

守恒系统中台风强度变化及其可能因子的数值研究*

罗哲贤

(南京气象学院, 南京, 210044)

摘 要

用一个高分辨率的 f 平面正压涡度方程模式, 实施了时间积分为 36 h 的 21 组试验, 研究相邻中尺度涡旋与台风涡旋的相互作用。结果指出: 这种相互作用能否导致台风加强, 取决于两类因子: 一是台风涡旋最大风速的取值以及圆形基流切变的强弱; 二是切变基流中的中尺度涡旋的自身条件, 包括中尺度涡旋的分布、尺度、强度和结构。台风强度与初始中尺度涡旋的尺度、强度之间存在着非线性的联系。

关键词: 台风, 涡旋, 强度变化, 非线性。

1 引 言

台风环流的非轴对称结构是台风动力学的一个重要概念。弱环境流场中, 初始圆形轴对称涡旋, 在 β 项和非线性平流的作用下, 会形成一个东北(西南)象限等值线密(疏)的非对称结构^[1]; 非对称结构的变化对台风路径会产生显著的影响^[2]。

在台风环流区域, 有时会存在中尺度涡旋或卷入螺旋云带, 形成新的一类非轴对称结构。如台风 Luis 就观测到一个伴随的中尺度涡旋在眼墙附近。这个非对称结构导致了 Luis 的打转路径^[3]。又如, 据姚祖庆、丁金才和唐新章的研究^[4], 在 1994 年 8 月 21 日 08 h、19 h 的云图上, 在台风 Fred 的外围, 分别存在一条和三条卷入螺旋云带; 与螺旋云带相应的是正涡度带, 这与文献^[5]指出的螺旋云带通常与局地相对涡度极大值区重合是一致的。从螺旋云带或正涡度带处不断有量向台风中心附近输送。台风环流区域的相对涡度场呈现清楚的非对称结构(见^[4]图 3)。这个非对称结构导致 Fred 中心 500 hPa 高度值减小, 台风加强。因此, 这类非对称结构对路径和强度变化可能产生影响。Müller 和 Montgomery^[6]指出: 这类非对称结构引起台风强度变化的机理尚待分析; 特别是, 这类非对称结构在何种场合会使台风加强, 在何种场合又会使台风减弱, 这个

问题还不清楚。显然, 这是一个与台风强度预测密切联系的问题, 有重要的应用前景。

本文在守恒系统的框架内, 从台风涡旋基流特征和中尺度涡旋自身条件两个方面来分析这个问题, 提出这个场合识别问题的新结果。

2 模式和试验设计

扰动流函数 $\psi'(x, y, t)$ 满足 f 平面正压涡度方程:

$$\frac{\partial \psi'}{\partial t} = -\nabla^2 F(\psi', \xi', u, v, \xi, \psi) \quad (1)$$

式中

$$\begin{aligned} F(\psi', \xi', u, v, \xi, \psi) &= -J(\psi', \xi) - \frac{\partial \xi}{\partial y} \frac{\partial \psi'}{\partial x} + \frac{\partial \xi}{\partial x} \frac{\partial \psi'}{\partial y} - \\ &u \frac{\partial \xi'}{\partial x} - v \frac{\partial \xi'}{\partial y} - J(\psi', \xi') \end{aligned}$$

这里, ψ', ξ' 相应于初始时刻台风环流外区的中尺度涡旋。 ψ, ξ 等相应于圆形轴对称的定常台风环流。 ξ 的径向分布有两类形式, 一类是^[7]:

$$\xi(r) = A \left[\frac{2}{1+r_*^2} + \frac{dV(r)}{dr_*} \right] \quad (2)$$

$$V(r) = \frac{2r_*^*}{1+r_*^2}$$

一类是^[8]:

* 初稿时间: 2002 年 12 月 5 日; 修改稿时间: 2003 年 5 月 3 日。

资助课题: 国家自然科学基金项目(40075012)和国家科学技术部专项项目(2001DIA20026)。

$$\xi(r) = (2V_m/R_m)(1 - 0.5(r/R_m)) \times \exp(1 - (r/R_m)) \quad (3)$$

这里, A 为振幅参数, $r = \sqrt{(x - x_o)^2 + (y - y_o)^2}$, (x_o, y_o) 为台风中心. $r^* = r/R_m$, R_m 为最大风速半径, V_m 为最大风速.

中尺度涡旋具有以下形式^[9]:

$$\Psi(s) = \begin{cases} \Psi_o(1 - (s/R_o)^2)^n & s \leq R_o \\ 0 & s > R_o \end{cases} \quad (4)$$

这里 $s = \sqrt{(x - x_p)^2 + (y - y_p)^2}$, (x_p, y_p) 为中尺度涡旋中心. Ψ_o 为点 (x_p, y_p) 处的扰动流函数值.

计算区域为 $2000 \text{ km} \times 2000 \text{ km}$, 格距 $d = 5 \text{ km}$, 计 401×401 个格点. $I = 1, 2 \dots 401$, 自西向东增加; $J = 1, 2 \dots 401$, 自南向北增加. 时步 10 s . 用 Ararawa 守恒格式和时间滤波—中央差分方案.

计实施 A, B, C, D, E 5 类试验. 积分时间均为 36 h .

A 类试验是不同基流切变的试验.

试验 A_1 中, 台风环流由式 (2) 决定. 与式 (2) 相应的最大风速 $V_m = 40 \text{ m/s}$, 最大风速半径 $R_m =$

100 km . 台风中心坐标 (I_o, J_o) 为 $(201, 201)$. 中尺度涡旋中心位于台风中心西北方向 200 km 处, $(I_p, J_p) = (173, 229)$. 中尺度涡旋中心处扰动相对涡度 $\xi'_0 = 3.4 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$, $R_o = 150 \text{ km}$, $n = 2$.

试验 A_2 中, 台风环流由式 (3) 给定. $V_m = 40 \text{ m/s}$, $R_m = 100 \text{ km}$. $(I_o, J_o) = (201, 201)$. 中尺度涡旋初始位置、强度、结构等与试验 A_1 相同.

试验 B, C, D, E 的台风环流场由式 (3) 决定, $V_m = 40 \text{ m/s}$, $R_m = 100 \text{ km}$.

