

# 重正化群方法在地震预报中的应用

杨 毅

(内蒙古自治区地震局)

## 摘 要

本文在文献[1]—[4]的基础上,用现代统计物理学观点以及重正化群方法研究了组合模式中应力积累单元的应力积累进入非线性阶段后,一维和二维震源体的破裂问题,得到了震源体破裂概率的临界值分别为0.2063和0.1707。应用二维震源体的破裂临界值,得到了孕震空区的围空地震的能量之和与参考能量的比值的临界值为0.1872,并用大华北地区1967年—1980年的10个孕震空区和1982年—1986年大华北地区所有起始震级为 $M_L=2.3$ 的孕震空区进行了检验,结果是令人满意的。初步认为,临界值0.1872可以作为孕震空区危险性的判别指标。

孕震空区作为地震预报的一种方法,已经被人们广泛采用。但是,事实表明,一些空区对应了地震,而另一些孕震空区形成后并没有发生较大地震,它们随着时间的推移,逐渐地解体了。因此,用孕震空区方法进行地震预报,其虚报率和漏报率是较高的,例如,对于华北地区5级以上地震,漏报率一般为0.6—0.7,虚报率为0.6—0.7<sup>[1]</sup>。因此,在空区形成之后,如何确定其危险性,是值得进一步研究的问题。

最近几年,现代统计物理学的基本观点和研究方法开始在地震研究中应用。1986年,郭增建、秦保燕首先指出,现代统计物理学所研究的复杂系统在突变前的共性现象对研究大震预报有重要启示,并就系统突变前三种共性现象,即奇怪吸引子、涨落加剧和远程关联在地震预报中的应用作了简要讨论<sup>[1]</sup>。秦保燕根据复杂震源系统发展到远离平衡态的非线性现象,通过研究非线性指标以及非线性的多层次性,讨论了大震预报<sup>[2—3]</sup>。郭增建、秦保燕还讨论了地震孕育、发震的分岔问题<sup>[4]</sup>。本文在上述研究的基础上,试图用重正化群方法来研究震源系统进入非线性阶段后,地震空区危险性的判别。

## 一、研究史概述<sup>[5、6]</sup>

在量子电动力学中,在高能情况下,会出现所谓的“紫外发散”现象。为了消除“紫外发散”,Stueckelberg 和 Petermann (1953), Geu-Mann 和 Low (1954) 以及

1) 王炜等,孕震空区方法在地震预报中的应用及其效能分析,1981。

Bogolinbov和Shirkov (1959)引入了“裸质量”或称为“重正化”质量,同时引入“裸”相互作用或称为“重正化”的相互作用来研究问题,他们将无穷大的理论值用有限的实验值来代替。后来,Anderson (1970)用新的物理思想来解决发散问题,这就是系统地降低自由度数目。根据已经定义的相似性,构造一系列哈密顿量,用哈密顿量来描述系统的性质。由小的单元的哈密顿量出发,经过归并变换后,得到较大单元的哈密顿量,用新的哈密顿量来描述新的系统的性质。

比Anderson更早些时候,这种系统地降低自由度数的方法已在临界相变理论中应用。Kadonoff (1966)在研究铁磁相变时就用了这样的方法,称为Kadonoff变换。它的基本步骤是先构造自旋块体,将这个块体视为基本单元,然后再构造有若干个基本单元的“大块体”,以这种方式构造一系列相似的哈密顿量,从而得出表述整个系统的哈密顿量。很显然,经过这种Kadonoff变换,消除了短波扰动和短程涨落。Kadonoff变换与重正化群有十分密切的关系。

重正化群的大规模使用应归功于Wilson。Wilson的重正化群方法<sup>[7]</sup>是把临界相变中的关联长度为无穷大作为重正化群中的不动点,在不动点之下计算系统的临界性质。这就把关联长度趋向无穷的临界点与重正化群变换的不动点联系起来。此后,在很多领域,应用重正化群方法得出了许多有益的结果。其中之一就是Feigenboun应用重正化群方法研究了湍流的倍周期分岔现象,得到了著名的Feigenboun常数<sup>[8]</sup>。

在地震研究中,重正化群方法已经被引入了。Madden (1983)应用这种方法研究了裂隙的微观分布与电导率与岩石破裂的关系;Smalley (1985)研究了断层的粘滑断裂问题,从理论上得出了断层地震的临界条件;Torcotte (1986)研究了震源体的碎块的分数维问题。

## 二、用重正化群方法研究一维和二维震源体的破裂问题

### 1. 重正化群的定义和性质

重正化群可以从各种不同的角度来定义。我们从震源体的基本构造单元出发来讨论这个问题。

重正化群是一个标度变换群。它的基本出发点是对系统的基本单元,经过一系列自相似变换,得出宏观的大系统的表述。在自然界的一些标度不变系统中,重正化群方法已被成功地应用了<sup>[9、10]</sup>。其中之一就是关于临界相变现象的重正化群研究。系统发生相变的主要特征就是状态变量(如Benard流中的温度)发生连续性变化时,当达到某一值时,系统会发生宏观的不连续现象,出现突变。地震是震源系统在其状态参量达到一定条件下发生的突变,这一点和统计物理学所研究的相变现象是十分类似的。

