

# 能量频散对台风结构和移动的作用<sup>\*</sup>

罗 哲 贤

(南京气象学院, 南京, 210044)

## 提 要

本文用双 Fourier 展开的解析方法和  $\beta$  平面准地转正压模式数值试验的方法, 研究了台风涡旋能量频散及其对台风路径的影响问题。解析与数值试验的结果一致地表明, 由于能量频散, 在台风中心以东方向形成了一个低—高一低值系统的波列。三组数值试验的结果表明, 波列中的高值系统对台风的结构和移行具有明显的影响。

**关键词:** 台风, 频散, 结构, 移动。

## 1 引言

$\beta$  效应对台风移行的影响问题, 历来受到重视。40 年代, Rossby<sup>(1)</sup> 就指出, 对称的气旋性涡旋南北两侧之间柯氏力的不同, 会引起涡旋向极移动。50 年代初, 叶笃正<sup>(2)</sup> 首先将台风视为一个 Rankine 涡旋, 研究了柯氏力场中台风移动的动力学。后来, Adem 等<sup>(3)</sup>, Anthes 等<sup>(4)</sup> 认为, 在台风区域的东部和西部,  $\beta$  项的作用有所不同, 结果会使涡旋向西移动。进入 80 年代, Holland<sup>(5)</sup> 提出了  $\beta$  作用与次级环流的关系。近来, Chan 和 Williams<sup>(6)</sup>, Fiorino 和 Elsberry<sup>(7)</sup> 分别提出了  $\beta$  项激发的自平流过程、 $\beta$  涡旋对及准均匀流等新的概念。陈联寿<sup>(8)</sup> 就  $\beta$  效应对台风移动的影响做了评述。李天明、朱永禔<sup>(9)</sup> 数值地讨论了台风移动的机制。

以往的工作, 对  $\beta$  项在台风区域以内的作用进行了深入的研究, 而对台风区域以外则很少考虑。

我们认为,  $\beta$  效应, 或发生在地球大气旋转力场中的频散效应, 其本质作用是使台风区域内的能量频散, 以一定方式向外散布出去; 在一定条件下, 会在台风区域以东或以西形成新的系统。这些系统反过来又可能影响台风的结构和移动。因而, 不仅需要着重分析  $\beta$  项在台风区域内的作用, 而且应该仔细研究能量从台风区域频散出去以后, 在区域外形成的系统的特征, 以及台风环流与这些系统之间的相互作用。本文结果指出, 这些系统对于台风的结构和移动路径具有重要的作用。这似乎是  $\beta$  效应影响台风移动的一种新的可能方式。

<sup>\*</sup> 1992 年 7 月 31 日收到原稿, 1993 年 2 月 11 日收到修改稿。国家八五科技攻关项目(85-906-07)资助。

## 2 能量频散和台风区域外系统的形成

取准地转正压涡度方程:

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

式中  $\psi$  为地转流函数,  $\beta = df/dy$ ,  $f$  为柯氏参数, 令  $\beta$  平面中线处  $\varphi = 25^\circ\text{N}$ 。

令  $L = 600\text{km}$ ,  $V = 35\text{m/s}$ , 以  $L, V, L/V$  为特征尺度, 将式(1)无量纲化。再令

$$\psi(x, y, t) = \bar{\psi}(y) + \psi'(x, y, t) \quad (2)$$

将式(2)代入式(1), 将式(1)线性化, 并令基本气流为零, 得到只含  $\beta$  作用的关于扰动量  $\psi'(x, y, t)$  的线性方程(以下略去  $\omega, n$ ):

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} \right) + \beta \frac{\partial \psi}{\partial x} = 0 \quad (3)$$

现用双 Fourier 展开方法求解式(3)<sup>(6)</sup>。

$\psi(x, y, t)$  的双 Fourier 变换为

$$\bar{\Psi}(k, l, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \psi(x, y, t) e^{i(kx+ly)} dx dy \quad (4)$$

