

西北太平洋温带气旋爆发性发展的热力-动力学分析^{*}

黄立文^{**}

仪清菊

(LASG, 中国科学院大气物理研究所, 北京, 100029)

(中国气象科学研究院, 北京, 100081)

秦曾灏

宇如聪

(青岛海洋大学, 青岛, 266003)

(LASG, 中国科学院大气物理研究所, 北京, 100029)

摘 要

利用天气、位涡分析和导出的 Lagrangian 型广义 Z-O 发展方程的诊断分析, 考查了两个西北太平洋温带气旋爆发性发展的主要强迫机制和热力-动力空间结构。结果表明, 热力强迫对爆发性气旋发展起主要控制作用, 当反映大气斜压性的 Laplacian 温度平流、积云对流和湍流加热为主的热力强迫共同作用使地转相对涡度急剧增长时, 气旋便出现了爆发性发展, 其中积云尺度的对流加热贡献更大。Laplacian 绝热冷却、大气向海洋的感热输送和摩擦效应起阻滞发展的作用, 也是控制气旋衰亡的主要过程。爆发性发展启动因子因例而异, 涡度平流、Laplacian 温度平流和 Laplacian 大尺度加热均可成为主要启动因子。垂直积分平均分布和垂直结构考查进一步佐证了诊断分析的结果, 并揭示了气旋爆发性发展过程中一些重要的热力-动力学分布特征。

关键词: Lagrangian 型广义 Z-O 发展方程, 热力-动力学分析, 西北太平洋爆发性气旋。

1 引 言

动力学诊断分析是研究温带气旋爆发性发展机理的一种重要途径。基于此方法, 国内外学者对海洋爆发性气旋作过不少研究, 其中主要是针对大西洋的, 也有少量针对西北太平洋爆发性气旋的工作^[1-5]。在这些诊断分析中多数采用了基本的位势高度倾向方程^[6,7], ω 方程^[1], Sawyer-Eliassen 次级环流方程^[1,8,9]和静力倾向方程^[7,10]等。虽然强的垂直运动和急流-锋区次级环流是爆发性气旋发展的一个重要特征, 但并非必然伴随有气旋的爆发性发展。因此, 需要一套直接同地面气压下降相联系, 同时又能包括各层大气强迫和各种热力-动力强迫因子的诊断方程来更直接、准确地度量气旋的发展。Petterssen-Sutcliffe 方程和 Zwack-Okossi 方程^[11]是一种可用来研究气旋发展的准地转发展方程, 近来

^{*} 初稿时间: 1997 年 12 月 31 日; 修改稿时间: 1998 年 8 月 5 日。

资助课题: 中国科学院大气物理研究所 LASG99 年开放课题。

^{**} 作者现工作单位为武汉交通科技大学

该方程被进一步推广为非地转的完全的发展方程^[12,13],并应用于陆地、海洋气旋发展的对比诊断和阻塞高压生命史的研究,经检验表明这是一个极有用的诊断工具,特别有用的是该方程能够显式解释从地面到大气顶各层对地面发展的贡献。这样,利用导出的 Lagrangian 型广义 Z-O 发展方程对西北太平洋爆发性气旋进行分析,就能直接诊断其爆发性发展的主要强迫机制,同时获得对研究较少的各热力-动力强迫因子空间分布的认识。本文第 2 节还从天气、位涡动力学角度对海洋爆发性气旋进行了分析。

2 海洋爆发性气旋天气、位涡分析

经多个个例的研究之后,发现两个出现在 20~70°N, 80°E~160°W 的典型海洋爆发性气旋的结果与其中尺度数值模拟的结果是一致的^[14]。个例 1 发生在 1982 年 3 月 1 日 00 时至 3 月 3 日 00 时,其中 3 月 1 日 12 时至 3 月 2 日 12 时为爆发性发展阶段,加深强度为 1.3 贝吉龙;个例 2 属于连续爆发性发展个例,发生在 1983 年 1 月 3 日 00 时至 1 月 5 日 00 时,其中 1 月 3 日 00 时至 1 月 4 日 00 时加深强度为 1.7 贝吉龙,称为第一次爆发,详细分析过程见文献[4]。这里着重讨论在 1 月 3 日 12 时至 1 月 4 日 12 时,具有和个例 1 相似加深强度即 1.4 贝吉龙的这一后续爆发阶段。将 24 小时爆发阶段的 3 个时刻点分别称之为开始(爆发)时刻,爆发时刻和成熟时刻。

利用 ECMWF 资料计算了这两个个例各层等熵位涡 IPV 、流场和 Ertel 位涡 EPV 、位温场,首先分析了其天气学、位涡演变的一些特点。 EPV , IPV 的 Lagrangian 守恒性及可逆性原理,为研究与气旋加深相关联的 PVA 源地和相互作用提供了一个非常可靠的基础。 PVA 指的是在一个特定的等熵面上某一个参考值的位涡偏差^[15]或定性地把一些孤立的位涡特征看作 PVA ^[16]。按照定义 $EPV = \rho^{-1}\zeta \cdot \nabla\theta$,在没有摩擦和没有非绝热效应时,位涡是守恒的。同样,在等熵面上,当这些条件满足时,等熵位涡也是守恒的。在静力近似并忽略水平梯度项时, $IPV = -g(f + k \cdot \nabla_{\theta} \times v) / (\partial P / \partial \theta)$ 。因此 EPV 和 IPV 能作为一种近似的空气块的示踪物。 IPV 守恒的一个重要结果,粗略地讲就是涡度与位温梯度的相互可改变性。当平流层高位涡空气绝热侵入到对流层时,在侵入区域等熵面垂直方向增厚,因此 $\partial P / \partial \theta$ 在此区域增大,为保持 IPV 守恒,气旋式环流便会产生。当上层 PVA 接近一个地面斜压区(或先已存在 PVA 或位温异常)时,同上层涡旋相联系的气旋式流场将在其前方诱导或增强地面异常,换言之,会产生一个加强了环流。在两个个例中,开始时中上层 $\theta = 330$ K 上的 IPV 主要表现为具有子午向梯度的纬向分布,但随着气旋爆发性发展进程,中上层 IPV 变得更加扭曲,表现为从高纬向低纬较大的 PVA 侵入和中上层 PVA “暖舌”向下游延伸。到气旋发展成熟时,气旋中心附近已形成闭合的 IPV 中心或新的 PVA (图 1b,c)。显然中上层新产生的 PVA 主要是起源于对流层之上的平流层高位涡空气。还注意到两个个例的气旋中心区域的中、低层位温梯度在爆发性时刻都较大(图 1d),意味着有强斜压的发展过程和中上层 PVA 同低层斜压区的相互作用。所不同的是,对 1983 年个例的高层也具有较大的位温梯度,可以预见更深的斜压发展和强温度平流。另外,在两个个例的地面气旋中心之上的 500 ~ 850 hPa 中下层,都出现 EPV 高值区(图 1d),暗示了非绝热加热可能产生中下层的 PVA 。此外,地面气旋爆发性发展时,其中心位于 $\theta = 330$ K(相当于 200 ~ 300 hPa)面上强的高空急流轴或出口偏北一侧(图 1a),高空

