

# 第二类条件不稳定理论及其进一步研究

李 崇 银

(中国科学院大气物理所)

第二类条件不稳定 (CISK) 最初是由 Charney 和 Eliassen<sup>[1]</sup> 以及 Ooyama<sup>[2]</sup> 提出的。CISK 理论的实质是天气尺度的低压扰动和小尺度积云对流间的相互促进。也正是由于考虑了台风发生发展过程中低压扰动和积云对流间的正反馈过程, CISK 概念能较好地解释台风发生发展的一些基本特征, 并成为目前公认的台风发生发展的重要机制。

CISK 理论的出现也不是偶然的, 它是台风气象学和动力学发展的结果。CISK 理论之前的许多气象学分析已经指出, 水汽凝结加热对于台风的形成和维持有重要的作用, 而且 Riehl 和 Malkus 等<sup>[3,4]</sup> 又将“热塔”(hot tower) 概念引入台风研究, 认为台风中的凝结加热主要来自为数不多的深厚积云塔(其云顶可达 12 公里以上)。在理论上, CISK 之前已有了静态 (steady-state) 理论<sup>[5,6]</sup>, 即将台风作为一个对称的, 自由转动的涡旋处理。静态理论不仅说明了台风系统中风场、气压场和温度场间的主要平衡关系, 而且提出了“流入-上升-流出”模型, 指出了低层流入气流同海面之间角动量和能量交换的重要性。但静态理论没有涉及“次级环流”和“主要环流”(涡旋)间的任何相互作用。

CISK 理论则把有组织的湿对流同气旋尺度的涡旋联系起来, 考虑了它们间的相互促进, 或者说考虑了主要环流和次级环流间的相互促进作用。很显然, CISK 理论在仅考虑主要环流和次级环流间相容的静态理论基础, 吸取“热塔”概念, 突出了主要环流和次级环流间的动力相互作用, 因而在解释台风发生发展的一些基本问题方面取得了成功。

基于 CISK 理论, 二十多年来已用各种不同模式进行了一系列有关台风发生发展的数值模拟试验, 都取得了较好的结果。模式台风的结构, 例如暖心、眼区、风场分布、湿度分布和垂直运动场等, 都比较接近实际台风, 同时, 台风的不对称性、螺旋云带、能量平衡和降水率等也获得了较逼真的模拟。

## 一、CISK 理论

我们已经指出, CISK 的真正含义是涡旋和积云对流间的相互加强过程, 只有用非线性模式方能较好地描写。但非线性问题较复杂, CISK 理论的提出, 首先是从线性化处理入手的, 其结果在一定程度上可以反映问题的本质。这里就其不同的物理过程的考虑, 介绍 CISK 理论。

### 1. Ekman-CISK

Charney 等提出的 CISK 是这样一种物理过程: 一个弱的热带气旋性扰动, 通过边界层的摩擦作用造成潮湿空气的大量辐合流入和上升 (Ekman 抽吸), 形成积云对流发展, 积雨云单体群释放凝结潜热, 使大气层增暖并使高层辐散流出, 结果使得地面气压降低, 低空气旋性环流加强。低层气旋性环流的加强通过边界层摩擦又使低空辐合流入增强, 促使积云对流的更强发展, 释放潜热更多, 地面气压继续下降, ……。如此循环, 出现积云对流与低压扰动间的正反馈。

很显然, 在上述过程中, 对流活动和潜热释放是受天气尺度的涡旋运动制约的, 即天气尺度扰动产生水平辐合, 把积云组织起来。整个反馈过程中, 边界层摩擦辐合 (Ekman 抽吸) 起着很重要的作用, 地面摩擦不仅不是消耗因子, 而且是能量的制造机制。因此, 可以把这种第二类条件不稳定叫做 Ekman-CISK, 其过程如图 1 所示。

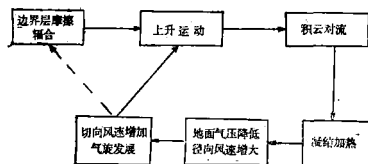


图 1 Ekman-CISK 机制示意图

在轴对称-气压坐标系中, Charney 等将扰动方程写成

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -fu \quad (1)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial r} = fv \quad (2)$$

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

$$\frac{\partial(ru)}{\partial r} + \frac{\partial(r\omega)}{\partial p} = 0 \quad (4)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + \omega \frac{d\bar{\theta}}{dp} = -\frac{\theta}{C_p \bar{T}} Q \quad (5)$$

其中  $u$  和  $v$  分别为径向和切向风速,  $\omega = \frac{dp}{dt}$ , 为垂直速度,  $\theta = \left(\frac{p_0}{p}\right)^{\kappa} T$ , 为位温,  $\phi$  为重力位势,  $Q$  为

单位质量的对流凝结加热率。

Charney 等假定对流凝结加热率正比于潮湿空气的辐合, 而在两层模式中取

$$Q_2 = \frac{\mu L}{2 \Delta} (\bar{q}_{s3} - \bar{q}_{s1}) \left( \frac{\partial \psi_2}{r \partial r} + \frac{1}{2} \frac{\partial \psi_1}{r \partial r} \right) \quad (6)$$

这里  $L$  是凝结潜热,  $\bar{q}_s$  是饱和比湿,  $\mu$  是一个比例因子,  $\psi$  是由(4)式所定义的流函数,  $\Delta = p_2 - p_1$ , 为垂直分层气压间隔。假定模式底部为摩擦边界层顶, 由于 Ekman 抽吸, 有

$$\omega_1 = -\frac{g p_1 D_E}{2} (\sin 2\alpha) \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rv_1) \quad (7)$$

