

台风路径的可预报性

第一部分：澳大利亚地区的热带气旋

K. Fraedrich* L. M. Leslie

(澳大利亚气象局研究中心)

摘要 用非线性系统分析的方法,研究了1959—1980年澳大利亚热带地区249个热带气旋的路径(取样时间间隔为6小时)。首先对热带气旋路径的混沌度或不规则特性作了估计。混沌度是通过先将全部热带气旋路径标准化到一个共同起始位置,然后测量初始位置相近的一对对热带气旋路径的平均偏离(速)率的方法来估计的。

通过热带气旋路径的相关积分的计算,发现相应的动力学过程的维数在6到8之间, e 倍误差增长时间尺度约为1天。本文研究结果表明直到24小时的澳大利亚地区热带气旋移动的预报是确定性的预报。超过这一时限,则需要认真考虑以统计为基础的方法。

澳大利亚热带气旋位置方差的实际观测值与在平均漂移上迭加随机移动模式预报值比较的结果证实了上述结论。对应的两者很接近,在18—24小时以后,经验的和理论的热带气旋预报的位置方差呈线性地增长,表明随机模式在超过24小时的预报方面所起的作用。

一、引言

由于热带气旋每年引起重大的生命财产损失,所以它们的路径预报具有重要意义。用于制作热带气旋移动预报的方法很多,从专业预报员所用的纯手工方法直到应用高分辨率的数值模式。

相应地,受热带气旋影响地区的天气预报部门已把热带气旋作为主要预报问题,集中精力预报热带气旋的移动。但是,其业务位置预报技巧得分几乎仍是可以忽略的(McBride和Holland,1987;Iwasaki等,1987),这儿的技巧得分被定义为对基于气候学和/或持续性基础上的诸如气候和持续(CLIPER)模式的简单统计方法预报的改进

能力(Neumann和Pelessier,1981)。

鉴于热带气旋预报技巧水平至今仍然是很低的,人们已注意到它们难以预报原因的某些显著差异。例如,为达到临界技巧水平而要求的精确度,在世界各热带气旋源地海盆之间存在很大差异。热带气旋路径在某些海盆比在其他海盆更倾向于沿着气候学路径。注意到在一个研究中认为澳大利亚—西南太平洋海盆(图1)是6个主要热带气旋源地中最难预报的地区(Pike和Neumann,1987)是重要的。

从上述讨论已清楚,热带气旋路径的固有的可预报性是一个尚待求解的问题。在获

* 原工作单位:联邦德国自由柏林大学气象研究所

二、气旋路径的可预报性

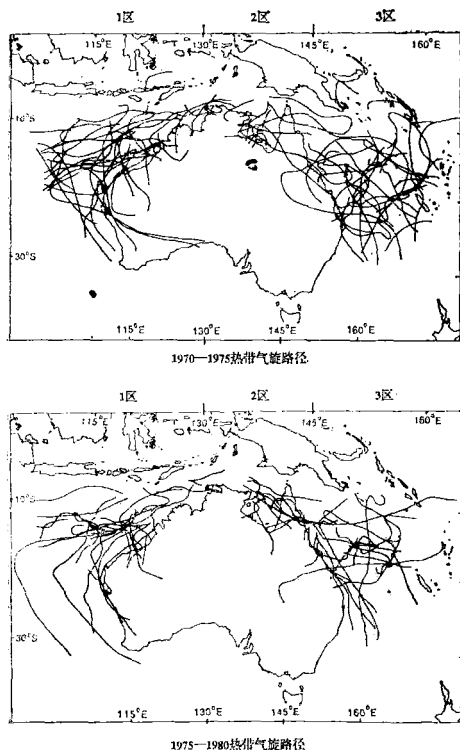


图 1 澳大利亚海盆 1970 年 7 月至 1975 年 6 月(上)和 1975 年 7 月至 1980 年 6 月(下)的热带气旋路径。热带气旋源地划分为三个区: 1 区(130°E 以西), 2 区(130°E 至 145°E), 3 区(145°E 以东);对整个海盆也作了讨论

得显著的技巧得分方面的困难,对于我们正在处理的高度不规则、且很敏感地依赖初始条件的动力学系统来说,是有启发性的。对于这类现象的可预报性研究要求用合适的非线性系统分析方法(Eckmann 和 Ruelle, 1985; Lorenz, 1985)。这类方法在八十年代初已经有了,但最近才开始应用于地球科学。

