

环境流场对台风发生发展的影响*

李 崇 银

(中国科学院大气物理研究所)

提 要

本文用简单的数学模式、基于 CISK 理论,从动力学角度分别讨论了对流层低层气旋性切变基本气流作用下以及对流层上层切变基本气流作用下,台风低压增长率的变化。结果表明,对流层低层的气旋性切变基本气流可以使增长率明显增大,这从动力学角度解释了赤道西风或西南季风的加强以及适中强度的冷空气影响有利于台风生成和发展的天气事实。对流层上层反气旋性切变基本气流有利于台风发展,而对流层上层气旋性切变基本气流使台风削弱。但对流层上层环境流场的影响相对比较微弱。

一、前 言

1964 年 Charney 和 Eliassen^[1] 提出了第二类条件不稳定 (CISK) 概念,从而对热带低压的发展提出了正确的动力学解释,十多年来气象工作者一直用这一概念说明热带低压发展成台风的原因。在 Charney 等的研究中考虑的是积云对流与天气尺度的低压扰动间的相互作用,没有考虑基本气流场的存在。后来,Charney 讨论了所谓可移动性 CISK^[2],但也只假定存在着均一的基本气流。

在实际大气中,台风的发生发展同周围的环境流场有着密切的关系。首先,气象工作者都很熟悉,夏季西太平洋台风的发生发展与辐合带以南偏西气流的加强有着明显的关系。赤道西风或西南季风的加强往往促成台风的生成和发展^[3-4]。

春季、特别是秋季,南海台风的发生发展与冷空气活动的关系一直为我国气象工作者所重视,[5]和[6]是从天气分析角度所作的研究。在[7]中对此问题有一个简单的概括:“台风是一个暖心系统,如果有强冷空气流入台风时,会破坏台风的暖心,使台风减弱消亡、或变成温带气旋。……但冷空气还有另外一种相反的作用,如果冷空气较弱,而且主要影响台风外围环流,可以有利于台风的发生发展。”这个分析是正确的,这里我们想结合后面的讨论内容,从动力学角度对它作更进一步的说明。台风是一种暖性系统,它的能量来自积云对流所产生的凝结潜热,依据 CISK 概念,台风的发生发展取决于旺盛的积云对流同低压扰动间的正反馈过程。如果冷空气比较强,到达南海后,它尚未变性,虽然在

* 本文于 1981 年 8 月 31 日收到,1982 年 6 月 21 日收到修改稿。

锋区可以有斜压位能的释放,然而干冷的北方空气注入低压后,必然会阻止强烈对流的发展,对台风发生发展起着“釜底抽薪”的作用,从而不利于台风的发生发展。但是,如果冷空气强度比较适中(太弱的冷空气将不会产生明显影响),冷空气到达南海后已基本变性,热力性质上已同原在南海的空气无多大差异,只在近地面层由于气压梯度力造成偏东气流的加强,即只有一种动力影响。低压北侧东北风的加强实际上加大了基本(环境)流场的气旋性切变。由下面的讨论我们将可以看到,近地面层环境流场气旋性切变的出现,可以强化 CISK,使增长率加大,从而有利于台风的发生发展。

对流层上部环境流场对台风发生发展的影响,目前还是一个有争论的问题。不少人从天气形势的分析认为,高层辐散流场有利于台风的发生发展。并把高层辐散场列为台风发展的条件。Simpson^[8] 在天气分析研究中又发现,对流层上层的反气旋性切变环流有利于台风的发展,而气旋性切变环流会使台风削弱。但是 Gray^[9]通过大量分析研究,认为对流层上层的辐散仅是行星边界层内摩擦辐合的必然补偿,而不是台风发展的条件。第三节中我们将从动力学角度,借助 CISK 概念讨论高层切变基本气流对台风发展的影响。

鉴于在模式中引入基本气流的复杂性,为了解方便,同时也便于同过去已有结论比较,在讨论中不得不作若干简化。

二、对流层低层气旋性切变流场的影响

在前言中我们已提到,辐合带南侧西风气流的加强以及适中强度的冷空气影响均有利于台风的发生发展。我们还同时指出,上述两种过程实际上都相当于台风低压周围环境流场的影响。因此,这一节我们就从动力学角度探讨对流层低层气旋性切变基本气流对台风发生发展的影响。

