

三类物理过程对台风强度影响的研究^{*}

任 健 马镜娴

(南京气象学院, 南京, 210044)

陈联寿

(中国气象科学研究院, 北京, 100081)

罗哲贤

(南京气象学院, 南京, 210044)

摘 要

文中设计了一个极坐标系的准地转正压模式, 一个直角坐标系定常台风环流条件下的准地转正压模式和一个直角坐标系非定常台风环流的准地转正压模式, 其径向或水平格距均为 2 km, 以研究三类物理过程对台风强度的影响, 即沿方位角方向的线性平流, 沿径向的线性平流以及非线性平流对中尺度涡旋涡量内传和台风强度变化的影响。结果指出: 沿方位角方向的线性平流可导致螺旋状涡带的形成; 沿径向的线性平流在一定的参数集合可使涡量内传, 台风略有增强; 定常台风环流条件下扰动涡量的非线性平流可使内传涡量明显增加, 台风明显增强; 非定常台风环流条件下非线性平流的作用具有两重性, 一方面可使内传涡量增多, 有利于台风的增强, 另一方面, 在涡量内传过程中, 原先呈同心圆轴对称的台风基流结构受到破坏, 形成复杂流型, 这又使台风趋于减弱。最后讨论了这些结果在台风强度预测方面的可能应用。

关键词: 台风, 强度变化, 涡量, 传播, 非线性。

1 引 言

在平面涡平流动力学的框架内, 分析中尺度扰动与台风涡旋相互作用时, 一般引进三类物理过程, 即沿方位角 θ 方向的线性平流, 沿径向的线性平流以及扰动速度对扰动涡量的非线性平流^[1]。这类非线性平流仅在台风环流区域的某个局域, 即中尺度涡旋所在部位存在。有的工作^[2]仅包含上述两类线性项, 不存在非线性平流。在这些研究中, 均采用了定常台风圆形基流的假设。由于定常圆形基流相对涡度沿径向的梯度起着类似柯氏参数随纬度变化的作用, 这就可能引起涡旋 Rossby 波 (VRW) 的传播^[3]。若这种传播将中尺度的涡量向台风内核区输送, 输入的扰动涡量叠加在定常台风基流的涡量场之上, 则可能造成台风强度的变化。在此场合, 由于台风基流的定常假设, 不存在中尺度涡旋对台风基流的直接作用。近年来, 有的研究^[4]在引进非线性平流的同时, 放弃了台风环流的定常假设。这里的非线性过程与上述局域存在的非线性

过程不同, 它是发生在整个台风环流区域内的中尺度涡旋和台风涡旋的相互演变过程。因此, 可归纳为如下的物理过程, 即沿 θ 方向的线性平流, 沿径向的线性平流以及非线性平流; 后者又可分为局域非线性平流及非局域非线性平流。

台风涡旋的平流动力学已取得若干进展。如 VRW 的三维传播^[5,6], 多涡涡量传播^[7], 地形对 VRW 的影响^[8]等。但上述几类物理过程对涡量传播及台风强度变化起什么作用, 这个问题要彻底弄清尚待时日。文中得到了一些新结果, 并讨论了这些结果在台风强度预测方面的可能应用。

2 模式和试验概述

2.1 极坐标中 f 平面准地转正压涡度方程

设定常台风环流用兰金涡^[9]描述:

$$v^{\theta}(r) = \begin{cases} r V_m / R_m & 0 \leq r \leq R_m \\ R_m V_m / r & R_m < r < r_0 \end{cases} \quad (1)$$

式中, V_m 为台风涡旋的最大切向风速, R_m 为最大风速半径, r_0 为兰金涡的半径。

^{*} 初稿时间: 2002 年 12 月 5 日; 修改稿时间: 2003 年 2 月 10 日。
资助课题: 国家自然科学基金项目 (40333028) 和国家科学技术部专项项目 (2001DIA20026)。

从 $v_0(r)$ 求出平均涡量

$$\xi(r) = \frac{d\bar{v}_0}{dr} + \frac{1}{r}\bar{v}_0 \quad (2)$$

由式(2)可知, 在 $r = R_m$ 处, $\xi(r)$ 的分布不连续。在台风环流外区($r > R_m$), ξ 处处为零, $d\xi/dr$ 也处处为零。

引进线性假定, 在 $R_m \leq r \leq r_o$ 区域, 扰动相对涡度 ξ 受以下方程约束:

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} + \frac{1}{r}\bar{v}_0 \frac{\partial \xi}{\partial \theta} = 0 \quad (3)$$

这时, 若初始时刻在($R_m \leq r \leq r_o$) 区域放置一个中尺度涡旋, 则该涡旋的涡量分布 $\xi(r, \theta)$ 会随时间改变。决定 $\xi(r, \theta)$ 时间演变的唯一的物理过程是沿 θ 方向的线性平流。

设初始时刻中尺度涡旋呈同心圆分布:

$$\xi(r_p) = \begin{cases} \xi_p^{(0)} \times [1 - 0.5(r_p/r_{pm})] \times \\ \exp[1 - (r_p/r_{pm})] & r_p \leq r_p^* \\ 0 & r_p > r_p^* \end{cases} \quad (4)$$

这里, r_p 为极坐标系格点(i, j) 与格点(i_0, j_0) 之间的距离, (i_0, j_0) 为中尺度涡旋中心的初始坐标。 $\xi_p^{(0)}$ 为初始强度, r_{pm} 为中尺度涡旋的最大风速半径, r_p^* 为中尺度涡旋的初始半径。

在 $r = R_m$, $r = r_o$ 处, 令 $\frac{\partial \xi}{\partial t} = 0$ 。计算区域是一个内边界为 $r = R_m$, 外边界为 $r = r_o$ 的圆环区域。 i 为沿 r 方向格点号, 自内向外依次增大($i = 1, 2 \dots 211$); j 为沿 θ 方向格点号, 沿逆时针方向依次增大($j = 1, 2 \dots 181$)。 $\Delta r = 2$ km, $\Delta \theta = 5^\circ$, 时步为 5 s。参数: $V_m = 30.6$ m/s, $R_m = 80$ km, $r_o = 500$ km, $\xi_p^{(0)} = 2.0 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$, $r_{pm} = 25$ km, $r_p^* = 75$ km。初始时刻中尺度涡旋中心位于台风中心西北方 160 km 处。

2.2 定常台风环流条件下直角坐标 f 平面准地转正压涡度方程

定常台风基流下, f 平面扰动流函数 $\phi(x, y, t)$ 满足以下方程:

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = \nabla^2 F(\phi, \xi, \bar{u}, \bar{v}, \xi) \quad (5)$$

式中, $F(\phi, \xi, \bar{u}, \bar{v}, \xi)$

$$= -(\bar{u} \frac{\partial \xi}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \xi}{\partial y}) + (-\frac{\partial \phi}{\partial x} \frac{\partial \xi}{\partial y} + \frac{\partial \phi}{\partial y} \frac{\partial \xi}{\partial x}) - J(\phi, \xi)$$

这里, 右端第 1 项相应于沿 θ 向的线性平流, 第 2 项

相应于沿径向的线性平流, 第 3 项为扰动量局域非线性平流。

式(5)中定常台风基流用 Ohnishi 模型^[10] 描述:

$$\phi(r) = \begin{cases} \phi_o \times [1 - (r/r_o^*)^2]^n & r < r_o^* \\ 0 & r > r_o^* \end{cases} \quad (6)$$

初始时刻, 扰动涡量 ξ 呈同心圆分布:

$$\xi(r_d) = \begin{cases} \xi_d^{(0)} \times [1 - 0.5(r_d/r_{dm})] \times \\ \exp[1 - (r_d/r_{dm})] & r_d \leq r_d^* \\ 0 & r_d > r_d^* \end{cases} \quad (7)$$

式(6)和(7)中, ϕ_o 为定常台风基流的强度, r_o^* 为台风半径, $r = \sqrt{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2}$, $r_d = \sqrt{(x-x_{d0})^2 + (y-y_{d0})^2}$, (x_0, y_0) , (x_{d0}, y_{d0}) 分别为台风涡旋和中尺度涡旋中心的坐标。 n 为正整数, 描述台风结构的疏密。 $\xi_d^{(0)}$, r_{dm} 和 r_d^* 分别为中尺度涡旋的初始强度、最大风速半径和初始半径。

在计算区域的南北边界, 令 $\partial \phi / \partial t = 0$; 在东西边界, 为周期边界条件。

计算区域为 $800 \text{ km} \times 800 \text{ km}$ 的正方形。 i 为沿东西方向格点号, 自西向东依次增大($i = 1, 2 \dots 401$); j 为沿南北方向格点号, 自南向北依次增大($j = 1, 2 \dots 401$)。格距 $d = 2$ km, 时步为 5 s。参数: $\phi_o = -8.4 \times 10^6 \text{ m}^2/\text{s}$, $r_o^* = 500$ km, $n = 5$, $\xi_d^{(0)} = 2.0 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$, $r_{dm} = 25$ km, $r_d^* = 75$ km。

