

# 大尺度环境场对热带气旋影响的动力分析<sup>\*</sup>

雷小途

陈联寿

(上海台风研究所, 上海, 200030)

(中国气象科学研究院, 北京, 100081)

## 摘 要

文中基于正压大气运动的基本方程组, 把大气运动场分解为大尺度环境场和热带气旋环流, 采用动力分析的方法, 分析了有/ 无大尺度环境场作用的热带气旋运动特征。结果表明: 无环境场时, 热带气旋的运动遵循位涡守恒原理、热带气旋的定常运动满足相当转风平衡关系( $f$  平面近似), 其等位涡线和等压能线均与流线重合; 有环境场时, 热带气旋的运动不再遵循位涡守恒原理、其定常运动的等位涡线和等压能线也均与流线不再重合, 但热带气旋的定常运动满足准相当转风平衡关系( $f$  平面近似)、等相当压能线与流线重合。最后还能过建立有/ 无大尺度环境场作用的热带气旋强度变化及移动速度的方程式, 定性地分析了大尺度环境场对热带气旋强度变化及移动的影响。

关键词: 大尺度环境场, 热带气旋, 强度变化, 移动。

## 1 引 言

热带气旋(TC, 下同)是活跃在低-中高纬度广阔范围内的重要天气系统, 提高 TC 的预报能力进而为防台抗台、趋利避害是国际台风界的研究目标。成熟 TC 的水平尺度在 1000 km 左右, 属次天气尺度的系统, 因而其运动(包括发生、发展和移动、结构、强度等)受到大尺度环境场的影响<sup>[1]</sup>, 另一方面, TC 也影响大尺度环境场, 即两者存在着相互作用, 它是 TC 异常及中高纬度地区灾害性天气突然爆发的物量机制之一<sup>[2]</sup>。由于这种相互作用是非线性的, 给求解环境场对 TC 影响的解析解带来困难。在用数值方法研究非零环境场中 TC 的运动时, 通常的作法是把结果与零环境场的结果进行比较, 来体现环境场各特征参数对 TC 运动的作用<sup>[3,4]</sup>。虽然这样所得的研究结果受到不同程度的削弱, 但仍不失为探讨环境场对 TC 影响机制的可行方法之一, 至今仍被广泛使用<sup>[5]</sup>。

在动力机制的研究中, 揭示大气运动内部力的平衡规律有重要意义, 如: 大尺度的大气动力学以准地转理论为核心标志, 并形成了一个比较成熟的基本理论体系。中尺度(或次天气尺度, 下同)的大气运动则以准平衡理论为基础<sup>[6]</sup>。然而, 在研究 TC 的运动规律时, 不可避免地涉及到与大尺度环境场的相互作用<sup>[1]</sup>, 在这种情况下, 文献[6]建立的中尺度系统运动的准平衡关系将被破坏。文中试图在此基础上, 建立起在大尺度环境场作用

\* 初稿时间: 2000年2月15日; 修改稿时间: 2000年6月19日。  
资助课题: 国家自然科学基金(49775264, 49975014)。

下 TC 运动的动力学框架, 试图回答在大尺度环境场的影响下, TC 的运动按照什么规律演变? 是否也有某种力的平衡作用? 以及大尺度环境场对 TC 强度变化及其移动有何影响?

## 2 基本方程

为了数学上的方便和动力上的清楚起见, 基本出发方程采用绝热、无摩擦条件下的正压模式。

$$\begin{cases} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} - fv = -\frac{\partial \varphi}{\partial x} \\ \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + fu = -\frac{\partial \varphi}{\partial y} \\ \frac{\partial \varphi}{\partial t} + u \frac{\partial \varphi}{\partial x} + v \frac{\partial \varphi}{\partial y} + \varphi \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) = 0 \end{cases} \quad (1)$$

式(1)中的符号均为气象上常规使用。设:

$$\begin{pmatrix} u \\ v \\ \varphi \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} u_e \\ v_e \\ \varphi_e \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} u_c \\ v_c \\ \varphi_c \end{pmatrix} \quad (2)$$

其中, 下标 e 代表大尺度环境场、下标 c 代表 TC 环流。

式(2)代入式(1)得:

$$\begin{cases} \frac{\partial u_e}{\partial t} - (f + \xi_e)v_e + \frac{\partial E_e}{\partial x} + \frac{\partial u_c}{\partial t} - (f + \xi_c)v_c + \\ \frac{\partial E_c}{\partial x} + u_e \frac{\partial u_c}{\partial x} + v_e \frac{\partial u_c}{\partial y} + u_c \frac{\partial u_e}{\partial x} + v_c \frac{\partial u_e}{\partial y} = 0 \\ \frac{\partial v_e}{\partial t} + (f + \xi_e)u_e + \frac{\partial E_e}{\partial y} + \frac{\partial v_c}{\partial t} + (f + \xi_c)u_c + \\ \frac{\partial E_c}{\partial y} + u_e \frac{\partial v_c}{\partial x} + v_e \frac{\partial v_c}{\partial y} + u_c \frac{\partial v_e}{\partial x} + v_c \frac{\partial v_e}{\partial y} = 0 \\ \frac{\partial \varphi_c}{\partial t} + u_e \frac{\partial \varphi_c}{\partial x} + v_e \frac{\partial \varphi_c}{\partial y} + \varphi_e \left( \frac{\partial u_e}{\partial x} + \frac{\partial v_e}{\partial y} \right) + \frac{\partial \varphi_c}{\partial t} + u_c \frac{\partial \varphi_c}{\partial x} + v_c \frac{\partial \varphi_c}{\partial y} + \\ \varphi_c \left( \frac{\partial u_c}{\partial x} + \frac{\partial v_c}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial x} (u_e \varphi_c + u_c \varphi_e) + \frac{\partial}{\partial y} (v_e \varphi_c + v_c \varphi_e) = 0 \end{cases} \quad (3)$$