同 1964 年 Charney 和 Eliassen 的研究一样,在 CISK 机制中我们只考虑近地面摩擦作用。但为了简便,我们用板对称坐标代替柱对称坐标,则扰动方程组可写成

$$\frac{\partial u}{\partial t} = fv \quad (1)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial y} = -fu \quad (2)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial p} = -\frac{RT}{p} \quad (3)$$

$$\frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial \omega}{\partial p} = 0 \quad (4)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} - \frac{pS}{R} \omega = \frac{\dot{Q}}{C_p} \quad (5)$$

这里我们令基本气流为零,式中 u, v 和 ω 分别是 x, y 和 p 方向的扰动速度分量; ϕ 和 T 分别是扰动位势和扰动温度; R 是气体常数; $\dot{Q}$ 是单位质量的对流凝结加热率; $S = -\frac{R}{p} \left(\frac{\partial \bar{T}}{\partial p} - \frac{R \bar{T}}{p C_p} \right)$ 是 p 坐标下的静力稳定度参数; f 是科氏参数,假定为常数。

方程(2)是一种“平衡扰动”近似。对于热带低压一类系统,切向风速(相当于这里的 u)要比径向风速(相当于这里的 v)大得多,通过量级比较,第二运动方程可以用这种“平衡扰动”近似。

由(1)–(5)式消去变量 ϕ, v 和 T , 我们可以得到关于 u 和 ω 的两个方程

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t \partial y} + f \frac{\partial \omega}{\partial p} = 0 \quad (7)$$

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t \partial p} - \frac{S}{f} \frac{\partial \omega}{\partial y} = \frac{R}{f p} \frac{\partial}{\partial y} \frac{\dot{Q}}{C_p} \quad (8)$$

取简单的两层模式,模式大气的分层如图1所示。其模式大气顶 $p_0=100$ 毫巴,模式大气底(也就是摩擦层顶) $p_4=900$ 毫巴。将(7)式写在1和3层上,而将(8)写在2层上,对 p 的微商项近似地以差商代替则有

$$\frac{\partial^2 u_1}{\partial t \partial y} + f \frac{\omega_2}{\Delta} = 0 \quad (9)$$

$$\frac{\partial^2 u_3}{\partial t \partial y} + f \frac{\omega_4 - \omega_2}{\Delta} = 0 \quad (10)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{u_3 - u_1}{\Delta} \right) - \frac{S_2}{f} \frac{\partial \omega_2}{\partial y} = \frac{R}{f p_2} \frac{\partial}{\partial y} \frac{\dot{Q}_2}{C_p} \quad (11)$$

这里我们已假定了上边界条件为 $\omega_0=0$, 上述各式中 $\Delta=400$ 毫巴。

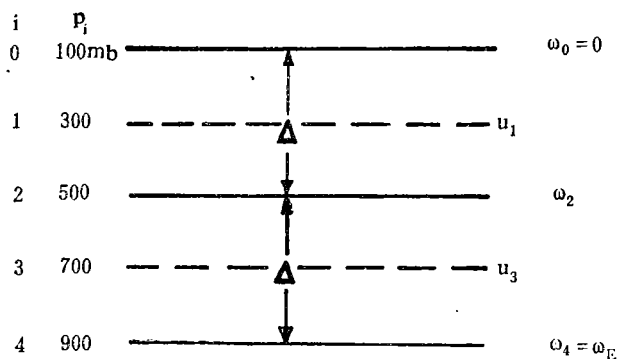


图1 模式大气分层

类似 Charney 的研究,我们把对流凝结加热率表示为

$$\dot{Q}_2 = -\frac{\mu L C_p}{2 \Delta} (\bar{q}_{s3} - \bar{q}_{s1}) \left(\omega_2 + \frac{1}{2} \omega_4 \right) \quad (12)$$

其中 $\bar{q}_s$ 是空气饱和比湿, L 是凝结潜热, μ 是一个常数,对于热带大气, Charney 等认为 $\mu \approx 1.1$ 。

将(12)式代入(11)式,我们即得到

$$\frac{f}{\Delta S_2} \frac{\partial}{\partial t} (u_3 - u_1) - \frac{\partial \omega_2}{\partial y} = -H \mu \frac{\partial}{\partial y} \left(\omega_2 + \frac{1}{2} \omega_4 \right) \quad (13)$$

