

## \* 专题评述 \*

## 非线性动力学研究的几个问题\*

刘式达 刘式适 梁爽 任奎 付遵涛

北京大学地球物理系, 湍流国家重点实验室, 北京 100871

**摘要** 非线性动力学为自然界的非周期现象研究提供了一个新的途径. 像湍流这样的多尺度的复杂现象, 以及非线性的标度指数为我们提供随机现象中, 既有最强的涨落的“主导”一面, 又有随机性的一面, 这是不同尺度之间相互作用的表现. 物理学中包括保守系统和耗散系统都存在孤立波和波前, 它们对应于数学动力系统同(异)宿轨道, 子波变换中的子波就是孤立波和波前, 它们可能是多尺度现象中的基本元素. 任何混沌时间序列和符合序列只有通过重构才能显示出自组织拓扑结构和功能. 这些都为非线性动力学提供广阔的前景.

**关键词** 非线性动力学 孤波和子波 拓扑结构

自从 Lorenz 发现混沌<sup>[1]</sup>, Mandelbrot<sup>[2]</sup> 提出分形以来, 近二三十年来非线性科学有了飞速的发展. 年轻的科学工作者经常提出这样的问题, 混沌、分形等非线性动力学究竟有什么用? 它们对 21 世纪的科学发展有什么影响? 对非线性动力学中常用到的一些概念, 如分数维、标度指数、相空间重构、同宿轨道、异宿轨道、间歇性、螺旋结构、标度律等总觉得比较难以理解, 它们之间相互联系是什么? 混沌是时间上的随机现象, 分形是空间中的随机现象, 它们之间怎么联系, 又怎么和结构、自组织相联系? 本文试图从许多还没有解决的科学问题的角度来评述非线性动力学的意义和前景. 向广大读者提出一些值得深思的问题.

## 1 非周期现象的原因

自然界有许多非周期现象, 如每天的天气没有一天是一样的, 地震很难预测哪一天在什么地方发生, 流体中的湍流, 经济发展和金融股票市场的变化, 气候的变化, 人口的增长和树木的生长, 生命的演化等等, 这些现象早在混沌发现之前就已经知道, 但是很少有办法来解释描述这些非周期的现象.

混沌最大的贡献就在于用极其简单的确定的数

学物理模型, 有说服力地证实了非周期现象的存在, 它们并不是外部随机性造成的, 而是内在的随机性所使然.

例如数学生态的 Logistic 模型<sup>[3,4]</sup>

$$x_{n+1} = \mu x_n (1 - x_n) = f(x_n), \quad n = 0, 1, 2, \dots, \quad (1)$$

其中  $\mu \in [0, 1]$  是控制增长和死亡两个因素的参数. 分析发现, 当  $\mu < 1$  时,  $x_n \rightarrow 0$ ; 当  $1 < \mu < 3$  时,  $x_n \rightarrow 1 - 1/\mu$ ; 当  $3 < \mu < 3.449$  时,  $x_n \rightarrow$  周期 2;  $\mu$  再大时, 就会出现周期  $2^n$ , 直到  $\mu = 3.57$  时, 周期  $2^n (n \rightarrow \infty)$  就会出现混沌的非周期现象.

又如著名的 Lorenz 方程

$$\begin{aligned} \dot{x} &= -P_r x + P_r y = f(x, y, z), \\ \dot{y} &= R_a x - xy - y = g(x, y, z), \\ \dot{z} &= xy - bz = h(x, y, z), \end{aligned} \quad (2)$$

其中  $P_r$  和  $R_a$  分别是 Prandtl 数和 Rayleigh 数,  $b$  是常数. 分析发现,  $P_r$  和  $b$  固定,  $0 < R_a < 1$  时, 系统状态  $(x, y, z) \rightarrow (0, 0, 0)$ , 表示空气处于静止状态; 当  $1 < R_a < 1.346$  时,  $(x, y, z) \rightarrow (\pm \sqrt{b(R_a - 1)}, \pm \sqrt{b(R_a - 1)}, R_a - 1)$ , 代表空气的对流状态;

当  $R_a > 24.74$  时就会出现三维  $(x, y, z)$  空间中非周期的轨道, 代表湍流状态. 这个模型正好反映了夏天太阳加热地面, 由空气静止到形成淡积云、浓积云直到积雨云中有滚滚翻腾的湍流状态.

