

# 双热带气旋相互作用的 机制分析及数值研究

## II: 数值模拟

王玉清 朱永禔

(上海台风研究所, 上海, 200030)

### 提 要

在本文第I部分关于双热带气旋相互作用物理机制分析的基础上, 利用正压原始方程模式对 $f$ 平面上无大尺度环境流场情况下双热带气旋的相互作用进行了数值模拟研究, 重点考察了双热带气旋水平流场相互作用的次级环流机制, 文[1]中所提出的双热带气旋相互作用的临界距离效应概念在模式中得到了验证, 同时通过模拟还发现, 双热带气旋的联合强度越强, 中心间距越小, 则互旋越快; 对于相互吸引的双热带气旋而言, 合并后范围有所扩大, 强度有一定的加强, 并且较强的两个热带气旋比一强一弱的两个热带气旋维持的时间要长, 较难于合并, 这些结果与实际双热带气旋相互作用的观测事实极为一致。

**关键词:** 双热带气旋; 相互作用; 数值模拟。

### 一、引 言

我们在第一部分<sup>[1]</sup>曾对双热带气旋(以下简称双TC)相互作用的涡度平流机制进行了较详细的物理分析, 提出了双TC相互作用的临界距离效应概念, 为了进一步验证这一概念的正确性, 本文利用一个正压原始方程模式对双TC的相互作用进行了数值模拟研究, 为突出研究单纯双TC水平流场相互作用的次级环流机制, 本文的模拟仅限于 $f$ 平面上无大尺度环境流场的情况下进行, 而有关 $\beta$ 效应及大尺度环境流场影响我们将另文讨论。

### 二、模式概述

在 Mercator 投影面上考虑了地图投影放大因子的正压原始方程模式的基本方程组可写为

$$\frac{\partial \phi u}{\partial t} + m \left( \frac{\partial \phi uu}{\partial x} + \frac{\partial \phi uv}{\partial y} + \phi \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) - \left( f + u \frac{\partial m}{\partial y} \right) \phi = 0, \quad (1)$$

1989年1月21日收到, 1991年4月2日收到再改稿。

$$\frac{\partial \phi v}{\partial t} + m \left( \frac{\partial \phi u v}{\partial x} + \frac{\partial \phi v v}{\partial y} + \phi \frac{\partial \phi}{\partial y} \right) + f \phi u - \phi v r \frac{\partial m}{\partial y} = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + m \left( \frac{\partial \phi u}{\partial x} + \frac{\partial \phi v}{\partial y} \right) - \phi v \frac{\partial m}{\partial y} = 0. \quad (3)$$

式中  $\phi$  是自由面的位势高度(取相当于 700hPa 面上的值),  $f$  为科里奥利参数,  $m = \cos \varphi_0 / \cos \varphi$  为地图投影放大因子, 这里  $\varphi$  为地理纬度,  $\varphi_0$  为标准纬度, 取  $\varphi_0 = 25^\circ \text{N}$ , 其它符号为气象上惯用。

模式区域取为  $5000\text{km} \times 5000\text{km}$  的正方形区域, 模式中心取在  $25^\circ \text{N}$ ,  $120^\circ \text{E}$  处,

其边界条件在东西方向取循环边界, 而在南北边界上取  $\frac{\partial \phi}{\partial t} = \frac{\partial u}{\partial t} = 0$ ,  $v=0$ , 即为刚体、定常边界。我们取水平格距为  $100/3\text{km}$  (相当于 0.3 个纬距), 采用 Grammelvedt<sup>[1]</sup> 提出的总能量守恒动量方案对方程(1)~(3)进行离散化, 对于时间积分, 除首步采用欧拉后差格式外, 其余均采用时间蛙跃格式, 时间步长  $\Delta t$  取为 90s, 并且从第三步开始对相邻三个时间层上的因变量  $\phi$ 、 $u$ 、 $v$  进行时间平滑处理, 平滑系数取为 0.05, 同时在时间积分过程中每隔 5h 还对预报量  $\phi'$ 、 $u'$ 、 $v'$  及前一时刻的相应量进行一次二维九点格式的空间正逆平滑处理以代替水平扩散过程, 平滑系数取为 0.125。

为抑制因南北定常边界造成波动反射使内区计算受损, 我们采用对南北边界内侧 25 圈每个时步进行一次由外及里的平滑处理, 平滑算子为

$$\bar{F}_{i,j} = (1 - 4s_n)F_{i,j} + s_n \Sigma(F, \bar{F})_{i,j}, \quad (4)$$

式中  $i, j$  为格点序号,  $\Sigma(F, \bar{F})_{i,j}$  为格点  $i, j$  邻近  $\sqrt{2}$  格距的四点之  $F$  或  $\bar{F}$  的总和, 这里  $F$  表示  $\phi$ 、 $u$  或  $v$ ,  $\bar{F}$  表示平滑后的值,  $s_n$  为南北边界内第  $n$  圈的平滑系数, 取为  $s_n = 0.13 \times (1 - n/26)$ ,  $n = 1, 2, \dots, 25$ 。