2.3 非定常台风环流条件下直角坐标 f 平面准地转正压涡度方程

$$\text{令 } \phi_\Sigma(x, y, t) = \phi(x, y, t) + \phi(x, y, t) \quad (8)$$

式中 $\phi(x, y, t)$, $\phi(x, y, t)$ 分别为台风环流和中尺度涡旋的流函数。 $\phi_\Sigma(x, y, t)$ 满足以下方程:

$$\frac{\partial \phi_\Sigma}{\partial t} = \nabla^2 F(\phi_\Sigma, \xi_\Sigma) \quad (9)$$

式中 $F(\phi_\Sigma, \xi_\Sigma) = -J(\phi_\Sigma, \xi_\Sigma)$ 。

若 $\phi(x, y, t)$ 取定常同心圆基流的假设, 则式(9)化为式(5)。

初始时刻, $\phi(x, y, 0)$ 由式(6)给定。 $\phi(x, y, 0)$ 由 $\xi(x, y, 0)$ 迭代求出, $\xi(x, y, 0)$ 由式(7)给定。边界条件、计算区域、参数均与定常台风环流条件的模式相同。

2.4 试验设计

在平面涡平流动力学的框架内, 所用的模式通常均包含多种物理过程。计算结果反映了这些物理过程的共同作用, 对其中某个单独过程的作用很难

识别。文中试验设计的思路是由简到繁,逐步添加物理过程。在此基础上,对计算结果依次分析,从而加深对各个物理过程的理解,进一步认识它们在台风强度变化中的作用。

试验 A 用式(3)、(4)计算,仅包含沿 θ 向的线性平流。

B、C 类试验用式(5)~(7)计算。其中式(6)给出了定常台风环流分布,其水平廓线如图 1 所示。图 1b 中, $\Delta\xi(i) = \xi(i+1) - \xi(i)$ 。

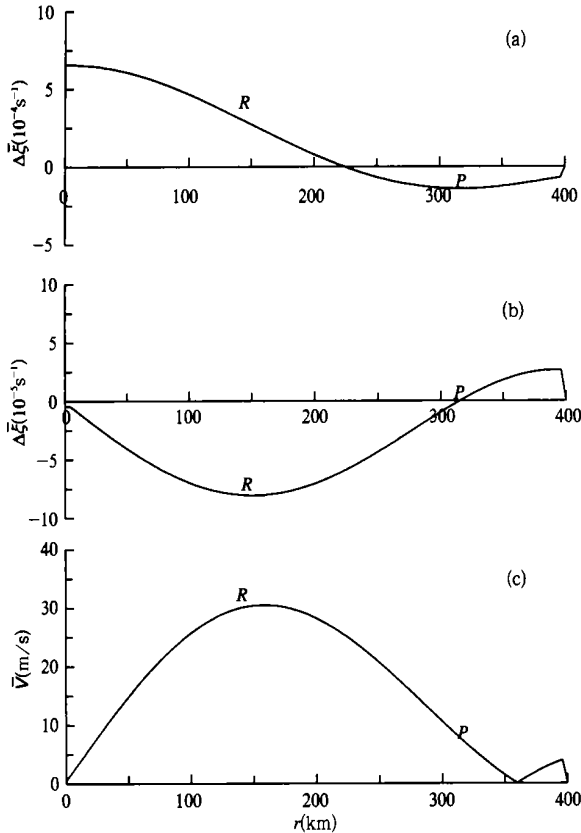


图 1 B、C、D 类试验定常台风环流的水平廓线

众所周知,沿 θ 向的线性平流与切向风速 $V(r)$ 成正比;沿径向的线性平流与台风相对涡度的径向梯度 $d\xi/dr$ 成正比。在台风环流的不同部位, V , $d\xi/dr$ 的取值不同。由图 1 可见, $|d\xi/dr|$ 的极小值在 $r = 320$ km 附近(图 1a, b 字母 P 处); $|d\xi/dr|$ 的极大值在 $r = 160$ km(图 1a, b 字母 R 处)。因此,若初始时刻中尺度涡旋中心位于点 P(R),则径向线性平流作用弱(强)。同时,点 P(R) 处切向风速小(大),沿 θ 向的线性平流也较弱(强)。

B 类试验中,初始时刻中尺度涡旋中心位于点 P,系弱径向线性平流的试验。试验 B₁ 中,式(5)局

域非线性项为 0。试验 B₂ 中,式(5)局域非线性项不为 0。试验 B₃ 中,式(9)用于计算,这是一个包含非局域非线性平流的试验。

C 类试验中,初始时刻中尺度涡旋中心位于点 R,系强径向线性平流的试验。试验 C₁ 中,式(5)的局域非线性项为 0。试验 C₂ 中,式(5)的局域非线性项不为 0。试验 C₃ 中,用式(9)计算。这也是一个包含非局域非线性平流的试验。

此外,还实施了试验 D。试验 D 初始时刻不存在中尺度涡旋,作为对比。

所有试验均积分 21 h。

3 主要结果

3.1 沿方位角方向的线性平流导致螺旋状涡带的形成

试验 A 中,仅含沿 θ 向线性平流项。此项与 \bar{v}_θ 和 $\partial\xi/r\partial\theta$ 有关。

关于 \bar{v}_θ , 初始时刻在中尺度涡旋中心($r_0 = 160$ km, $\theta_0 = 135^\circ$), 内侧点($r_1 = 135$ km, $\theta_0 = 135^\circ$), 外侧点($r_2 = 185$ km, $\theta_0 = 135^\circ$), \bar{v}_θ 分别为 15.3, 18.5 和 13.2 m/s, 即在中尺度涡旋的不同部位, \bar{v}_θ 取值不同。

关于 $\partial\xi/r\partial\theta$, 沿初始时刻中尺度涡旋中心、内测点、外侧点在中尺度涡旋的范围内,各作一条圆弧 A_0, A_1, A_2 。经计算, $\Delta\xi/r\Delta\theta$ 沿圆弧 A_0 上的取值最大,沿圆弧 A_2 上的取值最小。两者相差 1 个量级。

在中尺度涡旋不同部位 \bar{v}_θ 和 $\partial\xi/r\partial\theta$ 的上述差别,会使中尺度涡旋不同部位的涡量以不同的速度沿 θ 方向传播。在涡旋中心沿逆时针方向传播快,在涡旋边缘部位沿逆时针方向传播慢。这样就造成了中尺度涡旋一边沿 θ 方向拉伸,一边变形。与此同时,由于中尺度涡旋本身涡量守恒的约束,沿 θ 方向的拉伸必定伴随着沿径向的压缩,从而导致螺旋状涡带的形成(图 2)。

试验 A 中,每小时输出一次扰动相对涡度场 $\xi(r, \theta)$ 。求出 $\xi(r, \theta)$ 的极大值 ξ_{\max} 以及极大值坐标位置与兰金涡中心之间的距离,记为 D_m 。 D_m 随时间演变曲线(图 3)表明: ξ_{\max} 所在位置始终保持在初值附近,这意味着中尺度涡旋的涡量仍集中在 $r = 160$ km 附近的区域,没有明显的涡量内传现象。

