

台风内核与外围的强度突变*

郑祖光 夏友龙

(北京气象学院,北京,100081)

刘式达

(北京大学,北京,1000871)

摘 要

观测事实表明,台风内核与外围的强度变化存在同步和不同步的复杂现象。为了研究这种现象,本文采用一个近似的控制方程组,应用尺度分析方法和非线性动力系统理论,定性地讨论了物理因子对内核与外围环流突变的影响。

关键词: 台风内核与外围,强度,突变。

1 引 言

台风研究已取得许多成果^[1-4],并逐渐深入到台风的内部结构,探讨我国近海台风突然加强的机理。Anthes^[5]根据实测资料把台风分为 4 个区,对各区作尺度分析并计算了物理特征量,指出各区的动力学机制有所不同。飞机探测进一步表明^[6],台风内核与外围的强度变化存在同步和不同步的复杂现象。探讨这种现象的机理,分析其影响因子,对于深入认识台风的内部结构和演变具重要的意义。为此,本文试用一个近似的控制方程组并作尺度分析,求出内核与外围的基本方程并用截谱方法导出相应的非线性常微分方程组,然后应用突变理论定性地讨论内核与外围的环流突变与物理因子的关系。

2 飞机探测事实与台风动力系统

2.1 观测事实

文献[6]利用 1980—1982 年间 58 个台风的飞机探测资料,分析了外围风速与内核强度(以 700hPa 高度为代表)变化之间的关系。本文引用其中 3 个有代表性的例子,见图 1。

图 1(a)是 1980 年强台风 Wynne。在它从热带低压发展到热带风暴期间,外围风力增大与内核强度增强是同时发生(同步)的。但此后不同步:在内核发展成强台风期间,外围风力并无明显变化;再往后 2d,外围增强而内核少变;消亡阶段内核减弱而外围少变。台

* 初稿时间:1994 年 8 月 11 日;修改稿时间:1995 年 8 月 17 日。

资助课题:国家八五攻关项目 85-906。

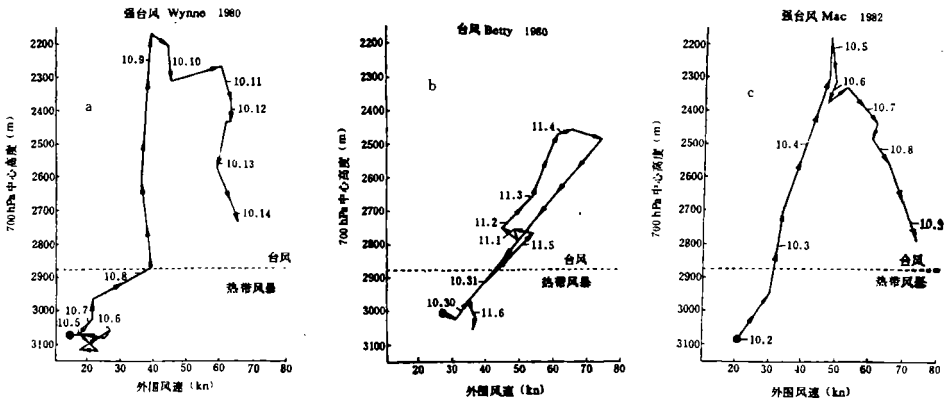


图 1 台风轴对称径向向外围 1-2.5°平均风力与气旋内核最大强度的对应变化(引自文献[6])

风 Betty(图 1(b))内核与外围变化是同步的。强台风 Mac(图 1(c))内核增强比外围快得多;而内核减弱时,外围风力继续加大。大量的台风资料表明,内核与外围的强度变化呈现出同步和不同步的复杂现象,本文对此进行研究。

2.2 控制方程与尺度分析

采用轴对称模式作为一种近似的动力框架。取 z 坐标系的 x 方向为 r 方向,与之垂直的方向为 y 方向;考虑范围较大的台风,静力平衡近似成立。这样,控制台风的运动方程为:

$$\begin{cases}
 \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} - fv = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + K_H \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + K_z \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \\
 \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + w \frac{\partial v}{\partial z} + fu = K_H \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + K_z \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \\
 \frac{\partial \theta}{\partial t} + u \frac{\partial \theta}{\partial x} + w \frac{\partial \theta}{\partial z} = \bar{Q} + K_\theta \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + K_{\theta z} \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} \\
 \frac{\partial P}{\partial z} = -\rho g, \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \\
 p = \rho RT, \theta = T(P_0/P)^{R/c_p}
 \end{cases} \quad (1)$$

