

南海季风低压发生发展机制的探讨

刘四臣 梁必骐

(大气科学系)

摘 要

根据FGGE II B资料,对发生在1979年8月中旬的一次南海季风低压过程,利用 ω 方程和Kuo(1974)的积云对流参数化方案进行了诊断研究。结果表明:决定南海季风低压发生发展的物理过程是潜热加热,尤以积云对流的作用最显著,温度平流和湿度平流也起一定作用,其它物理因子贡献较小。南海季风低压是通过积云对流和大尺度环境场的反馈作用而发展增强的,可认为,CISK机制是低压发生发展的主要机制。

关键词 南海季风低压, ω 方程, 发生发展, CISK机制

1 引 言

国外对印度季风低压的形成机制做了许多研究,但目前尚存在一些不同看法。Krishnamurti⁽¹⁻²⁾用原始方程模式研究的结论是:季风低压主要是由积云对流维持的,正、斜压过程也起一定作用。Sikka⁽³⁾的诊断研究和Shukla⁽⁴⁾的理论研究则指出,CISK和正斜压联合不稳定是季风低压的不稳定增长机制。Shukla⁽⁵⁾用线性化准地转模式研究的结果表明,CISK机制是季风低压发展的主要机制。Rao⁽⁶⁾利用准地转斜压模式对印度季风低压的诊断分析表明,正、斜压过程对低压的形成都起作用。但Lindzen⁽⁷⁾的研究则认为:印度季风低压的形成不可能是由CISK机制和斜压不稳定机制引起的,而只有正压不稳定才是其发生发展的主要机制。麦文建等⁽⁸⁾用两层线性化干平衡模式和MONEX资料对印度季风低压的研究结果也指出,正压不稳定是涡旋建立的主要动力过程,而斜压不稳定过程是次要的。

长期以来,人们对季风低压的研究都是限于印度季风低压,而对南海季风低压的研究几乎是空白。近年来我们利用FGGE资料对南海季风低压进行了若干研究^(9,10,11),

本文1987年12月28日收到

1) 刘四臣,梁必骐,南海季风低压的扰动动能收支,1987,

给出了它的平均结构模式, 以及低压发生发展过程中的涡度收支和扰动动能收支, 对其发生发展有了一定的认识。

天气学诊断表明, 垂直运动场的变化是诊断气压系统发生发展的重要指标, 尤其是对于以潜热加热作为主要能源的热带扰动来说, 垂直运动的变化与水汽的垂直输送和潜热的加热效应有着密切的关系, 因此探讨各种物理因子对扰动区垂直运动的贡献, 可以较好地揭示各种因子对扰动发生发展的作用及其机制。应用 ω 方程诊断中纬度气旋和副热带扰动已获得相当的成功。本文试图通过 ω 方程的诊断研究, 讨论南海季风低压演变过程中各种物理因子的作用, 从而探讨低压发生发展的机制。

2 计算方法和资料处理

2.1 资料来源及处理

我们在分析1975—1984年约40个南海季风低压的基础上, 选出1979年6月17—24日和8月4—11日两个典型低压过程, 利用FGGE II B资料进行诊断分析。根据Krishnamurti^[11]的诊断平衡模式和Kao^[12]的积云对流参数化方案, 对低压过程逐日进行计算。计算范围包括低压整个活动区域, 即 $0—30^{\circ}\text{N}$ 和 $90^{\circ}—120^{\circ}\text{E}$, 网格距为 1.875×1.875 经纬度。垂直范围从1000至100百帕, 间隔 $\Delta P = 100$ 百帕, 共10层。除对 ω 方程中各强迫函数逐项求解外, 并分别计算了大气中有非绝热加热和无非绝热加热的 ω 场。

为了比较低压不同发展阶段特征, 根据低压中心强度、涡度和动能的变化趋势, 将低压整个生命史划分为初生、发展、强盛和减弱四个阶段分别进行讨论。具体划分标准见文献[10]。本文主要讨论8月中旬的低压过程。