B 类试验是中尺度涡旋对称分布和非对称分布的试验. 中尺度涡旋初始强度 $\xi'_0 = 3.4 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$, $R_o = 150 \text{ km}$, $n = 2$.

试验 B_1 中, 初如时刻台风环流的 4 个象限各有一个中尺度涡旋, 系对称分布(图 1a).

试验 B_2 中, 在 NW 与 SE 象限各有一个中尺度涡旋(图 1b). 试验 B_3 中, 在 NW 象限有一个中尺度涡旋(图 1c). 试验 B_4 中, 除在 SW 象限外, 每个象限各有一个中尺度涡旋(图 1d). 试验 B_3, B_4 为非对称分布. 试验 B_2 初始场的对称性在两者之间.

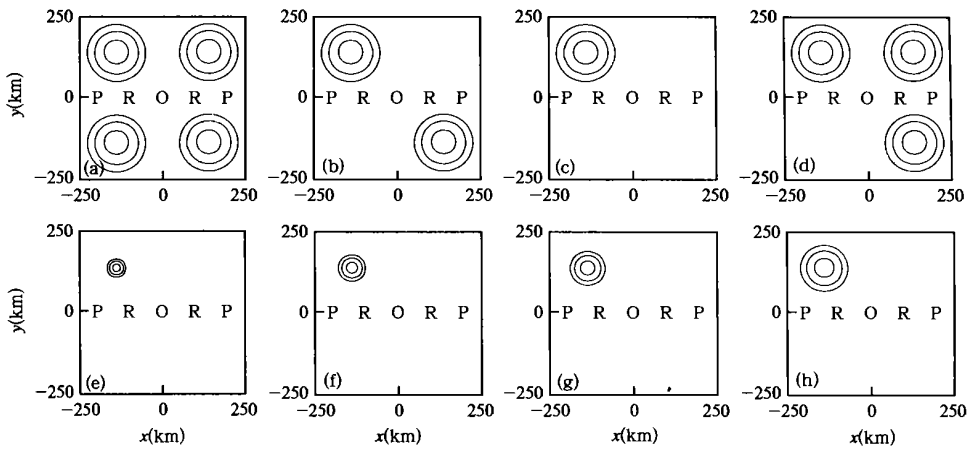


图 1 B 类、C 类试验扰动相对涡度的初始场

(a. 试验 B_1 , b. 试验 B_2 , c. 试验 B_3 , d. 试验 B_4 , e. 试验 C_1 , f. 试验 C_3 , g. 试验 C_5 , h. 试验 C_7

等值线间隔为 $1.0 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$. 字母 O 为台风中心, R, P 分别代表最大风速半径 R_m 及 $2.0 \times R_m$ 处)

试验 $C_i (i = 1, 2 \dots 7)$ 中, 初始场上中尺度涡旋的半径依次为 $50, 60, 70, 80, 90, 100, 120 \text{ km}$. 试验 C_1, C_3, C_5, C_7 的分布见图 1e~1h.

试验 $D_i (i = 1, 2 \dots 5)$ 中, 中尺度涡旋初始半径相同, $R_o = 150 \text{ km}$, $n = 2$. 初始强度依次为 $(2^0, 2^1, 2^2, 2^3, 2^4) \times \xi'_0$, 这里 $\xi'_0 = 0.425 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$. 试验 D_2, D_3, D_5 的初始场 $\xi'(x, y)$ 列于图 2a~2c.

试验 $E_i (i = 1, 2, 3)$ 中, 初始强度 ξ'_0 依次为 $(2^1, 2^2, 2^3) \times \xi'_0$, $n = 4$. 注意到试验 $D_j (j = 2, 3, 4)$ 中 ξ'_0 依次为 $(2^1, 2^2, 2^3) \times \xi'_0$, $n = 2$, 据文献[9], $n = 2$ 或 4 , 分别代表涡旋内核区松或紧的结构. 因此, D 和 E 类试验是中尺度涡旋不同结构的试验.

上述 5 类试验基流切变和扰动参数(包括分布、尺度、强度和结构)取值不同, 形成了多种试验环境

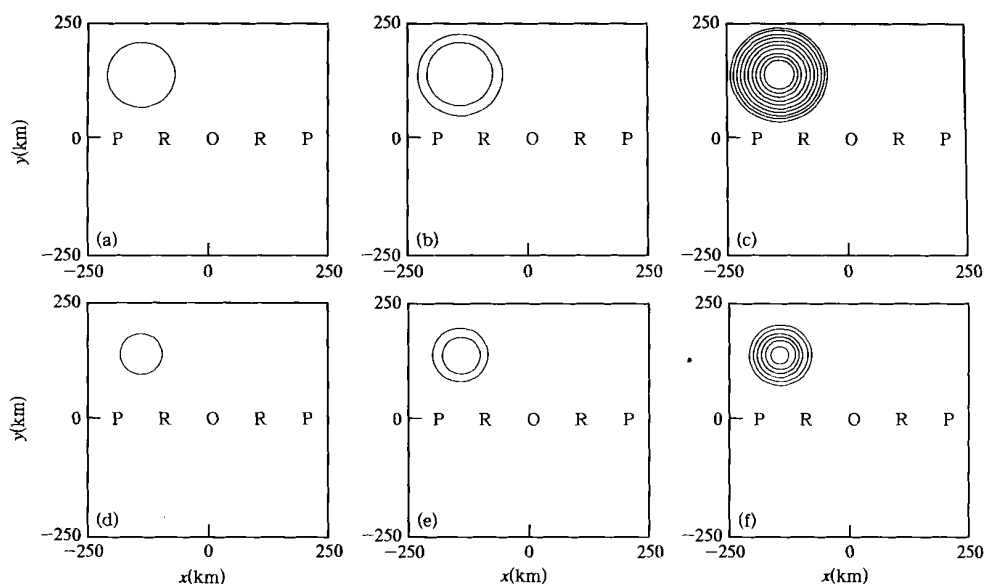


图2 D类、E类试验扰动相对涡度的初始场

(a. 试验 D₂, b. 试验 D₃, c. 试验 D₅, d. 试验 E₁,

e. 试验 E₂, f. 试验 E₃, 等值线间隔为 $0.5 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ 。其余同图1)

