

# 初始涡的结构与尺度对涡旋自组织影响的研究<sup>\*</sup>

周嘉陵<sup>1,2</sup> 马镜娴<sup>1</sup> 陈联寿<sup>3</sup> 罗哲贤<sup>1</sup>

1 南京信息工程大学, 南京, 210044

2 江苏省气象台, 南京, 210008

3 中国气象科学研究院, 北京, 100081

## 摘 要

在涡旋自组织动力学的框架内, 实施了 9 组积分时间为 72 h 的试验, 分析初始涡廓线与初始涡尺度对多涡自组织的作用。试验的初始场上, 存在着 12 个大小不等的  $\beta$  和  $\gamma$  中尺度的涡。若初始涡廓线为高斯型, 则这些涡不能自组织形成一个  $\alpha$  中尺度的涡; 若初始涡廓线为双正弦型、抛物线型或压缩型, 则这个  $\alpha$  中尺度的涡可以形成。此外, 涡廓线不同, 三涡流型出现的时间迟早不一, 较大尺度  $\alpha$  中尺度涡出现的时间也迟早不一。同时, 初始涡的半径大小也是影响自组织过程成败的一个重要因素。

关键词: 多涡旋, 合并, 自组织。

## 1 引 言

当一个台风涡旋 A 在西太平洋洋面上向偏西方向移动时, 有时在其附近另有一个台风涡旋 B 出现, 涡 A、涡 B 的相互作用使台风路径复杂化, 增加了路径预测的难度。为了解决这个问题, 需要分析双涡作用的动力学。在此领域已有一系列的结果: 包括等值线动力学方法<sup>[1-3]</sup>, 准地转模式试验<sup>[4]</sup>, 原始方程模式试验<sup>[5-6]</sup>, 双涡作用过程中的稳定性<sup>[7]</sup>等。

我们注意到, 在实际大气中, 除了双涡相互作用外, 还存在着多涡相互作用观测事实。陈联寿<sup>[8]</sup>指出, 1975 年 8 月由 7503 强台风引发的特大暴雨中, 50—200 km 的中尺度扰动的活动非常突出。在暴雨区, 1975 年 8 月 5 日有 4 个中尺度扰动, 其中 3 个于当晚汇集到板桥水库合并, 使降雨急剧加强。丁一汇提出, 梅雨锋  $\beta$  中尺度涡的合并可以维持  $\alpha$  中尺度系统<sup>[9]</sup>; 他还指出, 青藏高原上对流发展旺盛, 存在着许多小的积雨云团 (云团可视为涡块), 只要低空有辐合环流, 就有可能把这些积雨云团组织起来, 形成有组织的涡旋状云系<sup>[10]</sup>。马禹、王旭和

陶祖钰<sup>[11]</sup>发现, 1995 年 8 月 9 日在青藏高原西部存在着大片的对流单体群, 后来这些对流单体组织成一个  $\alpha$  中尺度的对流系统。多涡的相互作用可使降水时空分布复杂化, 增加了强降水预测的难度。为了解决这个问题, 类似地需要分析多涡作用的动力学。在此领域, 目前尚少有结果提出。

多涡作用的动力学可以从不同的途径来研究。其中的一条途径是多涡自组织的动力学。这时, 不去考虑非绝热加热等强迫作用, 而是着重分析流体中不同空间尺度系统之间的非线性作用引起的自发的或自组织的行为。周嘉陵等<sup>[12]</sup>已得到初步结果。

以上列举的多涡相互作用的个例出现在热带、副热带和高原区域。据文献<sup>[10]</sup>, 高原涡旋的结构与热带气旋的结构相类似, 而与温带气旋的结构明显不同。同时, 多涡合并的现象在温带区域相对少见, 因而, 我们初步考虑, 初始多个涡旋能否自组织起一个较大尺度的涡, 可能与初始场上涡结构有关。另一方面, 多涡自组织过程中的一个基本的物理过程是双涡作用<sup>[12]</sup>。双涡作用动力学中, 相对临界距离 (即双涡中心之间的距离与涡半径的比值) 是一个

<sup>\*</sup> 初稿时间: 2005 年 11 月 5 日; 修改稿时间: 2006 年 1 月 10 日。

资助课题: 国家自然科学基金重点项目 (40333028) 和甘肃省十五重点项目 (CGS012-A45-118)。

作者简介: 周嘉陵, 女, 博士, 工程师, 主要从事天气动力学研究, 现工作单位为江苏省气象台。

关键的量,因此,可以推论,初始涡半径与多涡自组织的生衰也有关系。

## 2 模式和试验概述

取  $f$  平面无辐散准地转涡度方程:

$$\frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 \Psi + J(\Psi, \nabla^2 \Psi) = 0 \quad (1)$$

式中  $\Psi$  为地转流函数,  $J$  为雅可比算符。

将式(1)无量纲化,并令特征水平尺度  $L = 500 \text{ km}$ , 特征水平风速  $V = 10 \text{ m/s}$ 。

$t = 0$  时

$$\zeta = (x, y, 0) = \sum_{i=1}^{12} \zeta_i(x, y, 0) \quad (2)$$

式中  $\zeta = \nabla^2 \Psi$ 。初始场上有 12 个涡旋或涡块。沿这些涡旋或涡块的中心画一条东—西向的直线,该直线与涡边缘的交点记为  $A$  和  $B$ 。相对涡度  $\zeta$  沿直线  $AB$  的分布  $\zeta(x)$ , 一般称之为相对涡度的涡廓线。对轴对称涡,  $\zeta(x)$  可写为  $\zeta(r)$ , 这里  $r = \sqrt{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2}$ ,  $(x_0, y_0)$  为涡中心的坐标。在涡旋动力学中,根据实际涡的涡廓线,归纳出了若干经验公式。据我们搜集,计有以下类型:

### (1) 高斯型<sup>[13]</sup>

$$\zeta(r) = \begin{cases} \zeta_c \beta_g \exp(-cr^2) & r \leq R_0 \\ 0 & R_0 < r \end{cases} \quad (3)$$

式中  $\zeta_c$  为强度参数,  $\beta_g = c/(1 - e^{-c})$ ,  $e^{-c} = \zeta_{\min}/\zeta_{\max}$ , 这里  $\zeta_{\min}$  与  $\zeta_{\max}$  分别为涡范围内相对涡度的极小值和极大值。 $r$  为无量纲量,其特征尺度为涡半径。

### (2) 双对数型<sup>[1]</sup>

$$\zeta(r) = \begin{cases} 1 & r \leq R_1 \\ 1 - f[(r - R_1)/(R_0 - R_1)] & R_1 < r \leq R_0 \\ 0 & R_0 < r \end{cases} \quad (4)$$

式中

$$f(r) = \exp\left[\frac{-k}{r} \exp\left(\frac{1}{r-1}\right)\right] \quad (5)$$

这里  $k$  为待定参数,当  $k, R_1, R_0$  取不同值时,可得不同的廓线。

### (3) 双正弦型<sup>[12]</sup>

$$\zeta(x, y) = \begin{cases} \zeta_p \sin\left(\frac{x - x_1}{x_3 - x_1} \pi\right) \sin\left(\frac{y - y_1}{y_3 - y_1} \pi\right) & (x_1 < x < x_3, y_1 < y < y_3) \\ 0 & \text{其余区域} \end{cases} \quad (6)$$

### (4) 抛物线型<sup>[13]</sup>

$$\zeta(r) = \begin{cases} \zeta_d \beta_p (1 - ar^2) & r \leq r_0 \\ 0 & r_0 < r \end{cases} \quad (7)$$

这里  $\beta_p = 2/(2 - a)$ ,  $a = 1 - \zeta_{\min}/\zeta_{\max}$ 。

### (5) 压缩型<sup>[13]</sup>

$$\zeta(r) = \begin{cases} \zeta_q \exp\left(-\frac{g}{1 - r^2}\right) & r \leq R_0 \\ 0 & r > R_0 \end{cases} \quad (8)$$

计算区域为  $1000 \text{ km} \times 1000 \text{ km}$  的正方形,计  $251 \times 251$  个格点。 $i = 1, 2 \cdots 251$ ;  $j = 1, 2 \cdots 251$ , 分别自西向东,自南向北依次增大。 $\Delta x = \Delta y = d = 4 \text{ km}$ 。时间步长  $\Delta T = 30 \text{ s}$ 。

参数取值:  $c = 2.9957$ ,  $\zeta_{\min}/\zeta_{\max} = 0.05$ ;  $\zeta_c = 2.3338$ ,  $\beta_g = 3.153$ ;  $\zeta_p = 20.0$ ,  $R_1/R_0 = 0.2$  或  $0.5$ ,  $k = 2.56085$ ,  $f(k) = 0.5$ ;  $a = 0.95$ ,  $\beta_p = 1.9048$ ,  $\zeta_d = 10.50$ ,  $\zeta_q = 7.358$ ,  $g = 0.1$ 。

