

岩石破坏和地震过程的离散模型 及计算机模拟

王裕仓^{1, 3)} 尹祥础^{1, 3)} 陈学忠³⁾ 宋治平⁴⁾

1) 北京 100080 中国科学院力学研究所 LNM 实验室

2) 北京 100081 中国地震局地球物理研究所

3) 北京 100036 中国地震局分析预报中心

4) 北京 100086 北京市地震局

摘 要

根据离散元方法和分子动力学的原理,提出了一种能够模拟脆性材料动态破坏,尤其是压剪破坏的二维模型。把材料(岩石)离散为有相互作用的小圆形颗粒,每相邻的两个单元之间能够传递径向力、横向力及扭矩,粒子可以在全空间运动,其运动遵守牛顿第二定律,用中心差分方法逐步求得各个粒子在各时刻的位置、速度及加速度,就可求得此系统构形随时间的动态演化。当两粒子间的作用力达到一定程度,即发生破坏。该模型可以考虑摩擦、粘滞、非均匀的作用和破坏后产生的各向异性。对脆性材料压缩破坏的模拟显示出与岩石力学实验比较一致的特点。用来模拟地震过程,也可以得到一些与地震活动相类似的结果,如地震序列时空分布、 b 值,能量释放、地震波发射和传播等。

关键词: 离散元法; 脆性材料; 压剪破坏; 地震过程; 数值模拟

引言

由于很多原因,地震预报仍然是世界公认的科学难题。迄今为止,人们对地震孕育和发生过程还知之甚少,而且,研究和预测脆性固体破坏的理论也远远没有成熟,这也是地震预报困难的科学根源之一。所以,很难用解析方法来全面、精确地研究其整个地震孕育和破坏过程。

近年来,随着计算机技术的不断发展,地震过程数值模拟逐渐被人们所重视(耿鲁明等,1993;石耀霖等,1994),其中一些工作(唐春安等,1997)是在宏观连续介质力学基础上的有限元模拟,通过给出地质材料的本构关系和破坏准则,逐步求解应力场和应变场,从而研究其破坏规律。然而,当地质材料内部出现裂纹、缺陷时,材料呈现强烈的各向异性特征,本构关系将发生变化,通常的有限元模拟难以考虑到这一点。而且,破坏产生的大变形以及动态特征也不易被考虑。

分子动力学模拟 (Allen M P, 1987; Heermann D W, 1996) 可以不受上述限制, 但由于受计算机内存和速度的限制, 模拟被限制在很小的时空范围内。不可能也没有必要在分子和原子的尺度上来地质尺度的模拟地震过程。

70年代初开始兴起的离散元法 (Cundall P A, 1979), 特别适用于模拟具有明显不连续性的块体集合的动力学行为。同分子动力学模拟类似, 该法也是通过求解牛顿运动微分方程来得到各时刻每个单元的动力学量, 由于每个单元在相邻单元的作用下, 可以在全空间运动, 故该法没有小变形的限制, 摩擦和破坏后的各向异性也能够被很方便地模拟, 很适合模拟地震破坏过程。但一般的离散单元法考虑的是真正的离散介质 (如一盘散沙), 即相邻单元在拉开时没有传递力的作用, 只有在压紧时传递力, 所以, 在模拟岩石材料的完整部分 (即没有破坏和缺陷的部分) 方面有一些缺陷; 另外, 该模型没有给出模型参数与岩石介质的弹性常数、强度等参数之间的联系。众所周知, 要得到较真实的数值模拟结果, 参数的选择至关重要。

在以上模型的基础上, 我们提出一种新的离散模型, 用粒子之间不同的传力机制来模拟岩石材料的完整与破坏以及摩擦状态, 同时给出了模型的参数选择方案, 编制了全部计算程序, 初步模拟了脆性岩石的压缩破坏过程, 并尝试模拟研究地震过程的一些基本特征, 以期加深对地震过程的认识。

1 模型介绍

1.1 离散元方法基本原理

先将所研究的区域划分为一个个分立的单元。一个单元与邻近单元可以接触, 也可以分开, 单元之间的相互作用可以根据力和位移的关系求得, 而每个单元的运动按牛顿定律确定。

在解决连续介质力学问题时, 要满足三个方程, 即平衡方程、变形协调方程和物理方程 (本构方程)。变形协调方程保证介质的变形连续, 对于离散元方法而言, 由于介质一开始就假定为离散单元的集合, 故单元与单元之间没有变形协调的约束。

