

种机制:(1)每一层的生长初期都形成高密度的岛;(2)原子掉下台阶的势垒低;(3)合并成一个生长岛;(4)有效地增加原子在岛上的迁移率。

参 考 文 献

- [1] J. V. Venables, G. D. T. Spiller and M. Hanb ühen, *Rep. Prog. Phys.*, **47**(1987), 399.
- [2] 吴自勤, *物理*, **15**(1986), 1.
- [3] G. Dupich, S. Friedrichowski and Ph. Maass, *Europhys. Lett.*, **24**(1993), 569.
- [4] H. Brune, H. Röder, C. Boragno et al., *Phys. Rev. Lett.*, **73**(1994), 1955; *Nature*, **369**(1994), 469.
- [5] C. Günther, S. Günther, E. Kopatzki et al., *Ber. Bunsenges. Phys. Chem.*, **97**(1993), 522; R. Q. Hwang, J. Schröder, C. Günther et al., *Phys. Rev. Lett.*, **67**(1991), 3279.
- [6] Th. Michely, M. Hohage, M. Bott et al., *Phys. Rev. Lett.*, **70**(1993), 3943.
- [7] S. Günther, E. Kopatzki, M. C. Bartelt et al., *Phys. Rev. Lett.*, **73**(1994), 553.
- [8] H. Röder, E. Hahn, H. Brune et al., *Nature*, **366**(1993), 141.
- [9] Y. W. Mo, M. G. Lagally, *Surf. Sci.*, **248**(1991), 313.
- [10] J. E. Parmeter, T. Kunkel, B. Poelsema et al., *Vacuum*, **41**(1990), 467.
- [11] R. Kunkel, B. Poelsema, L. K. Verheij et al., *Phys. Rev. Lett.*, **65**(1990), 733.
- [12] C. Kociol, G. Lilienkamp and E. Bauer, *Appl. Phys. Lett.*, **51**(1983), 901.
- [13] B. Poelsema, R. Kunkel, L. K. Verheij et al., *Phys. Rev. B*, **41**(1990), 11609.
- [14] J. J. de Miguel, A. Sánchez, A. Cebollada, et al., *Surf. Sci.*, **189/190**(1987), 1062; L. J. Gomez, S. Bourgeal, J. Ibanez et al., *Phys. Rev. B*, **31**(1985), 255.
- [15] W. F. Egelhoff and I. Jacob, *Phys. Rev. Lett.*, **62**(1989), 921.
- [16] H.-J. Ernst, F. Fabre and J. Lapujoulade, *Surf. Sci.*, **275**(1992), L682.
- [17] M. Bott, Th. Michely and G. Comsa, *Surf. Sci.*, **272**(1992), 161.
- [18] H. Röder, H. Brune, J.-P. Bucher et al., *Surf. Sci.*, **298**(1993), 121.
- [19] Th. Michely and G. Comsa, *Surf. Sci.*, **256**(1991), 217.
- [20] E. S. Hirschorn, D. S. Lin, E. D. Hansen et al., *Surf. Sci.*, **323**(1995), L299.
- [21] J. Vrijmoeth, H. A. van der Vegt, A. Meyer et al., *Phys. Rev. Lett.*, **72**(1994), 3843.
- [22] M. D. Johnson, C. Orme, A. W. Hunt, et al., *Phys. Rev. Lett.*, **72**(1994), 116.
- [23] P. Smilauer, M. R. Wilby and D. D. Vvedensky, *Phys. Rev. B*, **47**(1993), 4119.
- [24] M. C. Bartelt, J. W. Evans, *Surf. Sci.*, **314**(1994), L829.
- [25] Zhang Zhenyu and Max G. Lagally, *Phys. Rev. Lett.*, **72**(1994), 693.

一种重要的非线性现象——间歇*

马 连 喜

(中国科学院物理研究所, 北京 100080)

摘 要 因为无论是在混沌形成过程中,还是混沌形成之后继续处于发展变化之中,都有可能观察到间歇的存在并对系统的运动形式产生重大的影响,所以近年来混沌中间歇现象的研究越来越引人注目.文章结合实验现象和本实验室在间歇实验方面的研究工作,介绍了四种间歇各自的特点,给出了对应的数学模型,分析了间歇研究的意义、现状以及有待进一步探讨的问题.

关键词 混沌,间歇,吸引子

在1963年,洛伦兹发表了一个简化了的热对流方程(后来人们称之为洛伦兹方程)的数值模拟结果^[1].他发现在这个三个非线性微分方程组成的完全确定的系统中,所有的非周期解

有限却不稳定.1971年,Ruelle和Takens为耗

* 1995年12月6日收到初稿,1996年4月10日收到修改稿.

