

海洋风暴形成的一种动力学机制^①

黄立文

(中国科学院大气物理研究所, LASG, 北京, 100029; 武汉理工大学, 武汉, 430062)

吴国雄 宇如聪

秦曾灏

(中国科学院大气物理研究所, LASG, 北京, 100029) (上海台风研究所, 上海, 200030)

摘要

文中从观测统计学、瞬变涡动能量学和 MM5 中尺度数值模拟角度, 研究了海洋风暴(爆发性气旋)形成的气候特征及其可能的动力学机制, 揭示了一幅爆发性发展的物理图像。结果表明, 在冷季大气特别是日本以东洋面上大气特有的热力气候背景下, 通过同海洋风暴过程相联系的涡动热通量 $v\theta$ 的向极地输送 ($-v\theta \cdot \hat{y} \cdot Q_n > 0$), 将季节尺度的时间平均有效位能向瞬变涡旋时间尺度的涡动有效位能转换, 是海洋风暴形成的主要动力机制。在该过程中转换来的具有最大贡献的涡动有效位能, 连同具有次大贡献的积云加热制造的涡动有效位能 (q_3) 一起, 通过暖异常区 ($\alpha > 0$) 暖湿空气上升运动 ($-\omega > 0$) 的斜压转换 ($-\alpha\omega$), 促使涡动动能增长。同时, 补充的涡动有效位能又加强了暖异常区的暖湿空气上升运动, 进而产生积云对流活动及其潜热释放的正反馈过程, 最终导致涡动动能急剧增长和海洋风暴的形成。海-气潜热输送的作用是在风暴形成初期提供后来积云尺度对流活动及潜热释放的水汽潜力。研究还表明, 海洋风暴主要发生在冷季月份 130 E 以东的中高纬洋面上, 这种对特定季节和特定海域的依赖性是大气和海洋气候背景的动力/热力共同作用的结果。

关键词: 动力学机制, 涡动热输送, 不同时间尺度, 能量转换, 海洋风暴形成。

1 引言

海洋风暴是一种发生在中高纬洋面上的灾害性天气系统。在某一标准纬度 60 N 上, 气旋中心气压 24 h 内急剧下降 24 hPa 以上(任意纬度 φ 上以地转调整率(24 hPa/24 h) $\times \sin \varphi \sin 60$ 表示)而形成海洋风暴, 它又称为爆发性气旋或炸弹气旋^[1]。在过去的十多年里, 已有许多学者探讨了海洋风暴的形成机理, 如指出对流层顶附近的物理过程及其和平流层相互作用的可能机制^[2~4], 大尺度强迫与潜热耦合的机制^[5~9], 湿斜压不稳定理论^[10, 11]和中尺度倾斜对流不稳定机制^[12], 海-气边界层过程及相互作用的可能激发机制^[13, 14]。最近的研究^[15, 16]表明了弱风暴条件下相邻系统能量频散的触发机制, 其中特别指出在后续爆发性发展而形成强海洋风暴的过程则主要依赖于气候背景。本文的工作

① 初稿时间: 2000年3月13日; 修改稿时间: 2001年3月12日。
资助课题: 优秀国家重点实验室研究项目基金(40023001)和国家自然科学基金重点项目(49736200)

则是结合较高分辨率的 NCEP/NCAR 再分析资料的动力学诊断和 MM5 数值试验, 进一步探讨海洋风暴形成同特定气候背景的关系及其可能的动力学机制。在此之前, 也给出了观测的海洋风暴形成的气候统计学证据。

2 时空分布气候统计学特征

依据 10 a (1979 年 10 月 ~ 1989 年 4 月) 日本天气图资料, 统计冷季 7 个月内发生在 120~180 E 的西北太平洋风暴。2 个时次(00 UTC, 12 UTC) 的风暴中心气压和位置为主要统计对象。将一个海洋风暴全过程称为一个个例, 其中每 24 h 时段经历爆发性加深者, 其频数为 1, 逐段累加。这样, 10 a 共计 188 个个例, 总的爆发性发展频数为 344 次。

图 1a 给出了频数的年变化。除暖季月份因发生太少, 未参与统计外, 每年冷季中以 10 月、4 月最少, 平均为 2~3 次, 而发生最多的月份集中在 3, 12 和 1 月, 达 70 次之多。另外, 此 3 个月每月可有 7 个以上海洋风暴过程。50% 的中等强度风暴都存在连续爆发性加深过程, 其中最多的月份仍集中在 12, 1 和 3 月(图略)。

海洋风暴形成位置也相对集中。在主要向东偏北方向移动中, 爆发性发展则主要位于日本以东和以南洋面上(图 1b)。注意到, 虽然日本海内也占相当数量, 但 130 E 以西的中国沿海和近海却极少。陆地气旋入海后的初期多数只经历一般性加深。