式中  $k, l$  分别为沿  $x, y$  方向的波数。

由  $\bar{\Psi}(k, l, t)$ , 可用下式反求  $\psi(x, y, t)$ :

$$\psi(x, y, t) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \bar{\Psi}(k, l, t) e^{-i(kx+ly)} dk dl \quad (5)$$

实际计算时, 需要用到式(4)、(5)的离散形式:

$$\bar{\Psi}(k, l, t) = \sum_x \sum_y \psi(x, y, t) e^{i(kx+ly)} \Delta x \Delta y \quad (6)$$

$$\psi(x, y, t) = \frac{1}{4\pi^2} \sum_k \sum_l \bar{\Psi}(k, l, t) e^{-i(kx+ly)} \Delta k \Delta l \quad (7)$$

将式(5)、(7)中的波数与时间分离, 即令

$$\bar{\Psi}(k, l, t) = \bar{\Psi}(k, l, 0) e^{i\omega t} \quad (8)$$

式(5)或(7)以及式(8)代入式(3), 得频散关系

$$\omega = -\frac{\beta k}{k^2 + l^2} \quad (9)$$

和沿纬圈方向的相速公式

$$c_x = -\frac{\beta}{k^2 + l^2} \quad (10)$$

将式(8)、(9)代入(7), 可得

$$\psi(x, y, t) = \frac{1}{4\pi^2} \sum_k \sum_l \bar{\Psi}(k, l, 0) \exp\{-i(kx + ly)\} \exp\{-i\beta kt/(k^2 + l^2)\} \quad (11)$$

式中  $\bar{\Psi}(k, l, 0)$  可用初始流函数场  $\psi(x, y, 0)$  求出。一旦初始时刻流函数场  $\psi(x, y, 0)$  给定, 那末, 该流函数场以后随时间的演变, 将由式(11)确定。

本文中, 初始时刻的相对涡度场呈对称分布<sup>(6)</sup>:

$$\xi_0(r) = (2V_m/r_m)(1 - 0.5(r/r_m)) \exp\{1 - (r/r_m)\} \quad (12)$$

式中  $r = \sqrt{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2}$ ,  $(x_0, y_0)$  为初始时刻台风中心的坐标。  $V_m$  为台风最大风速,  $r_m$  为出现最大风速处与台风中心的距离。

用泊松方程的数值求解方法,从  $\xi_0(r)$  求出初始时刻的流函数场  $\psi(x, y, 0)$ 。计算区域为正方形,边长为  $2\pi L$ ,即 3770km。取  $77 \times 77$  个格点,格距  $\Delta x = \Delta y = 49.6\text{km}$ 。 $r_m = 100\text{km}$ ,  $V_m = 20\text{m/s}$ 。为检验泊松迭代方程的精度,从  $\psi(x, y, 0)$  用差分公式反求相对涡度场,记为  $\xi'_0(r)$ 。在全部 5929 个格点上,求  $\xi'_0(r)$  与  $\xi_0(r)$  的差值,最大相对误差不超过千分之一,精度比较高。

对初始流函数场  $\psi(x, y, 0)$  做双 Fourier 展开时,令  $k_M = l_M = 38$ 。这里,  $k_M, l_M$  分别为沿  $x, y$  方向的最大波数。也就是说,计用  $39 \times 39$ ,即 1521 个模来展开流函数场  $\psi(x, y, 0)$ 。为了估价展开的精度,在求出  $\psi(x, y, 0)$  的展开系数后,再用式(7)反求流函数的初始场,记为  $\psi'(x, y, 0)$ 。在 5929 个格点上,分别计算  $\psi'(x, y, 0)$  与  $\psi(x, y, 0)$  的差值。最大相对误差亦不到千分之一,表明流函数场展开与合成的计算方法具有高的精度。