散系统提出了奇怪吸引子的概念. 现在的混沌 (chaos) 概念是 Li 和 York 在数学中引入的, 与当初玻耳兹曼在物理中使用的混沌概念没有联系^[2]. 一般来讲, 混沌是指在完全确定的系统中发生的混乱和不可预测的现象. 这里的混乱和不可预测指的是初始条件的微小变化即可导致系统运动行为的巨大差异. 可谓“差之毫厘, 谬之千里”. 洛伦兹称之为“蝴蝶效应”(洛伦兹最初使用的是海鸥效应, 后来用这个名词. 这名词见于 1979 年洛伦兹在华盛顿作的学术报告“预报: 巴西的一个蝴蝶翅膀的扇动能否在德克萨斯引起一场龙卷风?”). 要想预测系统长期的运动行为, 就需要给出任意精确的初始条件. 因此, 混沌的出现动摇了“给出方程和初始条件, 就能确定系统的一切行为”的断言. 研究表明, 即使是一些看起来非常简单的非线性方程, 也能表现出看起来毫无规则的运动行为. 1976 年 May 发表的对一个简单的非线性虫口模型进行研究得到的包括倍周期分岔和混沌在内的非常复杂的动力学行为引起了世界范围的关注^[3]. 越来越多的科学工作者进入到这一具有广阔发展前景的非线性科学领域. 随着对非线性问题研究的深入, 一个丰富多彩的世界正逐渐在人们面前展现出来.

研究非线性问题以及混沌的重要目的之一, 是要搞清楚湍流的发生机制和运动规律. 对于大多数物理学家来说, 湍流既有趣, 又令人烦恼, 因为在定量领域中它的描述尚不完备. 在这方面花费时间可能是事倍功半. 自从 Ruelle 和 Takens 把湍流和混沌吸引子联系起来之后, 这个领域的研究才又变得活跃起来. 人们正试图将混沌理论与湍流联系起来并用混沌理论来解释湍流^[4]. 而间歇 (intermittency) 作为一种重要的非线性现象, 正日益受到混沌理论和实验研究者的重视, 因为无论在混沌的形成过程中, 还是混沌形成之后继续处于发展变化之中, 都有可能观察到它的存在并对系统的运动形式产生重大影响.

到目前为止, 对间歇还没有一个完全统一的确切定义. 原始的间歇概念是从流体力学中

而来的. 当流体的某一参量 (雷诺数) 超过某一阈值时, 流体有规则的层流 (laminar flow) 将随机的被突发湍流 (burst of turbulent flow) 所打乱, 人们称这种现象为间歇^[5]. 但这与混沌理论中的间歇有所区别. 在流体中, 层流与湍流由不规则且移动的边界分开, 如果在这个边界上取一点, 则这个点将随着边界的移动, 忽而进入层流区域, 忽而进入湍流区域. 简言之, 这个点的时间间歇现象是由边界的空间移动而产生的. 在混沌理论中, 间歇是指系统的某些变量随时间在两个 (或多个) 不同性质的状态间往复的变化现象, 而不包含任何空间分布上的变化^[2]. 本文中所指的间歇即是后者. 间歇存在于数学模型中: 如著名的洛伦兹^[1] 方程和虫口模型中 (逻辑斯蒂克映射——logistic map)^[3]; 存在于自然界中: 太阳黑子的运动, 股市的涨落, 野生动物数量的起伏; 存在于实验室中: 非线性电路的电流信号、激光、化学反应、等离子体放电等. 所以, 深入研究间歇的理论实验, 从中归纳总结出定性甚至是定量的规律, 对进一步了解混沌甚至湍流, 以及进一步了解自然界, 都有重要意义. 本文从基本概念和实验现象出发, 对各类间歇作一简单介绍, 以使读者对间歇现象的研究现状有一个概括性的认识.

随着对间歇和混沌研究的不断深入, 人们对各种间歇现象进行了总结归类, 能给出对应数学模型的大体上可分为如下四种.