海洋风暴形成对特定季节和特定海域的这种依赖性表明, 大气和海洋气候背景的动力/热力作用在风暴形成中起了重要作用。

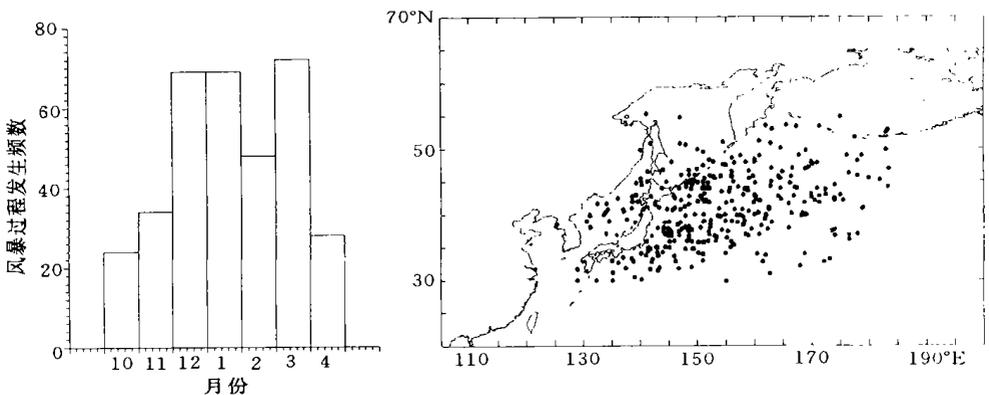


图 1 海洋风暴形成的年变化(a) 和空间分布(b)

3 瞬变涡动能量方程分析

涡动能量方程能将瞬变涡旋同平均量联系起来。将涡动定义为时间平均流的偏差, 这样, 瞬时水平速度 V , 垂直速度 Ω 及有关热力学变量可分解成^[15]

$$V = V_m + v \quad \Omega = \Omega_m + \omega \quad Q = Q_m + q$$

$$\Theta(x, y, p, t) = \Theta_m(x, y, p) + \theta(x, y, p, t) = \Theta(p) + \theta_m(x, y, p) + \theta(x, y, p, t) \quad (1)$$

这里, 下标 m 表示时间平均, 后面取月平均; Q 代表任一标量属性; 位温 $\Theta(p)$ 为水平面积平均和时间平均, 代表位能最小状态下的位温分布; $\theta_m(x, y, p)$ 为相对于 $\Theta(p)$ 偏差的时间平均。

通过涡动能方程对冷季月份中有代表性的海洋风暴个例进行了动力学诊断分析。个例为 1983 年 1 月 3 日 00 时至 5 日 00 时在西北太平洋经历连续爆发性发展的海洋风暴。计算资料取自 NCEP/NCAR 高空和地面气压场再分析资料, 具有每日 4 个时次(00, 06, 12, 18 UTC), 1000 hPa 至 10 hPa 17 层等压面、 2.5×2.5 网格上 5 个要素(U, V, H, T, RH) 及海平面气压场资料。ECMWF 2 个时次 7 层客观分析资料及日本天气图也辅以佐证。1983 年 1 月 21 日 12 时至 23 日 12 时的另一个例也考查了, 但限于篇幅, 这里主要研究 1 月 3 日个例, 也归纳了其它个例的结果。

从图 2a 可以看到, 2 日 18 时~4 日 18 时, 气旋中心气压从 1006 hPa 急剧下降至 964.4 hPa。从 ECMWF 资料和日本天气图得到的中心气压尽管略有不同, 但总的变化趋势同 NCEP 资料结果是相似的。至 4 日 18 时, 海洋风暴发展成熟, 气压开始缓慢回升。按 Sanders^[1] 的定义可知, 该个例为连续爆发, 其中后续的爆发性发展阶段, 即 3 日 18 时~4 日 18 时, 加深率为 1.4 个贝吉龙, 是典型的中等强度爆发性气旋的代表。这一时段是本文中重点要研究的。关于 2 日 18 时~3 日 18 时第一阶段爆发性发展过程参见文献[15]。

定义垂直积分平均 $\hat{F} = \frac{1}{(P_s - P_t)} \int_{P_t}^{P_s} F dp$, 体积积分 $[F] = \frac{1}{M} \int_M \int_{P_t}^{P_s} F dp d\sigma$, F 代表任一能量分量; P_t 为大气顶的气压, 取 10 hPa; M 为由某一垂直积分平均的涡动能等值线所包围的区域。

计算了垂直积分平均的涡动能 \hat{K}_e 和涡动有效位能 \hat{P}_e 。一个显著特征是, 急剧增大的 K_e 或 P_e 中心, 在气旋爆发性发展过程中始终同低压中心 D 一起移动(图略)。为叙述方便, 后面统称为 D 中心。另一个显著特征是, D 中心内 $[K_e]$ 增长同气压下降是一致的, 标准化的涡动能 Lagrangian 增长率 $\left[\frac{\delta K_e}{\delta t} \right] / [K_e]$ 同加深率也是一致的。因此, 后者被用来度量海洋风暴的发展。