或试验场合。我们将分析,在这些不同的场合中,哪些场合可以使台风加强,哪些不会使台风加强,以及造成这种差别的可能原因。

3 中尺度涡旋环境基流切变的影响

试验 A₁、A₂ 切向风速的径向廓线 $\bar{V}(r)$ 如图 3a 所示。中尺度涡旋位置与试验 B₃ 同(见图 1c)。中尺度涡旋占据的空间范围约为 $100 \text{ km} < r < 300 \text{ km}$ 。在此范围,台风圆形基流的切向风速由大到小,但两个试验减弱的程度不同。试验 A₁ 比较小(图 3a 上曲线 A); 试验 A₂ 比较大(图 3a 上曲线 B)。

换言之,台风中心西北方向的中尺度涡旋分别处于较弱切变(试验 A₁)和较强切变(试验 A₂)的环境流之中。除此差别外,两个试验的其余条件均相同。

根据试验 A₁、A₂ 每小时输出一次的扰动相对涡度场 $\xi(x, y)$, 求出圆形区域 ($r \leq 250 \text{ km}$) 以内扰动相对涡度的极大值 ξ_{\max} 。同时分析 ξ_{\max} 所在坐标位置。发现 $t > 3 \text{ h}$ 后, ξ_{\max} 均出现在台风内区。表明初始时刻位于台风外区的正涡量已传播进入内区。显然,弱切变基流条件下, ξ_{\max} 小(图 3b 曲线 A); 强切变基流条件下, ξ_{\max} 大(图 3b 曲线 B)。

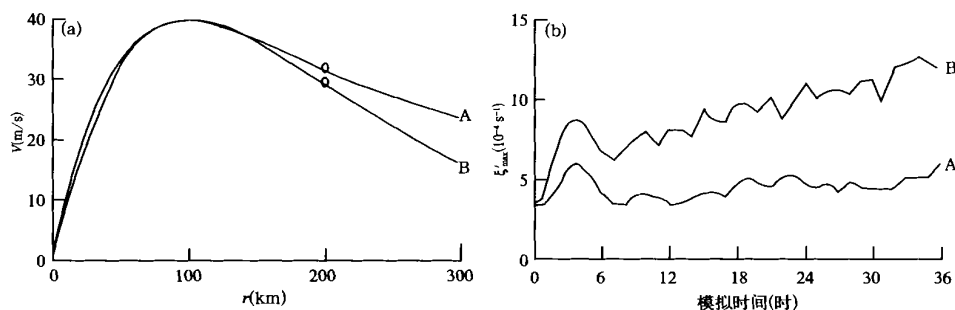


图3 试验 A₁、A₂ 中,切向风速径向廓线和扰动相对涡度极大值随时间的变化

(字母 B 为试验 A₂)

圆形涡旋正压不稳定的解析结果^[10]: 扰动振幅的增长率与基流最大风速 V_m 成正比。这个结果已

由数值试验证实^[11]。本文试验 A_1, A_2 的结果: 尽管两个试验的最大风速 V_m 取值相同, 但基流切变不同, 扰动演变特征也不同。

看来, 中尺度涡旋作为台风环流区域的一个扰动, 随后的演变与其所处的环境条件有关。这个环境条件不仅包括基流本身的强弱, 而且包括基流切变的强弱。强基流或强切变, 似乎有助于扰动的发展。这种场合可能使台风加强。

4 对称分布和非对称分布的差别

试验 B_1 初始场上, 在台风环流的 4 个象限均存在相同的中尺度涡旋, 沿 x 和 y 轴均为对称分布(图 1a)。试验 B_2 初始场上, 在 NW, SE 象限存在两个中尺度涡旋, 沿 x 和 y 轴均不对称, 但以经过台风中心的 NW—SW 方向的直线为对称(图 1b)。初始场上仅在 NW 象限存在一个中尺度涡旋(试验 B_3 , 图 1c)或在 NW, NE, SE 3 个象限各存在一个中尺度涡旋(试验 B_4 , 图 1d)时, 均系非对称分布。

B 类试验结果如下:

(1) 对称分布条件下, 扰动相对涡度极大值 ξ'_{\max} 随时间增长慢(图 4a); 非对称分布条件下, ξ'_{\max} 随时间增长快(图 4c, 4d)。对称度位于两者之间的试验 B_2 , 随时间增长也较慢(图 4b)。相对涡度极大值随时间的变化与图 4 类似(图略)。

(2) 扰动相对涡度极大值 ξ'_{\max} 所在坐标与台风中心之间的距离为 D_m , 对称分布时, D_m 的趋势

逐渐减小, 但始终大于 $R_m = 100$ km(图 5a)。非对称分布时, D_m 迅速减小, $t > 3$ h 后, D_m 稳定地小于 50 km(图 5c, 5d)。对称度位于两者之间的试验 B_2 中, D_m 随时间的变化与对称分布的情况相近(图 5a, b)。

我们还计算了对称分布(试验 B_1) 和非对称分布(试验 B_3) 条件下的涡度平流通量场。 $t = 3$ h 时, 与初值相比, 扰动相对涡度极大值或者没有什么变化(试验 B_1 , 图 4a), 或者显著加大(试验 B_3 , 图 4c)。与之相应的涡度平流通量场表明: 对称分布时, 并无多少涡量进入台风内区(图 6a); 非对称分布时, 涡量从偏北方向已经进入至台风中心附近(图 6b)。图 6 的结果与图 7a, b, i, j 的结果也是一致的。

这些说明: 尽管对称分布和非对称分布条件下均有正涡量向台风中心方向输送, 但前者不能进入内区; 后者可以进入内区并且可以稳定地抵达台风中心附近, 这导致了台风明显加强。

(3) 对称分布时, 内区较小尺度涡旋对的现象不存在或不明显; 非对称分布时, 内区较小尺度涡旋对的现象十分明显。

试验 B_1 中, 初始场上的圆形涡旋(图 1a)一边逆时针旋转, 一边变形拉伸(图 7a~c), 形成类似于螺旋带的结构。最内一圈的螺旋带已达 $R_m = 100$ km 附近(图 7d)。值得注意的是, 在此期间, 在台风内区($r < 100$ km)并无任何闭合等值线。

试验 B_2 中, 初始场上的两个圆形涡旋(图 1b)