其中 u, v 分别表示径向和切向速度分量; $\bar{Q} = \theta \bar{Q}/c_p T$, \bar{Q} 为单位质量空气的加热率; K_H, K_θ 分别是动量和热量的水平扩散系数; $K_z, K_{\theta z}$ 分别是动量和热量的垂直扩散系数。其它符号是气象上常用的。对于大气,常取 Prandtl 数为 1,则有 $K_\theta = K_z, K_{\theta z} = K_z$ 。

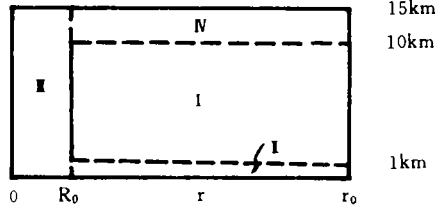


图 2 台风分区(引自文献[5])

为了对方程组(1)作尺度分析以求得内核与外围的控制方程,先要规定台风内部分区的尺度。采用 Anthes 的划分结果^[5](图 2),本文把 III 区称为内核, I、II、IV 区合称为外围,图 2 中内核的外界 $R_0 = 50\text{km}$,外围的外界 $r_0 = 500\text{km}$ 因主要考察对流层(10km 以

下)的强度变化,故不讨论Ⅳ区。各区尺度参照文献[5]。

对方程组(1)作尺度分析,分别得到如下基本方程:

内核(Ⅲ区):

$$\begin{cases} \frac{\partial u}{\partial x} - f v = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \\ \frac{\partial v}{\partial x} + u \frac{\partial v}{\partial x} + w \frac{\partial v}{\partial z} + f v = K_H \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + K_z \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \\ \frac{\partial \theta}{\partial x} + u \frac{\partial \theta}{\partial x} + w \frac{\partial \theta}{\partial z} = \tilde{Q} + K_z \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} \end{cases} \quad (2)$$

外围(Ⅰ区和Ⅱ区):

$$\begin{cases} \frac{\partial u}{\partial x} - f v = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \\ \frac{\partial v}{\partial x} + u \frac{\partial v}{\partial x} + w \frac{\partial v}{\partial z} + f u = K_H \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} \\ \frac{\partial \theta}{\partial x} + u \frac{\partial \theta}{\partial x} + w \frac{\partial \theta}{\partial z} = \tilde{Q} + \lambda_1 K_z \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} + \lambda_2 K_H \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} \end{cases} \quad (3)$$

方程组(2)和(3)中均省写相同的方程(对照方程组(1)),方程组(3)中 λ_1, λ_2 为特征参数,

Ⅰ区 $\lambda_1 = 0, \lambda_2 = 1$; Ⅱ区 $\lambda_1 = 1, \lambda_2 = 0$ 。为了统一书写,Ⅰ区中加进小项 $u \frac{\partial \theta}{\partial x}$ 。

2.3 扰动方程及其无量纲形式

参考文献[3],令

$$\begin{cases} u = u', & v = \bar{V}(x, z) + v', & w = w' \\ \rho = \bar{\rho}(x, z) + \rho', & \theta = \bar{\theta}(x, z) + \theta' \end{cases} \quad (4)$$

将式(4)代入方程组(2)和(3),采用 Boussinesq 近似,经推导得到扰动量(带“'”)满足的方程;复令 $P = P'/\bar{\rho}, u = u', v = v', w = w', \theta = g\theta'/\bar{\theta}$,得到扰动量(省去“'”)方程。然后引入 (x, z) 面上的流函数 Ψ ,即 $u = \partial\Psi/\partial z$ 及 $w = \partial\Psi/\partial x$,可推导出如下的扰动方程组:内核:

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial x} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} - f \frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{\partial \theta}{\partial x} \\ \frac{\partial v}{\partial x} + J(\Psi, v) + \zeta_a \frac{\partial \Psi}{\partial z} - \bar{V}_z \frac{\partial \Psi}{\partial x} = K_H \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + K_z \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \\ \frac{\partial \theta}{\partial x} + J(\Psi, \theta) + M^2 \frac{\partial \Psi}{\partial z} - N^2 \frac{\partial \Psi}{\partial x} = \frac{g}{\bar{\theta}} \tilde{Q} + K_z \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} \end{cases} \quad (5)$$