此外, 本模式中我们采用轴对称的理想 TC 位势场  $\phi(r)$  ( $r$  为计算格点到 TC 中心的距离)作为初始位势高度场, 为了获得与模式协调的初始风场, 我们首先按梯度风公式计算格点上的梯度风, 然后采用 Nitta 和 Hovermale<sup>[3]</sup> 提出的所谓“恢复迭代法”对风场进行动力初值化处理, 当  $|\bar{V}^n| - |\bar{V}^{n-1}| \leq 0.001$  时即认为风压场已接近平衡, 并将  $\bar{V}^n$  作为初始风场, 其中  $n$  为循环迭代次数。

### 三、理想热带气旋模型的构造

如文[1]中所述, 藤田公式和 Myers 公式均可描述 TC 的主要结构特征, 但我们注意到, 由于它们均缺少控制 TC 范围的参数, 以致在较大的半径距离上不能满足 TC 位势趋于环境场位势和梯度风趋于零的性质。因此, 我们构造了一类理想的 TC 涡旋模型, 其位势分布满足下式:

$$\phi(r) = \phi_e - \frac{\Delta \phi_0 \exp[-a(r/R_0)^2]}{\sqrt{1 + b(r/r_m)^2}}, \quad (5)$$

式中  $\phi_e$  为 TC 外部的环境位势(取为常数),  $\Delta \phi_0$  为 TC 外部的环境位势  $\phi_e$  与 TC 中心

位势  $\phi_0$  之差,  $r_m$  为 TC 切向风速的最大风速半径,  $R_0$  为 TC 水平范围的半径距离,  $r$  为径向半径距离,  $a$ ,  $b$  为两个无量纲参数. 在本模式中我们取  $a=4.0$ ,  $b=1.55$ , 这样便可以满足 TC 在  $r_m$  附近具有最大切向风速, 且在  $r \geq R_0$  时有  $\phi(r) - \phi_c \rightarrow 0$  和  $V(r) \rightarrow 0$ . 可见, 这一模型不仅能表征最大风速半径的大小, 而且可以控制涡旋的水平范围.

图 1 给出了(5)式中  $r_m=100\text{km}$ ,  $R_0=1500\text{km}$ ,  $\Delta\phi_0=20, 25, 30$  位势什米的模型 TC 的位势场( $\Delta\phi=\phi(r)-\phi_c$ )、梯度风场及相对涡度的径向分布廓线. 可以看出, 这种模型 TC 的位势场及切向风速的径向分布与成熟 TC 中对流层中, 低层的位势及切向

风速的分布较为接近, 且明显优于藤田公式和 Myers 公式. 它在  $r \geq R_0$  时, 切向风速已接近于零. 由图 1c 可见, 当有这样的两个 TC 相互作用时, 其临界距离效应<sup>[1]</sup>是存在的, 且决定临界距离的关键距离参数  $r_c$  随 TC 强度 ( $\Delta\phi_0$ ) 的增加而增大, 如当  $\Delta\phi_0=20$  位势什米时,  $r_c \approx 680\text{km}$ ;  $\Delta\phi_0=25$  位势什米时,  $r_c \approx 715\text{km}$ ;  $\Delta\phi_0=30$  位势什米时,  $r_c \approx 735\text{km}$ . 即强度越强  $r_c$  则越大. 进一步的计算结果还表明(图略),  $r_c$  随最大风速半径  $r_m$  的增大而增大, 也随 TC 范围  $R_0$  的增大而增大. 这说明两个 TC 越强, 最大风速半径越大, 则相互吸引的临界距离将越大; 当两个 TC 的水平范围越大, 则不仅起始互旋的间距越大, 而且双 TC 将会在更大的距离上显示出吸引的特征. 对于平均情况而言,  $r_m=100\text{km}$  左右,  $R_0$  为 10—15 个纬距,  $\Delta\phi_0$  在 20—40 位势米, 则  $r_c$  在 5—7 个纬距之间, 平均为 6 个纬距左右, 这与文 [1] 中对合成 TC 的分析结果是一致的. 因此, 将这一模型用于研究双 TC 的相互作用较为合适. 另一方面, 我们还注意到, 在所给的参数范围内, 模型 TC 的正涡度限于中心到 400—500 km 的范围内, 这与合成 TC 对流层低层的正涡度区范围尤其是垂直平均的情况基本相近<sup>[1,4]</sup>. 因此, (5)式确实能够描述实际 TC 的主要结构特征. 基于这一点, 我们采用这一模型研究双 TC 的相互作用.