出现强的动力辐散和中下层强的垂直运动。重要的差别是在开始时刻,个例 2 中对应地面气旋中心的高层 200 hPa 表现为反气旋式环流,而个例 1 则为气旋式环流(图略),由此导致不同的高层位涡、动力辐散场和中下层的垂直运动,其直接表现在两个个例爆发性发展的不同启动机制上。

从这里清楚地看到,在气旋的爆发性发展中,地面气旋上游的位涡异常和中下层的非绝热效应、气旋区内的强斜压性以及高空急流的动力作用是这类爆发性气旋发展的一个重要的共同特点,而开始时不同的高层环流型式和发展时的不同深层斜压性预示着爆发性气旋发生、发展又各具特色。为了完整理解气旋爆发性发展过程,并进一步揭示爆发性气旋发生、发展的强迫机制和热力-动力空间分布,下面将通过 Z-O 方程的地转相对涡度平衡作进一步分析。

3 Lagrangian 广义 Z-O 发展方程诊断分析

3.1 诊断方程及结果比较

通过厚度方程结合涡度倾向方程和静力倾向方程,详细导出了 Euler 和 Lagrangian 型广义 Z-O 发展方程,见附录。其中,Lagrangian 型广义 Z-O 发展方程如下:

$$\frac{\delta \zeta_{gt}}{\delta t} = - P_d \int_{P_i}^{P_t} \frac{\delta \zeta_{ag}}{\delta t} dP + P_d \int_{P_i}^{P_t} \frac{\delta}{\delta t} \left(\frac{g}{f^2} \beta \frac{\partial Z}{\partial y} \right) dP - P_d \int_{P_i}^{P_t} (\mathbf{v} \cdot \Delta(\zeta + f) - \mathbf{C} \cdot \Delta \zeta) dP -$$

(M) (A) (B) (C)

$$P_d \int_{P_i}^{P_t} \omega \frac{\partial(\zeta + f)}{\partial P} dP - P_d \int_{P_i}^{P_t} (\zeta + f) \nabla \cdot \mathbf{v} dP - P_d \int_{P_i}^{P_t} \left(\frac{\partial \omega}{\partial x} \frac{\partial v}{\partial P} - \frac{\partial \omega}{\partial y} \frac{\partial u}{\partial P} \right) dP -$$

(D) (E) (F)

$$P_d \int_{P_i}^{P_t} \left\{ \frac{R}{f} \int_P^{P_t} \nabla^2 [- (\mathbf{v} - \mathbf{C}) \cdot \nabla T + S\omega + \frac{Q_1}{c_p} + \frac{Q_2}{c_p} + \frac{Q_3}{c_p}] \frac{dP}{P} \right\} dP +$$

(G) (H) (I) (J) (K)

$$P_d \int_{P_i}^{P_t} \mathbf{k} \cdot \nabla \times \mathbf{F} dP$$

(L) (1)

注意该方程(1)仅含静力平衡近似,其中左边(M)为某一近地等压面上(本文取 $P_i = 1000$ hPa)的地转相对涡度 Lagrangian 变率,右边为显含各层大气的、各种热力-动力强迫因子的贡献。各强迫项表示的物理意义如下:(A)非地转涡度 Lagrangian 变率;(B) β 修正项,可以忽略;(C)Lagrangian 的坐标下绝对涡度平流项;(D)绝对涡度垂直输送项;(E)辐散辐合效应,简称散度项;(F)涡管倾斜效应,简称扭转项;(G)Lagrangian 的坐标下温度平流的 Laplacian 项;(H)绝热冷却的 Laplacian 项;(I)大尺度凝结加热率的 Laplacian 项;(J)感热加热率的 Laplacian 项;(K)积云对流加热、辐射加热及湍流加热率的 Laplacian 项,简称积云对流和湍流加热项;(L)摩擦力产生的涡度项,简称摩擦项。

后面的计算中也用到了 Euler 坐标系下的广义 Z-O 发展方程,这时(M)已代表地转相对涡度倾向 $\frac{\delta \zeta_{gt}}{\delta t}$,并且(A)和(B)项已分别变为 $- P_d \int_{P_i}^{P_t} \frac{\delta \zeta_{ag}}{\delta t} dP$ 与 $P_d \int_{P_i}^{P_t} \frac{g}{f^2} \beta \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial Z}{\partial t} \right) dP$, (C)和(G)项中不包含 C 的部分,其它同式(1)。