1 PM 类间歇

这是由法国科学家 Pomeau 和 Manneville (PM) 首先提出的一种著名的由周期运动通往混沌的间歇^[6]. 当系统的某一参量, 比如说 r , 低于某一阈值 r_T 时, 系统呈现很规则的周期运动; 而当 r 逐渐增加超过 r_T 时, 系统在长时间内仍表现出明显周期运动形式, 但这种周期运动将被短暂的突发混乱运动所打乱. 这种突发的持续时间在一平均值上下涨落, 突发之后又是周期运动, 这种情况不断重复. 随着 r 的进一步增加, 突发出现得越来越频繁, 最后周期运动几乎完全消

失,达到发达的混沌状态. Pomeau 和 Manneville 将洛伦兹方程: $\frac{dx}{dt} = (y - z)$, $\frac{dy}{dt} = -xz + rx - y$, $\frac{dz}{dt} = xy - bz$ 中的 r 和 b 固定 ($r = 10$, $b = 8/3$), 在 $r = 166$ 附近进行数值模拟, 得到 z 的时间序列曲线如图 1 所示. 取 $r = 166$ 略小于 r_T (166.06), 在任意的初始条件下可观察到规则而稳定的振荡[图 1(a)]; 当 r 略大于 r_T 时, 这些振荡被不规则的突发打乱[图 1(b)]. 用庞加莱(Poincaré)截面所得的一维迭代可很容易地对图 1 进行解释(见图 2). 设 $y_{n+1} = f(y_n, r)$, 其中 y_n 是第 n 次穿过 $x = 0$ 平面时 y 的坐标. 当接近 $r = r_T$ 时, 方程 $y_{n+1} = f(y_n, r)$ 与角

平分线近似相切. 当 r 略小于 r_T 时, 这条曲线与角平分线相割, 有两个交点, 对应着稳定的周期运动[图 2(a)]; 这两个交点在 $r = r_T$ 时收缩为一个[图 2(b)]; 当 $r > r_T$ 时, 曲线提高不再与角平分线相交, 这样在它们之间出现一窄小的“通道”, $y_{n+1} = f(y_n, r)$ 在这个通道穿过时需进行多次的迭代[图 2(c)]. 通道内的迭代对应近周期运动, 通道外的迭代对应混沌运动, 这样, y 的运动是近周期与混沌的交替运动. 随着 r 的增加, 曲线与角平分线的距离越来越大, $y = f(y, r)$ 映射穿过通道所需要的迭代越来越少, 也就是说, 混乱运动发生得越来越频繁, 直至完全的混沌运动.

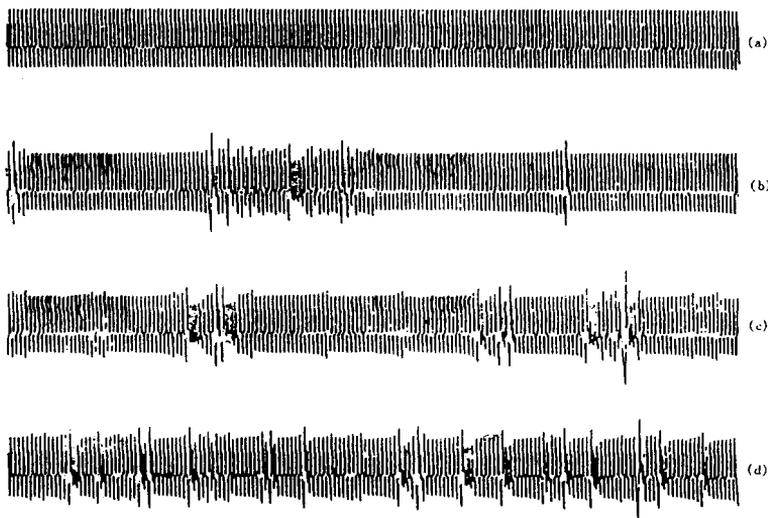


图 1 洛伦兹方程中变量 z 的时间序列曲线
(a) $r = 166$ 时的稳定周期运动; (b), (c), (d) 为高于阈值时, 周期运动被突发所打乱, 并且随着 r 的增加突发出现得越来越频繁

对于一个一般形式的 $f(y, r)$, $f(y, r) = y + y^2 + H.O.T$ (高次项), 其中 $\epsilon = (r - r_T)/r_T$ 是标志与阈值偏离大小的量. 在 $\epsilon = 0_+$ 附近, 轨道通过 $[y_{\min}, y_{\max}]$ 的时间为

$$t = \frac{1}{\epsilon} (\arctg \frac{y_{\max}}{\epsilon} - \arctg \frac{y_{\min}}{\epsilon}). \quad (1)$$

层流时间的长度分布依赖于层流后映射的返回方式以及返回点的位置, 因此, 仅仅从 (1) 式无法确定之. 但有两点是肯定的, 那就是层流的长度有一上限并且平均长度 \bar{t} 的变化规律是: $\bar{t} \sim \epsilon^{-1/2}$, 即周期运动的平均时间与

的指数规律为 $\epsilon^{-1/2}$.