其中

$$H = \frac{R L}{2 \Delta p_2 S_2} (\bar{q}_{s3} - \bar{q}_{s1})$$

令

$$(u, \omega) = (U(p, y), W(p, y)) e^{\sigma t} \quad (14)$$

由方程(9), (10)和(13)不难得到关于 W 的单一方程

$$\frac{\partial^2 W_2}{\partial y^2} + \frac{f^2}{\Delta^2 S_2} W_4 - \frac{2f^2}{\Delta^2 S_2} W_2 = H\mu \frac{\partial^2}{\partial y^2} \left(W_2 + \frac{1}{2} W_4 \right) \quad (15)$$

为了方便, 我们引入流函数 ψ , 则 $\omega = -\frac{\partial \psi}{\partial y}$, $v = \frac{\partial \psi}{\partial p}$, 并设 $\psi = \Psi e^{\sigma t}$, 因此有 $W = -\frac{\partial \Psi}{\partial y}$ 。(15)式即可改写成

$$\frac{\partial^2 \Psi_2}{\partial y^2} + \frac{f^2}{\Delta^2 S_2} \Psi_4 - \frac{2f^2}{\Delta^2 S_2} \Psi_2 = H\mu \frac{\partial^2}{\partial y^2} \left(\Psi_2 + \frac{1}{2} \Psi_4 \right) \quad (16)$$

方程(16)中出现了 Ψ_4 , 我们可以借助下边界条件来确定它。由于埃克曼抽吸作用, 在摩擦层顶有垂直速度

$$w_4 = \frac{1}{2} D_E \xi_4 \sin 2\alpha$$

或者

$$\omega_4 = -\frac{\rho_4 g D_E \sin 2\alpha}{2} \xi_4 = \frac{\rho_4 g D_E \sin 2\alpha}{2} \frac{\partial u_4}{\partial y} \quad (17)$$

这里 ρ_4 是摩擦层顶的大气密度, $D_E = \sqrt{2\nu/f}$, ν 是动力学粘性系数, g 是重力加速度, α 是地面风与等压线的交角。将 ω 改为流函数, (17)式则变为

$$\frac{\partial \psi_4}{\partial y} = -\frac{\rho_4 g D_E \sin 2\alpha}{2} \frac{\partial u_4}{\partial y}$$

亦可以写成

$$\frac{\partial \psi_4}{\partial t} = -\frac{\rho_4 g D_E \sin 2\alpha}{2} \frac{\partial u_4}{\partial t} \quad (18)$$

另一方面, 我们考虑在对流层底层有基本气流, 以 $\bar{u}_4$ 表之, 且假定 $\frac{\partial \bar{u}_4}{\partial p} = 0$ 。由于有基本气流 $\bar{u}_4$, 对应于(1)式(第一运动方程)在第四层上则有关系式:

$$\frac{\partial u_4}{\partial t} = f v_4 - v_4 \frac{\partial \bar{u}_4}{\partial y} \quad (19)$$

或者

$$\frac{\partial u_4}{\partial t} = \left(f - \frac{\partial \bar{u}_4}{\partial y} \right) \left(\frac{\partial \psi}{\partial p} \right)_4 \approx \left(f - \frac{\partial \bar{u}_4}{\partial y} \right) \frac{\psi_4 - \psi_2}{\Delta} \quad (20)$$

由(18)和(20)式则得到

$$\frac{\partial \psi_4}{\partial t} = -K \left(1 - \frac{\partial \bar{u}_4}{\partial y} / f \right) (\psi_4 - \psi_2) \quad (21)$$

其中 $K = \frac{f \rho_4 g D_E \sin 2\alpha}{2 \Delta}$ 是摩擦系数。由(21)式我们即可得到关系式

$$\psi_4 = \frac{K_*}{K_* + \sigma} \psi_2 \quad (22)$$

这里

$$K_* = K \left(1 - \frac{\partial \bar{u}_4}{\partial y} / f \right) \quad (23)$$

