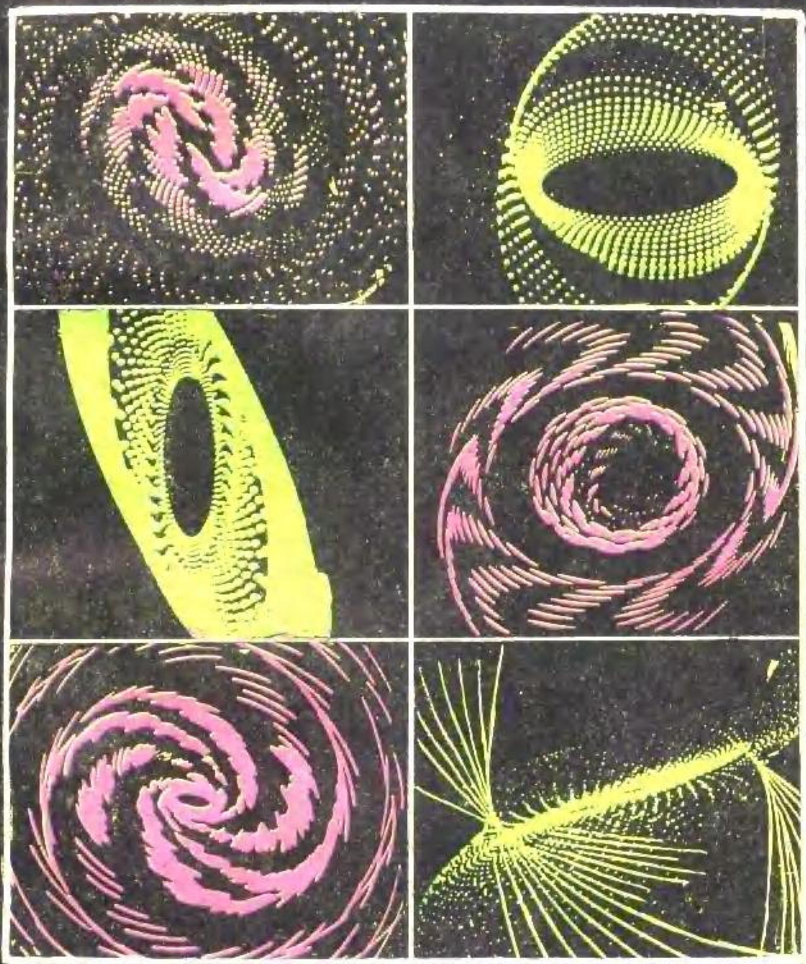
大气耗散结构理论

· 柳崇健 著 · 气象出版社 ·



大气耗散结构理论

柳崇健 著

气象出版社

内 容 简 介

本书运用现代科学方法论之一的耗散结构理论，在分析和解决大气这一多体系统的一些前沿课题的同时，深入系统地阐述了耗散结构理论的主要思想和应用途径。全书共分九章，广泛涉及到确定论与随机论、稳定性与涨落、分支与突变、耗散结构与负熵流、非适定性与非确定性、自组织与序、混沌与湍性、怪引子与分维、信息论与协同论、不可逆性与时间的方向和本质等等。

本书内容新颖、深入浅出，适合于大气科学、海洋学、水文学、地理学、地震学、应用数学及物理学等专业的科学工作者和大专院校师生阅读，亦可供广大业务预报工作者在应用时参考。

大气耗散结构理论

柳崇健 著

责任编辑 刘宏勋 陈云峰

气象出版社出版

（北京西郊白石桥路46号）

北京密云华都印刷厂印装

气象出版社发行 全国各地新华书店经售

开本：787×1092 1/32 印张：6.125 字数：135千字

1988年12月第一版 1988年12月第一次印刷

印数：1200册 定价：2.45元

ISBN 7-5029-0185-X/O·0009

序

近二十年来，随着探测技术与计算机技术的飞速发展，大气科学各个分支学科都取得了很大的进展。这一方面促使现在天气预报的准确率有了一定程度的提高，另一方面也大大加深了我们对大气现象特别是大气运动规律的本质的认识。