外围:

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial x} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} - f \frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{\partial \theta}{\partial x} \\ \frac{\partial v}{\partial x} + J(\Psi, v) + \zeta_a \frac{\partial \Psi}{\partial z} - \bar{V}_z \frac{\partial \Psi}{\partial x} = K_H \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} \\ \frac{\partial \theta}{\partial x} + J(\Psi, \theta) + M^2 \frac{\partial \Psi}{\partial z} - N^2 \frac{\partial \Psi}{\partial x} = \frac{g}{\bar{\theta}} \tilde{Q} + \lambda_1 K_z \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} + \lambda_2 K_H \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} \end{cases} \quad (6)$$

方程组(5)和(6)中, $M^2 = (g/\bar{\theta})(\partial\bar{\theta}/\partial x)$ 是水平温度梯度; $N^2 = (g/\bar{\theta})(\partial^2\bar{\theta}/\partial x^2)$ 是静力稳

定度; $\bar{V}_z = \partial \bar{V} / \partial z$ 是水平风速的垂直切变; $\zeta_a = f + \partial v / \partial x$ 表征惯性稳定度。它们是方程的控制参数,是影响台风强度的主要物理因子。 $J(A, B)$ 是 (x, y) 面上关于物理量 A, B 的 Jacobi 算子。

取各区范围为:

	内核(Ⅲ区)	外围(Ⅱ区)	外围(Ⅰ区)
水平方向:	$(0, 2R_0)$	$(2R_0, L_0)$	$(2R_0, L_0)$
垂直方向:	$(0, H)$	$(0, H_1)$	(H_1, H)

其中 $2R_0 = 100\text{km}$, $L_0 = 900\text{km}$, $H = 10\text{km}$, $H_1 = 1\text{km}$ 。把各区的坐标原点均取成 $(x = 0, z = 0)$, 则各区的边条件可统一写成:

$$\begin{cases} x = 0, \tilde{L}_0 \text{ 处}, \Psi = 0, \partial \theta / \partial x = 0, v = 0 \\ z = 0, \tilde{H} \text{ 处}, \Psi = 0, \theta = 0, \partial v / \partial z = 0 \end{cases}$$

其中 \tilde{L}_0 及 \tilde{H} 分别为各区的水平尺度和垂直尺度。再取径向距离尺度 L , 切向运动时间尺度 T , 科氏参数尺度 f_0 , 就可将方程组(5)和(6)化成形式上几乎无差别的无量纲方程组, 这里不再写出。

2.4 截谱模型

非线性偏微分方程(5)和(6)是难以求解的,为了考察台风变化,需将方程(5)和(6)化成相应的非线性常微分方程,然后进行突变分析。为此,先将方程(5)和(6)中的变量作谱展开,设变量在水平和垂直方向上在 $0-\pi$ 之间变化,原来的边界条件变成:

$$\begin{cases} x = 0, \pi \text{ 处}, \Psi = 0, \partial \theta / \partial x = 0, v = 0 \\ z = 0, \pi \text{ 处}, \Psi = 0, \theta = 0, \partial v / \partial z = 0 \end{cases}$$

谱展开时截取 $x_1 = \Psi_m, x_2 = \theta_m, x_3 = \theta_{02n}, x_4 = v_m, x_5 = v_{2m0}, Q_1 = Q_m, Q_2 = Q_{02n}$ 为基本模态,则谱展开式写成:

$$\begin{cases} \Psi = \frac{4}{\pi^2} x_1(t) \cdot \sin mx \cdot \sin nz \\ v = \frac{4}{\pi^2} x_4(t) \cdot \sin mx \cdot \cos nz + \frac{2}{\pi^2} x_5(t) \cdot \sin 2mx \\ \theta = \frac{4}{\pi^2} x_2(t) \cdot \cos mx \cdot \sin nz + \frac{2}{\pi^2} x_3(t) \cdot \sin 2nz \\ Q = \frac{4}{\pi^2} Q_1(t) \cdot \cos mx \cdot \sin nz + \frac{2}{\pi^2} Q_2(t) \cdot \sin 2nz \end{cases} \quad (7)$$

将方程组(7)分别代入(5)和(6),利用三角函数系的正交性,可导出如下的常微分方程——截谱模型(用“ \cdot ”表示 d/dt):