2.2 计算方程及其处理

Krishnamurti的多层非线性平衡 ω 方程包含有海气相互作用、积云对流加热、大尺度加热、辐射加热、摩擦等许多因子的作用。南海季风低压发生在热带洋面上, 可忽略摩擦作用对 ω 的影响, 且不考虑变形作用和 β 效应的贡献, 也略去辐射加热, 仅考虑感热和潜热加热的作用。故将该模式简化为

$$\begin{aligned} \nabla^2 \sigma \omega + f^2 \frac{\partial^2 \omega}{\partial P^2} = & f \frac{\partial}{\partial P} J(\phi, \zeta_a) + \frac{RT}{P\theta} \nabla^2 J(\phi, \theta) - f \frac{\partial}{\partial P} (\zeta \cdot \nabla^2 \chi) \\ & - \frac{R}{C_p P} \nabla^2 H_s - \frac{R}{C_p P} \nabla^2 H_{LS} - \frac{R}{C_p P} \nabla^2 H_{LC} + f \frac{\partial}{\partial P} (\omega \frac{\partial}{\partial P} \nabla^2 \phi) \\ & + f \frac{\partial}{\partial P} (\nabla \omega \cdot \nabla \frac{\partial \phi}{\partial P}) - f \frac{\partial}{\partial P} (\nabla \chi \cdot \nabla \zeta_a) - \frac{RT}{P\theta} \nabla^2 (\nabla \chi \cdot \nabla \theta) \end{aligned} \quad (1)$$

取边界条件为

$$\begin{cases} \omega|_{P=1000, 100hPa} = 0 \\ \omega|_{\text{侧边界}} = 0 \end{cases} \quad (2)$$

式中 ϕ 为流函数, χ 为势函数, $\sigma = -\frac{RT}{P\theta} \frac{\partial \theta}{\partial P}$ 为静力稳定参数。

(1) 式中右边各强迫函数的物理意义如下:

$f \frac{\partial}{\partial P} J(\phi, \zeta_a)$ 为旋转风涡度平流的垂直差异; $\frac{RT}{P\theta} \nabla^2 J(\phi, \theta)$ 为旋转风温度平流的拉普拉斯, 反映了温度平流水平分布不均匀对 ω 的影响; $-f \frac{\partial}{\partial P} (\zeta \cdot \nabla^2 \chi)$ 为平衡模式散度项的垂直差异, 即大尺度涡度制造的垂直差异; $-\frac{R}{C_p P} \nabla^2 H_s$ 为感热作用; $-\frac{R}{C_p P} \nabla^2 H_{Lc}$ 为大尺度潜热加热作用; $-\frac{R}{C_p P} \nabla^2 H_{LC}$ 为积云对流潜热加热作用; $f \frac{\partial}{\partial P} (\omega \frac{\partial}{\partial P} \nabla^2 \phi)$ 为涡度垂直平流的垂直差异; $f \frac{\partial}{\partial P} (\nabla \omega \cdot \nabla \frac{\partial \phi}{\partial P})$ 为涡度扭转的垂直差异; $-f \frac{\partial}{\partial P} (\nabla \chi \cdot \nabla \zeta_a)$ 为辐散风涡度平流的垂直差异; $-\frac{RT}{P\theta} \nabla^2 (\nabla \chi \cdot \nabla \theta)$ 为辐散风温度平流的拉普拉斯。

因为上述各项分别代表各种物理因子对 ω 的强迫作用, 所以各项之和可看作是各强迫函数的迭加, 即

$$F = \sum F_i$$

于是方程(1)可写成

$$\nabla^2 \sigma \omega + f^2 \frac{\partial^2 \omega}{\partial P^2} = \sum F_i \quad (3)$$

因此可由下式分别求解各强迫函数对应的 ω 场

$$\begin{cases} \nabla^2 \sigma \omega_i + f^2 \frac{\partial^2 \omega_i}{\partial P^2} = F_i \\ \omega_i |_{\text{侧边界}, P=1000, 100hpa} = 0 \end{cases} \quad (4)$$

并有 $\omega = \sum \omega_i$.

为使方程(4)能够求解, 必须使之成为椭圆方程, 即满足 $\sigma > 0$ 。但实际上热带大气常常是条件性不稳定的, 尤其在对流活动区, σ 在很多点是负值。为此, 对 σ 作如下处理: 用实测资料计算 σ 的区域平均值 $[\bar{\sigma}]$, 如 $[\bar{\sigma}] < 0$, 就用 $\sigma = -0.1 \times [\bar{\sigma}]$ 代替, 则 $\sigma = \sigma(P, t)$ 。这样对 ω 计算值的影响是使垂直运动的峰值减小。由于计算区域不大, 可取 f 为常数 ($f = 2\Omega \sin 15^\circ$)。

