

# 固体灾变性破坏现象\*

陆明富<sup>1</sup> 夏蒙芬<sup>1,2,†</sup>

(1 中国科学院力学研究所 非线性力学国家重点实验室 北京 100190)

(2 北京大学物理学院 北京 100871)

**摘要** 固体灾变性破坏现象多年来一直备受关注,由于其复杂性,固体灾变性破坏问题一直是力学中的典型难题之一.文章结合岩石类介质的实验观测,讨论了非均匀脆性介质灾变性破坏现象的复杂性,介绍了发展有关统计理论的初步尝试和所面临的难题,并探讨了预测灾变性破坏的可能方案.

**关键词** 灾变性破坏,局部化,不确定性,跨尺度敏感性,临界敏感性

## Catastrophic failure in solids

LU Ming-Fu<sup>1</sup> XIA Meng-Fen<sup>1,2,†</sup>

(1 State Key Laboratory of Nonlinear Mechanics, Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China)

(2 Department of Physics, Peking University, Beijing 100871, China)

**Abstract** The complexity of catastrophic failure in heterogeneous brittle media is discussed based on experimental phenomena in rocks. A statistical theory of catastrophic failure is reviewed and the theoretical difficulty is analyzed. In addition, some possible approaches for the prediction of catastrophic failure are considered.

**Keywords** catastrophic failure, damage localization, uncertainty, trans-scale sensitivity, critical sensitivity

### 1 固体破坏问题是力学与统计物理学的一个结合点

固体破坏是一类非常普遍的现象.人类生活在一个主要由固体介质支撑的环境中,固体介质的破坏几乎涉及人类生活的各个方面.多年来,固体破坏问题一直备受关注<sup>[1,2]</sup>.由于其复杂性,固体破坏问题一直是力学中的典型难题之一,虽然人们经过了长期的努力,但这类问题仍处于探索阶段,一些基本的科学问题也还没有令人比较满意的答案,同时对固体破坏的预测也缺乏有效的手段.

固体破坏虽然是宏观力学(以及一些有关学科)中提出的问题,但由于它涉及从微观到宏观多个尺度上的互相耦合的复杂过程,力学与统计物理学的结合可能是攻克固体破坏现象中关键性难题的一条值得

探索的途径.另一方面,在统计物理学中,目前似乎还没有可以直接借用的、能有效地处理固体破坏问题的现成方法.从这种意义上讲,也许我们可以认为,固体破坏问题是力学和统计物理学交叉领域的一个难题,也是力学与统计物理学的一个值得关注的结合点.

本文结合有关的实验观测结果,分析固体破坏现象的复杂性及其可能的机理,介绍近年来关于固体破坏问题的一种试探性理论,即统计细观损伤力学,并说明构建统计细观损伤力学理论框架的基本思路以及理论上所面临的难点,最后探讨预测固体灾变性破坏的可能途径.因篇幅所限,本文仅以岩石试样的准静态单轴压缩实验为例进行讨论,并且只涉及统计细观损伤力学中与固体灾变性破坏有关的

\* 国家自然科学基金(批准号:90715001,10721202)、国家重点基础研究发展计划(批准号:2007CB814800)资助项目  
2010-08-09 收到

† 通讯联系人. Email: xiam@lm.imech.ac.cn

部分.对于有关固体破坏问题研究工作的较全面的评述可参阅文献[1, 2],这两篇文章的末尾列出了该领域的部分有关参考文献.

## 2 岩石损伤与灾变现象的复杂性

岩石是典型的无序非均匀脆性介质,它在受载条件下可能会发生灾变性破坏,这是一种突发性的急剧破坏现象.为了与已有文献中的术语保持一致,本文中“灾变”一词专指固体的“灾变性破坏”.灾变是复杂现象,从有关实验现象中,可以看到以下几个值得注意的特征.