在本文中,我们将把非线性系统分析方法应用于热带气旋路径的演变,以估计其可预报性。它是通过对一对对初始位置接近而且独立的热带气旋,依次增加持续时间,统计其间距仍小于一个预先给定的距离阈值的气旋个例“对”的数目而得到概率分布的方法来进行的。然后用这些得到的概率分布来估计热带气旋吸引子在相空间中的维数和平均可预报性时间尺度。

动力学系统可预报性的一种量度是初始小误差的增长速率。这可以从表示该动力系统时间演变的相空间轨迹来得到。离开初始接近轨迹段的、一种适当的平均偏离提供了可预报性的这样一种量度,因为初始接近的两种状态(一种是真实的,一种是包含错误的)沿着不同路径通过相空间。误差增长是以两个接近状态之间随时间增长而增长的距离来测量的。在这种意义下,象大气这样的动力学系统的可预报性可能与它的稳定性问题有关,即初始的小差异在一个有限时间间隔以后超过阈值,表征着一种最终不可预报的不稳定过程,反之亦然。很明显,相空间中不同地区可能导致小误差的不同增长率,或换句话说,可能导致初始接近的两路径的不同偏离(速)率。

由于预报误差的主要原因,至少在完全预报模式中,是初始条件的不确定性,我们用独立的气旋“对”之间路径的离散速率来估计可预报性的平均界限。为方便分析,作了两个假设。第一,所分析的热带气旋“对”中每个气旋都从同一点出发。已证明放宽这一条件,基本上不会改变结果。第二,我们对起源于澳大利亚海盆的三个不同(外加全区)地区的独立气旋路径作了合成和分析。虽然这种划分尚未被证明是最优划分,我们认为这种区域划分考虑了大部分外部的或气候的强迫作用,摒弃了从大尺度背景气流进行合成的方法因为在一个气旋生命史期间,背景气流的速度与方向可能发生相当大的变化。

(a) 基本概念

i. 相关积分 对于从时间 t_i 开始移动的一个热带气旋路径(或其一段) $X_m(t_i)$, 在 $X = X(x, y)$ 的两维空间中,对 m 个连贯时步 τ 取样为:

$$X_m(t_i) = [x(t_i), y(t_i); \dots; x(t_i + (m-1)\tau), y(t_i + (m-1)\tau)] \quad (2.1)$$

将具有独立路径 $X_m(t_i), X_m(t_i)$ (或其一段)

的气旋“对”之间的距离,在 k 时步时用欧几里德范数来表示

$$d_{ij}(k) = [\{x(t_i + k\tau) - x(t_j + k\tau)\}^2 + \{y(t_i + k\tau) - y(t_j + k\tau)\}^2]^{1/2} \quad (2.2)$$

那末,总数为 N_m 个气旋路径中,初始时刻两气旋路径间距离小于,而且直到 $m-1$ 时步距离仍然小于临界值 l 的独立气旋路径“对”的数目为 $N_m(l)$ 即

$$d_{ij}(k) < l, \quad k = 0, \dots, m-1 \quad (2.3)$$

对于独立气旋路径,其中, $N_m(l)$ “对”互相间距仍小于距离 l 的概率估计为:

$$C_m(l) = N_m(l) / (N_m - 1)^2 \quad (2.4)$$

把这个分布函数 $C_m(l)$ 称为相关积分,它提供了对出现在相空间吸引子上的导致动力系统不规则时间演变的基础数学结构的定量量度(Grassberger 和 Proccacia, 1984; Nicolis 和 Nicolis, 1984)。一个这样的量度是吸引子的维数,即控制相空间中时间演变所必需的参数的数目。天气变量的某些观测值表明似乎是分数的低的维数,定性地表征了混沌特征(Fraedrich, 1987; Essex 等, 1987)。另一个量度是初始相近的路径偏离(速)率,它是系统混沌度的定量测定,或系统的可预报性。

ii. 维数 考虑在一条线,在一个面,在一个体积内的资料点的随机分布情况。距离小于等于 l 的“点对”的相对数目随着 l 增加呈线性地、二次方地、立方地增长,即正比于 l 、 l^2 、 l^3 。这一定性观点可以推广到确定性系统,这种系统的动力学能在镶嵌于较高维的相空间中的比较低维的吸引子上演变。然后吸引子维数 D_2 ,可用累积距离分布(相关积分)类似地加以估计:

$$C(l) \sim l^{D_2} \quad l \rightarrow 0 \quad (2.5)$$

即按相空间维数(参见,例如, Eckmann 和 Ruelle 1985 和那里的参考文献),推广欧几里德距离(2.2)。当分析资料(例如给出单一或两变量时间序列)时,可用一种代换相空