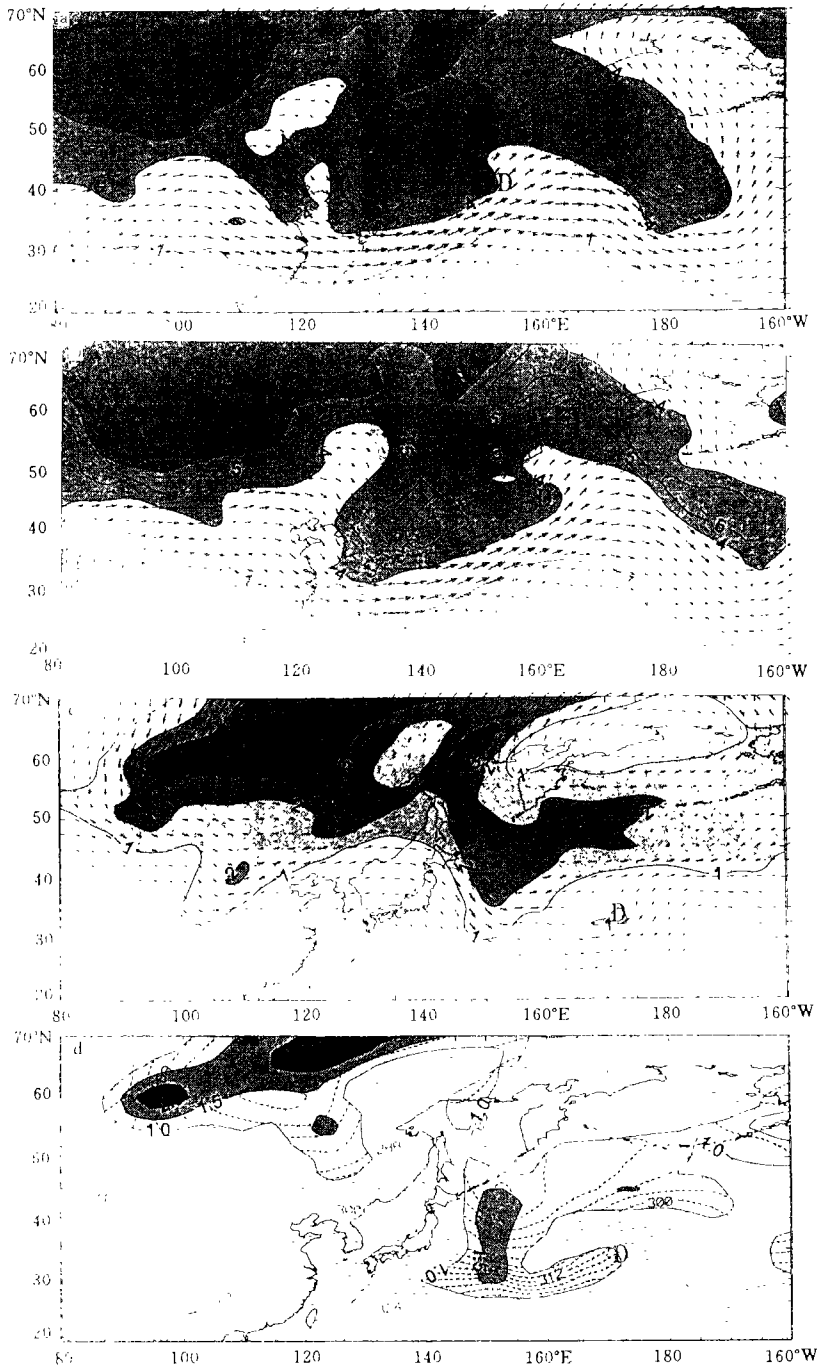


图1 不同时刻 $\theta = 330$ K 上的 IPV (单位:UPV)流场和 EPV (单位:UPV)位温分布
 a. 1982年3月2日00时IPV和流场;b. 1982年3月2日12时IPV和流场;
 c. 1983年1月4日00时IPV和流场;d. 1983年1月4日00时EPV(实线)和位温(虚线))

对 Z-O 方程各项及有关物理量的计算采用了一系列的方法(从略)。将计算结果同观测进行了比较。结果显示(图略),1000 hPa 地转相对涡度和地面气压场的中心极值位置重合,且当气旋中心气压爆发性加深时,地转相对涡度中心极值也急剧增加。表明可直接用 1000 hPa 地转相对涡度变化来度量气旋地面中心气压变化,从而反映气旋的爆发性发展。进一步地比较了由式(1)右端计算得到的气旋中心 9 点平均的 Lagrangian 变率(称之为诊断值)和直接用式(1)左端计算得到的观测值,结果也显示两者的总体变化趋势一致,且同在爆发时刻最大,其平均绝对值相差较小。利用 Euler 型广义 Z-O 方程得到的 1000 hPa 地转相对涡度倾向的诊断值同观测值的比较也表明,4 个时次平均的场相关系数,对 1982 年个例和 1983 年个例分别为 0.68 和 0.61,总体上具有相当的可比性。反映了 Z-O 诊断结果是成功的、可以信赖的,同时也表明,分析式(1)中地转相对涡度 Lagrangian 变率的平衡以诊断对气旋爆发性发展的相对贡献是可行的。

3.2 热力-动力强迫过程

图 2 给出了两个个例各热力-动力因子 A, B, C, ……L 对气旋中心 Lagrangian 变率 M 相对贡献的直方图。对 1982 年个例来说(图 2a),气旋开始爆发时,气旋中心地转相对涡度的增加主要是通过涡度平流 C。随后, Laplacian 温度平流 G、积云对流和湍流加热 K 共同控制了气旋的爆发性发展。至发展成熟时刻,积云对流和湍流加热 K 最强,成为唯一的主要强迫项。相对地,上升空气绝热冷却项 H、大气和海洋的感热交换 J 和摩擦作用 L 阻滞了主要的发展项(G+K),而此时涡度平流 C 的影响已显著变小。在气旋衰亡时,气旋中心的反气旋式地转相对涡度增加主要是由于摩擦 L 和大气向海洋输送感热 J 的结果。其中气旋中心及其东南面局部的大气和海洋感热交换 J 起阻滞发展作用也为数值试验结果所证实^[14]。对 1983 年个例来说(图 2b),气旋发展初始时主要靠 Laplacian 温度平流 G 及大尺度凝结加热 I(图略),在连续爆发进程中,气旋爆发性发展主要受到由 Laplacian 温度平流 G、积云对流和湍流加热 K 的共同制约。在发展成熟时,大尺度凝结加热 I 也是具有正贡献的重要因子。另一方面,绝热冷却项 H,大气向海洋的感热输送 J 和摩擦作用 L 也起阻滞发展和导致衰亡的作用。

总的来说,当反映大气斜压性的 Laplacian 温度平流 G、积云和湍流加热 K 共同强迫使地转相对涡度急剧增长时,气旋便出现了爆发性发展。此时,绝热冷却 H、大气向海洋的感热输送 J 和摩擦效应总体上是起阻滞发展作用的,但不足以抵消 G 和 K 巨大的正贡献。此 3 项是导致气旋衰亡的重要控制因子。注意,涡度平流 C 对爆发性发展贡献的动力作用是较小的,反映出海洋气旋爆发性发展是一个以热力强迫为主的过程。