应用重正化群的方法,必须满足系统内部有一定的内在对称性,即有标度不变性的存在。标度不变性的一种表述就是分数维。Aki (1985)和King (1983)等人的工作证明了震源系统存在分数维。Allegre等 (1982)证明了震源系统具有标度不变性。

根据震源孕育的组合模式<sup>[11]</sup>,震源系统由一个强度较高的坚固体和其两端的易蠕滑体组成,前者为应力积累单元,后者为应力调整单元。调整单元的蠕滑性质,使得震源系统外的能量通过调整单元而传递给积累单元,在积累单元造成应力积累。而积累单元达到一定状态后,通过调整单元又对外界制约,对外界进行反馈。所以组合模式

是一个开放系统的模式。

在积累单元还没有积累起较大的应力时, 整个系统的应力分布是杂乱无章的。虽然应力分布有小涨落的存在, 但基本处于一种均匀的状态。这是一种无序的状态。系统内的各个部分的介质性质差异较大, 有的强度较大, 有的强度较小, 一旦某一部分的应力超过其最大承载应力, 则这个部分就会错动。这种错动是独立的。相邻部分之间的关联程度是较小的。这样, 小震在时空分布上是随机的、杂乱无章的。

一旦积累单元应力积累达到一定程度, 在积累单元的两端就会造成应力集中。这种应力集中打破了震源系统内应力分布的无序性。随着应力积累的增大, 调整单元内各部分的运动不再是相互无关的, 而是逐渐出现步调一致的状况, 并导致应力积累单元的应力的进一步积累, 形成积累和调整之间的正反馈作用。这样自组织就出现了。随着应力的进一步积累, 这种关联程度进一步增强, 当超过应力的临界值时, 突变就发生了。

对于积累单元, 我们可以这样认为: 它是由若干基本块体组成的, 基本块体的尺度远远小于积累单元的尺度。由于基本块体充分小, 可以认为其中的应力分布是均匀的。一旦基本块体的应力达到破裂强度, 基本块体就要破裂。将系统分成一个个集团, 每一集团由若干个基本块体组成, 则集团的破裂概率由块体的破裂概率给出, 即

$$P_2 = RP_1。$$

这里R是一个算子, 表示对集团内的各个块体进行重正化。由于重正化的方案不同, R的形式也不同。将这样的程序不断进行下去, 就得到了系统的破裂概率 $P_n$ ,

$$P_n = RP_{n+1}。$$

以上这些变换的集合, 就称为重正化群。重正化群具有下述性质<sup>[12]</sup>,

(1) 封闭性, 即 $R, R' \implies RR' \in RG$ ;

(2) 结合律,  $(RR')R'' = R(R'R'')$ ;

(3) 变换律,  $RR' = R'R$ ;

(4) 有单位元素 $I = R^0$ , 但重正化群不存在逆元素, 只能从小的部分归并成大的部分, 而不能把一个部分越分越小, 故重正化群是一个半群。

在进行重正化的时候, 系统内只在小范围内起作用的因素逐渐被消除, 从而突出了与长程关联有关的方面。对一个具有内部对称性的系统进行重正化群变换, 不会改变系统的物理性质<sup>[9]</sup>。

## 2. 一维震源的重正化群变换

在一维情况下, 震源体是由基本块体线性排列组成的(图1a)。把震源体分成N段, 每一段即为一个基本块体, 基本块体的尺度远小于震源体的尺度。把相邻的两个块体结合起来, 形成一个集团, 原来的N块现在分成了 $\frac{N}{2}$ 个集团, 如图1a所示。我们规定只有当每个集团内的两个块体都破裂, 集团才算破裂。假定集团内的块体只在集团内起作用, 这样使得问题可解。集团破裂的方式有2种, 一种是在应力 $\sigma$ 的作用下, 两个块体一同破裂; 另一种是其中的一个块体先破裂, 然后应力转移到未破裂的块体上, 从而导致另一块体的破裂。这个应力转移的机制与在弹性固体中裂隙产生后应力转移到邻近区域的机制是类似的。通过限制应力仅在集团内部转移, 能使得问题近似可解。

这样一个简单的关于应力重新分布的机制可以导致复杂的行为。把每一个集团视为一个

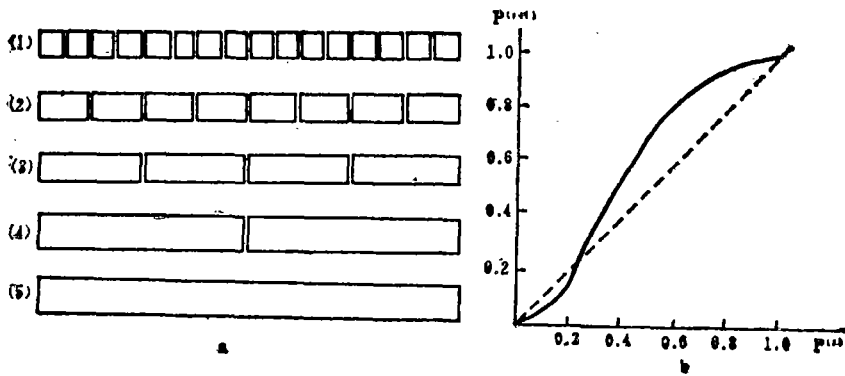


图1 一维震源的重正化群变换及 \$P^{(r)}\$ 与 \$P^{(r+1)}\$ 关系曲线

a. 重正化群变换 b. 变换后的 \$P^{(r)}\$ 与 \$P^{(r+1)}\$ 关系曲线  
 (1) 基本块体 (一级块体); (2) 二级块体; (3) 三级块体; (4) 四级块体;  
 (5) 五级块体