关于非绝热加热的计算, 未考虑辐射加热, 只考虑下垫面的感热输送和潜热加热(包括大尺度加热和积云对流加热)。为此, 总加热率为

$$H = H_s + H_{Ls} + H_{Lc} \quad (6)$$

2.2.1 感热 (H_s) 的计算

地表面(洋面)感热通量可用总体空气动力学公式计算:

$$F_o = C_D \rho_s C_p (T_s - T_a) |\vec{V}_s| \quad (7)$$

式中 ρ_s 为近地层空气密度, T_s 为地表面或海面温度, T_a 为地面或海面气温, \vec{V}_s 为地表面或海面附近的风速, C_D 是阻力系数, 可以是 \vec{V}_s 的函数, 低压中心附近 $V_s > 10$ 米/秒, 可取 $C_D = 2.0 \times 10^{-3}$ 。感热通量一般仅限于边界层, 故可设 850 百帕上感热通量为零, 该高

度近似代表边界层顶。为此,感热加热率为

$$H_s = g \frac{\partial F_o}{\partial P} = g \frac{F_o}{P_s - 850} \quad (8)$$

2.2.2 大尺度加热 (H_{cs}) 的计算

大尺度加热必须满足三个条件: ①大气是绝对稳定的, 即 $-\frac{\partial \theta}{\partial P} > 0$ 或 $\frac{\partial \theta_e}{\partial P} > 0$; ②在计算的各层次中, 大气是近似饱和的, 即 $f \approx 100\%$; ③在该层中存在上升运动, 即 $\omega < 0$ 。对季风低压来说, 取弱不稳定条件 ($-\frac{\partial \theta_e}{\partial P} > 0$) 和 $f > 75\%$ 是比较合乎实际的, 而且一般都存在上升运动 ($\omega < 0$), 所以基本满足上述条件, 有大尺度加热产生。

在满足上述条件的情况下, 稳定性加热率取决于饱和比湿的时间变化率, 即

$$H_{Ls} = -L \frac{dq_s}{dt} \quad (9)$$

式中 L 是凝结潜热, 在上升运动区可近似取 $\frac{dq_s}{dt} \approx \omega \frac{\partial q_s}{\partial P}$, 则 (9) 式可改写为

$$H_{Ls} = -L\omega \frac{\partial q_s}{\partial P} \quad (10)$$

其中 $\frac{\partial q_s}{\partial P} = C_6 \left(\frac{1}{P} - C_8 \right) / \left(1 - \frac{L}{C_p} \times C_3 \times C_5 \right)$,

$$C_5 = -\frac{0.622 \times 6.11}{P} \exp \left[\frac{a(T - 273.16)}{T - b} \right],$$

$$C_8 = C_3 \times \left[\frac{RT}{C_p P} (1 + 0.61q_s) \right], \quad C_3 = \frac{a}{T - b} - \frac{a(T - 273.16)}{(T - b)^2}$$

a, b 为已知常数, T 为气温。

2.2.3 积云对流加热 (H_{LC}) 的计算

我们采用 Ku'o (1974) 的积云对流参数化方案计算 H_{LC} 。为此, 要有云发生, 必须满足两个条件: ①大气是条件不稳定的, 即 $\frac{\partial \theta_{se}}{\partial P} > 0$; ②气柱有净的水汽供应, 即有水汽辐合 ($M_t > 0$)。设 $\Delta q \approx 0$, 则积云加热率只有

$$\Delta T = \frac{g(1-b)L \cdot M_t (T_s - T) \pi}{C_p (P_b - P_T) (T_s - T)} \quad (\text{当 } T_s > T) \quad (11)$$

其中 $M_t = -\frac{1}{g} \int_0^{P_s} (\nabla \cdot \vec{V} q) dp + \rho_s C_D |\vec{V}_s| (q_s - q)$, $\pi = (P_o/P)^{\kappa/C_p}$

$$b = b_1 \tau^* / (t + \tau^*)$$

$$b_1 = \int_{P_T}^{P_b} (q_s - q) dp / \int_{P_T}^{P_b} \left[\frac{C_p}{L} (T_s - T) + (q_s - q) \right] dp$$

$$\langle T_s - T \rangle = \frac{1}{P_b - P_T} \int_{P_T}^{P_b} (T_s - T) dp$$

式中 P_s 、 P_T 、 P_B 分别为海平面气压、云顶和云底气压, T_s 、 T 分别为云中温度和环境温度, \bar{V} 、 ρ_s 分别为海面风速和空气密度, q_s 、 q 分别为海面和近海面空气比湿, b 、 b_1 为湿润因子, t 、 τ^* 为时间。各层的 T_s 一般可由下式求得

$$T_{SP} = T_s(p + \Delta P) - r_m \Delta P$$

$$\text{其中 } r_m = \frac{dT_s}{dP} = \frac{0.2876T_s}{P} \left(1 + \frac{9.045Le_s}{PT_s} \right) / \left[1 + \frac{17950Le_s}{PT_s^2} \left(1 - \frac{T_s}{1300} \right) \right]$$