3.2 弱径向线性平流条件下涡量内传的特征

B 类试验中,初始时刻中尺度涡旋位于 $|d\xi/dr|$ 取值较小的区域(见图 1b 点 P 附近),受到弱径向

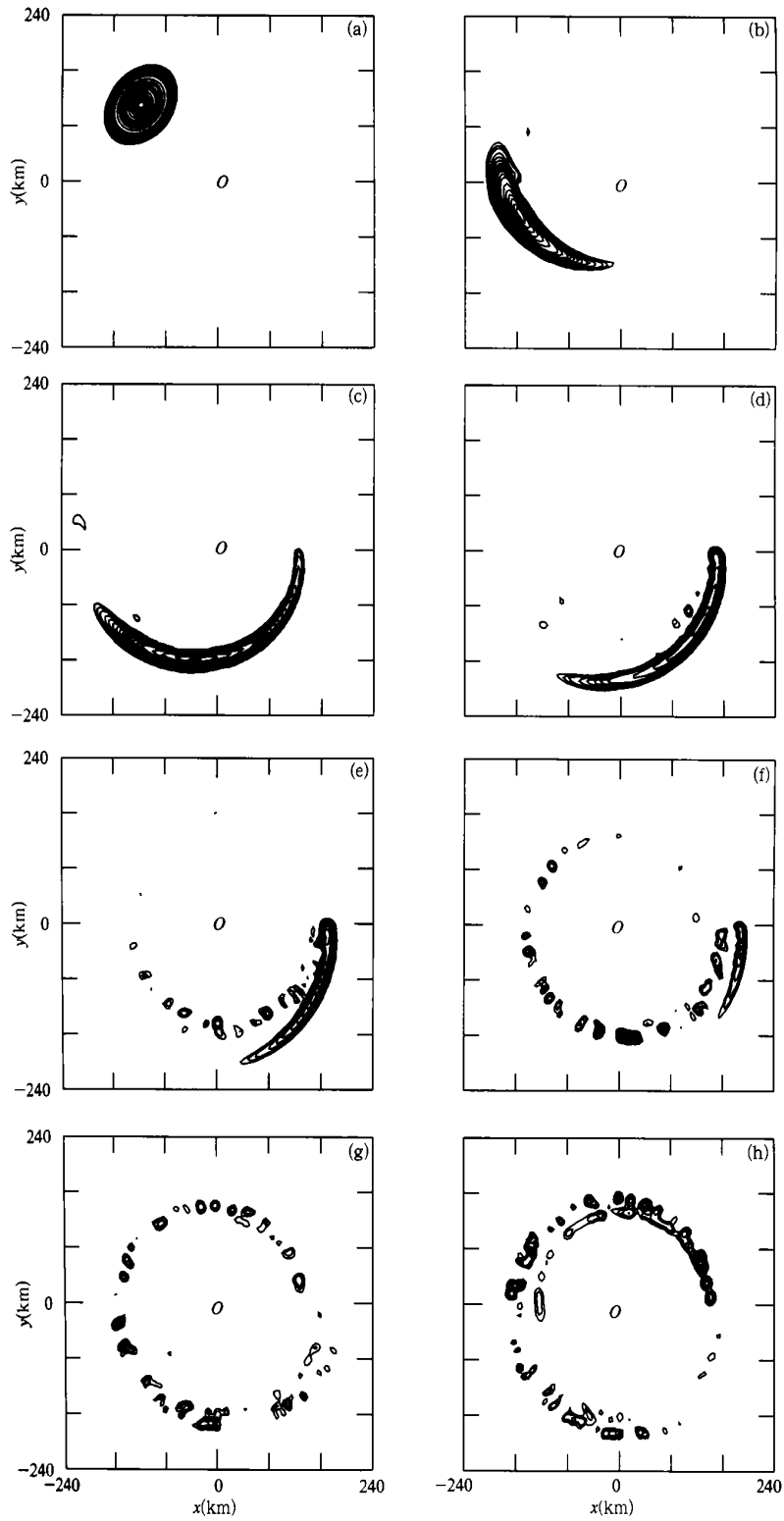


图 2 试验 A 扰动相对涡度场随时间的变化

(a. $t = 0$, b. $t = 3$ h, c. $t = 6$ h, d. $t = 9$ h, e. $t = 12$ h, f. $t = 15$ h, g. $t = 18$ h,
 h. $t = 21$ h, 点 O 代表兰金涡的中心, 等值线间隔 $1.0 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$)

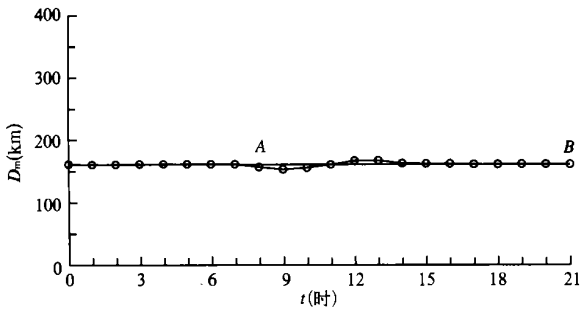


图3 试验A距离 D_m 随时间的变化
(直线AB代表中尺度涡旋中心初始径向位置)

线性平流的作用。

试验 B_1 包含沿 θ 方向的线性平流和弱径向线性平流两类过程。与只有沿 θ 方向平流(试验A)的情况相比,最主要的差别是:径向平流导致了涡量向台风内区传播。尽管中尺度涡量的极大值仍然停留在初始时刻的 $r = 320$ km 附近,但是, $t = 9$ h 以后,内传的涡量已经抵达台风内核区(对比图2,4)。

试验 B_2 包含沿 θ 方向线性平流、弱径向线性平流和扰动涡量的局域非线性平流。与试验 B_1 的结果相比,局域非线性平流引进后,有两点不同:(1)中尺度涡量的极大值不再维持在 $r = 320$ km 的初始位置,而是向内传播(见图5c,d)。(2)内传的中尺度涡量更接近于台风中心,强度也有加强(对比图4e,f与图5e,f)。

试验 B_1, B_2 中,均采用了定常台风环流的假设,台风同心圆结构的对称流型始终维持。试验 B_3 中,放弃了这个假设,存在着中尺度涡旋和台风涡旋的相互作用。结果表明:在 $t \leq 9$ h 时段,在中尺度涡量内传的过程中,台风环流逐步变形(图6a~d)。 $t = 9$ h,尽管中尺度涡量的主体已抵达离台风中心约150 km处,但台风中心强度并未受到涡量内传的影响(图6d)。 $t > 9$ h 时段,台风强度的变化受到两个因素的影响:一是中尺度涡量已经传播到台风中心附近,这有利于台风加强;二是台风环流的同心圆对称结构已经破坏(对比图6a~c与图6f~h),这意味着台风趋于减弱。也就是说,由于中尺度涡旋与台风涡旋的非线性相互作用,中尺度涡量在内传进入内区的同时,又破坏了台风原有的轴对称结构。对台风强度变化而言,两者所起的作用正好相反。在此场合,台风是否能因中尺度涡量内传而加强,需要分析这两种因素的共同作用。这与局域非线性平流的情况不同。

在试验 B_1, B_2 中,每小时输出一次扰动相对涡度场 $\xi(x, y)$,然后与台风环流的定常相对涡度场相加,得到 $\xi_{\Sigma}(x, y)$ 。再求出 $\xi_{\Sigma}(x, y)$ 的极大值以及极大值坐标与台风初始中心点 O 的距离 D_m 。试验 B_3 中,每小时输出1次相对涡度场 $\xi_{\Sigma}(x, y)$,类似地求出距离值 D_m 。显然,在线性条件下, $\xi_{\Sigma}(x, y)$ 的极大值维持在初始位置 $r = 320$ km 附近(试验 B_1 ,图7a)。非线性条件下,极大值均已内传进入台风内区(试验 B_2, B_3 ,图7b~c)。

3.3 强径向线性平流条件下涡量内传的特征

C类试验中,初始时刻中尺度涡旋位于 $|d\xi/dr|$ 取值较大的区域(见图1b点R附近),受到强径向线性平流的作用。

试验 C_1 包含沿 θ 方向的线性平流和强径向线性平流。与试验 B_1 相比,中尺度涡旋所在区域切向风速也明显加大(对比图1b~c中点P与R处)。试验 C_1 与试验 B_1 的差别如下:(1)中尺度涡量沿 θ 方向传播速度不同,试验 C_1 中快,试验 B_1 中慢(对比图8d与图4d);(2)内传涡量的多少不同,试验 C_1 多,试验 B_1 少(对比图8b~f与图4b~f)。但是,中尺度涡量的极大值仍然没有深入到台风中心点 O 附近。

试验 C_2 包含沿 θ 方向线性平流、强径向线性平流和扰动涡量的局域非线性平流。试验 C_2 与试验 B_2 的差别是:试验 B_2 中,尽管中尺度涡旋的涡量能够深入到台风中心点 O 附近(图5c~h),但是,中尺度涡旋的主体在12 h以后就不清楚了(图5f~h)。在试验 C_2 中,虽然中尺度涡旋的部分涡量在传播过程中向空间散布,但是,直至15 h,中尺度涡旋的主体仍可清楚识别。中尺度涡旋主体逐渐向台风中心逼近(图9a~h),这是试验 C_2 涡量内传的主要方式。

试验 C_3 中,尽管放弃了定常台风环流的假设,但是,中尺度涡旋本身逐渐逼近台风中心的现象依然存在(图10a~h),这一点与试验 C_2 十分相似。

在弱径向线性平流条件下,取 t 为6~9 h,台风涡旋中心一直维持在初始位置(试验 B_3 ,图6c~d)。在强径向线性平流条件下,从 $t = 6$ h起,台风涡旋中心已经被中尺度涡旋挤出初始位置(试验 C_3 ,图10c); $t = 9$ h以后,同心圆轴对称分布的台风结构几乎被完全破坏(图10d~h)。因此,强径向线性平流条件下,中尺度涡旋与台风涡旋相互演变的现象更为清楚。