Fig. 1 The renormalization group transformation of a 1-D seismic source and the relation between \$P^{(r)}\$ and \$P^{(r+1)}\$

新的块体, 然后再重复上面的过程。为了方便, 把基本块体作为一级块体, 经过一次归并后的新块体作为二级块体, 依此类推, \$n\$ 次归并后的块体为 \$n\$ 级块体。重复归并的结果, 可以得到包括 \$2^n\$ 个基本块体的 \$r\$ 级块体。标度不变说明系统与标尺的长度无关, 这是进行重正化的基础。块体上的应力分布是不变量, 对于任何一级块体, 应力分布的统计函数的形式是相同的。

应力转移和相应的破裂使得破裂区间的尺度增大, 对于一个给定的应力, 最大的破裂长度就是关联长度。当作用应力增大到一定值时, 将出现长程关联, 远远大于基本块体尺度的破裂也将发生。这个应力值就是临界应力值。当系统的应力积累达到这个值时, 系统就发生突变, 即发生地震。这种情形和 Bénard 流中, 当温度增大到一定程度时, 相变发生的情形是相类似的<sup>[13]</sup>。

我们假设块体的破裂概率满足二次的 Weibull 分布<sup>[14]</sup>:

$$P(\sigma_t \leq a\sigma) \equiv P_a \equiv 1 - e^{-(ax)^2}, \quad (1)$$

其中 \$X = \frac{\sigma}{\sigma\_0}\$, \$\sigma\$ 为作用应力, \$\sigma\_0\$ 为参考应力, \$a\$ 为尺度参数, \$\sigma\_t\$ 为破裂强度。Weibull 分布经常被用来表示应力破裂强度的统计分布。

为了量度由于应力转移而造成的块体的破裂, 我们使用条件概率 \$P\_{a,b}\$, 表示当应力转移到一个未破裂的块体时, 它提供的附加应力使其最终应力增大。这样条件概率可定义为:

$$P_{a,b} \equiv \frac{P(b\sigma < \sigma_t \leq a\sigma)}{P(\sigma_t > b\sigma)}. \quad (2)$$

\$P\_a\$ 可以从概率密度积分得出:

$$P_a = \int_a^{a\sigma} \frac{dP_1}{dx} dx.$$

因此

$$P(b\sigma < \sigma_t \leq a\sigma) = \int_{\frac{b\sigma}{\sigma_0}}^{\frac{a\sigma}{\sigma_0}} \frac{dP_1}{dx} dx = P_a - P_b,$$

$$P(\sigma_i > b\sigma) = 1 - P(\sigma_i \leq b\sigma) = 1 - P_1$$

则 
$$P_{s,i} = \frac{P_s - P_1}{1 - P_1} \quad (3)$$

$$P_s = 1 - (1 - P_1) a^s \quad (4)$$

现在对一维震源进行重正化变换。每个块体的统计分布由(1)式决定。对于一个只包含两个块体的集团，可能有四种状态：

$$\begin{matrix} [bb] & [bu] & [ub] & [uu] \\ (1) & (2) & (3) & (4) \end{matrix}$$

其中b代表破裂(broken)，u代表未破裂(unbroken)。显然[bu]和[ub]是相同的状态。对每一个状态，如果块体之间无相互作用，则对应于每个状态的破裂概率为

$$\begin{matrix} [bb] & [ub] & [uu] \\ P_1^2 & 2P_1(1 - P_1) & (1 - P_1)^2 \end{matrix}$$

实际上，应该考虑破裂块体所造成的应力转移对相邻块体的影响。用条件概率 $P_{s,i}$ 代表集团内的一个块体破裂后向相邻块体转移应力的概率。由于应力的转移，集团内的状况将发生转变：

$$\begin{matrix} [bb] & [ub] \rightarrow [bb] & [ub] & [uu] \\ P_1^2 & 2P_1(1 - P_1)P_{s,i} & 2P_1(1 - P_1)(1 - P_{s,i}) & (1 - P_1)^2 \\ [bb] + \{[ub] \rightarrow [bb]\} & & & \\ P_1^2 + 2P_1(1 - P_1)P_{s,i} & & & \end{matrix}$$

将(3)、(4)式代入，得到一个二级块体的破裂概率 $P_1^{(2)}$ 。

$$\begin{aligned} P_1^{(2)} &= P_1^2 + 2P_1(1 - P_1)[1 - (1 - P_1)^2] \\ &= 2P_1[1 - (1 - P_1)^2] - P_1^2 \end{aligned} \quad (5)$$

同理，对于高级块体，有

$$P_1^{(s+1)} = 2P_1^{(s)}[1 - (1 - P_1^{(s)})^2] - (P_1^{(s)})^2 \quad (6)$$

将(1)式代入，得到

$$\begin{aligned} \left(\frac{\sigma_0^{(s+1)}}{\sigma_0^{(s)}}\right)^2 &= -\ln\left\{2 \exp\left[-4\left(\frac{\sigma_0^{(s)}}{\sigma_0^{(s-1)}}\right)^2\right] - 2 \exp\left[-5\left(\frac{\sigma_0^{(s)}}{\sigma_0^{(s-1)}}\right)^2\right] + \right. \\ &\quad \left. + \exp\left[-2\left(\frac{\sigma_0^{(s)}}{\sigma_0^{(s-1)}}\right)^2\right]\right\} \end{aligned} \quad (7)$$