方程(1)是离散动力系统, 方程组(2)是三维连续自治动力系统, 它们的特点都是确定的非线性的, 下一时刻的状态  $x_n$  或  $(x, y, z)$  都是由前面时刻的状态按同一公式计算出来的, 但是打印出来的轨道  $x_0, x_1, x_2, \dots$ ; 或  $(x_0, y_0, z_0), (x_1, y_1, z_1), (x_2, y_2, z_2), \dots$  可能就是非周期的.

像(1)式和(2)式这样的简单系统都可以出现非周期的现象, 现在在生物系统、地震系统、流体系统、金融系统等都已经找出描述它们各自出现非周期现象的类似于(1)和(2)式的系统. 至于比(1)和(2)式更为复杂的系统, 如黏性流体的 Navier-Stokes 方程<sup>[5,6]</sup>

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \Delta \mathbf{v} \quad (3)$$

和生物、化学中的反应扩散系统

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} &= f(u, v) + D_u \Delta u, \\ \frac{\partial v}{\partial t} &= g(u, v) + D_v \Delta v, \end{aligned} \quad (4)$$

它们都是无穷维的确定的非线性偏微分方程, 并且

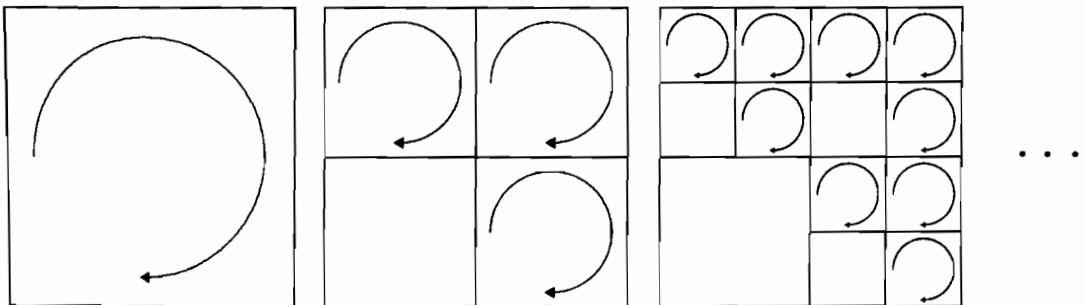


图1 大涡旋串级成小涡旋的过程

那么从图1看出

$$\left(\frac{3}{4}\right)^n = \left[\left(\frac{1}{2}\right)^n\right]^\mu, \quad (6)$$

由此求出

$$\mu = 2 - D = 2 - \frac{\lg 3}{\lg 2} \approx 2 - 1.58, \quad (7)$$

和(1), (2)式一样, 系统中既有促使形态演变的驱动力, 如(3)式和(4)式中的  $\mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v}$ ,  $f(u, v)$ ,  $g(u, v)$  等, 也有耗散因素  $\nu \cdot \nabla \nu$ ,  $D_u \Delta u$ ,  $D_v \Delta v$  等. 它们出现非周期的湍流现象就很自然了.

尽管非周期现象的原因是复杂的, 多种多样的, 但是我们可以用确定性的非线性系统之解描述非周期现象, 这为寻找非周期现象提供了一个新的途径.

## 2 湍流间歇性、分数维、标度指数

自然界中的间歇现象是普遍的<sup>[7]</sup>, 如大气中的气旋或反气旋. 大涡旋中含有小的气旋反气旋, 但并不充满空间. 一次大的地震发生后, 要经过相当长的时间才能发生另一次大地震. 树木的每根树枝或树叶之间总有间歇. 一场大雨后要经过一段时间才能再下一次大雨等等. 间歇性既可以出现在空间上也可以出现在时间上, 它是空间非均匀性和时间非定常性的表现, 是空间、时间上多尺度现象的反映, 我们如何描述它呢? 湍流是由大大小小不同涡旋组成的, 我们以一个边长为1的方涡旋为例, 它又分成边长为1/2的3个小的方涡旋, 这种过程不断下去, 如图1<sup>[8]</sup>. 这里的间歇是明显的, 而且小涡旋占有空间愈来愈小. 那么尺度为  $l$  的涡旋所占的面积或概率  $P(l)$  是多少呢? 我们设