表 1 给出了各时刻涡动能 Lagrangian 增长率及方程(3)右端各项的贡献。一般来说, 阻碍涡动能增长的项是位势通量散度项(c), 雷诺应力导致的正压转换项(f), 涡动流输送项(b)以及涡动动能耗散项等, 而促进涡动能增长的项来自于 P_e 向 K_e 的斜压转换(e), 平均流输送(a)以及气压梯度力做功的垂直输送(d)。尽管(c)和(f)在风暴发展初期是促进涡动能增长的, 但贡献一直最大的项却是(e)。从这里可以看到, 涡动有效位能 P_e 向涡动动能 K_e 的斜压能量转换($-\alpha\omega$) 是控制涡动能急剧增长的主要过程。

表 1 标准化的 Lagrangian 涡动能增长率及方程式(3)中右端各项的贡献(单位: d^{-1})

时间	$\frac{\delta K_e}{\delta t}$	(a)	(b)	(c)	(d)	(e)	(f)	(g) + (h) + (i)
3 日 18 时	0.80	0.37	-0.44	0.24	0.02	1.25	0.64	-1.27
4 日 00 时	0.12	0.64	-0.46	-0.83	0.03	1.87	0.01	-1.15
4 日 06 时	0.36	0.56	-0.00	-1.41	0.07	2.67	-0.41	-1.12
4 日 12 时	0.39	0.56	-0.10	-1.76	0.10	2.45	-0.59	-0.49
4 日 18 时	0.31	0.86	-0.14	-1.98	0.08	2.64	-0.06	-1.09

注: 以 \hat{K}_e 的 200 m^2/s^2 等值线为积分边界; (g) + (h) + (i) 是作为余项计算的。

图 2b 给出了标准化的涡动有效位能 Lagrangian 增长率及方程(4)右端各项的贡献。一个最显著的特点是, 斜压能量转换 $\alpha\omega(c^*)$ 现在变为涡动有效位能增长的主要“汇”。在

主要的“源”中,有平均流输送项(a^*)、涡动非绝热加热制造项(f^*)和 P_m 向 P_e 转换项(d^*),其中,最大者为(d^*)。由于这些项都已标准化,且(c^*)和(d^*)远大于其它项,因此,由 P_e 向 K_e 的斜压能量转换(c^*)将主要是与 P_m 向 P_e 转换(d^*)平衡。注意,涡动有效位能 Lagrangian 增长并不太大,在1月21日的个例中,这种增长甚至更小,因此它并不能作为爆发性发展的度量。

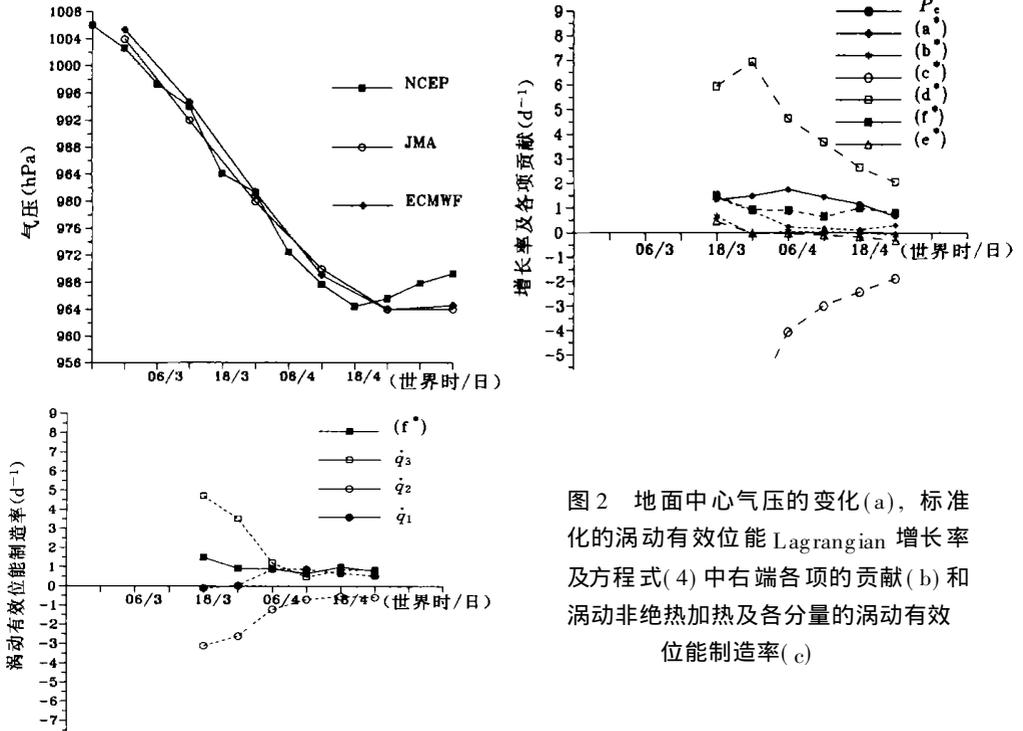


图2 地面中心气压的变化(a), 标准化的涡动有效位能 Lagrangian 增长率及方程式(4)中右端各项的贡献(b)和涡动非绝热加热及各分量的涡动有效位能制造率(c)

