

耗散结构理论及其在火成岩 岩石学中的意义

张招崇 李兆薰

(中国地质科学院地质研究所, 北京 100037)

主题词: 耗散结构; 非平衡定态; 非线性过程; 控制参数; 时空有序; 火成岩

提 要: 本文简要介绍了耗散结构理论及其研究方法, 以及它在火成岩中的应用, 其中包括以下几个方面: (1) 基性杂岩体的层状构造; (2) 花岗岩中的球状构造; (3) 斜长石的环带; (4) 花岗岩体的成分分带。并讨论了这四种耗散结构的形成机理。这些耗散结构都是在远离平衡的条件下, 通过内部不可逆的非线性过程, 由于外界的扰动和内部的涨落造成定态的失稳而形成的。其形成的根本原因是其内部反馈机制作用的结果。斜长石的环带是时间耗散结构——极限环。利用耗散结构理论简要地解释了辽宁二道沟花岗闪长岩的成因。

从Bowen (1913) 的开创性工作以来, 平衡热力学已为我们理解火成岩岩石学起了很大的作用。但是, 由于经典热力学仅限于封闭的平衡体系, 因此, 它在解决火成岩的问题上有很大的局限性, 对许多地质现象则无法解释。1967年, I. Prigogine 教授正式提出的耗散结构理论使我们在认识火成岩岩石学问题上出现了一个新的飞跃, 并且随着此理论研究的不断深入, 越来越显示出广阔的应用前景 (定量的岩石学模型)。

一、耗散结构理论及其研究方法简介

当体系处于远离热力学平衡的非线性区时, 在某些条件下, 体系通过与外界环境不断交换物质和能量以及其内部的不可逆过程 (能量耗散过程), 无序态有可能失去稳定性, 某些涨落可被放大而使体系发生突变, 产生出时空和功能的有序状态, Prigogine 把这样形成的有序态称为耗散结构。这种体系能够自行产生的组织性和相干性称作自组织^[1]。

由于耗散结构是在远离平衡以及非线性条件下形成的, 因此, 它的稳定性和平衡态以及近平衡时的非平衡定态有很大差别^[2]。

在孤立体系中, 发展的极限总是平衡态。一旦体系到达平衡态, 体系中不再有宏观的动力学行为。体系的稳定性可以从熵 S (或自由能 G) 的极值行为以及它们的时间发展行为 ($ds/dt \geq 0$) 来确定; 在近平衡的情况下, 不管体系的动力学机制如何, 发展过程总是单向地趋于与平衡态有类似行为的非平衡定态, 产生不出任何时空有序状态。体系的稳定性可以从熵产生 ($\sigma \geq 0$ 或 $\frac{d\sigma}{dt} \leq 0$) 来判断。也就是说, 可以用熵 (或自由能) 或熵产生这些热力学函数的行为来描述体系在平衡态或非平衡态线性区的稳定特性。

在远离平衡的条件下, 体系发展的极限状态可能是非平衡定态, 而这种非平衡定态的行为 (与近平衡态时不同) 不仅取决于热力学条件, 同时也取决于动力学条件。当体系内部涉

及某些合适的非线性动力学机理时, 均匀的不随时间变化的非平衡定态可以变得不稳定。通过热力学分析 (Lyapounov 稳定性理论) 可以从原则上指出非平衡体系中出现不稳定现象的可能性以及由此而导致产生时空有序结构的自组织现象的可能性。但是仅仅依靠热力学分析, 我们并不知道在到达和超过不稳定临界点以后会发展一个什么样的状态。为了能定量地说明各种自组织过程以及显示出在不稳定点以后出现的时空有序结构, 还需要仔细地分析体系内部的动力学过程。通过动力学方程的线性稳定性分析, 可以帮助我们去发现可能发生耗散结构分支现象的具体条件。但是热力学分析和动力学方程的线性稳定性分析并不能确定在一定控制条件下分支解的个数、稳定性以及分支解的详细行为 (如数学表达式)。要解决后面这些问题, 必须求解出非线性动力学方程本身。

