

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

王玉清 朱永禔

(上海台风研究所, 上海, 200030)

提 要

本文对正压情况下双热带气旋的相互作用进行了机制分析. 通过对两个理想涡旋间非线性涡度平流过程的分析, 揭示了双涡气旋性互旋及其中心间距变化的涡度平流机制. 分析表明, 一个涡旋的切向风场对另一涡旋涡度场的平流相互作用可造成两者气旋性互旋; 而一个涡旋的切向风场与另一涡旋涡度梯度间的相互作用所引起的次级环流可造成双涡中心间距的增大或减小(定义为排斥或吸引), 由此提出了双涡相互作用的临界距离效应概念. 对几类常用的理想热带气旋及合成热带气旋的分析证实, 双热带气旋的相互作用存在这种临界距离效应, 且临界距离平均在6—7个纬距左右.

关键词: 双热带气旋; 相互作用; 次级环流; 临界距离效应.

一、引 言

众所周知, 双热带气旋活动是造成复杂热带气旋路径的重要原因之一, 双热带气旋的相互作用可导致两者的气旋性互旋、相互吸引或排斥或者西热带气旋的停滞打转等现象, 从而使路径变得很复杂, 这往往给预报工作带来很大困难. 因此, 双热带气旋的相互作用一直是国内外气象工作者研究的一个重要课题.

从普遍意义来看, 双热带气旋相互作用即为两个流体涡旋间的相互作用. 早在本世纪20年代初, 藤原^[1-3]就通过实验和观测发现, 两个气旋性涡旋在较近的距离内具有反时针方向互旋的特点和彼此逐渐接近的趋势, 这就是著名的“藤原效应”, 它对双热带气旋路径的预报具有指导意义. 然而, 对于两个气旋性涡旋在多大的距离内显示相互吸引、吸引作用的大小及吸引的物理原因至今仍缺乏认识. 有关双热带气旋的统计分析表明, 只有当双热带气旋间距小于6—7个纬距时才具有明显的相互吸引; 而当间距大于6—7个纬距时, 则无明显优势的吸引^[4-6]. 已有的研究认为, 由双热带气旋相互作用所引起的相互趋近运动较小, 在间距大于6—7个纬距时其趋近的特征常常为环境流场的影响所掩盖了^[6]. 但是否还有其它物理机制的作用, 这值得进一步探讨.

1989年1月21日收到, 1991年4月2日收到再改稿.

魏鼎文和张捷迁^[7]的流体动力学模拟实验结果表明,两个热带气旋各自垂直环流圈的破裂所导致的质量、动量尤其是角动量的迅速交换是造成双热带气旋互旋及吸引的基本物理原因. Chang^[8]的数值模拟研究结果表明,双热带气旋的藤原效应是由比涡度平流更复杂的机制所造成的,而非绝热效应及两个相互作用风暴质量中心的垂直-径向剖面上平均次级环流的发展对双热带气旋的气旋性互旋、吸引及合并是至关重要的因子. Demaria 和 Chan^[9]则认为双涡相互作用的关键距离与涡旋相对涡度径向梯度改变符号的半径距离有关,如果另一涡旋位于这一涡旋的关键距离以内将被吸引,在这一距离之外将被排斥,他们还指出涡度平流是双涡相互作用中最基本的物理过程. 我们近来的工作^[10]也进一步证实了他们的结果. 这说明要研究双热带气旋的相互作用行为,必须采用与真实热带气旋结构相近的模式热带气旋进行,基于这一点,我们将物理分析和数值模拟相结合研究了正压模式中双热带气旋的相互作用. 本文是这一工作的第一部分,首先分析了双涡相互作用的涡度平流机制,提出了双涡相互作用的临界距离效应概念;然后对几类常用的模型热带气旋及合成热带气旋进行诊断分析;最后讨论了双热带气旋相互作用的某些统计特征,获得了一些有意义的分析结果,为进一步的数值模拟研究打下了基础.