进一步地计算了涡动非绝热加热制造项(f^*)的3个分量,并显示在图2c中。由图可见,大尺度加热制造项(q_1 项)和积云尺度对流加热制造项(q_3 项)是涡动有效位能增长的“源”;但边界层感热制造项(q_2 项)相反,即大气向海洋输送感热,是消耗涡动有效位能的“汇”。结合图2b和2c,可见,最大的“源”仍是 P_m 向 P_e 转换项(d^*),其次是积云尺度对流加热制造项(q_3 项)。

上述分析表明, P_m 向 P_e 的转换(d^*)和积云尺度对流加热的 P_e 制造(q_3 项)一起,除少部分用以增加了涡动有效位能和向海洋输送感热而消耗外,绝大部分用来补偿 P_e 向 K_e 的斜压能量转换(c^*),而 $-\omega\alpha$ 项的意义在于通过暖异常区的暖湿空气强烈地上升运动或冷异常区的干冷空气强烈地地下沉运动而导致涡动动能的急剧增长。其中,斜压能量转换 $\omega\alpha$ 仅起了一种“桥梁”作用。换言之,最终涡动动能的急剧增长实质上是最大项的 P_m 向 P_e 的转换(d^*)和次大项的积云尺度对流加热的 P_e 制造(q_3 项)共同作用的结果。

进一步地考查导致风暴爆发性发展的最大能源项 P_m 向 P_e 的转换。图3给出了1月3日12时至4日12时,叠加有涡动位温 θ 、相对于参考状态的月平均位温 θ_m 和 P_e 的涡动热通量矢量 $v\theta$ 。从图中可以看到,在D中心附近,水平涡动热通量 $v\theta$ 穿过 θ_m 等值线并具有

较大的向极地输送的分量。由于较大的 $-\overline{v'\theta}_m$ 也是指向极地, 因此平均有效位能向涡动有效位能的转换 (d^*) 在 D 中心附近较大, 并且主要通过涡动热输送, 特别是向极输送来完成。还应注意, 冷季 1 月的平均位温(扰动)等值线主要呈纬向分布且在日本以东的纬度带附近有较弱的指向极地的梯度。对比暖季 7 月的平均位温(扰动)(图 4), 虽然主要也是呈纬向分布, 但在同样的纬度带, 向极梯度较小。在日本以东洋面, 两者差别更明显。因此, 正是冷季特有的这种大气热力配置的气候背景加上同风暴过程相联系的涡动热输送动力过程才导致了 P_m 向 P_e 的转换, 进而促使气旋爆发性发展和海洋风暴的形成。

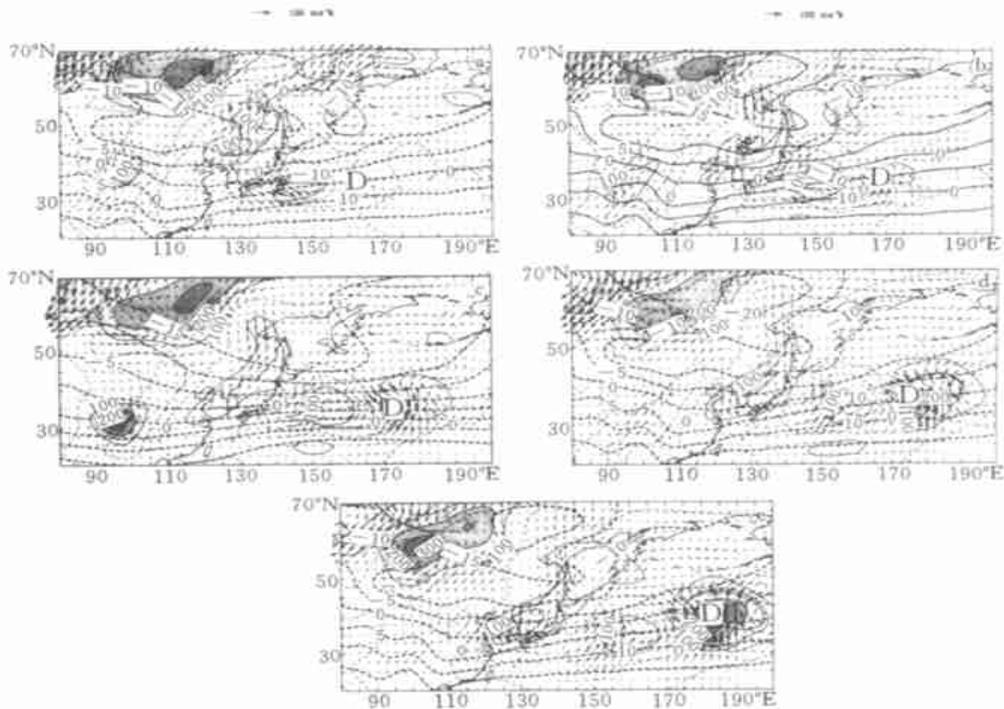


图 3 垂直平均的涡动有效位能 P_e (阴影区, 单位: m^2/s^2),
 涡动热通量矢量 $v\theta$, 500 hPa 层平均位温 θ_m (粗虚线, 单位: K)
 和涡动位温 θ (细实线为正, 细虚线为负, 单位: K)

(a. 3 日 12 时, b. 3 日 18 时, c. 3 日 24 时, d. 4 日 6 时, e. 4 日 12 时; D 表示风暴中心位置)