从数学上讲, PM 类间歇的出现意味着方程中至少有一个切空间(与曲线相切的空间)的本征值的模大于 1, 从而导致运动不稳定. 这可能以以下方式发生: 本征值在 $(+1)$ 或 (-1) 或两个复共轭处同时逃出单位圆. 根据这三种逃逸方式, Pomeau 和 Menneville 将这类间歇分为三种: (1) I 型, 在 $+1$ 处逃出; (2) II 型, 复数逃出; (3) III 型, 在 -1 处逃出. 实际上, 前面讨论的内容是 I 型间歇的规律. 对于 II 型和 III 型其

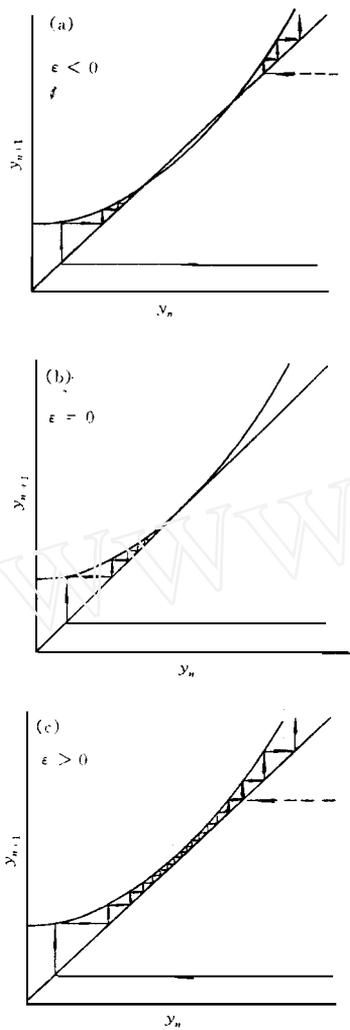


图2 可用来解释间歇路径的一维迭代 $y_{n+1}(y_n)$ 的理想图形
[其中 $f = (r - r_T) / r_T$]

- (a) 当 $\epsilon < 0$ 时, 存在一个稳定不动点和一个不稳定不动点;
- (b) 在 $\epsilon = 0$ 时, 它们合成为一个;
- (c) 在 $\epsilon > 0$ 时消失, 在曲线和角平分线之间留下一个通道. 在(c)中出现的返回点落在通道中心之上的情景(虚线)与 PM 型间歇类似; 然而在(a)中出现的返回点落在不稳定不动点之上(虚线)产生的 X 型间歇与 PM 型间歇有质的差别

周期运动的平均时间与 τ 的指数律均为 -1 . 在实验中, 可用直接观察波形和相空间图, 以及傅里叶分析的方法来初步判断实验中观察到的间隙是否为 PM 类的. 如果参量选得合适, 还可用测量间隙间隔随参量变化关系的方法来推算指

数律的数值, 进而进一步断定属于那一种. 值得注意的是, 实验中(包括计算机模拟)噪声的存在与否对指数律数值的影响很大.

现在考虑混沌运动后返回点落在通道中心之上的映射, 这种情况在图 2 中用虚线表示. 从图 2(c)中可以看出, 这时 $\epsilon > 0$, 这与 PM 型间歇的情形无质的差别. 然而, 在图 2(a)中, 由于返回点未能落在稳定不动点的吸引盆内, 迭代将被排斥出其邻域, 所以, 虽然 $\epsilon < 0$, 但突发的混乱运动仍然会出现. 这时的运动行为与 PM 型间歇时有了质的差别, 因为在此情况下并没有所谓本征值穿出单位圆的情况. 而且, 由于这时已无通道, 所以层流时间也不由通道宽度决定, 而是由返回点与不稳定不动点的距离和映射在该区域的梯度决定的. 在分析不稳定不动点附近的局域性质时, 可用直线来近似地代替曲线, 这就形成了一个 X 形状的映射. Price 和 Mullin 研究了这种 X 形的迭代并称这种间歇为 X 型^[7]. 用前面类似的方法, 他们计算了从返回点到某一大振幅 R 所需的时间: $t = \frac{1}{\mu} \ln R + \frac{1}{\mu} \ln \frac{1}{\epsilon}$, 其中 μ 为常量, ϵ 是返回点到不稳定不动点的距离. 上式要求的条件是 ϵ 充分小. 在此条件下, 可认为层流的时间与 $\ln(1/\epsilon)$ 成正比.

在非线性电路^[8]、化学反应和等离子体^[9]中已分别观察到 PM 类间歇. 文献[9]的作者等在等离子体放电中用测量电流的时间信号及其快速傅里叶分析, 以及观察相空间图的方法发现, 在一定的参数范围内, 改变驱动电压 V_0 , 观察到了通往混沌的 PM 类型间歇. 图 3 是不同 V_0 下放电电流 I_a 的时间序列曲线以及对应的快速傅里叶变换 (FFT). 图 3 显示了随着驱动电压的增加, 稳定的周期振荡被不规则的突发扰乱并逐渐发展为混沌运动的情况. 在流体(硅油)中, Price 和 Mullin 观察到了 X 型间歇^[7]. 他们还发现在误差范围内这种间歇中的突发间隔一般是相同的.