其中:  $\xi_e = \frac{\partial v_e}{\partial x} - \frac{\partial u_e}{\partial y}$  为环境场的相对涡度,  $E_e = \varphi_e + \frac{u_e^2 + v_e^2}{2}$ , 其实质为环境场的气压(重力位势)动能之和, 通常称为“压能场”;  $\xi_c = \frac{\partial v_c}{\partial x} - \frac{\partial u_c}{\partial y}$ ,  $E_c = \varphi_c + \frac{u_c^2 + v_c^2}{2}$  则分别为 TC 环流的相对涡度和“压能场”。

由于本文的目的是导出在大尺度环境场的作用下 TC 运动的动力特征, 所以暂假定大尺度环境场受方程(1)控制, 即:

$$\begin{cases} \frac{\partial u_c}{\partial t} + u_c \frac{\partial u_c}{\partial x} + v_c \frac{\partial u_c}{\partial y} - f v_c = -\frac{\partial \varphi_c}{\partial x} \\ \frac{\partial v_c}{\partial t} + u_c \frac{\partial v_c}{\partial x} + v_c \frac{\partial v_c}{\partial y} + f u_c = -\frac{\partial \varphi_c}{\partial y} \\ \frac{\partial \varphi_c}{\partial t} + u_c \frac{\partial \varphi_c}{\partial x} + v_c \frac{\partial \varphi_c}{\partial y} + \varphi_c \left( \frac{\partial u_c}{\partial x} + \frac{\partial v_c}{\partial y} \right) = 0 \end{cases} \quad (4)$$

式(4)代入式(3)得:

$$\begin{cases} \frac{\partial u_c}{\partial t} - (f + \xi_c) v_c + \frac{\partial E_c}{\partial x} + u_c \frac{\partial u_c}{\partial x} + v_c \frac{\partial u_c}{\partial y} + u_c \frac{\partial u_c}{\partial x} + v_c \frac{\partial u_c}{\partial y} = 0 \\ \frac{\partial v_c}{\partial t} + (f + \xi_c) u_c + \frac{\partial E_c}{\partial y} + u_c \frac{\partial v_c}{\partial x} + v_c \frac{\partial v_c}{\partial y} + u_c \frac{\partial v_c}{\partial x} + v_c \frac{\partial v_c}{\partial y} = 0 \\ \frac{\partial \varphi_c}{\partial t} + u_c \frac{\partial \varphi_c}{\partial x} + v_c \frac{\partial \varphi_c}{\partial y} + \varphi_c \left( \frac{\partial u_c}{\partial x} + \frac{\partial v_c}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial x} (u_c \varphi_c + u_c \varphi_c) + \frac{\partial}{\partial y} (v_c \varphi_c + v_c \varphi_c) = 0 \end{cases} \quad (5)$$

式(5)即为在环境场影响下的 TC 运动方程,也是本文讨论的出发方程。

### 3 无环境场

在零环境场或弱环境场中,式(5)可简写为:

$$\begin{cases} \frac{\partial u_c}{\partial t} - (f + \xi_c) v_c + \frac{\partial E_c}{\partial x} = 0 \\ \frac{\partial v_c}{\partial t} + (f + \xi_c) u_c + \frac{\partial E_c}{\partial y} = 0 \\ \frac{\partial \varphi_c}{\partial t} + u_c \frac{\partial \varphi_c}{\partial x} + v_c \frac{\partial \varphi_c}{\partial y} + \varphi_c \left( \frac{\partial u_c}{\partial x} + \frac{\partial v_c}{\partial y} \right) = 0 \end{cases} \quad (6)$$

由式(6)可得

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + u_c \frac{\partial}{\partial x} + v_c \frac{\partial}{\partial y} \right) q = 0 \quad (7)$$

其中,  $q = \frac{f + \xi_c}{\varphi_c}$  为 TC 环流的位涡。

式(6)前两个方程表达了 TC 环流的惯性力、气压梯度力和科里奥利力三者的动力平衡<sup>[6]</sup>。式(7)表明,无环境场作用时,TC 的运动遵循位涡守恒原理。

