是满足平衡的。不平衡涡动输送,流场和温度场的变化是相反的,将产生非热成风。非热成风将通过平均经圈环流向平衡调整,中高纬度平均经圈环流就是由这一过程产生的。

(2) 我们引进了一个由强迫项决定的时间变率向量 $\mathbf{M}$ 。 $(\text{rot}\mathbf{M})_z$ 等于强迫作用所造成的非热成风产生率。它也等于平均经圈环流向量的旋度在 z 方向的投影。在连续方程采用 Boussinesq 近似和纬向平均环流不随时间变化时,可近似用 $\mathbf{M}$ 来决定平均经圈环流向量。

(3) 在北半球冬季西风带和副热带高压带维持的过程中,中纬度的不平衡涡动输送,以及与之相联系的平均经圈环流所造成的垂直输送起着十分重要的作用。这种不平衡涡动输送一般是和温度槽落后于流场槽的斜压扰动相联系的。

(4) 当把大气运动动能分成垂直平均的正压动能和垂直切变的斜压动能后,可以更

细致地了解能量转化的规律。在扰动动能向平均纬向动能转换的过程中,与斜压扰动相联系的,由 $NB[\bar{K}^*, \bar{K}_z]$ 和 $[\bar{K}^*, \bar{K}_z]$ 所造成的斜压过程的转换,可能和正压过程是同样重要的。

参 考 文 献

- [1] 陈秋士, 1987, 中纬度平均经圈和纬圈环流维持的物理过程(一), 大气科学, Vol. 11, No.2.
- [2] Oort, A. and E. Rasmusson, 1971, Atmospheric Circulation statistics NOAA Professional paper 5.
- [3] 叶笃正、邓根云, 1956, 1950 年平均经圈环流和角动量平衡, 气象学报, 27 卷, 307—322.
- [4] 陈秋士、林本达, 1965, 北半球冬季副热带高压带维持的润度机制, 气象学报, 35 卷, 264—370.
- [5] Lorentz, E., 1955, Available potential energy and the maintenance of the general circulation, *Tellus*, 7, 157—167.
- [6] 陈秋士, 1974, 中纬度大尺度天气系统发展的物理过程, 数值预报和数理统计预报会议文集, 76—109, 科学出版社.

PHYSICAL PROCESSES FOR MAINTENANCE OF THE MEAN MERIDIONAL AND ZONAL CIRCULATION OF THE ATMOSPHERE IN THE MIDDLE LATITUDES (II)

Chen Qiushi Sun Jielun

(Department of Geophysics, Beijing University)

Abstract

The meridional; eddy transfer of the sensible heat is closely related to the transfer of the momentum in the large-scale quasi-geostrophic motion. The large-scale eddy transfers can be combined together and then dissolved into two groups: a balanced transfer and an unbalanced transfer. The balanced transfer always causes the same value for the variations of the vertical shear of the mean zonal wind and the thermal wind in the temperature field. However, the unbalanced one always causes values with the same absolute magnitude but with opposite signs for those variations.

It is argued that the unbalanced transfer, with which the transfer of the meridional circulations must be associated, plays a very important role in the maintenance of the mean zonal circulation and the zone of the subtropical anticyclones in winter in the northern hemisphere.

The kinetic energy of the atmospheric motion is dissolved into a barotropic kinetic energy and a baroclinic kinetic energy, and the conversion processes of the energy is further discussed in detail shown in fig. 7.