### 2.1 损伤演化诱致灾变

以下所述岩石实验是在几种类型的材料试验机上进行的,采用实验机位移控制加载的方式对试样进行准静态压缩,并借助传感器测量施加在试样上的力和试样的整体形变.同时,采用光学手段测量表面形变场的演化.

图1给出了一个辉长岩试样在压缩实验中的力-形变关系曲线<sup>[3]</sup>.曲线的准连续部分偏离直线关系,这是因试样内部出现损伤而导致力学性能弱化(刚度下降)的结果;在力下降段,箭头所指处爆发了灾变性破坏,试样以突变的方式丧失大部分承载能力.爆发灾变与损伤累积相关,这种破坏模式称为损伤演化诱致灾变<sup>[1]</sup>.

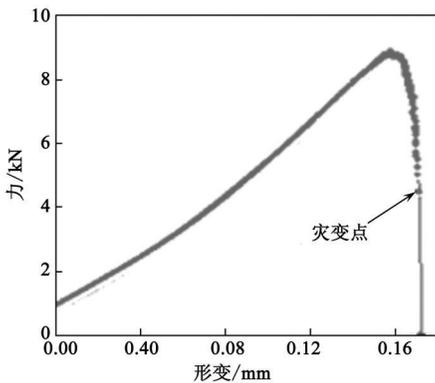


图1 辉长岩试样在准静态压缩实验中的力-形变曲线<sup>[3]</sup>(试样尺寸为 $5 \times 5 \times 13 \text{mm}^3$ ,在试样的13mm长度方向上压缩)

图1是实验测量的直接结果,理论上通常把力-形变关系变换为表征物性的名义应力-名义应变关系,其中名义应力等于总外力除以试样的初始截面积,名义应变等于整体形变除以试样的初始长度.相应于图1的名义应力-名义应变关系如下:

$$\sigma = E_0(1 - D)\varepsilon, \quad (1)$$

其中 $D$ 是表征损伤弱化效应的物理量,称为损伤变

量,变化范围为 $0 \leq D \leq 1$ , $D = 0$ 的无损情形相应于理想的线性弹性介质. $E_0$ 为弹性模量.在准连续演化阶段,损伤变量以准连续方式增大,反映损伤的准连续累积过程.在灾变点发生突变,损伤变量呈跳跃式增大.

在通常的宏观力学中,损伤变量基本上属于唯象物理量.采用声发射探测仪探测到的信号表明,在损伤的准连续累积阶段,试样内部发生了大量的微破裂事件.这意味着介质的损伤弱化与内部大量小尺度微破裂事件的集体效应有关.

### 2.2 损伤局部化触发灾变

图2是辉长岩在压缩实验中试样表面名义应变场的等值线图序列,它在一定程度上反映了试样内部的损伤场演化.图2中的A1—A3对应于名义应力上升段的几个相继的状态,名义应变场大体是均匀的;图2中A4—A6对应于名义应力极大点附近,A7对应名义应力下降段,A8则对应于灾变点.加载后期的这些状态,其名义应变场呈现不断增强的非均匀性.