线性条件下, D_m 维持在初始位置附近(试验

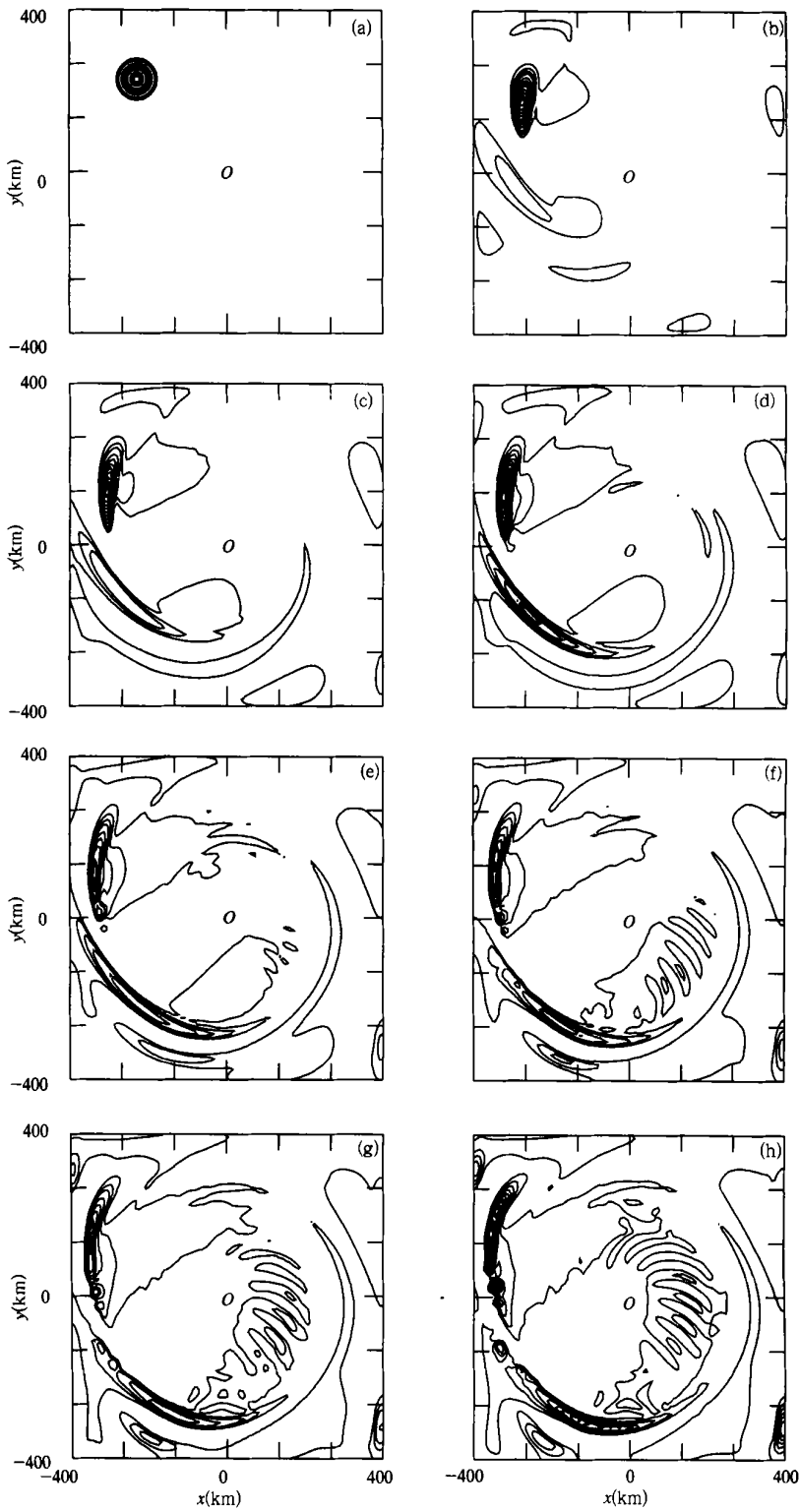


图4 试验 B₁ 扰动相对涡度场 $\xi(x, y)$ 随时间的变化

(a. $t = 0$, b. $t = 3$ h, c. $t = 6$ h, d. $t = 9$ h, e. $t = 12$ h, f. $t = 15$ h, g. $t = 18$ h, h. $t = 21$ h, 等值线间隔 $1.0 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$)

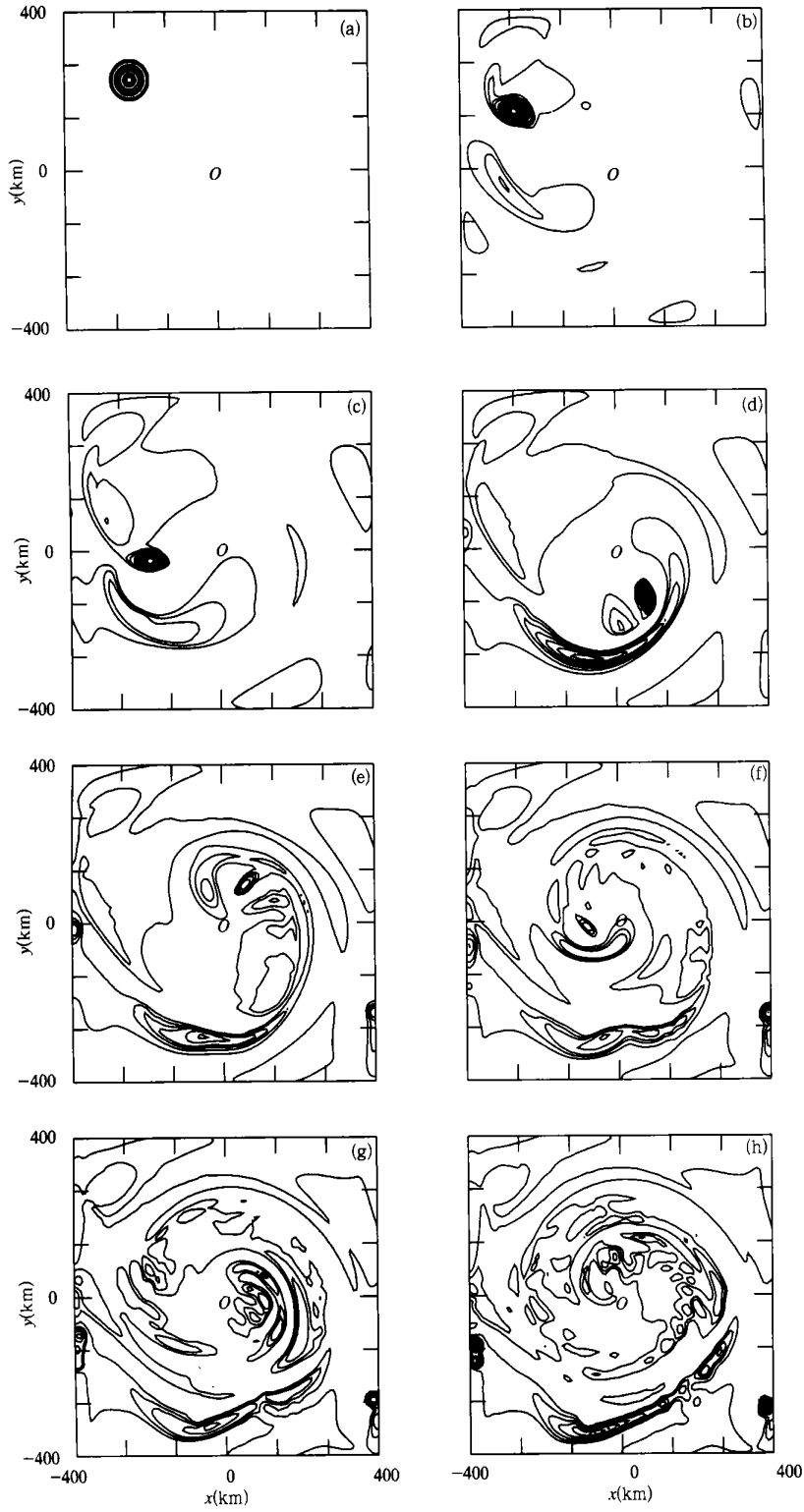


图5 试验 B₂ 扰动相对涡度场 $\xi(x, y)$ 随时间的变化

(说明同图4)