其中 $\frac{\partial \bar{u}_4}{\partial y}$ 代表了对流层低层切变基本气流的作用。如果切变基本气流不存在, $\frac{\partial \bar{u}_4}{\partial y} = 0$, 则 K_* 退化成 K , (22) 式变成 $\psi_4 = \frac{K}{K + \sigma} \psi_2$, 同文献[1]讨论的情况完全一样。

再将 (22) 式代入 (16) 式, 并进一步取 $\psi_2 = A_2 e^{i\psi}$, 我们得到扰动增长率 σ 的表达式:

$$\sigma = \frac{K_* \left[(3\mu H - 2) - \frac{2f^2}{l^2 \Delta^2 S_2} \right]}{2(1 - \mu H) + \frac{4f^2}{l^2 \Delta^2 S_2}} \quad (24)$$

在一定的对流凝结加热条件下 (H 表示), 对于一定的水平尺度, σ 可以为正值, 亦即可以激发出不稳定。

(24) 所代表的不稳定机制同文献[1]的讨论是一致的, 不同之处只在因子 K_* , 由于我们考虑在摩擦层顶存在切变基本气流, $K_* = K \left(1 - \frac{\partial \bar{u}_4}{\partial y} / f \right)$ 。如果对流层底层基本气流有气旋性切变, 即 $\frac{\partial \bar{u}_4}{\partial y} < 0$, 则 $K_* > K$ 。这时, 增长率将大于没有气旋性切变基本气流的情况。这表明, 对流层底层气旋性切变基本气流可以促使不稳定增长率加大, 更有利于台风的发生发展。

当辐合带南侧偏西风加强的时候, 辐合带的位置也往往同时有所北抬, 北侧的偏东气流也相应有所加强, 因此实际上造成了台风低压两侧气流气旋性切变的增强。同样, 当台风低压受到适中强度的冷空气影响时, 不仅北侧的东北风加强, 因辐合带南移, 气压梯度有所增大, 也会使南侧西风加强, 从而亦可造成台风低压两侧气旋性切变气流的增强。因此, (23) 式中 $\frac{\partial \bar{u}_4}{\partial y}$ 项在物理本质上可以代表低压南侧偏西风加强或者适中强度的冷空气活动对台风发生发展的影响。

图 2 给出了由 (24) 式所得到的计算结果。计算中, 类似文献[1]取 $K = 1.72 \times 10^{-6} \text{秒}^{-1}$, $f = 0.377 \times 10^{-4} \text{秒}^{-1}$, 它相当于 15°N 的值。我们分别计算了三种不同强度的加热情况, 即 $H = 0.86, 0.80$ 和 0.70 。图中实线表示 $\frac{\partial \bar{u}_4}{\partial y} = 0$ 的情况, 即没有低层切变基本气流的情况, 它近似地给出了没有冷空气影响及南侧偏西 (基本) 气流也比较弱时台风低压增长率随扰动尺度变化的情况。这个结果同过去有关研究的结果非常类似, 表明我们所用的简单模式也抓住了台风发生发展的本质。图中虚线表示 $\frac{\partial \bar{u}_4}{\partial y} = -0.109 \times 10^{-4} \text{秒}^{-1}$ 的情况, 这近似于基本气流在 10 个纬度内有 12 米/秒气旋性切变的情况。图 2 清楚地告诉我们, 基本气流的气旋性切变明显地增大了不稳定增长率 σ 的数值。也就是说, 适中强