两个个例重要的差别是启动因子不同,1982 年个例是以涡度平流的动力因子为主,而 1983 年个例, Laplacian 温度平流与大尺度凝结加热是主要的,即以热力强迫为主要启动因子。这种差别是同气旋初始时不同高层环流型式相联系的。前者高层为气旋式涡度,正涡度平流起作用,后者 300 hPa 以上为反气旋式涡度,从动力学上讲,这时低层辐合、高层辐散最有利于强的上升运动,如果在稳定层结中有充沛的水汽,这是有利于大尺度凝结的。再者,后者更深厚的斜压性表明了 Laplacian 温度平流一致在气旋发展中起作用,而前者当爆发性发展到成熟时 Laplacian 温度平流甚至已经不重要了。

从图 2 中还应看到,主要强迫项 Laplacian 温度平流 G、积云对流和湍流加热 I 中,后

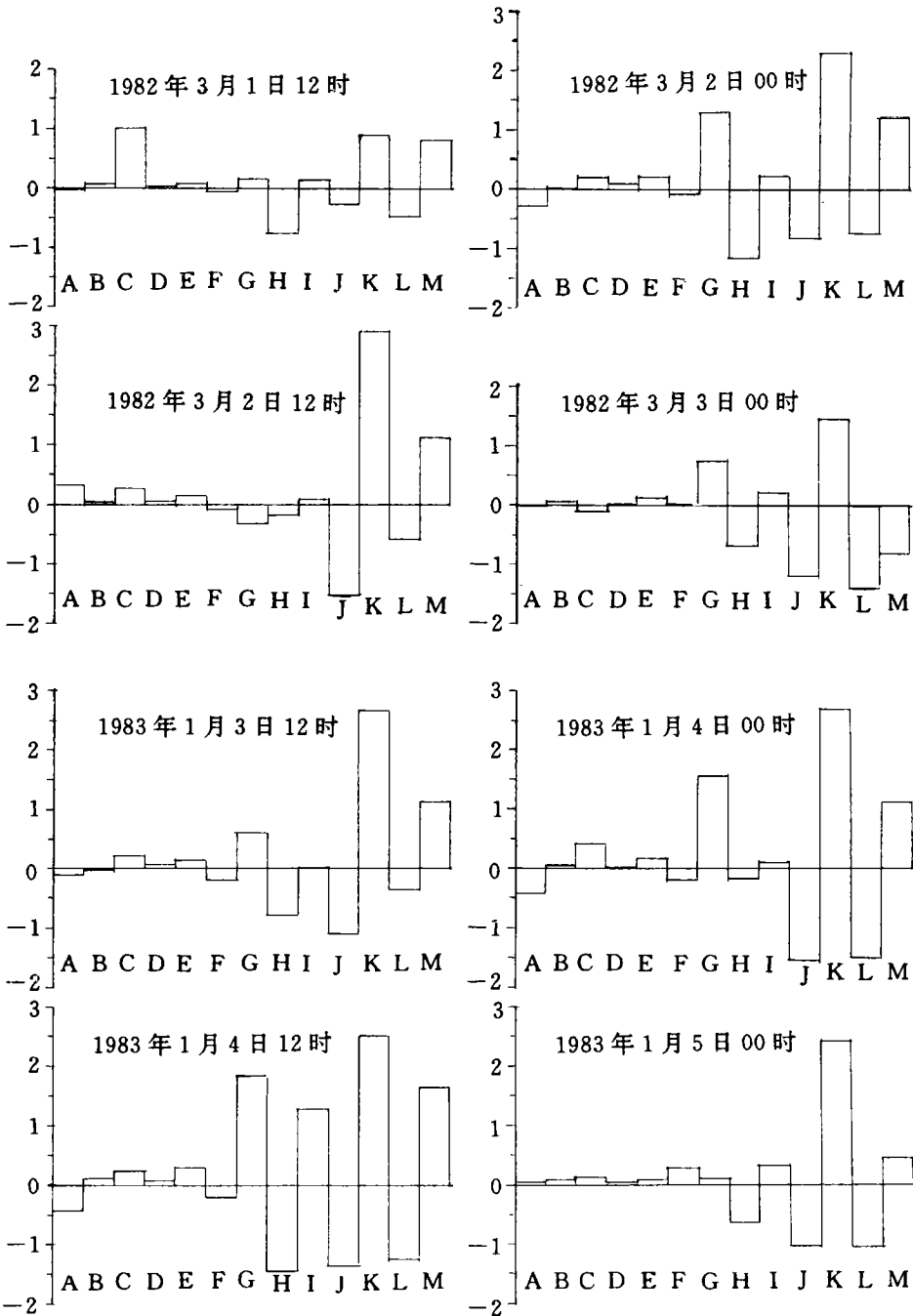


图2 不同时刻各热力-动力因子对地转相对涡度 Lagrangian 变率 M 的贡献

者对气旋爆发性发展的贡献更大,特别是在气旋爆发性发展的后期。这里的积云对流和湍流加热是作为总的非绝热加热中扣去大尺度加热(本文中 $2.5^{\circ} \times 2.5^{\circ}$ 网格尺度的加热)和感热加热后的剩余项,在不计短期内辐射加热的微弱影响和显然存在的计算误差时,它主

要是由小于约 275km 的积云尺度对流活动和湍流加热引起的。75km 网格的中尺度数值试验^[14]验证表明,网格尺度的水汽凝结潜热释放是这两个气旋爆发性发展的主要物理过程,这是同此诊断分析的结果相一致的,即主要由于积云尺度对流活动引起的水汽凝结潜热释放导致了地面地转相对涡度的急剧增长和气旋爆发性发展。由此可推断,这种积云尺度对流活动的可能尺度是 10~100km。

3.3 热力-动力空间分布

3.3.1 “水平”分布

前面介绍了高空各层大气垂直积分平均的热力-动力因子对近地面气旋中心地转涡度 Lagrangian 变率的 9 点平均贡献,下面再来分析一下在垂直积分平均(“水平”)面上主要热力-动力因子的分布特征。