文中共做 6 个试验,初始场上有 12 个涡旋或涡块。涡中心坐标和涡半径分别记为  $(I_{i0}, J_{i0})$  和  $R_{i0}$  ( $i = 1, 2 \cdots 12$ )。这里  $I_{i0} = 140, 71, 186, 172, 156, 149, 139, 183, 168, 153, 133, 93$ ;  $J_{i0} = 130, 81, 118, 94, 84, 108, 99, 159, 170, 182, 176, 161$ ;  $R_{i0} = 50, 32, 32, 24, 32, 16, 20, 40, 32, 40, 36, 32$  (km)。6 个试验的  $I_{i0}, J_{i0}, R_{i0}$  均相同,均积分 48 h。

6 个试验的初始涡廓线不同(图 1)。试验 1:高斯型;试验 2:双对数型并令  $R_1 = 0.2 R_0$ , 记为双对数 I 型;试验 3:双对数型并令  $R_1 = 0.5 R_0$ , 记为双对数 II 型;试验 4:双正弦型;试验 5:抛物线型;试验 6:压缩型。

## 3 初始涡旋结构对多涡自组织的影响

试验 1(高斯型)的初始场上,计有 12 个  $\beta$  或  $\gamma$  中尺度的涡旋或涡块(图 2a)。 $t = 6 \text{ h}$ , 涡  $c, d$  合并为涡  $D$ , 涡  $e, f$  合并为涡  $F$ ;对照  $t = 3 \text{ h}$  的涡度分布(图略),可知涡  $b$  合并进入涡  $a$  中(图 2b)。 $t = 12 \text{ h}$ , 涡  $i, j$  合并为涡  $J$ , 涡  $a, k$  合并为涡  $A$ , 涡  $g$  合并进入涡  $F$  中(图 2c)。 $t = 18 \text{ h}$ , 涡  $A$  的双中心结构(图 2c)变为单中心, 涡  $D, J$  合并(图 2d)。 $t = (24 - 30) \text{ h}$ , 图 2d 上涡  $D$ 、涡  $F$  的双中心结构均变为单中心结构(图 2e, f)。此后,单中心结构的三涡流型一直维持(图 2g, h)。因此,试验 1 的结果显示了一个多涡共存向三涡流型转变的过程。

试验 2(双对数 I 型)的结果与试验 1 比较相似,

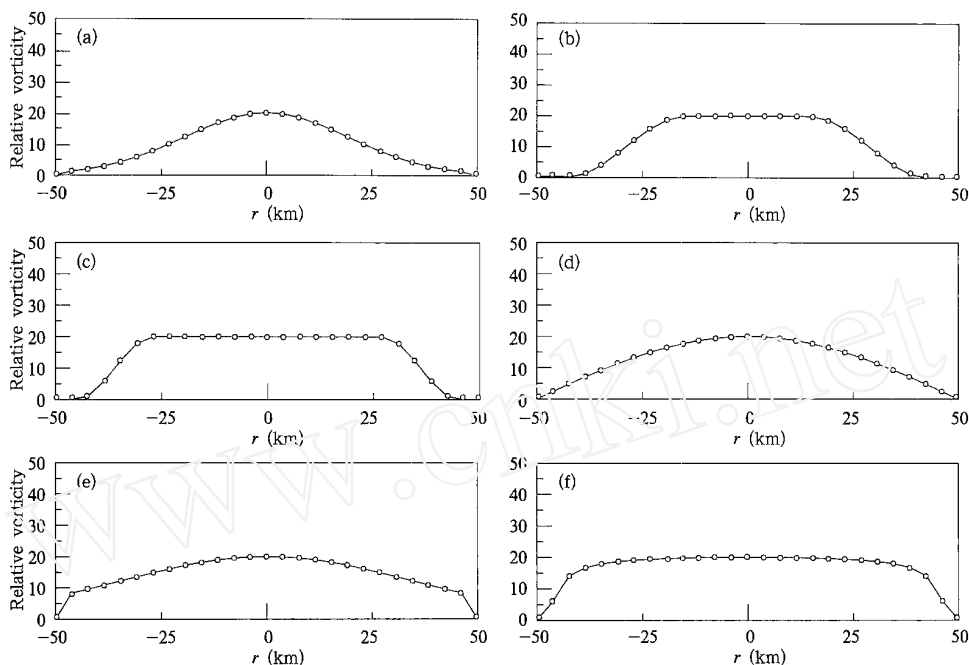


图 1 6 个试验初始场上相对涡度的涡廓线

(a. 试验 1, b. 试验 2, c. 试验 3, d. 试验 4, e. 试验 5, f. 试验 6)

Fig. 1 Relative vorticity profiles of initial vortices in 6 experiments

(a. Exp. 1, b. Exp. 2, c. Exp. 3, d. Exp. 4, e. Exp. 5, f. Exp. 6)

也转为一个三涡流型。不同之处是三涡流型的形成时间稍提前(图 3)。

试验 3(双对数 II 型)中,从初始 12 个涡旋或涡块转换为三涡流型只用了 18 h(图 4a—4d)。t = 24 h,三涡的中心相互逼近,涡 h 的南缘被拉伸(图 4e)。t = 30 h,一个准圆形的  $\alpha$  中尺度涡已初步形成,涡 h 并入螺旋带内,但涡内核区的等值线为不规则形状(图 4f)。t = (36—42) h,内核区的两条等值线呈椭圆形(图 4g—4h)。

试验 4(双正弦型)与试验 3 的情况相似,也经历了初始多涡块  $\rightarrow$  三涡流型  $\rightarrow$   $\alpha$  中尺度涡的过程(图 5)。看来,这个  $\alpha$  中尺度涡的结构(图 5h)比试验 3(图 4h)要复杂。

试验 5(抛物线型)中, t = 24 h 已出现一个中心的  $\alpha$  中尺度涡(图 6e)。t = 30 h,内核区等值线已呈椭圆形(图 6f)。涡 h 经拉伸已变为  $\alpha$  中尺度涡的一条长的螺旋带(图 6g, 6h)。

试验 6(压缩型)中,三涡流型形成的时间更早(图 7c)。t = 18, 24 h,在  $\alpha$  中尺度涡旋内核区,出现了双中心(图 7d, e)。在 6 个试验中,只有试验 6 有这个现象,与双眼台风的情况相似。这也意味着自

组织形成的涡的强度最强。涡 h 在第 18—30 小时演变为  $\alpha$  中尺度涡的螺旋带。此后,这条螺旋带与涡主体脱离(图 7g, h)。

根据 6 个试验的计算结果,我们初步认为:

(1) 多涡自组织是一个逐次合并的过程。开始时是相邻双涡的合并,然后形成三涡流型,最后才形成一个  $\alpha$  中尺度的涡。因此,多涡共存条件下的双涡作用,是多涡自组织的一个基本的物理过程。初始场上的每一个涡或涡块,主要有两类“前景”,一是其涡量与相邻涡涡量合并,成为新的一个涡的内区的涡量来源;二是被相邻涡的环流拉伸,成为新的一个涡的螺旋带涡量的来源。每一个新的涡,类似地也有这两类前景,直至唯一的一个较大尺度的涡自组织起来。

(2) 周嘉陵等<sup>[12]</sup>曾给出多涡自组织的初步结果。文献[12]中,初始涡廓线是给定的双正弦分布,这是一种人为的假定。由这种人为设定的涡廓线得到的结果是否具有一般性,这个问题并不清楚。这里使用了涡旋动力学领域常用的几类廓线,结果表明:大多数涡廓线均可在 48 h 以内完成多涡自组织的过程。因此,文献[12]的结果可以在比较一般的