二、概念的描述

为阐述双涡相互作用的涡度平流机制,我们引入具有如下切向风速分布的气旋性涡旋^[9]:

$$V(r) = V_m \left(\frac{r}{r_m} \right) \exp \left\{ \frac{1}{b} \left[1 - \left(\frac{r}{r_m} \right)^b \right] \right\}, \quad (1)$$

这里 r 是距涡旋中心的径向距离, V_m 是最大切向风速, r_m 是最大风速半径, b 为决定切向风速随半径衰减率的因子,它表征了涡旋的径向结构 ($b > 0$). 相应的涡度分布为

$$\zeta(r) = \frac{2V_m}{r_m} \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{r}{r_m} \right)^b \right] \exp \left\{ \frac{1}{b} \left[1 - \left(\frac{r}{r_m} \right)^b \right] \right\}. \quad (2)$$

上式表明,涡旋中心处涡度最大,而在

$$r = r_0 = 2^{1/b} r_m \quad (3)$$

处涡度为零,当 $r > r_0$ 时 $\zeta < 0$; 当 $r < r_0$ 时 $\zeta > 0$; 当 $r \rightarrow \infty$ 时 $\zeta \rightarrow 0$. 这说明这种涡旋的涡度并非在所有的半径上都为正,它在 r_0 处就改变符号,正涡度仅限于 $r < r_0$ 的范围内,且 b 越大切向风速随半径距离衰减越快,而正涡度的范围则越小. 由 (2) 式可求得涡旋涡度的径向梯度为

$$\frac{\partial \zeta}{\partial r} = \frac{V_m}{r_m} \left[\left(\frac{r}{r_m} \right)^b - (2+b) \right] \left(\frac{r}{r_m} \right)^{b-1} \exp \left\{ \frac{1}{b} \left[1 - \left(\frac{r}{r_m} \right)^b \right] \right\}. \quad (4)$$

上式表明,这种涡旋的涡度有一极小值出现在 r_c 处,即

$$r_c = r_m (2+b)^{1/b}. \quad (5)$$

因此, 涡度的径向梯度在 $r=r_c$ 处改变符号, 当 $r < r_c$ 时有 $\partial\zeta/\partial r < 0$; 当 $r > r_c$ 时有 $\partial\zeta/\partial r > 0$. 如取 $r_m = 100 \text{ km}$, $b = 1.0$ 和 0.5 , 则相应的 r_c 分别为 300 和 625 km .

为突出研究双涡相互作用的涡度平流机制, 我们假定涡旋的流场满足正压无辐散条件, 则有绝对涡度守恒关系

$$\frac{\partial\zeta}{\partial t} = -\vec{V} \cdot \nabla(\zeta + f), \quad (6)$$

这里 f 为科里奥利参数. 在(6)式中我们未计及散度项的贡献, 因此, 这只对特定的正压无辐散的涡旋运动才成立, 然而, 这对我们讨论双涡相互作用的涡度平流机制仍不失一般性.

现假定在距(1)式所定义的涡旋(称涡旋 A)中心 R 处有另一气旋性涡旋(称涡旋 B), 并以 ζ_A 、 ζ_B 和 $\vec{V}_A$ 、 $\vec{V}_B$ 表示各自的相对涡度和切向风速矢量, 则在无大尺度环境场和不考虑 β 效应的条件下(6)式可改写为

$$\frac{\partial}{\partial t} (\zeta_A + \zeta_B) = -(\vec{V}_A + \vec{V}_B) \cdot \nabla(\zeta_A + \zeta_B). \quad (7)$$

Holland^[11]在用涡度方程讨论热带气旋的瞬时移动倾向时曾指出: 即使气旋与环境在所有半径具有不同的相互作用, 但引起气旋移动的相互作用则集中发生在一个围绕强惯性稳定度核心区的包层内, 在该包层之外气旋可能出现相当大的变形, 而在包层内部, 强惯性稳定度起着使涡旋内区维持准轴对称结构的作用. 他将这一包层的半径称之为相互作用的有效半径, 其典型值在 $200 \sim 400 \text{ km}$ 范围内. 若将这一概念引入双涡相互作用的研究, 则可各自将对方的流场及涡度场视为各自的环境场来讨论. 首先假定双涡间距 R 大于两倍的有效半径(如设 $R > 400 \text{ km}$), 进而讨论两个涡旋各自有效半径以内的涡度倾向. 现将涡旋 A 视为涡旋 B 的环境场, 并设为轴对称的定常涡旋, 这样在涡旋 B 的包层面 σ_B (即中心附近的内核区)上有 $\partial\zeta_A/\partial t \approx 0$, $\vec{V}_A \cdot \nabla\zeta_A \approx 0$, 并考虑到在 σ_B 内涡旋 B 维持准轴对称结构, 故有 $\vec{V}_B \cdot \nabla\zeta_B \approx 0$, 这样将(7)式写在 σ_B 内有

$$\frac{\partial\zeta_B}{\partial t} = -\vec{V}_A \cdot \nabla\zeta_B - \vec{V}_B \cdot \nabla\zeta_A. \quad (8)$$