一般来说,在气旋爆发性发展的不同时刻,气旋中心附近热力-动力因子的垂直积分平均分布是不同的。对 1982 年个例的爆发时刻(图略),气旋中心位于温度平流项 G 的正贡献区内和绝热冷却项 H 的负贡献区内。在气旋中心移动的前方(后方),即东北(西南)面,温度平流项 G 具有最大的正(负)贡献。相对地,在中心的东北(西南)面,绝热冷却项 H 具有最大的负(正)贡献。从图 2a 和图 2b 中几乎都可看到各时次 G 和 H 两者对气旋发展相反的贡献。这从热力学上来分析是不难理解的。当出现暖平流时,空气内能增加,空气在上升过程中,体积膨胀对外做功,如果与外界没有热交换,为抵消内能增加,出现绝热冷却过程将不可避免。对于涡度平流项 C,在气旋中心及其周围,其值都较小。气旋中心位于大尺度加热项 I 的正贡献区内,但较大的 I 正贡献中心位于气旋的东南面(这里垂直运动和相对湿度都较大)。对于感热加热项 J,海洋对大气的感热输送最大位于气旋中心的西面及西南面,而此时在气旋中心及东南面却是大气向海洋输送感热。这种分布是同形成地面冷、暖锋面的冷暖气团的位置相一致的。还应看到最大积云对流和湍流加热项 K 的正贡献位于气旋中心及其东南和西南面,同气旋逗点云系的分布类似,较大负贡献位于其东北面,这种型式也是非绝热加热项 Q 的分布型式(图略)。

1983 年个例同 1982 年个例在爆发性发展时刻的热力-动力因子分布非常相似。所不同的是,最大温度平流项 G 的正负中心绝对值比前者更大,而气旋中心附近绝热冷却项 H 的阻抑作用比前者要小。另外,1983 年个例为东移路径,不同于 1982 年个例东北向移动路径,相应的最大的 G 正(负)值中心或 H 负(正)值中心位于气旋中心移动的前方(后方)即东面(西面)。

3.3.2 垂直分布

前面给出了垂直积分平均的强迫项对气旋中心 9 点平均 Lagrangian 变率的贡献以及这些贡献的垂直积分平均分布,分别称之为“点”贡献和“面”贡献,现在再给出气旋中心 9 点平均的各强迫因子的垂直结构,称之为“线”贡献。

在气旋爆发性发展的不同时刻,气旋中心热力-动力强迫因子及有关物理量的垂直廓线也是明显不同的。从垂直运动廓线演变中看到,在气旋爆发时刻,300~850 hPa 均出现较强的上升运动,其中最大垂直运动位于 500 hPa(1982 年个例,图 3)和 700 hPa(1983 年个例,图略)。重要的差别在于开始时刻,前者各层垂直速度几乎为零(图 3),而后者开始时刻的 500~850 hPa 层即具有较强的上升运动。对散度项 E 和涡度平流项 C,在演变过

程中各层贡献几乎都是相反的(图略),在500~700 hPa层两者的值一般都较小,成为正负贡献的转折点。在此层之上的各层,C项(E项)均为正(负)贡献,表明中上层主要是正涡度平流(辐散效应),此层之下则相反。整层平均后,因上下层空气的补偿辐散辐合,其净效应很小。同样,两个个例重要的差别也表现在开始时刻。前者C项在300 hPa最大且300 hPa以上为正涡度平流,而后者300 hPa层以上却表现为负涡度平流。这种气旋开始时刻所表现出的动力学差异,导致了两个个例爆发性发展启动因子的不同。这可从动力学上解释:前者开始时300 hPa以上相对涡度为较大正值,高空没有较大动力辐散区,根据连续方程,这是不利于垂直运动的,而后者高层为反气旋式环流,高空动力辐散使得低层补偿运动在中间层次产生较大的上升运动,如同前述,垂直运动的差异诱导了热力场的差异,如后者开始时刻即表现为大尺度加热的启动作用。

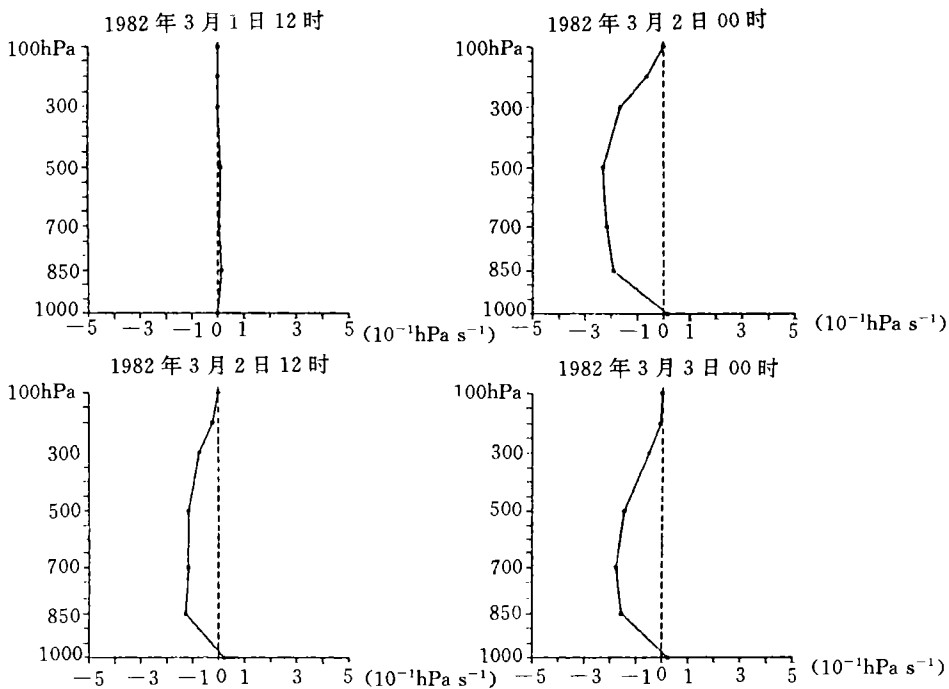


图3 1982年个例不同时刻的垂直速度廓线

从热力场的垂直分布来看(图略),开始时刻,500 hPa以下温度平流项为负贡献,表示500 hPa以下低层主要是冷平流,而500 hPa以上高层表现为暖平流。至爆发时刻,各层均表现为暖平流,其中最大位于200~300 hPa。这种高层强暖平流的出现是同对流层顶波动和暖池结构^[6]的观测事实相一致的,也是同高层位涡异常PVA的出现相联系的。