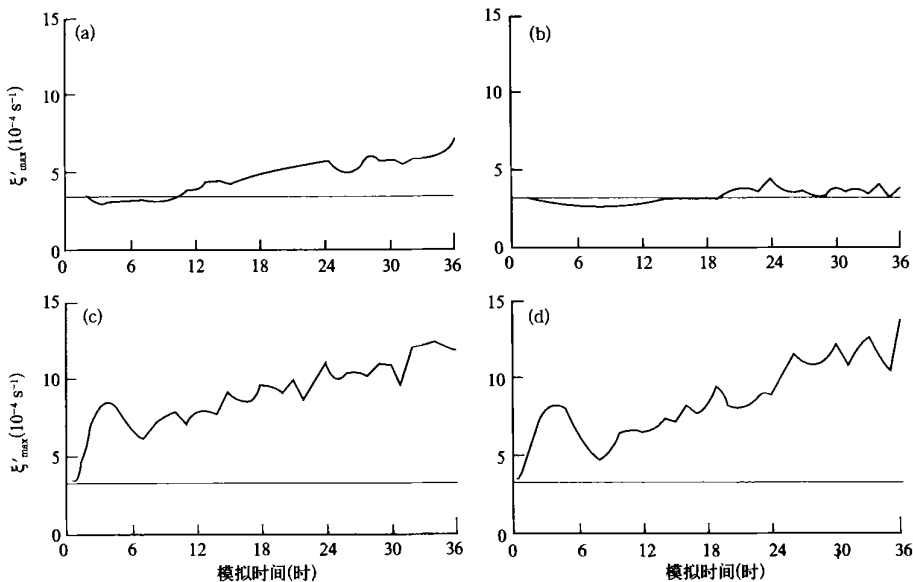


图 4 B 类试验中, 扰动相对涡度极大值 ξ'_{\max} 随时间的变化

(a. 试验 B_1 , b. 试验 B_2 , c. 试验 B_3 , d. 试验 B_4 横坐标为模式小时, 纵坐标为 ξ'_{\max} , 单位: $10^{-4} s^{-1}$)

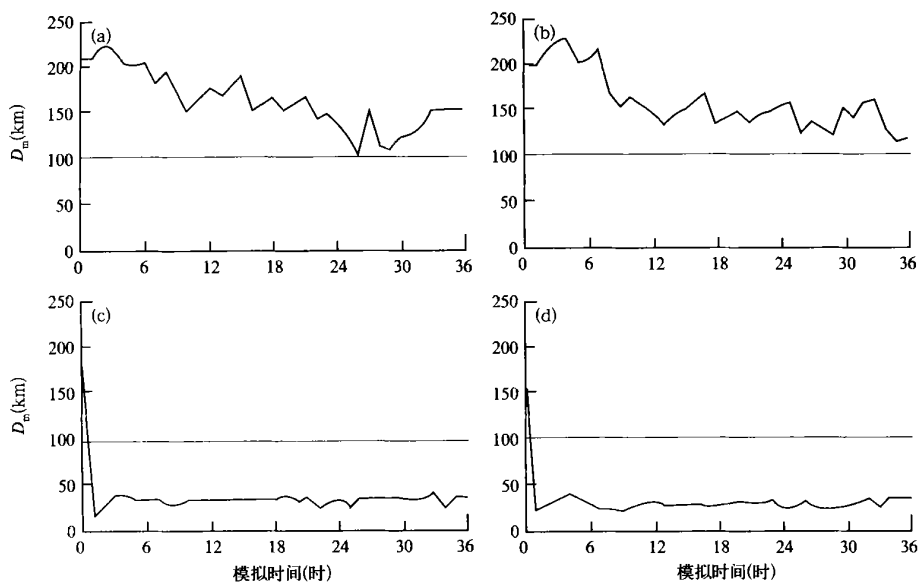


图5 B类试验中, 距离 D_m 值随时间的变化

(a. 试验 B_1 , b. 试验 B_2 , c. 试验 B_3 , d. 试验 B_4 , 横坐标为模式小时, 纵坐标为 D_m , 单位: km)

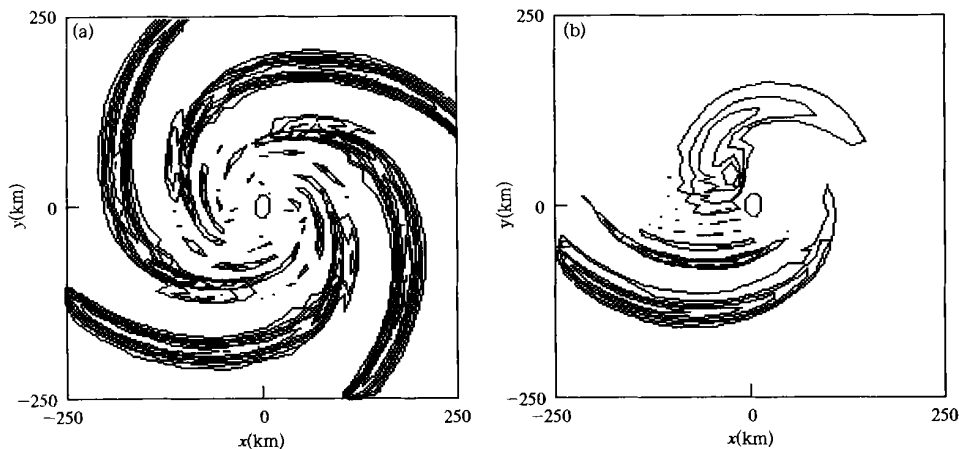


图6 试验 B_1 、 B_3 中, $t = 3$ h 涡度平流通量分布

(a. 试验 B_1 , 对称分布; b. 试验 B_3 , 非对称分布, 等值线间隔 $2.0 \times 10^{-7} \text{ s}^{-2}$)

同样存在着一边旋转一边变形拉伸的过程。 $t = 2$ h 时, 在台风内区出现了两个小范围的正值中心和两个范围稍大的负值中心(图 7e)。但是, 这两个小范围的正值中心不能持续存在(图 7f~ h)。不能造成持续的明显的影响。