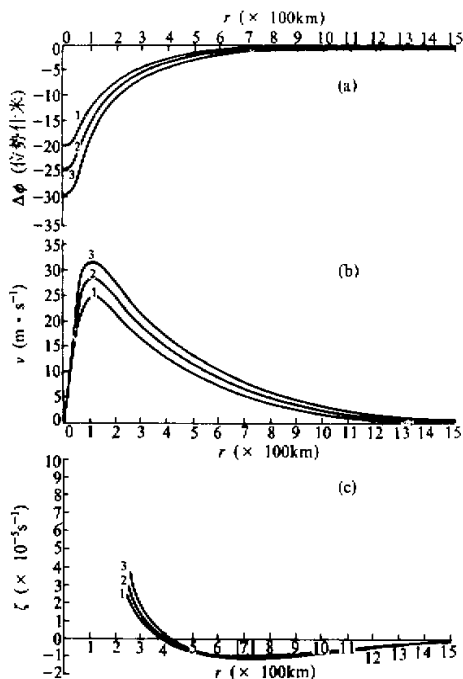


图 1 由(5)式所描述的模型 TC 的位势场(a)、梯度风场(b)及相对涡度(c)的径向分布廓线

图中取  $r_m=100\text{km}$ ,  $R_0=1500\text{km}$ . 曲线 1, 2, 3 分别对应  $\Delta\phi_0=20, 25$  和 30 位势什米. 图 c 中垂直短线表示相对涡度极小值的径向距离  $r_c$ .

四、试验方案

为突出研究双 TC 水平流场的相互作用机制,并减小因边界影响而造成 TC 涡旋的变形,在本方案中,我们取  $R_0 = 1334.4\text{km}$  ( $\approx 13$  个纬距,  $25^\circ\text{N}$  处),  $r_m = 100\text{km}$ , 且以  $\Delta\phi_1 = 25$  位势什米(相应的最大切向风速  $V_m \approx 29\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ )表征 TC; 以  $\Delta\phi_1 = 30$  位势什米( $V_m \approx 32\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ )表征强 TC; 以  $\Delta\phi_1 = 20$  位势什米( $V_m \approx 25\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ )表征弱 TC. <sup>[1]</sup> 与之相对应的  $r_c$  分别为  $680\text{km}$ ,  $695\text{km}$  和  $670\text{km}$ . 此外,我们还在  $\Delta\phi_1 = 25$  位势什米和  $r_m = 100\text{km}$  的情况下,取  $R_0 = 1500\text{km}$  和  $1000\text{km}$  表征大 TC 和小 TC, 其相应的  $r_c$  分别为  $715\text{km}$  和  $580\text{km}$ . 我们共设计了 5 个试验,在试验 1 和试验 2 中模拟了 TC 与 TC 的相互作用; 试验 3 和试验 4 中模拟了强 TC 与弱 TC 的相互作用; 试验 5 模拟了大 TC 和小 TC 的相互作用. 所有试验均是在  $25^\circ\text{N}$  处的  $f$ -平面上无环境流场的情况下进行,试验的分组情况及 TC 参数见表 1.

表 1 试验分组情况及 TC 参数

| 试验 | TC 参 数                      |                  |                  |                             |                  |                  | 初始间距<br>(km) | 相互作用性质           |
|----|-----------------------------|------------------|------------------|-----------------------------|------------------|------------------|--------------|------------------|
|    | $\Delta\phi_{0A}$<br>(位势什米) | $R_{0A}$<br>(km) | $r_{cA}$<br>(km) | $\Delta\phi_{0B}$<br>(位势什米) | $R_{0B}$<br>(km) | $r_{cB}$<br>(km) |              |                  |
| 1  | 25                          | 1334.4           | 680              | 25                          | 1334.4           | 680              | 800          | TC 与 TC, 互旋排斥    |
| 2  | 25                          | 1334.4           | 680              | 25                          | 1334.4           | 680              | 600          | TC 与 TC, 互旋吸引    |
| 3  | 30                          | 1334.4           | 695              | 20                          | 1334.4           | 670              | 800          | 强 TC 与弱 TC, 互旋排斥 |
| 4  | 30                          | 1334.4           | 695              | 20                          | 1334.4           | 670              | 600          | 强 TC 与弱 TC, 互旋吸引 |
| 5  | 25                          | 1000.0           | 580              | 25                          | 1500.0           | 715              | 667          | 大 TC 与小 TC, 互旋为主 |