但平衡方程需要满足, 即牛顿第二定律。单元的运动不是自由的, 它会遇到邻近单元的阻力, 其力的大小, 根据单元间的相互位置来确定, 即力—位移法则。其规律相当于物理方程, 它可以是线性的, 也可以是非线性的。本文采用线性的力—位移法则。

离散元法在确定力—位移的关系时, 是根据两个相邻单元的相对位移, 求出作用力, 假定这两个单元的边界可以有少许“叠合”或“拉开”, 其“叠合 (拉开)”的幅度决定了作用力的大小。当然, 这个“重叠 (拉开)”尺度相对于单元尺度而言是很小的, 这样, 每个单元本身的变形可以不考虑, 可近似看作刚体, 而系统整体的变形通过各单元的相对移动和“重叠 (拉开)”来实现。这样, 所有的变形、力作用、破裂都局限在接触部位。

离散元法的计算是在应用牛顿第二定律和接触部位的力—位移关系中交替进行的, 牛顿第二定律给出单元因作用在其上的力而运动, 而力—位移法则用来从位移决定接触力。计算按照时步迭代并遍历整个块体集合, 在求解方程时, 利用中心差分法进行逐步积分。

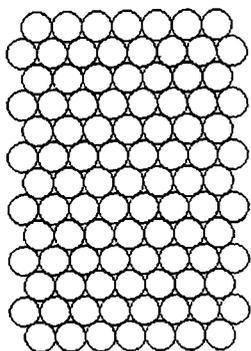


图1 离散模型

1.2 模型介绍

我们把所研究的对象离散为如图1的点阵，单元为圆形颗粒，代表了模型中不可破坏的最小单位，其尺度可以从毫米量级的晶粒到千米量级甚至更大的地质块体。每个单元有三个自由度：位置 x 、 y 和相对于某一初始角度的转角 θ ，相邻粒子对可以有三种相互位移：径向位移 Δr 、切向位移 Δs 和相互转动 $\Delta\theta$ 。单元之间可以传递如下三种相互作用：径向力 F_r 、切向力 F_s 和力矩 M ，若取线性的力—位移关系，有

$$\begin{aligned} F_r &= K_r \Delta r \\ F_s &= K_s \Delta s \end{aligned} \quad (1)$$

$$M = K_m \Delta\theta$$

其中 K_r 为拉伸和压缩刚度； F_r 为正，表示受拉，为负表示受压； K_s 为抗剪刚度； Δs 可以按某个方向定义正负； K_m 为抗转动刚度。所以，该模型力学上等价于两粒子之间同时连接了三种弹簧，如图2。

要使模型具有真实的弹性性质， K_r 、 K_s 、 K_m 不能随意选取，而应根据材料的弹性模量 E 和泊松比 ν 来定，在文献 (Wang, 1999) 中，我们证明，如果各粒子对的 K_r 、 K_s 、 K_m 都相等，则

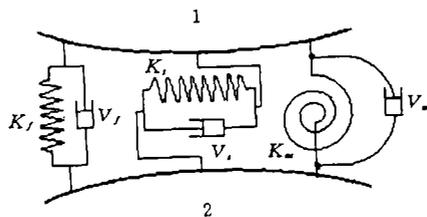


图2 两粒子之间的相互作用的力学模型

$$K_r = \frac{\sqrt{3} E}{3(1-\nu)} \quad (2)$$

$$K_s = \alpha K_r \quad (3)$$

$$K_m = \frac{\sqrt{3} r_0^2 E}{18} \quad (4)$$

这里

$$\alpha = \frac{1-3\nu}{1+\nu} \quad (5)$$

$$\nu = \frac{1-\alpha}{3+\alpha} \quad (6)$$

r_0 为两粒子间的平衡距离。

1.3 破坏准则及破坏后状态转换

(1) 破坏形式和准则。两个粒子间有三种破坏方式，它们是：拉坏、剪坏和弯坏。我们选取如下的破坏准则：

如果两粒子间：

只受纯拉伸和压缩力作用时，若 $F_r \geq F_{r0}$ ，拉破；

只受纯剪切力时，若 $F_s \geq F_{s0}$ ，剪破；

只受纯扭转矩时,若 $M \geq M_0$, 弯破。

F_{r0} 、 F_{s0} 和 M_0 是两个粒子之间所能承受的最大拉力、最大剪切力和最大力矩。若几种相互作用同时存在,拉力和压力会影响剪切破坏和弯曲破坏,在本文的模型中,用类似于库仑准则的方法,把三种破坏形式统一在一起,即

$$\frac{F_r}{F_{r0}} + \frac{|F_s|}{F_{s0}} + \frac{|M|}{M_0} \geq 1 \quad (7)$$

(2) 接触状态及其转换。我们定义了以下四种相邻两个粒子间的接触状态:

A 完整: 粒子之间的连接没有被破坏,可以传递拉力和压力、剪切力、力矩。

B 滑动: 粒子之间的连接被破坏,但相互压紧,仍然接触且沿切向相互滑动,可以传递压力、但不能传递拉力和力矩、切向传递动摩擦力 $f_d = \mu_d F_r$, μ_d 是动摩擦系数。

C 摩擦力致锁: 粒子之间的连接被破坏,但相互压紧,仍然接触且切向被摩擦力致锁,没有相互滑动。此时粒子之可以传递压力、但不能传递拉力和力矩、切向传递静摩擦力。

D 脱离: 两个粒子之间的连接被破坏,不再接触,没有任何相互作用。

几种状态的转换条件如下:

$$\begin{aligned} A \rightarrow B: & \text{满足式 (7)、} r < r_0 \text{、且 } V_T \neq 0 \\ A \rightarrow D: & \text{满足式 (7)、} r > r_0 \\ B \rightarrow C: & V_T = 0 \\ C \rightarrow B: & f_s \geq \mu_s F_r \end{aligned} \quad (8)$$

(f_s 为静摩擦力, μ_s 为静摩擦系数), V_T 为切向相对速度。

$$\begin{aligned} B \rightarrow D: & r > r_0 \\ C \rightarrow D: & r > r_0 \\ D \rightarrow B: & r < r_0 \text{、且 } V_T \neq 0 \\ D \rightarrow C: & r < r_0 \text{、且 } V_T = 0. \end{aligned}$$

1.4 静摩擦力的计算

在文献 (Cundall *et al.*, 1979) 中,当两粒子间被静摩擦力致锁时,两粒子之间的切向刚度取作无穷大,这样静摩擦力由除该静摩擦力外其他力 (应该是已知的) 计算,但若其他力中包含该粒子与另外粒子间的摩擦力时,静摩擦力就非常难以计算。在本文中,我们不取无穷大,而取一有限值,静摩擦力以通过粒子相互位置改变很简单地求得,现以一个矩形块体单元具体说明如下。

先考虑如图3 (a) 的完整块体受剪切的情况。真实变形如图3 (b),若把此物体近似地离散为两个刚块性体 [图3 (c)],变形是由一个小的切向位移 Δ_s 来实现的,剪切力可通过横向位移求出来,即 $F_s = K_s \Delta_s$,这就是离散元方法的一个基本思路之一 (力-位移法则)。

现在考虑静摩擦力致锁的情形,此时两块体已破裂 [图3 (d)],假如受剪切时,正压力 F_N 足够大,使得破裂面 (断层面) 被静摩擦力锁住, A、B 两块体本身也会发生剪切变形,其真实变形应如图3 (e) 所示,此时,静摩擦力