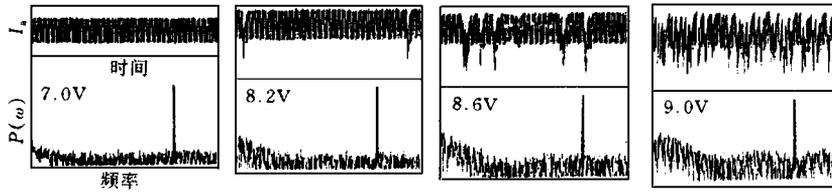


图3 不同电压下的放电电流 $I_a - t$ 曲线和对应的 FFT 谱)
(外驱动频率为 $f_0 = 14.4\text{kHz}$, FFT 谱中的纵轴为对数坐标)

2 危机引发的间歇

生态学中有一些简单的虫口模型. 例如, 设有世代交叠的某种昆虫, 第 n 代虫口数为 x_n , 则下一代数目是 $x_{n+1} = x_n(a - bx_n)$, 其中 $-bx_n$ 项计入由于食品有限和疾病等因素导致的虫口饱和. 恰当定义参数和变量后, 可把它写成 $x_{n+1} = 1 - \mu x_n^2$. 在这个简单非线性一维迭代方程中蕴含着丰富的内容. May 对此方程的 x 与 μ 的关系进行研究得到了著名的倍周期分岔到混沌的分岔图^[3]. Grebogi 等人在仔细研究这个方程和分岔图时发现, 在参数 μ 取某些值而使混沌吸引子与一个不稳定周期轨道相遇时, 系统的动力学行为会发生突变^[10], 他们称这个事件叫危机 (crises). 由危机产生的吸引子加宽和不同吸引子的溶合在时间上的演化行为称为危机引发的间歇 (crises-induced intermittency)^[11]. 这种间歇是在系统已经处于混沌状态时发生的, 故它与 PM 类间歇有明显的区别. 前者在 May 研究的一维迭代方程的变形

$$X_{n+1} = C - X_n^2 = F(X_n, C) \quad (2)$$

中很容易观察到. 当 C 小于阈值 C_3^* (1.79) 时, 混沌发生在 3 个分离的带中; 当 C 增加超过 C_3^* 时, 3 个混沌区域突然加宽形成一个带. 并且, 这时正好是切分岔所产生的不稳定周期 3 轨道与混沌轨道相碰撞处. 在阈值 C_3^* 处, (2) 式每三次迭代取值所做的时间序列由图 4 给出. 图 4(a) 是在危机发生之前的轨道周期通过三个分立的混沌带的情况. 由于图 4(a) 中给出的是第三次迭代结果, 故其轨道只局限在其中一个带上. 图 4(b), (c) 中给出了危机发生后

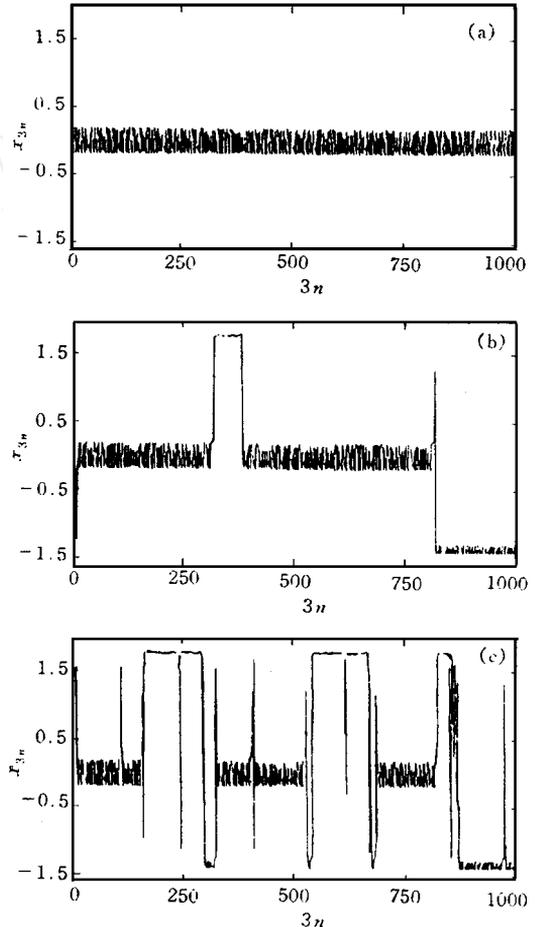


图4 (2) 式中 x_{3n} 在危机发生附近的时间序列图

(a) $C < C_3^*$, $C = 1.79000 < C_3^*$;

(b) $C > C_3^*$, $C = 1.79033 > C_3^*$;

(c) $C > C_3^*$, $C = 1.79040 > C_3^*$.