二、耗散结构理论在火成岩岩石学中的意义

由于受边界条件 (岩浆体冷却面等) 的约束, 大多数火成作用过程最终也难以到达平衡态, 因此耗散结构理论也日益受到岩石学家的重视。对于火成作用过程 (非平衡作用过程) 大致上可划分为两种类型, 即化学反应型 (如化学反应) 和扩散型 (如热扩散、浓度扩散)。它可以由下面反应——扩散方程来描述:

$$\frac{\partial X_i}{\partial t} = f_i(\{X_i\}, \lambda) + D_i \nabla^2 X_i \quad (i=1, 2, \dots, n) \quad (1)$$

其中 X_i 为组分 i 的浓度, ∇^2 为 Laplace 算符, D_i 是组分 i 的扩散系数。在这里假定了 D_i 为常数, 实际上 D_i 是随着温度、压力等的变化而变化的。

(1) 式中 $f_i(\{X_i\}, \lambda)$ 表示化学反应的速率定律, 它是体系中各组分浓度 $\{X_i\}$ 的非线性函数, 因而 (1) 式是一个抛物线型的非线性偏微分方程组。 λ 是控制参数, 它表征各种速率常数, 主要反应物的浓度、扩散系数等, 实际上, λ 的值反映了体系所受到的控制程度以及描述体系偏离热力学平衡的程度。

对于火成作用过程中形成的时空有序结构 (耗散结构) 的理论分析都是基于上述反应——扩散方程基础上进行的。对具体的耗散结构, 要分析其成因, 必须用适当的数学方法解出 (1) 式方程。火成作用形成的耗散结构有: (1) 基性杂岩体的层状构造; (2) 花岗岩中的球状构造; (3) 斜长石的环带; (4) 花岗岩体的成分分带。下面对这四种耗散结构特征及形成机理作一简要的探讨。

(一) 基性杂岩体的层状构造

层状基性杂岩体, 即所谓的堆积岩, 过去一直认为是由于重力分离作用形成的, 或者归因于流动模式^[3]。许多层状基性杂岩体 (如格陵兰的 Skaergaard 杂岩体、南非的 Bushveld 杂岩体以及蒙大拿的 Stillwater 杂岩体) 都有这样的特征^{[4][5]}, 即, 层状构造发育越好, 各单层内越近于由单一矿物组成时, 矿物颗粒也往往越大。我国攀西地区层状侵入体的韵律层中, 矿物成分、化学成分以及岩石结构也都显示出韵律变化^[3]。这种韵律变化反映了一种时空有序现象, 可称之为耗散结构。作者引用 Boudreau (1984)、Ortoleva (1987) 提出的竞争性颗粒生长 (Competitive particle growth) 机制来说明其形成过程^[6-7]。在晶体生长过程中, 由于大晶体比小晶体具有更小的表面自由能, 因此在熔体的作用下, 大晶体通过消耗邻近的小晶体得以生长, 使粒度梯度变得更大。其作用过程如图 1 所示。这种现象在热力学中