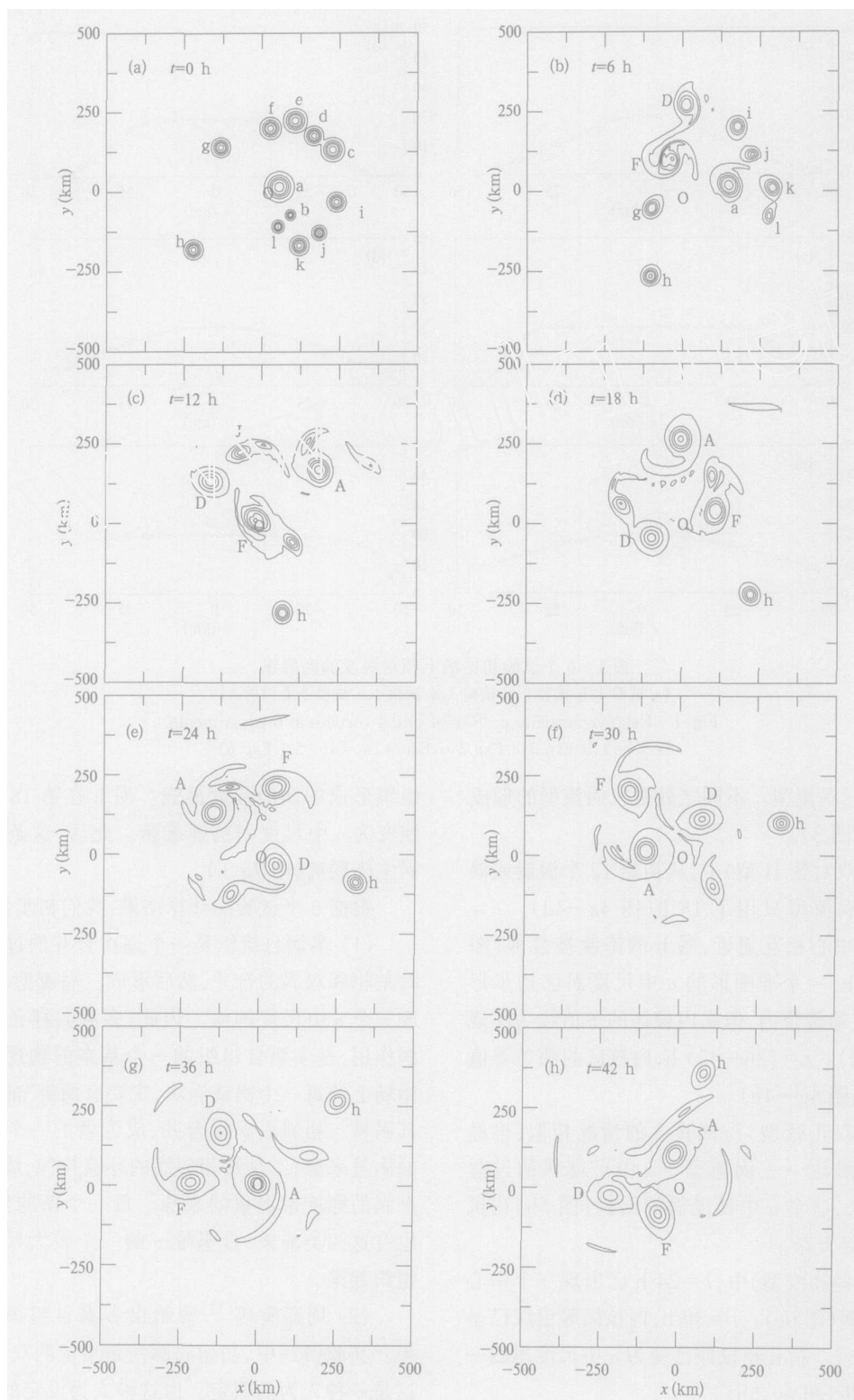


图2 试验1(高斯型)相对涡度场随时间的变化  
(等值线间隔  $\zeta = 2.0$  无量纲量), 最外一圈  $\zeta = 1.0$ )

Fig. 2 Temporal evolution of the relative vorticity field in Exp. 1 (Gaussian distribution)  
(The contour interval is  $\zeta = 2.0$  (non-dimensional quantity) and the outermost contour is  $\zeta = 1.0$ )

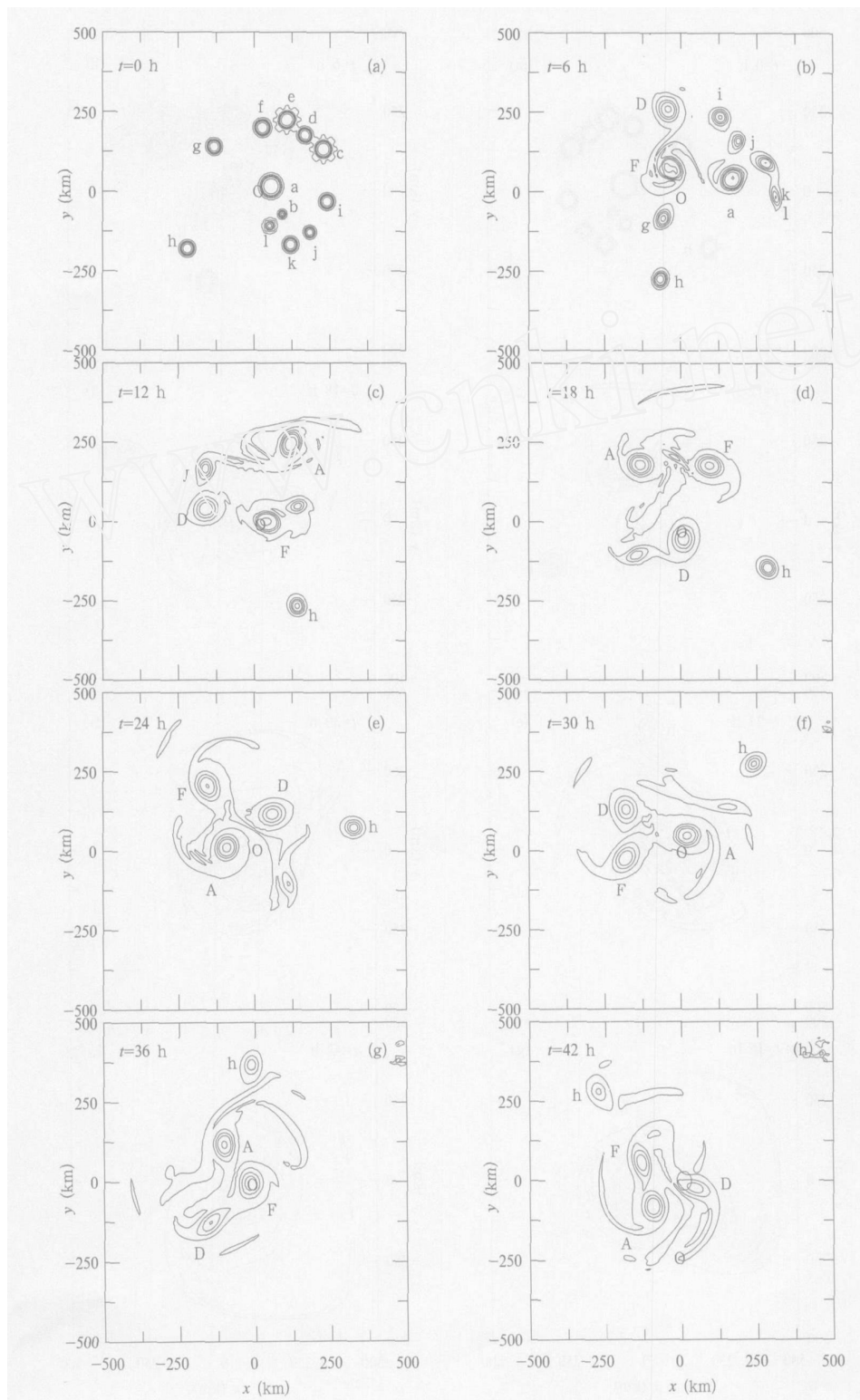


图3 试验2(双对数1型)相对涡度场随时间的变化说明同图2

Fig. 3 Same as Fig. 2 but for Exp. 2 (double-logarithmic distribution I)