#### 3.1 动力平衡特征

通常,当系统达到平衡(态)时,其运动表现为(准)定常特征( $\frac{\partial}{\partial t} = 0$ )。

对于定常运动,由式(6)前两个方程及式(7)可得:

$$\begin{cases} u_c \frac{\partial E_c}{\partial x} + v_c \frac{\partial E_c}{\partial y} = 0 \\ u_c \frac{\partial q}{\partial x} + v_c \frac{\partial q}{\partial y} = 0 \end{cases} \quad (8)$$

式(8)表明,在无环境场的作用时,定常条件下 TC 运动的等位涡线和等“压能”线均与流线重合。

此外,若令:

$$\begin{cases} u^* = (1 + \frac{\xi_c}{f})u_c \\ v^* = (1 + \frac{\xi_c}{f})v_c \end{cases} \quad (9)$$

代入式(6)的前两个方程,则在定常条件下有:

$$\begin{cases} fu^* = -\frac{\partial E_c}{\partial y} \\ fv^* = \frac{\partial E_c}{\partial x} \end{cases} \quad (10)$$

对于  $f$  平面近似,由式(10)可得:

$$\begin{cases} D^* = 0 \\ f\xi^* = \nabla_k^2 E_c \end{cases} \quad (11)$$

式中  $\nabla_k^2$  为拉普拉斯算子。可见,式(10)和(11)与地转风平衡关系在形式上完全相同,这里称之为相当地转风平衡<sup>[6]</sup>,由式(9)确定的风场( $u^*, v^*$ )称为相当地转风,则  $D^*$  和  $\xi^*$  即分别为相当地转风的散度和涡度。由于式(6)中的非线性平流项实际上包含了自然坐标系下的离心力(和切向力),故风场( $u^*, v^*$ )也可以称之为广义梯度风(一般的梯度风略去切向力)。

众所周知,“ $\beta$  效应”对 TC 运动的影响通常不可忽略<sup>[4,7,8]</sup>。在  $\beta$  平面近似下,式(10)表明,TC 定常运动的相当地转风平衡被破坏,由式(11)可知其散度  $D^*$  不再为零:

$$\begin{cases} D^* = -\frac{\beta}{f^2} \frac{\partial E_c}{\partial x} \\ f\xi^* - \nabla_k^2 E_c = -\frac{\beta}{f} \frac{\partial E_c}{\partial y} \end{cases} \quad (12)$$

可见,在“ $\beta$  效应”的作用下,TC 运动的相当地转风平衡关系的破坏完全由其“压能场”( $E_c$ )的水平不均匀分布引起,且  $E_c$  的东西向梯度只改变相当地转风的散度,南北向梯度则只影响相当地转风的涡度。

一般地,定常运动是暂时的。TC 也一样,在其生命史中经历着发生、发展、成熟和消亡的 4 个演变阶段<sup>[1]</sup>。于是,考虑到 TC 的非定常运动,式(9)代入式(6)得:

$$\begin{cases} \frac{\partial u_c}{\partial t} - fv^* + \frac{\partial E_c}{\partial x} = 0 \\ \frac{\partial v_c}{\partial t} + fu^* + \frac{\partial E_c}{\partial y} = 0 \\ (f + \xi_c) \frac{\partial \varphi}{\partial t} + f\mathbf{V}^* \cdot \nabla \varphi + (\varphi + \varphi_c) [fD^* - \frac{f\mathbf{V}^* \cdot \nabla \xi_c}{f + \xi_c} + \frac{\xi_c \beta v^*}{f + \xi_c}] = 0 \end{cases} \quad (13)$$

式中,  $\mathbf{V}^* = u^* \mathbf{i} + v^* \mathbf{j}$ 。由式(13)前两个方程可得:

$$\begin{cases} \frac{\partial \xi_c}{\partial t} = -fD^* - \beta v^* \\ \frac{\partial D_c}{\partial t} = f\xi^* - \nabla_k^2 E_c - \beta u^* \end{cases} \quad (14)$$

式中  $D_c$  为 TC 环流的散度。可见,“ $\beta$  效应”不仅可以引起 TC 涡度的变化,而且可以导致

TC 散度的变化(从后面的分析可知,它还是影响 TC 强度及移动的重要因素之一)。在  $f$  平面近似下( $\beta=0$ ),TC 的涡度变化仅与相当地转风的散度有关(本文暂未讨论非绝热加热和摩擦的作用),且相当地转风的辐合(辐散)使 TC 增强(减弱);而引起相当地转风散度变化的原因是  $\xi^*$  与  $\nabla^2 E_c$  之间不满足准平衡关系  $f\xi^* \approx \nabla^2 E_c$  所致。