(6)式和(7)式称为重正化群方程。

$P_1^{(s+1)}$ 和 $P_1^{(s)}$ 的关系由图(1b)给出。重正化群方法的一个重要步骤是找不动点，即找在重正化下不变的点，即对应 $P_1^{(s)} = P_1^{(s+1)}$ 的点，在图1b上为曲线 $P_1^{(s+1)} = f(P_1^{(s)})$ 和直线 $P_1^{(s+1)} = P_1^{(s)}$ 的交点。则三个不动点为 $P^* = 0, 1$ 和 $0.2063$ 。

有的不动点是稳定的，而有的是不稳定的。给 $P^*$ 一个小的偏差，如果经过迭代之后，偏差越来越小，这个不动点 $P^*$ 为稳定不动点；如果偏差越来越大，则为不稳定不动点<sup>[15]</sup>。

令  $P_1^{(s)} = P^* + \epsilon^{(s)}$  ( $\epsilon^{(s)}$ 为偏差量)，代入方程(6)，有

$$P^* + \epsilon^{(s+1)} = 2[P^* + \epsilon^{(s)}][1 - (1 - P^* - \epsilon^{(s)})^2] - [P^* + \epsilon^{(s)}]^2$$

由于  $P^* = 2P^*[1 - (1 - P^*)^2] - (P^*)^2$ ,

则 
$$\left| \frac{\varepsilon^{(r+1)}}{\varepsilon^{(r)}} \right| = 2 \{ [1 - (1 - P^*)^4] + 4 P^* (1 - P^*)^3 - P^* \} \quad (8)$$

当  $P^* = 0$  时,  $\left| \frac{\varepsilon^{(r+1)}}{\varepsilon^{(r)}} \right| = 0$ ,  $P^*$  为稳定不动点;

当  $P^* = 1$  时,  $\left| \frac{\varepsilon^{(r+1)}}{\varepsilon^{(r)}} \right| = 0$ ,  $P^*$  为稳定不动点;

当  $P^* = 0.2063$  时,  $\left| \frac{\varepsilon^{(r+1)}}{\varepsilon^{(r)}} \right| = 1.6189$ ,  $P^*$  为不稳定的不动点。

$P^* = 0$  表示系统处于不发震(不破裂)状态。 $P^* = 1$  表示系统处于发震(全部破裂)状态。当  $P^* = 0.2063$  时, 可将系统分成两个状态区域, 如果  $P_1 < P^* = 0.2063$ , 则经过迭代后,  $P \rightarrow P^* = 0$ , 即系统不会出现发震状态; 如果  $P_1 > P^* = 0.2063$ , 则经过迭代之后,  $P \rightarrow P^* = 1$ , 即系统要发震。因此,  $P^* = 0.2063$  是临界值。在临界值之下, 系统只能造成局部关联。而一旦超过临界值, 系统就会产生长程关联。

### 3. 二维震源的重正化群变换

二维震源的重正化群变换和一维的变换是类似的。在二维情况下, 震源体的积累单元是由基本块体组成的,  $N$  个基本块体排列在一个平面内(图 2 a)。经过重正化变换, 我们得到了二维震源的重正化群方程:

$$\begin{aligned} P_1^{(r+1)} = & (P_1^{(r)})^4 + 4 (P_1^{(r)})^3 (1 - P_1^{(r)}) [1 - (1 - P_1^{(r)})^{16}] + \\ & + 6 (P_1^{(r)})^2 (1 - P_1^{(r)})^2 [1 - (1 - P_1^{(r)})^3]^2 + \\ & + 12 (P_1^{(r)})^2 (1 - P_1^{(r)}) [1 - (1 - P_1^{(r)})^3] [(1 - P_1^{(r)})^4 - \\ & - (1 - P_1^{(r)})^{16}] + 4 P_1^{(r)} (1 - P_1^{(r)})^3 [1 - (1 - P_1^{(r)})^{16}]^2 + \\ & + 12 P_1^{(r)} (1 - P_1^{(r)})^2 [1 - (1 - P_1^{(r)})^{16}]^2 [(1 - P_1^{(r)})^{16/3} - \\ & - (1 - P_1^{(r)})^{16}] + 12 P_1^{(r)} (1 - P_1^{(r)}) [1 - (1 - P_1^{(r)})^{16/3}] \cdot \\ & \cdot [(1 - P_1^{(r)})^{16/3} - (1 - P_1^{(r)})^4]^2 + 24 P_1^{(r)} \cdot \\ & \cdot (1 - P_1^{(r)}) [1 - (1 - P_1^{(r)})^{16/3}] [(1 - P_1^{(r)})^{16/3} - (1 - \\ & - P_1^{(r)})^4] [(1 - P_1^{(r)})^4 - (1 - P_1^{(r)})^{16}]. \end{aligned} \quad (9)$$

根据  $P_1^{(r+1)}$  和  $P_1^{(r)}$  的关系曲线(图 2 b)可得到三个不动点, 即:  $P^* = 0$ ,  $P^* = 1$  和  $P^* = 0.1707$ 。