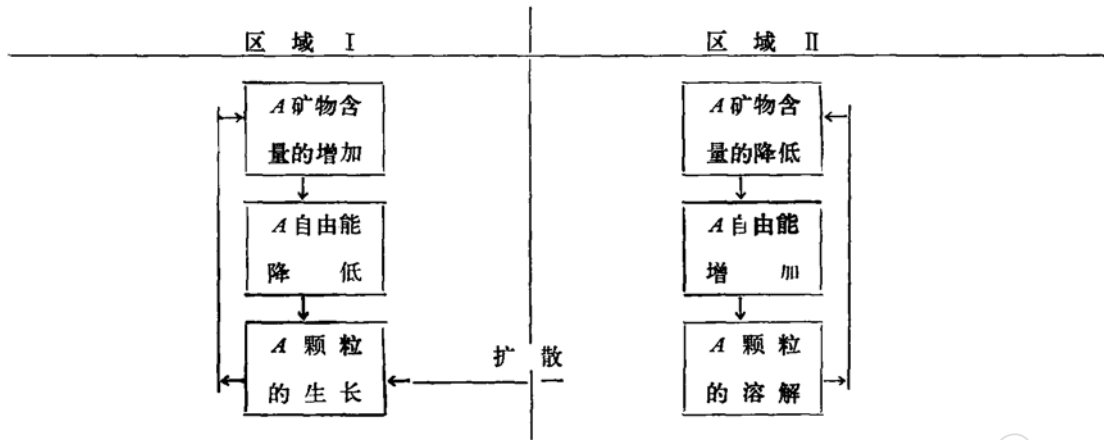


图 1 矿物生长过程的反馈系统

Fig. 1 The overall feedback loop in the process of mineral growth

称为自催化现象，它是一种非线性作用过程，是形成耗散结构的前提条件（在耗散结构理论中已经证明必须有自催化才能产生耗散结构，如Lolita-Volterra和Brusselator模型）^[2]。因此，竞争性颗粒生长的结果导致了矿物相的成层分凝——一种时空有序结构。换句话说，这种成层的侵入体是较均一的岩浆体（非平衡定态）在成岩过程中自发形成的一种耗散结构。至于在有些侵入杂岩中，如Stillwater 杂岩体中见到的在条带中还有几条更细的条带^[6]的现

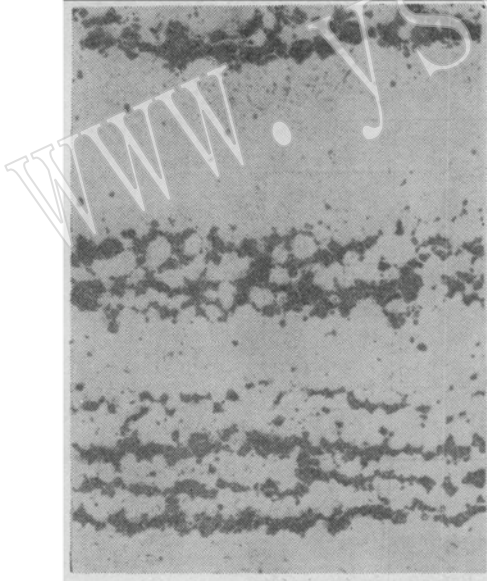


图 2 Stillwater侵入杂岩中的层状构造及每层中的细条带

Fig. 2 Layering of Stillwater plutonic complex and their several finer layers

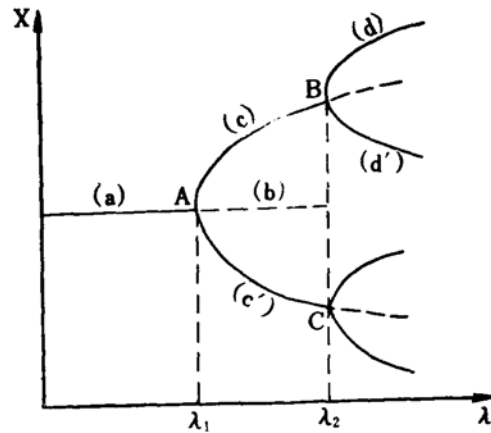


图 3 耗散结构的二级分支

Fig. 3 Secondary bifurcation of dissipative structure

控制参数 λ_1 和 λ_2 分别为一级和二级分支的临界值
(a)热力学分支；(b)热力学分支的不稳定部分；(c)、(c')和(d)、(d')分别为一级和二级稳定的耗散结构分支

象（图 2），可解释为耗散结构的二级分支（Secondary bifurcations），是由于控制参数值（包括速率常数、扩散系数等）的变化，使得一级分支改变其稳定性再次发生分支而形成。其分支解可由图 3 来表述。

(二) 花岗岩中的球状构造

一些火成岩，如花岗岩、闪长岩（有时甚至为基性侵入岩），有时包含有所谓球状构造的卵状体（图4）。这种球状体的直径一般为几厘米到一米之间，其内部由同心圆状、明暗交替的矿物环组成。如北京密云角

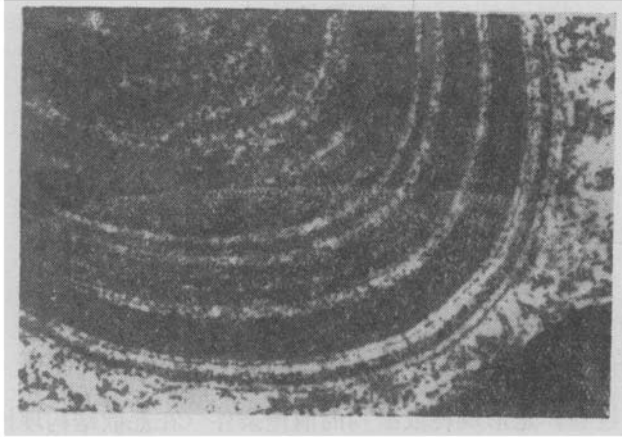


图4 花岗岩中的球状构造

Fig. 4 Oricular structure in granite

闪石黑云母球状花岗岩，球体直径一般为5~10cm，暗色矿物环主要由含有少量斜长石的黑云母和角闪石组成，浅色环主要由含有少量黑云母和角闪石的斜长石和石英组成^①。这是一个典型的自组织现象，其形成机理与Liesegang环相似，它是在远离平衡的条件下，通过内部不可逆的非线性作用过程而形成。其矿物结晶作用的反馈形式见图5。