间。持续时间足够长的路径资料的独立部分,把吸引子嵌于由该资料所给出的时间滞后坐标来测量的相空间中。当 $l \rightarrow 0$ 且 m 足够大时 $C_m(l) \sim l^{D_2}$ (参见 Packard 等, 1980)。注意在本研究中,我们用两个独立时间路径 $x(t)$ 和 $y(t)$ 来测量代换相空间,而常用的气候资料非线性分析是建立在单一变量基础上的。

iii. 可预报性(混沌度) 间距保持小于一个固定距离 l 的气旋“对”的概率或者相对数,随着它们沿路径的持续时间增长而减小。持续时间从 $(m-1)\tau$ 变到 $m\tau$,与此相应的概率从 C_m 变到 C_{m+1} ,这提供了部分原路径接近的气旋“对”从一个宽度为 l 的通道向外平均逸散偏离率的量度:

$$K_2 = (1/\tau) \ln C_m(l) / C_{m+1}(l) \quad (2.6)$$

$$l \rightarrow 0$$

$$m \rightarrow \infty$$

严格地讲 K_2 是二阶熵,给出了柯莫哥洛夫熵 $K = \sum \lambda_i$ 的下限。对于平稳动力学, K 能被证明等于全部正特征指数 $\lambda_i > 0$ 的和,即相应于在吸引子上一个无限小误差体积的膨胀轴。也就是

$$K > K_2 = -\lim(l/m\tau) \sum p^2(i_0, \dots, i_{m-1});$$

$$m \rightarrow \infty$$

$$\tau \rightarrow 0$$

$p(i_0, \dots, i_{m-1})$ 是路径当 $t=0$ 时在单元 i_0 , $t=\tau$ 时在单元 $i_1, \dots$ 的联合概率,其和是时间路径的一部分“对”,当 $(l, \tau) \rightarrow 0$ 时落入空间时间分割的单元 $(i_0, \dots, i_{m-1})$ 的相同序列的概率(参见,例如: Eckmann 和 Ruelle, 1985; Schuster, 1984; 定性解释见 Fraedrich, 1987)。在常值 D_2 -斜率域中倒数 $1/K_2$ 确定一个(在吸引子上)平均的时间尺度。就初始路径接近部分的 e 倍偏离(速)率而言,则在这一时间尺度以内,确定性的预报是可能的。

(2.5)和(2.6)式给出了当 $m \rightarrow \infty$ 和 $l \rightarrow 0$ 时相关积分 $C_m(l)$ 尺度

$$C_m(l) \sim l^{D_2} \exp(-m\tau K_2)$$

累积分布 $C_m(l)$ 的估计可用一种对嵌入维 m

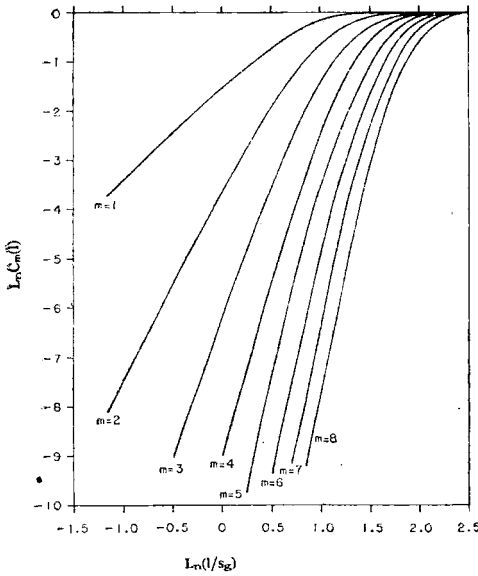


图 2 具有平均飘移速度的随机移动气旋: $m=1, \dots, 8$ 连续时步间距仍小于 l 的独立气旋路径“对”数目的理论累积分布函数 $C_m(l)$ 。 $C_m(l)$ 图形绘在 $\ln C_m(l)$ 和 $\ln(l/s_g)$ 为轴的坐标图中, m 自左至右增加。附加上高斯白噪声标准差 s_g 的变化。当距离临界值 l 减小时, 斜率 D_2 趋向于 $2m$ (方程(2.13))。斜率和距离给出对准维数和熵的度量