取 $\Delta P = 100\text{hpa}$ 。

因此可有

$$-\frac{R}{C_p P} \bar{V}^2 H_{LC} = -\frac{R}{P} \bar{V}^2 (\Delta T) \quad (12)$$

3 各种物理因子对 ω 的贡献

南海季风低压是属热带扰动,潜热加热是其发展的主要能源。根据 ω 方程对低压过程的计算结果,讨论各种物理因子对垂直运动的贡献,可较好揭示南海季风低压发生发展的机制。

表1给出了 ω 方程中各强迫函数的计算结果,同时给出了某些项对应的垂直速度纬向剖面图。由此讨论各强迫函数对 ω 的贡献。

3.1 旋转风涡度平流的垂直差异 $[f \frac{\partial}{\partial P} J(\phi, \zeta_a)]$ 所造成的 ω 分布

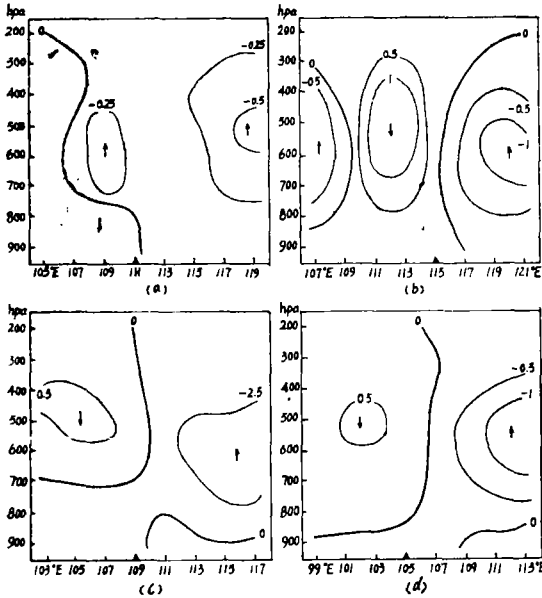
图1给出了该项所对应的 ω 纬向垂直剖面图,可见低压各阶段都是在低压东侧为上升运动区,西侧为下沉运动区。作者^[10]曾指出,低压东侧低层为较强的西南季风气流,高层为东北风,即低层为负涡度平流,高层为正涡度平流,负涡度平流随高度减小,故 $f \frac{\partial}{\partial P} J(\phi, \zeta_a) < 0$,则 $\omega < 0$,即产生上升运动。低压西侧上下层均为东北风,气

旋性环流以中低层较强,故正涡度平流随高度减小,即 $f \frac{\partial}{\partial P} J(\phi, \zeta_a) > 0$,所以在低压西侧产生下沉运动。

在季风低压初生阶段,低层西南季风气流较强,气旋性环流很弱,且仅出现在低层,故负涡度平流随高度减小,因而导致低压基本上是上升运动,这表明旋转风涡度平流对低压形成有重要贡献。随着低压的发展,气旋性环流加强,并向中高层伸展,低压东侧低层西南季风气流带来很强的负涡度平流,同时低压西侧的正涡度平流也增强,涡度平流随高度的变化更明显,因而造成低压东侧产生较强的上升运动,西侧为下沉运动。最强上升运动出现在600—500hPa附近。

3.2 旋转风温度平流的拉普拉斯 $[\frac{RT}{P\theta} \nabla^2 J(\phi, \theta)]$ 对 ω 的影响

该项反映了温度平流水平分布不均匀所造成的垂直运动,如 $\nabla^2 J(\phi, \theta) < 0$,即暖平



(a) 初生阶段 (b) 发展阶段
(c) 强盛阶段 (d) 减弱阶段

图 1 $f \frac{\partial}{\partial P} J(\psi, \zeta_a)$ 项对应的 ω

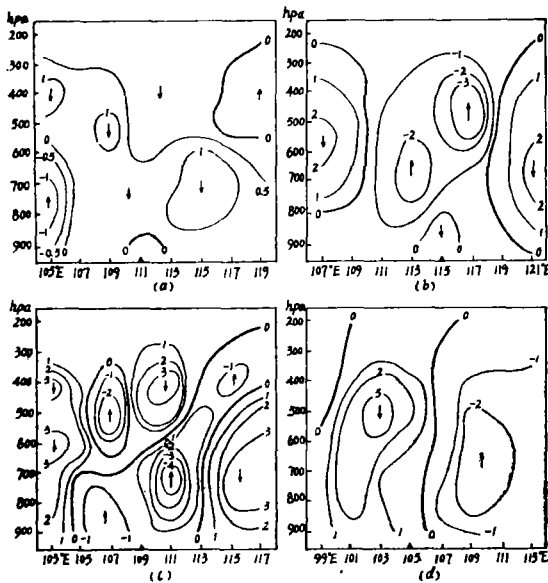
($10^{-3} \text{hPa} \cdot \text{S}^{-1}$) 沿低压中心的
纬向垂直剖面 (黑三角表示低
压中心)