条件下成立。

(3) 初始涡廓线对多涡自组织的影响主要有 3

点: ①有的涡廓线(高斯型,双对数1型)的多涡不能自组织形成一个较大尺度的涡;有的涡廓线(双

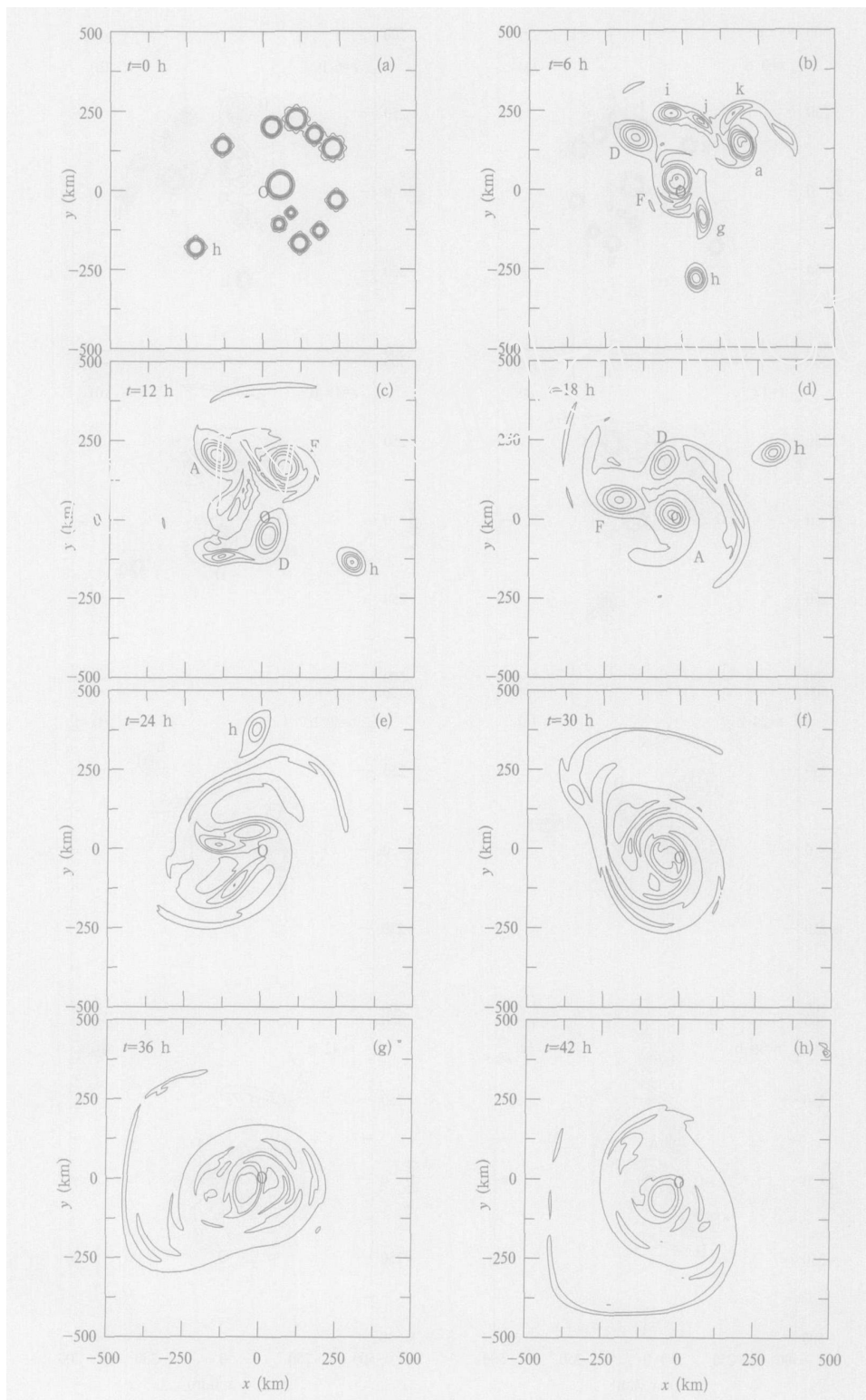


图 4 试验 3(双对数 II 型)相对涡度场随时间的变化(其余同图 2)

Fig. 4 Same as Fig. 2 but for Exp. 3 (double-logarithmic distribution II)

对数 II 型,双正弦型,抛物线型,压缩型)的多涡可以自组织成一个  $\alpha$  中尺度的涡; ② 有的涡廓线(高

斯型,双对数 I 型)并不能把初始场上较远涡旋(图 2a 涡 h)组织进来,其余涡廓线可以把更大范围

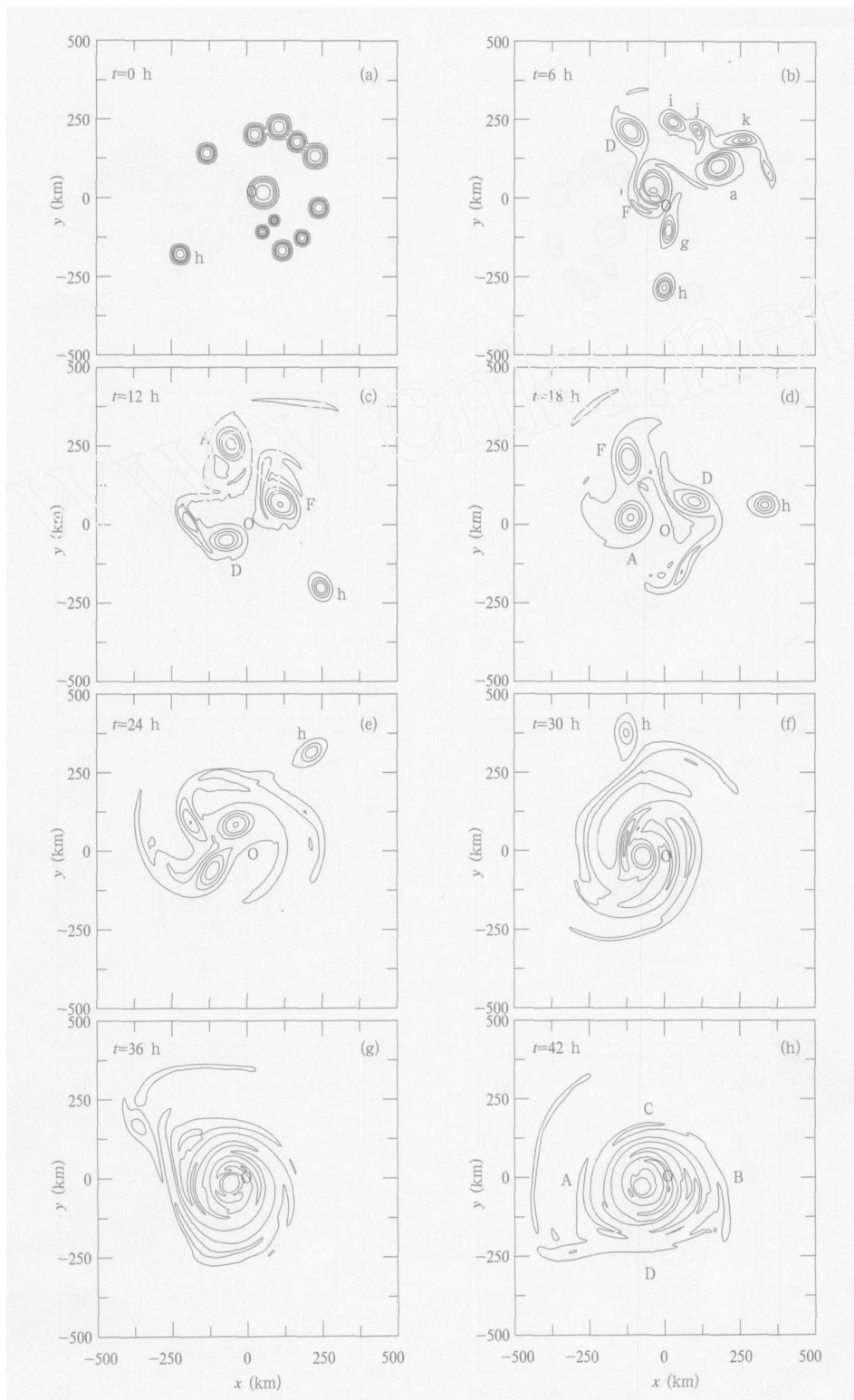


图5 试验4(双正弦型)相对涡度场随时间的变化(其余同图2)

Fig. 5 Same as Fig. 2 but for Exp. 4 (double-sine distribution)