$C > C_3^*$ 并逐渐远离危机发生点的情况. 当 $C > C_3^*$ 时, 轨道在较长时间内停留在一个带中, 突然随机地逃出, 然后又返回到原来的带或其他两个带上, 并且这种事件发生的频率随 C 的增大而增大, 即突发生得越来越频繁.

在非线性电路、激光^[12]和等离子体^[13]中,都观察到了这种间歇现象.文献[12]的作者们将一调制器放入一个 30cm 长的 CO₂ 激光腔中,保持其他参量不变,改变调制幅度,在示波器上直观地观察到了激光光强分岔图和吸引子图中的危机引发的间歇现象.在类似于文献[9]的装置中,我们在等离子体放电中观察到了这种间歇现象^[13],其时间序列的电流信号如图 5 所示.这是在保持气压 P 和灯丝电流 I_f 不变,改变灯丝与阳极间电压 V_d 得到的间歇图,图 5 清晰地显示了轨道在两个混沌带中来回跳跃的情况.

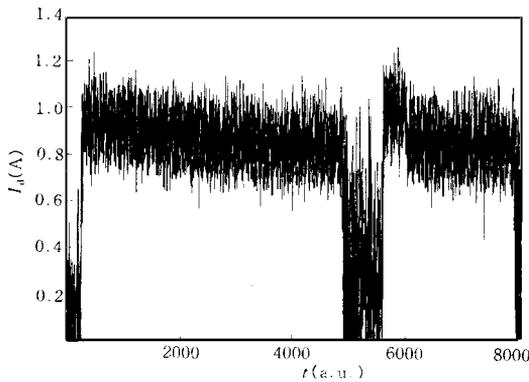


图 5 危机引发的间歇
($I_f = 90\text{A}$, $P = 4.7\text{Pa}$, $V_d = 26.1\text{V}$)

3 开 - 关类间歇

太阳黑子的爆发,股市的涨落,自然界某些生物数量的变化等都是受到多种因素影响的结果,它们可能属于与系统维数变化相联系的称作“开 - 关”(on - off)类间歇^[14].在这种类型的间歇中,系统长时间地稳定在某一常态然后随机地突发跳跃到另一状态,前者叫“关(off)”态,后者叫“开(on)”态.与前两种间歇重要的区别之一是,在关状态,系统处于低维的不变流形中保持混沌状态,然而当系统的某一参量受到混沌或随机的扰动时(请注意二者质的差别),系统的相空间扩展到较高的维数上并且系统的某一变量将随机地从不变流形中逃出(开状态),之后又由于某种原因返回到关状态.这种

现象周而复始,形成“开 - 关”类间歇. Platt, Spiegel 和 Tresser 在五个耦合的常微分方程中得出了这类间歇并揭示了发生这种间歇的几何机制^[15],其方程为 $\dot{x}_1 = x_2$, $\dot{x}_2 = -x_1^3 - 2x_1x_3 + x_1x_5 - \mu_{01}x_2$, $\dot{x}_3 = x_4$, $\dot{x}_4 = -x_3^3 - \mu_{01}x_1^2 + x_5x_3 - \mu_{02}x_4$, $\dot{x}_5 = -\mu_{03}x_5 - \mu_{04}x_1^2 - \mu_{05}(x_3^2 - 1)$, 当 $x_1 = 0$, $x_2 = 0$ 时,此式是洛伦兹方程的变形.图 6 给出了 x_1 的时间序列曲线,其参量值在图注中给出.

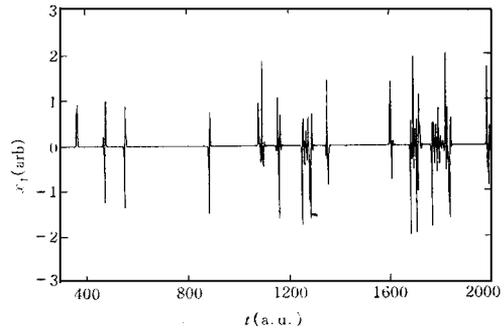


图 6 开 - 关间歇的 $x_1 - t$ 曲线

$$\mu_{01} = 1.815, \mu_{01} = 1.0, \mu_{02} = 1.815, \\ \mu_{03} = 0.44, \mu_{05} = 2.86$$

Platt 等还得出了一个有趣的结论:无法在开 - 关间歇图中来判断对参量的扰动是确定性的还是随机的,即它们给出同样的开 - 关间歇图.并且,这个结论对开 - 关间歇具有普遍性.人们期待着能找到一种能区分两种不同扰动的客观标准来把产生同一结果的不同原因区分开来.但是,无论混沌专家们能否找到这样的客观标准,这种开 - 关类间歇的结构仍形成了一大批混沌、间歇系统的基础,而这对理解各种各样的物理系统是大有帮助的.