Fig. 1 Zonal-vertical section
of ω corresponding to $f \frac{\partial}{\partial P}$

$J(\psi, \zeta_a)$
(Unit: 10^{-3}hPa/S)

流, 产生上升运动 ($\omega < 0$); 冷平流产生下沉运动。该项所对应的 ω 如图 2 所示。

低压初生时期冷暖平流较弱, 垂直运动较小, 在低压中心附近盛行下沉运动 (图 2a), 这说明低压初生阶段的上升运动不是由于暖平流输送引起的, 因而该项对季风低压的形成没有贡献。在发展阶段, 由于气旋性环流加强, 西南季风气流的暖平流输送也加强, 因而在低压中心附近产生很强的上升运动, 尤其是强盛阶段, 中低层的暖平流输送最强, 上升运动也达到最强, 中心达 $-4 \times 10^{-3} \text{hPa} \cdot \text{S}^{-1}$, 出现在 700hPa 附近 (图 2b、d)。可见暖平流输送虽对低压初生阶段贡献不大, 但对加强发展时期的上升运动是有重要作用的。在低压西侧由于受来自陆地的冷平流影响, 出现下沉运动。



(a) 初生阶段 (b) 发展阶段
(c) 强盛阶段 (d) 减弱阶段

图 2 $\frac{RT}{P\theta} \nabla^2 J(\psi, \theta)$ 项对应的 ω

($10^{-3} \text{hPa} \cdot \text{S}^{-1}$) 沿低压中心的
纬向垂直剖面 (黑三角表示
低压中心)

Fig. 2 Zonal-vertical section
of ω corresponding to $\frac{RT}{P\theta}$

$\nabla^2 J(\psi, \theta)$
(Unit: 10^{-3}hPa/S)

表 1 ω 方程中各强迫项对应的垂直速度在低压中心附近的区域平均值 (单位: $10^{-5}hPa \cdot S^{-1}$)

Tab. 1 Area averages of vertical wind speeds corresponding to the forcing terms in ω -equation (Unit: $10^{-5}hPa/S$)

强 迫 函 数	初 生 阶 段					发 展 阶 段				
	800	700	600	500	300	800	700	600	500	300
$f \frac{\partial}{\partial P} J(\psi, \zeta_a)$	-5.1	-6.5	-7.0	-9.2	-16.7	-3.8	-9.3	-10.3	-11.9	5.4
$(RT/P\theta) \nabla^2 J(\psi, \theta)$	17.5	25.1	33.7	39.4	34.5	-16.9	-28.6	-35.9	-35.9	-20.3
$-f \frac{\partial}{\partial P} (\nabla \chi \cdot \nabla \zeta_a)$	-21.1	-23.2	-21.0	-22.0	3.1	-28.1	-31.1	-25.9	-18.4	-0.5
$-(RT/P\theta) \nabla^2 (\nabla \chi \cdot \nabla \theta)$	3.0	2.2	2.1	2.9	3.6	1.3	0.6	0.5	1.0	-2.7
$f \frac{\partial}{\partial P} (\zeta \cdot D)$	16.2	9.7	2.2	-1.9	-8.6	24.4	15.2	5.3	2.2	-17.2
$f \frac{\partial}{\partial P} (\omega \frac{\partial \zeta}{\partial P})$	-12.9	-10.7	-10.2	-9.4	-2.5	-7.8	-8.0	-8.9	-10.7	-7.3
$f \frac{\partial}{\partial P} (\nabla \omega \cdot \nabla \frac{\partial \zeta}{\partial P})$	5.5	6.6	5.5	5.3	4.9	5.9	5.6	6.2	7.1	3.0
$-(R/C_p P) \nabla^2 H_s$	-1.3	-0.9	-0.6	-0.4	-0.1	-6.3	-4.0	-2.6	-1.7	-0.2
$-(R/C_p P) \nabla^2 H_{L_s}$	-20.3	-31.8	-43.5	-61.4	-58.0	-21.0	-42.7	-55.4	-68.6	-44.8
$-(R/C_p P) \nabla^2 H_{L_c}$	-7.0	-7.7	-10.0	-9.6	-9.4	-44.1	-108.0	-179.4	-206.5	-41.8
ΣF_i	-25.5	-37.2	-48.8	-66.3	-49.2	-96.4	-210.3	-306.4	-343.4	-126.4