上式表明, σ_B 内的涡度变化由两部分引起, 一是涡旋 A 的切向风场对涡旋 B 涡度场的平流, 另一是涡旋 B 的切向风场对涡旋 A 涡度场的平流, 我们将前者称为一级平流, 而将后者称为二级平流. 显然, 一级平流是使涡旋 B 沿涡旋 A 的切向运动, 即使涡旋 B 相对于涡旋 A 作气旋性旋转. 若设由此造成的切向移速为 $\vec{V}_c$ ($\vec{V}_c \approx \vec{V}_A^{\sigma_B}$, 这里 $(\text{---})^{\sigma_B}$ 表示在 σ_B 内的面积平均), 则在随 $\vec{V}_c$ 移动的坐标系中(8)式可改写为

$$\frac{\delta\zeta_B}{\delta t} = -\vec{V}_B \cdot \nabla\zeta_A. \quad (9)$$

上式表明, 涡旋 B 相对于涡旋 A 作气旋性旋转的同时, σ_B 内的涡度变化则是由于涡旋 B 的切向风场对涡旋 A 涡度场的平流——二级平流所引起的. 为叙述的方便, 我们设涡旋 B 位于涡旋 A 的东侧, 相距 R , 见图 1, 图中点线表示涡旋 A 的等涡度线, 实线表示涡旋 B 的环流. 可以看出, 在涡旋 B 中心的东、西两侧点因涡旋 B 的风场与涡旋 A 的等涡度线近于平行, 因此那里的二级平流近似为零; 而在涡旋 B 中心的南、北

两侧, 因涡旋 B 的风场与涡旋 A 的等涡度线近于正交, 故那里的二级平流最强. 当 $R < r_c$ 时 (见图 1a), 由于在涡旋 B 中心附近涡旋 A 的涡度梯度 $\partial\zeta_A/\partial r < 0$, 因此在涡旋 B 中心的北侧有负涡度平流, 即负涡度的产生, 而南侧有正涡度平流, 即正涡度的产生, 这样, 在涡旋 B 中心的南、北两侧将伴有气旋性环流和反气旋性环流的出现,

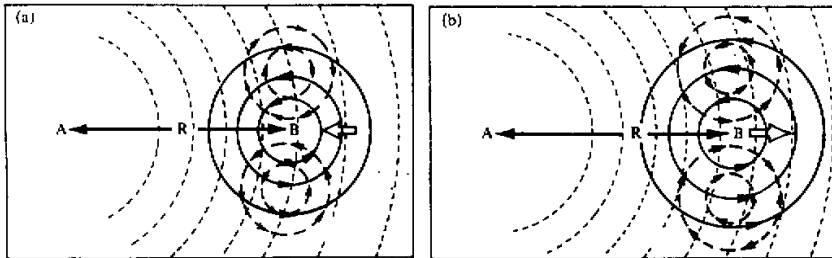


图 1 涡旋 B 的切向风场与涡旋 A 的涡度梯度间相互作用所产生的次级环流示意图
点线表示涡旋 A 的等涡度线, 实线表示涡旋 B 的切向风场, 虚线表示次级环流.

(a) $R < r_c$, (b) $R > r_c$.

其结果在涡旋 B 的中心附加一个东风气流, 即涡旋 B 受到涡旋 A 的吸引. 若涡旋 B 与涡旋 A 具有相同的结构, 则通过同样的过程, 涡旋 A 在相对于涡旋 B 作气旋性旋转的同时将受到涡旋 B 的吸引, 最终双涡将显示出气旋性互旋和相互吸引的特征. 当 $R > r_c$ 时 (见图 1b), 由于在涡旋 B 中心附近涡旋 A 的涡度梯度 $\partial\zeta_A/\partial r > 0$, 因此根据同样的原理, 在涡旋 B 中心的南、北两侧将各产生一个反气旋性环流和一个气旋性环流, 其结果在涡旋 B 的中心将附加一个西风气流, 即涡旋 B 受到涡旋 A 的排斥. 同理, 若涡旋 B 与涡旋 A 具有相同的结构, 最终双涡将显示出气旋性互旋和相互排斥的特征. 我们将上述的二级平流所造成的气旋性和反气旋性环流称之为次级环流, 则由以上的分析可知, 对于正压无辐散的双涡旋相互作用, 正是由于这种次级环流机制造成了它们的吸引或排斥, 这与 Holland^[1] 讨论热带气旋向极漂移的次级环流机制是基本相似的.