内的涡(图4—图7, 涡h)组织进来; ③涡廓线不同, 三涡流型出现的时间迟早不一, 较大尺度 $\alpha$ 中尺度

涡出现的时间也迟早不一;  $\alpha$ 中尺度的涡结构也可不同, 有的显示双中心现象(图7d, 7e), 大多数情况下



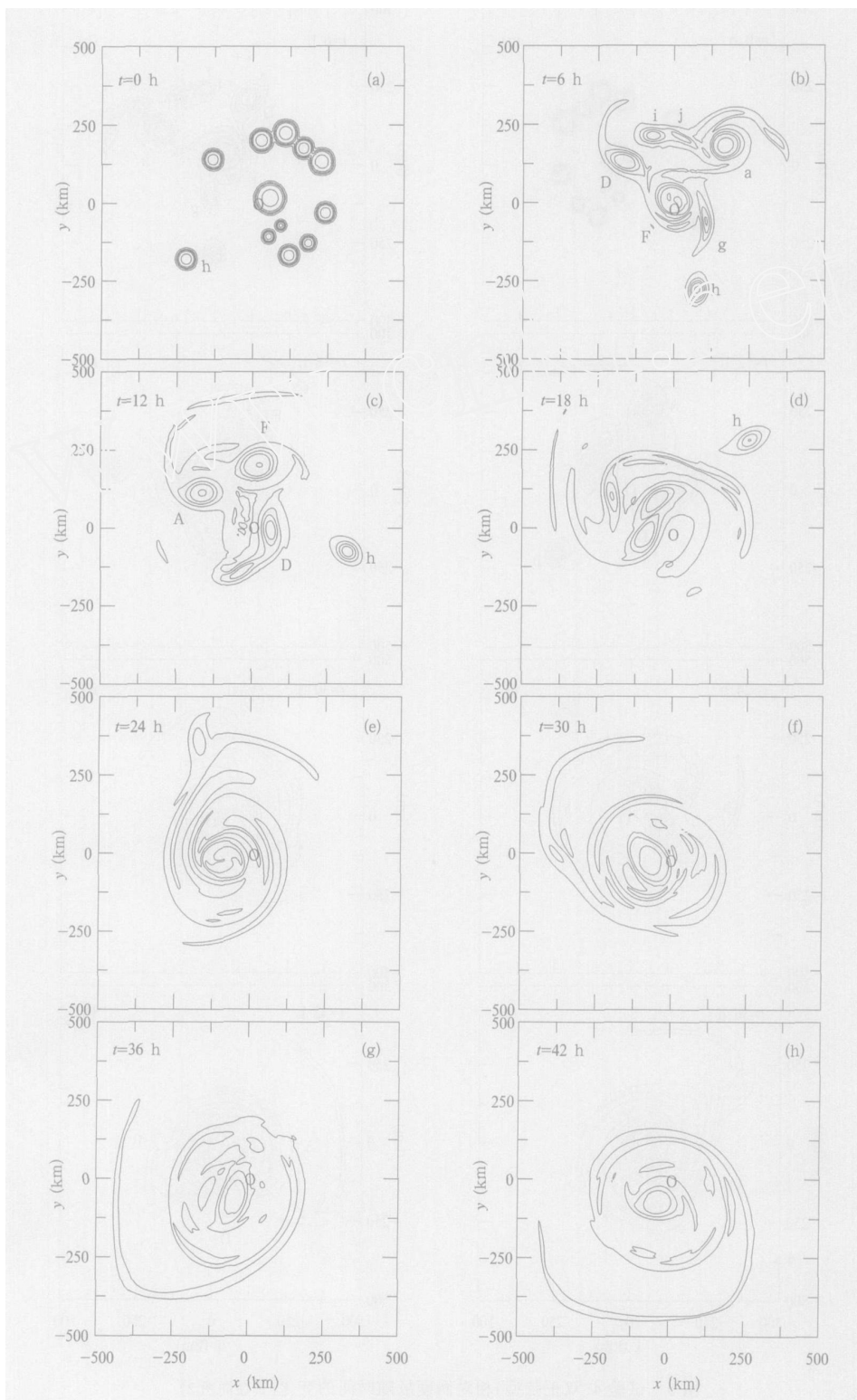


图 6 试验 5 (抛物线型) 相对涡度场随时间的变化 (其余同图 2)

Fig. 6 Same as Fig. 2 but for Exp. 5 (parabolic distribution)



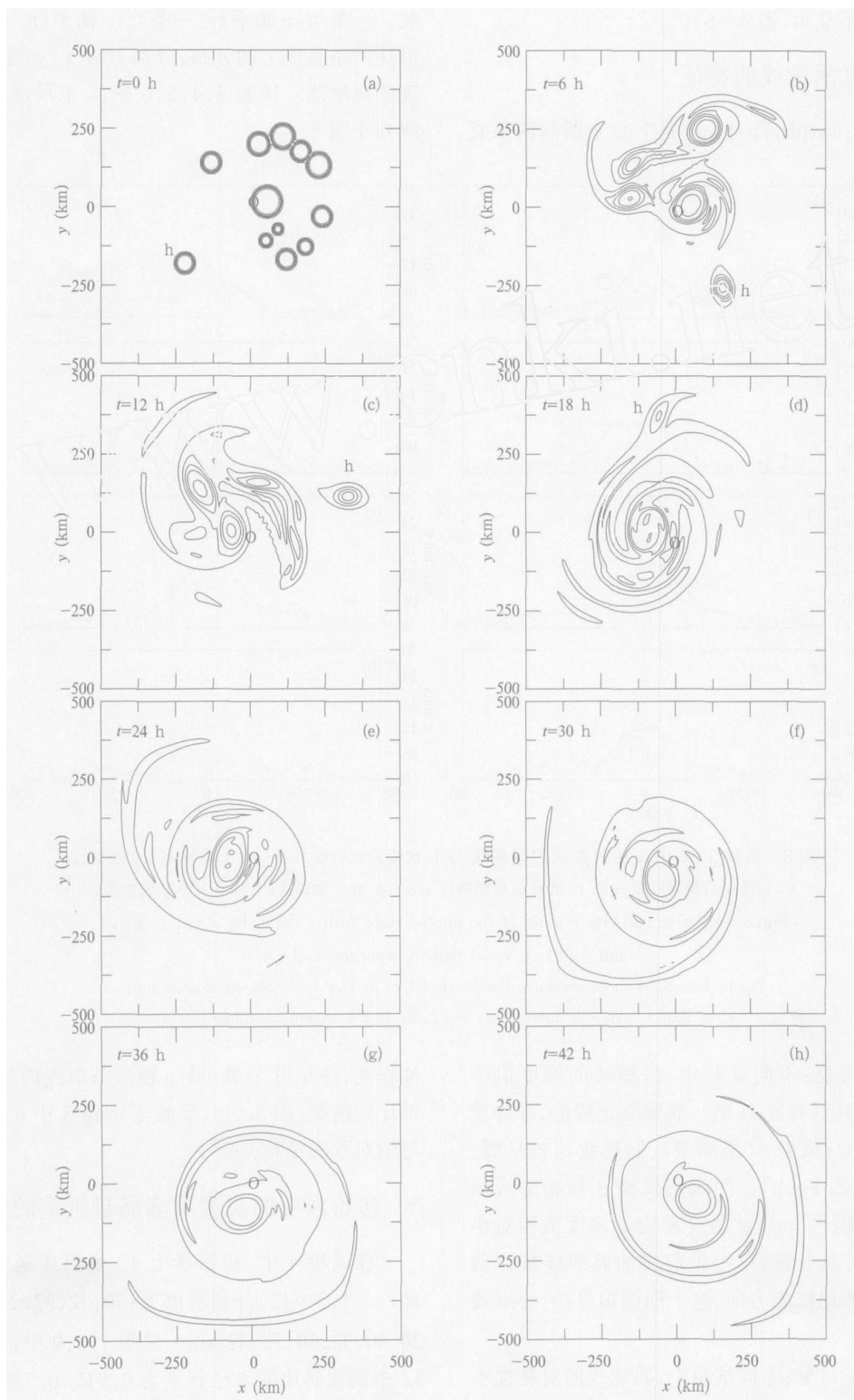


图7 试验6(压缩型)相对涡度场随时间的变化(其余同图2)

Fig. 7 Same as Fig. 2 but for Exp. 6 (compressive distribution)

这个现象并不显示(图 4—6)。

#### 4 $\alpha$ 中尺度涡廓线的特征

在图 4h, 5h, 6h, 7h 上, 过涡中心分别画两条直

线。一条与  $x$  轴平行, 一条与  $y$  轴平行。相对涡度沿这两条直线上的分布, 分别为沿  $x, y$  轴的相对涡度的涡廓线。试验 3, 4, 5, 6 中,  $\alpha$  中尺度涡的涡廓线列于图 8。