$$f_s = F_s \quad (9)$$

若仍然按图3 (c) 的原理沿断裂面将它们离散为 A、B 两个刚体块。如图3 (f) 所示,则

$$F_s = \Delta_s' K_s \quad (10)$$

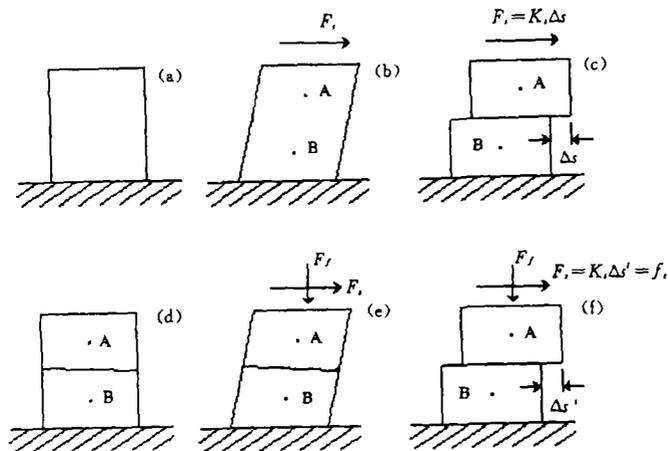


图3 静摩擦力的计算

这样，

$$f_s = \Delta s' K_s \quad (11)$$

此式表明：静摩擦力的大小仍可用两粒子的相对横向位置相对变化求得，而不用不确定的外力来求出，这样算法上更加简单、物理上也比较自然。

初步计算中，我们仍取与完整材料一样的剪切刚度，惟有强度差一些。完整材料破坏按准则式（7）确定，而此时应该按式（8）来确定。

1.5 方程的求解步骤

（1）方程的求解过程采用分子动力学原理的 Velocity-Verlet 法，此法具有极好的能量守恒特征。

在任意时刻 t ，任一粒子 i 所受的力

$$\mathbf{F}_i(t) = \mathbf{F}_i^1(t) + \mathbf{F}_i^2(t) \quad (12)$$

其中 $\mathbf{F}_i^1(t)$ 是该粒子受周围粒子的力，如弹性力和摩擦力等，是粒子位置和状态的函数。而

$$\mathbf{F}_i^2(t) = - \sum_{j \in E} \eta \left[\frac{d}{dt} \mathbf{X}_j(t) - \frac{d}{dt} \mathbf{X}_i(t) \right] \quad (13)$$

是该粒子受到的粘滞阻力，是该粒子与邻居粒子相对速度的函数， η 代表粘滞阻尼系数， E 是与 i 粒子有相互作用的邻居粒子集合，加入这一项的目的是用来耗散一部分波动能量。

同理：

$$M_i(t) = M_i^1(t) + M_i^2(t) \quad (14)$$

（2）求解的步骤为：若给出 t 时刻质点 i ($i=1, n$) 的位置 ($\mathbf{X}_i(t)$ 、 $\theta_i(t)$)，速度

$\left\{ \frac{d}{dt} \mathbf{X}_i(t), \frac{d}{dt} \theta_i(t) \right\}$ 和加速度 $\left\{ \frac{d^2}{dt^2} \mathbf{X}_i(t), \frac{d^2}{dt^2} \theta_i(t) \right\}$ ，则 $t + \Delta t$ 时刻的位置可先求出

$$\begin{cases} \mathbf{X}_i(t + \Delta t) = \mathbf{X}_i(t) + \Delta t \cdot \frac{d}{dt} \mathbf{X}_i(t) + \frac{(\Delta t)^2}{2} \frac{d^2}{dt^2} \mathbf{X}_i(t) \\ \theta_i(t + \Delta t) = \theta_i(t) + \Delta t \cdot \frac{d}{dt} \theta_i(t) + \frac{(\Delta t)^2}{2} \cdot \frac{d^2}{dt^2} \theta_i(t) \end{cases} \quad (15)$$

然后,利用下式求解速度

$$\begin{cases} \frac{d}{dt}X_i(t + \Delta t) = \frac{d}{dt}X_i(t) + \frac{\Delta t}{2} \left[\frac{d^2}{dt^2}X_i(t) + \frac{d^2}{dt^2}X_i(t + \Delta t) \right] \\ \frac{d}{dt}\theta_i(t + \Delta t) = \frac{d}{dt}\theta_i(t) + \frac{\Delta t}{2} \left[\frac{d^2}{dt^2}\theta_i(t) + \frac{d^2}{dt^2}\theta_i(t + \Delta t) \right] \end{cases} \quad (16)$$

其中

$$\begin{cases} \frac{d^2}{dt^2}X_i(t + \Delta t) = F_i(t + \Delta t)/m, \\ \frac{d^2}{dt^2}\theta_i(t + \Delta t) = M_i(t + \Delta t)/I, \end{cases} \quad (17)$$

其中 m 为粒子质量; I 为粒子对质心的转动惯量。

由(16)式可以看出,要求得 $\frac{d}{dt}X_i(t + \Delta t)$ 、 $\frac{d}{dt}\theta_i(t + \Delta t)$, 必先求得 $F_i(t + \Delta t)$ 、 $M_i(t + \Delta t)$ 等,但由于粘滞, $F_i(t + \Delta t)$ 、 $M_i(t + \Delta t)$ 将与 $\frac{d}{dt}X_i(t + \Delta t)$ 、 $\frac{d}{dt}\theta_i(t + \Delta t)$ 有关,我们用迭代法来求解(王裕仓, 1998)。