此外, 若涡旋 B 与涡旋 A 的结构基本相似, 但相对涡度的径向分布 (梯度) 存在一定差异, 其相对涡度梯度在 r_{cB} 处改变符号, 相应地设涡旋 A 的相对涡度梯度在 r_{cA} 处改变符号, 则根据同样的分析可得:

(1) 当 $R \leq R_1 = \min(r_{cA}, r_{cB})$, 则双涡相互吸引;

(2) 当 $R \geq R_3 = \max(r_{cA}, r_{cB})$, 则双涡相互排斥;

(3) 当 $R_1 < R < R_3$, 则当 $r_{cA} > r_{cB}$ 时, 涡旋 A 吸引涡旋 B , 而涡旋 B 排斥涡旋 A ; 当 $r_{cA} < r_{cB}$ 时结果恰好相反. 最终双涡间距的变化取决于吸引和排斥作用的大小. 因此, 必然存在一 $R_2 \in (R_1, R_3)$, 当 $R > R_2$ 时, 排斥作用大于吸引作用, 双涡将相对地远离, 显示出最终的排斥; 当 $R < R_2$ 时则相反, 双涡将相对地趋近, 从而显示出最终的吸引. 由此可见, R_2 是双涡相互作用的一个关键距离, 它决定了双涡吸引和排斥的性质. 我们将 R_2 称为双涡吸引与排斥的临界距离, 且将存在临界距离的双涡相互作用特征称为双涡相互作用的临界距离效应. 由以上的分析可知, 藤原效应 (包括互旋和吸引) 只对间距小于临界距离的两个气旋性涡旋才适用.

三、若干常用热带气旋模型的分析

为了探讨双热带气旋的相互作用是否存在临界距离效应, 我们首先对几类常用的理想热带气旋模型作一简要的诊断分析.

1. $r^x V = \text{常数}$ 的涡旋模型

有些学者^[11-13]在讨论成熟热带气旋切向风速的径向分布时, 采用了如下的涡旋模型:

$$V(r) = \begin{cases} V_m \frac{r}{r_m}, & 0 \leq r \leq r_m, \\ V_m \left(\frac{r_m}{r} \right)^x, & r_m < r \leq R_0, \end{cases} \quad (10)$$

其中 x 为涡旋切向风速随 r 衰减率的无因次参数, R_0 为涡旋的水平范围半径, 其它符号的意义同(1)式. 由(10)式得涡度的径向分布为

$$\zeta(r) = \begin{cases} \frac{2V_m}{r_m}, & 0 \leq r \leq r_m, \\ (1-x)V_m r_m^x r^{-(1+x)}, & r_m < r \leq R_0, \end{cases} \quad (11)$$

而相应的涡度径向梯度为

$$\frac{\partial \zeta}{\partial r} = \begin{cases} 0 & 0 \leq r \leq r_m, \\ (x^2-1)V_m r_m^x r^{-(2+x)}, & r_m < r \leq R_0. \end{cases} \quad (12)$$

上式表明, 这种涡旋在最大风速半径以内为刚体旋转, 涡度梯度为零, 而在最大风速半径以外, 涡度梯度的符号取决于结构参数 x :

$$\frac{\partial \zeta}{\partial r} \begin{cases} > 0, & x > 1, \\ = 0, & x = 1, \\ < 0, & 0 < x < 1. \end{cases} \quad (13)$$