图5中A、B分别代表暗色矿物（黑云母、角闪石）和浅色矿物（斜长石、石英）。

在这个正反馈系统中包括两个负反馈。由于反馈机制的作用，使得体系越来越远离平衡态，当控制参数超过一定的临界值时，这种均一的岩浆定态就会失稳，发生突变而转变成一种时空有序结构的自组织现象——明暗交替的矿物环。

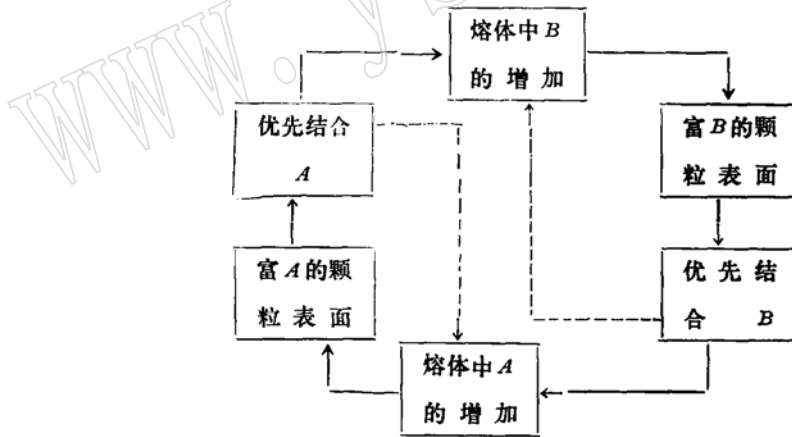


图5 熔体中颗粒生长与熔体扩散

Fig. 5 Grain growth and melt diffusion in the melt

粗箭头表示两框推进的关系；虚线箭头表示两框压制关系

(三) 斜长石的环带

斜长石的振荡环带多在中性火成岩中出现。从其核部到边缘，斜长石中的An含量重复变化，其变化幅度为5—15%，波长为10—100 μm ^[8]。这种现象利用平衡相图解释是由于

① 赵崇贺，1963，密云环斑花岗岩的特征及成因研究，研究生论文。

P_{H_2O} 周期性振荡的结果。事实上,斜长石晶体的生长过程是一种动力学过程。Haase等(1980)从晶体生长速率对于岩浆熔体和晶体表面的成分以及熔体内物质迁移之间的函数依赖关系,