在文献[6]、[7]中,无论是解析计算,还是数值试验,均仅限于 3 个模式日。如所周知,一个台风移动的生命史约为 7—10d。台风区域能量频散出去,形成新的系统,也需要一段时间。如仅分析 3 个模式日以内的演变,能量频散形成新的系统等现象尚未充分显示,也就难以分析这些系统在台风移动过程中所起的作用。鉴于此,本文无论是解析计算还是数值试验,所取时间尺度均大于 7 个模式日,最多为 14 个模式日。

在式(11)中,令  $t = 24, 48, 72, \dots, 336\text{h}$ ,分别计算第 1, 2, 3, ……14 个模式日的流函数场,加上初始场,计 15 张流函数分布图。另外还计算了相应的切向风速场。根据这些图

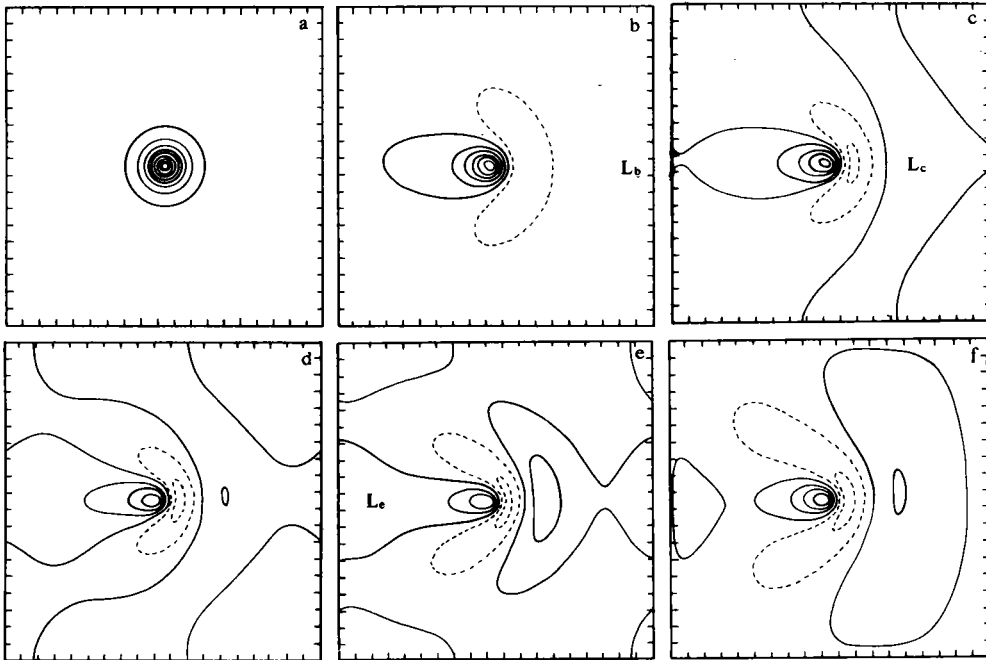


图 1 初始对称涡旋在  $\beta$  项作用下随时间的演变

((a) — (e) 解析计算结果; (f) 数值计算结果。(a)  $t = 0$ , (b)  $t = 72\text{h}$ , (c)  $t = 120\text{h}$ , (d)  $t = 168\text{h}$ , (e)  $t = 216\text{h}$ , (f)  $t = 168\text{h}$ 。实线代表流函数为负值,虚线代表流函数为正值。等值线间隔为  $0.7 \times 10^6\text{m}^2\text{s}^{-1}$ 。 $L_b, L_c, L_e$  的数值分别为  $-0.336, -0.588, -0.525 \times 10^6\text{m}^2\text{s}^{-1}$ )

域东面的高值系统对台风环流的作用,这是一个有高值系统影响的试验。试验 2 中,已将此高值系统的强度减弱一半,这是一个弱高值系统影响的试验。试验 3 中,已令此高值系统的强度为零,这是一个没有高值系统影响的试验。若此高值系统对台风涡旋的结构和移行没有影响能力,仅决定于台风涡旋区域内的状态和过程,那末,这三个试验的结果应无明显差别。如有差别,则需分析高值系统对台风结构和移行的具体影响和影响的程度。