五、结果及分析

图 2a、b、c 分别给出了试验 1 初始间距为  $800\text{km}$  的两个 TC 中心运动的轨迹、间距变化的速率  $U$  及互旋角速度  $\omega$ . 可以看出, 两 TC 对称地气旋性互旋且相互排斥, 排斥的速率随时间是增大的, 这主要是因为开始时双 TC 间的涡度平流所产生的次级环流较弱(参见文 [1]), 所以排斥的速率较小, 而随着时间的推移, 次级环流不断加强, 排斥作用也越趋明显. 如在  $18\text{h}$  以前, 排斥的速率仅为  $2.5\text{km} \cdot \text{h}^{-1}$  左右, 而  $18\text{h}$  之后, 排斥的速率几乎是随时间线性增大的, 如到  $48\text{h}$  则达到  $12.5\text{km} \cdot \text{h}^{-1}$ . 而互旋角速度在  $18\text{h}$  以前几乎保持不变, 约为  $15(^\circ)/6\text{h}$  左右, 但在  $18\text{h}$  之后, 随着双 TC 间距的增大, 互旋越来越慢, 如到  $47\text{h}$ , 双 TC 中心间距已达到  $1071\text{km}$ , 互旋角速度则减至  $7(^\circ)/6\text{h}$  左右, 这显示了双 TC 间距越大互旋越慢的特征.

从位势场的演变可以看出(图略), 初始时刻两个 TC 的位势场相对于两者中心的连线是对称分布的, 但经时间积分后则变为非对称分布, 这种对称性的破坏实际上即是文 [1] 所讨论的次级环流的作用所致, 我们将非对称的位势场减去位势场的对称部分便可清楚地看出这种次级环流的分布特征. 图 3a、b 分别给出了  $t = 12\text{h}$  和  $24\text{h}$  的次级环流分布图. 可以看出, 这种次级环流相对于两 TC 中心连线呈近于反对称分布, 即在西南侧

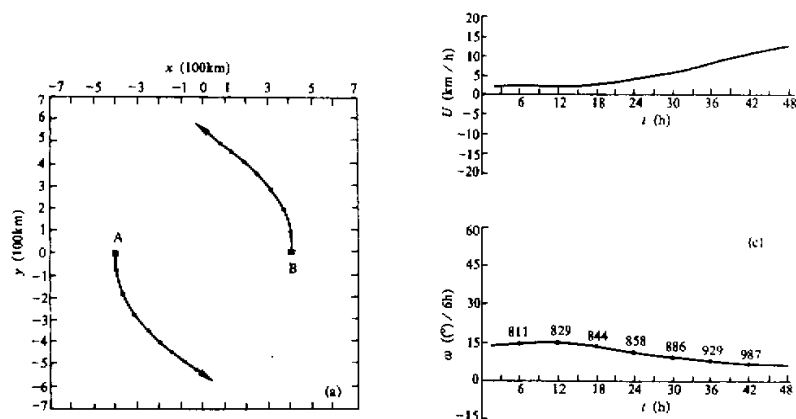


图2 试验1 初始间距为800km的两个TC中心运动的轨迹 (a)、间距变化的速率 (b)及互旋角速度(c)

(c)中曲线上的数值为相应时刻双TC中心间距,  
单位: km. (a)中圆点间隔为6h(后同)

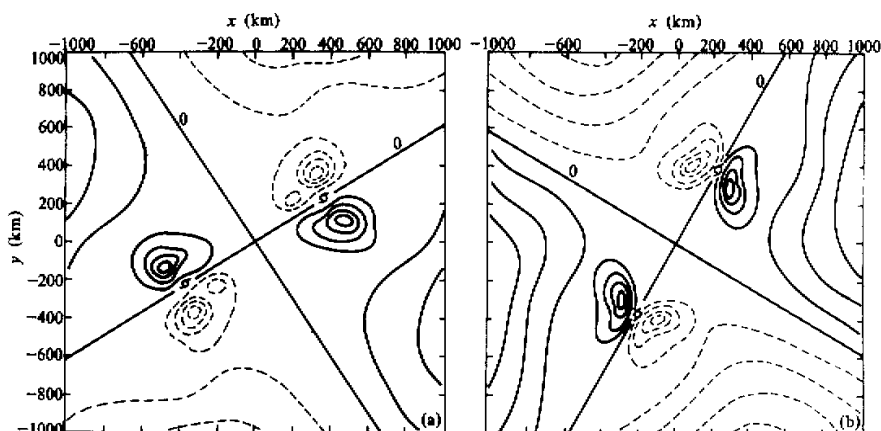


图3 试验1 中初始间距为800km的双TC在  
12h和24h的次级环流分布图

等值线间隔为1.0位势米, 实线为高压环流, 虚线为低压环流.

区域范围为2000km×2000km.

(a)  $t=12h$ , (b)  $t=24h$ .