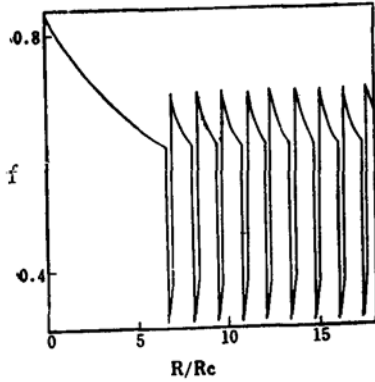


图6 斜长石振荡分带的数值模拟

Fig. 6 Numerical simulation of the oscillatory zoning in plagioclase

表示钙长石An的摩尔分数 f 与自晶体中心
($D_A = 3D_B$)的函数关系 $R_c = 2.09 \times 10^{-2} \text{cm}$

通过非线性动力学方程计算得到了振荡分带^[8]。并且用Stefan问题的唯象定律的数值模拟证实了这个定量解释(图6)。他发现振荡是由下列因素相互作用的结果:(i)熔体中的生长速率和固体表面成分的依赖关系。(ii)固化反应的化学计量数。(iii)熔体相的扩散。(iv)生长晶体的边缘移动。另外Allègre(1981)、Lasaga(1982)也都在此基础上建立起各自的模型^[9,10]。从图6可以看出,模拟结果与斜长石的韵律环带是一致的。这种现象相当于耗散结构的极限环,它是一种周期性的化学振荡导致的时间耗散结构(Brus-selator器)。对于斜长石,也就是说,在一个适当长的时间内,斜长石中An和Ab两种组分的浓度呈现周期性无阻尼的振荡。其形成过程的反馈形式也可由图5来表示,图5中的A、B分别代表An、Ab。具体地说,当颗粒表面富An时,它就要吸附An,同时熔体中Ab的组分就要相对地增加,当吸附到一定的程度(临界值),就不再吸附An,而Ab组分就要在颗粒表面生长,与前面的过程一样,它也要在熔体中吸附Ab,如此往复,就形成了斜长石的振荡分带。

(四) 花岗岩的成分分带

许多花岗岩体从中心到边缘具有一定的成分分带与结构,这种具有一定成分分带与结构的花岗岩体是在开放体系中远离平衡的条件下形成的,是耗散结构的代表与体现。

现以辽宁二道沟金矿区的花岗闪长岩体为例,说明耗散结构的形成过程。

二道沟金矿区位于华北地台北缘,内蒙地轴东段。此岩体出露于对面沟基底隆起边缘断裂带以西。岩体的中心相为斑状花岗闪长岩,边缘相为中细粒花岗闪长岩,两者均属燕山晚期(白垩纪)。野外观察未发现两者有明显的先后关系。根据它们的岩石化学成分、稀土元素配分型式(为向右倾的平滑曲线,无Eu异常),确定为过渡型地壳同熔型花岗岩类^①。两者稀土分配型式的相似性,说明它们为同源岩浆的产物。自斑状花岗闪长岩体向外,元素异常组合水平分带分别为Au、Ag、Cu、Sb→Au、Ag、Pb、Zn、Sb、As→Ag、Sb、Zn。

作者在野外工作及室内工作的基础上,根据耗散结构理论,对这一现象提出了不同于前人的看法,认为斑状花岗闪长岩和中细粒花岗闪长岩是同一岩体的相变关系。其形成过程为:二道沟花岗闪长岩初始相组合为上地幔的二辉橄榄岩、它们呈近平衡态。由于本区处于幔隆与幔拗的过渡带,构造活动强烈,使地幔热流值升高而发生岩浆活动。不可逆过程包括:部分熔融、热传导、对流驱动的热重力扩散、分离结晶作用、同化混染作用(同熔地壳物质,主要为本区小塔子沟组变质火山岩)以及成矿物质的活化(Au、Ag、Cu等)。这些不可逆过程大多为非线性动力学过程,如热传导过程,其方程为(Lasaga, Kirkpatrick, 1981)^[11]:

①辽宁省地质局地质三队,1988,二道沟金矿地质报告,未刊。

$$\frac{\partial T}{\partial t} = D_T \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{1}{\rho C_p} L_v f(I, Y) \quad (2)$$

其中 D_T 为热扩散系数； x 为距离； ρ 为密度（晶体+熔体）， C_p 为晶体+熔体的比热容； L_v 为所形成晶体的单位体积潜热。 I 为成核速率， Y 为生长速率。 I 和 Y 都是温度、熔体成分以及熔体液相线温度的函数。因此温度变化速率与成核和生长速率之间存在一个反馈关系。显然，此方程是非线性的。

热流与质量流的耦合结果可以建立起一种质量分数的分布，热梯度的作用可以使液相系统自发产生浓度梯度，这就是所谓的“Soret”效应。稀溶液的质量分布（Platten, Legros, 1984）为^[12]：

$$\bar{N}_i = N_i^m \cdot \frac{\frac{D_T}{D} (-\Delta T)}{1 - e^{-\frac{D_T}{D} (-\Delta T)}} \cdot e^{-\frac{D_T}{D} \frac{z}{h}} \quad (3)$$

其中 \bar{N}_i 为当体系处于定态时组分 i 的质量分数； D 为质量扩散系数； ΔT 为流体层底面（ $Z=0$ ）与顶面（ $Z=h$ ）之间的温度差。当流体层从下部加热时，据（3）式可将其顶面（ u ）与底面（ l ）之间的相对物质分离写作^[13]：

$$\frac{\bar{N}_i^{(l)} - \bar{N}_i^{(u)}}{N_i^m} = \frac{D_T}{D} (-\Delta T) \quad (4)$$