其中  $p$  是大气密度,  $g$  是重力加速度,  $D_E = \sqrt{2\gamma/f}$ ,  $\gamma$  是粘性系数,  $\alpha$  是地面风与等压线之交角,

取  $\psi = \Psi(r)e^{\sigma t}$ , 经过一系列推演, 可以得到关于  $\Psi_2$  的单一方程,

$$r \frac{d}{dr} \left( \frac{1}{r} \frac{d\Psi_2}{dr} \right) \pm \lambda_2^2 \Psi_2 = 0 \quad (8)$$

其中

$$\lambda_2^2 = \frac{(2\sigma + K)/(2\sigma + 2K)}{-1 + \mu H_0(2\sigma + 3K)/(2\sigma + 2K)} \lambda^2$$

$$\lambda^2 = \frac{2\sigma + K}{2\sigma + 2K} \lambda^2$$

$$\lambda^2 = \frac{2f^2}{RT_2} \frac{\bar{\theta}_2}{\bar{\theta}_1 - \bar{\theta}_3}$$

$$H_0 = \frac{L}{2} \frac{\bar{\theta}_2}{T C_p} \frac{\bar{q}_{s3} - \bar{q}_{s1}}{\bar{\theta}_1 - \bar{\theta}_3}, K = \frac{g p_1 D_E f \sin 2\alpha}{2 \Delta}$$

考虑到在旋涡范围以内( $r \leq a$ )有上升运动和对流加热, 而且  $r > a$  的区域, 没有对流加热, 同时在  $r = a$  处, 流函数和气压都是连续的, 最后可得到关系式

$$\frac{J_1(a\lambda_+)}{J_0(a\lambda_+)} = i \frac{\lambda_-}{\lambda_+} \frac{H_1(ia\lambda_-)}{H_0(ia\lambda_-)} \quad (9)$$

这里  $J_0$  和  $J_1$  分别为零阶和一阶 Bessel 函数;  $H_0$  和  $H_1$  分别为零阶和一阶 Hankel 函数。

由(9)式, 取热带大气参数, 可求得不同加热条件下增长率与扰动半径  $a$  的关系, 如图 2 所示。可以看到, 对于  $\mu = 0.8, a \approx 150-200$  公里, 其  $e$  倍增时间约为 2.5 天, 这些数值同热带低压发展成台风比较一致。

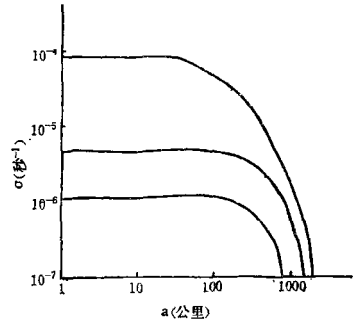


图 2 热带低压增长率与云区半径  $a$  的关系

## 2. Wave-CISK

在 Charney 等讨论的 CISK 理论中, Ekman 抽吸所造成的潮湿空气的辐合流入有重要的作用。后来, Lindzen<sup>[7]</sup>认为 CISK 的产生不一定要 Ekman 抽吸, 热带大气中的惯性波, 例如重力波、Kelvin 波和混合罗斯贝-重力波等, 也可以造成潮湿空气的辐合, 促使对流发展, 同样可以导致 CISK。Lindzen 将其称为 Wave-CISK。

在静力平衡的无基本气流的 Boussinesq 二维流体中, Lindzen 将扰动方程写成

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x} \quad (10)$$

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\rho g \quad (11)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} + w \frac{d\rho_0}{dz} = -Q \quad (12)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (13)$$

$$\rho = \rho_0(0)e^{-z/H} \quad (14)$$

其中  $\rho_0$  是密度的基本分布,  $Q$  是热力强迫,  $H$  为大气标高, 其他量有一般气象意义, 将  $u, w$  和  $Q$  记作  $Y = \hat{Y}(z)e^{i\lambda(x-\sigma t)}$  的形式, 并取  $\bar{w} = \rho_0^{1/2} \hat{w}$ , 即可得到

$$\frac{d^2 \hat{w}}{dz^2} + \lambda^2 \hat{w} = \frac{g}{c^2} \hat{Q} \rho_0^{-1/2} \quad (15)$$

这里

$$\lambda^2 = \frac{g}{HC^2} - \frac{1}{4H^2}$$

$$\text{Lindzen 取热力强迫 } \hat{Q} = \frac{\alpha}{2} \frac{\hat{w}(Z_0)\rho_0(Z_0)}{H},$$

最后得到了所谓重力波-CISK,而且认为由此可以说明热带大气中的一些周期振荡现象及其垂直结构特征。同时与 Hadley 环流造成的对流加热相结合,可以说明 ITCZ 的形成。

也有人认为,所谓 Wave-CISK 有些牵强附会,实际上只是(第一类)条件不稳定现象,因为其过程同有组织的对流活动联系不紧密<sup>[8]</sup>。

### 3. CMM-CISK

积云对流的发展,一方面可以释放凝结潜热,为台风的发生发展提供最基本的能量;同时,深厚积云的发展还可以造成动量的垂直混合(输送)。水平动量的垂直混合虽然会消耗低压扰动的动能,但同时却可以导致次级环流的产生,增强垂直运动。基于上述分析,Mak<sup>[9]</sup>考虑了积云对流的加热和动量混合作用,提出了积云动量混合激发第二类条件不稳定(CMM-CISK),促使台风发生发展的机制。其基本概念是:除了提供潜热外,深厚积云对流活动还可以造成水平动量的垂直输送(混合),在这个过程中产生一种次级环流,加强垂直运动,凝结潜热释放更多,低压涡旋加深发展,积云对流更强,……。如此循环,形成积云对流与低压扰动间的正反馈过程,促使低压发展为台风。图3是CMM-CISK的示意图。