4 数值试验

利用大气中尺度数值模式完成了一系列的数值模拟和试验, 用来进一步地验证上述诊断分析的结果。

采用 Penn State/NCAR 中尺度数值模式 MM5, 模式描述详见文献[18]。必须说明的是, 模式中的非静力初值化过程, backend task 和 MM5 涉及的主要程序代码等已经由本文作者作了重要修改, 已经适合于包括 PC 机在内的各种类型计算机条件并作了试验, 但主要的物理框架和数值方案仍然保持不变, 这样便于 MM5 模拟的相互比较。该模式已为许多学者所熟悉, 这里仅简述本研究的初、边值构造及所用的主要试验方案。

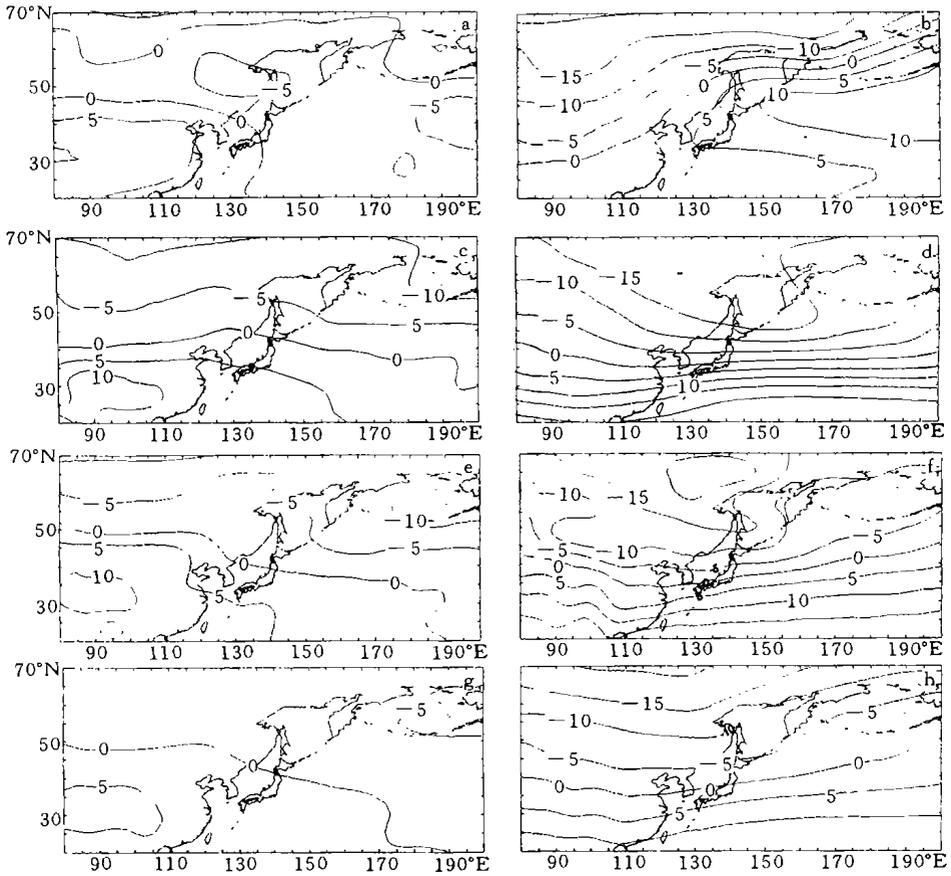


图4 相对于参考状态的暖季(左:7月)和冷季(右:1月)平均位温 θ_m 分布

(a. 100 hPa, b. 500 hPa, c. 850 hPa, d. 整层积分平均; 单位: K)

采用 Lambert 等角圆锥投影, 水平方向 81×173 个格点、 37.5 km 分辨率, 垂直方向 15 个 σ 层或非静力模式层的网格系统。NCEP/NCAR 再分析的 17 层等压面资料和海平面气压场资料用来构造非静力模式初值和侧边界条件。下边界考虑了地面属性、地表温度和月平均 SST。初值形成包括 2.5 格点资料到 37.5 km “·”和“×”点水平内插、等压面到 σ 面再到非静力模式层的垂直内插、模式地形高度上的气压场计算、垂直积分平均的散度风剔除、参考状态计算、垂直运动计算、扰动气压场计算以及侧边界倾向计算等。其中参考状态、垂直运动、扰动气压场等计算是非静力模式初值化最重要的。

初值时刻 1 月 3 日 12 时, 积分时间 48 h。控制试验(CTL EXP.) 采用的主要物理方案包括: 显式的暖云降水方案、干对流调整、Blackadar 高分辨边界层模式、地面能量平衡(含长、短波辐射)、水平和垂直扩散等。在控制试验成功地模拟了气旋爆发性发展过程的基础上, 这里提出了 3 个主要的敏感性试验。试验 1: P_m 向 P_e 能量转换剔除试验; 试验 2: “暖季”替代“冷季”试验; 试验 3: 海面能通量(感热、潜热通量)剔除试验。