由（4）式可知，若 $D_T > 0$ 则组分向冷边界迁移，由于各元素的 D_T 不同，其迁移量亦不同。

上述过程的动力学行为受控制参数支配，其控制参数为 T 、 P 、各主要组分的浓度、岩浆的粘度、成核速率、生长速率等。这些不可逆非线性过程作用的结果，使得体系远离平衡态，并产生临界不稳定性，并由此在花岗闪长岩体内导致了岩浆体系的分离以及具有一定成分带与结构——耗散结构。

以上是用耗散结构理论对火成岩的一些定性讨论，也是一次新的尝试。目前国内於崇文教授试图把耗散结构理论定量地应用于矿床地球化学^[14,15]。而对于火成作用过程，定量的数值模型国内尚无人涉足（国外也只局限于一般简化了的模型），基本上还停留于平衡或近平衡的计算。要使耗散结构理论的应用从定性发展到定量，需要将热力学、化学动力学和流体力学以及实验岩石学（测定各反应速率、扩散系数等数据）有机地结合起来。

参 考 文 献

- [1] Glansdorff, P., Prigogine, I., 1971. Thermodynamic theory of structure, stability and fluctuation. Wiley-Interscience, New York.
- [2] 李如生, 1986, 非平衡态热力学和耗散结构. 清华大学出版社.
- [3] 刘杖等, 1985, 攀西地区层状侵入体. 《中国攀西裂谷文集》, 第1集. 地质出版社.
- [4] McBirney, A. R., Noyes, R. M., 1979, Crystallization and layering of the Skaergaard intrusion. J. Petrology, 20, 487-554.
- [5] Merino, E., 1984, Survey of geochemical self-patterning phenomena, in: Nicolis, G., Baras, F. (ed), Chemical Instabilities. D. Reidel Publishing Company, 305-328.
- [6] Boudreau, A. E., 1984, Examples of patterns in igneous rocks, in: Nicolis, G., Baras, F. (ed), Che-

mical Instabilities. D. Reidel Publishing Company, 299—304.

[7] Ortoleva, P., Merino, E., Moore, C., Chadam, J., 1987, Geochemical self-organization I: Reaction-transport feedbacks and modeling approach. *Amer. J. Science*, 287, 979—1007.

[8] Haase, C. A., Chadam, J., Feinn, D., Ortoleva, P., 1980, Oscillatory zoning in plagioclase feldspar. *Science*, 209, 272—275.

[9] Allègre, C. J., Provost, A., Jaupart, C., 1981, Oscillatory zoning: a pathological case of crystal growth. *Nature*, 294, 223—228.

[10] Lasaga, A. C., 1982, Toward a master equation in crystal growth. *Amer. J. Science*, 282, 1264—1288.

[11] Lasaga, A. C., Kirkpatrick, R. J., 1981, Kinetics of geochemical process. *Mineralogical Society of America*.

[12] Platten, J. K., Legros, J. C., 1984, *Convection in liquid*. Springer-Verlag, 567—656.

[13] 於崇文, 1989, 地球化学动力学体系. *现代地质*, No3, 267—289.

[14] 於崇文等, 1986, 南岭区域地球化学. 地质出版社.

[15] 於崇文, 1987, 成矿作用与耗散结构. *地质学报*, No4, 336—349.

The Theory of Dissipative Structure and Its Significance in Igneous Petrology

Zhang Zhaochong Li Zhaonai

(Institute of Geology, Chinese Academy of Geological Sciences, Beijing)

Key words: dissipative structure; unequilibrium steady state; nonlinear processes; control parameters; ordered state in space and time; igneous rocks

Abstract

This paper deals with the theory and research methods of dissipative structure, and its application in igneous petrology, which involves the following aspects: (1) Layering of basic complex; (2) Orbicular structure in granite; (3) Oscillatory zoning in plagioclase; and (4) Compositional zoning in granite. The four dissipative structures and their formation mechanisms are discussed. These are formed under conditions far from equilibrium, through internal nonreversible nonlinear processes and the instability of nonequilibrium steady state due to external disturbances and internal fluctuations. The oscillatory zoning in plagioclase is thought to be temporal dissipative structure—limit cycle. At last, the theory of dissipative structure is used to explain the genesis of the Erdaogou granodiorite in Liaoning Province.