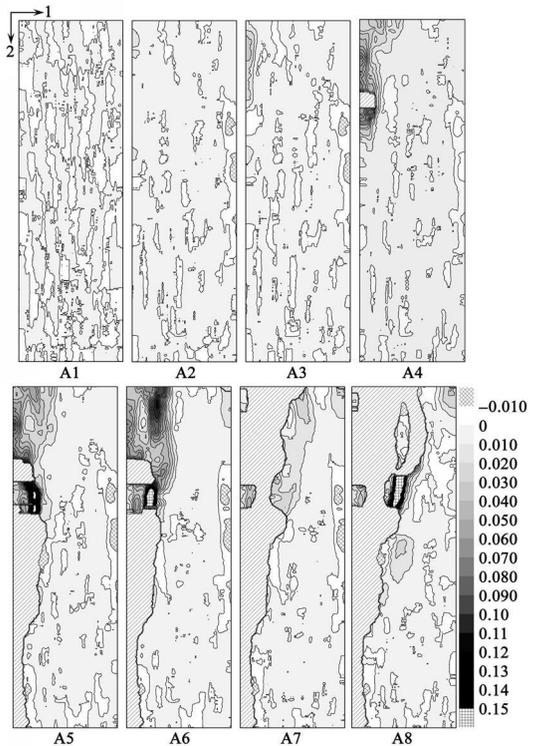


图2 辉长岩在压缩过程中沿1轴方向的表面名义应变等值线斑图序列<sup>[4]</sup>(图中显示的是试样侧面面积约 $11 \times 3.6 \text{mm}^2$ 区域的面貌.左上角所示的2轴在加载方向,1轴在与2轴垂直的方向.各点的灰度代表该位置上的名义应变值,图右侧的标尺给出灰度对应的名义应变,单位为1.斜线区是因形变太大或表面剥落而不能有效处理数据的区域)

在接近名义应力极大点及越过极大点以后的阶段,表面名义应变场非均匀性的重要表现是出现了名义应变场的局部化,即涌现出一些局部区,具有相对较高的名义应变和名义应变增长率,它是内部损伤局部化现象的反映;而灾变通常出现在这种损伤局部化区内,呈现为局部灾变.图3给出了花岗岩试样在压缩实验中表面应变场局部化的发生和发展过程<sup>[5]</sup>.在图3中,时间轴的零点取在灾变发生的时刻,空间轴的零点取在灾变区的中心线, $\langle \varepsilon \rangle$ 是整个试样表面的应变平均值, $\varepsilon_i$ 是与灾变区中心线平行的第*i*个条带的应变平均值.

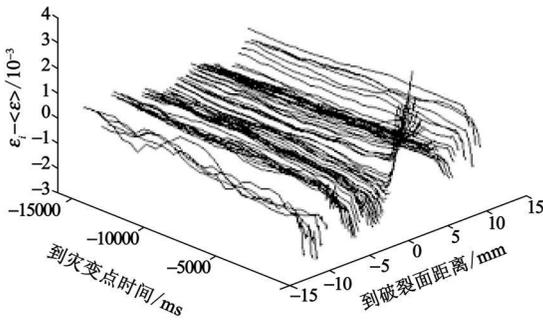


图3 花岗岩试样在压缩实验中表面应变场局部化的发生和发展过程图<sup>[5]</sup>(试样尺寸为 $20 \times 16 \times 40 \text{ mm}^3$ ,在试样的40mm长度方向上压缩)

局部化是一种相当普遍的现象.在损伤演化的过程中,一般会从大体均匀的损伤累积模式转变为损伤局部化模式.实验观测表明,这种模式转变大多发生在名义应力极大点附近.局部化的高度发展通常会触发灾变性破坏,并且灾变出现在名义应力下降段.

### 2.3 局部化与灾变的不确定性

为了考察损伤与灾变现象中的个性与共性,对一批初始平均性质大体相同的试样,在相同的宏观控制条件下进行实验观测.图4是151个辉长岩试样在压缩实验中的名义应力-名义应变曲线<sup>[6]</sup>,图中每一条曲线对应一个试样, $\times$ 表示灾变点.

图4表明,在低损伤的加载初始阶段,名义应力-名义应变曲线接近于直线,不同试样的分散性不太大;在加载后期,不同试样的行为差异不断扩大,特别是,不同试样的名义应力极大点和灾变点呈现显著的分散性.这种现象称为灾变的样本个性,即不确定性,它意味着仅仅依据试样的初始平均性质不足以表征和预测其灾变行为<sup>[7,8]</sup>.