在试验 1(EXP. 1) 中, 仅将初始场中位温 Θ 分解为: $\Theta(x, y, p, t) = \tilde{\Theta}(p) + \theta(x, y, p, t)$, 其中 θ_m 为零。在试验 2(EXP. 2) 中, 将初始场中位温 Θ 分解为: $\Theta(x, y, p, t) = \tilde{\Theta}(p) +$

$\theta_m(x, y, p) + \theta(x, y, p, t)$, 但 1 月份 θ_m 用暖季 7 月份的 θ_m 代替。在试验 3(EXP. 3) 中, 从初始时刻开始一直将 Blackadar 边界层模式的最底层感热和潜热通量“切断”。试验中其它条件同控制试验。

从模拟及试验结果(图 5)可以看到, 控制试验较好地模拟出了 24 h 气旋爆发性加深及后续气压回升的过程, 其气压场型式以及气旋中心位置(图 6)同 NCEP/NCAR 再分析资料(看作实况)非常接近。试验 3 具有和控制试验类似的结果, 模拟的 24 h 气旋加深率为实况的 93.6%, 比控制试验减少 10.6%(2.9 hPa), 表明爆发性发展中海面热通量的影响已不显著。试验 1 和试验 2 都未能模拟出爆发性加深过程, 模拟的加深率分别为实况的 50.9% 和 35.6%, 分别比控制试验减少 53.3% 和 68.6%。因此, P_m 向 P_e 。

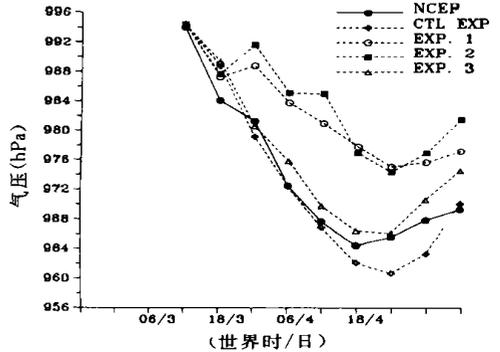


图 5 模拟 48 h 的海洋风暴中心气压同实况的比较

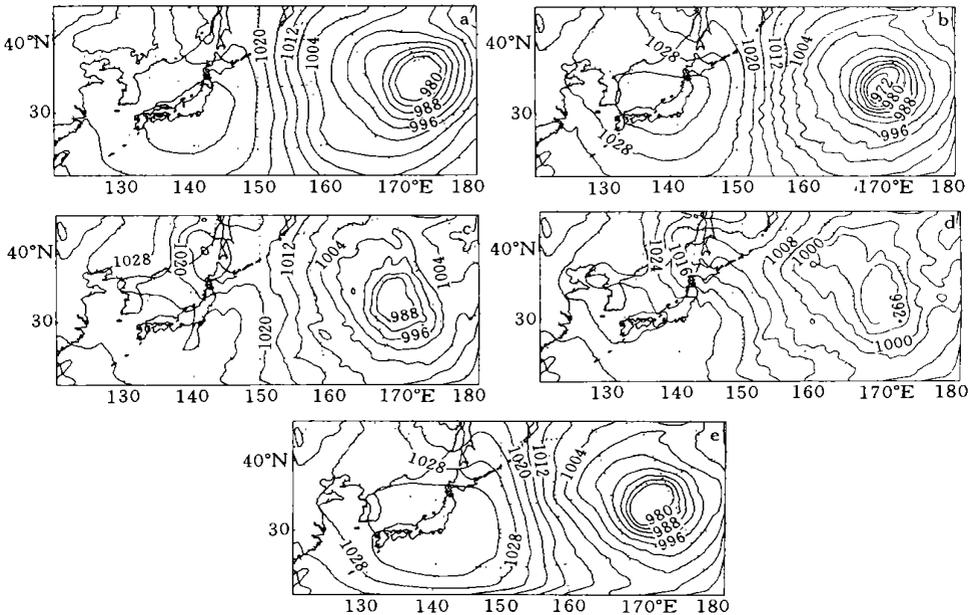


图 6 不同试验模拟的 24 h 海面气压场同实况的比较
(a. 实况, b. 控制试验, c. 试验 1, d. 试验 2, e. 试验 3)

的能量转换比海面热通量的作用大且对爆发性发展是至关重要的。注意到所有试验中都采用了 37.5 km 显式的云微物理方案, 且应用到对其它 5 个个例的成功模拟中^[19], 表明这种中尺度的降水物理过程也是气旋爆发性发展所必不可少的基本过程。联系前面 2.5° 格点资料诊断分析的结果, 可以看出, 这种中尺度为 20~200 km 的中- α 尺度, 其中的降水物理过程是同积云尺度对流活动相联系的。因此, 积云尺度对流活动导致的潜热释放也

对爆发性发展起了重要作用。事实上,前面分析已经表明,产生积云对流活动及其潜热释放正是涡动位能向涡动动能转换($-\alpha\omega$)——暖异常区的暖湿空气上升运动的直接后果。