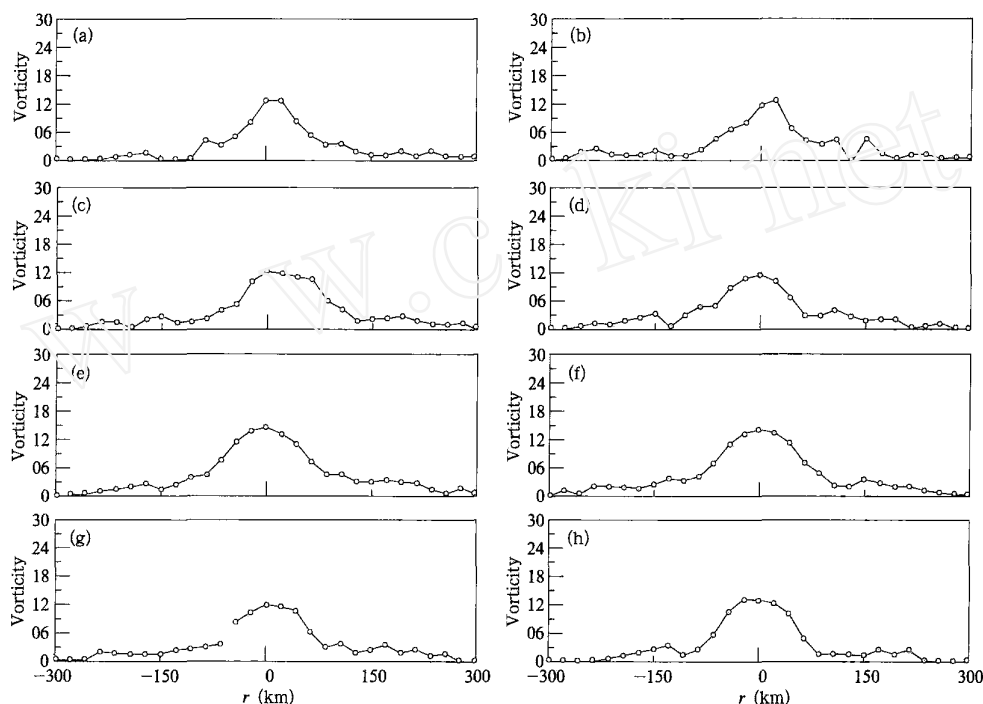


图 8 试验 3—6 中  $\alpha$  中尺度涡的涡廓线 (a, b. 试验 3(双对数 II 型); c, d. 试验 4(双正弦型); e, f. 试验 5(抛物线型); g, h. 试验 6(压缩型); a, c, e, g. 沿  $x$  轴廓线; b, d, f, h 沿  $y$  轴廓线)

Fig. 8 Relative vorticity profiles of the meso- $\alpha$  scale vortex along the  $x$ - (a, c, e, g) and  $y$ - (b, d, f, h) axis in experiments 3—6  
(a, b: Exp. 3, double-logarithmic distribution II; c, d: Exp 4, double-sine distribution; e, f: Exp. 5, parabolic distribution; and g, h: Exp. 6, compressive distribution)

由图 8 可见: 不同试验中, 涡廓线的峰度值不同。如试验 3(双对数 II 型), 涡廓线比较陡, 即峰度值大(图 8a, b); 试验 6(压缩型), 涡廓线比较平缓, 即峰度值小(图 8g, h)。注意到试验 3 初始廓线的峰度值相对大(图 1c), 试验 6 相应的峰度值相对小(图 1f), 从现象上看, 自组织起来的涡廓线特征似乎是有一定的记忆能力的, 这个问题很复杂, 要继续分析。

由图 8 还可见: 不同试验中, 涡廓线的对称性不同。试验 3 中, 涡廓线峰两侧曲线的形状不同; 同时, 沿  $x$  与沿  $y$  轴两条涡廓线的差别也较明显(图 8a, b)。这些差别反映了试验 3 中  $\alpha$  中尺度涡与轴对称涡结构差别大。试验 5 中, 无论是峰两侧的对

称程度, 还是沿  $x$  轴、沿  $y$  轴两条廓线的相似程度, 都比较清楚(图 8e, f), 反映了试验 5 中  $\alpha$  中尺度涡与轴对称涡结构差别小。

#### 5 初始涡空间尺度对多涡自组织的影响

在试验 4 中, 初始场上 12 个涡或涡块的半径  $R_i$  ( $i = 1, 2, \dots, 12$ ) 分别取值为: 50, 32, 32, 24, 32, 16, 20, 40, 32, 40, 36, 32 km。试验 7, 8, 9 中, 初始场上 12 个涡或涡块的半径分别为  $0.9 R_i, 0.7 R_i, 0.5 R_i$ , 即分别为试验 4 中初始半径的 0.9, 0.7, 0.5 倍。对比试验 4, 7, 8, 9 的结果, 可以分析初始涡度空间尺度大小对多涡自组织的影响。

试验 4 中, 多个初始涡经三涡流型进入一个  $\alpha$

中尺度涡的过程,大致用了 36 h(图 5a—5g)。当初始涡半径减小至  $0.9 R_i$  时(试验 7),这个过程用了 54 h(图 9a—9g)。说明初始涡尺度对涡自组织的速

率有影响。

初始涡半径减小至  $0.7 R_i$  时(试验 8),多涡相互相互作用的过程与试验 4,7 明显不同。 $t=6$  h,涡 c,d

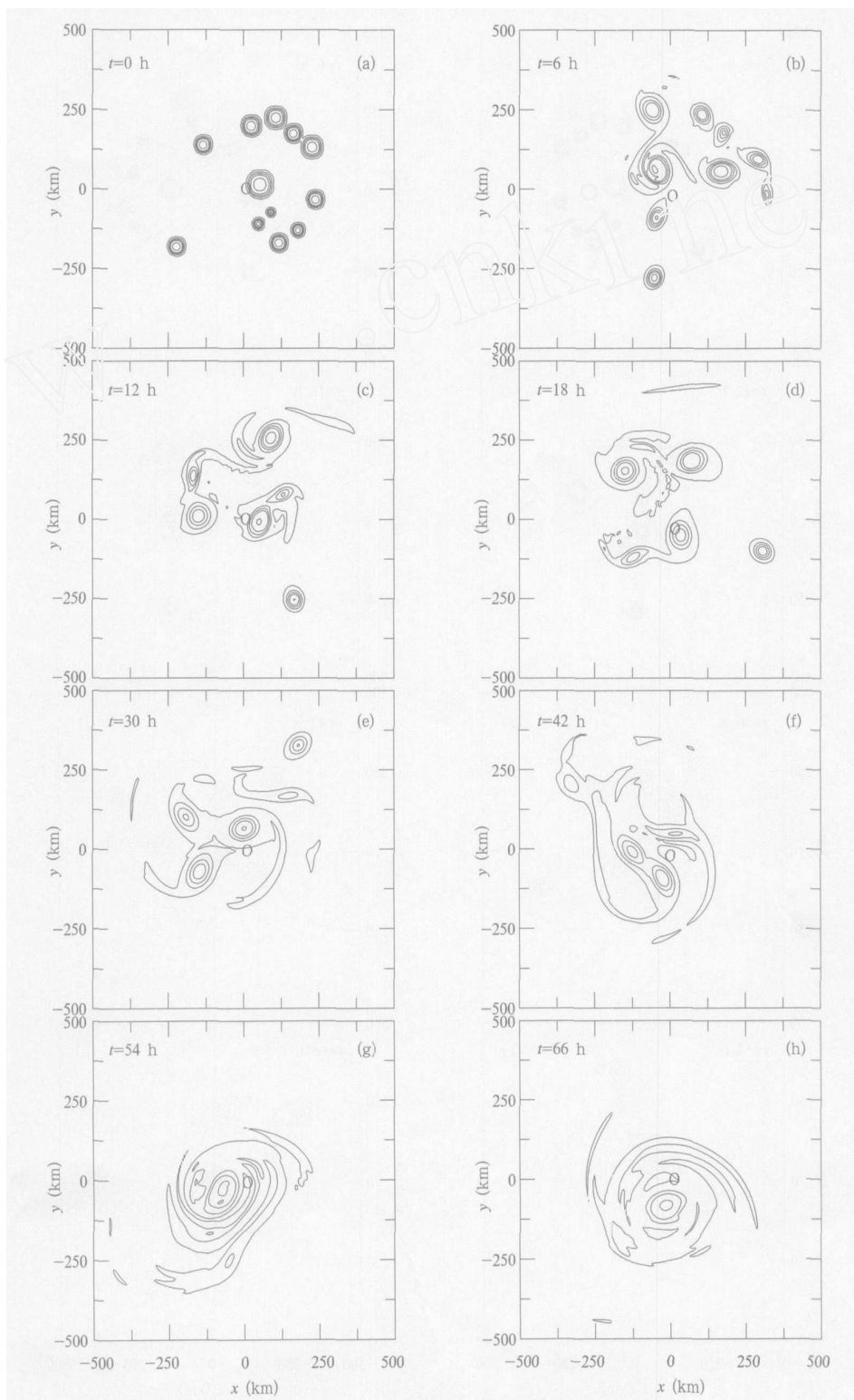


图 9 试验 7(初始涡尺度  $0.9 R_i$ ) 相对涡度场随时间的变化(其余同图 2)

Fig. 9 Same as Fig. 2 but for Exp. 7 (the initial vortex radius is  $0.9 R_i$ )