洛仑兹在六十年代提出来的，开创现代混沌理论的原型系统，以及大气环流因其非传递性而冲击可预报性的问题，一直成为近二十年来跨学科攻坚的前沿课题。自七十年代渐趋成熟的横向学科 特别是被称之“新三论”的突变论、耗散结构论与协同论 一方面从各种学科中汲取了丰富的营养，另一方面又将分散在各学科中的带共性的问题集中起来加以统一考察，走一种综合之路以寻求普遍的动力学框架——这后一种反馈又推动了各专门学科的向前发展。例如，有关突变及自发破缺对称性的研究，就是在相变、激光、流体不稳定性、催化反应中结构的出现等多方面研究的促进下开展的，而突变理论的创立又为后者提供了分析各类物理、化学现象机制的具体（拓扑）模型。耗散结构理论更是突出，甚至在软科学领域中亦有出色的理论发展与应用。柳崇健同志在其博士论文基础上扩充而成的这本专著，是大气科学领域中代表这一研究方向的初步尝试。希望此书的出版能引起广大读者的思索和兴趣，有助于推动本门学科的发展。

陶诗言

1987年4月17日

前　言

经典的牛顿力学强调的是不依赖时间方向的定律，一旦给定了初始条件，这些永恒的定律就永远确定了未来，如同它确定了过去一样。我们看到，各类以预告未来为宗旨的学科，如地震预报、天气预报、天文预报、水文预报、海浪预报乃至（农业）灾害预报，都烙上了牛顿以后三个世纪中占统治地位的决定论世界观的印记。一直到了本世纪六十年代洛仑兹的混沌理论（1963年）及普利高津的耗散结构理论(1969年)问世以后，以拉普拉斯为代表的经典因果决定论，才首先在自由度足够大的多体系统(例如，大气系统)中受到了根本的冲击。用一种略嫌简单化的语言说，我们的兴趣开始从物质转到了关系（因果关系）联系和时间；而对时间问题的探索，即对热力学第二定律的本质或经典熵的本质的探索，直接关系到多体系统的可预报性问题的解决。因此，选择需要全面解决各种时间尺度(长、中、短期)预报问题的大气系统作为主要研究对象，从非线性非平衡统计大气物理学的观点出发，系统地建立大气耗散结构理论，无疑对天气学实践及可预报性问题方面的具体应用都有明确的指导意义。

普利高津由于创立了非么正变换理论，把热力学不可逆性引入力学，因而使力学的结构发生了深刻的变革。他的耗散结构理论更是将非平衡统计物理学推向了新的高峰，其思想学说不仅渗入自然科学和社会科学的众多领域，即使在横向学科“老三论”、“新三论”以及模糊数学、紊乱学和无知增长论中也居于突出的地位。美国著名作家《第三次浪

潮》一书的作者托夫勒甚至认为，耗散结构理论“可能代表了下一次科学革命”。因此，作为曾在耗散系统动力学中起过先导作用的大气科学（这只要提一下洛仑兹1963年通过他的原型混沌系统论述了大气的不可预报性就足够了），在下一次科学革命中必定大有可为。

本书从确定论方程的内在与外在随机性分析入手，着重讨论了以确定论的流体热力动力学方程组为基础的大气动力学引入统计物理学途径的内在需要，试图将作为非线性非平衡统计物理学最新成果的耗散结构理论应用于大气系统，意在揭示大气这一多体系统的耗散性、弱稳性与非确定性，从而对天气预报与大气可预报性方面的问题提供新的探索途径。

本书共分九章，所涉及的问题有许多都是各学科中正在研讨的共同关心的课题，特别是在多体系统的解行为和一般预告学原理等方面有许多观点都是很不成熟的。但作为追随这场科学革命的一个尝试，作者抛砖引玉以求引起同人的关注和思索，错误之处在所不免，还望读者不吝指正。