$$P(l) \sim l^\mu, \quad (5)$$

其中  $D$  就是图1中的无特征尺度现象的分数维. 显然若小涡旋充满空间, 此时  $D = 2$ ,  $P = l^{2-2} = 1$ . 因此分数维  $D$  是湍流间歇性的量度, 它又是随尺度  $l$  变化而不变的不变量. 将其推广到三维, 小涡旋所占的概率就是

$$P(l) \sim l^{3-D}, \quad (8)$$

其中  $3-D$  称为余维数<sup>[9]</sup>.

所以说, 分数维  $D$  这个术语, 也包含了整数维在内, 但它的意义是多尺度随机现象中的不变量.

但是若前面一个大涡旋分成 3 个小涡旋, 其涡旋强度并不一样, 这样下去湍流中就形成强度都不相同的大小小涡旋. 此时在湍流场中某地点测出的湍流时间序列就显示出杂乱无章的非周期的混沌, 这正说明湍流是多种尺度构成, 且含有大大小小的强度涨落. 此时时间间隔为  $l$  (称为尺度  $l$ ) 的两时刻的速度差

$$\delta v_l = v(t+l) - v(t)$$

是一个随机变量, 它常写成

$$\delta v_l \sim l^\alpha, \quad (9)$$

其中  $\alpha$  称为标度指数<sup>[10]</sup>, 一般  $0 < \alpha < 1$ .

这里的  $\alpha$  应理解成反映大小涡旋强度的特征, 如单位尺度的强度  $\delta v_l/l \sim l^{\alpha-1}$ , 显然  $l \rightarrow 0$  时,  $\alpha$  数值的大小就反映趋向无穷的快慢, 也即强度的大小.

(9) 式的含义是, 若尺度由  $l$  变成  $\lambda l$ , 则

$$\delta v(\lambda l) \stackrel{\text{law}}{\sim} \lambda^\alpha \delta v(l), \quad (10)$$

其中符号 “law” 代表 (10) 式两边统计意义上的相等, 即随机变量  $\delta v(l)$  和  $\delta v(\lambda l)/\lambda^\alpha$  (即尺度为  $\lambda l$  的随机变量每个点的幅度要除以  $\lambda^\alpha$ ) 两者在统计意义上相等.

这样标度指数  $\alpha$  的数值不同, 就可以区分不同的随机信号, 例如 Brown 运动的随机信号的标度指数为  $1/2$ , 湍流随机信号的标度指数为  $1/3$ . 由于随机信号是多尺度的, 它们的功率谱一定是宽带薪, 设  $f$  是频率,  $S(f)$  是信号的功率谱, 则

$$S(f) \sim f^{-\beta}, \quad (11)$$

$S(f) \cdot f$  和  $(\delta v_l)^2$  都具有能量的量纲, 因此就得到  $\beta$  和  $\alpha$  的关系为<sup>[11]</sup>

$$\beta = 2\alpha + 1. \quad (12)$$

例如对 Brown 运动  $\beta=2$ , 对湍流信号  $\beta=5/3$ .

为了反映不同强弱涨落的涡旋, 那么  $\alpha$  应随着  $\delta v_l$  的  $p$  阶矩 (称为  $p$  阶结构函数)

$$\langle (\delta v_l)^p \rangle \sim l^{\zeta_p} \quad (13)$$

的  $p$  而改变. 理论上已经证明<sup>[12]</sup>

$$\alpha = \frac{d\zeta_p}{dp}, \quad (14)$$

其中  $\zeta_p$  称为速度差  $p$  阶矩的标度指数, 且

$$\langle |\delta v(\lambda l)|^p \rangle = \lambda^{\zeta_p} \langle |\delta v(l)|^p \rangle \quad (15)$$

就称为标度律.