由于当 $x > 1$ 时, 涡旋在最大风速半径以外变为负涡度(见(11)式), 这不符合实际热带气旋的情况. 当 $x = 1$ 时, (10)式则成为 Rankine 涡旋, 它的涡度梯度恒为零, 据前节的分析, 若有两个这样的 Rankine 涡旋发生相互作用, 它们只能作气旋性互旋, 但无排斥或吸引发生. 然而, 由(11)式可见, Rankine 涡旋在最大风速半径以外涡度恒为零, 这与实际热带气旋的结构也不相符. 而对于 $0 < x < 1$ 的情形, 则在最大风速半径以外均有 $\partial \zeta / \partial r < 0$, 这说明对于这样的两个涡旋只要存在相互作用, 则都是相互吸引的. 但由(11)式可知, 这种涡旋在最大风速半径以外其相对涡度均大于零, 这也不符合实际热带气旋的情况, 因为实际热带气旋中的正涡度仅出现在中心到 500km 左右的范围内, 在此范围之外一般为负涡度^[14]. 因此, 尽管至今仍有不少人用(10)式近似表示热带气旋的切向风场或用于讨论双热带气旋的互旋作用, 但因它所描述的涡旋与实际热带气旋的涡度场结构存在很大差异, 故不宜用于讨论双热带气旋的相互作用.

2. 藤田公式^[15]

藤田公式是目前通用的热带气旋内部气压场分布的模式之一, 可用位势表示为

$$\varphi(r) = \varphi_e - \frac{\Delta\varphi_0}{\sqrt{1 + 2(r/r_m)^2}}, \quad (14)$$

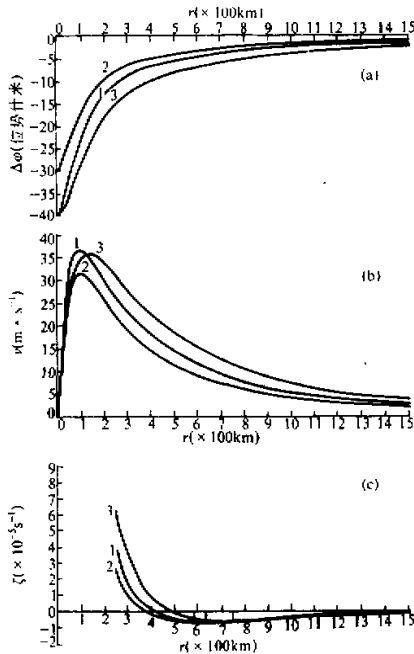


图2 由藤田公式所描述的模型热带气旋的位势场(a)、梯度风场(b)及相应的相对涡度场(c)的径向分布廓线

曲线1: $\Delta\varphi_0 = 40$ 位势什米, $r_m = 100$ km; 曲线2: $\Delta\varphi_0 = 30$ 位势什米, $r_m = 100$ km; 曲线3: $\Delta\varphi_0 = 40$ 位势什米, $r_m = 150$ km. (c) 中垂直短线表示相对涡度极小值的径向距离 r_c .

其中 $\varphi(r)$ 为热带气旋内部的位势分布, φ_e 为外围环境场的位势(这里设为常数), $\Delta\varphi_0$ 为气旋外围环境位势 φ_e 与气旋中心位势 φ_0 之差, r_m 为最大风速半径. 图2a、b、c 分别给出了由(14)式所确定的热带气旋位势场($\Delta\varphi = \varphi(r) - \varphi_e$)及相应的梯度风场和相对涡度场的径向分布廓线. 可以看出, 位势场和风场的径向分布与成熟热带气旋中对流层中、低层的情形极为相似. 由图2c可见, 对于这种理想的模型热带气旋, 其相对涡度在半径 r_c 处存在一极小值, r_c 随强度($\Delta\varphi_0$)的增加而增大, 随 r_m 的增大而显著增大. 如 $r_m = 100$ km 时, 当 $\Delta\varphi_0 = 30$ 位势什米, $r_c \approx 590$ km; 当 $\Delta\varphi_0 = 40$ 位势什米, 则 $r_c \approx 618$ km. 而当 $r_m = 150$ km, $\Delta\varphi_0 = 40$ 位势什米时, $r_c \approx 750$ km. 由于成熟热带气旋的 r_m 在海平面上一般在 50—150 km 之间不等, 且随高度的增加略有增大^[5], 因此, 若取平均值 $r_m = 100$ km 左右, 则得到 r_c 为 600—700 km, 即平均约为 6 个纬距左右. 可见, 若热带气旋的位势分布遵循藤田公式, 则当双热带气旋相互作用时临界距离效应是存在的. 另一方面, 我们还注意到, 藤田公式所描述的热带气旋的正涡度区仅出现在距中心 400—500 km 的范围内, 而在此之外则为负涡度, 这与实际情况极为相近, 这说明藤田公式确能描述实际热带气旋的许多结构特征.