局部化现象也会呈现不确定性.图5是5个花岗岩试样局部化区的相对尺度演化曲线,互相有明显差异,其中 $\gamma'$ 是表面名义应变场局部化区的特征

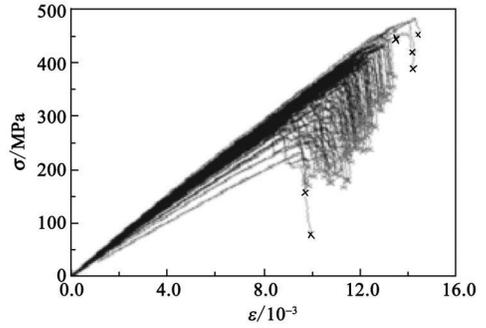


图4 辉长岩试样在压缩实验中的名义应力-名义应变曲线<sup>[6]</sup>(试样尺寸为 $5 \times 5 \times 13 \text{ mm}^3$ ,在试样的13mm长度方向上压缩,每一条曲线对应一个试样, $\times$ 表示灾变点)

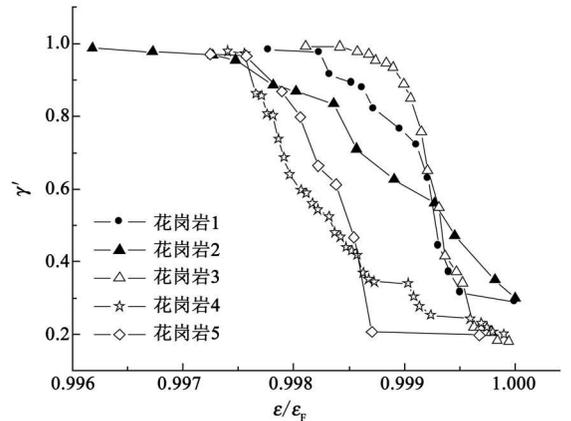


图5 花岗岩试样局部化区的相对尺度演化曲线<sup>[9]</sup>(试样尺寸为 $20 \times 16 \times 40 \text{ mm}^3$ ,在试样的40mm长度方向上压缩)

尺度与试样尺度之比, $\varepsilon$ 是试样的名义应变, $\varepsilon_f$ 是各试样灾变点的名义应变.

### 2.4 跨尺度敏感性

局部化与灾变的不确定性不能简单地归结为通常实验测量中随机因素导致的数据分散性,而是在物理机理的反映.对于初始平均性质大体相同的一批试样,它们之间的初始差异在于其细观无序性细节的不同.从图4可以看出,在加载过程中,试样的相互差异不断扩大,这意味着损伤累积是一种非线性演化过程.正是由于样本间的初始差异被强烈放大,才导致局部化和灾变对于细观无序性的某些细节十分敏感.这是宏观尺度上的力学行为对细观尺度上的细节的敏感依赖性,称为跨尺度敏感性.跨尺度敏感性与混沌现象中的非线性动力系统的初值敏感性有相似之处,但并不完全相同,它表征宏观系统统计演化过程中跨层次的不同物理现象之间的关系.

以上所述实验现象表明,岩石损伤与灾变是一类复杂现象,可能是一种跨层次的多尺度非线性耦合的演化过程.

### 3 统计细观损伤力学的基本框架<sup>[1,2]</sup>

通常人们认为,固体的损伤和灾变可能源于分子或原子尺度的微观过程,所以从原则上讲,这类问题应采用统计物理学理论处理.然而,灾变现象通常涉及大量亚稳态和远离平衡的复杂演化过程,因而发展关于灾变现象的、从微观到宏观如此巨大的尺度跨度的非平衡统计演化理论是非常困难的,目前尚难以实现.

一种可能的试探性途径是选择恰当的中间尺度,即细观尺度,并引入细观尺度的基本单元,从而构建连接细观尺度与宏观尺度的统计理论.这种理论称为统计细观损伤力学.细观尺度是指介于宏观与微观之间的某个对宏观力学响应行为有关键性作用的尺度范围,它对应于单个微破裂事件的特征尺度.细观尺度的范围与介质内部的微结构和微损伤的特征尺度有关.在损伤和灾变现象中,一般都包含有丰富的细观尺度过程.