增加的 $\ln C_m(l)^*$ 对 $\ln l$ 的曲线图来进行, 也即此图是适用于持续时间 $m\tau$ 的气旋路径部分的。从这些曲线图在原则上至少可以从 $\ln C(l)$ 的斜率导出对足够大的嵌入维 m 保持不变的吸引子饱和和维 D_2 和从 $\ln C(l)$ 图形的间距导出可预报性 K_2 。

(b) 第一个应用: 具有平均飘移的随机移动气旋

作为第一个应用和演示方法, 我们考虑从一个局地气旋源地开始的随机移动 (或布朗运动) 的路径, 气旋的初始位置 $[x(t_i), y(t_i)]$ 由平均值为 $[\langle x(t_i) \rangle, \langle y(t_i) \rangle]$ 和方差为 $s_x^2 = s_y^2 = s^2$ 的二元圆高斯分布给出; 而且, 令时步 τ 以后气旋新的所在地独立于前一个时刻位置 (除了平均漂移速度 u, v 以外), 并由各向同性和高斯分布的白噪声 g (具有平均值为零, 对 x, y 坐标有相同方差 S_g^2) 给出。那末, 气旋在 $t_i + k\tau$ 时刻的位置 x

$$x(t_i + k\tau) = x(t_i) + uk\tau + \sum_k g(k\tau) \quad (2.7)$$

是以平均值为 $\langle x(t_i) \rangle + uk\tau$ 和方差为 $s^2 + ks_g^2$ 的高斯分布; 其中 s^2 是初始位置 $x(t_i)$ 的方差, s_g^2 是每一时步 τ 后所加的随机噪声 g 的方差。另外, 两个统计上独立气旋事件的 x 方向位置差是

$$d_x(k) = x(t_i + k\tau) - x(t_j + k\tau) = x(t_i) - x(t_j) + \sum_k g_i(k\tau) - \sum_k g_j(k\tau) \quad (2.8)$$

也是以平均值为零和方差为

$$S^2(k) = 2(s^2 + ks_g^2) \quad (2.9)$$

的高斯分布。

i. 相关积分 由于初始位置的圆分布和随机噪声的各向同性, 上式对 y 方向气旋位置差也成立。在欧几里德距离(2.2)中, 平方后的 x 或 y 距离分量 $d_x^2(k)$ 或 $d_y^2(k)$ 的每一个都呈 χ^2 分布。即, 定义平方的距离 $d_{ij}^2(k) = d_x^2(k) + d_y^2(k)$ 的两个分量的两者都具有伽玛密度 (Feller 1966):

$$f_k(a; v) = (1/\Gamma(v)) a^v \{d_{ij}^2(k)\}^{v-1} \exp \{-ad_{ij}^2(k)\} \quad (2.10)$$

其中 $\Gamma(v)$ 是伽玛函数, $a = 1/2 S^2(k)$, $v = 1/2 > 0$ 或 $n = 2v$ 自由度; 这一分布的数学期望和方差分别为 v/a 和 v/a^2 。由于在卷积下伽玛密度族是闭合的, 两个具有相同方差 $d_{ij}^2(k) + d_{ij}^2(k)$ 的独立伽玛分布变量的和仍然是伽玛分布, $f(a; v_1) * f(a; v_2) = f(a; v_1 + v_2)$, 且 $v_1 = v_2 = \frac{1}{2}$ 。这样 $d_{ij}^2(k) = d_x^2(k) + d_y^2(k)$ 是具有指数密度 f_k 和相关的分布函数 F_k 的伽玛分布:

$$\begin{aligned} f_k &= \{1/2 \cdot S^2(k)\} \exp\{-d_{ij}^2/2 S^2(k)\} \\ p\{d_{ij}^2(k) < l^2\} &= F_k = 1 - \exp\{-l^2/2 S^2(k)\} \end{aligned} \quad (2.11)$$