度的冷空气活动,或者南侧偏西气流的加强,有助于 CISK 的增强,利于台风的发生发展。分析计算结果同实际现象相当一致。

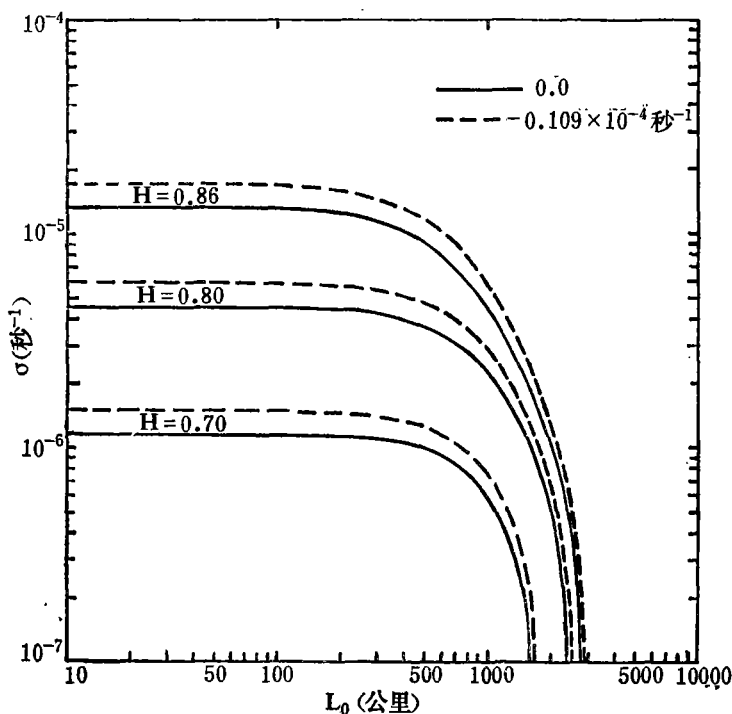


图 2 对流层低层气旋性切变(基本)流场对台风低压增长率的影响

三、对流层上层切变(基本)气流的影响

为了探讨对流层上层切变(基本)气流场对台风发生发展的影响,在扰动方程中引入基本气流 $\bar{u}(y, p)$, 方程(1)–(5)变为

$$\frac{\partial u}{\partial t} + v \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \omega \frac{\partial \bar{u}}{\partial p} = f v \quad (25)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial y} = -f u \quad (26)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial p} = -\frac{RT}{p} \quad (27)$$

$$\frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial \omega}{\partial p} = 0 \quad (28)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + v \frac{\partial \bar{T}}{\partial y} - \frac{pS}{R} \omega = \frac{\dot{Q}}{C_p} \quad (29)$$

基本量满足关系

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial y} &= -f \bar{u} \\ \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial p} &= -\frac{R \bar{T}}{p} \end{aligned} \right\} \quad (30)$$

为了使问题变得简单, 我们进一步假定模式大气中第二、三和四层上基本气流为零, 即 $\bar{u}_2 = \bar{u}_3 = \bar{u}_4 = 0$, 并且 $\left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial p}\right)_1 = \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial p}\right)_2 = \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial p}\right)_3 = 0$; 在第一层上有基本气流 $\bar{u}$, 且 $\frac{\partial \bar{u}_1}{\partial y}$ 为常数。由于 $\left(\frac{\partial \bar{T}}{\partial y}\right)_i = -\left(\frac{p}{R} \frac{\partial^2 \bar{\phi}}{\partial p \partial y}\right)_i = \frac{f p_i}{R} \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial p}\right)_i$, 则我们还可以得到 $\left(\frac{\partial \bar{T}}{\partial y}\right)_2 = 0$, $\left(\frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial y^2}\right)_2 = 0$ 。这样, 对应于方程(16)我们有:

$$\frac{\partial^2 \Psi_2}{\partial y^2} + \frac{f^2}{\Delta^2 S_2} \Psi_4 + \frac{f}{\Delta^2 S_2} \left(\frac{\partial \bar{u}_1}{\partial y} - 2f \right) \Psi_2 = H \mu \frac{\partial^2}{\partial y^2} \left(\Psi_2 + \frac{1}{2} \Psi_4 \right) \quad (31)$$

而对应于关系式(22)有

$$\Psi_4 = \frac{K}{K + \sigma} \Psi_2 \quad (32)$$

因此, 在我们现在讨论的情况, 增长率 σ 的表达式则变成

$$\sigma = \frac{K \left[(3\mu H - 2) - \frac{2f}{l^2 \Delta^2 S_2} \left(f - \frac{\partial \bar{u}_1}{\partial y} \right) \right]}{2(1 - \mu H) + \frac{2f}{l^2 \Delta^2 S_2} \left(2f - \frac{\partial \bar{u}_1}{\partial y} \right)} \quad (33)$$