另从图4中可见,非绝热加热率 Q 在500~850 hPa均为正值。在爆发时刻 Q 较初始时刻明显增大,至成熟时刻,正的非绝热加热率可达300 hPa高度,并且最大非绝热加热率峰值已从爆发时刻的500 hPa下移到850 hPa。1982年个例具有类似特点(图略)。还可看到,在非绝热加热率的3个分量I,J,K中,较大的J分量主要位于底层海-气边界层,最大大尺度加热位于700 hPa层,但值较小,而由积云对流和湍流引起的加热率K占主要成

份,因此非绝热加热率 Q 在爆发时刻及成熟时刻的显著增大及峰值下移,主要体现在积云对流和湍流加热率 K 的增大和峰值下移。这和文献[7]中研究的陆地气旋个例分析中的结果有些类似。还应注意的,非绝热加热率 Q 在爆发时刻的 300 hPa 甚至到 200 hPa 都有一个负的峰值。这似乎有悖于一般的认识。据 ECMWF 分析资料,在 1983 年个例的爆发时刻,300 hPa 层气旋中心附近的相对湿度达 60%~70%,明显高于周围其它区域,也较非爆发时刻大,而且 300 hPa 有一闭合的低值中心,这种深厚系统可能存在云水的蒸发效应,空气因放热而变冷,致使 Q 为负值。又据对同一个例的数值试验结果^[14],在高空 200~300 hPa 层的气旋中心确实存在未饱和层的云滴和雨滴蒸发效应,它们同水汽凝结过程一起是气旋爆发性发展中最重要物理过程。

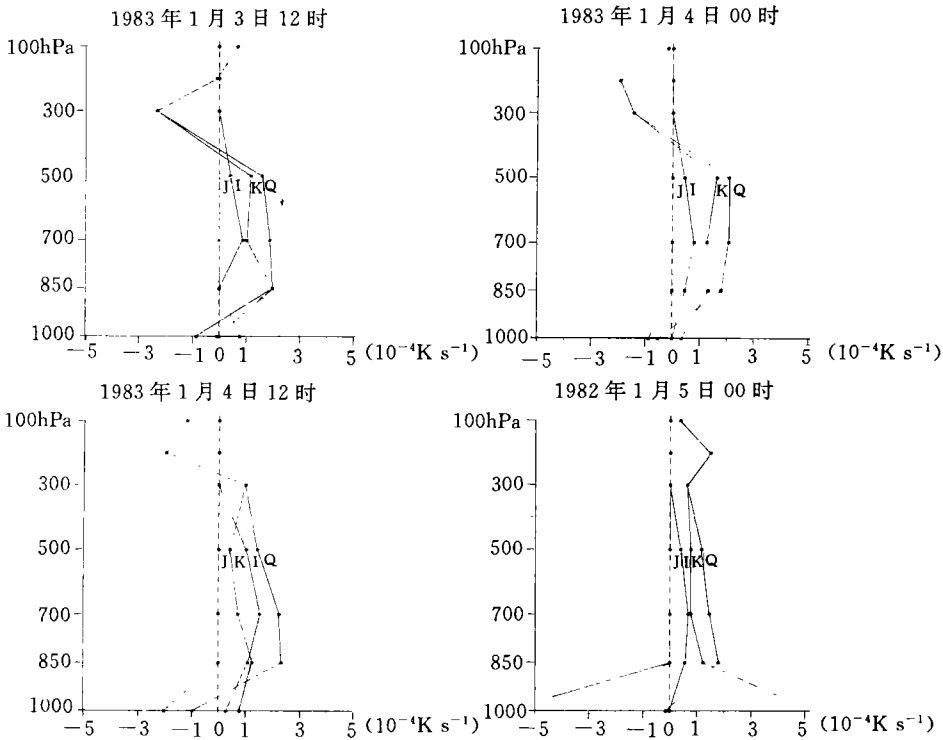


图4 不含 Laplacian 算子和积分运算的 I, J, K 及 $Q(I + J + K)$ 项的垂直廓线

这样,通过强迫因子空间结构的考查,不仅进一步佐证了前面天气、位涡分析和 Z-O 诊断分析的结果,而且清楚地认识了爆发性气旋的动力-热力三维结构。

4 结 论

利用天气、位涡分析结合导出的 Lagrangian 型广义 Z-O 发展方程的诊断分析,考查了两个西北太平洋温带气旋爆发性发展的主要强迫机制和热力-动力空间结构。在气旋爆发性发展中,地面气旋上游的位涡异常和中下层的非绝热效应、气旋区内的强斜压性以及高空急流的动力作用是这类爆发性气旋发展的一个共同特点。

Z-O 方程诊断分析表明,近地层地转相对涡度的变化和地面气旋中心的 Lagrangian 变率可直接用于度量地面爆发性气旋的发展。诊断分析还揭示出了热力强迫对爆发性气旋发展所起的主要控制作用。当这种主要以反映大气斜压性的温度平流、积云对流和湍流加热为主的热力强迫共同作用使地转相对涡度急剧增长时,气旋便出现了爆发性发展,其中由于积云尺度的对流加热贡献较大。涡度平流对爆发性发展的动力作用较小。对气旋爆发性加深起阻滞作用的主要热力过程是大气向海洋的感热输送和大气的绝热冷却,起阻滞作用的动力过程是摩擦耗散。这三个过程也是气旋减弱衰亡的主要物理过程。爆发性气旋发展的启动因子存在个例上的差异,涡度平流、温度平流和大尺度加热均可成为主要启动因子。