TC中心的西北侧和东北侧TC中心的东南侧各有一个高压环流, 而在西南侧TC中心的东南侧和东北侧TC中心的西北侧各有一个低压环流. 这种环流配置使得西南侧TC中心附近存在东北向气流, 而在东北侧TC中心附近存在西南向气流, 从而使双TC中

心相对地远离,即相互排斥,这与文[1]中的物理分析(见文献[1]中的图1b)是完全一致的。比较图3a和3b还可以看出,在12h次级环流中心与TC中心的距离约为150km左右,而到24h则减为80km左右,尽管高、低压环流中心强度并未见明显增强,但其范围有所缩小,TC中心附近的位势梯度有所增大,这表明次级环流的流场有所增强,从而TC中心附近的风速有明显增大,故排斥作用有所增强。这进一步说明图2b中18h以后排斥作用的增强是由于次级环流发展增强的结果。此外,我们还注意到,在TC前

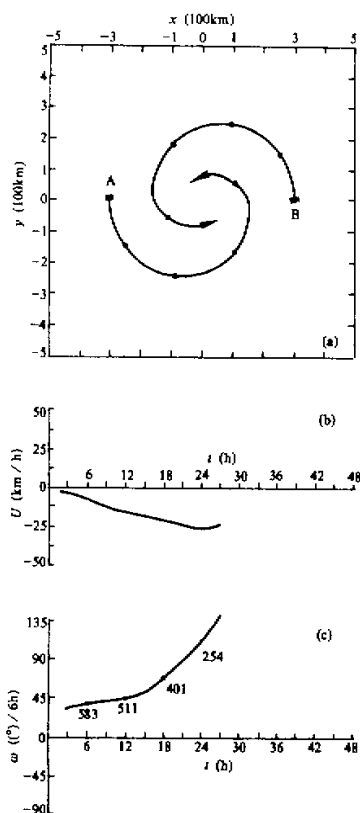


图4 试验2初始间距为600km的两TC  
其它说明同图2。

进方向的右侧位势梯度最大且对应风速的最大值,这一特征与陈联寿和丁一汇<sup>[5]</sup>所讨论过的TC偏心运动是一致的,同时与李天明和朱永提<sup>[6]</sup>有关TC运动的分析和模拟结果也吻合,只不过我们这里两个TC的偏心结构(或非轴对称结构)是由于两者相互作用的次级环流所造成的。

图4a、b、c分别给出了试验2初始间距为600km的两个TC中心运动的轨迹、间距变化的速率及互旋角速度,可以看出,两个TC对称地气旋性互旋且相互吸引,并且吸引的速率在25h以前随双TC中心间距的减小而增大,但25h之后则反而略有减慢,相互吸引的速率最大曾达到 $29\text{km} \cdot \text{h}^{-1}$ ,27h之后已合并成为一个大区域的低值涡旋。由图4c可见,双TC的互旋角速度随两者中心间距的减小而加快,如由相距600km时的 $36(^{\circ})/6\text{h}$ 增加到相距200km时的 $145(^{\circ})/6\text{h}$ ,即增加了三倍多,尤其是在相距400km后互旋角速度猛增,当相距250km后,因互旋角速度已很大,故由此产生的惯性离心力也很大,因而双TC相互吸引的速率则反而稍有减慢的趋势。

图5a、b分别给出了相应的 $t=12\text{h}$ 和 $24\text{h}$ 的次级环流分布图,可以看出,此时所伴随的次级环流的配置正好与图3中初始间距为800km的两个相互排斥TC的情况相反,即在南侧TC中心的东侧和北侧TC中心的西侧各有一个高压环流,而在南侧TC中心的西侧和北侧TC中心的东侧各有一个低压环流,这种环流配置使得南侧TC中心附近存在偏南向气流,而在北侧TC中心附近存在偏北向气流,从而使两个TC中心相对地趋近,即相互吸引,这与文[1]中的物理分析(见文[1]中的图1a)也完全一致。此外,比较图5a和5b可以看出,12h时的次级环流中心距TC中心约250km,中心位势极值为 $\pm 5.2$ 位势米,且范围较大;而到24h时次级环流则进一步加强,范围越来越小并向TC中心趋近,高、低压环流中心距TC中心约为20km左右,TC中心附近的位势梯度显著增大,故此时的次级环流很强,由此造成的双TC相互吸引的速率