由(33)式可以看到, 对流层上层的切变(基本)气流对于台风发展的增长率是有影响的。

如果 $\frac{\partial \bar{u}_1}{\partial y} = 0$, 即无切变基本气流, 则同样回到 Charney 已讨论过的情况。当 $\frac{\partial \bar{u}_1}{\partial y} > 0$ (一般 $\frac{\partial \bar{u}_1}{\partial y} < f$), 即有反气旋性切变, 则相对于无切变基本气流情况, 其不稳定增长率将增大; 若 $\frac{\partial \bar{u}_1}{\partial y} < 0$, 即有气旋性切变, 将使增长率相对减小。这同 Simpson 的结论是一致的, 即对流层上层的反气旋性切变环流有利于台风的发展, 而气旋性切变环流不利于台风的发展。顺便还可以看到, 如果 $f - \frac{\partial \bar{u}_1}{\partial y} < 0$, 即环境气流处于所谓惯性不稳定状态, 这种强反气旋性切变环流将更有利于台风的发展。

图 3 是对于不同的 $\frac{\partial \bar{u}_1}{\partial y}$ 值, 取 $H = 0.80$ 时由(33)式所得到的计算结果。我们可以清楚地看到, 对流层上层不同的(基本)气流切变对台风发展的影响情况。首先, 反气旋性切变气流 ($\frac{\partial \bar{u}_1}{\partial y} > 0$), 有利于台风的发展 (σ 增大), 而气旋性切变气流 ($\frac{\partial \bar{u}_1}{\partial y} < 0$), 将使台风削弱 (σ 减小)。这不仅同上面的分析一致, 也与实际天气分析结果相符。其次, 在 $\left| \frac{\partial \bar{u}_1}{\partial y} \right| < f$ 的一般情况下, 从计算结果可以看出, 对流层上层切变(基本)气流对台风发展或削弱的影

响都不太显著;但如果基本气流的反气旋性切变达到惯性不稳定条件时,将可以明显地加强台风的发展。第三,比较图 2 和图 3,我们还可以得到两点有意义的结论:对流层底层的切变(基本)气流可以影响增长率的极大值,且其影响随尺度的增大而减小;对流层上层的切变气流并不影响增长率的极大值,反气旋性切变只使不稳定的尺度范围向大尺度方向扩展,从而对于某一个固定尺度,其增长率将比没有反气旋性切变气流时为大,尺度越大这种影响也愈明显。因此,我们可以认为,对流层底层的气旋性切变(基本)气流更有利于相对较小尺度的热带低压发展,对流层上层的反气旋性切变(基本)气流可加速热带低压的发展,并且将明显使扰动尺度扩大。另外,两个图的比较可以看到,对于同样大小的基本气流切变,在对流层底层将比在对流层上层更能引起增长率的变化。因此,可以以为对流层底层环境流场对台风发展的影响要比对流层上层环流的影响重要得多。

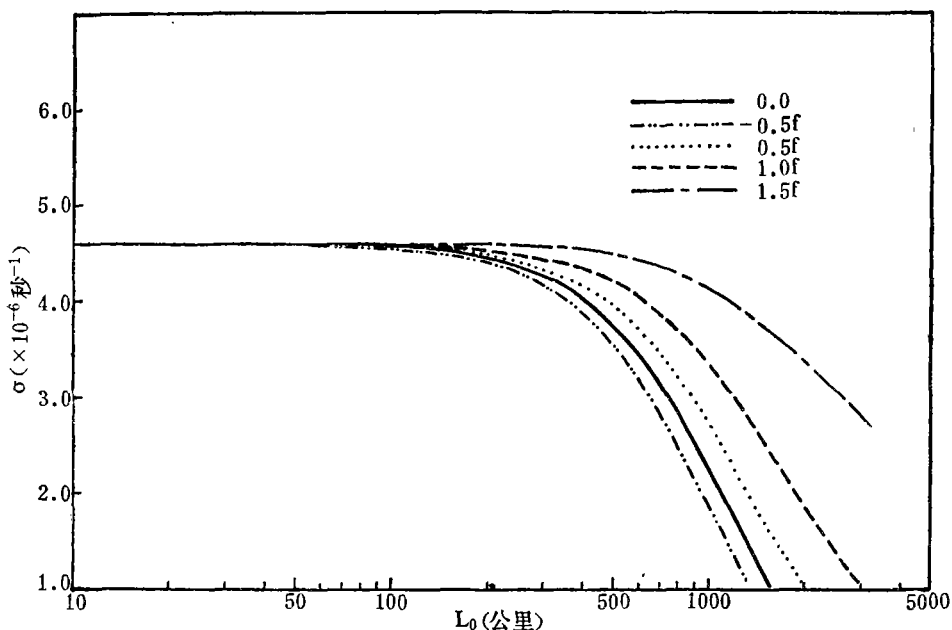


图 3 对流层上层切变(基本)气流对台风低压增长率的影响

四、结 论

本文基于 CISK 概念,用简单的数字模式讨论了环境流场对台风发生发展的影响,从理论分析和计算结果我们可得到如下几点有意义的结论:

1. 在不考虑基本气流情况下,我们用简单的板对称坐标得到了同文献[1]和[10]极为相似的结果。这说明在台风动力学研究中板对称坐标可以取得轴对称坐标基本一致的结果。

2. 冷空气的活动对台风(主要是春季和秋季的南海台风)的发生发展有显著影响。强的干冷空气的侵入,可以破坏台风低压中已经存在的 CISK 机制,不利于台风的发生发展。而适中强度的冷空气活动可以加强低压北侧的偏东气流,却不影响空气温度和湿度。

这样,台风低压外围对流层底层风速气旋性切变加大,也就加强了埃克曼层抽吸作用,使 CISK 更强,从而有利于台风的发生发展。

3. 台风低压南侧赤道西风或西南季风的加强, 也同北方适中强度冷空气的影响类同,可以加强埃克曼抽吸作用,使 CISK 更强,有利于台风的发生发展。

4. 对流层上层反气旋性切变(基本)气流通过 CISK 机制有利于台风发展,而对流层上层气旋性切变气流却有利于台风削弱。

5. 对流层上层环境流场对台风发展的影响远小于对流层底层环境流场的影响。因此,对于台风发生发展问题。应更多注意对流层低层的流场。

参 考 文 献

- [1] Charney, J. G., and A. Eliassen, On the growth of the hurricane depression, *J. Atmos. Sci.*, **21**, 68—75, 1964.
- [2] Charney, J. G., Movable CISK, *Dynamics of the Tropical Atmosphere*, 1972.
- [3] 谢义炳、陈受钧等, 东南亚基本气流与台风发生的一些事实的统计分析, *气象学报*, 33 卷, No. 2 206—217, 1963.
- [4] 中央气象局气象台, 环境流场相互作用对台风发生发展的影响, 1974 年台风会议文集, 上海人民出版社。
- [5] 韦有暹、王荫桐等, 南海台风发生发展问题的初步探索, *气象学报*, 35 卷, No. 2, 148—154, 1965.
- [6] 王作述, 何诗秀, 一个南海锋面低压发展成台风的分析, *科学院大气所集刊*(8 号), 科学出版社, 1979.
- [7] 陈联寿、丁一汇, 西太平洋台风概论, 科学出版社, 1979.
- [8] Simpson, R. H., A Reassessment of the Hurricane Prediction Problem, Paper presented at the 6th Technical Conference on Hurricanes, Miami, 1969.
- [9] Gray, W. M., Global view of the origin of tropical disturbances and storms, *Mon. Wea. Rev.*, **96**, No. 10, 669—700, 1967.
- [10] 小倉義光, 气象力学通論(日), 215—225. 東京大学出版会(有中译本), 1978.

THE EFFECT OF AMBIENT FLOW ON GENERATION AND DEVELOPMENT OF TYPHOON

Li Chongyin

(Institute of Atmospheric Physics, Academia Sinica)

Abstract

In this paper, the shearing basic flow is introduced into the CISK theory developed by Charney and Eliassen (1964). Then, the growth rate of typhoon depression is investigated with a simple numerical model under the effect of cyclonic shearing basic flow in lower troposphere and the effect of shearing basic flow in upper troposphere.

The cyclonic shearing basic flow in lower troposphere increases the growth rate. It is explained with dynamic point of view that the enhancement of equatorial westerly or southwest monsoon and the influence of cold front with moderate strength are conducive to generation and development of Typhoon.

The effect of anticyclonic shearing basic flow in upper troposphere is conducive for development of Typhoon. But, the cyclonic shearing basic flow in upper troposphere will depress Typhoon. The effects of ambient flow in upper troposphere are weak on development of Typhoon.