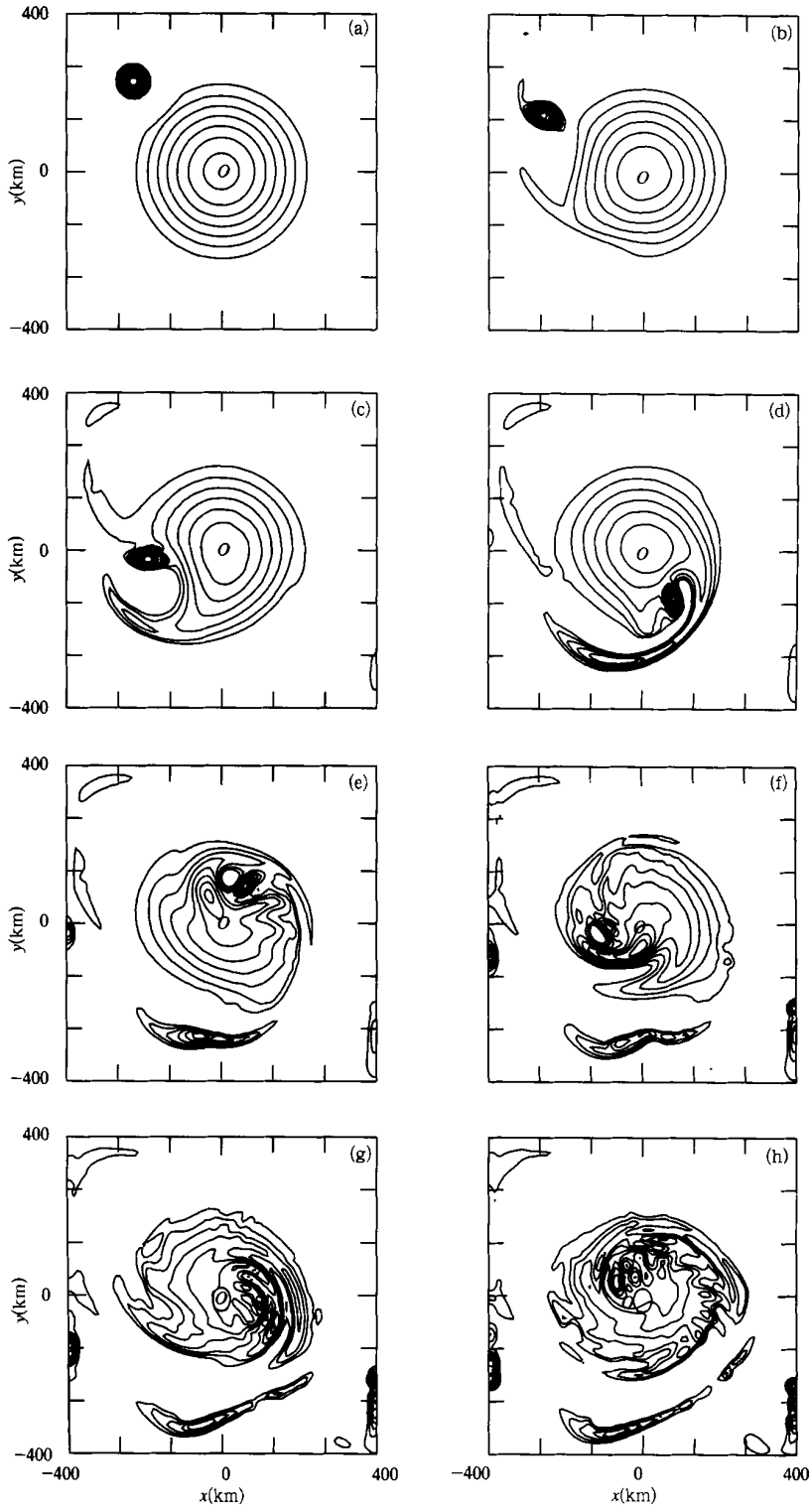


图 6 试验 B₃ 相对涡度场 $\xi_z(x, y)$ 随时间的变化

(说明同图 4)

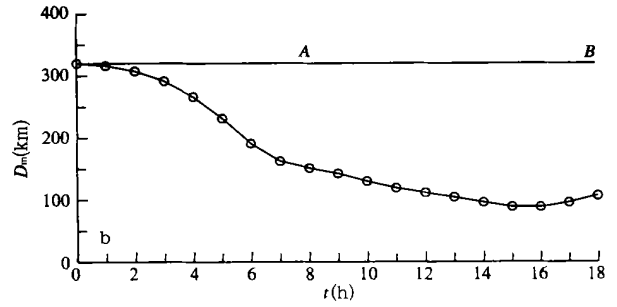
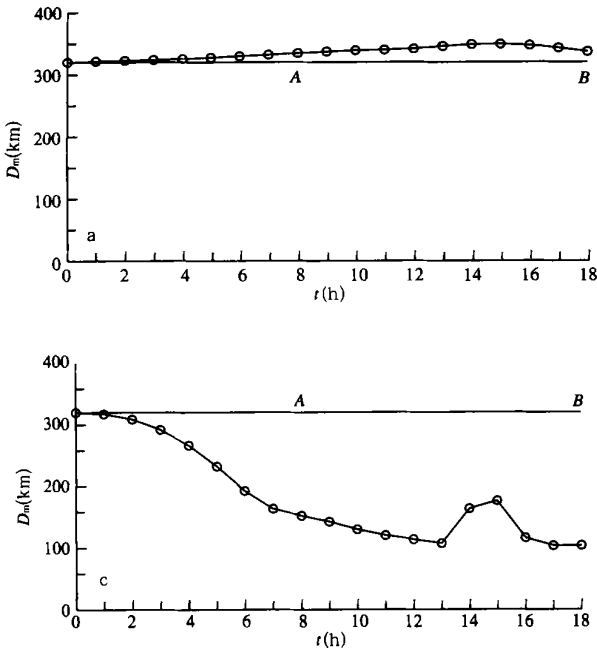


图7 B类试验距离 D_m 随时间的变化
(a. 试验 B_1 , b. 试验 B_2 , c. 试验 B_3)

B_1, C_1 , 图7a和11a)。非线性条件下, D_m 均迅速减小, 表明涡量向内传播(试验 B_2, B_3, C_2, C_3 , 图7b~c, 图11b~c)。与弱径向平流(试验 B_2, B_3 , 图7b~c)相比, 强径向平流的涡量内传更加深入, 已进入 $r \leq 50$ km的内核区(试验 C_2, C_3 , 图11b~c)。

3.4 三类物理过程对台风强度的影响

为了更清楚地讨论三类物理过程对台风强度的影响, 在B, C类试验和试验D中, 根据每小时1次输出的相对涡度场 $\xi_{\Sigma}(x, y)$, 用泊松迭代求出相应的 $\psi_{\Sigma}(x, y)$ 场, 用文献[11]的方法, 再计算出相对气压场 $P(x, y)$ 及其极小值。这个极小值描述了台风中心相对于台风环流外缘处气压值低了多少百帕。最后求出每个试验第6~21时时段平均的相对气压最小值 P_{\min} (图12)。

由图12可见:

(1) 无论是弱径向平流(试验 B_1), 还是强径向平流(试验 C_1), 沿 θ 方向线性平流和沿径向线性平流的共同作用, 均可使台风中心气压下降, 下降的幅度为2~3 hPa。

(2) 定常台风环流的条件下, 局域非线性平流作用的大小, 与径向平流的强弱关系密切。弱径向平流(试验 B_2) 时, 台风中心气压下降约2 hPa, 强径向平流(试验 C_2) 时, 台风中心气压下降约8 hPa。

(3) 若放弃定常台风环流的假设, 引进中尺度涡旋和台风涡旋的相互作用, 则台风中心气压下降幅度减小, 这与上文所述非局域非线性作用的两重

性一致。不过, 在强径向平流(试验 C_3) 时, 台风中心气压仍可下降5 hPa左右。

4 结论和讨论

台风是一个正涡量集中堆集的空间区域。若有正涡量平流将涡量从台风环流外区输入到内核部位, 形成新的涡量堆集, 则台风会加强。用此思路分析台风强度变化的动力学, 一般归入平流动力学的框架。在此框架内, 已有的研究大多在定常台风环流的条件下, 分析沿 θ 向线性平流和沿径向线性平流的作用。对非线性过程涉及较少。作为平流动力学重要内容的涡旋 Rossby 波 (VRW) 理论, 就是一个线性机制^[3, 12]。

文中分析了沿 θ 方向线性平流、沿径向线性平流和非线性过程三者的共同作用。文中非线性过程又分为两类: 一类采用了定常台风环流的假设。这时, 非线性过程指的是发生在中尺度涡旋局域的扰动相对涡度的平流, 称为局域非线性平流; 一类放弃了定常台风环流的假设。这时, 中尺度涡旋与台风涡旋之间存在着相互作用和相互演变过程。在中尺度涡旋的作用下, 台风涡旋不断变形, 初始的轴对称结构被破坏, 由此带来台风涡旋本身的非线性平流项不再为0。在此场合, 非线性过程不只发生在中尺度涡旋的局域, 而且发生在整个台风环流区域, 称为非局域非线性平流。