因此对像湍流这样含有大大小小尺度的随机信号, 描述它们是基于图 1 的自相似结构, 那么标度指数, 功率谱指数,  $p$  阶矩的标度指数等是描述非均匀或非正常随机信号的信息参数. 它们可以反应间歇性, 奇异性.

1994 年余振苏提出了一种湍流间歇模型 (She 模型)<sup>[12]</sup>,  $\zeta_p$  的表达式是  $p$  的非线性函数

$$\zeta_p = \gamma p + v_\infty(1 - \beta^p), \quad 0 \leq \beta \leq 1. \quad (16)$$

和 1941 年 Kolmogorov 模型

$$\zeta_p = \frac{p}{3} \quad (17)$$

比较可看出, Kolmogorov 模式  $\alpha = 1/3$  是常数, 它没有间歇性. 而 She 模型

$$\alpha = \frac{d\zeta_p}{dp} = \gamma - v_\infty \beta^p \lg \beta, \quad (18)$$

$\alpha$  是随  $p$  变化的, 且  $p \rightarrow \infty$  时  $\alpha_{\min} = \gamma$ , 它反映图 1 间歇湍流强度最大的涡旋状态. 所以  $\alpha$  不是常数是实际随机信号有大大小小涨落的表现, 是不同尺度之间相互作用的结果. 将有最强涡旋的“主导和随机性相结合, 可能对解决复杂的湍流问题是有益的.

### 3 耗散系统的孤立波

孤立波是非线性科学的重要内容, 过去我们只知道在保守系统中非线性因素和色散因素平衡时会出现孤立波, 例如 KdV 方程<sup>[13]</sup>

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + \beta \frac{\partial^3 u}{\partial x^3} = 0 \quad (19)$$

中的孤立波, 其中  $u \frac{\partial u}{\partial t}$  是非线性项,  $\beta \frac{\partial^3 u}{\partial x^3}$  是色散项.

常见的孤立波的形式如图2. 图2(a)称为波前, 2(b)称为脉冲波, 后者就是前者的微商.

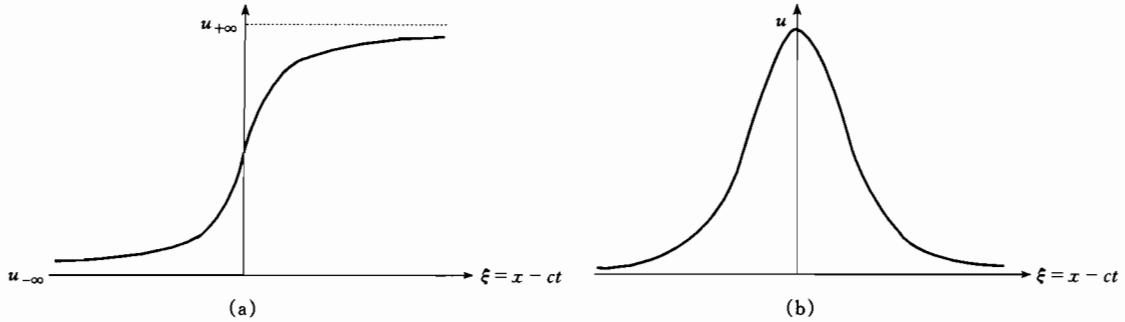


图2 孤立波的形式

(a) 波前; (b) 脉冲波

若将前面的波动自变量  $\xi$  换成自变量时间  $t$ , 那么图2(a)和图2(b)的图像在动力系统术语中分别称为异宿 (heteroclinic) 轨道和同宿 (homoclinic) 轨道. 而将波动形式的解  $u(\xi)$  代入到形如(19)式的偏微分方程就化为自变量为  $\xi$  的常微分方程, 因此这种以  $\xi$  为自变量的常微分方程的同(异)宿轨道就分别对应于偏微分方程的孤立波(或波前). 这就将数学上动力系统很抽象的同(异)宿轨道和物理上的孤立波(或波前)联系起来.

过去并不知道耗散系统也有孤立波, 对于非线性耗散系统的演化方程, 其中能量激励和耗散因子的平衡也可以出现孤立波. 它们在前苏联科学文献中称为 Autosoliton<sup>[14]</sup>.