### 3.2 强度变化特征

由式(5)或式(13)还可得:

$$\left[ \frac{d\xi_c}{dt} - q \frac{dq_c}{dt} \right] = -\beta v_c \quad (15)$$

对于 TC 的发展加强,通常意味着其气旋性涡度增大、重力位势减小<sup>[1]</sup>,即:  $\frac{d\xi_c}{dt} > 0$ ,  $\frac{dq_c}{dt} < 0$ 。于是,必然可以通过  $\frac{d\xi_c}{dt}$  和  $\frac{dq_c}{dt}$  的线性组合 ( $\frac{d\xi_c}{dt} + A \frac{dq_c}{dt}$ , 其中  $A < 0$ ) 来综合反映 TC 强度变化的特征。现在,找到了这种组合,即:  $I = \frac{d\xi_c}{dt} - q \frac{dq_c}{dt}$  及其动力平衡的关系式(15)。当  $I > 0$  时,TC 发展加强;反之,TC 减弱填塞。

由式(15)可见,正压模式中,在绝热、无摩擦且不计环境作用的条件下,TC 的强度变化完全取决于  $\beta$  与 TC 风场的南北向分量(即“ $\beta$  效应”)。在北半球, $\beta$  的值为正,作为气旋性涡旋的 TC,其中心以东的南北向风分量为正、以西为负,根据式(15),TC 中心以东的强度将减弱( $I < 0$ )、以西增强,于是形成了一对东负(反气旋)/西正(气旋)的偶极子次级环流(原 TC 的气旋性环流称为“一级环流”),这就是著名的“ $\beta$  涡旋对”<sup>[3,7]</sup>。

由式(15)可知,TC 中心以西(东)的正(负)极子次级环流在远离 TC 中心的一侧均有负的南北向风分量,且与 TC 一级环流的南北向分量同(反)位相叠加,使正偶极子中心以西的强度进一步增强、负极子中心以东强度的减弱趋势减缓。而在正、负极子中心之间的区域,次级环流有使 TC 强度减弱的趋势。特别地,对于具有对称风场(一级环流)结构的 TC,其中心处于“ $\beta$  涡旋对”之间的“通风气流”上<sup>[3,7,8]</sup>,且由于通风气流的方向偏南,因此根据式(15),必然会导致 TC 中心的强度减弱。

### 3.3 移动特征

若以 TC 的中心作为移动坐标系的原点, $x$  和  $y$  轴与局地坐标系的坐标轴平行,移动坐标系随 TC 中心一起移动。则移动坐标系与局地坐标系有如下的关系:

$$\frac{\delta}{\delta t} = \frac{\partial}{\partial t} + c \cdot \nabla \quad (16)$$

式中, $c$  即为 TC 中心的移动速度。

TC 是一个强低气压系统,其中心处的涡度最大、位势高度最低<sup>[1]</sup>。根据极值原理,必有  $\nabla \xi_c = \nabla \varphi_c = 0$ ,  $\nabla^2 \xi_c < 0$ ,  $\nabla^2 \varphi_c > 0$ , 则:

$$\nabla \xi_c - q \nabla \varphi_c = 0 \quad (17)$$

于是,由式(16),(17)得

$$\frac{\delta}{\delta t} (\nabla \xi_c - q \nabla \varphi_c) = \frac{\partial}{\partial t} (\nabla \xi_c - q \nabla \varphi_c) + c \cdot \nabla (\nabla \xi_c - q \nabla \varphi_c) = 0 \quad (18)$$

由式(18)可得:

$$c = \frac{1}{M} \nabla (\beta v_c) + \frac{D_c}{M} \nabla f = \frac{\beta}{M} \nabla v_c + \frac{D_c}{M} \nabla f + \frac{v_c}{M} \nabla \beta \quad (19)$$

式中  $M = \nabla^2 \xi_c - q \nabla^2 \varphi_c$ , 且对于 TC 有  $M < 0$ 。

式(19)描述的为绝热、无摩擦、无环境场作用的正压模式中 TC 中心的移动速度, 由此可以得到几点定性结论:

(1) 在北半球,  $\beta$  值为正, 式(19)右端第一项表明, TC 中心有向其南北向风分量( $v_c$ )的梯度方向(即向西)移动的趋势。

(2) 对于 TC, 一般均有  $D_c < 0$  (辐合),  $\nabla f$  的方向指向极地, 因此式(19)右端第二项表明, TC 中心有向极漂移的趋势。

上述结论与观测事实一致<sup>[1]</sup>, 它实质上是“ $\beta$  效应”作用的结果<sup>[4,7,8]</sup>, 式(19)右端第一、二项则给出了这种作用的动力机制。

(3) 方程式(19)右端第三项则表明,  $\beta$  的梯度(记  $\gamma = \frac{\partial \beta}{\partial y}$ , 简称为“ $\gamma$  效应”)对 TC 中心的移动也有影响, 在北半球  $\gamma < 0$ , 因此当 TC 中心有向北的风分量(如“ $\beta$  涡旋对”之间的“通风气流”)时, “ $\gamma$  效应”有使 TC 中心移动向北移动的趋势, 这或许是“通风气流”能“自引导”TC 中心移动的内在动力学原因。“ $\gamma$  效应”对 TC 结构和移动有显著影响的事实已被数值试验所证实。