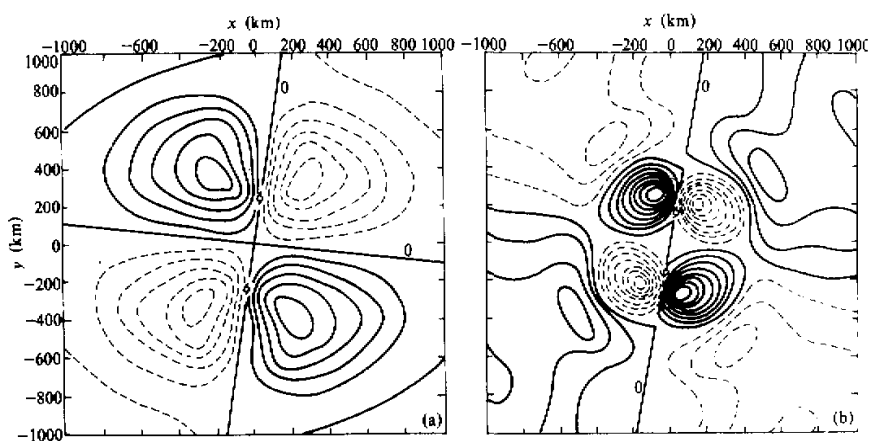


图5 试验2中初始间距为600km的双TC相互作用的次级环流分布图  
其它说明同图3。(a)  $t=12h$ , (b)  $t=24h$ 。

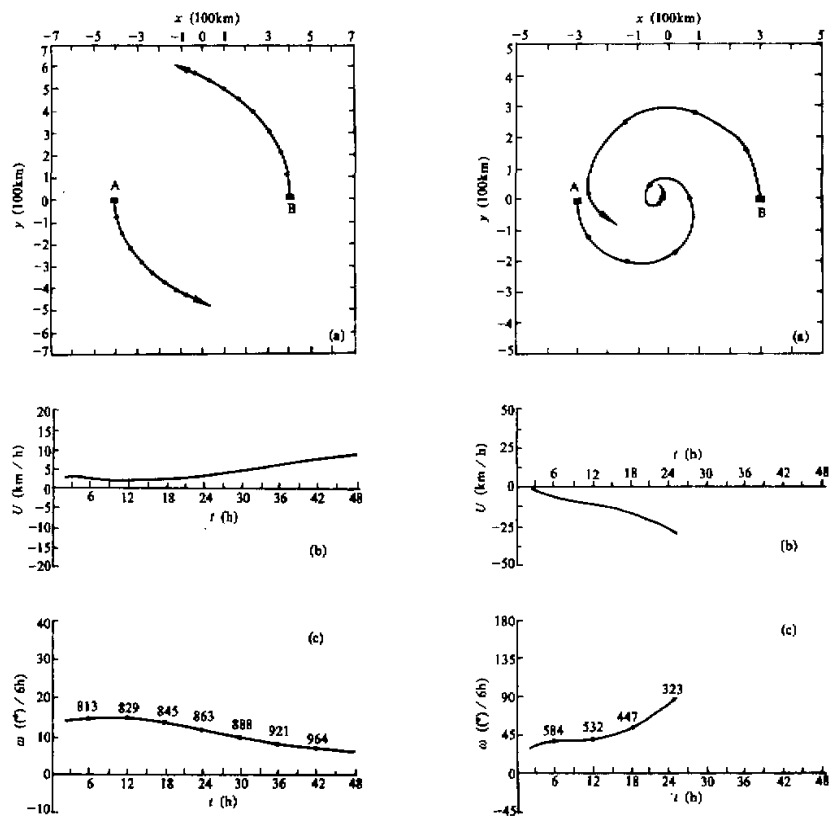


图6 试验3初始间距为800km的强TC(A)和弱TC(B)  
其它说明同图2。

图7 试验4初始间距为600km的强TC(A)和弱TC(B)  
其它说明同图2。

也很大。从双 TC 合并后的位势场还可看出(图略), 合并后范围有所扩大且强度也有一定加强。作者曾指出<sup>[7]</sup> 两个正压无辐散涡旋合并前后其强度无明显变化, 这似乎说明, 双 TC 流场的无旋分量(或散度风分量)可造成两个系统合并后的强度有一定加强, 且使合并的速率有所加快。

试验 1 和试验 2 的结果表明, 对于相同强度和结构的两个 TC 涡旋而言, 当它们的初始间距小于临界距离(此时为 680km)<sup>[1]</sup> 时, 因双 TC 间涡度平流所产生的次级环流作用使它们相互吸引且最终合并; 而当它们的初始间距大于临界距离时, 其次级环流的作用是使它们相互排斥。这与文献[1]中关于双 TC 相互作用的物理机制分析是一致的, 同时与我们对正压无辐散模式中双涡相互作用的数值模拟结果也基本一致。这说明尽管这里同时考虑了水平流场的无旋分量后, 双 TC 涡旋相互作用的临界距离效应依然成立, 且水