试验 B_3 中, 初始场上的一个圆形涡旋(图 1c)也在逆时针旋转的过程中被拉伸, 这一点与试验 B_1 和 B_2 的情况类似。试验 B_3 与 B_1 和 B_2 的根本区别在于: 在台风内区, 始终存在着一个较小尺度的涡旋对(图 7i~ l)。这个涡旋对中的正涡块与图 6b 中的正涡度平流输送中心相对应。正是这个正涡块, 造

成了台风的加强。

试验 B_4 中, 初始场上 3 个圆形涡旋(图 1d)也被拉伸随后在内区同样生成了一个较小尺度的涡旋对。试验 B_3 、 B_4 的差别是内区涡旋对的排列方向不同, 相应正涡块的位置也不同。这是细微结构方面的差别(图 7m~ p)。

在中尺度涡旋与台风涡旋的相互作用中, 内区较小尺度的涡旋对占据着一个重要的地位^[11]。对称分布时, 并不能激发出这个涡旋对; 非对称分布时, 这个涡旋对能够显示出来并且持续存在。这是两种分布条件下, 台风强度具有不同演变特点的可

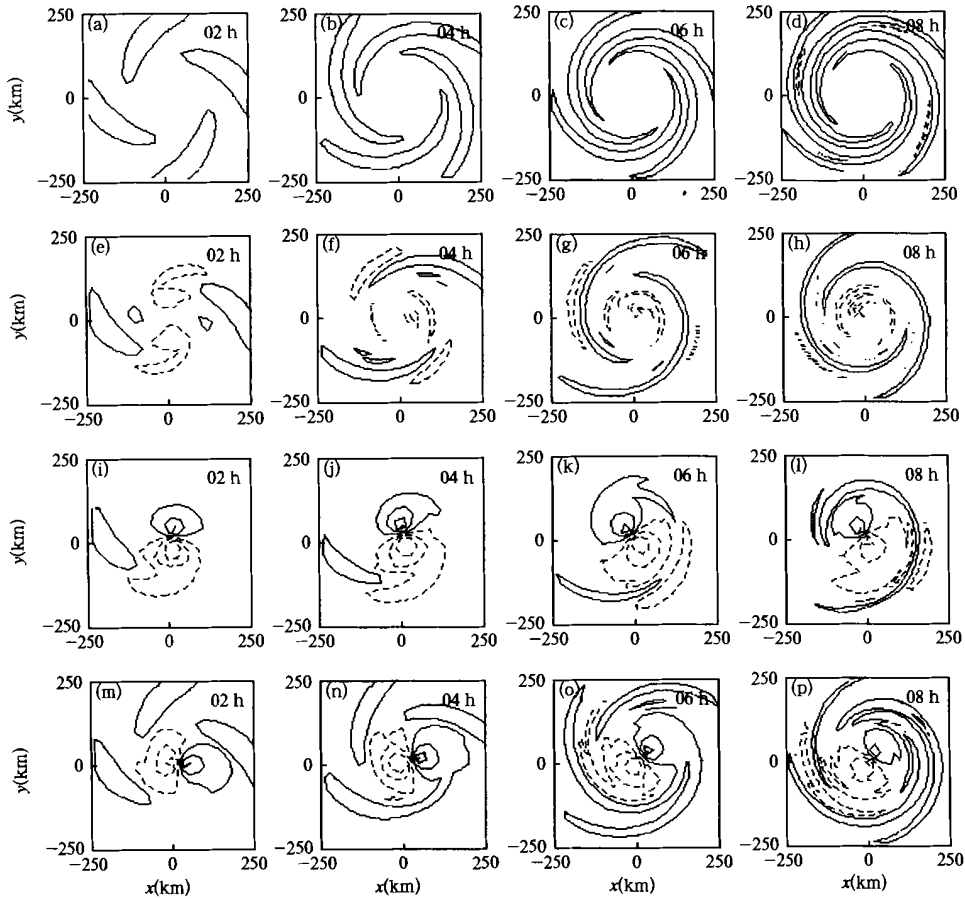


图 7 B 类试验中, 扰动相对涡度场 $\xi(x, y)$ 随时间的变化

(a, b, c, d 试验 B₁; e, f, g, h 试验 B₂; i, j, k, l 试验 B₃; m, n, o, p 试验 B₄。

实线正值, 虚线负值, 等值线间隔 $1.0 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$)

能原因。

5 不同中尺度涡旋尺度、强度和结构的对比

C 类试验中, 初始场上中尺度涡旋的强度相同, 均为 $3.4 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$, 但尺度不同(图 1e~ h)。C 类试验相对涡度极大值 ξ_{\max} 随时间的变化(图 8)可分为两类。一类中尺度涡旋的初始半径 $R_0 \leq 60 \text{ km}$ (试验 C₁, C₂, 图 8a, 8b), ξ_{\max} 始终小于初始值 $\xi_{\max}^{(0)}$ 。一类中尺度涡旋的初始半径 $R_0 \geq 70 \text{ km}$, 试验 C₃~ C₇, 图 8c~ 8g), 经过短暂的下降后, ξ_{\max} 始终大于初始值 $\xi_{\max}^{(0)}$ 。因为试验 B₃ $R_0 = 150 \text{ km}$, 其余参数与 C 类试验相同, 试验 B₃ 的结果也已列出(图 8h)。

试验 B₃ 中 ξ_{\max} 的 0~ 36 h 平均值 $\bar{\xi}_{\max}$ 列于图 9。由图 9 可见: (1) $R_0 \leq 60 \text{ km}$ 时, $\bar{\xi}_{\max} < \xi_{\max}^{(0)}$, 中尺度涡旋与台风涡旋的相互作用并不能使台风加强。(2) $R_0 \geq 70 \text{ km}$ 时, $\bar{\xi}_{\max} > \xi_{\max}^{(0)}$, 可以使台风加

强。(3) $60 \text{ km} \leq R_0 \leq 80 \text{ km}$ 时, $\bar{\xi}_{\max}$ 随 R_0 加大迅速增加; 但 R_0 继续加大, 在 $80 \text{ km} \leq R_0 \leq 150 \text{ km}$ 范围, $\bar{\xi}_{\max}$ 随 R_0 的变化呈振荡形态, 并不继续加大了。这样, $\bar{\xi}_{\max}$ 与 R_0 之间, 存在着非线性联系。