## 4 环境场的影响

### 4.1 对动力平衡特征的影响

当环境场对 TC 的作用不可忽略时, 由式(4), (5)可得

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + u_c \frac{\partial}{\partial x} + v_c \frac{\partial}{\partial y}\right)q = -\left(u_c \frac{\partial q}{\partial x} + v_c \frac{\partial q}{\partial y}\right) - \left[\frac{\partial}{\partial t} + (u_c + u_e) \frac{\partial}{\partial x} + (v_c + v_e) \frac{\partial}{\partial y}\right]q' \quad (20)$$

式中  $q' = \frac{\varphi_c \xi_e - \varphi_e \xi_c - \varphi_c f}{\varphi_c (\varphi_c + \varphi_e)}$ , 为由环境场产生的附加位涡。可见, 在环境场的作用下, TC 环流的位涡( $q$ )不再守恒, 而与环境风场对 TC 位涡的平流及由环境场产生的附加位涡( $q'$ )的变化(上式右端第二项)有关, 而且这种作用是非线性的, 使 TC 的运动变得极其复杂。

当运动定常时, 上式改写为:

$$\left(u_c \frac{\partial}{\partial x} + v_c \frac{\partial}{\partial y}\right)q = -\left(u_c \frac{\partial q}{\partial x} + v_c \frac{\partial q}{\partial y}\right) - \left[(u_c + u_e) \frac{\partial}{\partial x} + (v_c + v_e) \frac{\partial}{\partial y}\right]q' \quad (21)$$

表明 TC 运动的等位涡线与流线不再重合, 其物理原因也是环境风场对 TC 位涡和附加涡度的非线性平流以及 TC 风场对附加涡度的非线性平流。

此外, 式(5)前两个方程表明: 当有环境场的作用时, TC 环流的惯性力、气压梯度力和科里奥利力三者不再平衡, 多出了环境风场对 TC 动量的平流及 TC 风场对环境动量的平流。这两个方程可改写为:

$$\begin{cases} \frac{\partial u_c}{\partial t} - (f + \xi_c + \xi_e)v_c - \xi_e v_c + \frac{\partial}{\partial x}(E_c + u_c u_c + v_c v_c) = 0 \\ \frac{\partial v_c}{\partial t} + (f + \xi_c + \xi_e)u_c + \xi_e u_c + \frac{\partial}{\partial y}(E_c + u_c u_c + v_c v_c) = 0 \end{cases} \quad (22)$$

对于定常运动,方程式(22)即为:

$$\begin{cases} (f + \xi_c)v_c - \frac{\partial E_c}{\partial x} = -(\xi_c v_c + \xi_c v_c) + \frac{\partial}{\partial x}(u_c u_c + v_c v_c) \\ (f + \xi_c)u_c + \frac{\partial E_c}{\partial y} = -(\xi_c u_c + \xi_c u_c) - \frac{\partial}{\partial y}(u_c u_c + v_c v_c) \end{cases} \quad (23)$$

比较式(8)和式(23)不难看出,在环境场的作用下,TC运动的等“压能”线也不再是流线了,偏离的原因如式(23)右端所示。

将式(9)定义的相当地转风代入式(23),有:

$$\begin{cases} f v^* - \frac{\partial E_c}{\partial x} = (u_c \frac{\partial u_c}{\partial x} + v_c \frac{\partial u_c}{\partial y}) + (u_c \frac{\partial u_c}{\partial x} + v_c \frac{\partial u_c}{\partial y}) \\ f u^* + \frac{\partial E_c}{\partial y} = -(u_c \frac{\partial v_c}{\partial x} + v_c \frac{\partial v_c}{\partial y}) - (u_c \frac{\partial v_c}{\partial x} + v_c \frac{\partial v_c}{\partial y}) \end{cases} \quad (24)$$

表明,相当地转风平衡的关系也被环境风场对TC动量的平流及TC环流对环境场动量的平流所破坏。

可见,因为存在环境场的作用,TC运动的主要动力学特征被改变,其位涡守恒、相当地转平衡等关系不再成立,使TC的运动更加复杂化。

然而,继续寻找某种动力学平衡关系显然是有意义的。为此,记:

$$\begin{cases} u^{**} = (1 + \frac{\xi_c + \xi_c}{f})u_c + \frac{\xi_c}{f}u_c = \frac{f + \xi_c + \xi_c}{f + \xi_c}u^* + \frac{\xi_c}{f}u_c \\ v^{**} = (1 + \frac{\xi_c + \xi_c}{f})v_c + \frac{\xi_c}{f}v_c = \frac{f + \xi_c + \xi_c}{f + \xi_c}v^* + \frac{\xi_c}{f}v_c \\ E^* = E_c + u_c u_c + v_c v_c \end{cases} \quad (25)$$

则式(23)可改写为:

$$\begin{cases} f v^{**} = \frac{\partial E^*}{\partial x} \\ f u^{**} = -\frac{\partial E^*}{\partial y} \end{cases} \quad (26)$$

在  $f$  平面近似下,由式(26)有

$$\begin{cases} D^{**} = 0 \\ f \xi^{**} = \nabla_i^2 E^* \end{cases} \quad (27)$$

其中  $D^{**}$  和  $\xi^{**}$  分别为风场  $(u^{**}, v^{**})$  的散度和涡度,  $\nabla_i^2$  为 Laplace 算子。