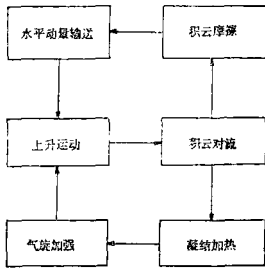


图3 CMM-CISK 机制示意图

我们将 Ekman 抽吸和积云动量混合作用同时引入台风模式,其结果表明,积云动量混合作用同 Ekman 抽吸一样可以导致 CISK;同时 Ekman 抽吸和积云动量混合两种过程有相互促进的作用<sup>[10]</sup>。

Schneider 和 Lindzen<sup>[11]</sup>将热带深厚积云的动量输送用积云摩擦的形式给出,即

$$F_c = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} [M(V - V_c)] \quad (16)$$

其中  $M$  是积云的垂直质量通量,  $V$  是低压扰动的水平风速,  $V_c$  是积云内空气的速度。由于云内垂直速度很大,空气在上升过程中将来不及改变自己的速度,一般可用云底的水平风速代替  $V_c$ 。

将(16)式引入运动方程,热力学方程写成

$$\frac{\partial T}{\partial t} - \frac{pS}{R} \omega = Q/C_p \quad (17)$$

其中  $S$  是静力稳定度参数,简单地可将对流凝结加热表示为

$$Q = -\beta\eta(p)q_*\omega_* \quad (18)$$

这里  $q_*$  和  $\omega_*$  为某参考层的比湿和垂直速度,  $\eta(p)$  为加热垂直分布函数,  $\beta$  为一比例常数。这样,我们便可以得到同(8)式在形式上完全一样的方程,只是参数  $\lambda_+^2$  和  $\lambda_-^2$  有不同的表达式。即

$$\lambda_+^2 = \lambda^2 \frac{\Delta\sigma(2\sigma+K)}{\Delta\sigma(2\sigma+2K) + M_2(2\sigma+K)} \left/ \left[ -1 + \beta H_2 + \beta H_4 \frac{\Delta K\sigma + M_2(2\sigma+K)}{2\Delta(\sigma+K) + M_2(2\sigma+K)} \right] \right.$$

$$\lambda_-^2 = \frac{2\sigma+K}{2\sigma+2K} \lambda^2$$

$$\text{而 } \lambda^2 = \frac{2f^2}{\Delta^2 S_2}, H_i = \frac{R\eta_i q_*}{p_i S_2 C_p} \quad (i=2,4)$$

类似 Ekman-CISK 的求解办法,可以得到关系式

$$\frac{J_1(a\lambda_+)}{J_0(a\lambda_+)} = \frac{\lambda_-}{\lambda_+} \frac{K_1(a\lambda_-)}{K_0(a\lambda_-)} \quad (18)$$

其中  $K_0$  和  $K_1$  分别是零阶和一阶修正的第二类 Bessel 函数。

如果我们不考虑积云动量混合作用( $M_2=0$ ),只有 Ekman 抽吸,则

$$\lambda_{E+}^2 = \frac{2\sigma+K}{2\sigma+2K} \lambda^2 \left/ \left[ -1 + \beta H_2 \frac{2\sigma+3K}{2\sigma+2K} \right] \right.$$

$$\lambda_{E-}^2 = \lambda^2$$

这就是 Ekman-CISK 的结果。

如果我们不考虑 Ekman 抽吸( $K=0$ ),只有积云动量混合作用,则

$$\lambda_{c+}^2 = \frac{\Delta\sigma}{\Delta\sigma + M_2} \lambda^2 \left/ \left[ -1 + \beta H_2 + \frac{M_2}{\Delta\sigma + M_2} \beta H_4 \right] \right.$$

$$\lambda_{c-}^2 = \lambda^2$$

这就是积云动量混合作用导致的第二类条件不稳定(CMM-CISK)。

图4给出了不稳定增长率  $\sigma$  与云区半径  $a$  的关系,其点线和虚线分别为单独考虑 Ekman 抽吸和单独考虑积云动量混合的结果。很显然积云动量混

合和 Ekman 抽吸一样,可以导致 CISK,而且在相同加热条件下,积云动量混合作用所造成的不稳定增长更大。两种过程共同影响的结果要比两者单独影响的和还大,表明 Ekman 抽吸和积云动量混合作用有相互促进的作用。

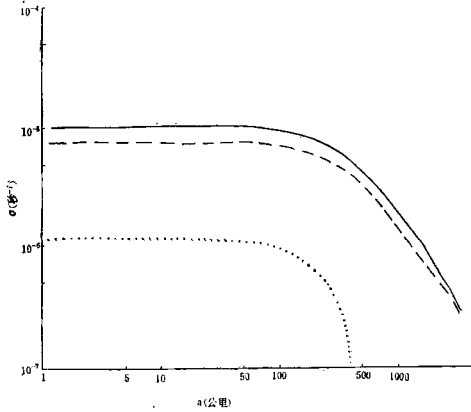


图 4 不稳定增长率  $\sigma$  与云区半径  $\alpha$  的关系

## 二、切变基本气流中的 CISK

在有关 CISK 理论的已有研究中,都没有考虑基本气流的作用,在实际大气中,基本气流一般总是存在的,而且实际台风的发生发展又同环境流场,特别是切变基本气流的影响有关。因此研究切变基本气流中的 CISK 是有意义的。