因为 $d_{ij}^2(k)$ 是统计地独立于随机移动气旋路径 ($i = j$) 的, 由(2.11)式得到独立事件

* 原文误为 $\ln C_n(l)$

的(即平方的距离 $d_{ij}^2(k)$ 的)联合概率函数:

$$p\{d_{ij}^2(k) < l^2\} = C_m(l) = F_0 F_1 \cdots F_{m-1} \quad (2.12)$$

$$k = 0, 1, \cdots, m-1$$

从分布函数 $C_m(l)$ 可以推断出随机系统的维数和可预报性, 后者可以作为资料分析得到的结果的一种比较标准。

ii. 维数 $C_m(l)$ 图形在 $\ln C_m(l)$ 与 $\ln(l/s_g)$ 为轴的坐标图(图 2)中给出。距离 l 已用高斯白噪声标准差 s_g 换算, 而且全部气旋假定都开始于同一个位置, 因此(2.9)式中 $s^2 = 0$ 。正如从二维随机模式所预料的那样, 对于一个给定 l 值, $\ln C(l)$ 对 $\ln l$ 斜率 D_2 正比于用 m 来度量的持续时间

$$D_2 = d \ln C_m(l) / d \ln l = 2m \quad (2.13)$$

这一结果是将(2.12)式代入(2.13)式, 然后应用罗必达第一法则而得到的。这样, 二维随机移动过程的相关维数 D_2 正比于时步增长, 比例常数是由随机系统的状态空间的维数给定, 即每一时步后产生两个新的独立变量。这一结果也可以推广到确定性过程中, 在这种过程中吸引子维数收敛到一个有限的饱和值, $D_2 \rightarrow D_\infty < 2m$, 这个饱和值可以是分数和非整数。

iii. 可预报性 从经验确定的 $C_m(l)$ 图形可以推断出路径平均离散(或平均偏离)率。在随机气旋模式的情况下, 定义(2.6)式和(2.12)式联立可以得到二阶熵的下述表达式

$$K_2 = -(1/\tau) \ln F_m \quad (2.14)$$

这里, 显然 K_2 是柯莫哥洛夫熵(或混沌度)的量度(下限)即演变着的系统的状态的信息损失率。这样, 在随机移动气旋这样的随机系统的情况下, 混沌度或平均信息损失率(这里为 K_2)当 $l \rightarrow 0$ (即随着用气旋距离 l 来衡量的观测网的范围缩小)和当 $m \rightarrow \infty$ (即对在固定的观测网范围中, 随每一时步相继地加入随机噪声所产生的信息)时趋向无穷大。

在这种意义下, 倒数 $1/K_2$ 提供了可预报性的一种平均时间尺度。在所要求的极限($l \rightarrow 0$)情况下, 一个高斯型随机系统的可预

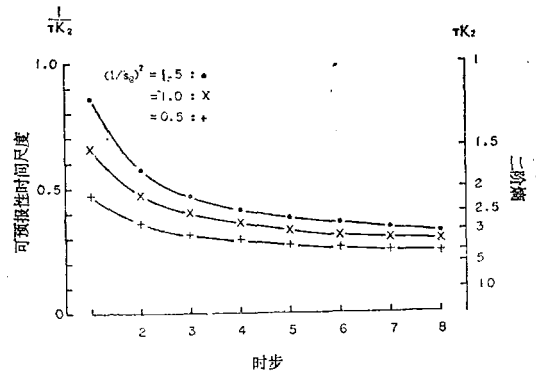


图 3 具有平均漂移速度的随机移动气旋: 依赖于路径持续时间 m 和距离尺度 l 的可预报性时间尺度(和二阶熵), l 是用高斯白噪声标准差 s_g 正规化了的

报性时间尺度($1/K_2$)成为零是不奇怪的, 因为把(2.11)式和(2.12)式代入(2.14)式后 $K_2 = \infty$ 。当提前时间延长($m \rightarrow \infty$), 即当更多的自由度(随机噪声)加入时, 对一个固定的距离阈值 l 同样结论也成立。图 3 给出开始于一个固定地点(即(2.9)式中 $s^2 = 0$)的随机移动(气旋)路径的这种结构。和图 2 中一样, 距离阈值 l 是用高斯白噪声标准差 s_g 标准化了的。

三、结 果

将第二节描述的方法应用于图 1 所示的澳大利亚三个主要热带气旋源区(每一个区和全区)。1959—1980 年这三个地区的热带气旋数分别是 103, 47 和 99, 总数为 249 个。气旋的初始位置在某一地区, 则被指定为是该地区的气旋。因此, 热带气旋有时可以从一个区移到另一个区或在其生命期间在另一个区重新发展。

(a) 可预报性时间尺度的估计

本文所采用的基本方法是计算由方程(2.4)给出的相关积分。从相关积分推断出维数和可预报性。注意相应于方程(2.2)的距离范数现在是大圆距离, 而不是直线距离。同时, 也注意共进行两次计算, 一次以原来热带气旋位置, 另一次是以对初始共同源点正规化了的位置进行了计算。下面我们