3. Myers 公式^[16]

Myers 公式也是目前通用的热带气旋内部气压分布的模式之一, 若以位势表示则有

$$\varphi(r) = \varphi_0 + \Delta\varphi_0 \exp\left(-\frac{r_m}{r}\right), \quad (15)$$

式中各符号的意义同(14)式.

从由(15)式所确定的热带气旋位势场及相应的梯度风场和相对涡度场的径向分布廓线(图略)可以看出, Myers 模型与藤田模型所表征的热带气旋结构基本相似, 其相对涡度在径向同样存在极小值, 如当 $\Delta\phi_0 = 30$ 位势什米, $r_m = 100\text{km}$ 时, $r_c \approx 685\text{km}$; 当 $\Delta\phi_0 = 40$ 位势什米, $r_m = 100\text{km}$ 时 $r_c \approx 750\text{km}$, 而当 $r_m = 150\text{km}$ 时 r_c 可达到 880km . 可见, r_c 随热带气旋强度的增加而增大, 随 r_m 的增大而显著增大. 对于平均的 $r_m = 100\text{km}$, 则 r_c 在 6—7 个纬距左右, 这与由藤田公式所得到的结果一致. 此外, 这种模型热带气旋的正涡度区也在距中心 400—500km 范围内.

以上我们分析了三类常用的热带气旋模型, 对于第一类涡旋模型, 由于它不能描述实际热带气旋的涡度场结构, 因此不宜用于研究双热带气旋的相互作用, 而后两类模型基本上可以描述实际热带气旋的主要结构特征, 因此, 我们认为将它们用于研究双热带气旋的相互作用较为合适, 这两类模型均揭示了双热带气旋的相互作用存在临界距离效应. 对于平均的最大风速半径, 其决定临界距离的关键参数 r_c 在 6—7 个纬距左右, 且 r_c 随热带气旋强度和最大风速半径的增大而增大, 这可能基本上反映了实际双热带气旋只有在 6—7 个纬距以内才具有明显优势吸引的统计特征.

四、合成热带气旋的分析

研究双热带气旋相互作用的涡度平流机制最好能从分析实际热带气旋的流场入手, 但是, 由于实际热带气旋总是处在一定的环境流场中, 要确定热带气旋自身的流场则很难达到较精确的程度, 更何况在热带气旋区域其观测资料也不够密集, 很难进行个例的诊断分析. 然而, 若讨论平均情况, 我们可通过对合成热带气旋的分析获得一些可供参考的结果. 为此, 我们对 Frank^[14] 所给出的西北太平洋合成热带气旋作一概略分析.

图 3 是 Frank 根据 1961—1970 年西北太平洋 248 个热带气旋探空资料所作出的合成热带气旋切向风速的径向—垂直剖面图. 可以看出, 在垂直方向切向风速在 900—800hPa 达最大, 从地面到 900hPa 切向风速随高度增高迅速增大, 而在 800hPa 以上切向风速随高度增加几乎线性减小; 径向最大风速出现在 50—100km 左右的眼壁附近.

图 4a 是我们根据图 3 点绘的 850hPa 上切向风速的径向分布廓线. 可见, 在最大风速半径以外, 风速随半径增大而减小, 8 级大风半径在 300 km 附近. 图 4b 是根据图 4a 计算得到的相对涡度的径向分布廓线. 可以看出, 合成热带气旋的正涡度区仅限于半径为 550km 的范围内, 在此以外则为负涡度, 并且在 685km 和 920km 各有一个相对涡度的极小值, 而在 800 km 附近还存在一次极大值.