用3个数值模式对这些物理过程的作用进行了

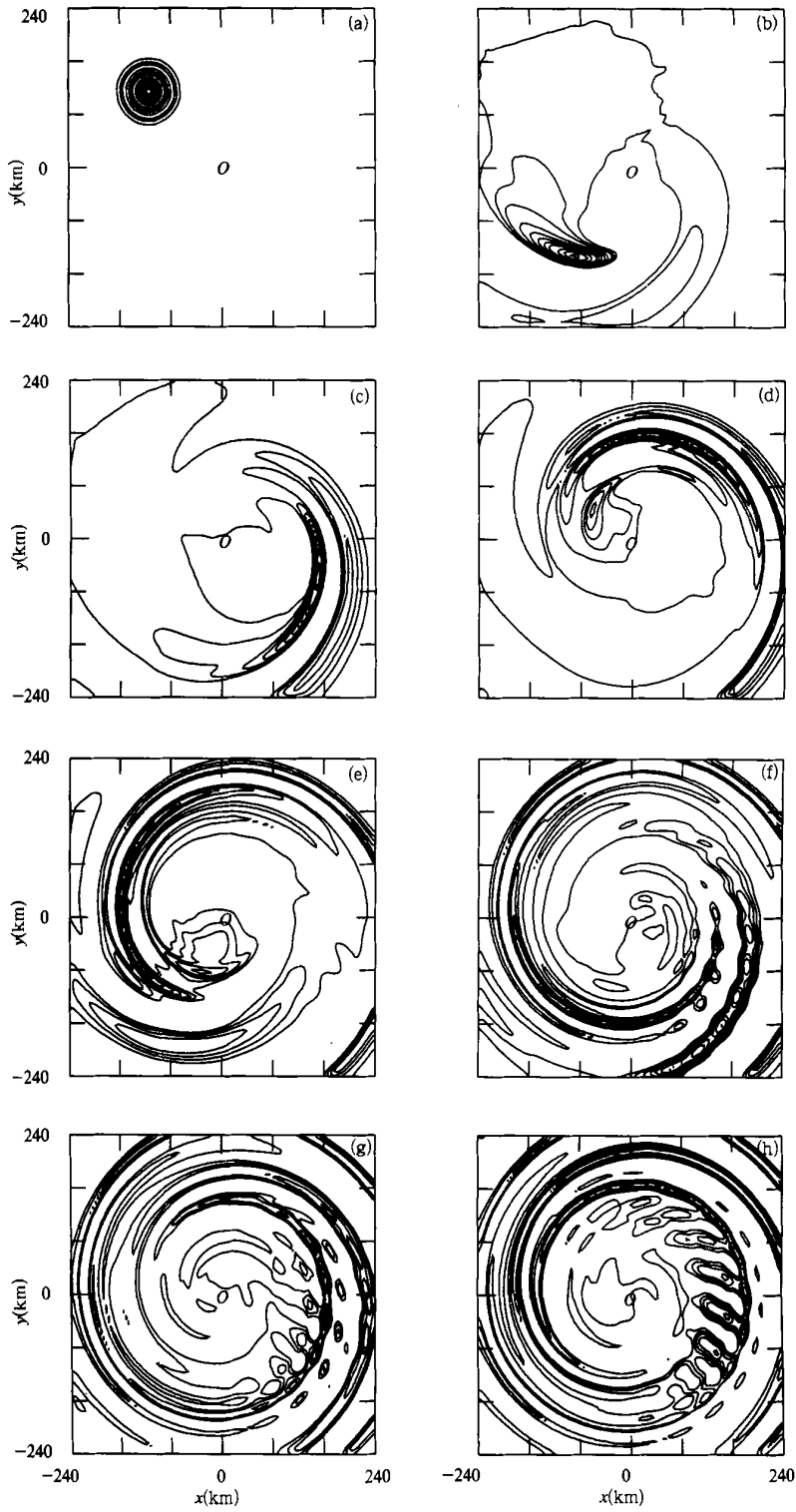


图 8 试验 C₁ 扰动相对涡度场 $\xi_{(x,y)}$ 随时间的变化
(说明同图 4)

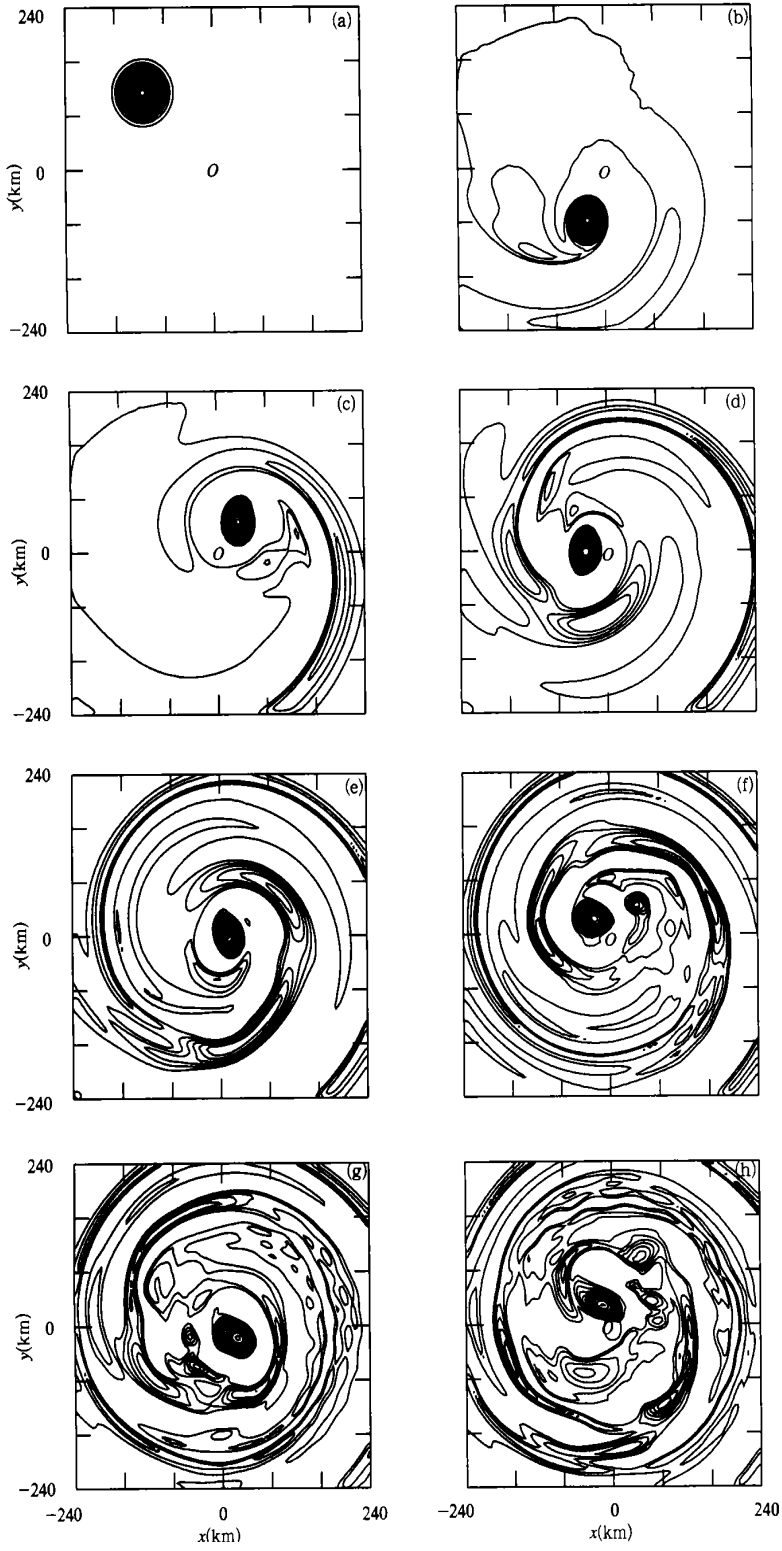


图9 试验 C₂ 扰动相对涡度场 $\xi_{(x,y)}$ 随时间的变化

(说明同图4)