时步 Δt 应该充分小,这里取 $\Delta t \leq \epsilon \cdot \frac{r_0}{V_{\max}}$

V_{\max} 即纵波速度, ϵ 为精度因子,它越小,精度越高,上式的物理意义是:在一个时间步内,迭代扰动不应该传播到其近邻以远的地方。

2 脆性岩石压剪破坏的模拟

鉴于地震本质上是地壳岩石在压应力作用下的失稳破坏过程,模拟脆性岩石在压应力作用下变形、能量积累、动态破坏和声发射的过程是很有意义的。这里,我们试图利用上述的离散模型,来模拟脆性材料(岩石)在压应力作用下的破坏过程,并研究摩擦、非均匀性、加载过程和方式等对宏观破坏过程的影响。

2.1 单轴压缩的破坏特征

我们采用如图4的模型,粒子数目为1 500个,加载方式为沿 Y 轴单向压缩的力加载方式,该力随时间线性增加,没有侧压,材料是均匀的,即所有的细观参数(刚度参数、破

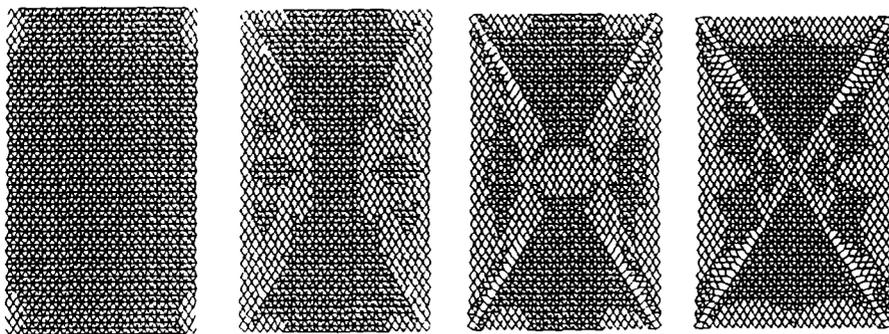


图4 均匀脆性材料的单轴压缩破坏

裂参数、粒子质量、几何尺度)都是相同的(这是一种理想化的情形)。其破坏过程为:首先在边角处出现张性破裂,张性破裂向里边扩展,随后剪切破裂出现,剪切破裂沿对角向里扩展,最后形成宏观的X型破坏图像。

为了模拟实际岩石的非均匀分布的初始缺陷,模型中引入2%的随机分布的初始缺陷。由图5可见,破坏形态以突然的脆性劈裂为主,伴有较大的应力降,这更加接近真实的脆性岩石在单轴压缩下的破坏。

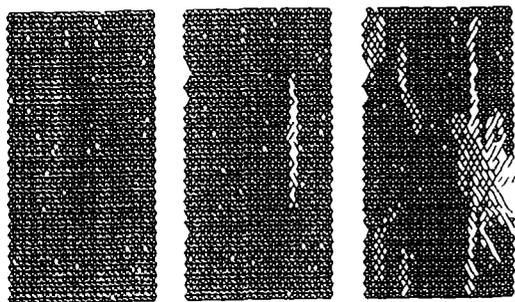


图5 非均匀材料的劈裂破坏

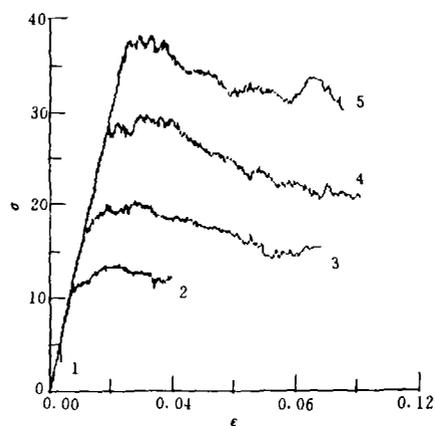


图6 围压下的轴向应力-应变曲线

2.2 围压的影响

为了模拟有围压下脆性岩石的破坏特征,沿轴向加压应力 σ_1 ,侧向应力为 σ_2 。加载采用是力控制方式。 σ_1 随时间线性增加, σ_2 也随时间线性增加一段时间,随后保持不变。

图6是一组模拟计算的围压下的轴向应力-应变曲线。图7是破坏形态。图6中,1为单轴压缩(即没有围压);2为围压较低,随着围压的逐渐增大(3,4),破坏点的应力也越来越高,趋于韧性破坏;从图7可见,随着从左到右围压的逐渐增大,剪切带变宽,变多,而且剪切带与主压应力 σ_1 方向的夹角也越来越大。这些特征,都与前人的实验非常一致(马瑾,1987)。