根据我们前面所描述的概念可知, 若有这样的两个热带气旋发生相互作用, 则只有当两者间距小于 685 km 时才具有明确的互吸; 当间距大于 920km 时则具有明确的互斥; 而当间距在 685 和 920km 之间时其吸引和排斥的特征则不够显著. 然而, 这里必须指出, 由于相对涡度的径向分布对切向风速的径向分布很敏感, 所以我们的计算结果

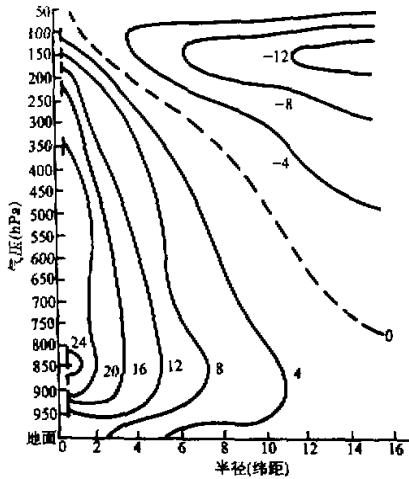


图3 合成热带气旋切向风速的径向—垂直剖面图^[14]

正值为气旋式环流, 单位: m/s.

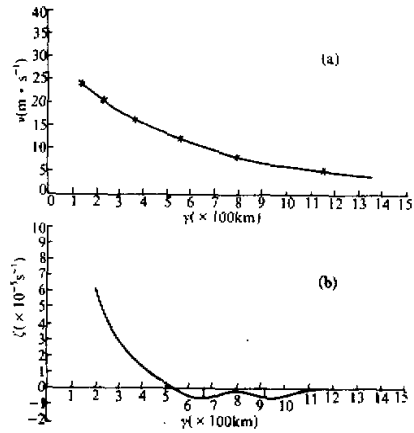


图4 根据图3得到的850hPa上切向风速(a)和相对湿度(b)的径向分布廓线

(b)中垂直线段表示相对湿度极小值点的径向位置.

也可能存在一定出入, 另一方面, 由于合成分析也不可能完全排除环境流场的影响, 所以合成热带气旋的切向风速分布就不一定完全是单纯热带气旋自身流场的反映, 尤其是在700—800km以外, 因热带气旋的环流一般已较弱, 故环境流场对这一区域的影响也就比较显著. 因此, 合成热带气旋的相对湿度在920km附近出现的第二个极小值是不可信的. 然而, 尽管如此, 我们认为这一结果仍具有一定的参考价值, 它至少说明了我们前面所提出的双热带气旋相互作用存在临界距离效应的观点, 并且说明就平均情况而言, 双热带气旋只有在间距小于6—7个纬距时才具有明显优势的相互吸引, 这与观测事实是一致的.

五、小 结

本文对正压情况下双热带气旋相互作用的涡度平流机制进行了较详尽的物理分析, 提出了双热带气旋相互作用存在临界距离效应的概念, 根据这一观点, 藤原效应只对间距小于临界距离的两个热带气旋才适用. 对几类常用热带气旋模型及合成热带气旋的分析表明, 就平均而言, 双热带气旋相互作用的临界距离在6—7个纬距左右, 这说明只有当双热带气旋间距小于这一距离时才是吸引的, 这与双热带气旋在6—7个纬距内才具有明显优势吸引的统计事实相吻合.

以往人们遇到双热带气旋时常常只注意到藤原效应——气旋性互旋和相互吸引的一面, 而忽视了可能存在的排斥作用, 因而对双热带气旋的有些行为则难以理解, 同时也容易造成预报的失误. 当然, 我们也应当注意到, 本文所提出的临界距离效应概念是建立在对正压无辐散双涡相互作用分析的基础上, 这种相互作用仅包括涡度平流过

程, 而实际大气中双热带气旋的相互作用除了涡度平流机制以外, 还有很多其它的物理过程, 如辐合辐散、三维流场的相互作用、热力过程等。因此, 本文的结果是很初步的, 但通过本文的分析讨论, 我们对双热带气旋间距变化的原因之一——涡度平流机制有了更进一步的认识, 并且得到了与观测事实相近的分析结果, 这似乎说明涡度平流乃是双热带气旋相互作用中最基本且最主要的物理过程。因此, 本文的讨论对今后有关双热带气旋相互作用的进一步研究及实际预报工作均具有一定的参考价值。