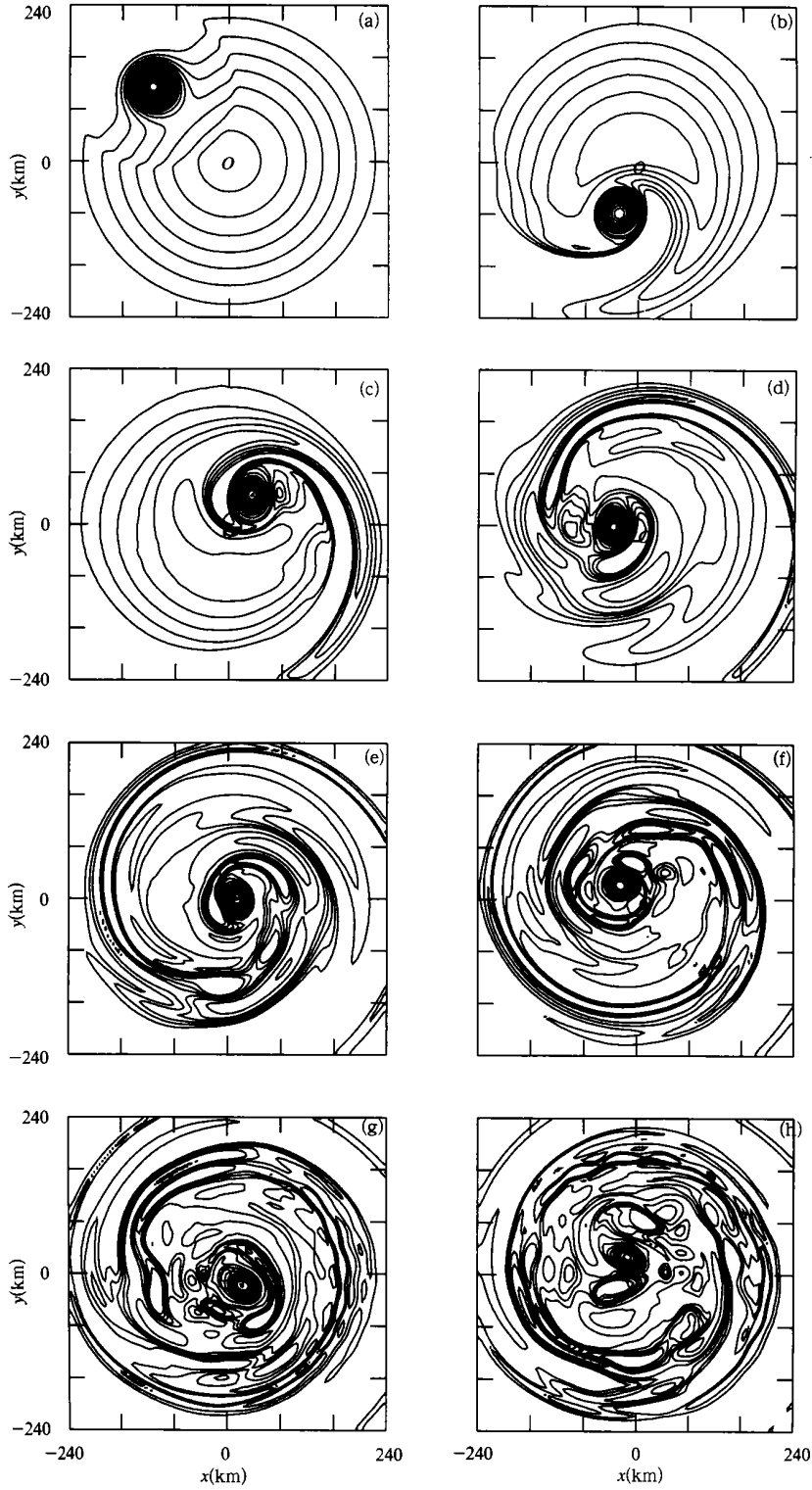


图 10 试验 C₃ 相对涡度场 $\xi_{\Sigma}(x, y)$ 随时间的变化

(说明同图 4)

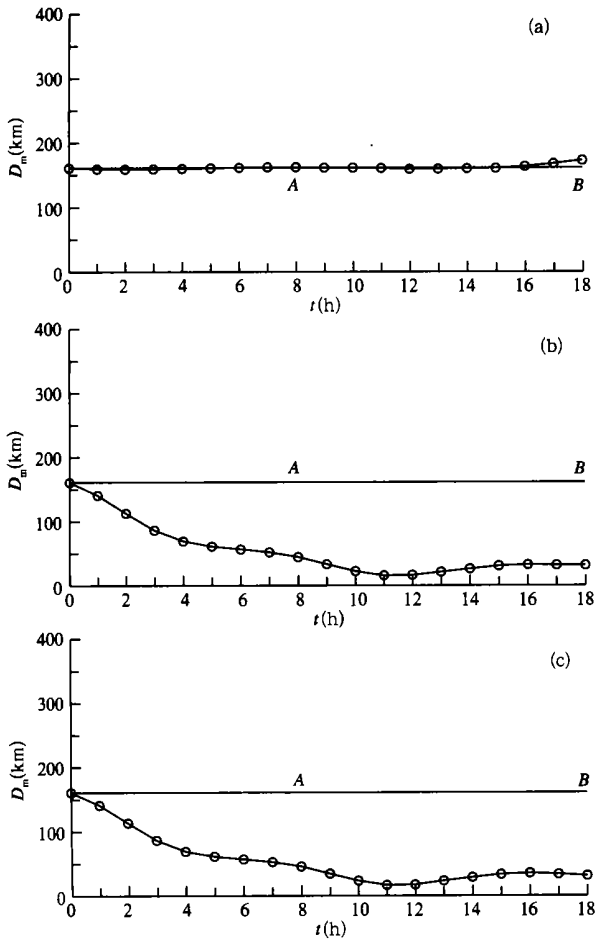


图 11 C 类试验距离 D_m 随时间的变化
(a. 试验 C_1 , b. 试验 C_2 , c. 试验 C_3)

数值研究。结果指出: 沿 θ 方向的线性平流可使初始圆形的中尺度涡旋演变为狭长的螺旋状的涡量带; 沿径向线性平流的引进可使外区涡量向台风中心方向传播。局域非线性平流使内传的涡量明显增多, 台风明显加强。非局域非线性平流的作用具有两重性: 一方面, 与线性情况相比, 可使内传涡量增加, 这有利于台风增强; 另一方面内传的涡量又破坏了台风环流的同心圆结构, 这使台风趋于减弱。此外, 弱径向平流和强径向平流条件下, 台风强度变化的情况可以显著不同。

广阔洋面上观测资料稀少一直是台风准确定位、初始场准确识别以及路径和强度预测的巨大障

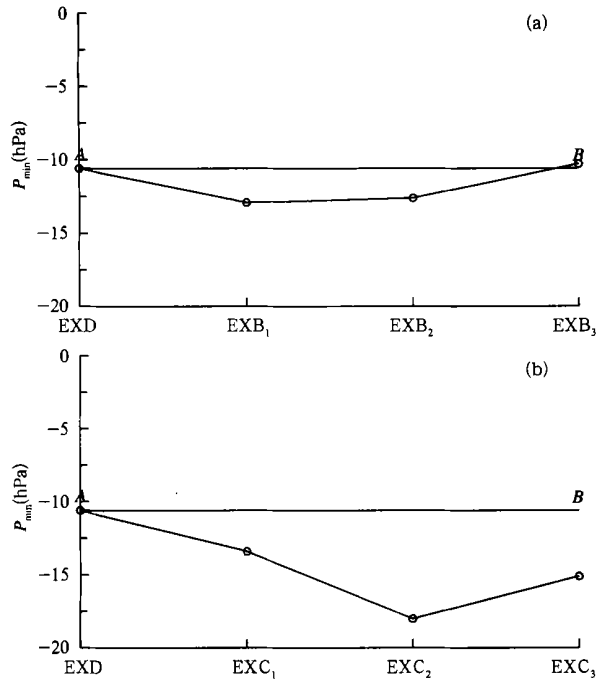


图 12 B 类、C 类试验及试验 D 中, 第 6~21 时段平均的相对气压场极小值
(a. 弱径向线性平流试验, b. 强径向线性平流试验,
直线 AB 代表无中尺度涡旋(试验 D)时台风中心相对气压值)

碍。近几年来, 探测技术已迅速发展。如 1999 年发射的 QuikSCAT 卫星上安装的 Sea Winds 探测仪器, 已有能力提供全球 90% 以上洋面上逐日风场资料^[13]。根据风资料生成涡度场的技术方法也有结果提出^[14]。在此背景上, 本文结果可能具有一定的应用参考价值, 如中尺度涡旋位置的判定。若据卫星资料在台风环流外区存在一个中尺度涡旋, 则需要判别该涡旋是位于弱径向平流区域还是强径向平流区域, 因为在不同的区域, 向台风中心方向输送的涡量会不同。又如中尺度涡量内传过程中台风原有环流能否维持的识别。因为非局域非线性平流对台风变化的作用可能具有两重性。若中尺度涡量内传过程中, 台风环流被破坏的程度相对较小, 则有利于台风增强。

文中仅是平面涡平流动力学框架内的初步结果。若干重要的物理过程, 如斜压性, 非绝热加热, 环境场作用对台风强度变化均有影响^[15~17]。这里没有考虑, 有待继续研究。