空间分布表明,在气旋爆发性发展的不同阶段,气旋中心附近热力-动力因子的分布明显不同。气旋爆发性发展时,最大温度平流和涡度平流的正贡献一般位于气旋中心移动的前方(东面或东北面),而负贡献主要位于气旋中心移动的后方(西面或西南面),绝热冷却同温度平流的贡献相反;由积云对流及湍流加热的正贡献主要位于气旋中心及其东南和西南方向,同逗点云型的分布相似;在爆发性发展时,气旋中心主要是大气向海洋输送感热,较大的负(正)贡献主要位于气旋中心的东南(西)面,同地面锋区的分布是相联系的;大尺度加热的正贡献中心位于气旋中心的东南面,同这里大尺度上升运动相联系。在气旋开始爆发时,垂直运动的强弱差异较大,而当气旋爆发性发展时,在 300~850 hPa 层都具有较强的上升运动,其中以 500~700 hPa 为最强;在气旋开始时刻,500 hPa 以上主要表现为冷平流,500 hPa 以下为暖平流,但在爆发性发展时,各层均为暖平流并且明显增大;涡度平流和辐辐合效应在 500~700 hPa 层的上下层改变符号。在非绝热加热中以积云对流和湍流加热为主,而感热加热、大尺度凝结加热以及辐射加热相对较小,最大大尺度加热位于 700 hPa。在整个发展过程中,非绝热加热在 300 hPa 以下均为正贡献,在爆发发展时非绝热加热明显增大,最大加热峰值从 500 hPa 层下降到成熟时刻的 850 hPa 层,而在 200~300 hPa 出现了负的非绝热加热峰值,表明未饱和层的云滴和雨滴蒸发效应也是气旋爆发性发展中的一个重要物理过程。

参考文献

- 1 李长青,丁一汇.西北太平洋爆发性温带气旋的诊断分析.气象学报,1989,47:180~190
- 2 仪清菊,丁一汇.东海地区温带气旋爆发性发展的动力学分析.气象学报,1992,50(2):152~166
- 3 吕筱英,孙淑清.气旋爆发性发展过程的动力特征及能量学研究.大气科学,1996,20:90~100
- 4 Huang Liwen, Qin Zhenhao. Energy dispersion effects on explosive development of the extratropical cyclones. A M S. 1998, 12(4):486-503
- 5 Huang Liwen, Qin Zhenhao, Wu Xiuheng, et al. Local energetics on explosive development of extratropical marine cyclone. A. M. S., 1999, 57(4):410-418
- 6 Hirschberg P A, Fretsch J M. Tropopause undulations and the development of extratropical cyclones. Mon Wea Rev. 1991, 119:496-550
- 7 丁一汇,朱彤,陆地气旋爆发性发展的动力学分析和数值试验.中国科学(B辑),1993,23:1226~1232
- 8 杜俊,余志豪.中国东部一次入海气旋的次级环流分析.海洋学报,1991,13:43~50
- 9 江敦春,党人庆.地形和高层环境对爆发气旋影响的数值研究.南京大学学报,1995,31:154~164
- 10 Hirschbery, P A, Doyle J D. An examination of pressure tendency mechanisms in an idealized simulation of extratrop-

- ical cyclogenesis. *Tellus*. 1995. 47A: 747-758.
- 11 Zwack P. Benott Okossi. A new method for solving the quasi-geostrophic Omega equation by incorporating surface pressure tendency data. *Mon Wea Rev.* 1986. 114: 655-666
 - 12 Lupo A R. Smith P J. Zwack P. A diagnosis of the explosive development of the two extratropical cyclones. *Mon Wea Rev.* 1992. 120:1490-1523
 - 13 Lupo A R. Smith P J. Planetary and synoptic-scale interactions during the life cycle of a mid-latitude blocking anticyclone over the north Atlantic. *Tellus*. 1995. 47A: 575-596
 - 14 黄立文, 秦曾灏, 吴秀恒等. 海洋温带气旋爆发性发展数值试验. *气象学报*, 1998, 57 (4). 410~418
 - 15 Hoskins, B J. McIntyre M E. Robertson A W. On the use and significance of isentropic potential vorticity maps. *Quart J Roy Meteor Soc.* 1985. 111 (470): 877-946
 - 16 Revell M J. Ridley R N. The origin and evolution of low-level potential vorticity anomalies during a case of Tasman Sea cyclogenesis. *Tellus*. 1995. 47a: 779-796

DYNAMICS/THERMDYNAMICS DIAGNOSIS OF EXPLOSIVE DEVELOPMENT OF EXTRATROPICAL CYCLONES OVER THE NORTHWESTERN PACIFIC OCEAN

Huang Liwen

(*LASG, Institute of Atmospheric Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing, 100029*)

Yi Qingju

(*Chinese Academy of Meteorological Sciences, Beijing, 100081*)

Qin Zenhao

(*Ocean University of Qingdao, Qingdao, 266003*)

Yu Rucong

(*LASG, Institute of Atmospheric Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing, 100029*)

Abstract

Both the primary forcing mechanisms and dynamical/thermodynamical distributions of two explosive cyclones over the Northwestern Pacific Ocean were investigated using synoptic meteorology, potential vorticity dynamics and Lagrangian generalized Z-O equation diagnosis. The results demonstrated that thermodynamical forcing dominated the explosive development of marine cyclones, i. e. explosive development occurred as Laplacian temperature advection reflecting the baroclinicity of atmosphere. Laplacian cumulus heating and turbulent heating combined to force significant geostrophic vorticity increases while more contributions resulted from Laplacian cumulus heating. Dynamical forcing of vorticity convection played relatively small role while explosive development progressed. The primary thermodynamical forcing processes that acted to inhibit development were the sensible heat transfer

from air to sea and the adiabatic cooling whereas the dynamic forcing process that exerted a consistently strong damp influence was the friction dissipation. Moreover, the three primary forcing processes also resulted in the much slower development or decay of cyclones. The initiation factors that triggered the explosive development of cyclones differed between the two cases. Either the vorticity-convection or both temperature convection and large-scale condensation heating can drive to initiate the explosive development of cyclones. The examinations of integrated-averaged distribution and vertical structure of dynamical/thermodynamical forcing terms revealed further some important dynamical/thermodynamical distribution characteristics.

Key words: Lagrangian generalized Z-O equation, Dynamics/thermodynamics diagnosis. Explosive cyclones over the Northwestern Pacific Ocean.