在线性的情况下,波列均按正东—正西方向排列,波列中的高、低值系统均以  $x$  轴为对称轴(图 1)。在非线性的情况下(试验 1),在台风中心以东,低—高—低型的波列仍然可以清楚地显示。但波列不再按正东—正西方向排列,三个系统中心的连线不再为直线,该连线的形状也不再维持定常,三个系统关于  $x$  轴的对称性均不再存在(图略)。这是线性与非线性情况之间的主要差别。

### 3.1 波列中高值系统对台风结构的影响

通过台风中心作一条东西向的直线作为  $x$  轴。绘制流函数  $\psi$  沿  $x$  轴的变化曲线。该曲线可以大致反映台风及其邻近区域流场和风场东西向的结构。

三个试验的初始场相同,系对称涡旋(图 2a)。

在试验 1 中,  $t = 72\text{h}$  时,台风涡旋的对称性不再存在(图 2b, 实线)。在台风区域的东半部,等值线分布较陡,西半部较缓。台风中心与其东 300km 处流函数的差值  $|\Delta\psi_E| = 0.23$ ; 与其西 300km 处的差值  $|\Delta\psi_W| = 0.18$ 。若以  $\Delta\psi = 0.01$  为等值线间隔绘出台风区域的流函数分布,则在同样 300km 距离以内,东半部有 23 条等值线,西半部仅 18 条等值线,这就形成了等值线东密西疏的分布类型。在积分过程中,这种东密西疏的非对称性稍有加强(图 2c, 2d, 实线)。这是有高值系统影响的试验结果。

在试验 2 中,存在弱高值系统的影响。流函数东密西疏的非对称性与试验 1 相比已明显减弱(图 2b—2d, 虚线)。

在试验 3 中,无高值系统的影响。流函数东密西疏的非对称性已经不甚清楚了(图 2b—2d, 点划线)。

在图 2c 中,试验 1 台风中心与其西 300km 处流函数的差值为 0.17, 与其东 300km 处差值为 0.22, 两者的均值为 0.195, 记为  $\Delta\bar{\psi}$ 。 $\Delta\bar{\psi}$  反映了以台风中心为圆心, 半径

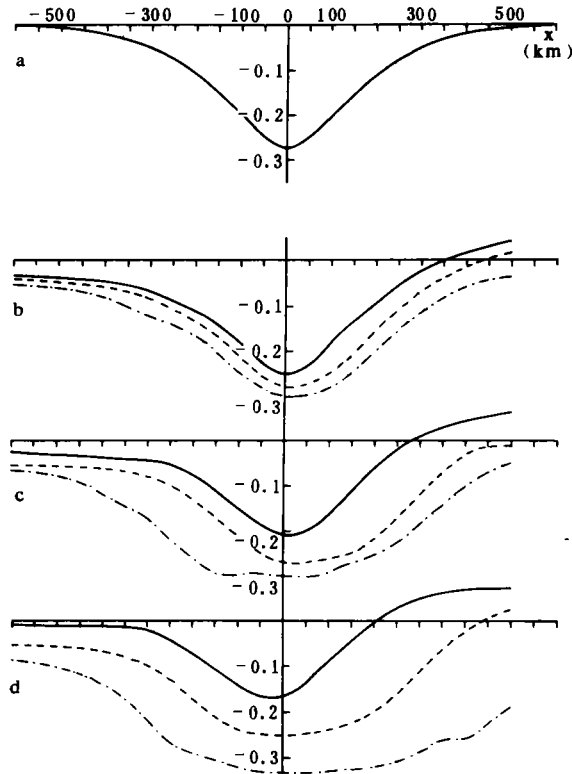


图 2 试验 1—3 中,流函数沿东西方向的分布  
(a)  $t = 0$  (b)  $t = 72\text{h}$  (c)  $t = 120\text{h}$  (d)  $t = 168\text{h}$   
实线: 试验 1; 虚线: 试验 2; 点划线: 试验 3。  
纵坐标为流函数的无量纲量)