### 1. 垂直切变基本气流的影响

为了简单,并有利于引入切变基本气流,我们用平面对称坐标代替轴对称坐标;假定基本气流只随高度线性变化。这样,扰动控制方程可以写成如下形式<sup>[12]</sup>:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \omega \frac{du}{dp} = fv \quad (19)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial y} = -fu \quad (20)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial p} = -\frac{RT}{p} \quad (21)$$

$$\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial p} = 0 \quad (22)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + v \frac{\partial \bar{T}}{\partial y} - \frac{pS\omega}{R} = \frac{Q}{C_p} \quad (23)$$

其基本量满足关系式

$$\frac{\partial \bar{\phi}}{\partial y} = -f\bar{u} \quad (24)$$

$$\frac{\partial \bar{\phi}}{\partial p} = -\frac{R\bar{T}}{p}$$

这里  $u, v$  和  $\omega$  分别为  $x, y$  和  $p$  方向的速度分量,  $\phi$  和  $T$  是位势和温度。

在两层模式中,取 Charney 等的类似加热公式,用形如  $u(y, p, t) = U(p, y)e^{\sigma t}$  等的正态模解,再取近似关系  $\omega_2 = \omega_1 - \omega_3$ ,最后我们可以求得扰动不稳定发展的增长率  $\sigma$  的表达式如下:

$$\sigma = \frac{(3\mu H - 2)l^2 - \lambda^2 - \frac{2l^2 e^2}{(1 - \mu H)l^2 + \lambda^2}}{2[(1 - \mu H)l^2 - \lambda^2] + \frac{2l^2 e^2}{(1 - \mu H)l^2 + \lambda^2}} K \quad (25)$$

其中

$$\lambda^2 = \frac{2f^2}{S_2 \Delta^2}$$

$$e = \frac{2f}{S_2 \Delta} \frac{d\bar{u}}{dp}$$

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

而  $l$  为  $y$  方向的波数,  $\mu$  是加热参数,  $K$  是边界层摩擦系数。

根据(25)式,垂直切变气流对 CISK 的影响是很清楚的,如果没有垂直切变基本气流,即  $e=0$ ,可以得到类似过去的结果,但若有垂直切变基本气流,即  $e \neq 0$ ,则不稳定增长率将减小。图 5 是(25)式的计算结果,实线是没有垂直切变基本气流的情况,虚线和点线是有垂直切变基本气流的情况,很显然,基本气流的垂直切变会减小不稳定增长率,从而阻尼台风的发生发展。

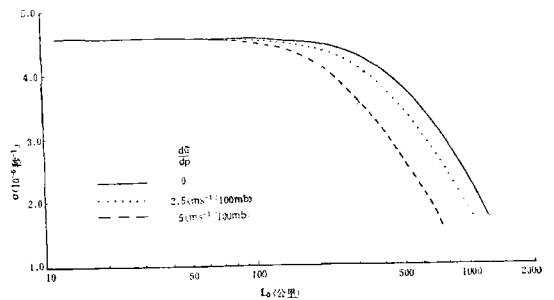


图 5 垂直切变基本气流对台风低压增长率的影响

有关台风发生发展的一系列天气和气候学研究都指出,对流层平均风的垂直切变的极小值区同热带低压的发展有极好相关;大的垂直风切变使扰动和风暴的发展受阻。这就是所谓对流层通风条件。上面所得到的结果无疑为台风形成中的对流层通风条件给出了一种理论解释。

## 2. 低层气旋性切变基本气流的影响

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南侧偏西气流的加强有明显关系,赤道西风或西南季风的加强往往促成台风的生成和发展。春季,特别是秋季,南海台风的发生发展又同冷空气活动有关,强度适中的冷空气到达南海后,热力性质已基本上无差异,但在近地面层却往往造成偏东气流的加强,有利于台风发生发展。低压扰动南侧偏西气流或北侧偏东气流的加强,实际上可视为气旋性切变基本气流对台风发生发展的影响,因此,我们基于 CISK 概念,讨论了对流层低层切变基本气流对 CISK 的影响<sup>[18]</sup>。

一般,辐合带南侧西风或北侧东风的加强都表现在对流层低层,极大值常出现在 1—1.5 公里附近。因此,可以用 Ekman 层顶的切变基本气流来代表它们的影响。对于现在讨论的问题,仍然可以用方程(19)–(23),但不再包括有基本量的项。由于在摩擦层顶有气旋性切变基本气流,将(19)式写在两层模式的第四层上则有

$$\frac{\partial u_4}{\partial t} = \left( f - \frac{\partial \bar{u}_4}{\partial y} \right) v_4 \quad (26)$$

利用 Ekman 抽吸原理,可以得到一个新的摩擦系数

$$K_* = \left( 1 - \frac{\partial \bar{u}_4}{\partial y} / f \right) K \quad (27)$$

不稳定发展的增长率则为

$$\sigma = \frac{(3\mu H - 2)l^2 - \lambda^2}{2[(1 - \mu H)l^2 + \lambda^2]} K_* \quad (28)$$

根据方程(27),如果  $\frac{\partial \bar{u}_4}{\partial y} = 0$ , 我们有  $K_* = K$ , 方程(28)退化为没有切变基本气流的情况。当对流层低层有气旋性切变基本气流存在时,即  $\frac{\partial \bar{u}_4}{\partial y} < 0$ , 则  $K_* > K$ , 这时其增长率将大于没有切变基本气流的情况。图 6 是在不同加热情况下,由(28)式所得到的计算结果。实线是没有切变基本气流的情况,虚线表示  $\frac{\partial \bar{u}_4}{\partial y} = -0.109 \times 10^{-4} \text{秒}^{-1}$  的情况,相当于在 10 个纬度内有 12 米/秒的气旋性切变基本气流。很显然,气旋性切变基本气流可以强化 CISK 机制,有利于台风发生发展。