从控制试验结果中进一步分析了海面热通量的作用。图7给出了气旋在爆发性发展过程中间时刻4日00时模拟的海(陆)-气界面的位温差 $\delta\theta$ 和(饱和)混合比差 δq_v 分布。其中 $\delta\theta = \theta_g - \theta_a$, $\delta q_v = q_{vs} - q_{va}$, θ_g 为海(陆)面位温, θ_a 为模式最底层位温, q_{vs} 表示同SST或陆面温度对应的水汽饱和混合比, q_{va} 为模式最底层水汽混合比。从图中可以看到,在气旋中心及其东南面为向下的感热通量,即大气向海洋输送感热。在潜热通量的分布中,虽然总体上大气仍然获得海洋的潜热输送,但此时强度已经减弱,且远远低于初始时刻之前12h阶段(图略)。表明爆发性发展过程中海洋的作用是很小的,气旋内部潜热释放的水汽主要来源于发展之前。事实上,由于在气旋入海后的一段时间里,海洋潜热输送的水汽积累已为随后爆发性发展过程提供了一种潜势,以致当爆发性发展时几乎可以不依赖于海洋而进行,试验3的结果证明了这一点。这同文献[9, 19]的结果是类似的。

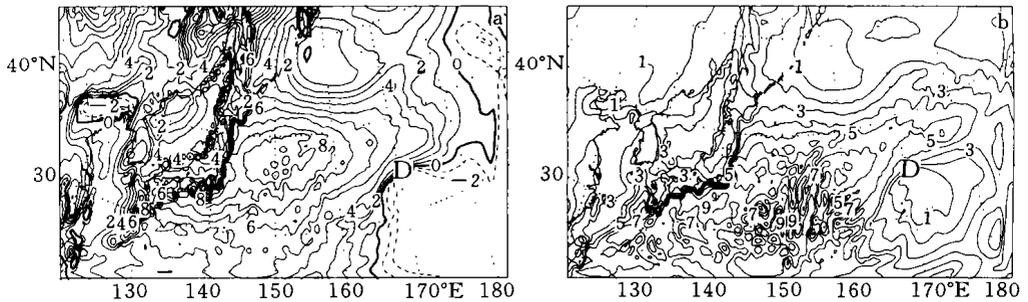


图7 模拟12h的海(陆)-气界面 $\delta\theta$ (单位:K)和 δq_v (单位:g/kg)分布(4日00时)

应当注意,虽然海洋气旋在爆发性发展阶段本质上表现为大气行为,但冬季大气中,特别是在日本以东洋面附近上空,较强的平均位温梯度或平均有效位能梯度的形成,即冬季大气的气候背景,离不开海洋的热力作用,而且爆发性发展阶段之前的水汽能源积累过程更是依赖于海洋。因此,从本质上说,海洋风暴形成于特定季节和特定海域,是大气和海洋气候背景的动力/热力的共同作用结果。

5 结论

综合上述诊断分析和数值试验结果,可以得到以下结论:

(1) 不同时间尺度的有效位能转换,从季节尺度 P_m 向瞬变涡旋时间尺度 P_e 转换,是导致气旋爆发性发展和海洋风暴形成的主要动力机制。这种能量转换的动力源是冷季大气特有的热力气候背景——日本以东洋面上较强的平均位温/平均有效位能梯度—— θ_m ,实现转换的动力过程是同海洋风暴过程相联系的涡动热通量 $v\theta$ 的向极地输送($-v\theta \dots \theta_m > 0$)。而转换来的具有最大贡献的涡动有效位能通过暖异常区($\alpha > 0$)的暖湿空气上升运动($-\alpha\omega > 0$),即向涡动动能的斜压能量转换 $-\alpha\omega$,促使涡动动能急剧增长。

(2) 积云尺度的凝结加热对气旋爆发性发展起了进一步增强的作用。涡动有效位能向涡动动能斜压能量转换($-\alpha\omega$)——暖异常区的暖湿空气上升运动,产生积云对流活动及其潜热释放,进而通过制造涡动有效位能(q_s),连同从平均状态转换来的更大的涡动有效

位能一起, 补充给斜压转换 $-\omega\alpha$, 一方面提供附加的涡动能增长, 另一方面即加强暖异常区的暖湿空气上升运动, 再产生积云对流活动及其凝结潜热。如此反复的正反馈过程, 最终导致气旋爆发性发展和海洋风暴形成。

(3) 海-气热通量虽不是气旋爆发性发展的直接动力, 但对海洋风暴形成仍是至关重要的。在爆发性发展阶段, 感热和潜热输送不产生显著影响, 而在风暴形成初期, 海洋的潜热输送已为积云尺度对流活动及潜热释放提供了水汽潜力。而且从更长的尺度上海洋的热力作用对冬季大气特有的气候背景形成具有重要作用。

(4) 海洋风暴形成在时间和空间上具有相对集中性, 这种对特定季节和特定海域的依赖性是大气和海洋气候背景的动力/热力共同作用的结果。这给出了观测到的大多数海洋风暴形成机制的一种解释。