参考文献

1 Reasop P D, Montgomery M T. Low-wave-number structure and evolution of the hurricane inner core observed by air borne Dual-Doppler Radar. Mon Wea Rev, 2000, 128: 1653~ 1680

- 2 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
- 3 余志豪. 台风螺旋雨带——涡旋 Rossby 波. *气象学报*, 2002, 60(4): 502~ 507
- 4 陈联寿, 徐祥德, 罗哲贤等. 热带气旋动力学引论. 北京: 气象出版社, 2002. 313~ 316
- 5 Miller J D, Montgomery M T. Tropical cyclone evolution via Potential vorticity anomalies in a three dimensional balance model. *J Atmos Sci*, 2000, 57: 3366~ 3387
- 6 Reasor P D, Montgomery M T. Three dimensional alignment and Co-rotation of weak TG-like vortices via linear vortex Rossby waves. *J Atmos Sci*, 2001, 58: 2306~ 2330
- 7 Yu Jinhua, Xu Xiangde, Chen Lianshou, et al. A numerical study on vorticity propagation and changes in typhoon intensity. *Acta Meteor Sinica*, 2003, 17(2): 129~ 145
- 8 罗哲贤, 陈联寿. 地形对涡旋 Rossby 波影响的研究. *自然科学进展*, 2003, 13(4): 372~ 377
- 9 童秉纲. 涡运动理论. 合肥: 中国科学技术大学出版社, 1994. 1~ 88
- 10 Ohnishi H. Effect of the vortex structure on nonlinear beta drift. WMO/TD-No. 472, 1991, 43~ 51
- 11 Schubert W H, Montgomery M T, Taft R K, et al. Polygonal eyewalls, asymmetric eye contraction, and potential vorticity mixing in hurricanes. *J Atmos Sci*, 1999, 56: 1192~ 1223
- 12 钟科, 康建伟, 余清平. 飓风中的涡旋 Rossby 波. *气象学报*, 2002, 60(4): 436~ 441
- 13 Edson R T. Applications of Scatterometer data in tropical cyclone research, forecasting, and analysis. WMO/TD No. 1136, 2002, Topic 02b, 1~ 11
- 14 Sharp R J, Rourassa M A, O'Brien J J. Early detection of tropical cyclones using sea winds-derived vorticity. *Bull Amer Meteor Soc*, 2002, 83: 879~ 889
- 15 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
- 16 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*, 1998, 54(4): 536~ 543
- 17 徐祥德, 丁一汇, 解以扬等. 不同垂直加热率对爆发性气旋的影响. *气象学报*, 1996, 54(1): 74~ 82

A PRELIMINARY STUDY ON EFFECTS OF THREE KINDS OF PHYSICAL PROCESSES ON TYPHOON INTENSITY CHANGES

Ren Jian Ma Jingxian

(*Nanjing Institute of Meteorology, Nanjing 210044*)

Chen Lianshou

(*Chinese Academy of Meteorological Sciences, Beijing 100081*)

Luo Zhexian

(*Nanjing Institute of Meteorology, Nanjing 210044*)

Abstract

The quasigeostrophic barotropic vorticity equation models in the cylindrical and the Cartesian coordinate systems are designed, with the radial or horizontal space being 2 km respectively. By using them, eight experiments are performed in order to investigate the effects of three kinds of physical processes including the linear azimuthal advection, the linear radial advection and the nonlinear advection on the vorticity radially propagating to the near core region and typhoon intensity changes. Results show that the azimuthal advection can result in the formation of a spiral vorticity zone, that the radial advection can make the vorticity propagation of the mesoscale vortex located in the outside region initially to the inside core, that in the condition of stationary typhoon circulation the nonlinear advection of the perturbational vorticity can increase the inward propagating vorticity and intensify the typhoon vortex obviously, and that in the case of nonstationary typhoon circulation, on the one hand, the nonlinear advection can also increase the inward vorticity, on the other hand, it may distort the initial sym-

metric structure of the typhoon exhibiting the complex flow pattern which is able to resist the typhoon intensification. Finally we discuss the possible application of these results to typhoon intensity prediction.

Key words: Typhoon, Intensity changes, Vorticity, Propagation, Nonlinear.

中国气象学会 2003 年年会在京隆重召开

2003 年 12 月 8-10 日,以“新世纪气象科技创新与大气科学发展”为主题的中国气象学会 2003 年年会在北京中国科技馆隆重召开。本次年会是中国气象学会历史上举办的规模最大、水平最高、跨行业、跨学科的一次高水平学术交流活动。来自气象、水利、海洋、环境、农业等 10 多个学科的 600 多位专家学者参加了本次年会。气象行业共有 9 位院士参加了年会。美华海洋大气学会、香港天文台的代表也应邀参会。

叶笃正院士、陶诗言院士、秦大河院士、黄荣辉院士、科技部张景安司长、国家自然科学基金委员会陆则慰研究员、薛纪善研究员、谈哲敏教授、香港天文台助理台长杨继兴、秦大河院士、美国马里兰大学张大林教授等 10 位专家应邀到会作了大会学术报告和科技政策报告,报告内容涉及全球变化影响的适应问题、2003 年淮河流域致洪大暴雨分析、新时期新阶段气象事业发展战略、重大气候灾害与机理研究、科技改革的目标是建立国家创新体系、“十一五”优先资助领域战略研讨、新一代数值预报模式系统研发的新进展、Error Growth Dynamics and Mesoscale Predictability Estimated through Simulation of Moist Baroclinic Waves、临近预报在预测城市地质灾害中的应用以及 Cloud-Resolved Modeling of Hurricanes at the University of Maryland 等。

年会共设立了以城市气象与科技奥运;农业气象与生态环境;大气气溶胶及其对气候环境的影响;气候系统与气候变化;热带气旋和热带季风;地球气候和环境系统的探测与研究;03.7 淮河大水的水文气象学问题为主题的 7 个分会场,同时开展相关主题的学术交流。此外,在广东设立了以热带海洋气象为主题的京外分会场。各分会场分别由中国气象学会城市气象学委员会、农业气象与生态学委员会、大气环境学委员会、气候学委员会、天气与极地气象学委员会、台风委员会、卫星气象与空间天气学委员会、大气物理与人工影响天气委员会、大气探测与仪器委员会、水文气象学委员会和热带海洋气象学委员会主办,并得到北京市气象局、南京气象学院、中国科学院大气物理研究所、国家气候中心、中国气象科学研究院、上海市气象局、国家卫星气象中心、北京大学大气科学系、国家气象中心、广东省气象局、中国气象局海洋气象研究所和华风影视集团等部门和单位的积极支持与协助。

中国气象局对本次年会的召开给予强有力的支持,郑国光副局长多次对年会的筹备工作作出重要批示,并代表中国气象局在 2003 年年会开幕式上致辞。

虽然受到“非典”的影响,2003 年年会仍征集到大量的学术论文和报告。在气象出版社的大力支持下,正式出版了 7 个分册约 500 万字的论文集,收录论文近 800 篇。

年会期间还举办了第十届(2002-2003 年度)涂长望青年气象科技奖颁奖仪式、资助部分青年科技人员参会等活动。此外,经各分会场评选推荐和年会科学委员会确认,《MM5/WRF 三维变分系统在北京及周边地区大气观(遥)测资料同化中的初步应用》(北京城市气象研究所张朝林)、《高光谱遥感土壤湿度信息提取研究》(北京城市气象研究所刘伟东)、《青岛地区大气气溶胶光学特性初步研究》(中国海洋大学物理海洋研究所邱明燕)、《西太平洋副热带高压演变物理机制的研究》(云南大学地球科学系曹杰)、《登陆热带气旋的海-陆-气耦合模式:多层海洋模式及其验证》(上海台风研究所端义宏)、《新型 GPS-3 大气臭氧探空系统》(中国科学院大气物理研究所宣越健)、《2003 年 6 月 24-25 日江南特大暴雨的数值模拟和诊断分析》(国家气象中心张芳华)获中国气象学会 2003 年年会优秀论文奖。

2003 年年会是中国气象学会第二十五届理事会决定恢复和建立中国气象学会年会制度以来举办的首次年会。伍荣生理事长亲自担任年会科学委员会主席。副理事长黄荣辉院士具体指导了 2003 年年会的筹备工作。中国气象学会 2003 年年会旨在推动大气科学领域内学科之间和其他领域交叉融合,促进气象科学适应当今科学技术快速发展的新形势所进行的有益探索,是中国气象学会走向国际化的良好开端,也为广大气象科技工作者更多地了解科技发展新技术、新成果和新动态,更广泛地进行学术交流提供了很好的平台和机会。

2004 年年会将在中国气象学会八十周年庆祝活动期间举办,望广大科技工作者积极支持和参与。