式(26)和式(27)的形式与地转风平衡及上节讨论的相当地转风平衡关系完全相同,我们称  $u^{**}$  和  $v^{**}$  为准相当地转风(在环境场作用下的相当地转风),并称  $E^*$  为相当“压能场”(在环境场作用下的“压能场”),则式(26)和(27)可称为准相当地转风平衡关系或广义梯度风平衡关系(在环境场作用下的相当地转风或广义梯度风平衡关系)。式(25)同时给出了准相当地转风和相当地转风的关系,且式(26)表明,等相当“压能”线即为准相当地转风的流线。

对于  $\beta$  平面近似,则由式(26)可得

$$\begin{cases} D^{**} = -\frac{\beta}{f^2} \frac{\partial E^*}{\partial x} \\ f\xi^{**} - \nabla_b^2 E^* = -\frac{\beta}{f} \frac{\partial E^*}{\partial y} \end{cases} \quad (28)$$

式(28)表明,准相当地转风平衡的破坏完全由相当“压能场”(E\*)的水平不均匀分布引起,且相当“压能场”的东西向梯度只改变准相当地转风的散度、南北向梯度则只影响准相当地转风的涡度。

对于在大尺度环境场作用下的 TC 非定常运动,将式(25)代入式(22)得:

$$\begin{cases} \frac{\partial u_c}{\partial t} - fv^{**} + \frac{\partial E^*}{\partial x} = 0 \\ \frac{\partial v_c}{\partial t} + fu^{**} + \frac{\partial E^*}{\partial y} = 0 \end{cases} \quad (29)$$

由上式即可得涡度、散度方程:

$$\begin{cases} \frac{\partial \xi_c}{\partial t} = -fD^{**} - \beta v^{**} \\ \frac{\partial D_c}{\partial t} = f\xi^{**} - \nabla_b^2 E^* - \beta u^{**} \end{cases} \quad (30)$$

式(30)与式(14)形式完全相似,只是式(14)中的相当地转风及其涡度、散度被准相当地转风及其涡度、散度取代,“压能场”也被相当“压能场”代替,即:引起 TC 涡度、散度变化的  $\beta$  效应分别与  $\beta$  和准相当地转风(南北、东西)之积有关。 $f$  平面近似下的 TC 涡度变化只与准相当地转风的散度有关(暂未讨论非绝热加热和摩擦的作用),且准相当地转风的辐合(辐散)使 TC 增强(减弱);而引起准相当地转风散度变化的原因则是  $\xi^{**}$  与  $\nabla_b^2 E^*$  之间不满足准平衡关系  $f\xi^{**} \approx \nabla_b^2 E^*$  所致。

#### 4.2 对强度变化的影响

另外,由式(5)可得

$$\begin{cases} \frac{\partial \xi_c}{\partial t} + V_c \cdot \nabla(\xi_c + \xi_e) + (f + \xi_c + \xi_e)D_c + \beta v_c + V_c \cdot \nabla \xi_c + \xi_c D_c = 0 \\ \frac{\partial \varphi_c}{\partial t} + V_c \cdot \nabla(\varphi_c + \varphi_e) + (\varphi_c + \varphi_e)D_c + V_c \cdot \nabla \varphi_c + \varphi_c D_c = 0 \end{cases} \quad (31)$$

消去含散度  $D_c$  的项,则有:

$$\begin{aligned} \left( \frac{d\xi_c}{dt} - Q \frac{d\varphi_c}{dt} \right) = & -\beta v_c + (-V_c \cdot \nabla \xi_c + QV_c \cdot \nabla \varphi) + \\ & (-V_c \cdot \nabla \xi_c + QV_c \cdot \nabla \varphi) + (-\xi_c + Q\varphi)D_c \end{aligned} \quad (32)$$

式中  $Q = \frac{f + \xi_c + \xi_e}{(\varphi_c + \varphi_e)}$ 。对于 TC,有  $Q$  大于或等于零。所以,线性组合  $I = \frac{d\xi_c}{dt} - Q \frac{d\varphi_c}{dt}$  能较好地反映在环境场作用下的 TC 强度变化,即  $I > 0$  表示 TC 将发展加强,反之将减弱填塞。

一般地,TC 是一个强低压系统,大尺度环境场的涡度( $\xi_e$ )较 TC 环流的涡度( $\xi_c$ )要小一个及以上量级,即有  $Q \approx q$ 。则比较式(32)和式(15)可获得大尺度环境场对 TC 强度变化影响的几点定性结论:

(1)TC 风场对环境涡度的正(负)平流及环境风场对 TC 涡度的正(负)平流均会引起 TC 的发展(减弱);

(2)TC 风场对环境位势高度的负(正)平流及环境风场对 TC 位势高度场的负(正)平流均使 TC 的强度增强(减弱);