D 类试验中, 初始场上中尺度涡旋 $R_0 = 150 \text{ km}$, 但强度不同。试验 D_i ($i = 1, 2 \dots 5$) 中, 初始强度 F_0 分别为 $(2^0, 2^1, 2^2, 2^3, 2^4) \times \xi'_c$, 这里 $\xi'_c = 0.425 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ 。结果: 试验 D₁ 中 $\bar{\xi}_{\max}$ 始终小于初值 $\xi_{\max}^{(0)}$ (图 10a); 试验 D₂, D₃, D₄, D₅ 中先减少后加大(图 10b~ 10e)。中等强度时(试验 D₃, D₄, 图 10c, 10d), $\bar{\xi}_{\max}$ 增加幅度最大; 这种非线性的联系在 12~ 36 h 时段平均值 $\bar{\xi}_{\max}$ 随 F_0 变化的图上更为清楚(图 11)。

E 类试验中, 中尺度涡旋的初始结构为紧涡旋形态; D 类试验中为松涡旋。试验 E₁, E₂, E₃ 中尺度涡旋的初始强度分别与试验 D₂, D₃, D₄ 相同, 取值分别为 $(2^1, 2^2, 2^3) \times \xi'_c$ 。D, E 类试验的 R_0 值也相

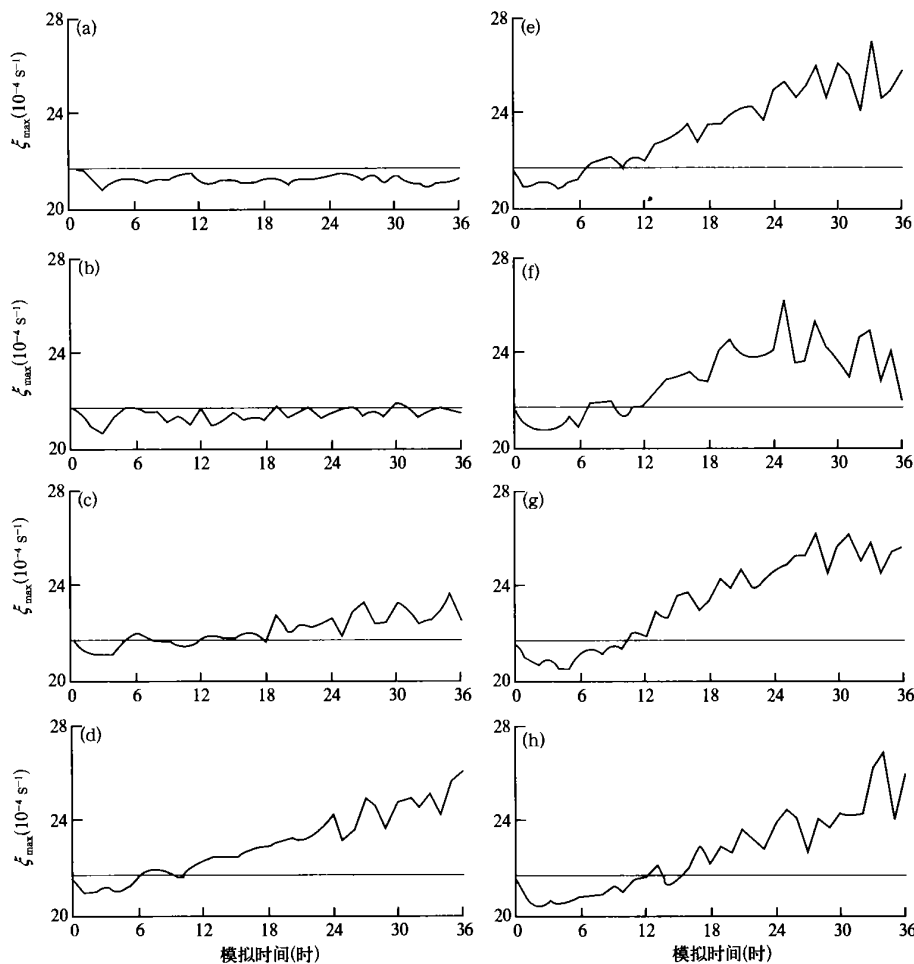


图 8 C 类试验和试验 B₃ 中, 相对涡度极大值 ξ_{\max} 随时间的变化

(a. 试验 C₁, b. 试验 C₂, c. 试验 C₃, d. 试验 C₄, e. 试验 C₅, f. 试验 C₆, g. 试验 C₇, h. 试验 B₃)

图上平行于横坐标的直线代表 $\xi_{\max}^{(0)}$

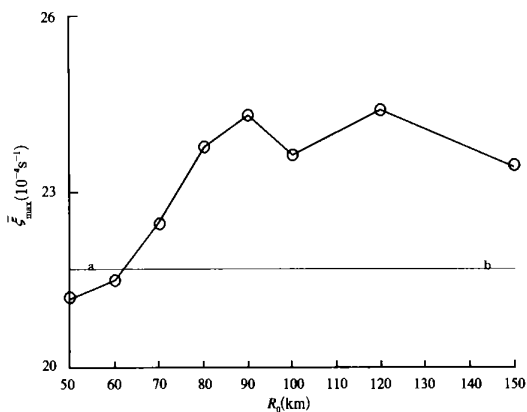


图 9 C 类试验和试验 B₃ 中, 时段平均 ξ_{\max}

随初始半径 R_0 的变化

(直线 a, b 代表 $\xi_{\max}^{(0)}$)

同。对比试验 E₁~ D₂, 试验 E₂~ D₃, 试验 E₃~ D₄, 可以识别初始涡旋松紧结构的影响。

试验 E₁(紧涡旋)中, ξ_{\max} 始终小于 $\xi_{\max}^{(0)}$, 台风并不加强(图 12a); 试验 D₂(松涡旋)中, $t > 5$ h 后, ξ_{\max} 均大于 $\xi_{\max}^{(0)}$, 台风加强了(图 10b)。试验 E₂, E₃, D₃, D₄ 中 ξ_{\max} 均比 $\xi_{\max}^{(0)}$ 加大, 但 E、D 类试验之间也有差别。试验 E₃ 的初始强度是试验 E₂ 的 2 倍, 试验 E₃ 的 ξ_{\max} 值比试验 E₂ 显著加大(紧涡旋, 图 12b, 12c); 试验 D₄ 的初始强度也是试验 D₃ 的 2 倍, 但 ξ_{\max} 值均无显著加大的现象(松涡旋, 图 10c, 10d)。