在成书过程中，曾得到了陶诗言先生、丑纪范教授及伍荣生教授的指教和帮助，在此表示感谢。

柳崇健

1987年4月

目　　录

第一章 绪 论

——确定论的大气系统中统计物理学途径的引入

§1 确定论与随机论

随着非线性动力学中分支、突变与混沌现象的揭示，人们日益关心确定论系统中的随机性问题。例如，有一类现象，方程为确定论的，解行为却是随机的，这就是所谓动力随机（dynamical stochasticity）或自发混沌（self-generated chaos）[1]。因为确定论方程有两类，一类是"微观"确定论方程，例如通常的牛顿力学方程；另一类是宏观确定论方程，例如，描述流体速度场$\vec{v}$的纳维-斯托克斯（Navier-Stokes）方程：

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t}+(\vec{v}\cdot\nabla)\vec{v}=-\frac{1}{\rho}\nabla p+\nu\nabla \vec{v} \qquad (1.1)$$

式中ν是运动粘度。我们还可以举出化学动力学中描述非均匀系统中化学反应的所谓反应扩散方程：

$$\frac{\partial x_i}{\partial t}=f_i(x_1,\cdots,x_n)+D_i\Delta x_i \quad (i=1,2,\cdots N) \qquad (1.2)$$

式中D_i是组分x_i的扩散系数。

这是一批非线性、有耗散、因而不可逆的时间演变方程，即使是约化成少数自由度的确定论方程（组），耗散系统总有一个无穷自由度的背景，这表现在ν、D这些输运系数上。若在这类宏观确定论方程中引入随机初始条件、随机参数或随机强迫（噪声）等等，这样就使得方程出现所谓外在随机性。与之相对的是内在随机性，即方程中不加随机项系数）亦导致随机行为者，且导致随机行为的初值范围或参数范围在相应的相空间或参数空间中具有非零测度。

下面是三体问题中内在随机性的两个例子。

一个是苏姆尼柯夫（Сумников）和阿历克赛也夫（Алексеев）在六十年代给出的（转引自文献〔1〕）：取相同的两个大质量M_1和M_2，令小质量m在穿过前两者质心，并垂直于它们运动平面的直线上运动。三个质量之间按牛顿引力定律相吸。质点m穿过上述平面后，可能在时刻$T_1, T_2, \cdots, T_n$，多次经过此平面，然后不再返回（逃逸）。阿历克赛也夫等的严格数学结果可以表述为：给定任意个随机数，存在着这样的初始条件，使得质点m依次以这些随机数为时间间隔，穿过大质量的轨道平面，然后逃逸掉。换言之，无论对于质点m过去的返回历史$\cdots T_{n-2}, T_{n-1}, T_n$作多少次观测，也无法预言下一次是返回还是逃逸以及返回间隔将是多长。

另一个例子是斯采勃海利（Szebehely，1981年）等给出的（参见文献〔1〕），那是一个所谓有限制的平面三体问题。即考虑小质量m在大质量M_1和M_2作用下的运动，忽略m对两个大质量的影响，而且把运动限制在平面内，这样就得到一个四阶非线性常微分方程组：