根据上述分析,关于赤道西风和西南季风的加强,或者适中强度的冷空气活动,有利于台风发生发展的天气事实,也得到了动力学解释。最近见到 Kurihara 等的一篇文章<sup>[14]</sup>,他们用数值试验方法研

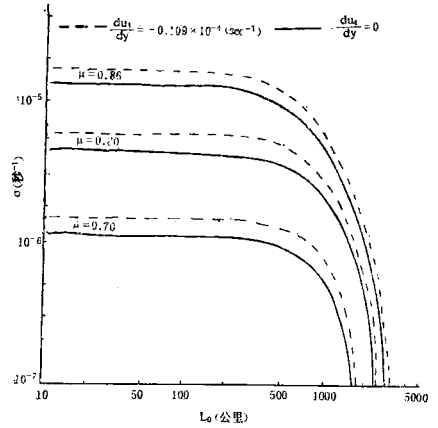


图 6 对流层低层气旋性切变基本气流对增长率的影响

究环境条件对热带风暴形成的影响,也发现低层气旋性切变基本气流有利于风暴形成,同我们的理论结果完全一致。

## 3. 对流层上层切变基本气流的影响

考虑有切变的水平基本气流的影响,(20)–(23)式仍可照用,但(19)式需改写成

$$\frac{\partial u}{\partial t} + v \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \omega \frac{\partial \bar{u}}{\partial p} = f v \quad (29)$$

目的在于研究对流层上层切变基本气流的影响,我们可以取较简单的假定情况,在两层模式中

仅在第一层存在基本气流,并且  $\frac{\partial \bar{u}_1}{\partial y} = \text{常数}$ ,

$\left( \frac{\partial \bar{u}}{\partial p} \right)_i = 0$ , 这样对(20)–(23)式以及(29)进行类似前面的处理,可以得到增长率的表达式为:

$$\sigma = \frac{(3\mu H - 2)l^2 - \lambda^2 \left( f - \frac{\partial \bar{u}_1}{\partial y} \right) / f}{2 \left[ (1 - \mu H)l^2 + \lambda^2 \left( 2f - \frac{\partial \bar{u}_1}{\partial y} \right) / 2f \right]} K \quad (30)$$

由(30)式可以看到,如果对流层上层没有切变基本气流,即  $\frac{\partial \bar{u}_1}{\partial y} = 0$ , 则退化为通常的 Ekman-CISK 的结果。若对流层上层有反气旋性切变基本气流,即  $\frac{\partial \bar{u}_1}{\partial y} > 0$ , 不稳定发展的增长率将增大,若

对流层上层有气旋性切变基本气流,即  $\frac{\partial \bar{u}_1}{\partial y} < 0$ , 则将使增长率减小。Simpson<sup>[15]</sup>根据天气分析曾发现,对流层上层的反气旋性切变气流有利于台风发

展, 而气旋性切变流场会使台风削弱。显然, 我们的理论结果同天气分析结果是一致的。

### 三、CISK 理论的应用

热带大气中, 尤其是在夏季, 积云对流的活动是很频繁的。积云对流同天气尺度的扰动间的正反馈过程, 也不仅仅限于台风低压的发展, 在热带的其它天气系统的发展中很可能也存在这种正反馈过程。因此, CISK 的概念也被用来讨论其它热带天气系统的生成和发展。

#### 1. 热带辐合带(ITCZ)的形成

热带辐合带是热带大气运动的重要系统之一, 有关它的形成机制已有不少讨论, 归结起来可分为两方面。其一是 ITCZ 的平均位置, Holton<sup>[16]</sup> 和郭晓岚<sup>[17]</sup> 从边界层动力学观点进行的分析研究表明, 在热带大气的边界层中, 其上升速度的最大值一般出现在 7—10° 纬度, 因此有利于 ITCZ 在那里形成。后来, 郭晓岚<sup>[18]</sup> 用一个非线性准地转模式讨论了 ITCZ 的形成和结构。他引入一个所谓 CISK 参数  $B$ , 而  $B$  值的纬度分布是在 15 度处有最大。因此, 郭晓岚认为根据热带边界层的特性, ITCZ 最佳出现纬度位置是 8 度, 但考虑到参数  $B$  的纬度变化, 则最佳纬度位置应在 10 度, 同观测比较一致。

一系列观测表明, ITCZ 是由一些强的对流活动体排列组成的, 因此可以把 CISK 概念引入 ITCZ 的研究。Charney<sup>[19]</sup> 将边界层的 Ekman 抽吸作用和对流凝结加热引入模式, 即考虑 Ekman-CISK 机制, 计算得到 ITCZ 的半宽度约为 300 公里, 大体上同天气分析所看到的 ITCZ 的半宽度差不多。

基于 CISK 理论, 我们将 Ekman 抽吸和积云摩擦同时引入模式<sup>[20]</sup>, 在平面对称坐标系中, 将运动方程组写成

$$\frac{\partial u}{\partial t} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} = f v + F_x \quad (31)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - f u + F_y \quad (32)$$

$$g = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} \quad (33)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho w) = 0 \quad (34)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + v \frac{\partial \theta}{\partial y} + w \frac{\partial \theta}{\partial z} = \frac{\theta}{C_p T} Q \quad (35)$$

其中  $F_x$  和  $F_y$  是积云摩擦项, 可按文献[11]给出,  $u, v, w$  分别是  $x, y$  和  $z$  方向的风速分量,  $\rho$  是密度,  $\theta$  是位温,  $T$  是温度,  $f$  是科氏参数。对流凝结加热  $Q$  可以分为 Ekman 抽吸和积云摩擦作用两部分。这样可以求得辐合带半宽度  $Y$  的表达式:

$$Y = \lambda + \tan^{-1} \left( -\frac{S \lambda_-}{\lambda_+} \right) \quad (36)$$