(3)在 TC 发展初期且  $\xi_c < \varphi_e \frac{f + \xi_c}{\varphi_e}$  时,环境风的辐散(辐合)有利于 TC 的增强(减弱);当  $\xi_c > \varphi_e \frac{f + \xi_c}{\varphi_e}$  时,则环境风的辐合(辐散)有利于 TC 的增强(减弱);而  $\xi_c = \varphi_e \frac{f + \xi_c}{\varphi_e}$  是一门限值,此时环境风散度对 TC 的强度变化没有影响。这些结论与观测事实基本一致<sup>[1]</sup>。

#### 4.3 对移动的影响

类似于上节式(16)~(19),可以得到在大尺度环境场作用下的 TC 移动速度( $c$ )方程

$$\begin{cases} c = c_1 + c_{21} + c_{22} + c_{23} + c_{24} \\ c_1 = \frac{\beta}{N} \nabla v_c + \frac{D_c}{N} \nabla f + \frac{v_c}{N} \nabla \beta \\ c_{21} = \frac{1}{N} (\nabla^2 \xi_c - Q \nabla^2 \varphi_e) V_c \\ c_{22} = \frac{1}{N} [\nabla (V_c \cdot \nabla \xi_c) - Q \nabla (V_c \cdot \nabla \varphi_e)] \\ c_{23} = \frac{\nabla D_c}{N} (\xi_c - Q \varphi_e) \\ c_{24} = \frac{D_c}{N} \nabla \xi_c - \frac{Q D_c}{N} \nabla \varphi_e \end{cases} \quad (33)$$

式中  $N = \nabla^2 \xi_c - Q \nabla^2 \varphi_e$ ,且对于 TC,有  $N < 0$ 。

同理,若取  $Q \approx q$ (环境场的  $\xi_c$  相对 TC 的  $\xi_c$  是小量),则式(33)中的  $c_1$  与式(19)的  $c$  完全相同,它表示的是无环境场作用时的 TC 移动速度。式(33)中  $c_{21} \sim c_{24}$  方程右端各项均与环境场有关,它们描述的则是大尺度环境场对 TC 移动速度的影响:

(1) $c_{21}$ 表明:TC 中心有向大尺度环境气流方向移动的趋势,这就是著名的“引导气流”原理<sup>[1]</sup>。

(2) $c_{22}$ 是环境涡度和环境的位势高度被 TC 风场的不均匀平流所引起的移动速度。即:TC 中心有向 TC 风场对环境位势高度(环境涡度)平流梯度(升度\*)方向移动的趋势。

(3) $c_{23}$ 表明:当  $\xi_c > \frac{\varphi_e (f + \xi_c)}{\varphi_e}$  时,TC 中心有向环境风散度的梯度方向( $-\nabla D_c$ )移动的趋势;当  $\xi_c < \frac{\varphi_e (f + \xi_c)}{\varphi_e}$  时,TC 中心则向环境风散度的升度方向( $\nabla D_c$ )移动。

(4) $c_{24}$ 表明:TC 中心有向环境位势高度梯度方向、环境涡度升度方向移动的趋势。

## 5 结论与讨论

通过以上的动力分析,可以得到以下主要的结论:

(1)无环境场时,TC 的运动遵循位涡守恒原理,其定常运动的等位涡线和等“压能”线均与流线重合,且  $f$  平面近似下的 TC 定常运动满足相当地转风平衡关系。

\* 升度方向,梯度反方向

(2)环境场的作用,使 TC 的运动不再遵循位涡守恒原理,其定常运动的等位涡线和等“压能”线也均与流线不再重合。但等相当“压能”线与流线重合,且  $f$  平面近似下的 TC 定常运动则满足准相当地转风平衡关系。

(3)无环境场时,“ $\beta$  效应”对 TC 强度的变化有显著影响:“ $\beta$  涡旋对”之间的“通风气流”有使 TC 中心强度减弱的趋势。

(4)环境场对 TC 强度变化的影响表现为:TC 风场对环境涡度的正(负)平流及环境风场对 TC 涡度的正(负)平流均会引起 TC 的发展(减弱);TC 风场对环境位势高度的正(负)平流及环境风场对 TC 位势高度场的负(正)平流均有使 TC 的强度减弱(增强)的趋势;在 TC 发展初期且  $\xi_c < \frac{\varphi_c(f+\xi_c)}{\varphi_c}$  时,环境风的辐散(辐合)有利于 TC 的增强(减弱);当  $\xi_c > \frac{\varphi_c(f+\xi_c)}{\varphi_c}$  时,反之;而  $\xi_c = \frac{\varphi_c(f+\xi_c)}{\varphi_c}$  是一门限值,此时环境风的散度对 TC 的强度变化没有直接影响。

(5)无环境场时,北半球的 TC 中心有向西北方向漂移的趋势,其动力学机制是“ $\beta$  效应”;此外,“ $\gamma$  效应”(  $\beta$  的梯度)对 TC 中心的移动也有显著影响,并可能是“通风气流”能“自引导”TC 中心移动的内在动力学原因(图 1)。