6 结论和讨论

20 世纪 90 年代中期, 台风非对称结构的问题

受到广泛关注。正确给出台风环流非对称的初始场,被认为是提高台风预测准确程度的一条重要途径。这方面已取得显著进展。这里的非对称结构指的是,在台风环流的不同方位等值线疏密程度不等的非轴对称结构。形成这类非对称结构的因子是 β 效应和非线性平流^[1]。

20 世纪 90 年代后期以来,另一类台风环流的

非对称结构开始受到重视。在台风环流区域,有时会出现中尺度涡旋系统等,这些系统的存在使台风环流的轴对称性中断。已经积累的观测事实表明,这类非对称结构对台风路径特别是强度变化可能产生实质性影响。但是,在何种场合将会产生何种影响,是加强台风还是减弱台风,这个问题并不清楚^[6]。

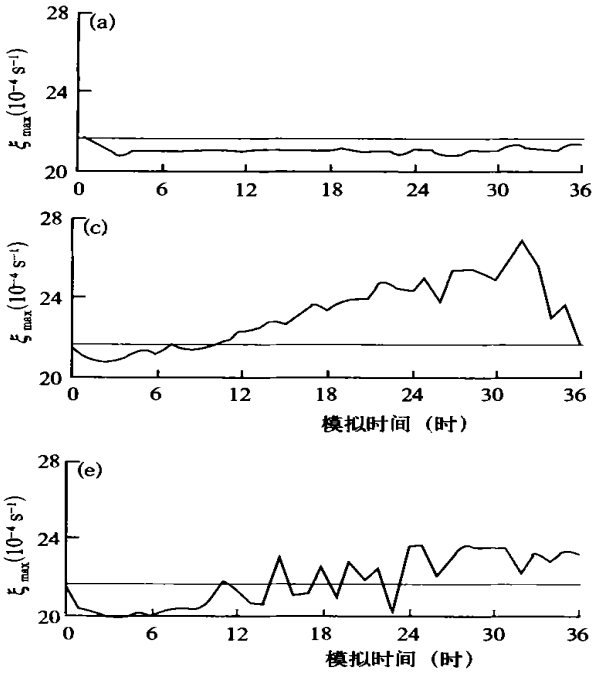


图 10 D 类试验中,相对涡度极大值随时间的变化

(a. 试验 D₁, b. 试验 D₂, c. 试验 D₃, d. 试验 D₄, e. 试验 D₅,其余说明同图 8)

两个方面去识别: 第一是台风基流,若基流径向切变是够大,中尺度涡旋与台风的作用可以使台风强度增加(见图 3b)。第二是中尺度涡旋本身的条件,包括分布、尺度、强度和结构方面的条件。如对称分布时,台风强度变化不大(试验 B₁,图 4a);非对称分布时台风显著增强(试验 B₃,图 4c)。这个差别与进入台风内核区涡度平流通量的多少有关。这些结果可供预测实际参考。

我们相信,随着对这类新的非对称结构关注程度的提高和研究工作的进展,对台风强度变化的预测能力将会逐步改善。

涡旋 Rossby 波动力学^[12]与中尺度涡量传播关系密切,本文分析时与之结合不够。本文是在正压模式框架内得到的结果。大气斜压性对台风结构等有重要影响^[13~18],环境流的作用也未涉及,这些需要继续研究。

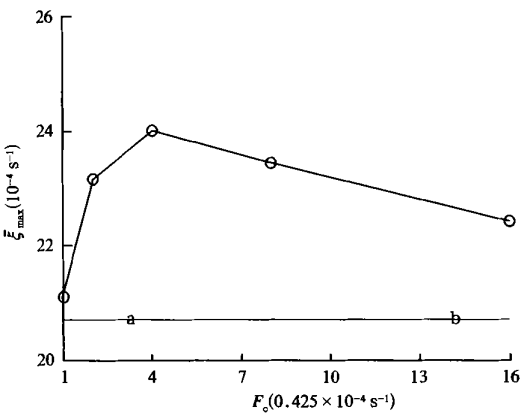


图 11 D 类试验中,(12~ 36 h)时段平均相对涡度极大值 ξ_{max} 与中尺度涡旋初始强度的关系

(单位: $10^{-4} s^{-1}$, 直线 a、b 代表 $\xi_{max}^{(0)}$)