为 300km 的圆形区域内流函数分布的疏密程度。 $\Delta\bar{\psi}$  愈大(小),等值线分布愈密(疏)。在试验 2、3 中, $\Delta\bar{\psi}$  分别为 0.170 和 0.125。显然,台风涡旋内等值线的分布情况,以试验 1 为最密,试验 2 其次,试验 3 最疏。用文献[11]的说法,试验 1 中出现的是紧涡旋,试验 3 中出现的是松涡旋。

概括而言,波列里的高值系统对台风结构的作用可以归纳为两点:第一,影响台风东西向非对称的程度;第二,影响台风涡旋的松紧程度。

文献[10]根据数值试验的结果,指出台风结构东西方向的非对称性与台风沿东西向移速之间存在着较好相关。文献[11]从动力学的角度分析了涡旋的松紧程度与台风沿南北方向移速之间的联系,结果指出,紧涡旋一直向偏北方向移动,而松涡旋可以折向西南方向移动。

### 3.2 波列中高值系统对台风路径的影响

图 3 列出了试验 1—3 中台风移动的路径。

参照文献[9],本文台风中心的位置系用二次曲面订正的方法,由台风中心附近格点的涡度值决定。图 3 中三条路径的差别十分清楚。试验 1 是紧涡旋,向西北偏北方向移动。试验 3 是松涡旋,向西南偏西方向移动。试验 2 中台风路径位于两者之间。

同时,试验 1 中台风向西移动速度最快,试验 2 其次,试验 3 最慢。

这些结果与文献[10]、[11]的结论比较一致,表明了波列里的高值系统对台风路径具有影响能力。

如上所述,在试验 2 中,波列里高值系统的强度减小一半,系人为给定的。这种人为的给定在整个积分过程中都减弱了高值系统对台风的作用。结果使得试验 2 中台风移速比试验 1 要慢。另一方面,在线性的情况下,高值系统的强度自行增强(图 1)。非线性的结果与之类似,高值系统的强度也是自行增强的(试验 1,图略)。在(0—48h)期间,高值系统的强度较弱;在(96—144h)期间,强度较强。相应地,前者移速慢,后者移速快(图 3,实线)。这与试验 1,2 之间的对比结果,在某种程度上有些相似之处。

## 4 结果与讨论

长期以来,台风涡旋曾被认为是一个受环境场引导气流操纵的系统,台风路径的预报可以归于引导气流的预报。后来,不断积累的观测事实显示,台风移动的路径与引导气流之间往往存在偏离,形成异常路径。深入分析这一偏差形成的物理机制,已成为目前台

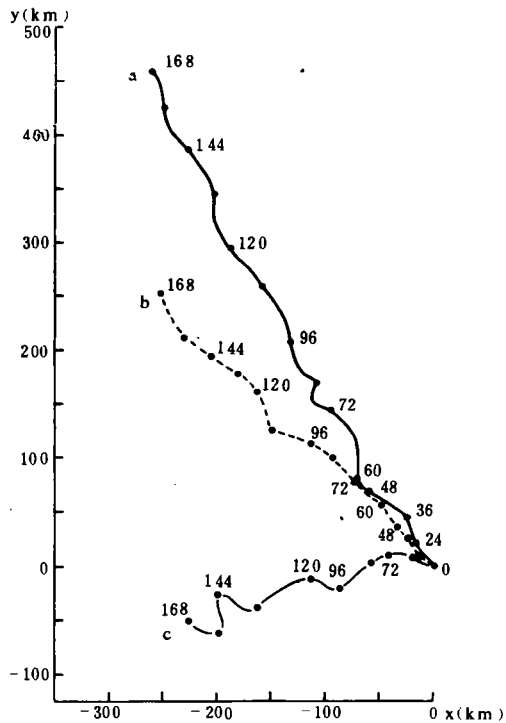


图 3 试验 1—3 中,台风移动的路径 (实线:试验 1;虚线:试验 2;点划线:试验 3。每隔 12h 注明一次位置,数字为模式小时)