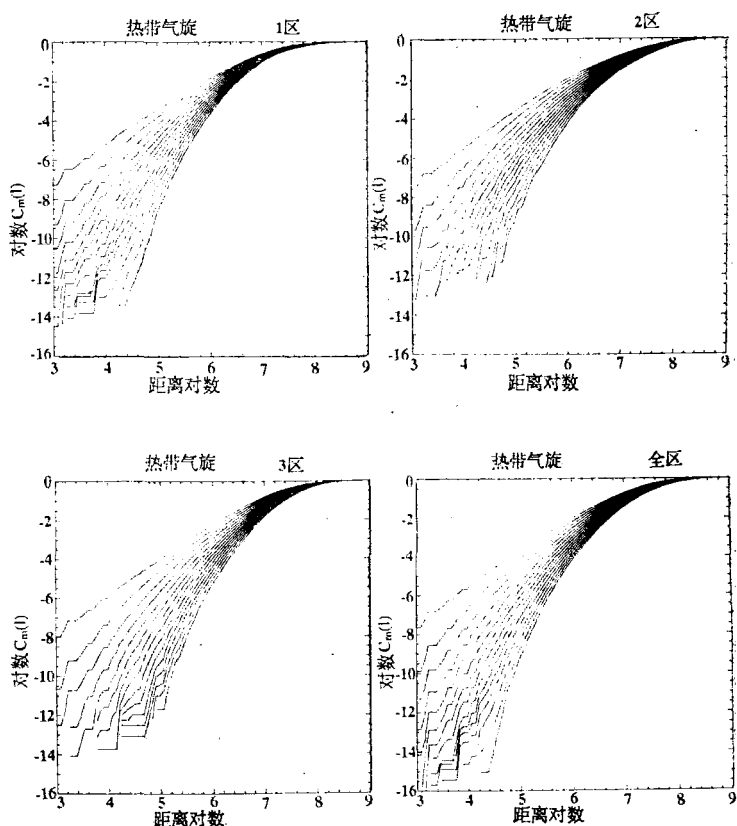


图 4a $m(m=1-15)$ 个 6 小时步长的热带气旋独立路径“对”的累积距离分布 $C_m(l)$ 。纵轴为 $\ln C_m(l)$, 横轴为 $\ln l$, 热带气旋路径分析是按三个地理区域和整个澳大利亚海盆进行的, 气旋位置按一个共同起点正规化了

主要讨论正规化位置后的结果, 因为两者的差别是可以忽略不计的。

分析结果绘在一个双对数图中(图 4(a, b)), 坐标轴为 $\ln C_m(l)$ 和 $\ln l$, 用来直接估计如第二节中所描述的有关过程的维数及其可预报性时间尺度。值得指出的结果如下:

i. 应用 χ^2 拟合优度检验来比较随机移动或布朗运动气旋模式(具有平均漂移速度, (2.12)式)和相关的经验性的结果(2.4)式; 即把理论和经验的分布作了比较。随机模式已经用观测到的位置方差 $S^2(k) = k s_g^2$ 标定, 后者随气旋路径的持续时间线性增长(见 (2.9)式), 而且 $k\tau > 12$ 小时后与观测值拟合最佳(图 5)。检验结果否决了两种分布之间不存在相似性的假设(在 95% 显著性水平下)。

ii. 观测到的气旋路径的累积分布函数(相关积分)比随机模式显示出了值得注意的较小的斜率随时间增长率(维数 $D_2 < 2$ m)。但是, 经验分布并没有广泛的线性区域(除了 3 区, 也许和 1 区以外), 这是与所估计的渐近特性相一致的。所以, 我们选择了一 $8 < \ln C_m(l) < -4$ 作为合适范围, 它的计数频率足够大, 以致可以作有意义的估计。在 $m=15$ 的 6 小时步以后, 维数似乎达到了饱和, $D_\infty = 6-7$, 即当增加嵌入维数时斜率不再增长。不出所料, 这与中纬度天气分析的结果是一致的, 表明了它是由一个相对低维的吸引子所控制 (Essex 等, 1987; Fraedrich, 1987)。虽然似乎是达到了饱和维数, 但依然有小的怀疑, 因为在当 $l \rightarrow 0$ 时, $C_m(l)$ 趋向于 l^{D_2} 的拟合的极限过程中仍涉及到一些主观因素。