本文对这个问题进行了数值研究。认为应该从

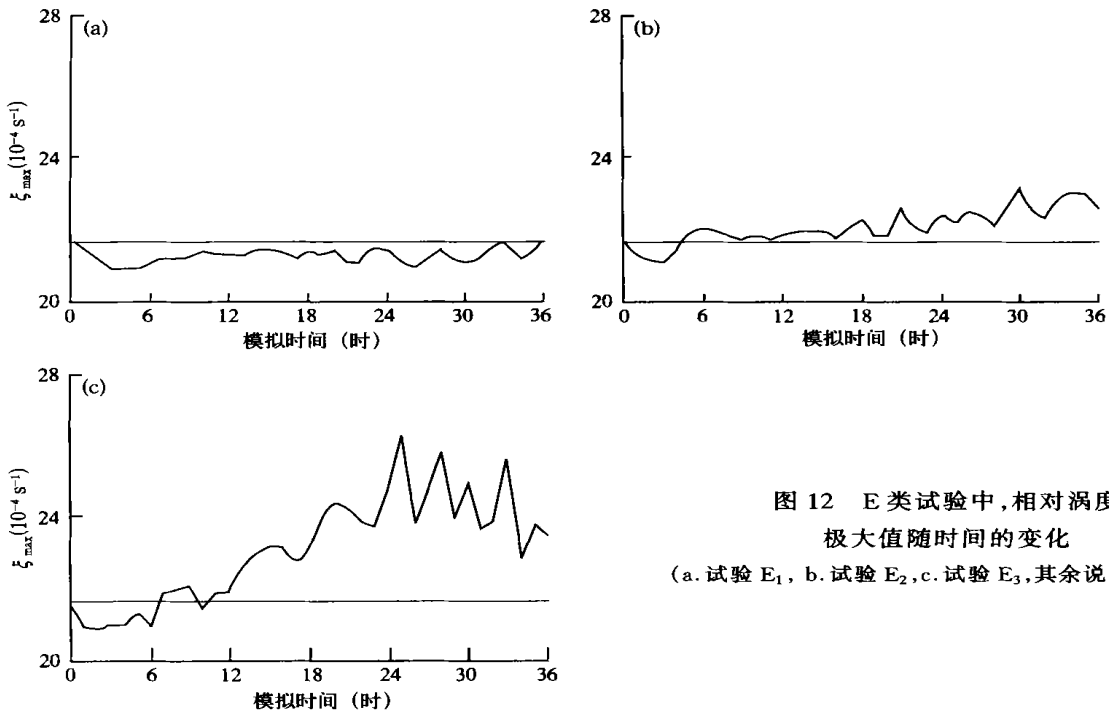


图 12 E 类试验中, 相对涡度极大值随时间的变化
(a. 试验 E₁, b. 试验 E₂, c. 试验 E₃, 其余说明同图 10)

参考文献

- 1 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研究. 气象学报, 1996, 54: 409~ 416
- 2 罗哲贤. 热带气旋逆时针打转异常路径的可能原因. 中国科学 B 辑, 1991, 7: 769~ 775
- 3 Hasler A F, Black P G, Karyampudi V M, et al. Synthesis of eyewall meso-vortex and supercell convective structures in Hurricane Luis with GOES-819 stereo, Concurrent 1-min GOES-g and NOAA airborne radar observations. preprints, 22d conf. on Hurricanes and Tropical Meteorology, Ft. Collins, Co, Amer Meteor Soc, 1996, 201~ 202
- 4 姚祖庆, 丁金才, 唐新章. 9414(Doug) 和 9417(Fred) 热带气旋强度突变和维持的研究. 见: 陈联寿主编. 全国热带气旋科学讨论会论文集, 2001. 北京: 气象出版社, 174~ 179
- 5 May P T, Holland G J. the role of potential vorticity generation in tropical cyclone rainbands. J Atmos Sci., 1999, 56: 1224~ 1228
- 6 M^lller J D, Montgomery M T. Vortex Rossby waves and hurricane intensification in a barotropical model, J Atmos Sci., 1999, 56: 1674~ 1687
- 7 Chan J C L, Williams R T. Analytical and numerical Studies of the beta effect in tropical cyclone motion. part I: zero mean flow. J Atmos Sci, 1987, 44: 1257~ 1265
- 8 Montgomery M T, Kallenbach R J. A theory for vortex Rossby waves and its application to spiral bands and intensity changes in hurricanes. Quart J Roy Meteor Soc. 1997, 123: 435~ 465
- 9 Ohnishi H. Effect of the vortex structure on nonlinear beta drift. WM O/TD. 1991. 872: 43~ 51
- 10 罗哲贤. 大尺度涡旋的正压不稳定. 气象学报, 1995, 53(3): 281~ 287
- 11 罗哲贤. 台风环流区域内中尺度涡量传播特征的研究. 气象学报, 2003, 61(4). 待发表
- 12 余志豪. 台风螺旋雨带——涡旋 Rossby 波. 气象学报, 2000, 60(4): 502~ 507
- 13 田永祥. 斜压涡旋中的通风气流与热带气旋移动的关系. 气象学报, 1996, 54(1): 83~ 94
- 14 余晖. 斜压大气中环流非对称结构与台风移速关系的数值研究. 气象学报, 1999, 57(6): 694~ 704
- 15 徐祥德, 陈联寿. TCM-90 现场科学试验台风 FLO^β 陀螺” 通风流非对称动力结构特征. 气象学报, 1996, 54(5): 536~ 543
- 16 王鹏云, 刘春涛, 1996 年第 8 号台风中尺度结构的数值研究. 气象学报, 1998, 56(3): 296~ 311
- 17 赵强, 刘式适. 基本流场切变对赤道 Rossby 波的影响. 气象学报, 2001, 59(1): 23~ 30
- 18 于玉斌, 姚秀萍. 北上台风暴雨过程涡散场的能量收支和转换特征. 气象学报, 1999, 57(4): 439~ 449

A NUMERICAL STUDY ON THE CHANGE OF TYPHOON INTENSITY AND ITS POSSIBLE FACTORS WITHOUT FORCING AND DISSIPATION

Luo Zhexian

(*Nanjing Institute of Meteorology, Nanjing 210044*)

Abstract

By using an f -plane barotropic quasigeostrophic model with the grid space being 5 km, twenty one experiments whose integration times are 36 h are performed in order to investigate the interactions between a typhoon vortex with the radius of maximum tangential wind equal to 100 km and adjacent mesoscale vortices which are located in the outer region initially. The distance between two centers of typhoon and mesoscale vortex is 200 km. Results show that whether the interaction can result in the typhoon intensification depends on two kinds of factors, one of them is the condition of the typhoon circulation, which contains the velocity maximum and the shearing of circular basic current, the other is the self condition of the mesoscale vortices, which contains the distribution, horizontal scale, intensity, and structure of the vortices.

The favorable circumstances for the vorticity propagation from the outer region to the inner core and the intensification of the typhoon vortex are as follows: (1) The coexistence of both strong basic current, and strong shearing of typhoon circulation. In this condition, the vorticity propagation of the mesoscale vortex located initially in the northwestern quadrant to the inner core is very obvious, but in the case of strong current and weak shearing it falls into decay. (2) The asymmetric distribution of mesoscale vortex in the typhoon circulation. In this circumstance, the vorticity propagation can approach to the typhoon center, but when four same mesoscale vortices are located initially in the four quadrants respectively, exhibiting a symmetric pattern, it only can get into the places where the distance from the typhoon center is 100 km approximately. (3) Appropriate space scale and intensity of the mesoscale vortices. If the initial radius is larger than a critical scale, and the initial intensity is stronger than a critical value, the vorticity propagation may be remarkable. Some nonlinear relations between the typhoon intensity and the horizontal scale or the intensity of the initial mesoscale vortices can be exhibited.

Key words: Typhoon, Mesoscale vortices, Intensity change, Nonlinear relation.