内核:

$$\begin{cases} n^2 \dot{x}_1 = \epsilon_1 f n x_4 - \epsilon_1 m x_2 \\ \dot{x}_2 = -\beta_1 m n x_1 x_3 + N^2 m x_1 + Q_1 - K_z n^2 x_2 \\ \dot{x}_3 = 2\beta_1 m n x_1 x_2 - \beta_2 x_1 M^2 / m - 4K_z n^2 x_3 + Q_2 \\ \dot{x}_4 = \beta_1 m n x_1 x_5 - \zeta_a n x_1 - (K_H m^2 + K_z n^2) x_4 \\ \dot{x}_5 = -2\beta_1 m n x_1 x_4 + \beta_2 x_1 \bar{V}_z / n - 4K_H m^2 x_5 \end{cases} \quad (8)$$

外围:

$$\begin{cases} n^2 \dot{x}_1 = \varepsilon_1 f n x_4 - \varepsilon_1 m x_2 \\ \dot{x}_2 = -\beta_1 m n x_1 x_3 + m x_1 N^2 + Q_1 - (\lambda_1 K_Z n^2 + \lambda_2 K_H m^2) x_2 \\ \dot{x}_3 = 2\beta_1 m n x_1 x_2 - \beta_2 x_1 M^2 / m - 4\lambda_1 K_Z n^2 x_3 + Q_2 \\ \dot{x}_4 = \beta_1 m n x_1 x_5 - \zeta_a n x_1 - K_H m^2 x_4 \\ \dot{x}_5 = -2\beta_1 m n x_1 x_4 - 4K_H m^2 x_5 + \beta_2 x_1 \bar{V}_z / m \end{cases} \quad (9)$$

方程组(8)和(9)中, $\varepsilon_1 = f_0 T$, $\beta_1 = 2/\pi^2$, $\beta_2 = 32/3\pi^2$ 。由于对 m, n 积分时, 仅当 m, n 为奇数时才有非线性项, 故方程组中 m, n 为奇数。

3 台风系统的平衡态和突变

3.1 系统(8)和(9)的平衡态

令方程(8)和(9)的左端(对时间微商项)为零, 可求出平衡态并化成只含 x_1 的高次代数方程:

$$g_0 x_1^4 + g_1 x_1^3 + g_2 x_1^2 + g_3 x_1 + g_4 = 0 \quad (10)$$

方程(10)的系数 g_0, \dots, g_4 在内核与外围各有其表达式, 这里不详细写出。这些系数与方程的物理参数有关, 体现了这些因子的综合作用。在取定参数值下, 可由式(10)先求出平衡态的第一分量 x_1^* , 然后用 x_1^* 表出其它分量, 即:

内核的平衡态:

$$\begin{cases} x_2^* = \frac{m\beta_1\beta_2 f \bar{V}_z n^2 x_1^{*2} - 4K_H f \zeta_a m^2 n^2 x_1^*}{4K_H m^2 (K_H m^2 + K_Z n^2) + 2\beta_1^2 m^2 n^2 x_1^{*2}} \\ x_3^* = \frac{1}{4K_Z n^2} (Q_2 - 2\beta_1 m n x_1^* x_2^* - \beta_2 x_1^* M^2 / m) \\ x_4^* = m x_2^* / f n \\ x_5^* = \frac{1}{4K_H m^2} (\beta_2 x_1^* \bar{V}_z / n - 2\beta_1 m n x_1^* x_4^*) \end{cases} \quad (11)$$

外围的平衡态:

$$\begin{cases} x_2^* = \frac{m\beta_1\beta_2 f \bar{V}_z n^2 x_1^{*2} + 4K_H f \zeta_a m^2 n^2 x_1^*}{4K_H^2 m^4 + 2\beta_1^2 m^3 n^2 x_1^{*2}} \\ x_3^* = \frac{1}{\beta_1 m n x_1^*} [N^2 m x_1^* + Q_1 - (\lambda_1 K_Z n^2 + \lambda_2 K_H m^2) x_2^*] \\ x_4^* = m x_2^* / f n \\ x_5^* = \frac{1}{\beta_1 m n x_1^*} (\zeta_a n x_1^* + K_H m^2 x_4^*) \end{cases} \quad (12)$$