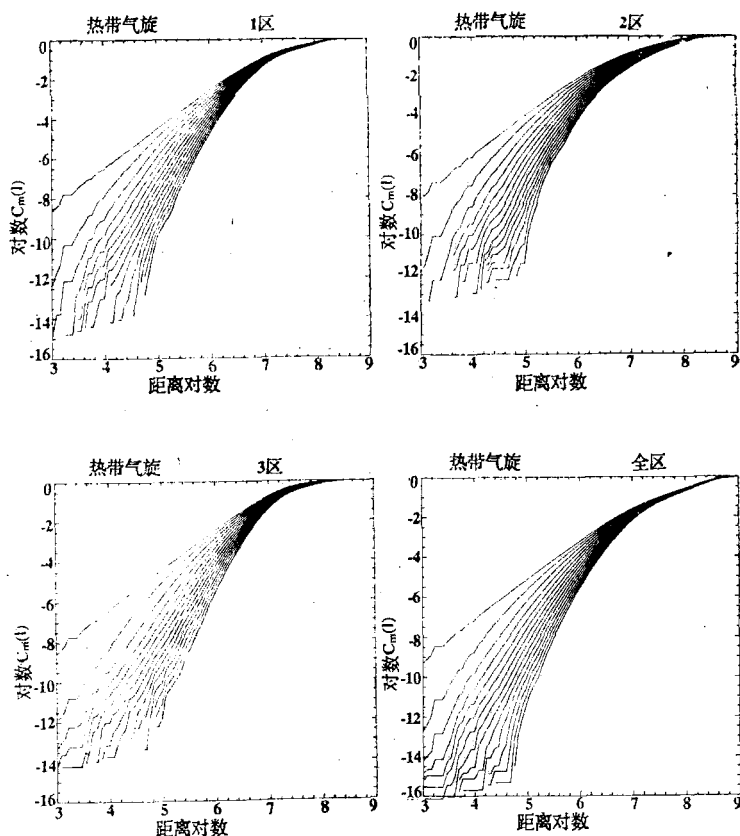


图 4b 同 4a, 但气旋位置未正规化

iii. 利用饱和维数可以进行二阶熵 K_2 和可预报性 $1/K_2$ 的估计,并用误差增长的 e 倍时间尺度提供确定性可预报性的界限。在距离 150 公里 $\leq l \leq 400$ 公里的范围内,所估计的这一可预报性时间尺度在 12 到 24 小时之间。

最后说明一下这个方法应用于气旋路径的局限性。一个气旋路径是一次有限时间内的的事件,它不一定完全地占据整个相空间。当用时间滞后坐标构造代换相空间时,它的维数(嵌入气旋路径吸引子所必需的)受该气旋生命时间的限制。因此,当分析距离统计结果时,用基于拉格朗日模拟基础上的平均气旋路径可预报性比天气吸引子上平均的可预报性更为合适。

(b) 与随机移动热带气旋比较

第三节(a)的结果表明在澳大利亚地区

的热带气旋所具有的 e 倍误差增长时间尺度 $1/K_2$ 大约为 1 天。立即引起的问题是热带气旋在超过了可预报性时限以后,即确定性模式不能作为可信的预报工具来使用以后,它的移动特征是怎样的?作为探讨这方面的问题的第一个尝试,我们决定看一看在第二节(b)中所描述的简单随机移动模式是否能提供一些线索?该模式的结果之一是位置方差随时间线性地增长。

将第 1 区到第 3 区以及全区的热带气旋观测的位置方差和时间点绘在图中。在图 5 还点绘了在 12 小时开始的随机模式计算的位置方差。观测到的热带气旋和随机移动气旋方差在 18 到 60 小时之间的对应很一致,这一点是很清楚的。观测到的和随机移动热带气旋路径之间的这种紧密配合进一步说明确定性可预报性时间尺度为 12—24 小时。