合并, 涡 e, f 合并(图 10a, b)。  $t = 12$  h, 涡 e, f, g 合并为涡 F(图 10c)。  $t = 18$  h, 涡 i, j 合并为涡 J, 涡 F 又分裂为两个涡 F, G, 形成五涡共存的局面(图

10d)。五涡共存流型持续到 42 小时, 此外涡 h 一直独立存在未加入到多涡相互作用之中(图 10e, f)。此后, 流型有些变化, 但没有形成上述三涡流型(如图

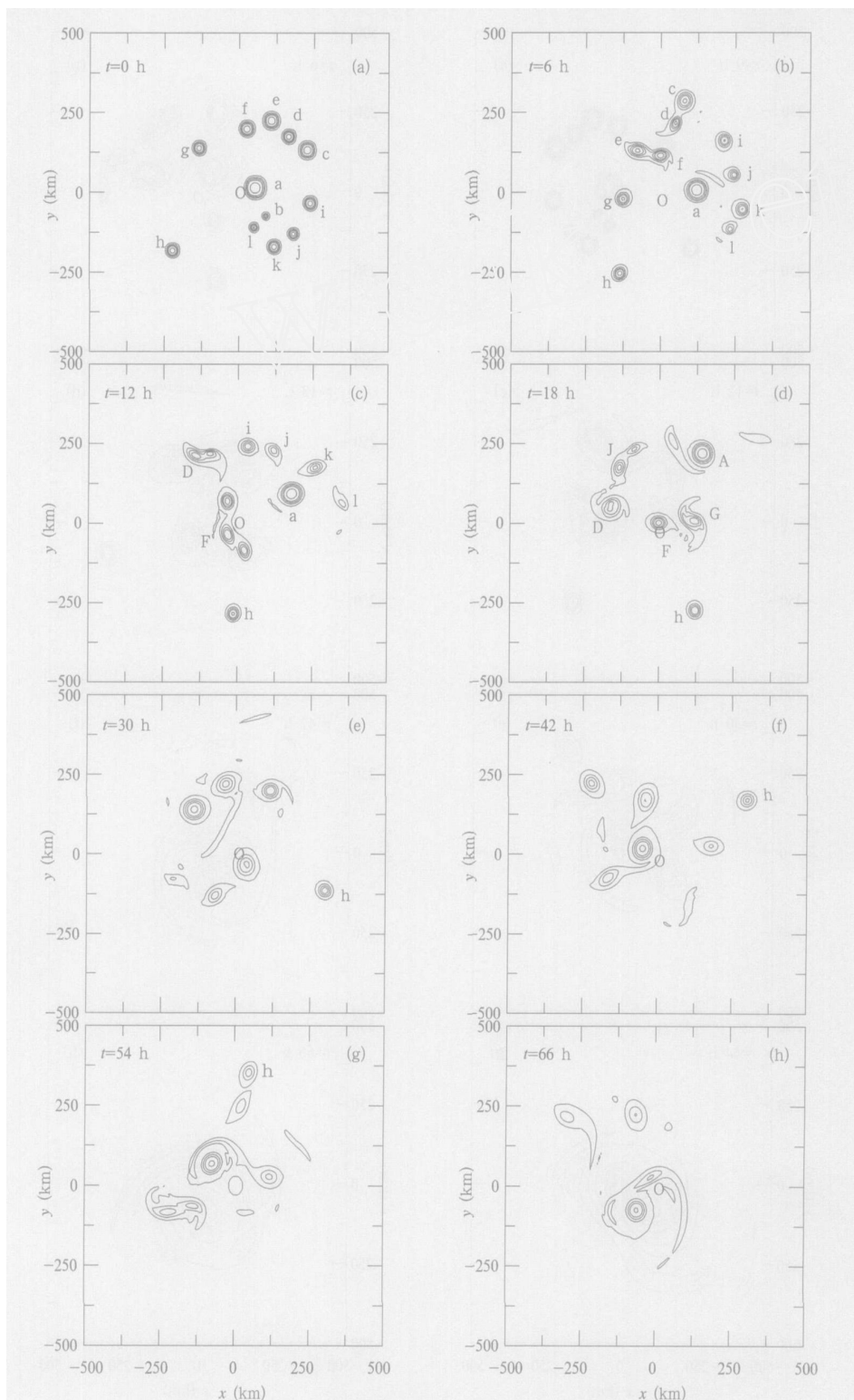


图 10 试验 8(初始涡尺度  $0.7 R_0$ ) 相对涡度场随时间的演变(其余同图 2)

Fig. 10 Same as Fig. 2 but for Exp. 8 (the initial vortex radius is  $0.7 R_0$ )

5d),也没有把 12 个初始涡组织起来(图 10g,10h)。

初始涡半径减小至  $0.5 R_i$  时(试验 9),初始涡块 b 在  $t = 18$  h 消失(图 11a—11d);初始涡块 l 在  $t = 30$

h 消失(图 11a—11e)。初始 12 个涡减至 10 个涡,这种状况一直维持到  $t = 66$  h(图 11f—11h)。在整个积分过程中,没有明显的涡合并现象和涡自组织现象。

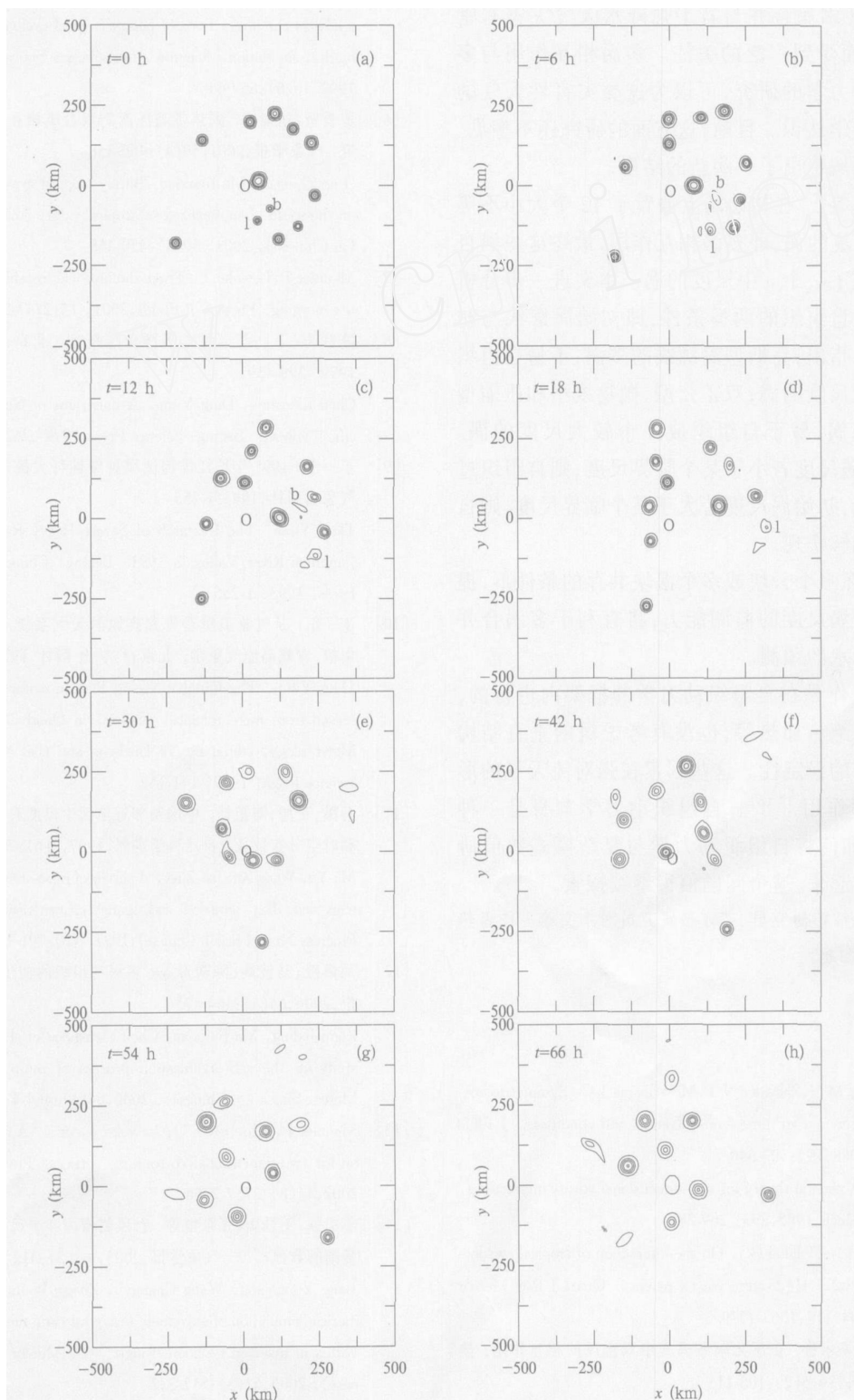


图 11 试验 9(初始涡尺度  $0.5 R_i$ )相对涡度场随时间的演变(其余同图 2)