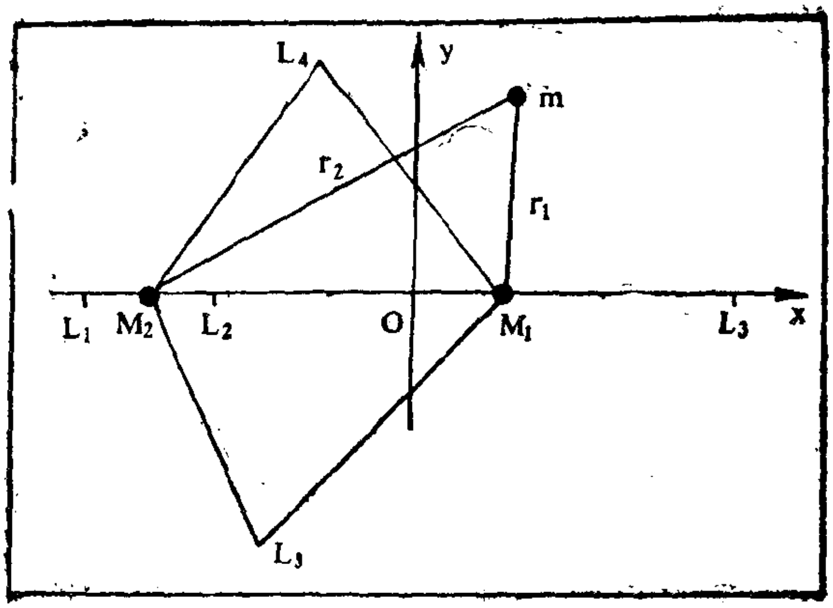


图 1.1 平面三体问题

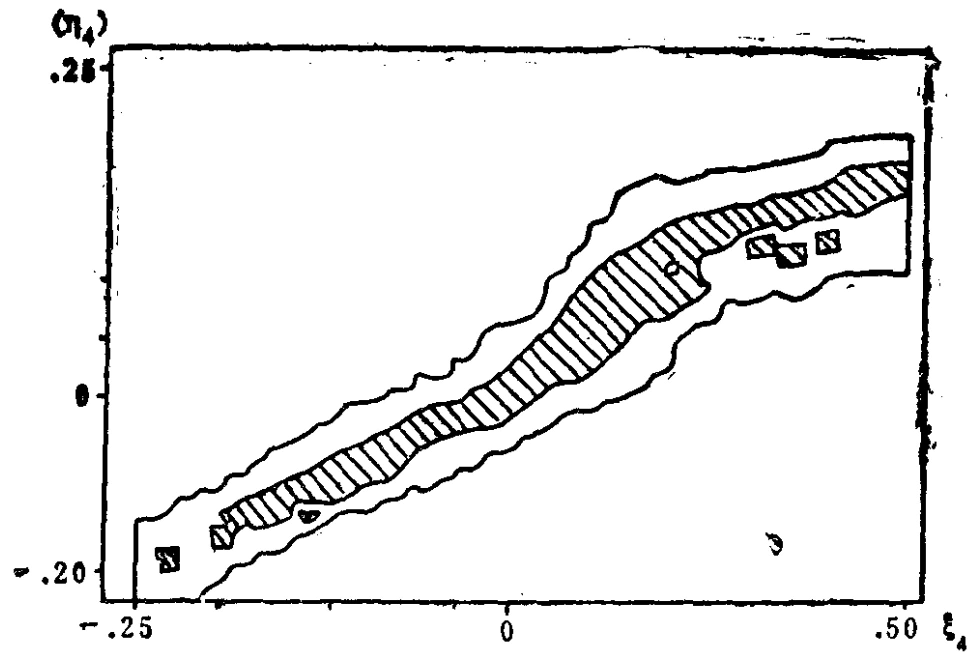


图 1.2 平动点L_4附近的运动类型
(图中：阴影区表示平动，空白区表示逃逸)

$$
\begin{cases}
\ddot{x} - 2\dot{y} = \dfrac{\partial \Omega}{\partial x} \\
\ddot{y} - 2\dot{x} = \dfrac{\partial \Omega}{\partial y}
\end{cases}
\tag{1.3}
$$

式中：$\Omega = \frac{1}{2}\left[(1-\mu)r_1^2 + \mu r_2^2\right] + \frac{1-\mu}{r_1} + \frac{\mu}{r_2}$，$\mu$是约化质量，$r_1$，$r_2$是m到$M_1$，$M_2$的距离（参见图1.1）。这个方程组有五个平衡点，其中L_4和L_5两个点当$\mu<0.038521$时是稳定的，在天体力学中称为平动点；其余三个点是不稳定的。如果在平动点放置一个没有初始速度的小质量，它会停留在那里。如果它具有小小的初速或不准确地处于平动点上，那就会在平动点附近摆动。但其它情况下它都会从平动点逃逸，不论它以后是否离开M_1，M_2系统，都算是不同于摆动的另一类运动。斯采勃海利等在稳定平动点附近用一个十二阶积分程序仔细积分方程组（1.3），发现摆动与非摆动两种情形并不处处有光滑的分界线。图1.2是L_4点附近初值的分布，阴影区导致平动，空白区对应逃逸；ξ_4和η_4代表L_4点附近x和y的初值。值得注意的是，两种区域有一些随机的交错，说明初值的微小差异会导致定性不同的后果。