续上表

强 迫 函 数	强 盛 阶 段				减 弱 阶 段					
	800	700	600	500	300	800	700	600	500	300
$f \frac{\partial}{\partial P} J(\psi, \zeta_a)$	-0.8	-2.5	-3.6	-1.2	-1.1	-15.8	-11.6	-1.0	12.3	17.8
$(RT/P\theta)\nabla^2 J(\psi, \theta)$	-11.4	-11.1	-15.2	-13.2	11.9	36.9	30.8	19.8	8.6	4.7
$-f \frac{\partial}{\partial P} (\nabla \chi \cdot \nabla \zeta_a)$	-42.5	-44.7	-56.7	-52.3	-18.2	-15.1	-7.4	5.5	12.3	11.9
$-(RT/P\theta)\nabla^2 (\nabla \chi \cdot \nabla \theta)$	8.5	7.1	2.6	-1.9	-0.8	0.7	2.7	1.5	1.0	1.3
$f \frac{\partial}{\partial P} (\zeta \cdot D)$	55.4	69.5	72.9	66.6	20.0	33.0	15.0	-10.8	-21.1	-11.1
$f \frac{\partial}{\partial P} (\omega \frac{\partial \zeta}{\partial P})$	-19.2	-21.5	-23.7	-24.7	-20.2	-12.5	-13.4	-10.8	-10.2	-5.3
$f \frac{\partial}{\partial P} (\nabla \omega \cdot \nabla \frac{\partial \zeta}{\partial P})$	8.6	8.9	9.6	9.6	12.3	6.5	5.7	3.6	3.5	2.8
$-(R/C_p P)\nabla^2 H_s$	-9.6	-7.4	-5.7	-4.1	-1.1	2.4	1.0	0.3	0.0	-0.3
$-(R/C_p P)\nabla^2 H_{L_s}$	-17.9	-26.1	-33.2	-36.3	-43.1	-11.5	-5.0	-0.4	3.1	7.8
$-(R/C_p P)\nabla^2 H_{L_c}$	-529.7	-1106.1	-2304.4	-1378.4	-23.3	47.5	72.3	98.5	95.6	16.0
ΣF_i	-558.6	-1133.9	-2357.4	-1435.9	-63.6	72.1	90.1	106.2	105.1	45.6

3.3 辐散风涡度平流的垂直差异 $[-f\frac{\partial}{\partial P}(\nabla\chi\cdot\nabla\zeta_a)]$ 对 ω 的贡献

该项的贡献是有利于产生上升运动。从低压初生到强盛阶段,中低层均为上升运动,尤以强盛阶段最强,整层为上升运动,同其他各项相比,该项对低压初始上升运动的贡献是显著的。在低压中心附近,低层辐合、高层辐散,因而辐散风涡度平流的垂直分布是低层为负涡度平流,高层为正涡度平流,故 $-f\frac{\partial}{\partial P}(\nabla\chi\cdot\nabla\zeta_a)<0$,即产生上升运动($\omega<0$)。在低压初生阶段,上升运动主要出现在中下层,这是因为低层辐合为负涡度平流,而中上层辐散风涡度平流微弱。随着低压的发展,低层辐合、高层辐散加强,因而辐散风涡度平流的作用也加大。在强盛阶段其作用最大,造成最强 ω 出现在600hPa附近,可达 $-0.9\times 10^{-3}\text{hPa}\cdot\text{S}^{-1}$ 。这说明在季风低压发生发展过程中,在辐散风作用下,其本身将不断产生有利其发展的因素。

3.4 辐散风温度平流的拉普拉斯 $[-\frac{RT}{P\theta}\nabla^2(\nabla\chi\cdot\nabla\theta)]$ 对 ω 的影响

该项主要取决于辐散风温度平流分布的不均匀性,不利于产生上升运动,但其贡献很小。在低压初生阶段,低层辐合对应暖区,辐散风向低压输送冷平流,高层辐散对应冷区,辐散风向外输送冷平流,所以低压中心附近盛行下沉运动。随着低压的发展,由于潜热加热,使低压中心附近上空增温变为暖区,辐散风温度平流效应将起负作用,抵消非绝热加热的贡献,但其作用较小,对垂直运动的影响不大。