风动力学的一个重要的研究方向。为使问题更为突出,不少工作均令环境风场为零,这意味着不存在引导气流,这时台风移动的路径可视为“偏差”路径。在此基础上,着重分析 $\beta$ 项和非线性平流对台风移动的作用,提出了自平流过程<sup>[6]</sup>、 $\beta$ 涡旋对及准均匀流<sup>[7]</sup>等概念,加深了对台风移动问题的科学认识。这些工作,以及40年代以来关于 $\beta$ 效应的研究,一般均只考虑 $\beta$ 项对台风区域内流型的作用,没有考虑更广阔的空间范围。

本文根据解析计算和数值试验的结果,认为:旋转力场中能量的频散使台风环流的能量散布到台风区域以外,在台风中心以东方向形成低(台风)—高—低型的波列。波列中的成员在台风移行过程中相伴而行,它们之间存在着持续的相互作用。这个波列中的高值系统是因台风环流的能量而生成的,反过来它对台风的结构和移动路径又产生了明显的影响。鉴于此,关于台风路径偏离引导气流物理机制的研究,似应考虑更为广阔空间内包括能量频散在内的多种物理过程。

能量频散对台风结构和移动的影响十分复杂。本文只是在无环境风场的条件下对一个特定的理想涡旋进行计算,结果是初步的。当涡旋的尺度参数和强度参数等改变时,或基流不再为零时,结果将如何改变,我们尚不清楚。对此类问题,将继续研究。

## 参考文献

- [1] Rossby C G. On the displacements and intensity changes of atmospheric vortices, *J Mar Res*, 1948, 7:175—196.
- [2] Yeh T C. The motion of tropical storms under the influence of a superimposed southerly current. *J Meteor*, 1950, 77: 108—113.
- [3] Adem J and P Lezema. On the motion of a cyclone embedded in a uniform flow. *Tellus*, 1960, 12:255—258.
- [4] Anthes R A. Tropical cyclones; their evolution, structure and effects. *Meteor Monographs*. 1982, 19(41): 208. Amer. Meteor. Soc.
- [5] Holland, G J. Tropical cyclone motion; Environmental interaction plus a beta effect. *J Atmos Sci*. 1983, 40: 328—342.
- [6] Chan J C L and R T Williams. Analytical and numerical studies of beta-effect in tropical cyclone motion, Part I. *ibid*, 1987, 44:1257—1264.
- [7] Fiorino M and R L Elsberry. Some aspects of vortex structure in tropical cyclone motion. *ibid*. 1989, 406: 979—990.
- [8] 陈联寿. 台风结构和运动研究进展. 台风会议文集, 气象出版社, 1985, 6—30.
- [9] 李天明, 朱永提. 热带气旋运动的分析和模拟. *中国科学, B 辑*, 1990, 1: 105—112.
- [10] 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.
- [11] Ohnishi, H. A study on the tropical cyclone motion caused by its asymmetric structure. *Collected papers issued at the conference of Meteor. Res. Inst.* 38—50, 1989.

# EFFECT OF ENERGY DISPERSION ON STRUCTURE AND MOTION OF TROPICAL CYCLONE

Luo Zhexian

(*Nanjing Institute of Meteorology, Nanjing, 210044*)

## Abstract

The structure and movement of tropical cyclone is studied using an analytical as well as a numerical model in a beta-plane nondivergent barotropic framework. The analytical model and the linear version of the numerical one give essentially the same result: the energy dispersion from tropical cyclone can create an L-H-L wave-train in the east region of tropical cyclone. Three numerical experiments whose integration times equal to seven model days by the nonlinear model exhibit that the closed high in the wave-train produces obvious influence on the structure and track of tropical cyclone.

**Key words:** Tropical cyclone, Energy dispersion, Structure, Movement.