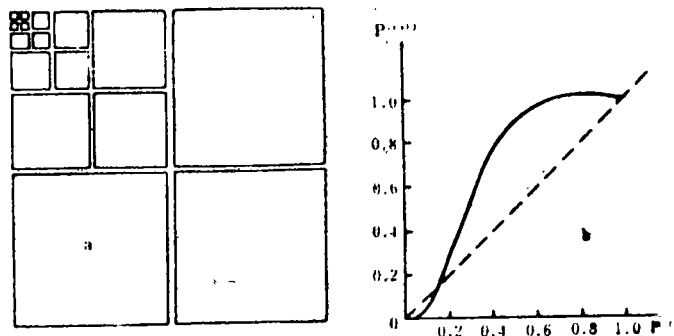


图 2 二维震源的重正化群变换及  $P^{(r)}$  和  $P^{(r+1)}$  关系曲线

a. 二维震源的重正化群变换 b.  $P^{(r)}$  和  $P^{(r+1)}$  关系曲线

Fig. 2 The renormalization group transformation of a 2-D seismic source and the relation between  $P^{(r)}$  and  $P^{(r+1)}$

可以证明,  $P^* = 0$  和  $P^* = 1$  是稳定不动点,  $P^* = 0.1707$  是不稳定不动点, 它是一个临界值。不动点的物理意义与一维情况下是相同的。临界值  $P^* = 0.1707$  对判别地震危险性有十分重要的意义。

### 三、地震空区危险性的判定

陆远忠等<sup>[16][17]</sup>指出, 在大地震前, 往往会出现两种空区, 一种是背景空区, 一种是孕震空区。孕震空区一般出现在主震前较短的时间内, 其范围较小, 它常由小地震围空, 且位于背景空区内。由于孕震空区与未来中、强震的关系更为密切, 本文仅研究孕震空区危险性的判别指标。

#### 1. 关于孕震空区的现代统计物理学的解释

按照组合模式<sup>[11]</sup>的观点, 孕震空区就是震源的应力积累单元在地面的投影, 其周围形成围空小震的地区即应力调整单元。由应力积累单元和应力调整单元组成的震源系统首先是一个物理系统。调整单元是岩石强度较低的区域, 由于它的易蠕滑性, 因此, 可以把系统之外的能量“传递”到应力积累单元, 使得整个系统形成一种开放状态。这种开放状态不但能够使系统和外界有能量的交换, 而且还可能有物质的交换。这种交换能够使系统从无序状态转化到有序状态。一个物理系统内部总是有涨落存在, 只有在巨涨落时, 才能使系统从无序状态转化为有序状态。主震发生之前, 震源系统内总要经历从无序到有序的过程, 即系统从关联程度较小的状态到出现长程关联的状态。图3是1976年唐山大地震之前的地震活动图象。图3a显示1970—1973年唐山地区  $M_L \geq 2.0$  地震分布, 它们的分布基本上是均匀的, 即是无序的。图3b是1974—1976年7月大震前的小震分布图象, 可以看出地震活动明显减弱, 且在将来大震震源区内形成一个空区。这种震源系统从无序到有序的现象在其它大震前也是存在的<sup>[18]</sup>。现代统计物理学的研究表明, 对于一个物理系统, 只有其内部有非线性机制存在, 该系统才有可能达到有序状态<sup>[19]</sup>。所以, 只有存在非线性机制, 系统才会出现长程关联, 在这种状态下出现的空区可能有发生较强地震的危险性。这时的空区还可能会出现分岔, 系统选择何种分支, 是由系统内部的能量积累程度决定的。

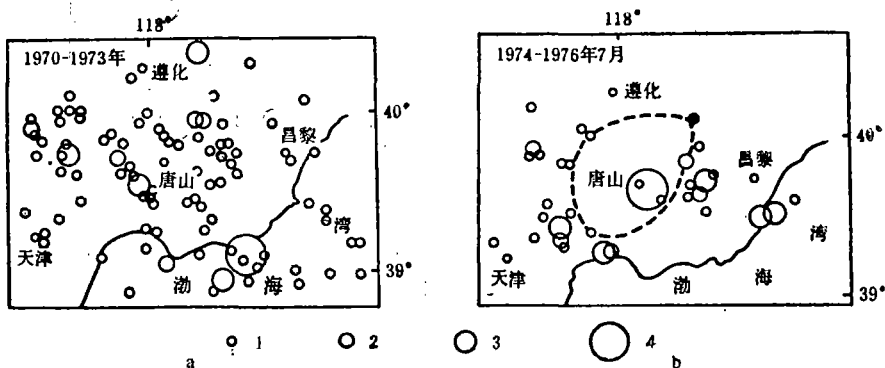


图3 唐山大震前的地震活动空区

1.  $M_L = 2.0 - 2.9$  2.  $M_L = 3.0 - 3.9$  3.  $M_L = 4.0 - 4.9$  4.  $M_L = 5.0 - 5.9$

Fig. 3 The seismic gaps before the Tangshan earthquake of 1976

### 2. 空区的基本类型

一个系统 在发生突变前, 进入了远离平衡态的非线性状态, 系统的各部分紧密地关联起来, 出现了自组织现象[16]。秦保燕曾指出, 地震的孕育过程由震源区的线性应力积累阶段和非线性阶段组成。较大地震的发生必须经历非线性阶段[2]。按照空区及其邻近地区的蠕变曲线特征, 可以将空区划分为以下几种类型:

#### (1) 直线型

图 4 给出了一个例子。该空区形成于 1984 年 1 月—1985 年 6 月, 空区范围为北纬  $36^{\circ}23'$ — $38^{\circ}29'$ ; 东经  $117^{\circ}56'$ — $120^{\circ}34'$ 。这种类型的空区的蠕变曲线基本呈一条直线。由于系统不可能在线性应力积累阶段形成长程关联, 也就不会有突变现象发生。这类空区无较大地震发生。

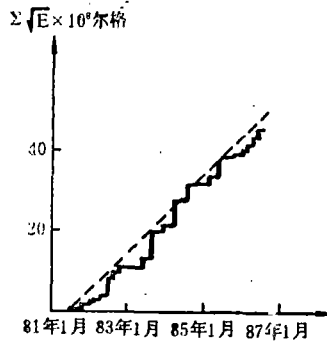


图 4 第一类空区所对应的蠕变曲线

Fig. 4 The creep curve for the first kind seismic gap

#### (2) 空区出现在线性阶段

这一类型的空区如图 5 所示。虽然空区出现之后系统呈现出非线性应力积累状态, 但这类空区是由于线性应力积累阶段的短程涨落而造成的, 不会出现长程关联, 因此也不会有发生较强地震的危险性。表 1 是这类空区的一些实例。

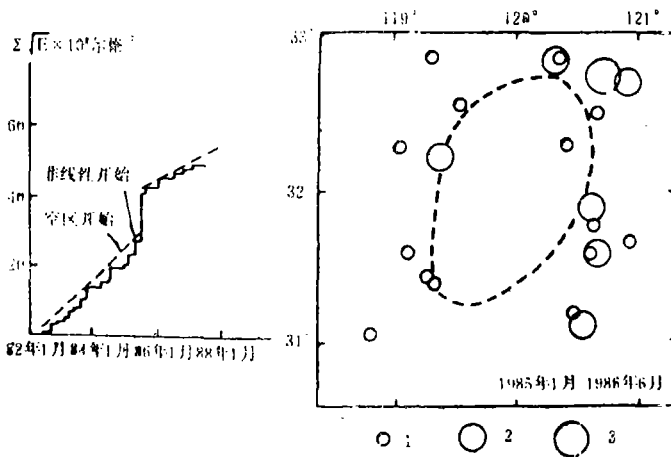


图 5 第二种类型空区及蠕变曲线

1.  $M_L=2.3-2.9$  2.  $M_L=3.0-3.9$  3.  $M_L=4.0-4.9$

Fig. 5 The creep curve for the second kind seismic gap

#### (3) 空区出现在非线性阶段

这类空区可能出现分岔。如果系统内积累的能量小于某一数值, 则空区将解体; 如果系统内积累的能量超过某一数值, 系统会出现长程关联, 即发生突变。



表1

空区区域	空区开始时间	非线性段开始时间	备注
30°34' - 33°03' 118°23' - 121°19'	1985年1月	1985年4月	无较大地震发生， 1986年7月空区解体
37°18' - 39°17' 120°23' - 121°01'	1985年1月	1985年11月	无较大地震发生， 1986年7月空区解体
39°17' - 41°20' 114°16' - 116°58'	1982年1月	1982年12月	无较大地震发生， 1983年7月空区解体
31°22' - 33°23' 120°58' - 122°04'	1983年1月	1984年5月	无较大地震发生， 1984年7月空区解体
32°32' - 34°29' 120°27' - 122°45'	1984年1月	1984年12月	无较大地震发生， 1985年底空区解体

### 3. 空区危险性的判定

对于上述第三类空区，系统究竟选择哪个分支，是由系统内部的能量的临界值决定的。我们试用对二维震源系统的重正化分析结果来讨论这个临界值。

在公式 
$$P_1 = 1 - e^{-\left(\frac{\sigma}{\sigma_0}\right)^2}$$

中， $P_1$ 是基本块体的破裂概率。由于基本块体足够小，在破裂前，我们可以认为它是弹性体，所以基本块体的能量 $E_{基} \propto \sigma^2$ 。而孕震空区的能量积累是基本块体的能量的迭加，又由于基本块体都是相同的，所以有

$$\left(\frac{\sigma}{\sigma_0}\right)^2 \propto \frac{E_{孕}}{E_{孕_0}}$$

$E_{孕}$ 为孕震空区内积累的总能量， $E_{孕_0}$ 为空区的参考能量。孕震空区(即应力积累单元)的能量是通过积累单元周围的调整单元传递的，所以围空小震的能量之和就反映了积累单元的能量积累程度。显然，传入积累单元的能量越大，调整单元的蠕滑越加剧，调整单元内发生的小震就越多，小震的能量积累也越大。所以

$$\left(\frac{\sigma}{\sigma_0}\right)^2 = \frac{E}{E_0}$$

其中 $E$ 为围空地地震的能量之和， $E_0$ 为参考能量，我们取其为从应力的非线性积累阶段开始到孕震空区形成之后的能量之和。

通过对二维震源体的重正化群变换，我们得到了一个破裂发生的临界值  $P^* = 0.1707$ 。

由 
$$P_1 = 1 - e^{-\left(\frac{\sigma}{\sigma_0}\right)^2} = 1 - e^{-\frac{E}{E_0}}$$