例如 Benney 方程

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + \alpha \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \beta \frac{\partial^3 u}{\partial x^3} + \gamma \frac{\partial^4 u}{\partial x^4} = 0, \quad (20)$$

其中  $\alpha > 0$ ,  $\gamma > 0$  所在的项分别代表能量激励和耗散, 令  $u = u(\xi)$ ,  $\xi = x - ct$ , 就导得非线性常微分方程

$$(u - c) \frac{du}{d\xi} + \alpha \frac{d^2 u}{d\xi^2} + \beta \frac{d^3 u}{d\xi^3} + \gamma \frac{d^4 u}{d\xi^4} = 0, \quad (21)$$

积分(21)式一次并取积分常数为零得到

对波前而言, 当自变量  $\xi = x - ct$  (在二维和三维分别为  $kx + ly - \omega t$ ,  $kx + ly + mz - \omega t$ )  $\rightarrow \pm \infty$  时, 状态  $u$  分别趋于不同的状态  $u_{+\infty}$  和  $u_{-\infty}$ . 对脉冲波而言, 当自变量  $\xi \rightarrow \pm \infty$  时, 状态  $u$  则趋于同一状态, 如图2(b)中的  $u \rightarrow 0$ .

$$\frac{u^2}{2} - cu + \alpha \frac{du}{d\xi} + \beta \frac{d^2 u}{d\xi^2} + \gamma \frac{d^3 u}{d\xi^3} = 0, \quad (22)$$

它等价于一个三维自治动力系统

$$\begin{aligned} \frac{du}{d\xi} &= v, & \frac{dv}{d\xi} &= w, \\ \frac{dw}{d\xi} &= \frac{1}{\gamma} \left( cu - \frac{1}{2} u^2 - \alpha v - \beta w \right), \end{aligned} \quad (23)$$

于是有同宿于三维鞍点  $(0, 0, 0)$  的同宿轨道, 即孤立波解<sup>[15]</sup>

$$u = 15\alpha \sqrt{\frac{\alpha}{\gamma}} \operatorname{sech}^2 \left[ \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\alpha}{\gamma}} \left( x - 6\alpha \sqrt{\frac{\alpha}{\gamma}} t \right) \right] \cdot \left[ 1 + \tanh \left( 6\alpha \sqrt{\frac{\alpha}{\gamma}} t \right) \right]. \quad (24)$$

图3(a)为耗散系统中鞍点同宿的孤立波解.

像方程(4)那样的反应扩散方程组也可以找到异宿轨道的波前解, 例如(4)式中  $f(u, v) = u(1 - u - 2v)$ ,  $g(u, v) = -3uv$ ,  $D_u = D_v = 1$ , 则求到的异宿轨道解为<sup>[16]</sup>

$$\begin{aligned} u(x, t) &= \frac{1}{4} \left[ 1 + \tanh \left( \frac{1}{2\sqrt{2}} \left( x + \frac{1}{\sqrt{2}} t \right) \right) \right]^2, \\ v(x, t) &= \frac{1}{4} \left[ 1 - \tanh \left( \frac{1}{2\sqrt{2}} \left( x + \frac{1}{\sqrt{2}} t \right) \right) \right]^2. \end{aligned} \quad (25)$$

图 3(b)为耗散系统中异宿孤立波解.

孤立波在物理上的重要性已显而易见. 从流场上讲, 同(异)宿轨道是流出的流体的流向的一个大范围的轨道. 由于某周期为无穷大, 也就是说频率

为零, 因而任何对其的小的扰动, 都会有各种频率的出现, 而形成混沌. 所有同(异)宿轨道又和混沌联系在一起. Silnikov 定理<sup>[17]</sup>指出, 只要出现像图 3(c)那样的同宿轨道, 就会有混沌.