参 考 文 献

- [1] Fujiwhara, S., 1921, The natural towards symmetry of motion and its application as a principle in meteorology, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **47**, 287-293.
- [2] Fujiwhara, S., 1923, On the growth and decay of vortical system, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **49**, 75-104.
- [3] Fujiwhara, S., 1931, Short note on the behavior of two vortices, *Proc. Physico-Mathematical Society Japan*, **13**, 3rd ser., 106-110.
- [4] Brand, S., 1970, Interaction of binary tropical cyclones of the western North Pacific Ocean, *J. Appl. Meteor.*, **9**, 433-441.
- [5] 陈联寿、丁一汇, 1979, 西太平洋台风概论, 科学出版社。
- [6] Dong, K. -Q. and C. J. Neumann, 1983, On the relative motion of binary tropical cyclone, *Mon. Wea. Rev.*, **111**, 945-953.
- [7] 魏朝文、张捷迁, 1982, 双台风相互作用的流体动力学模拟实验研究, 中国科学(B 辑), 第 1 期, 86-94.
- [8] Chang, S. W., 1983, A numerical study of the interactions between two tropical cyclones, *Mon. Wea. Rev.*, **111**, 1806-1817.
- [9] Demaria, M. and J. C. L. Chan, 1984, Comments on "A numerical study of the interactions between two tropical cyclones," *Mon. Wea. Rev.*, **112**, 1643-1645.
- [10] 王玉清、朱永提, 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.
- [11] Holland, G. J., 1983, Tropical cyclone motion: environmental interaction plus a beta-effect, *J. Atmos. Sci.*, **40**, 328-342.
- [12] Anthes, R. A., 1982, Tropical cyclones: Their evolution, structure and effects, Science. Press, 21-27.
- [13] 王志烈、费亮, 1987, 台风预报手册, 气象出版社, 2-4.
- [14] Frank, W. M., 1977, The structure and energetics of the tropical cyclone, Part I: Storm structure, *Mon. Wea. Rev.*, **105**, 1119-1135.
- [15] Fujita, T., 1952, Pressure distribution within typhoon, *Geophys. Mag.*, **23**, 437-451.
- [16] Myers, V. A., 1957, Maximum hurricane winds, *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **38**, 227-228.

Analysis and Numerical Study of the Interactions of Binary Tropical Cyclones Part I: Analysis of Physical Mechanism

Wang Yuqing Zhu Yongti

(Shanghai Typhoon Institute, Shanghai, 200030)

Abstract

In the paper, the mechanism of the interactions of binary tropical cyclones has been analyzed in the barotropic framework. Through analyzing the nonlinear vorticity advection

between two idealized cyclonic vortices, the dynamical mechanism of both the mutual cyclonic rotation and the change of separation distance between two vortices have been revealed. The analytical results show that the advection of one vorticity field by the tangential wind of the other vortex may cause the two cyclonic vortices to rotate cyclonically around each other and the interaction of the tangential wind field of one vortex with the vorticity gradient field of the other vortex may increase or decrease (defined as repelling or attraction) the separation distance. As a result, the concept of effects of the critical separation distance (or CSD) of the interactions of vortex pair is proposed. Only when the separation distance (SD) is smaller than CSD can two vortices attract mutually, otherwise they will repel to each other. By the analysis of several commonly-used idealized model tropical cyclones and composite tropical cyclone, it is found that the CSD effects may exist in the interactions of binary tropical cyclones and that on the average the CSD is about $6-7^{\circ}$ latitudes which is in agreement with the synoptical fact that only when the SD is smaller than $6-7^{\circ}$ latitudes does the binary tropical cyclone obviously attract to each other.

Key words: Binary tropical cyclones; Interaction; Secondary circulation; Critical separation distance effect.

关于“东亚夏季风降水中 30—60 天 低频振荡”一文的通讯

● 空军气象学院乔全明同志给编辑部的来信：

“贵刊 15 卷 5 期发表的缪锦海、刘家铭一文第 70 页 1—2 行， $20-25^{\circ}\text{N}$ ， $30-35^{\circ}\text{N}$ 轴线与时间坐标交角小，应是传播慢的区域，而 $25-30^{\circ}\text{N}$ ， $35-40^{\circ}\text{N}$ 与纬度坐标交角小，应是传播快的区域，这才符合入梅与出梅两次北跳的事实，望核实改正。”

● 作者缪锦海的答复：

“乔全明同志所提的意见是正确的，我们主要是把坐标看反了，即横坐标看反时间，纵坐标看反纬度所引起的，在此特向乔全明同志致谢！”

● 编者附言：

乔全明同志以高度负责的精神，及时指出本刊文章中存在的问题，这体现了对本刊的关心与爱护，对此，我们向乔全明同志致以深切的谢意！