这样, 讨论台风系统的平衡态及其变化便转为考察 x_1 。由前面知, $x_1 = \Psi_{mn}(t)$ 表征台风流场, x_1 的符号对应着台风环流圈的形式^[3], 本文把台风分成内核与外围: 图3中, (a)对应台风环流加强; (b)对应减弱。 x_1 受诸多物理参数的影响, 如 N^2, M^2, ζ_a 以及对流加热 Q_1 等, 讨论这些因子对 x_1 的影响, 就可从物理上定性地考察它们对台风环流变化的作用。

3.2 台风环流的突变

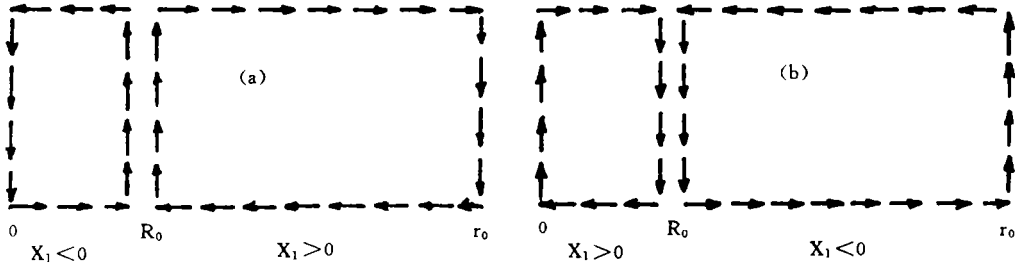


图3 台风内核与外围的环流圈与流函数 x_1 的关系。

((a) 中心下沉, 眼壁区(R_0) 处上升, 外围边界(r_0) 处下沉; (b) 则与(a) 相反)

由突变理论^[7]知, 一维动力系统 $\dot{x} = f(x) = \partial E / \partial x$ (E 是势函数) 中, 若 $f(x)$ 是 3 次多项式, 则可能发生突变, 此时突变点满足 $f(x) = \partial E / \partial x = 0$ 及 $\partial^2 E / \partial x^2 = 0$ 。对照关于 x_1 的 4 次方程(10), 在下面两种情形下都可退化为 3 次方程:

(1) 存在热成风偏差而不考虑加热因子。这时 $Q_1 = Q_2 = 0, g_4 = 0$, 于是有:

$$(g_0 x_1^3 + g_1 x_1^2 + g_2 x_1 + g_3) x_1 = 0$$

$$\text{则 } x_1 = 0, \text{ 或 } g_0 x_1^3 + g_1 x_1^2 + g_2 x_1 + g_3 = 0$$

(2) 在热成风平衡下考虑加热。这时 $Q_1 \neq 0, Q_2 \neq 0$, 而 $f \bar{V}_z + M^2 = 0$, 则 $g_0 = 0$, 于是有:

$$g_1 x_1^3 + g_2 x_1^2 + g_3 x_1 + g_4 = 0$$

以下就在上述两种情形下, 依据 x_1 的 3 次方程讨论平衡态 x_1 的稳定性以及突变与物理因子的关系。

4 数值计算分析

为了具体讨论 x_1 与单参数的关系, 可取定其它主要参数值, 并参照文献[3]和[5]取定非主要参数值, 进行数值计算。为使图象简洁, 取 $m = n = 1$ 。

(1) 存在热成风偏差而不考虑加热时, N^2 与 x_1 的关系。计算时, 取 $M^2 = 1.0, \bar{V}_z = 5.0, \xi_a = -0.1, x_1$ 随 N^2 的变化见图 4(a)。图上曲线 I 和 II 分别表示内核和外围; 实线表示平衡态稳定, 虚线则不稳定, 实线与虚线交界处为突变点。从图 4(a) 看出, 内核与外围的 x_1 从各自的当前值(由各区的参数值决定) 出发, 分别沿曲线 I 和 II 的实线移动到突变点, 越过虚线而垂直于横轴 (N^2) 跳到另一支实线上; 这时 x_1 值改变符号, 环流突变。其中情形有: (a) 曲线 I 上跳, II 下跳, 内核与外围环流都加强, 整个台风增强; 反之, I 下跳、II 上跳, 台风减弱。(b) 曲线 I 和 II 都下跳, 内核减弱, 外围增强; 都上跳则内核增强, 外围减弱。图 4(b) 表明, 外围有突跳, 内核无突跳。