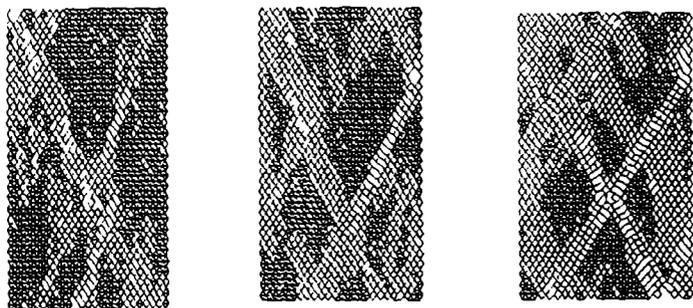


图7 围压下的破坏形态

2.3 受压闭合裂纹面压剪破坏的特征

这一部分来模拟研究得较多的含有裂纹的脆性材料在受压情况下裂纹扩展规律模型如图8，由于模型几何上的原因，选取与主应力轴成30°的裂纹。

由图可见，模拟的裂纹扩展过程与实验基本一致（Brace, 1963; Ingraffea, 1980; 王新华等, 1984; 尹祥础等, 1988）。

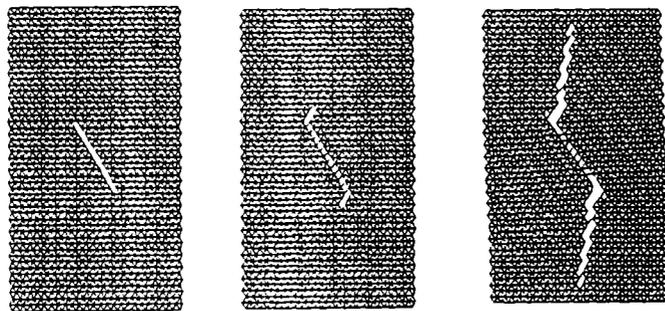


图8 各阶段破坏形态图

3 地震发生过程和活动性的力学模拟

3.1 随机断层模型

我们采用如图9的模型，在模型中加入位置、走向，长度都随机分布的断层，以模拟有构造的情形。断层数目随长度的分布为

$$P(l) = cl^{-\gamma} \quad (18)$$

l 为断层长度； c 是一个常数，反映断层密度； γ 为一正常数，反映长短断层之间的比例，它越大，长断层相对越少。

3.2 地震的定义

在我们的模型中，外力从边界输入功 W ，转化为模型内各粒子的动能及相互之间的势能，还有一部分通过摩擦与粘滞耗散掉。把两个相邻单元的突然破坏而释放弹性势能 E 的过程定义为一次小的“地震事件”。如果在某一个时间步之内（或相邻时间间隔很短的时间步之内），相邻的很多单元连续破裂，就认为是一个较大地震。能量相加，然后按照下式计算震级

$$M = c_1 + c_2 \lg E \quad (19)$$

c_1 、 c_2 为两个常数，这样就可以得到模拟“地震”序列，然后分析其基本的活动特征。

3.3 初步结果

图10~12是计算得到的模拟地震活动特征，如 $M-t$ 图，频次图和能量释放图。其中图10中也显示了与 $M-t$ 对应的主压应力随时间的变化，较大的地震前可以看到明显的应力降。 b 值也可以方便地根据 $G-R$ 关系得到，图13和14中我们模拟了影响 b 值的因素，初步