尽管许多系统能产生开 - 关信号,但由于合适的变量可能不能自然地产生或不容易被探测到,所以实验上要观察到这种信号还是有一定困难的.据我们所知,目前在实验室中只有 Yu, Kwak 和 Lim^[16]在用两个同向耦合的非线性振子的同步过程中观察到了开 - 关间歇.他们的实验清楚地显示了开 - 关类间歇发生时系统维数的变化情况.

4 空时间歇 (spatiotemporal intermittency)

顾名思义,这种间歇不仅表现在时间上,还表现在空间上. Keeler 和 Farmer 对一维耦合映象格子模型进行了研究(最初由金子邦彦等提出)并得到了这种间歇^[17]. 对每一点取映射 f 然后对 A 个相邻点取平均得到如下方程:

$$x_{t+1}(i) = \sum_{j=i-A}^{i+A} f(x_t(j)) w(i, j) \\ (i = 0, 1, 2, \dots, N), \quad (3)$$

其中整数 t 表示时间步长, $x(i)$ 是第 i 个格子的值, $w(i, j)$ 是权重函数, N 是晶格点数, f 是逻辑斯蒂克映射, $f(x) = rx(1-x)$. 给定边界条件和权重函数,即可对(3)式进行运算. 将各晶格的位置 i 到原点的距离作为 x 轴,时间作为 y 轴,方程的解 $x_t(i)$ 作为 z 轴,则无论是沿着 x 轴还是沿着 y 轴均可看到周期与混沌交替出现的情况. 而且,与前面几种间歇不同的是,空时间歇对参量的变化很不敏感.

尽管在许多实际物理系统中都能观察到空时间歇,但在理论上的研究还处于初级阶段,发表的文献也大多是方程及其数值模拟的工作. 在这方面每前进一步似乎都很艰难.

简言之,本文介绍了四类间歇:由不动点失稳所导致的 PM 类间歇,这也是一条重要的由周期通往混沌的道路;系统处于混沌态时不稳定周期轨道与吸引子发生碰撞而导致的吸引子突变;危机引发的间歇;在至少四维以上系统中某个变量的突变而导致的开-关类间歇(因为在连续流中只有三维以上系统才能产生混沌);和在时间和空间上都存在两种不同运动行为的间歇:空时间歇.

除上述四种间歇外,在实验中还观察到许多现在没有对应的数学模型的间歇,比如,秦江^[18]等在等离子体放电中观察到了间歇混沌;我们在同一装置上还观察到由间歇发展为周期振荡和由间歇发展为混沌的现象^[19]. 由间歇发展为周期振荡的现象在其他装置中也曾被观察

到^[20]. 抛开这些现象的起因和物理意义不说,即使给出这些现象对应的数学模型来,也是一件很困难的工作. 自然界在本质上是非线性的,这使我们对自然界的研究变得复杂,也为我们的研究增添了乐趣. 由于非线性科学发展时间不长,还有许多不成熟之处,大量的非线性方程无法得到解析解,所以暂时对自然界中丰富多彩的非线性现象不能给出完整的理论解释也是正常现象. 但无论如何,研究各种间歇的发生机制及运动规律对理解混沌和湍流,乃至揭示自然界的奥秘都有重要意义. 在混沌研究的过程中我们又一次看到了科学发展的规律:新的实验现象在验证理论的同时,也不断给理论研究提出新的课题.

致谢 在本文撰写过程中得到了王龙老师和孙红岩同学的热情鼓励和帮助,他们认真阅读了初稿并提出了许多宝贵的意见. 本文的完成还得益于平时与他们多次对有关课题的讨论. 在此一并表示感谢.