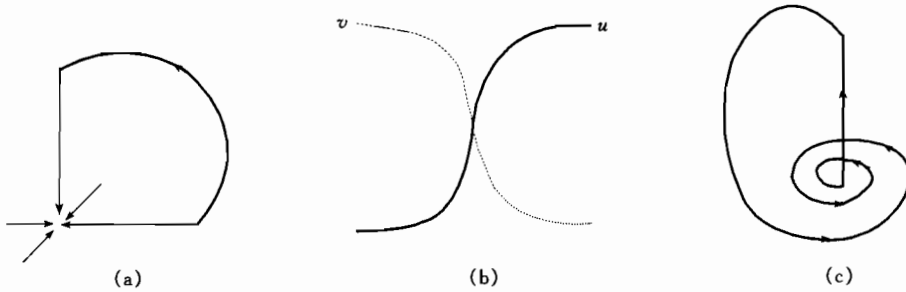


图 3 耗散系统中的各种孤立波

(a) 鞍点同宿; (b) 异宿; (c) 鞍焦点同宿

#### 4 序列重构和结构

我们经常接触到的非周期的多尺度现象主要是观测记录下的混沌时间序列<sup>[18]</sup>, 包括由 A, C, T, G 4 种核苷酸的字母按不同顺序排列的基因序列、DNA 序列和蛋白质序列. 由于它们是由不同数值或不同(可重复)的符号组成, 因而在一维数轴上看, 它们是来回不规则的摆动的, 它们可以看成是状态(相)空间在一维数轴上的投影. 为了恢复到原有的状态空间, 我们必须要用这些杂乱无章的数据或符号对其进行重构, 称为重构相空间<sup>[19]</sup>.

不要以为重构还是不重构没有什么了不起, 只有重构才能反映出真实的物理状态的结构, 甚至于有机体的功能.

我们先以正弦函数为例, 它打出的数据可能是 0, 1, 0, -1, 0, 1, 0, -1, …, 因此在一维数轴上看, 它在 +1 和 -1 之间来回跳动. 但是它以前后两个数

(0, 1), (1, 0), (0, -1), (-1, 0), (0, 1), …

重新构成二维(x, y)空间中的点, 将这些点连在一起, 就构成二维空间中的一条圆形轨道, 这个轨道满足下列二维自治动力系统

$$\begin{cases} \dot{x} = y, \\ \dot{y} = -x, \end{cases} \text{ 或 } \ddot{x} + x = 0. \quad (27)$$

$x = \sin t$  正是(27)式的解.

由于  $x$  和  $y$  分别可以理解成二维速度场  $v(u, v)$  的两个分量  $u$  和  $v$ . 因为(27)式右端不显

含  $t$ , 即(27)式是自治动力系统, 所以在二维空间中的每一点只有一个速度向量场  $v$ , 即轨道是不能相交的(相交的交点就意味着该交点有多个速度方向). 这样重新构成的空间及其轨道, 才真正地反映出原来时间序列的演变构成, 才能显示出空间的结构. 这是 Whitney 1934 年, Takens 1980 年所证明了的嵌入定理的精华所在<sup>[20]</sup>.

若将一个混沌序列

$$x_0, x_1, x_2, x_3, x_4, x_5, x_6, \dots, \quad (28)$$

嵌入重构成三维空间中去, 例如

$$(x_0, x_1, x_2), (x_1, x_2, x_3), (x_2, x_3, x_4), \dots, \quad (29)$$

都是三维相空间的点, 这些点的连线就构成三维相空间(x, y, z)自治动力系统的一条混沌轨道. 而混沌轨道的特点, 它是不断的“伸长”和“折叠”, “伸长”表示状态不可能停止在不动点(定常解)或周期解上, 轨道要从这些点上离开, “折叠”表示轨道不可能跑到无穷远, 由于非线性及耗散效应, 它们还会回到相空间中的有限的体积中来. 图 4 是在三维相空间常见的同宿或异宿轨道形成的环. 图中的点 A, B, C, D, E 是不动点, 该点上速度为零, 轨道是不能通过这些点的. 图中离开不动点的流形, 最后还要以稳定流形回到不动点附近, 它们不能停在不动点, 因此这些不动点显然都是不稳定的鞍焦点.