参考文献

- 1 Sanders F, Gyakum J R. Synoptic-dynamic climatology of the "bomb". *Mon Wea Rev*, 1980, 108: 1589 ~ 1606
- 2 Hirschberg P A, Fritsch J M. Tropopause undulations and the development of extratropical cyclones. Part I: Overview and observations from a cyclone event. *Mon Wea Rev*, 1991, 119: 496 ~ 517
- 3 Uccellini L W, Daniel Keyser. The President's Day cyclone of 18 ~ 19 February 1979: Influence of upstream trough amplification and associated tropopause folding on rapid cyclogenesis. *Mon Wea Rev*, 1985, 113: 962 ~ 987
- 4 Reader M C, Moore G W K. Stratosphere-troposphere interactions associated with a case of explosive cyclogenesis in the Labrador Sea. *Tellus*, 1995, 47A(5): 849 ~ 863
- 5 赵其庚. 一个爆发性海洋气旋的数值模拟. *气象学报(增刊)*. 1995, 53(2): 550 ~ 559
- 6 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
- 7 黄立文, 仪清菊, 秦曾灏等. 西北太平洋温带气旋爆发性发展的热力-动力学分析. *气象学报*, 1999, 57(5): 581 ~ 593
- 8 Chen S-J, Dell'Osso L. A numerical case study of East Asian coastal cyclogenesis. *Mon Wea Rev*, 1987, 115: 477 ~ 487
- 9 Kuo Y-H, Shapiro M A, Evelyn G Donall. The interaction between baroclinic and diabatic processes in a numerical simulation of a rapidly intensifying extratropical marine cyclone. *Mon Wea Rev*, 1991, 119: 368 ~ 384
- 10 Wang B, Barcilon A. Moist stability of a baroclinic zonal flow with conditionally unstable stratification. *J Atmos Sci*, 1986, 43: 705 ~ 719
- 11 Mak M. Cyclogenesis in a conditionally unstable moist baroclinic atmosphere. *Tellus*, 1994, 46A: 14 ~ 33
- 12 Balasubramanian G, Yau M K. Baroclinic instability in a two-layer model with parameterized slantwise convection. *J Atmos Sci*, 1994, 51: 971 ~ 990
- 13 Fleagle R G, Nuss W A. Atmosphere-ocean interaction in midlatitude storms. *Meteor Atmos Phys*, 1988, 38: 50 ~ 63
- 14 Neiman P J, Shapiro M A. The life cycle of an extratropical marine cyclone, Part I: Frontal-cyclone evolution and thermodynamic air-sea interaction. *Mon Wea Rev*, 1993, 121: 2153 ~ 216
- 15 Huang Liwen, Qin Zenhao. Energy dispersion effects on explosive development of marine extratropical cyclones. *Acta Meteor Sinica*, 1998, 12(4): 486 ~ 503
- 16 Huang Liwen, Qin Zenhao, Wu Xiuheng, et al. Local energetics on explosive development of extratropical marine cyclone. *Acta Meteor Sinica*, 1999, 13(1): 47 ~ 63
- 17 Orlanski I, Katzfey J J. The life cycle of a cyclone wave in the Southern Hemisphere. Part I: Eddy energy budget. *J Atmos Sci*, 1991, 48: 1972 ~ 1998
- 18 Dudhia J, Gill D Y R, Hansen Guo D, et al. PSU/NCAR Mesoscale Modeling System Tutorial Class Notes: MM5 Modeling System Version 2. 1998, chapter 1, 1.1 ~ 1.8
- 19 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*, 1999 57(4): 410 ~ 428

A DYNAMICAL MECHANISM OF MARINE STORM GENESIS

Huang Liwen

(*LASG, Institute of Atmospheric Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100029,
Wuhan University of Technology, Wuhan 430062*)

Wu Guoxiong Yu Rucong

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

Qin Zenghao

(*Shanghai Institute of Typhoon, Shanghai 200030*)

Abstract

Climatological characteristics and a dynamical mechanism of marine storm genesis (explosive cyclone) are investigated in the paper from observation statistics, transient eddy energetics and mesoscale numerical simulation of MM5. The results show that under the circumstance of favorable atmospheric thermodynamic background especially over the eastern ocean of Japan during the cold seasons, via poleward transfer of eddy heat fluxes associated with a marine storm the energy conversion from P_m on seasonal scale to P_e on transient eddy scale is a dynamic mechanism of marine storm genesis. The converted greater eddy potential energy, along with the secondary one made by cumulus heating, is further transferred to eddy kinetic energy via upward motion of anomaly warm air, hence enhancing the growth of eddy kinetic energy. Meanwhile, the compensatory eddy potential energy also enhances the upward motion of anomaly warm air that leads to cumulus convective activities and ensuing latent heat release. This builds a positive feedback process and results in the rapid growth of eddy kinetic energy and marine storm genesis. Latent heat flux from the ocean during the incipient storm provides a potential for cumulus convective and condensation latent release during explosive development. The results also show that marine storm occurs preferentially over the mid- and high-latitude ocean east of 130°E during the cold seasons. The dependence property on special locations and seasons results from the synthetic dynamic/thermodynamic role of atmospheric and oceanic climatological background.

Key words: Dynamical mechanism, Eddy heat transfer, Different time scales, Energy conversion, Marine storm genesis.