统计细观损伤力学与统计物理学有类似的框架,它假定宏观系统由大量互相耦合的细观单元构成,理论框架包含细观描写、宏观描写以及连接细观层次与宏观层次的统计描写.本文所叙述的岩石实验大体上接近于准静态加载情形,所以下只讨论准静态过程的理论.

从分子和原子的微观表象看,一个细观尺度的基本单元仍是具有非常多自由度的系统,但在表征细观尺度的基本单元时,只能选择少量的最重要的集体自由度,以保证理论的可操作性.一种最简单的细观模型称为“弹性-统计脆性模型”,它假定细观单元的名义应力-名义应变关系如图6所示,其中 $E_0$ 是完好单元的弹性模量, $\varepsilon_c$ 和 $\sigma_c$ 分别是破坏应变和破坏应力,且有 $\sigma_c = E_0 \varepsilon_c$ .在这种模型中,细观单元上的名义应变(或名义应力)是细观单元破坏的驱动因素,其空间分布可称为细观驱动场.为了简单起见,对于不同的细观单元,假定几何形状相同,并具有相同的弹性模量,但破坏阈值(破坏应变或破坏应力)有一定的分散度.这种假定的依据是,弹性模量主要反映一个单元的平均性质,破坏阈值取决于单元的局部性质,而局部量的分散度一般大于平均量的分散度.为了反映介质的无序非均匀性,令具有不同破坏阈值的单元在空间的分布具有无序性.

在细观表象中,对宏观系统详尽无遗的描写就是要确定细观斑图的演化.但是,这种包含全部细观

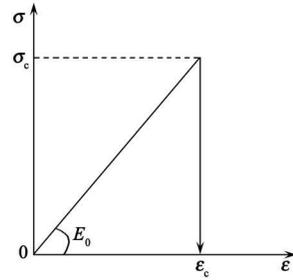


图6 细观单元名义应力-名义应变关系示意图

细节的描写通常难以实现,并且对于确定系统的宏观力学行为而言,信息量过于庞杂,而且并非都是必要信息.借鉴统计物理学的思路,可以引入恰当的统计分布函数,以便提取对确定系统的宏观力学行为具有关键性意义的信息.

统计描述的一种可能的方案是,对构成宏观试样的细观单元系统引入破坏阈值的统计分布函数,其形式由研究对象的微结构特征确定.一种常用的简单模型是单峰连续函数,例如包含两个参量( $m, \eta$ )的Weibull分布:

$$h(\varepsilon) = m \frac{1}{\eta} \left( \frac{\varepsilon}{\eta} \right)^{m-1} \exp \left[ - \left( \frac{\varepsilon}{\eta} \right)^m \right] \quad (2)$$

对于准静态加载过程,对应于给定的外界条件,试样基本上达到了损伤平衡态.引入整体平均场近似,并假定细观驱动场是均匀的,即试样内所有完好细观单元的名义应变相同,等于试样的名义应变.此外,还假定加载过程中名义应变是单调增大的.损伤变量随名义应变的演化规律可表达为

$$D(\varepsilon) = \int_0^{\varepsilon} h(\varepsilon) d\varepsilon \quad (3)$$

它表示破坏阈值高于名义应变的单元保持完好,而破坏阈值等于或低于名义应变的单元全部被破坏.假定已被破坏的单元不再承载,对于分布函数为(2)式所示的Weibull分布情形,由(1)式和(3)式可得到名义应力-名义应变关系为

$$\sigma = E_0 \varepsilon \exp \left[ - \left( \frac{\varepsilon}{\eta} \right)^m \right] \quad (4)$$

(4)式给出的名义应力-名义应变关系呈现为单峰连续函数,与实验中观测到的特征相似.这个结果意味着在统计细观损伤力学框架中,采用上述简单物理模型,在一定程度上反映了损伤弱化效应的基本物理机理.