这里  $\lambda_+, \lambda_-$  和  $S$  都是同对流凝结加热等有关的参数。当不考虑积云摩擦时, 可以退化为 Charney 的结果,  $Y_0 = 303.2$  公里, 当考虑积云摩擦后, 计算所得辐合带半宽度  $Y = 337.0$  公里。因此, 可以认为, 积云摩擦作用所导致的 CISK 也能促使 ITCZ 的形成和维持, 而且积云摩擦可使 ITCZ 的宽度扩大。热带大气中, 当云团发展旺盛时, ITCZ 的宽度往往也增大, 我们的理论结果与此现象相一致。

#### 2. 江淮气旋形成的一种机制

天气分析的结果表明, 我国长江下游地区夏季常在静止锋上先有降水出现, 然后有气旋生成, 出现所谓江淮气旋, 并认为气旋的生成是凝结的正反馈过程。但是大尺度凝结加热一般都不强, 而且水平范围比较大, 难于促使江淮气旋尺度系统的生成。因此, 积云对流加热无疑更为重要, 积云对流加热的正反馈是此类气旋形成的主要机制。考虑到下垫面的不均匀性, 边界层摩擦作用未必能造成足够的潮湿空气的辐合, 因此, 我们不考虑 Ekman-CISK 机制。江淮气旋形成前, 往往已有较强降水出现, 对流活动已比较强, 因此我们可以考虑积云摩擦的作用。积云对流可以造成凝结加热和动量混合, 同样还可以造成涡度的混合<sup>[21]</sup>。这样我们在涡度方程中引入积云摩擦作用, 即有

$$\begin{aligned} \frac{\partial \xi}{\partial t} + u \frac{\partial \xi}{\partial x} + v \frac{\partial \xi}{\partial y} + f \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) + \\ + \beta v + \frac{\partial}{\partial p} [M(\xi - \xi_c)] = 0 \end{aligned} \quad (37)$$

这里  $\xi$  是涡度,  $\xi_c$  是积云底高度上的涡度,  $M$  是积云质量通量。在热力学方程中, 用参数化表示对流凝结加热, 再考虑到江淮气旋的一些特性, 最后我们可以得到不稳定发展的增长率同扰动尺度和加热强度的关系。只有当有较强对流凝结加热时, 所得扰动的水平空间尺度才类似于江淮气旋形成阶段的特征。因此可以认为, 静止锋产生的大面积降水过程中, 在对流性降水出现的局部地区, 由于积云对流与天气尺度扰动间的正反馈, 可以导致地面气旋的生成, 积云对流所产生的较强凝结加热和涡度混合是

促使江淮气旋生成的主要因素。

很难说上述机制就对江淮气旋的生成提出了完整的动力学解释，但至少可以说明其中的一部分。

### 3. CISK-正压和斜压不稳定

我们知道，中高纬度地区系统的发展主要靠正压或斜压不稳定机制，其系统发展的能量来自基本气流和有效位能的转换，尤其是斜压不稳定起着重要作用。前面的讨论已经指出，对于台风一类热带涡旋系统的发生发展，对流凝结潜热起着突出的作用，第二类条件不稳定是主要机制。那么，对于季风低压的形成，人们就比较自然地认为它可能是由正压、斜压和第二类条件不稳定共同作用的结果，也就是要将 CISK 概念引入到正压或斜压不稳定的研究。

Shukla 在 CISK-正压-斜压不稳定的分析中<sup>[22]</sup>，将对流凝结加热用垂直速度参数化，考虑一种 CISK 型加热(垂直)分布，其结果表明，季风低压的触发机制是低层的正压不稳定，而季风低压的发展和维持则是 CISK 机制。他所得到的扰动最大振幅的纬度位置和垂直结构同观测结果比较一致(图7)。但是扰动发展的尺度选择性不够清楚。

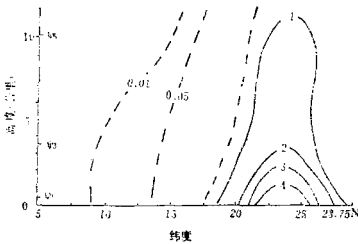


图7 波长为2500公里的扰动的流函数振幅的高度-纬度剖面

Mak<sup>[23,24]</sup>将准地转斜压不稳定和第二类条件不稳定理论结合起来，讨论了湿准地转斜压不稳定。同过去的研究不同，他用扰动本身的涡度场参数化凝结加热，结果，广义湿准地转斜压模型的位涡方程可写成

$$\frac{d^2\Psi}{dp^2} + a \frac{d\Psi}{dp} + b\Psi + c \int_{p_1}^{p_2} H(p_*, \tilde{p})\Psi(\tilde{p})d\tilde{p} = 0 \quad (38)$$

(i)      (ii) (iii)      (iv)

其模型范围是  $p_1 \leq p \leq p_2$ ，积分项代表加热。(38)式中  $a, b$  和  $c$  是  $p$  和其它大气参数的函数， $H(p_*, \tilde{p})$  同由绝热  $\omega$  方程导出的 Green 函数有关。这样，

(38)式把整个斜压不稳定统一了起来，经典的 Eady 问题只是考虑(38)式的(i)和(iii)项的一个特例，经典的 Charney 问题只是考虑(38)式的(i)、(ii)和(iii)项的特例。

图8是 Mak 所得到的不稳定增加率随波长的变化，图中  $\epsilon$  值表示不同加热强度( $^{\circ}\text{Kmb}^{-1}$ )。扰动发展的尺度选择比较清楚；随着加热的增强，最不稳定扰动的波长明显向短波方向移动。