图9 模拟地震的随机断层模型

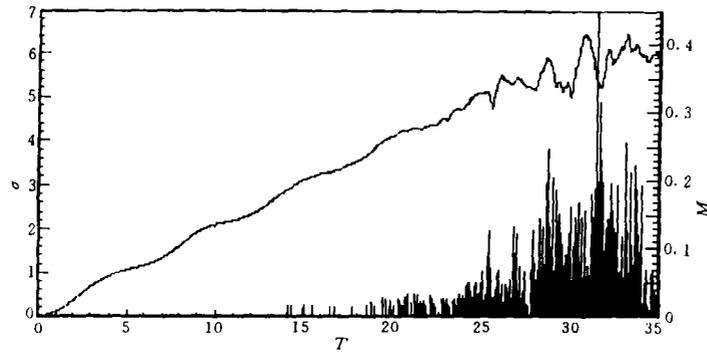


图10 模拟地震的 $M-t$ 图

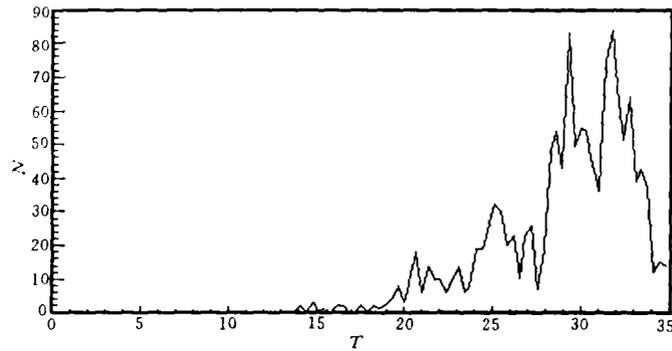


图11 模拟地震的频次图

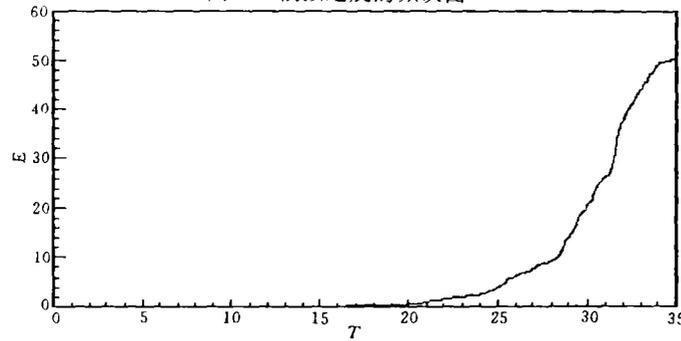


图12 模拟地震的能量释放图

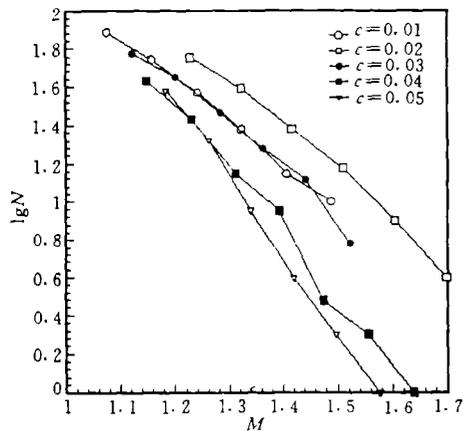


图13 断层密度对 b 值的影响

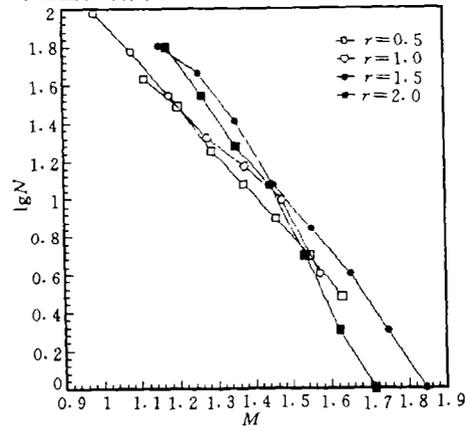


图14 断层长短比例对 b 值的影响

结论是：断层越多(即(18)式中 c 越大), b 值越大。另外, 短的断层越多, 长的断层越少(γ 越大), b 值越大。此外, 还有一些别的因素可能影响 b 值, 如强度和弹性常数的非均匀分布等。

4 小 结

尽管本文计算只是初步的尝试, 但可以看出, 离散模型能够很方便地考虑脆性岩石破坏产生的动态效应、摩擦、非均匀以及破坏所产生的大变形和各向异性, 用来模拟其脆性材料(岩石)的破裂和地震过程得到比较满意的结果。受计算机技术的限制, 本文的模型在时空尺度上跨越的量级不大, 如在大型机上计算, 震级-频度关系的线性段可能会宽一些。结合地震的实际观测, 作更加逼真的数值模拟, 发展三维模型, 图形界面, 前后处理程序等。