(2) 热成风平衡下考虑加热。例如分析 Q_1 对 x_1 的影响。 $Q_1 > 0$ 表示加热的水平分布是原点附近达到最大, 垂直分布是(对流层) 中层达到最大; 相反分布下 $Q_1 < 0$ 。按前面分区, 内核的原点在台风中心, 外边界是眼壁(R_0 处); 外围的“原点”是眼壁, 外边界在 r_0 处。这样, 实测资料中常有的眼壁区积云对流加热最强的情形, 恰好对应于内核 $Q_1 < 0$, 而外

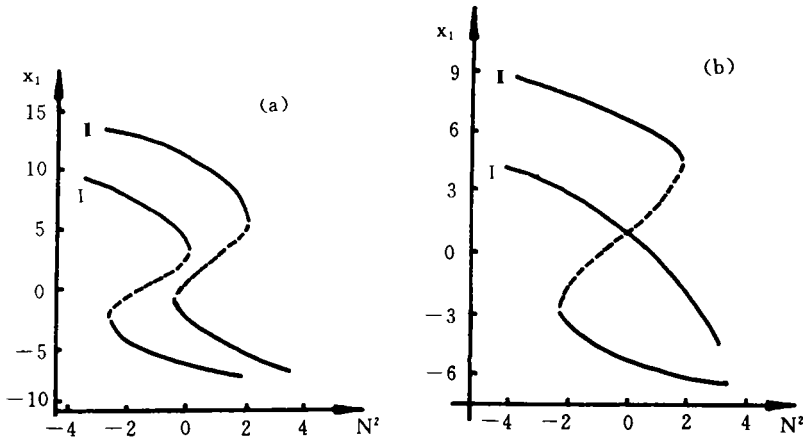


图4 存在热成风偏差而无加热下, x_1 随 N^2 的变化

(曲线 I 和 II 分别表示内核和外围, 实线表示平衡态稳定, 虚线则不稳定, 实线与虚线交界处为突变点。

(a) $M^2 = 1.0, \bar{V}_z = 5.0, \zeta_a = -0.1$; (b) $M^2 = 5.0, \bar{V}_z = 5.0, \zeta_a = -0.5$

围 $Q_1 > 0$ 。图 5(a) 表明, 当眼壁区积云对流加热增大时, 内核(曲线 I) 在 $Q_1 = -4.1$ 处下跳, x_1 由正变负, 环流加强; 外围(曲线 II) 在 $Q_1 = 1.8$ 处上跳, x_1 由负变正, 环流也加强。所以, 眼壁区对流加热增大是整个台风突然增强的重要因素。图 5(b) 上, 内核有突跳, 外围则是亚临界分岔。

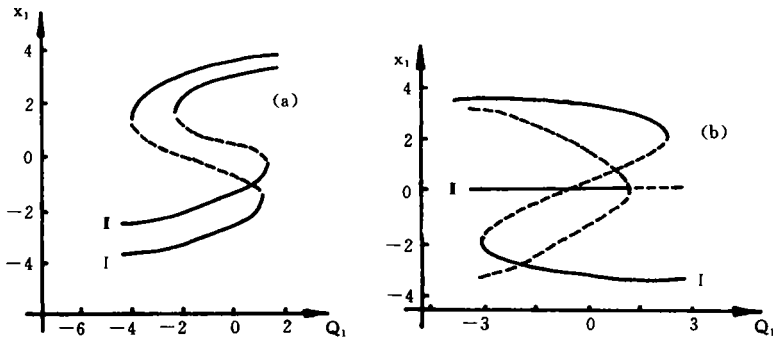


图5 热成风平衡下, 加热因子 Q_1 与 x_1 的关系

((说明同图 4). (a) $M^2 = -1.0, \bar{V}_z = 1.0, Q_2 = 1.0, \zeta_a = 3.0, N^2 = 3.0$;

(b) $M^2 = -1.0, Q_2 = 1.0, \zeta_a = 3.0, \bar{V}_z = 1.0, N^2 = 3.0$)

(3) 热成风平衡下, N^2 与 Q_1 对 x_1 的共同作用。对于内核, 当 $N^2 < 0, Q_1 < 0$ 或者 $N^2 > 0, Q_1 > 0$ 时, 有突变; 对于外围, 只有在不稳定层结下 ($N^2 < 0$), 且 Q_1 达较大值之后才有突变(图略)。