3.5 散度的垂直差异 $[-f\frac{\partial}{\partial P}(\zeta\cdot\nabla^2\chi)]$ 对 ω 的影响

这一项反映了大尺度涡度制造的垂直差异对 ω 的影响,不利于低压区产生上升运动,对强盛阶段影响最显著。该项主要决定于散度场的垂直分布,因为涡度场的垂直分布比较一致,在低压中心附近,300hPa以下均是气旋性涡度。

在低压初生阶段,无辐散层较低,辐合主要集中在低层,中上层辐散较弱,所以该项对 ω 影响较小,主要是在中低层造成较弱的下沉运动。随着低压的发展,低层辐合高层辐散加强,无辐散层抬高,大尺度涡度制造的垂直差异也增大,下沉运动逐步增强,至强盛阶段该项影响最大,这时最大下沉运动可达 $3\times 10^{-3}\text{hPa}\cdot\text{S}^{-1}$,出现在600hPa附近。由此可见,在低压发展过程中,由于散度场和涡度场配置的这种变化,将产生抑制上升运动增强的因素,而且随着低压的增强,这种不利低压发展的因素作用也增大。这种作用正好同辐散风涡度平流的作用相反,但其作用较大,不过,同其他主要物理因子相比,该项的作用是不大的。

3.6 涡度垂直平流的垂直差异 $[f\frac{\partial}{\partial P}(\omega\frac{\partial}{\partial P}\nabla^2\psi)]$ 对 ω 的贡献

该项反映了大尺度涡度垂直输送的通量辐合对 ω 的作用,有利于产生上升运动,对低压初始上升运动有一定贡献。在低压发生发展过程中,涡度是向上输送的,且以中上层输送较强,由于大尺度涡度垂直输送的不均匀,将产生上升运动,促使低压区上升运动发展,但其贡献较小,最大上升速度只有 $-0.5\times 10^{-3}\text{hPa}\cdot\text{S}^{-1}$,出现在500hPa附近。

3.7 涡度扭转的垂直差异 $[f \frac{\partial}{\partial P} (\nabla \omega \cdot \nabla \frac{\partial \phi}{\partial P})]$ 对 ω 的影响

该项的作用是抑制上升运动, 但影响很小, 最大垂直速度约 $0.5 \times 10^{-3} \text{hPa} \cdot \text{S}^{-1}$, 也出现在 500hPa 附近, 且各阶段变化不大。这也说明斜压过程的作用甚小。

3.8 加热效应对 ω 的贡献

这里只简单讨论感热加热 $(-\frac{R}{C_p P} \nabla^2 H_s)$ 、大尺度潜热加热 $(-\frac{R}{C_p P} \nabla^2 H_{Ls})$ 和积云对流潜热加热 $(-\frac{R}{C_p P} \nabla^2 H_{Lc})$ 对 ω 的贡献。对于这个问题, 我们将在另文²⁾ 进行详细讨论。

感热加热分布的不均匀性可反映海面感热输送对 ω 的作用。但低压区内海气温差的水平差异很小, 所以该项的贡献也较小。

计算结果表明(表 1), 潜热加热对 ω 的贡献最大, 尤其是积云对流加热最重要。这种加热主要集中在低压中心附近及其东南侧。但在不同阶段潜热加热的性质是有所不同的。由表 1 可见, 在低压初生阶段, 潜热加热主要是大尺度加热的贡献, 在低压中心附近产生上升运动, 最强达 $-7 \times 10^{-3} \text{hPa} \cdot \text{S}^{-1}$, 其贡献为积云加热贡献的 4 倍。这反映了西南季风气流的水汽输送及其在有利环境场中释放大量的凝结潜热, 对低压发生的重要作用。随着低压的发展, 由于气旋性环流和水汽辐合的加强, 潜热加热的贡献也增大, 尤其是积云对流加热越来越显著, 其贡献要比大尺度加热大一倍。至强盛阶段, 积云对流加热的贡献更是大尺度加热贡献的五、六倍。可见, 积云对流加强是促使低压发展的主要因素。当低压移近大陆, 进入减弱阶段, 由于水汽供给减少, 积云对流及其加热也迅速减弱, 因而低压中心附近出现下沉运动。这表明, 南海季风低压的减弱主要是水汽供给和潜热减少的结果。

5 讨论和结论

(1) 多层非线性平衡 ω 方程的诊断结果表明, 在南海季风低压发生发展过程中起主要作用的物理过程有积云对流加热、大尺度加热、旋转风温度平流和涡度平流, 其中以潜热加热的贡献最显著。温度平流在初期没有贡献, 但对低压发展有明显贡献。旋转风涡度平流和辐散风涡度平流对整个低压发展过程都有重要作用。其他各项的贡献均较小, 约比潜热的贡献小一个量级。