灾变是试样与环境的一种耦合演化现象,不仅取决于试样的性质,而且还与环境有关.按照上述理论模型可以证明,灾变出现在越过名义应力极大点以后的名义应力下降段,并且只发生于外界加载系

统的刚度足够低的情形. 从物理上讲, 这是由于灾变是一种自持的强耗散过程, 必须对灾变区提供足够的能量才能发生, 而该能量是在外界控制变量保持不变的条件下, 由外界加载系统卸载从而释放其储存的弹性能所提供的. 这种理论结果可以对所观测到的灾变现象的机理给出定性的解释.

在名义应力下降段, 损伤局部化的充分发展可能引起损伤局部化区的内部爆发局部性灾变. 上述整体平均场近似不适用于描写这种呈现高度非均匀性的损伤局部化和局部灾变问题. 如果局部化区的尺度已知, 一种可能的改进方案是, 在应力下降段, 采用分区平均场近似, 即在损伤局部化区和外围区分别采用平均场近似, 在进一步加载的过程中, 损伤局部化区继续加载, 导致损伤继续发展并在一定条件下触发局部灾变, 而外界加载系统和试样内的外围区则出现弹性卸载, 为局部灾变区提供能量. 这种方案的效果与局部化区范围的确定关系密切.

在细观单元破坏阈值统计分布函数的单峰连续性模型以及平均场近似下, 上述统计细观损伤力学的解析结果虽然能说明无序非均匀脆性介质损伤和灾变现象的一些基本特征和机理, 但定量上还有明显偏差, 特别是它不能说明局部化和灾变的不确定性问题.

#### 4 基于细观模型的“直接数值模拟”

分布函数相同但细观单元空间分布斑图的细节不同的样本, 属于一批具有相同初始力学性质的样本, 即在样本内部出现损伤之前的初始阶段, 这些样本具有相同的弹性模量, 因而呈现出相同的力学响应行为. 如果采用整体平均场近似, 则这些样本在整个宏观损伤与灾变过程中的行为完全相同, 只取决于细观单元破坏阈值的分布函数, 与细观尺度上的空间非均匀性的细节无关, 因而不能说明局部化与灾变的样本个性. 这意味着样本个性可能与驱动场对平均场近似的显著偏离有关.

平均场近似会导致关于损伤和灾变问题理论分析的局限性. 为了寻找克服这种局限性的线索, 并进一步揭示损伤和灾变的特征和机理, 我们采用了基于统计细观损伤力学细观物理模型的“直接数值模拟<sup>[10]</sup>”方法, 即不采用平均场近似, 直接模拟细观单元斑图的演化, 从而提供演化过程的全部细观细节.

考虑一个由细观单元构成的系统. 细观单元模型与上文所述略有不同: 考虑剪切破坏方式, 细观单元有完好、部分破坏和完全破坏三种可能状态. 细观单元破坏阈值(剪切强度)遵从 Weibull 统计分布, 并在空间作无序分布. 细观单元构成的耦合系统遵从连续介质方程, 可以采用自适应细化的有限元方法求解.

图 7 是直接数值模拟的一个案例, 给出了名义应力-名义应变关系以及演化过程中几个典型状态的细观单元斑图. 状态 A 和 B 属于加载初始阶段, 大体上表现为线性弹性的宏观力学行为, 在细观斑