(4) 因子 M^2 及 ζ_a 对 x_1 突变的影响也有数值结果, 如图 6(a) 和 (b), 这里不详述。

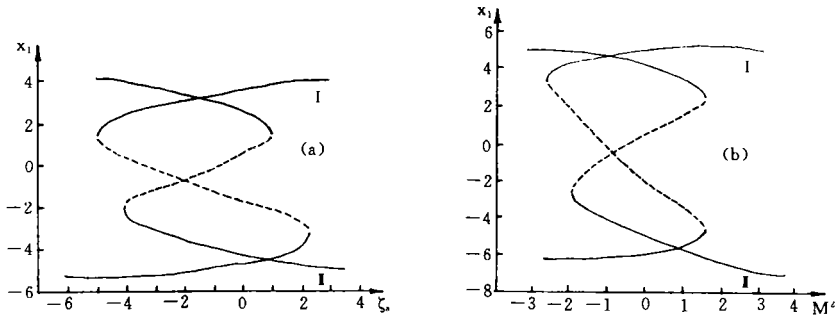


图6 存在热成风偏差而无加热下, x_1 随 ζ_a 及 M^2 的变化
 ((说明同图4)。(a) x_1 随 ζ_a 的变化, $M^2 = 0.1$, 其余参数同图4(a);
 (b) x_1 随 M^2 的变化, $\zeta_a = -4.0$, 其余参数同图4(a))

5 结 语

(1) 本文旨在应用非线性动力系统的突变观点, 解释台风内核与外围强度变化的观测事实。按照“引言”的思路, 定性地分析了台风系统环流突变与物理因子的关系。数值结果表明, 静力稳定度 (N^2) 以及非绝热加热 (例如眼壁区积云对流加热 (Q_1)) 是影响突变的重要因子, 这与文献[4]的结果是一致的; 还表明, 水平温度梯度 (M^2) 以及惯性稳定度 (ζ_a) 也与突变有关。

(2) 从 x_1 与诸参数的关系曲线看, 内核与外围的突变点所对应的参数值不同, 几种情况交织起来呈现出同步和不同步的复杂现象。截谱得到的常微分方程(动力系统)所呈现的突变, 在一定程度上反映了原偏微分方程所应有的类似现象, 说明本文的思路和方法对于定性解释飞机探测结果是基本可行的。

(3) 本文用板对称下的方程组描述发展中的台风, 并用低阶谱模式讨论其突变, 这使得结果只有定性意义, 有一定的局限性。用柱坐标系讨论台风强度变化将更符合实际, 但会带来更大的困难, 这是我们进一步要研究的问题。

参考文献

- [1] 陈联寿, 丁一汇. 西太平洋台风概论. 北京: 科学出版社, 1979. 156—198.
- [2] 刘式适, 倪秉健. 惯性稳定度、层结稳定度对台风发展的影响. 台风会议文集, 北京: 科学出版社, 1983. 13—23.
- [3] 杨大升, 丁敏芳. 台风发生的非线性动力机制. 台风会议文集, 北京: 气象出版社, 1987. 231—243.
- [4] 徐祥德. 轴对称涡旋非线性运动平衡态、失稳和突变影响因子的研究. 大气科学, 1991, 2(15): 63—73.
- [5] Anthes R A. 成熟飓风的动力学和能量学(中译本). 北京: 科学出版社, 1980. 13—31.
- [6] Weatherford C, Gray W M. 台风强度与半径 $1-3^\circ$ 外围环流的关系——根据侦察飞机探测. 台风译文集(三), 北京: 海洋出版社, 1988. 296—300.
- [7] 刘式达, 刘式适. 非线性动力学和复杂现象. 北京: 气象出版社, 1989. 91—108.

THE INTENSITY ABRUPT CHANGING IN THE INNER CORE AND EXTERNAL PART OF TYPHOON

Zheng Zuguang Xia Youlong

(Beijing Institute of Meteorology, Beijing, 100081)

Liu Shida

(Beijing University, Beijing, 100871)

Abstract

The observed data show that the complex situations of synchronous and asynchronous intensity variations can exist in the inner core and external part of typhoon. In order to study these phenomena, basing on the approximate governing equations, the scale-analysing procedure and the theory of nonlinear dynamical systems are used to discuss qualitatively the effects of some physical factors on the abrupt changing of circulations in the inner core and external part.

Key words: Inner core and external part of typhoon, Intensity, Abrupt changing.