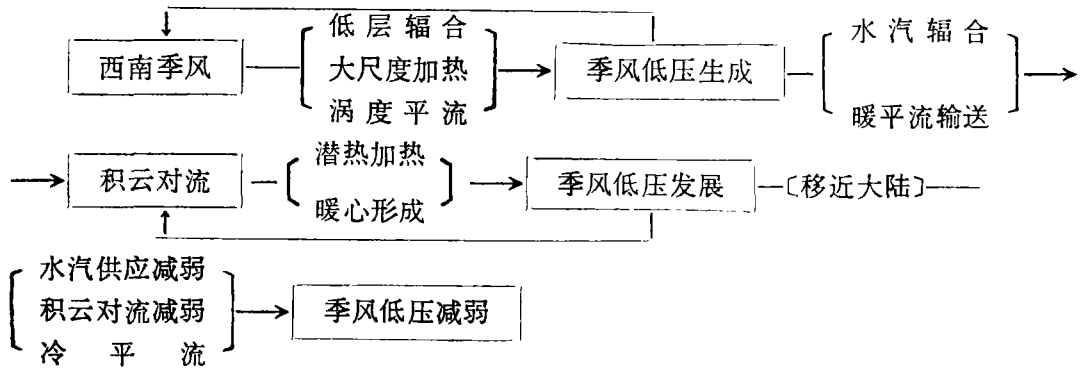
(2) 潜热加热效应对南海季风低压的发生发展起主导作用。低压的形成主要是大尺度加热起作用, 低压的发展和加强则主要决定于积云对流加热及其与环境场的相互反馈作用。积云对流减弱, 低压也随之减弱。

(3) 南海季风低压的发生发展与环境场条件有着密切的关系, 特别是依赖于西南季风气流的变化。大尺度加热和积云对流的发展主要取决于西南季风气流的水汽输送及水汽辐合。西南季风气流的暖平流输送对于低压中心附近上升运动的增强和暖心结构的建立都起重要作用。

2) 梁必骥、刘四臣, 加热效应对南海季风低压垂直环流的贡献, 1987。

(4) CISK机制是南海季风低压发生发展的主要机制,这与台风的形成机制是类似的,与 Krishnamurti^[2] 和 Shukla^[5] 对印度季风低压的研究结果是相同的,但同 Lindzen^[7] 和麦文建^[8] 等人的结论是不一致的,同中层气旋的形成机制也不相同。

(5) 南海季风低压的发生发展是积云对流与大尺度环境场相互反馈作用的结果,其物理过程可归结如下:



参 考 文 献

- [1] Krishnamurti, T. N., et. al., J. Met. Soc. Japan, 53(1975), 227—239.
- [2] Krishnamurti, T. N., et. al., J. Met. Soc. Japan, 54(1976), 208—225.
- [3] Sikka, D. R., Pure. Appl. Geophys., 115(1977), 1501—1529.
- [4] Shukla, J., J. Atmos. Sci., 35(1978), 495—508.
- [5] Shukla, J., Indian J. Met. Hyd. Geophys. 29(1978), 302—315.
- [6] Rao, K. V., et. al., Indian J. Met. Hyd. Geophys., 29(1978), 260—272.
- [7] Lindzen, R. S., Intern. Conf. on Tropi. Met., Oct., 1982, Japan.
- [8] Mak, M., et. al., Tellus, 34(1982), 358—368.
- [9] 梁必骐、邹美恩、李勇、李斌, 热带海洋, 4(1985), 60—69.
- [10] 梁必骐、刘四臣, 海洋学报, 10(1988), 5.
- [11] Krishnamurti, T. N., Mon. Wea. Rev., 96(1968), 197—207.
- [12] Kuo, H. L., J. Atmos. Sci. 31(1974), 1232—1240.

Probing into the Mechanism of Generation and Development of the Monsoon Depression over South China Sea

Liu Sichen Liang Biqi

Abstract

The diagnostic analyses are made on a case of Monsoon Depression over South China Sea in the Middle of Aug., 1979. The FGGE3B data, the diagnostic balance model and the cumulus parameterization scheme are used. The results show that the decisive physical process to the genesis and development of the depression is latent heating, among which the cumulus convection heating is the largest, meanwhile the temperature advection and vorticity advection are also obvious. The contribution of the other terms is small. The development of the depression attributes to the feedback between cumulus convection and the large-scale environment field. The genesis and development of the depression can be explained by CISK mechanism.

Keywords The Monsoon Depression over South China Sea, ω -equation, Genesis and development, CISK mechanism