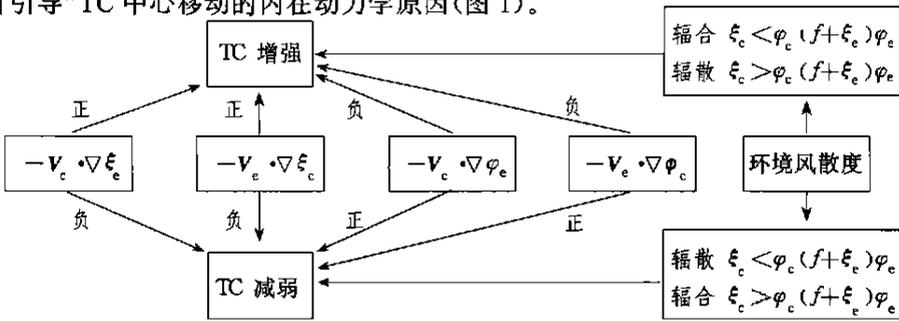


图 1 环境场对 TC 强度影响机制示意图

(正:正平流,负:负平流;辐合:  $D_e < 0$ ,辐散:  $D_e > 0$ )

(6)环境场对 TC 移动的影响表现在:大尺度环境气流对 TC 中心移动的“引导”;此外,TC 中心有向 TC 风场对环境位势高度(环境涡度)平流的梯度(升度)方向移动的趋势;当  $\xi_c > \frac{\varphi_c(f+\xi_c)}{\varphi_c}$  时,TC 中心有向环境风散度的梯度方向( $-\nabla D_e$ )移动的趋势,当  $\xi_c < \frac{\varphi_c(f+\xi_c)}{\varphi_c}$  时,TC 中心则向环境风散度的升度方向( $\nabla D_e$ )移动;TC 中心还有向环境位势高度的梯度方向、环境涡度的升度方向移动的趋势(图 2)。

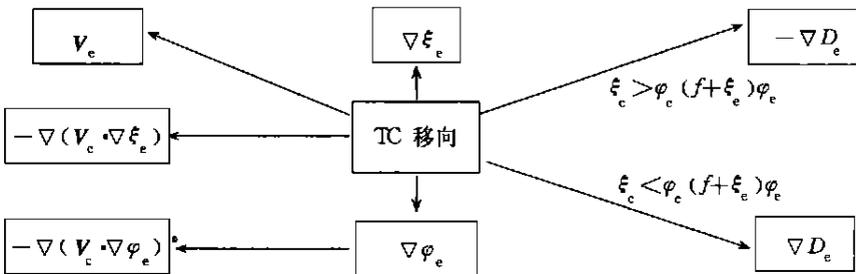


图 2 环境场对 TC 移动的影响机制示意图

值得注意的是,以上部分结论还有待于观测和数值试验的进一步检验。此外,本文还没有讨论中高纬度地区大尺度环境场的斜压性对 TC 运动的影响,也未考虑 TC 场对大尺度环境场的作用及非绝热加热、摩擦等因素对 TC 与大尺度环境场相互作用的影响,这些都有待进一步探讨。

## 参考文献

- 1 陈联寿,丁一汇.西太平洋台风概论.上海:科学出版社,1979,64~205
- 2 Chen Lianshou. An overview on the interaction between tropical and mid-latitude weather systems. WMO/TD,1995, 731,83~86
- 3 Chan J C L, Williams R T. Analytical and numerical studies of beta-effect in tropical cyclone motion. part I. Zero Mean flow, J Atmos Sci,1987,44:1257~1264
- 4 Williams R T, Chan J C L. Numerical studies of the beta effect in tropical cyclone motion. part 1: Zonal mean flow effects. J Atmos Sci. 1994,51(8):1065~1076
- 5 Carr L E III, Elsberry R L. Models of tropical cyclone wind distribution and Beta-effect propagation for application to tropical cyclone track forecasting. Mon Wea Rev,1997,125(12):3190~3209
- 6 赵强,刘式适.正压大气中尺度半平衡和准平衡动力学模式.大气科学,1999,23(5):559~570
- 7 陈联寿,罗哲贤.影响热带气旋结构和运动的两类因子的数值试验.气象学报,1996,54(4):409~416
- 8 陈联寿.热带气旋运动研究和业务预报的现状和发展.见:全国台风科研协作技术组/上海台风研究所编,台风会议文集(1985),北京:气象出版社,1987. 6~30

# DYNAMICAL STUDIES ON THE EFFECT OF LARGE-SCALE ENVIRONMENTAL FLOW ON TROPICAL CYCLONES

Lei Xiaotu

Chen Lianshou

(Shanghai Typhoon Institute, Shanghai 200030)

(Chinese Academy of Meteorological Sciences, Beijing 100081)

## Abstract

Based on the barotropic model, in this paper, the atmospheric motion field can be decomposed into the tropical cyclone (TC) field and large-scale environment flow (LSEF), and the dynamical characteristics of TC with or without LSEF were analyzed. Finally, the movement and intensity change equations of TC with or without LSEF were built, and the effects of LSEF on the movement and intensity change of TC were discussed.

**Key words:** Large-scale environmental flow, Tropical cyclone, Intensity change, Movement.