致谢 本研究受国家自然科学基金重点项目(19732060)、地震联合基金(95-07-435)和中国科学院力学所非线性力学实验室(LNM)的资助。

参 考 文 献

- 耿鲁明, 石耀霖, 张国民. 1993. 地震活动的简化模型研究. *地震*, (1): 70~75
- 马瑾. 构造物理学概论. 1987. 北京: 地震出版社
- 梅世蓉, 冯德益等. 1993. 中国地震预报概论. 北京: 地震出版社
- 石耀霖, 张永仙, 张国民. 1994. 孕震过程中岩石膨胀及断层蠕动的数值模拟研究. *地震学报*, 16(增): 10~17
- 唐春安, 傅宇方, 赵文. 1997. 震源孕育模式的数值模拟研究. *地震学报*, 19(4): 337~346
- 王新华, 尹祥础, 滕春凯. 1984. 用断裂力学的方法研究地震断裂的扩展方式. *地球物理学报*, 27(3): 258~267
- 王裕仓. 1998. 地震孕育过程的细观力学模拟, 中国地震局地球物理研究所博士学位论文
- 尹祥础, 李世愚, 李红, 王敏. 1988. 闭合裂纹面相互作用的实验研究. *地球物理学报*, 31(3): 306~314
- 中国科学院地质研究所实验地质组. 1976. 破裂形变前兆的空间分布与地震预报问题. *地质科学*, (3): 213~221
- Allen M P, Tildesley D J, 1987. Computer simulation liquids, oxford science publication, *Oxford*
- Brace, W F and Bombolakis, 1963. A note on brittle crack growth in compression, *J Geophys Res*, 68, 3709~3713
- Cundall P A and Strack O D L, 1979. A discrete numerical model for granular assemblies, *Geotechnique*, 29(1): 47~65
- Curtin W A and Scher H, 1990. Mechanics modeling using a spring network, *J Mater Res*, 5(3): 554~562
- Heermann D W, 1996. 理论物理中的计算机模拟方法. 北京: 北京大学出版社
- Ingraffea A R and Heuze F E, 1980. Finite element models for rock fracture mechanics, *Int J For Numerical and Analytical methods in Geomechanics*, (4): 25~43
- Mora P Place D, 1994. Simulation of the frictional stick-slip instability, *PAGEOPH*, 143(1~3): 61~87
- Mora P and Place D, 1993. A lattice solid model for nonlinear dynamics of earthquakes, *Int J Mod, phys*,

THE DISCRETE MODEL AND COMPUTATIONAL SIMULATION OF ROCK FAILURE AND EARTHQUAKE PROCESS

Wang Yucang^{1), 3)}, Yin Xiangchu^{1), 3)}, Chen XueZhong³⁾ and Song Zhiping⁴⁾

1) *LNM Laboratory, Institute of Mechanics, Academia Sinica, Beijing 100080, China*

2) *Institute of Geophysics, China Seismological Bureau, Beijing 100081, China*

3) *Center for Analysis and Prediction, China Seismological Bureau, Beijing 100036, China*

4) *Seismological Bureau of Beijing, Beijing 100086, China*

Abstract

On the basis of Discrete Element Method (DEM) and Molecular Dynamics approach (MD), we proposed 2-D numerical model capable of simulating dynamic failure of brittle materials, especially under compressing and shearing load. In our study, the model is discretized as a collection of round particles linked by interaction. Radial and transverse forces and moments are transmitted between the adjacent particles. Particles can travel in the whole space, obeying the Newtonian Second Law. Position, velocity and acceleration of every particle at every time step can be calculated using a finite-difference scheme, and evolution of configuration of particles can be gained step by step. Failure occurs when the interaction between two adjacent particles reaches certain threshold. Effects of friction, viscosity, heterogeneity and anisotropy after failure can be taken into account in this model. Simulations of failure of brittle materials are coincide with rock experiments. When this model was used to simulate earthquake process, some results similar to earthquake activity are also gained, such as temporal and spatial distribution of earthquake sequences, b values, energy releasing, emitting and propagation of seismic waves.

Key words: Discrete Element Method, brittle materials, failure under compressing and shearing load, earthquake process, numerical simulation

作者简介 王裕仓, 男, 1966年生。1987年毕业于山西师范大学物理系。1992年在中国地震局兰州地震研究所地球物理专业硕士学位。1998年获中国地震局地球物理研究所地震学专业博士学位, 目前在中国科学院力学研究所非线性力学国家重点实验室(LNM)从事博士后研究工作, 主要兴趣为地震力学、损伤力学和数值模拟。曾获中国地震局第四届全国青年地震工作者优秀论文二等奖。