在统计细观损伤力学中, 细观单元破坏阈值的

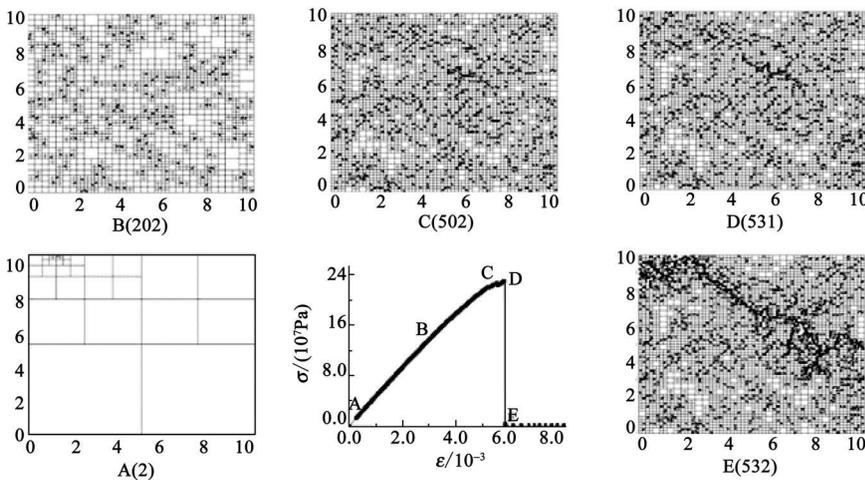


图 7 由直接数值模拟得到的名义应力-名义应变曲线及不同状态 A, B, C, D, E(括号内的数字是模拟的步数)的细观单元损伤状态斑图<sup>[11]</sup>(模拟的样本是尺寸为  $10 \times 10 \text{cm}^2$  的 2 维系统, 以控制上边界位移的方式进行准静态压缩, 下边界固定不动, 两侧边界保持自由, 细观单元的尺寸约为  $0.039 \times 0.039 \text{cm}^2$  (相应的实际系统的尺寸是  $10 \times 10 \times 1 \text{cm}^3$ , 符合“平面应力”条件, 可以作为 2 维系统处理). 图 A, B, C, D, E 显示细观单元的损伤状态, 横、纵坐标的单位是 cm, 单元的损伤状态以灰度值表示: 白色表示未破坏的完好单元, 灰色表示部分破坏的单元, 黑色表示完全破坏的单元)

图中,可以看到有少量的细观单元被破坏,它们随机地散布在斑图中,这说明在系统的初始状态中,细观单元破坏阈值的空间非均匀分布的无序性.在名义应力极大点和灾变点附近(状态 C 和 D),可看到破坏单元明显的聚集现象,大体上对应于损伤局部化现象.这种局部化现象不能简单地归结为单元破坏阈值的空间无序分布,而是源于微损伤导致的应力重新分布的非均匀性与单元破坏阈值的无序性的耦合效应.这是一种非线性效应:一些单元的破坏导致其附近某些位置的应力集中,使得起初未达到破坏阈值的单元达到了破坏阈值而被破坏,从而触发了一定规模的损伤级串事件.

最显著的损伤级串现象出现在灾变过程(图 7 中从 D 到 E 的过程)中,如图 8 所示(图中仅显示灾变现象中起决定性作用的破坏单元集团的演化过程).从图 8 可以看到,灾变过程表现为一种从细观尺度到宏观整体尺度的大规模级串过程,是一种远离平衡态的非线性演化现象.

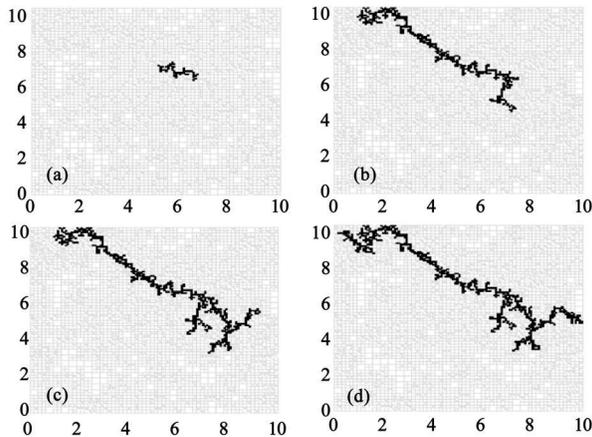


图 8 直接数值模拟得到的灾变的级串过程<sup>[11]</sup>.从图(a)到(d)显示的是,在图 7 从 D 到 E 的灾变事件中,样品经历损伤级串过程而形成贯穿性破坏单元集团(图中只给出该破坏单元集团的演化过程.横、纵坐标的单位是 cm)