去掉这些不动点, 将轨道连在一起, 这正是三

维空间中的拓扑纽结(knot)! 图5(a)是由图4(a)形成的三叶(trefoil)纽结<sup>[21]</sup>, 它们在空间中形成很漂亮的螺旋结构.

出现混沌的三维自治系统, 如 Lorenz 方程(2)正会出现像图4及图5那种结构!

图5(b)是蛋白质序列通过折叠而形成的三维拓

扑螺旋结构. 只有空气上升运动而自组织成三维的积雨云的拓扑结构, 它才有降雨的功能. 蛋白质只有形成像图5(b)那样的双螺旋结构, 才能有构成生命体的多种自组织的功能.

如何将随机的现象和自组织的结构、功能联系起来, 这不是一个很有趣和重要的科学问题吗?

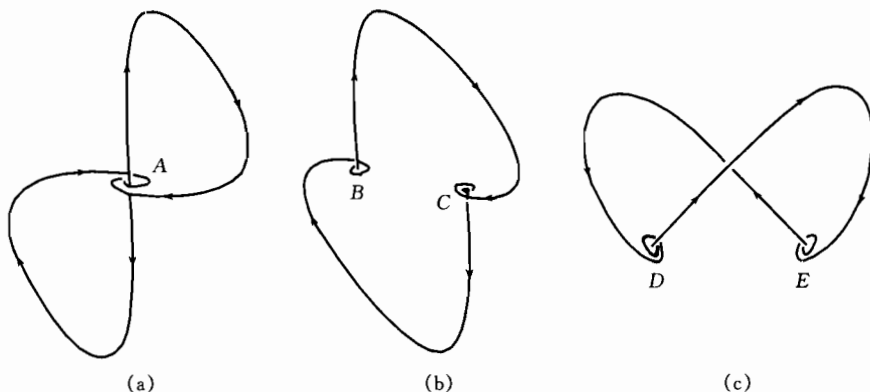


图4 同宿或异宿轨道形成的环

(a) 两条同宿轨道; (b) 两条异宿轨道; (c) 两条异宿轨道

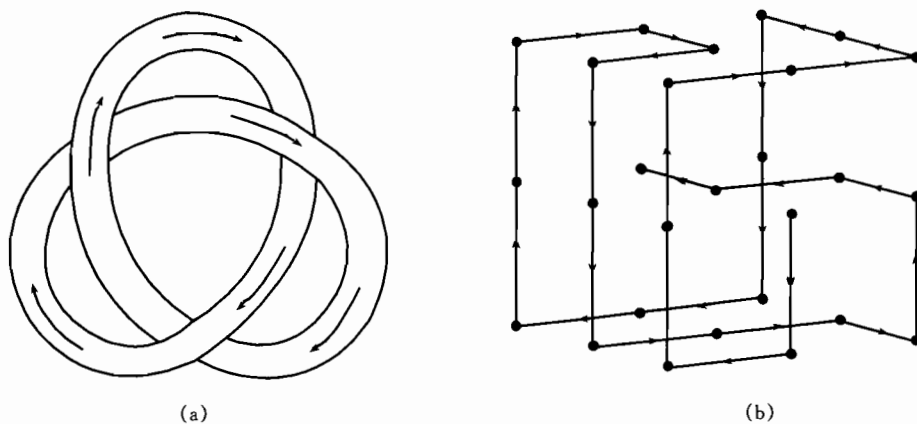


图5 三维拓扑螺旋结构

(a) 流场结构; (b) 蛋白质结构

## 5 结论

自然的非周期现象, 无特征尺度的多尺度现象, 各种自组织现象, 各种螺旋结构和功能, 非线性动力学都为我们提供了研究的思路, 具有广泛的研究前景.