由此可见，物理现象并不总是遵循以拉普拉斯(Laplace)为代表的经典因果决定论[22]；“经典物理的确定论实际是一种极度简化的近乎漫画（caricature）的时间演变描述，…这个确定论的理论框架似乎说明，在某种意义上现在已经‘包含’过去和将来，这是不对的，将来不包括在过去内。

甚至在物理学中亦跟社会学一样，只能预报各种可能的'剧情'(scenarios)"[14]。于是，要求以确定论和随机论互补来处理多体系的倾向日趋明显。

伊迪(Eady)[28]早在四十年代就已指出，"理论气象上一个极为棘手的任务，就是揭示'永远不稳(permanently unstable)'(即永为湍性)的系统的本质并定量地确定其所有可预报的规律性。我们确信这些规规性必然是统计的，而我们的方法在某种程度上必定类似于统计力学"。事实上，我们知道流体动力学方程本质上是一组统计平均方程；例如，希尔伯特（Hilbert）用小参数法(取一级近似）解玻耳兹曼（Boltzmann）方程，曾导得理想流体的欧拉(Euler)方程。此外，按雷克尔（Reichl）[15]的方法，我们可以从关于粒子的分布函数f（$\vec{r}$，$\vec{p}$，t）的完整的非线性玻耳兹曼方程出发，推导出纳维-斯托克斯方程。

总之，在这里我们看到了对概率分布建立方程。这是把方程建立在已经必然化了的函数式上，解这类方程，有概率之意义而无需概率之方法，给定具体的初边值条件后，就可讨论或求出方程的解，以判定系统的各种具体性质（包括分支现象等非线性特征）。然而所求得的解是期望值，这样一种描述不能认为是充分的，因为在这些微分方程组中完全忽略了涨落。

§2 涨落、稳定性与分支

对于一个宏观系统，其自由度数N的数量级大体为10^{25}(参见文献[2])；若选用一组宏观变量｛ρ_1，ρ_2…，ρ_n｝对系

统作宏观描述，其变量数目远远小于系统的自由度数目：$n \ll N$。因此，除了n个宏观变量所描述的系统性质以外，其余的自由度就以涨落的特征表现出来。这些涨落从观测的角度看是一些随机事件。它们与定态和非定态“正交模(normal-mode)”的关系可示意如图1.3。

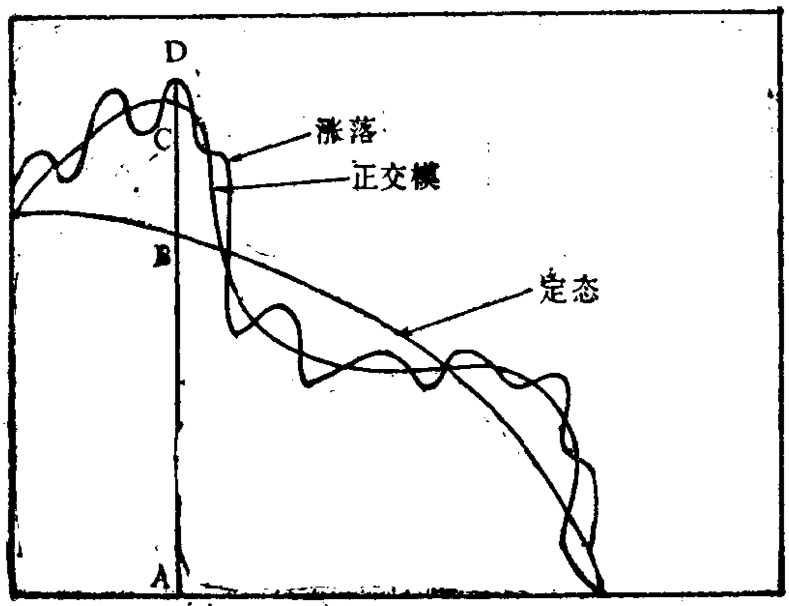


图 1.3 涨落与定态和正交模的关系
(图中：AB = 定态，BC = 正交模，CD = 涨落)