得到能量积累的临界值 
$$\left(\frac{E}{E_0}\right)_0 = 0.1872$$

如果  $\frac{E}{E_0} > 0.1872$ ，则空区有发生较大地震的危险性；如果  $\frac{E}{E_0} < 0.1872$ ，则空区无危险性。图6—8及表2给出了一些实际震例。

关于孕震空区形成之后较强地震的发震时间, 一些学者已进行了讨论, 一般在空区形成之后半年左右, 本文不再赘述。

表2 孕震空区及其计算结果

空区区域	空区开始时间	非线性段开始时间	E/E <sub>c</sub>	大于或小于临界值0.1872	危险性	实际情况
38° - 41°N 116° - 121°E	1974年	1970年5月	1.1923	大于	有	1976年7月28日发生唐山7.8级地震
38° - 44°N 118° - 126°E	1972年	1967年6月	0.8383	大于	有	1975年2月4日发生海城7.3级地震
36° - 37°30'N 111°30' - 120°30'E	1977年6月	1971年	0.4345	大于	有	1979年6月19日介休发生5.1级地震
30.5° - 32°N 118°45' - 121°30'E	1977年5月	1974年11月	1.9741	大于	有	1979年7月9日江苏溧阳发生6.0级地震
32° - 34.5°N 116° - 119°E	1977年5月	1976年8月	0.2427	大于	有	1979年8月2日固镇发生5.0级地震
39°30' - 41°N 114° - 117°E	1973年	1970年7月	0.3019	大于	有	1976年9月23日巴音木仁发生6.2级地震
40° - 42°N 107° - 109°E	1975年7月	1971年5月	0.4867	大于	有	1979年8月25日五原发生6.0级地震
39.5° - 41°N 111° - 114°E	1974年1月	1972年8月	0.3074	大于	有	1976年4月6日和林格尔发生6.3级地震
32°30' - 34°N 120° - 123°E	1978年1月	1976年9月	$9.53 \times 10^{-5}$	小于	无	无较大地震发生, 1979年12月空区解体
31°48' - 33°N 115° - 117°15'E	1976年1月	1973年5月	0.1698	小于	无	无较大地震发生, 1970年12月空区解体
32°16' - 34°33'N 120°12' - 123°12'E	1985年1月	1984年10月	0.8694	大于	有	1987年2月17日射阳(33°35', 120°32')发生M <sub>L</sub> =5.4级地震
36°06' - 38°21'N 105°26' - 108°17'E	1985年1月	1984年11月	0.027	小于	无	无较大地震发生, 1986年7月空区解体
39°25' - 40°56'N 113°22' - 115°19'E	1985年1月	1983年4月	$7.745 \times 10^{-8}$	小于	无	无较大地震发生, 1986年7月空区解体
34°06' - 37°06'N 114°40' - 118°23'E	1982年1月	1980年12月	0.7622	大于	有	1983年11月7日菏泽(35°18', 115°36')发生M <sub>L</sub> =6.2级地震
39°11' - 41°01'N 112°40' - 115°05'E	1982年1月	1981年8月	0.1292	小于	无	无较大地震发生, 1983年7月空区解体
37°30' - 39°40'N 112°24' - 115°11'E	1984年1月	1982年11月	0.03668	小于	无	无较大地震发生, 1985年7月空区解体
39°47' - 42°07'N 104°26' - 107°31'E	1984年1月	1983年1月	0.02022	小于	无	无较大地震发生, 1985年7月空区解体

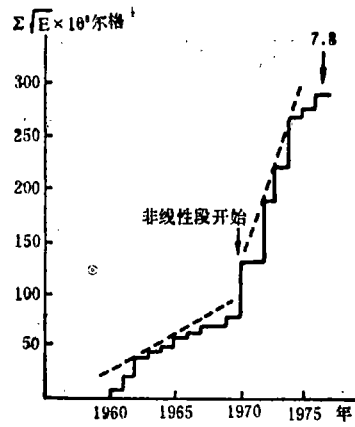


图6 唐山地震前空区及邻近地区的蠕变曲线

Fig. 6 The creep curve for the seismic gap and its adjacent regions before the Tangshan earthquake of 1976

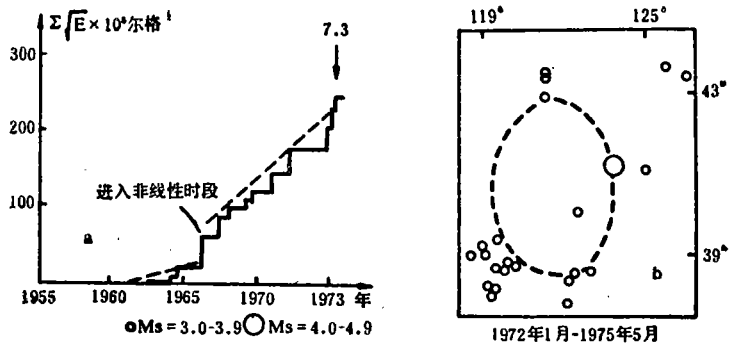


图7 海城地震前空区及邻近区域应变释放曲线

Fig. 7 The strain release curve for the seismic gap and its adjacent regions before the Haicheng earthquake of 1975