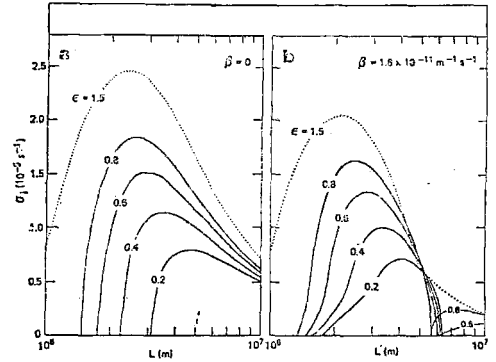


图8 不同加热强度下( $\epsilon$ )，不稳定增长率  $\sigma$ ，随波长  $L$  的变化

### 4. CISK-振荡型对流

关于热带平流层低层波动(Kelvin波和混合罗斯贝-重力波)的研究认为，这些波动是由于对流层中的对流活动强迫所产生的，因此同积云对流有关。Holton<sup>[25]</sup>用一个诊断数值模式进行了赤道平流层波动形成的试验研究，他假定在热带的有限区域里有周期性振荡的对流加热，结果，在热带平流层低层激发了类似 Kelvin 波及罗斯贝-重力混合波那样的扰动。显然这个试验研究证明了热带平流层低层的波动可能由对流凝结加热所引起，但是，对流凝结加热的周期振荡又如何产生呢？可以设想，通过某种机制，对流凝结加热会不会自身激发出一种振荡型波动呢？

我们知道，在一个底部加热的旋转流体薄层中，可以产生一种振荡式的不稳定波，即所谓过稳定性对流或振荡型对流。其基本特点是不稳定有周期变化(振荡)现象，而振荡型不稳定波的出现依赖于旋转速度和加热强度<sup>[26]</sup>。当我们同时考虑 Ekman 抽吸和积云动量混合作用后，对流凝结加热用扰动涡度量参数化表示，则通过 CISK 机制不但可以产生常定型不稳定波，而且还可以产生一种振荡型不稳定波<sup>[27]</sup>。

进一步的研究表明,只有当模式中考虑了积云动量混合作用时,才能出现振荡型不稳定波。这样,可以认为,对流凝结加热,科里奥利力(地球自转)和积云摩擦是 CISK-振荡型对流产生的基本因素。尤其是积云摩擦,不仅是消耗因子,还起着动量和热量交换作用。而正是通过这种交换作用,使对流的发展产生周期振荡<sup>[28]</sup>。

对流凝结加热和积云摩擦通过 CISK 机制具体驱动何种周期的波动却在很大程度上依赖于加热的垂直分布。初步分析表明,当对流层中下层有较强加热时(这一般反映普通对流云的活动),有利于产生类似 Kelvin 波那样的振荡型不稳定波;当对流层中上层有较强加热时(这反映深厚积云的活动),有利于产生类似罗斯贝-重力混合波那样的振荡型不稳定波。

#### 四、对 CISK 理论的非议

从上面的讨论可以看到,CISK 理论对于台风一类热带涡旋系统的发生发展及其重要特征能给予较好的动力学解释。基于 CISK 理论的一系列数值模拟试验,成功地模拟了台风的形成和发展过程以及台风结构的基本特征。因此,可以说,CISK 在理论上是具有重要贡献的。

近来,Gray<sup>[29]</sup>对于 CISK 理论提出了不同看法。他认为 CISK 机制可用来说明热带气旋的后期发展,但用来解释系统的早期阶段的增强却存在根本问题。他的看法主要表现为如下几个方面:

1) 只有一小部分流入气流是由边界层辐合驱动的,主要流入气流发生在边界层以上,Ekman 辐合不能给予解释。

2) 在早期的 CISK 模式中,假定了风场和气压场的平衡,凝结加热将引起风速的额外增强,由于凝结加热所导致的温度增加被过高地估计了。

3) 经向环流和湿空气辐合将使扰动能量减少,而不是象 CISK 理论所希望的获得能量。实际大气中,热带系统的能量只能来自湿空气上升,干空气下沉的多圈环流,将海面能量送给大气,而主要不是来自水平能量辐合。

4) CISK 理论不能解释不加强的天气系统的普遍情况,因为许多不发展的天气系统也有大量湿空气辐合和降水。

5) CISK 理论难于说明能量通量有很大增长的系统的发展。

Gray 特别强调大尺度环流形势的作用,以及从

海洋吸取能量的重要性。并认为后者的实现要靠湿空气上升和干空气下沉的多圈环流,或者说关键靠积云中的下沉气流。Gray 给出的热带气旋形成的基本过程如图 9 所示。

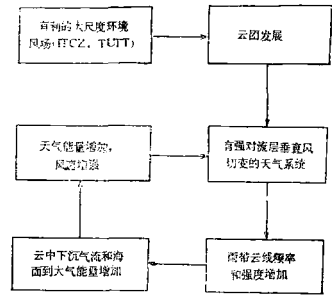


图 9 Gray 提出的热带气旋形成的基本过程

不难发现,Gray 所指出的 CISK 理论的不足未必要按照他给出的解释,而他所给出的热带气旋形成模型尚缺乏依据,例如海面能量通量的数据。同时,Gray 强调了强的垂直风切变对形成积云下沉气流和产生额外地面能量通量的重要,这又同他 1979 年文章中基于许多资料分析得到的结论<sup>[29]</sup>(对流层通风)有矛盾。