平流场的无旋分量对双 TC 涡旋吸引及排斥的性质没有明显影响, 它只是造成两个相互吸引系统更快的合并和合并后强度的加强。

图 6a、b、c 分别给出了试验 3 初始间距为 800km 的强 TC(A)和弱 TC(B)中心运动的轨迹、间距变化的速率及互旋角速度。可以看出, 强 TC 和弱 TC 仍作气旋性互旋且相互排斥, 但两者中心运动的轨迹是非对称的, 弱 TC 比强 TC 的移动快得多, 这与具有不同质量的两个物体之耦合系统绕其质量中心的旋转极为相似。此外, 从图 6b、c 可以看出, 强、弱 TC 相互排斥的速率及互旋角速度与图 2 中相同初始间距的两个 TC 的情况基本一致, 这似乎表明, 双 TC 相互排斥的速率及互旋角速度只取决于它们的间距和联合强度(定义为  $\Delta\phi_{0A} + \Delta\phi_{0B}$  或  $V_{m,A} + V_{m,B}$ , 按此定义, 在试验 1 和试验 3 中的双 TC 具有相同的联合强度, 可参见第四节的叙述)。

图 7a、b、c 分别给出了试验 4 初始间距为 600km 的强 TC(A)和弱 TC(B)中心运动的轨迹、间距变化的速率及互旋角速度。可以看出, 强 TC 和弱 TC 气旋性地互旋且相互吸引, 并且强 TC 的移速较小, 轨迹的曲率较大; 而弱 TC 移动较快, 轨迹的曲率则较小。另一方面, 弱 TC 中心在 25h 左右便消失了, 但在弱 TC 中心消失前两 TC 中心的间距仍有 290km 左右, 而相同初始间距的两个同等强度 TC 中心一直维持到 27h, 中心间距

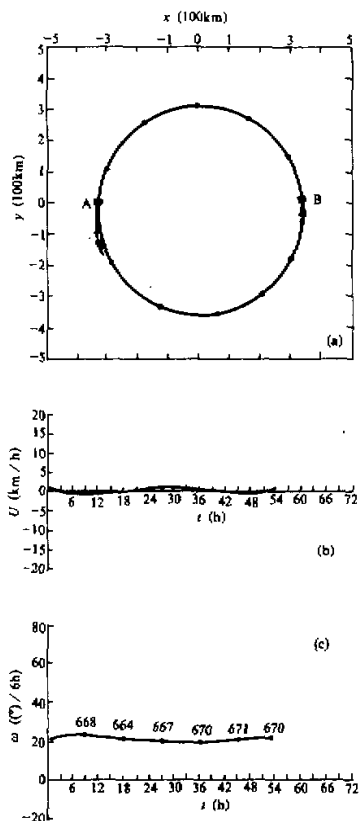


图8 试验5中初始间距为 677km 的小 TC(A)和大 TC(B)

(a)中圆点间隔为 9h, 其它说明同图 2。

只有 135km 左右(见图 4a)。这说明两个较强的 TC 比一强一弱的两个 TC 中心维持的时间要长, 较难于合并, 这与陈企岗等<sup>[8]</sup> 关于实际双 TC 的统计分析结果是一致的。此外,



比较图 4 和图 7 可知, 强、弱 TC 相互吸引的速率及互旋角速度与两个相同强度 TC (注意在试验 2 和试验 4 中双 TC 也具有相同的联合强度) 在相同间距时吸引的速率及互旋角速度并无明显差异, 这表明双 TC 相互吸引的速率及互旋角速度只与它们的中心间距和联合强度有关. 我们进一步的试验结果(这里未给出)还表明, 双 TC 的联合强度越强, 中心间距越小则互旋越快.

试验 1—4 我们仅对初始间距大于  $\max(r_{cA}, r_{cB})$  和小于  $\min(r_{cA}, r_{cB})$  的两种情况进行了试验, 试验 5 则是为了考察初始间距在  $\min(r_{cA}, r_{cB})$  与  $\max(r_{cA}, r_{cB})$  之间的双 TC 相互作用行为而设计的. 图 8a、b、c 分别给出了该试验中两个 TC (大 TC (B) 与小 TC (A) 相互作用下中心运动的轨迹、间距变化的速率及互旋角速度. 可以看出, 两 TC 气旋性地互旋但无明显的吸引或排斥, 大 TC 与小 TC 中心运动轨迹的曲率亦无明显差异, 两者互旋的角速度一直保持在  $20(^{\circ})/6h$  左右. 此外, 从位势场的演变看(图略), 在此情况下其位势场基本维持初始时刻的对称性, 这说明此时的次级环流很微弱, 因此, 双 TC 间无明显的吸引或排斥, 两者中心的间距几乎保持不变. 这从另一侧面证实了文 [1] 中有关双 TC 相互作用次级环流机制的物理分析. 同时也说明当  $\min(r_{cA}, r_{cB}) <$  初始间距  $< \max(r_{cA}, r_{cB})$  时, 一般双 TC 吸引或排斥的作用不十分显著.