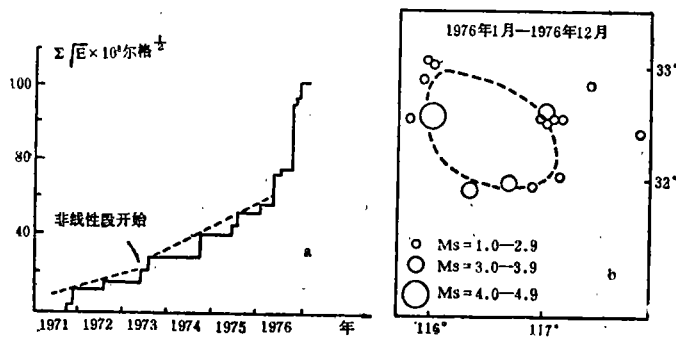


图8 未震空区及蠕变曲线

Fig. 8 The aseismic gap and its creep curve

#### 四、结论和讨论

本文在地震孕育的组合模式的基础上,假设积累单元是由满足一定统计规律的块体组成的。不同尺度的块体具有相似性,即标度不变性。在此基础上进行了重正化群变换,得出了当应力积累单元全部破裂时块体上应力的临界值。讨论中没有考虑破裂的停止问题。如果把应力分布函数考虑得更复杂些,将会更接近实际情况。

本文给出了孕震空区危险性的定量判据。这是对空区危险性进行定量化判定的一种新的尝试。在震源系统处于非线性应力积累阶段时形成的空区,实际是一个耗散结构(Dissipative Structure)。它的形成的首要条件是体系必需是一个开放系统,而组合模式正是一个开放系统。耗散系统发生突变必须满足系统的能量大于某一“阈值”。我们得出的孕震空区危险性的判据是与耗散理论的这一思想相一致的。

虽然我们开始的假设比较简单,但经过变换后导出了比较复杂的结果。这些结果与实际震例是比较吻合的。本文得出的关于孕震空区危险性的判别指标,在地震预报中有一定的实际意义。

本文是在秦保燕老师的精心指导下完成的,李如生教授和王炜高级工程师提供了大量的资料,在此表示衷心的感谢。

#### 参 考 文 献

- (1) 郭增建、秦保燕,用现代统计物理学观点讨论地震预报,国际地震动态, No. 8, 1986.
- (2) 秦保燕,大震前复杂震源系统的非线性阶段和大震预报,西北地震学报, Vol. 8, No. 4, 1986.
- (3) 秦保燕,复杂系统非线性阶段的多层次性及大震的中、短、临预报,西北地震学报, Vol. 9, No. 1, 1987.
- (4) 郭增建、秦保燕,耗散理论在地震预报中的应用,西北地震学报, Vol. 9, No. 2, 1987.
- (5) P. Pfeuty, G. Toulouse, Introduction to the Renormalization Group and Critical Phenomena, John Wiley and Sons., 1977.
- (6) D. J. Amit, Field Theory, the Renormalization Group and Critical Phenomena, McGraw-Hill, 1978.
- (7) Wilson, K.G., Kought, J., Phys. Reports, 12C, No. 2, 1974.
- (8) 欧阳容百,远离平衡问题及其描述的理论和方法概述,物理学进展, Vol. 7, No. 8, 1987.
- (9) 丁泽,连续相变和重正化群,统计物理学进展,科学出版社, 1982.
- (10) H. E. Stanley, 重正化群与渗流理论,物理学进展, Vol. 5, No. 1, 1985.
- (11) 郭增建、秦保燕,震源物理,地震出版社, 1979.
- (12) 史美伦,固体统计力学,科技文献出版社重庆分社, 1983.
- (13) 李如生,非平衡态热力学和耗散结构,清华大学出版社, 1986.
- (14) 《数学手册》编写组,数学手册,高等教育出版社, 1977.
- (15) 郝柏林,分岔、混沌、奇怪吸引子、湍流及其它,物理学进展, Vol. 8, No. 8, 1983.
- (16) 陆远忠等,地震空区与逼近地震,地震学报, Vol. 4, No. 4, 1982.
- (17) 陆远忠等,地震空区与逼近地震(续),地震学报, Vol. 5, No. 2, 1983.
- (18) 马宗晋等,中国九大地震,地震出版社, 1982.
- (19) 尼科里斯、普里高津,探索复杂性,罗久里等译,四川教育出版社, 1986.
- (20) 国家地震局分析预报中心,中国地震前兆资料图集(1962—1980),地震出版社, 1984.
- (21) 国家地震局分析预报中心,中国东部地震目录(1962—1980),地震出版社, 1980.

## RENORMALIZATION GROUP METHOD APPLIED TO EARTHQUAKE PREDICTION

Yang Yi

(*Seismological Bureau of Inner Mongolian Autonomous Region*)

### Abstract

From the point of view statistic physics and the renormalization group method, we studied the rupturing of a 1-D and a 2-D focal body, after the stress accumulation of the stress accumulation element in the combination model was into the nonlinear period. The critical value of the rupturing probability of the focal bodies is 0.2063, 0.1707 respectively. Using the rupturing critical value of the 2-D focal body, we got the critical ratio of the gap energy to the reference energy is 0.1872 for a seismic gap. The value 0.1872 was examined using ten seismic gaps from 1967 to 1980 and the seismic gaps (starting magnitude:  $M_L = 2, 3$ ) from 1982 to 1986 in the eastern part of China. The results are satisfactory.