Fig. 11 Same as Fig. 2 but for Exp. 9 (the initial vortex radius is  $0.5 R_i$ )

## 6 结论和讨论

实际大气中,存在着多个涡旋或涡块合并的现象<sup>[8-11]</sup>,由于多涡合并与若干强降水天气灾害有密切联系,因而受到广泛的关注。多涡相互作用与多涡自组织动力学的研究,可以为这类灾害性天气的预测提供科学认识。目前,这方面的研究还不多见。本文在此领域提出了一些新的结果。

周嘉陵等<sup>[12]</sup>在初始场上放置了 12 个大小不等的  $\beta, \gamma$  中尺度的涡,即多涡相互作用,最终这些涡自行组织形成了一个  $\alpha$  中尺度的涡。本文进一步分析了影响多涡自组织的两类条件,即初始涡廓线与初始涡尺度。指出,高斯型涡廓线的多涡,不易自组织成一个较大尺度的涡;双正弦型、抛物线型和压缩型涡廓线的多涡,易于自组织成一个较大尺度的涡。同时,初始涡尺度若小于某个临界尺度,则自组织过程不会实现;初始涡尺度若大于某个临界尺度,则自组织过程能够实现。

因此,在多个云块或多个涡块共存条件下,提高涡结构与涡尺度的监测能力,将有利于多涡合并及强对流降水的预测。

本文工作是在自组织动力学的框架内进行的,没有考虑非绝热加热等,也没有考虑涡的垂直结构和环境层结的稳定性。这些因素在强对流天气的形成中有重要作用<sup>[14-16]</sup>。自组织动力学本身是一种理想模型,如何将自组织动力学与复杂模式数值研究两者结合起来,这个问题值得继续探索。

致谢:徐祥德研究员、高守亭研究员对本文第一作者热心指导,致以谢意。

## 参考文献

- [1] Melander M V, Zabusky N T, McWilliams J C. Symmetric vortex merger in two dimensions: Causes and conditions. *J Fluid Mech*, 1988, 195: 303-340
- [2] Dritschel D G. A general theory for two-dimensional vortex interactions. *J Fluid Mech*, 1995, 293: 269-281
- [3] Ritchie E A, Holland G J. On the interaction of tropical cyclone-scale vortices. II: discrete vortex patches. *Quart J Roy Meteor Soc*, 1994, 119: 1363-1379
- [4] 王玉清, 朱永祯. 正压无辐散模式中双台风的相互作用. *热带气象*, 1989, 5(2): 105-115  
Wang Yuqing, Zhu Yongti. Interactions of binary vortices in a nondivergent barotropic model. *J Tropical Meteorology*, 1989, 5(2): 105-115
- [5] 王玉清, 朱永祯. 双热带气旋相互作用的机制分析及数值研究 II: 数值模拟. *大气科学*, 1992, 16(6): 659-668  
Wang Yuqing, Zhu Yongti. Mechanism analysis and numerical study on the interactions of binary tropical cyclones part II: numerical simulation. *Scientia Atmospherica Sinica (in Chinese)*, 1992, 16(6): 659-668
- [6] 罗哲贤, 马镜娴. 副热带高压南侧双台风相互作用的数值研究. *气象学报*, 2001, 59(4): 450-458  
Luo Zhexian, Ma Jingxian. Binary tropical cyclone interactions on the south of an idealized subtropical ridge. *Acta Meteor Sinica (in Chinese)*, 2001, 59(4): 450-458
- [7] Meunier P, Leweke T. Three-dimensional instability during vortex merging. *Physics of Fluids*, 2001, 13: 2747-2750
- [8] 陈联寿, 丁一汇. 西太平洋台风概论. 北京: 科学出版社, 1979. 399-439  
Chen Lianshou, Ding Yihui. A Panorama of Northwestern Pacific Typhoon. Beijing: Science Press, 1979. 262-324
- [9] 丁一汇. 1991 年长江淮河流域持续性特大暴雨研究. 北京: 气象出版社, 1993. 1-255  
Ding Yihui. The Research of Severe Heavy Rainfall Storm of Jianghuai River Valley in 1991. Beijing: China Meteorological Press, 1993. 1-255
- [10] 丁一汇. 从气象卫星看青藏高原的天气系统. 见叶笃正, 高由禧. 青藏高原气象学. 北京: 科学出版社, 1979. 141-152  
Ding Yihui. The Qinghai-Xizang Plateau synoptic systems observed from meteorological satellite, in Qinghai-Xizang Plateau Meteorology, edited by Ye Duzheng and Gao Youxi, Beijing: Science Press, 1979. 141-152
- [11] 马禹, 王旭, 陶祖钰. 中国及邻近地区中尺度对流系统的普查和时空分布特征. *自然科学进展*, 1997, 7(6): 701-706  
Ma Yu, Wang Xu, Tao Zuyi. A survey of meso-scale convective systems and their temporal and spatial characteristics over China. *Progress Natural Sci (in Chinese)*, 1997, 7(6): 701-706
- [12] 周嘉陵, 马镜娴, 陈联寿等. 多涡自组织的初步研究. *气象学报*, 2006, 64(4): 464-473  
Zhou Jialing, Ma Jingxian, Chen Lianshou, et al. A preliminary study on the self-organization process of multi-vortices. *Acta Meteor Sinica (in Chinese)*, 2006, 64(4): 464-473
- [13] Meunier P, Ehrenstein U, Leweke T, et al. A merging criterion for two-dimensional co-rotating vortices. *Physics of Fluids*, 2002, 14(8): 2757-2766
- [14] 姜勇强, 王昌雨, 张维恒等. 台风倒槽内  $\beta$  中尺度低涡及特大暴雨的数值模拟. *气象学报*, 2003, 61(3): 312-322  
Jiang Yongqiang, Wang Changyu, Zhang Weihuan, et al. Numerical simulation of extremely heavy rain and meso- $\beta$  scale low vortex in inverted typhoon trough. *Acta Meteor Sinica (in Chinese)*, 2003, 61(3): 312-322
- [15] 周玉淑, 邓国, 黄仪虹. 长江流域一次暴雨过程中的不稳定条件分析. *气象学报*, 2003, 61(3): 323-333

- Zhou Yushu, Deng Guo, Huang Yihong. Analysis on instability condition during a torrential rain over Yangzi River Basin. *Acta Meteor Sinica*(in Chinese), 2003, 61(3):323-333
- [16] 程麟生,冯伍虎. '98.7"暴雨 $\beta$ 中尺度低涡生成发展结构演变:双向四重嵌套网格模拟. *气象学报*, 2003, 61(4):385-395
- Cheng Linsheng, Feng Wuhu. Structural evolution of the genesis and development on meso- $\beta$  vortex for the '98.7" heavy rainfall: simulation of two ways with quartet nested grid. *Acta Meteor Sinica* (in Chinese), 2003, 61(4):385-395

## INFLUENCES OF THE INITIAL STRUCTURE AND SCALE ON THE SELF-ORGANIZATION OF VORTICES

Zhou Jialing<sup>1,2</sup> Ma Jingxian<sup>1</sup> Chen Lianshou<sup>3</sup> Luo Zhexian<sup>1</sup>

1 *Nanjing University of Information Science & Technology, Nanjing 210044*

2 *Jiangsu Meteorology Observatory, Nanjing 210008*

3 *Chinese Academy of Meteorological Science, Beijing 100081*

### Abstract

In the framework of vortex self-organization dynamics, 9 groups of numerical experiments were carried out for 72 h to investigate the influence of the structure and scale of initial vortices on the self-organization process. Initially, there were 12 meso- $\beta$  or  $\gamma$  scale vortices of different scales in the experiments. By analyzing the influence of six types of initial vortex profiles and scales on the self-organization process of the vortices, we reach a conclusion that the vortices with a Gaussian initial vorticity distribution couldn't merge into a meso- $\alpha$  scale vortex by self-organization, while a meso- $\alpha$  scale vortex was formed in the experiments with a initial vorticity distribution of double-sine, parabolic, or compressive pattern. Furthermore, the initial vortex structure also affected the timing of the genesis of tri-vortex flow pattern, and thus the timing of the formation of meso- $\alpha$  scale vortex. And meanwhile, the spatial scale of the initial vortex was also a significant factor determining the success or failure of self-organization.

**Key words:** Multi-vortices, Vortex merger, Self-organization.