参 考 文 献

- [1] E. N. Lorenz, *J. Atmos. Sci.*, **20**(1963), 130.
- [2] Hao Bailin, CHAOS, World Scientific Publishing Co. Pte Ltd., (1984).
- [3] R. M. May, *Nature*, **261**(1976), 459.
- [4] 郝柏林, *物理学进展*, **3**(1983), 330.
- [5] J. P. Eckmann, *Chaotic Behavior of Deterministic Systems*, North - Holland Publishing Company, (1983), 469.
- [6] Y. Pomeau and P. Manneville, *Commun. Math. Phys.*, **74**(1980), 189.
- [7] T. J. Price and T. Mullin, *Physica D*, **48**(1991), 29.
- [8] C. Jeffries and J. Perez, *Phys. Rev. A*, **26**(1982), 2117.
- [9] P. Y. Cheung, S. Donovan and A. Y. Wong, *Phys. Rev. Lett.*, **61**(1988), 1360.
- [10] C. Grebogi, E. Ott and J. A. Yorke, *Phys. Rev. Lett.*, **48**(1982), 1507.
- [11] C. Grebogi, E. Ott, and J. A. Yorke, *Phys. Rev. A*, **36**(1987), 5365.
- [12] D. Dangoisse, P. Glorieux and D. Hennequin, *Phys. Rev. Lett.*, **57**(1986), 2657.
- [13] Sun Hongyan, Ma Lianxi and Wang L., *Phys. Rev. E*,

- 51(1995) ,3475.
- [14] H. Fujisaka and T. Yamada , *Prog. Theor. Phys.* , 74(1985) ,918.
- [15] N. Platt , E. A. Spiegel and C. Tresser , *Phys. Rev. Lett.* , 70(1993) ,279.
- [16] Y. H. Yu , K. Kwak , T. K. Lim , *Phys. Lett. A* , 34(1993) ,198.
- [17] K. Kaneko , *Prog. Theor. Phys.* , 72(1984) ,480;J. D. Keeler and J. D. Farmer , *Physica D* , 23(1986) ,413.
- [18] J. Qin , L. Wang , D. P. Yuan , P. Cao et al. , *Phys. Rev. Lett.* , 63(1989) ,163.
- [19] Ma Lianxi , Sun Hongyan and Wang Long , *Acta Physica Sinica* (Overseas Edition) , to be published.
- [20] T. Braun , J. A. Lisboa and J. A. C. Callas , *Phys. Rev. Lett.* , 68(1992) ,2770.

浅谈环境物理学*

潘仲麟 张邦俊

(杭州大学环境科学系,杭州 310028)

摘 要 环境物理学是一门新兴的学科,它包括物理学的各个分支.文章从物理与环境的关系出发,介绍了环境物理学的产生、学科体系以及当前的研究领域.

关键词 环境物理,物理污染,污染控制

环境物理学是在物理学的基础上发展起来的一门新兴学科,是环境科学的重要组成部分.它从物理学的角度探讨环境质量的变化规律,以及保护和改善环境的措施.环境物理学包括环境声学、环境振动学、环境热学、环境光学、环境电磁学和环境空气动力学等分支学科.虽然各分支学科的研究历史悠久,但只是到本世纪50年代以后,由于环境污染日益严重,对人类造成越来越大的危害,才促使各个分支学科的研究取得一系列的成果,从而使环境物理学逐渐形成一个独立的科学领域.到目前为止,它还是一个正在形成中的学科.

1 物理学与环境污染

物理学原理的应用,给人类带来光明,带来现代化和光辉灿烂的未来的同时,带来了环境污染的问题.

我们的时代是人与机器共存的时代.人们利用物理学的基本原理,创造了各种机器为人类服务,物质文明得以不断提高,并步向空间.今天,巨大功率的喷气飞机可以载人在几十小

时内绕地球一周;巨大的火箭发动机把人送入太空.然而就在这种巨大进步的同时,伴随而来的是不断增长的噪声.巨大的喷气噪声使人听力受损,连续的机器噪声、道路交通噪声使人难以入睡,长期失眠,发生疾病、降低工效、产生失误,甚至精神失常.....

人们利用热力学的基本原理制造了内燃机和各种制冷设备,使人类进入了一个崭新时代,但同时也带来了环境污染和大气臭氧层变薄的问题.臭氧层像一个保护人类的“生命之伞”,把来自太阳的对人体有害的紫外线辐射挡住,它与人类生存息息相关.臭氧层的破坏,紫外线的大量辐射会造成白内障增加、皮肤癌、免疫系统失调、农作物减产和影响海洋浮游植物的生长、破坏海洋食物链.....而目前全世界大约拥有10亿台电冰箱和数以亿计的空调器,这些设备的致冷剂是破坏臭氧层的氟里昂.

有人认为,物理学原理的应用与环境质量的明显退化成正比,例如,如果我们对热和热力学毫无所知,当然就不会制造出内燃机,空气污

* 1996年3月4日收到初稿,1996年5月7日收到修改稿.