Ooyama 针对 Gray 的观点提出了反批评<sup>[8]</sup>,他认为 CISK 机制的本质是有组织的湿对流和气旋尺度的涡旋间的相互促进和加强,只有非线性模式才能较好描写。不应该抓住线性 CISK 理论的技术缺陷而抹煞其在理论上的贡献。Ooyama 认为要维持热带海洋上的对流,必须通过海面的感热和潜热输送,以维持混合层,如果要连续在某个地区出现许多小时的对流活动,则湿空气必须从该地区以外的混合层输入补充。同时他认为一旦我们看到热带气旋最新的特征旋转风场,说明扰动已经发展,并已经存在有组织的对流活动。因此,所谓“风暴前期”(prehurricane)实际上已经开始了风暴的形成过程。

#### 五、结 语

关于 CISK 理论目前存在有针锋相对的不同意见,Gray 对 CISK 有些持否定态度,而 Ooyama 却认为 Gray 的论点是误人的(misleading)。这个争论的本身就告诉我们,台风动力学,尤其是有关台风发生发展的机制,还有许多问题有待进一步分析研究。



从上面我们的介绍和讨论可以看到,CISK理论集中概括了台风形成的本质,能较好地说明台风发生发展的基本特征,在理论上是站得住的。Gray提出的新观点尚不成熟,有些还缺乏必要的依据,有待进一步研究。

台风是一个复杂的热带天气系统,包括着多种相互作用的物理过程和各種尺度运动的影响,完整的讨论将要包括几乎整个气象学领域,从云物理到大气环流,从海-气相互作用到辐射热能向外空的传输。但是在已有的基础上继续努力,在不远的将来,我们一定会较完整地认识台风这类最强的大气涡旋系统。

### 参 考 文 献

- [1] Charney, J. G., and A. Eliassen, On the growth of the hurricane depression, *J. Atmos. Sci.*, 21 (1964), 68—75.
- [2] Ooyama, K. V., A dynamical model for the study of tropical cyclone development, *Geophys. Intern. (Mexico)*, 4, 187—198, 1964.
- [3] Riehl, H., and J. S. Malkus, Some aspects of hurricane Daisy, 1958, *Tellus*, 13(1961), 181—213.
- [4] Malkus, J. S., C. Ronne and M. Chaffee, Cloud patterns in hurricane Daisy, 1958, *Tellus*, 13(1961), 8—30.
- [5] Malkus, J. S., and H. Riehl, On the dynamics and energy transformations in steady-state hurricanes, *Tellus*, 12(1960), 1—20.
- [6] Riehl, H., Some relations between wind and thermal structure of steady state hurricanes, *J. Atmos. Sci.*, 20(1963), 176—187.
- [7] Lindzen, R. S., Wave-CISK in the tropics, *J. Atmos. Sci.*, 31(1974), 156—179.
- [8] Ooyama, K. V., On basic problems in theory and modeling of the tropical cyclone, *Intense Atmospheric Vortices*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 1982.
- [9] Mak, M., On the growth of the hurricane depression induced by cumulus momentum mixing, 13th Technical Conference on Hurricanes and Tropical Meteorology of the American Meteorological Society, Miami Beach, Fla. 1980.
- [10] 李崇银, 台风发生发展的一个理论研究, 第三次全国数值预报会议报告, 1981, 黄山。
- [11] Schneider, E. K., and R. S. Lindzen, A discussion of the parameterization of momentum exchange by cumulus convection, *J. Geophys. Res.*, 81(1976), 3158—3160.
- [12] 李崇银, 垂直切变基本气流中的 CISK, *大气科学*, 7 (1983), 第 4 期。
- [13] 李崇银, 环境流场对台风发生发展的影响, *气象学报*, 41(1983), 275—283。
- [14] Kurihara, Y., and R. E. Tuleya, Influence of environmental conditions on the genesis of a tropical storm, *Intense Atmospheric Vortices*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 1982.
- [15] Simpson, R. H., AMS Technical Conference, 1969.
- [16] Holton, J. R., et al., Boundary layer dynamics and the ITCZ, *J. Atmos. Sci.*, 28(1971), 275—283.
- [17] Kuo, H. L., The planetary boundary layer of a stably stratified atmosphere over the globe, *J. Atmos. Sci.*, 30(1973), 53—65.
- [18] —, Nonlinear theory of the formation and structure of the Intertropical Convergence Zone, *J. Atmos. Sci.*, 30(1973), 969—983.
- [19] Charney, J. G., Tropical cyclogenesis and the formation of the intertropical convergence zone, *Mathematical problems in the geophysical sciences*, 1971.
- [20] 李崇银, 积云摩擦作用对 ITCZ 生成和维持的影响, *热带海洋*, 1984 年第 2 期。
- [21] 李崇银, 论江淮气旋生成的一种机制, *大气科学*, 6(1982), 258—263。
- [22] Shukla, J., CISK—Barotropic—baroclinic instability and the growth of monsoon depression, *J. Atmos. Sci.*, 35(1978), 495—508.
- [23] Mak, M., On moist quasi-geostrophic baroclinic instability, *J. Atmos. Sci.*, 39(1982), 2028—2037.
- [24] 麦文建, 论广义模型中的湿准地转斜压不稳定, *中国科学(B)*, 1983, 566—576。
- [25] Holton, J. R., Waves in the equatorial stratosphere generated by tropospheric heat sources, *J. Atmos. Sci.*, 29(1972), 368—375.
- [26] 麦文建、李崇银, 论振荡型对流, *中国科学(B)*, 1982, 758—768。
- [27] 李崇银, 对流凝结加热与不稳定波, *大气科学*, 7 (1983), 260—268。
- [28] 李崇银, 第二类条件不稳定——振荡性对流, *中国科学(B)*, 1983, 857—865。
- [29] Gray, W. M., Tropical cyclone genesis and intensification, *Intense Atmospheric Vortices*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 1982.
- [30] Gray, W. M., Hurricanes/their formation, structure and likely role in the tropical circulation, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* 105(1979), 155—218.