对于非平衡系统，涨落的存在对于系统的性质起着重要的作用。在线性非平衡区，由于存在着最小熵产生原理，定态是稳定的。因此，涨落不会被放大而达到一个宏观的量级。但是在系统被驱动远离平衡的情况下，系统可以出现分支解，即由稳定的热力学分支经过临界点突变到不稳定的热力学分支和耗散结构分支上去（参见图1.4，图中λ代表分支参数；转引自文献〔2〕）。对于临界点邻域的新分支，由于涨落的存在，系统不可能维持在一个不稳定的热力学分支上，

图 1.4 远离平衡时的分支现象

（图中：a为热力学分支，稳定部分；

b为热力学分支，不稳定部分；

c为在不稳定性之上呈现的新解，耗散结构）

于是就出现耗散结构图象，普利高津(Prigogine) 学派称为通过涨落出现的有序。

此外，由于非线性方程往往存在多重解，涨落在分支点附近的作用就显得特别重要，系统必须“选择”宏观方程中一个可能的稳定分支；但宏观方程本身却不能断定应该优先选择哪一分支，因而必须考虑随机因素，并且对涨落作深入的刻划。

这里，我们再一次看到了，凡有分支现象的系统往往同时涉及到确定论与随机论两个方面：两分支点之间系统服从确定律，但在分支点附近则涨落起着重要作用，它决定了系统将处于哪一分支。从本质上来说，在非平衡环境中，涨落能显著地改变系统的宏观行为，而外噪音对这种出现的行为似起着倍增而非附加的作用。

另一方面，远离平衡时有序结构的形成往往是原系统不

稳定的结果，而宏观系统非平衡不稳定的爆发则是因为涨落偏离了泊桑(Poisson)分布[11]。“稳定性理论最迷人的一个地方，在于它的位置正处于确定论与随机论的分界线上”[11]。新结构源于涨落，然而若系统是稳定的，则涨落并不重要，因为它们将衰减回归，它们仅有的效应是加给平均演变以某种统计噪音。这就是为什么我们在作预报时，“对于稳定性演变的流场，初始场误差的影响不大，其预报时效可能大大超过平均值”[24]。若出现不稳定，情况就根本不同了，此时涨落会被放大且达到宏观水平从而出现上述的新结构。一旦达到新稳态（定态或非定态），宏观描述（确定论描述）就再次生效。即便那样，时间演变的统计方面仍然是重要的，因为新出现的新稳态的类型可能决定于初始的随机涨落。

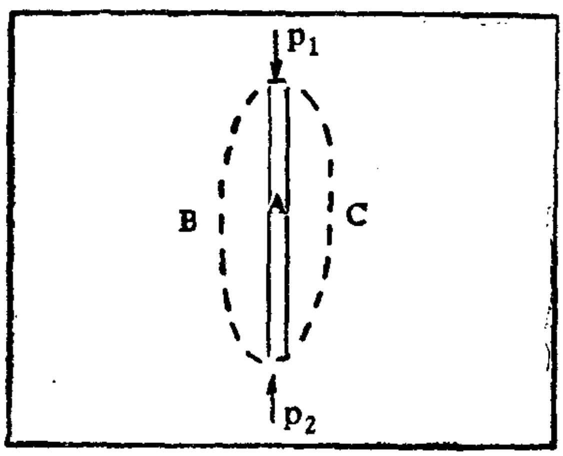


图 1.5 弹性杆的弯曲

事实上，不稳定性可能引起种种的新情形，但决定未来情形的正是初始涨落。甚至在刚体力学中，我们亦可以找到概念性的经典示例（参见图1.5）。当弹性杆两端的压力和大于某临界值后，A态失稳，杆身便会弯曲成新的稳态B或