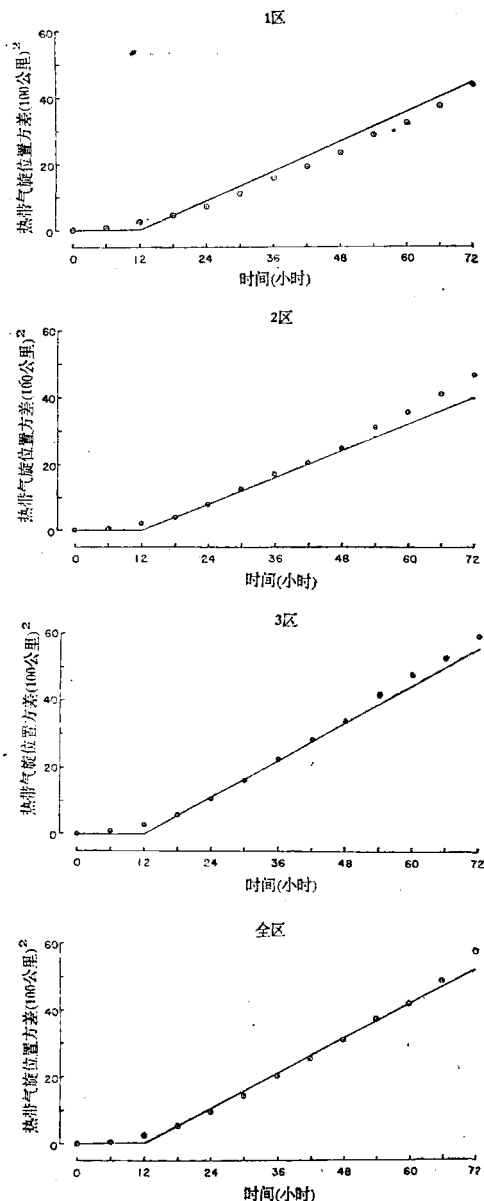


图 5 澳大利亚海盆(1—3 区和全区)的热带气旋位置方差。◎为观测值；——是从平均漂移 12 小时后，用平均漂移随机移动模式计算的值

最后，路径直线段(至最后 3 小时)的持续时间，为特征可预报性时间尺度约为 18 小时，提供了有关论据。它们是从 1961—1963 和 1975—1978 5 个季节内澳大利亚海盆热带气旋路径得出的(Lajoie, 1984)。热带气旋路径直线段持续时间大于 18 小时的数目，几乎均匀分布(图 6)。而较短持续时间直线

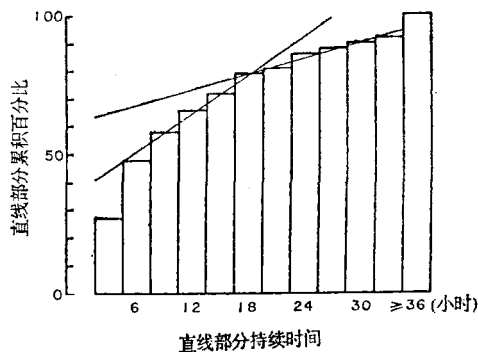


图 6 澳大利亚海盆热带气旋路径直线段的统计结果。纵轴为直线段累积百分比；横轴为以 3 小时间隔表示的持续时间(图中直线部分即直线段)

路径的统计结果更为复杂。

四、讨论和结论

在第三节中得到的结果表明澳大利亚地区热带气旋 e 倍误差增长时间尺度似乎是相当短，大约为 1 天。这一时间尺度是与澳大利亚-西南太平洋海盆是公认的热带气旋路径最难预报地区相一致的(见 Pike 和 Neumann, 1987)。所以，澳大利亚地区的热带气旋移动预报至今仍几乎没有技巧得分可言，是不奇怪的。

那末，对澳大利亚地区来说，由于动力学对于初始条件的固有敏感性，不能期望纯确定性预报模式能提供时效大大超出这一可预报性时间尺度(即大约 1 天)的有技巧的预报。

在第三节中讨论的一个更有意义的结果是观测到的热带气旋和由随机移动迭加于平均漂移之上的理论模式气旋在约 18 小时以后的位置方差的增长密切对应。这种约 18 小时以后的密切对应证实了诸如 Keenan (1985) 等人的随机模式的预计所起的作用——特别是那些以包括平均漂移在内的气候信息为基础的随机模式，也许可用来作超过确定性的可预报性时间尺度的热带气旋位置预报。

应该指出用来得到 e 倍误差增长时间尺度的方法是相当新的，而且仍在不断改进之

中。例如在第三节中提到了有时难于客观地确定相关积分是否真实地已达到了饱和，特别在并非所有吸引子已被捕获的情况下，更是如此。由于这里所用的方法尚不能允许外部强迫变化，这可能导致在确定性过程中相对大的自由度。

在一个未来要进行的比较研究中，我们

计划用类似本文所用的方法论来探讨温带气旋路径的可预报性特征。我们期望在温带气旋路径的情况下得到极不相同的维数和可预报性时间尺度。

陆曼云译自 Q.J.R. Meteorol. Soc.
(1989), 115, 79—92

朱复成校