附录:Lagrangian 和 Euler 广义 Z-O 发展方程推导

$$\text{对任一等压面 } P \text{ 上的位势高度 } Z, \text{ 由静力学方程 } Z = Z_l + \frac{R}{g} \int_P^{P_l} T \frac{dP}{P} \quad (\text{A1})$$

这里 Z_l 为近地面某一等压面 P_l 上的高度, T 为温度, R 为干空气气体常数, g 为重力加速度。对式(A1)取二维 ∇^2 算子运算, 并除以科氏参数 f , 然后求时间偏导, 可得:

$$\frac{\partial \zeta_g}{\partial t} = \frac{\partial \zeta_{gl}}{\partial t} + \frac{R}{f} \nabla^2 \int_P^{P_l} \frac{\partial T}{\partial t} \frac{dP}{P} \quad (\text{A2})$$

ζ_g, ζ_{gl} 分别为等压面 P 和 P_l 上的地转相对涡度。

$$\text{对非地转风求偏导可得非地转风涡度 } \zeta_{ag} = \zeta - \zeta_g + \frac{g}{f^2} \beta \frac{\partial Z}{\partial y} \quad (\text{A3})$$

ζ 为相对涡度, $\beta = \frac{\partial f}{\partial y}$ 。

式(A3)关于时间求导, 并代入式(A2)得

$$\frac{\partial \zeta_{gl}}{\partial t} = \frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{g}{f^2} \beta \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial Z}{\partial t} \right) - \frac{\partial \zeta_{ag}}{\partial t} - \frac{R}{f} \int_P^{P_l} \nabla^2 \frac{\partial T}{\partial t} \frac{dP}{P} \quad (\text{A4})$$

$$\text{在 Lagrangian 坐标下, } \frac{\partial \zeta_{gl}}{\partial t} = \frac{\partial \zeta_{gl}}{\partial t} + \mathbf{C} \cdot \nabla \zeta_{gl} \quad (\text{A5})$$

这里 $\frac{\partial \zeta_{gl}}{\partial t}$ 是跟随系统运动造成的准 Lagrangian 变率, \mathbf{C} 为系统的移动速度。

将式(A4)代入式(A5)得

$$\frac{\partial \zeta_{gl}}{\partial t} = \frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{g}{f^2} \beta \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial Z}{\partial t} \right) - \frac{\partial \zeta_{ag}}{\partial t} - \frac{R}{f} \int_P^{P_l} \nabla^2 \frac{\partial T}{\partial t} \frac{dP}{P} + \mathbf{C} \cdot \nabla \zeta_g - \frac{R}{f} \int_P^{P_l} \nabla^2 (\mathbf{C} \cdot \nabla T) \frac{dP}{P} \quad (\text{A6})$$

将涡度方程和热力学方程代入式(A6)得

$$\begin{aligned} \frac{\partial \zeta_{gl}}{\partial t} = & - \frac{\partial \zeta_{ag}}{\partial t} + \frac{g}{f^2} \beta \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial Z}{\partial t} \right) - (\mathbf{v} \cdot \nabla (\zeta + f) - \mathbf{C} \cdot \nabla \zeta_g) - \omega \frac{\partial (\zeta + f)}{\partial P} - (\zeta + f) \nabla \cdot \mathbf{v} - \\ & \left(\frac{\partial \omega}{\partial x} \frac{\partial v}{\partial P} - \frac{\partial \omega}{\partial y} \frac{\partial u}{\partial P} \right) - \frac{R}{f} \int_P^{P_l} \nabla^2 [- (\mathbf{v} - \mathbf{C}) \cdot \nabla T + \frac{Q}{c_p} + S\omega] \frac{dP}{P} + \mathbf{k} \cdot \nabla \times \mathbf{F} \end{aligned} \quad (\text{A7})$$

式(A7)表示了由任一等压面 P 上的过程所强迫的近地面地转涡度倾向。注意, 这里静力稳定度参数 $S = -\frac{\partial T}{\partial P} + \frac{RT}{Pc_p} = -\frac{T}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial P}$, Q 为非绝热加热率, c_p 为等压比热, θ 为位温, 垂直速度 $\omega = \frac{dP}{dt}$, \mathbf{F} 为摩擦力。

当考虑整层强迫时, 可对式(7A)从 P_l 积分到 P , 并乘以 $P_d = (P_l - P)^{-1}$, 由此得

$$\begin{aligned} \frac{\partial \zeta_{gl}}{\partial t} = & - P_d \int_{P_l}^P \frac{\partial \zeta_{ag}}{\partial t} dP + P_d \int_{P_l}^P \frac{g}{f^2} \beta \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial Z}{\partial t} \right) dP - P_d \int_{P_l}^P (\mathbf{v} \cdot \nabla (\zeta + f) - \mathbf{C} \cdot \nabla \zeta_g) dP - \\ & P_d \int_{P_l}^P \omega \frac{\partial (\zeta + f)}{\partial P} dP - P_d \int_{P_l}^P (\zeta + f) \nabla \cdot \mathbf{v} dP - P_d \int_{P_l}^P \left(\frac{\partial \omega}{\partial x} \frac{\partial v}{\partial P} - \frac{\partial \omega}{\partial y} \frac{\partial u}{\partial P} \right) dP - \\ & P_d \int_{P_l}^P \left\{ \frac{R}{f} \int_P^{P_l} \nabla^2 [- (\mathbf{v} - \mathbf{C}) \cdot \nabla T + S\omega + \frac{Q_1}{c_p} + \frac{Q_2}{c_p} + \frac{Q_3}{c_p}] \frac{dP}{P} \right\} dP + \\ & P_d \int_{P_l}^P \mathbf{k} \cdot \nabla \times \mathbf{F} dP \end{aligned} \quad (\text{A8})$$

这里, 已将 Q 写成 $Q = Q_1 = Q_2 = Q_3$, 其中 Q_1 表示大尺度凝结加热率, Q_2 表示边界层感热加热率, Q_3 表示积云对流引起的凝结加热、辐射加热及湍流加热率。

将式(A3)代入式(A8)右边第3项, 并归纳整理得式(1)。将式(A5)和(1)式联系起来, 并取 $\mathbf{C} = 0$ 即可得到 Euler 坐标系下的广义 Z-O 方程。