## 六、小 结

本文在第一部分有关双 TC 相互作用物理分析的基础上, 利用一个正压原始方程模式对  $f$  平面上无大尺度环境流场情况下双 TC 涡旋的相互作用进行了数值模拟研究, 重点考察了双 TC 水平流场相互作用的涡度平流机制, 得到如下几点主要结论:

(1) 模拟结果进一步证实了文献 [1] 中所提出的双 TC 相互作用的临界距离效应概念, 这充分说明, 双 TC 水平流场相互作用所产生的次级环流是造成双 TC 中心间距变化(吸引或排斥)的基本物理原因.

(2) 双 TC 的互旋角速度与它们吸引或排斥的性质无直接关系, 主要取决于它们的中心间距和联合强度. 一般双 TC 的联合强度越强、中心间距越小则互旋越快.

(3) 双 TC 相互吸引或排斥的速率主要取决于双 TC 间涡度平流所产生的次级环流的强弱. 对于相互吸引的双 TC 而言, 间距越小则吸引越快, 但当中心间距小到一定距离之后, 吸引的速率则反而稍有减小的趋势.

(4) 对于相互吸引的双 TC 而言, 两个较强的 TC 比一强一弱的两个 TC 中心维持的时间要长, 较难于合并. 从我们试验的结果看, 同等强度的两个 TC 中心在相距 1.5 个纬距左右仍可辨, 而不同强度的两个 TC 中心在相距 2.5 个纬距以前弱 TC 中心便消失了.

(5) 相互吸引的两个 TC 合并后范围有所扩大, 且强度有一定的加强.

尽管以上结论是在正压情况下模拟得到的, 但它们与实际大气中双 TC 相互作用的一些特征仍具有较好的一致性, 这说明涡度平流过程乃是实际大气中双 TC 相互作用的一个基本而重要的方面, 这使我们对双 TC 水平流场的相互作用机制及行为有了更进一步的认识. 当然, 本文的结果仍是很初步的, 尤其实际大气中的 TC 是具有三维结构的一个暖心涡旋, 因此, 根据文 [1] 中的思路, 我们还可以进一步探讨热成风涡度平流过程

以及非绝热加热效应在双TC相互作用中的贡献,并且利用三维模式作更进一步的模拟研究,这有待日后更进一步的工作,而本文的模拟及文献[1]的分析则为此打下了良好的基础.

### 参 考 文 献

- [ 1 ] 王玉清,朱永淦,1992,双热带气旋相互作用的机制分析及数值研究(一)——物理机制的分析,大气科学,第16卷,第5期,573—582.
- [ 2 ] Grammeltvedt, A., 1969, A survey of finite-difference schemes for the primitive equations for a barotropic fluid, *Mon. Wea. Rev.*, **97**, 384—404.
- [ 3 ] Nitta, T. and J. B. Hurrell, 1969, A technique of objective analysis and initialization for the primitive forecast equations, *Mon. Wea. Rev.*, **97**, 652—658.
- [ 4 ] Frank, W. M., 1977, The structure and energetics of the tropical cyclone. Part I: Storm structure, *Mon. Wea. Rev.*, **105**, 1119—1135.
- [ 5 ] 陈联寿,丁一汇,1979,西太平洋台风概论,科学出版社,213—220.
- [ 6 ] 李天明,朱永淦,1990,热带气旋运动的分析和模拟——I: 非轴对称结构和路径突变,中国科学(B辑),第1期,104—112.
- [ 7 ] 王玉清,朱永淦,1989,正压无辐散模式中双涡的相互作用,热带气象,第5卷,第2期,105—115.
- [ 8 ] 陈企岗,束家鑫,王志烈,1983,双台风的某些气候特征,1981年台风会议文集,上海科学技术出版社,79—87.

## Mechanism Analysis and Numerical Study on the Interactions of Binary Tropical Cyclones Part II: Numerical Simulation

Wang Yuqing Zhu Yongti

(Shanghai Typhoon Institute, Shanghai, 200030)

### Abstract

Based on the mechanism analysis of the interactions of binary tropical cyclones in Part I of this study, the numerical study of the interactions between two tropical cyclones without environmental flow on an  $f$ -plane has been carried out using a barotropic primitive equation model. The secondary circulation mechanism of the horizontal flow interactions of binary tropical cyclones has been examined in detail and the conception of critical separation distance (CSD) effect proposed in Part I has been verified by modeling. In addition, from the numerical experiments it is found that the stronger the combined strength of binary system and the less the separation distance, the faster the two tropical cyclones rotate cyclonically around each other and that for two attracting tropical cyclones, the horizontal size becomes larger and intensity increases after they merge into one system and also two strong tropical cyclones have a longer duration and are more difficult to merge than one strong and one weak do. These results are in agreement with the observations of binary tropical cyclones in the real atmosphere.

**Key words:** Binary tropical cyclones; Interaction; Numerical simulation.