## 参 考 文 献

- Lorenz E N. Deterministic nonperiodic flow. *J Atmos Sci*, 1963, 20: 130
- Mandelbrot B B. *The Fractal Geometry of Nature*. New York: Freeman and Co, 1982
- May R M. Simple mathematical models with very complicated dynamics. *Nature*, 1976. 261: 459
- Feigenbaum M J. Some characterization of strange sets. *J Stat Phys*, 1987. 46: 919
- Badii R, et al. *Complexity Hierarchical Structure and Scaling in Physics*. England: Cambridge University Press, 1997
- Meakin P. *Fractal, Scaling and Growth Far from Equilibrium*. England: Cambridge University Press, 1998
- 刘式达, 等. *非线性动力学和复杂现象*. 北京: 气象出版社, 1989
- 刘式达, 等. *分形和分维引论*. 北京: 气象出版社, 1993
- 余振苏, 等. *湍流中的层次结构和标度律*. *力学进展*, 1992, 29: 289
- 刘式达, 等. *孤波和湍流*. 上海: 上海科技教育出版社, 1994

- 11 Peitgen H O, et al. Chaos and Fractals, New Frontiers of Science. New York: Springer, 1992
- 12 She Z S, et al. Universal scaling laws in fully developed turbulence. Phys Rev Lett, 1994, 72: 336
- 13 刘式适, 等. 非线性大气动力学. 北京: 国防工业出版社, 1996
- 14 刘式达, 等. 非线性演化方程的显式行波解. 数学的实践与认识. 1998, 28: 289
- 15 Kydrashov H A. Backland transform for nonlinear KdV-Burgers equation with forth-order derivative. Dokl AN SSSR, 1988, 2: 300
- 16 Gao X S. Mathematics Mechanization and Application. Boston: Academic Press, 2000
- 17 Kuznetsov Y A. Elements of Applied Bifurcation Theory. New York: Springer, 1996
- 18 Mayer Y. Wavelet and Their Application. Berlin: Springer, 1992
- 19 郝柏林. 从抛物线谈起. 上海: 上海科技教育出版社, 1992
- 20 Hao B L. Elementary Symbolic Dynamics and Chaos in Dissipative Systems. Singapore: World Scientific, 1989
- 21 Stasiak A ed. Ideal Knots. Singapore: World Scientific, 1998

## 我国青年学者发现并证实表皮细胞存在逆分化现象

在 2001 年 9 月 29 日出版的最新一期国际著名医学杂志《Lancet》上, 我国青年创伤外科专家, 中国人民解放军第三〇四医院创伤研究室主任付小兵教授发表了题为“表皮细胞逆分化转变为表皮干细胞的在体研究”的学术论文, 首先在国际上报告了表皮细胞存在的逆分化现象. 这一发现是付小兵等在国家杰出青年科学基金等资助下取得的重要阶段性成果, 已在学术界引起较大反响.

付小兵教授及其同事在研究经表皮细胞生长因子治疗而愈合创面的组织学特征时, 发现在再生表皮的棘细胞层与颗粒层中存在一些散在的对  $\beta 1$  整合素和角蛋白 19 染色阳性的细胞团块, 呈岛状结构, 细胞小, 细胞器少, 与基底层干细胞没有直接的组织学联系. 他们初步认定这些位于棘细胞与颗粒细胞层中对  $\beta 1$  整合素和角蛋白 19 双染阳性细胞为表皮干细胞或具有表皮干细胞特征的细胞. 在此基础上, 他们又分别从发育学、组织学以及方法学进行了系列鉴别研究, 最终确认仅在由表皮细胞生长因子治疗而愈合的创面存在这种干细胞岛现象, 初步证明这种存在于修复表皮棘细胞与颗粒细胞中的干细胞是在表皮细胞生长因子诱导下逆向分化而来, 是已分化的表皮细胞向表皮干细胞逆分化的结果.

表皮细胞逆分化现象的发现与初步确证, 不仅是细胞生物学上的一个重要发现, 而且对深入阐明创伤修复机制有重要意义. 该项研究成果可用于治疗某些难治性皮肤病等.

该发现在《Lancet》杂志一经发表即引起学术界强烈反响. 论文发表当日, 路透社记者 Amy Norton 对此进行了专题采访. 论文发表后即收到包括法国、美国的 10 余位教授索要单行本或希望合作进行深度研究的函. 这是付小兵教授率国内同行自行开展的高难度基础研究, 也是付小兵教授继 1998 年以来在《Lancet》杂志发表的第二篇重要学术论文.

(供稿: 张凤珠 叶鑫生)