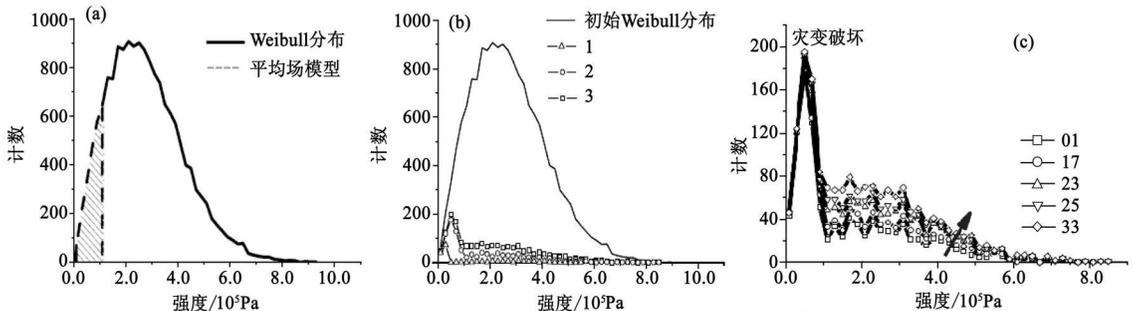


图 9 细观单元破坏阈值(这里指剪切强度)的统计分布 (a) 细观单元破坏阈值初始统计分布(Weibull 分布)以及平均场近似下已破坏单元的破坏阈值统计分布(阴影区);(b) 由直接数值模拟得到的不同阶段已破坏单元破坏阈值统计分布,曲线 1 对应于加载初始阶段,曲线 2 对应于灾变点,曲线 3 对应于灾变后的状态;(c) 由直接数值模拟得到的灾变过程中已破坏单元破坏阈值统计分布,5 条曲线对应于灾变级串过程的不同阶段,相应数字表示级串步数

图 9 给出了上述案例中不同阶段的、已破坏细观单元破坏阈值(这里采用剪切强度)的统计分布,它反映了系统内驱动场(这里是指剪应力)的非均匀程度.在图 9(a), (b) 中,还画出了初始分布函数(这里取 Weibull 分布).图 9(a) 是平均场近似情形,被破坏的是低破坏阈值的单元.图 9(b) 是细观直接数值模拟的结果,在初始阶段,主要是低破坏阈值的单元被破坏,这表明驱动场大体上是均匀的;而在接近灾变点时,大量高破坏阈值的单元被破坏,表明驱动场已呈现高度的非均匀性;在灾变后的状态中,有更多的高破坏阈值的单元被破坏,这是灾变的级串过程中驱动场的非均匀性进一步增强的结果.图 9(c) 给出了灾变过程的几个阶段已破坏单元的阈值统计分布,表明相继有大量高强度单元被破坏,这是驱动场重新分布导致的大规模级串破坏现象.

这种从小尺度向大尺度发展的损伤级串过程,它的一个重要效应是使小尺度上无序非均匀性的某些细节,在这个非线性动力学演化过程中被强烈地放大,上升为大尺度或整体性的显著效应,使得初始平均性质大体相同的样本可能呈现出显著不同的灾变行为.这正是灾变的跨尺度敏感性,即大尺度灾变破坏行为对于某些小尺度细节的敏感依赖性,以及灾变的不确定性(样本个性)的内在物理机理.

## 5 探索灾变预测的新思路

灾变预测的困难来自于灾变性破坏的复杂性,其突出表现为灾变的突发性和不确定性.灾变的突发性是指灾变前通常很难捕捉到比较明确的前兆,而灾变一旦爆发便急剧发展,人们往往来不及发出警告和采取有效的应对措施.灾变的不确定性意味

着,只根据系统的平均性质和宏观受载条件不足以预测灾变的发生.灾变的突发性和不确定性是实现灾变预测所无法回避的难点.

揭示灾变的共性也许能在复杂现象中找到一些线索,从而为灾变预测提供新的思路.以下是基于灾变共性设想的两种可能的灾变预测方法,它们试图在发现灾变危险逼近时预先对灾变点作出估计,属于“临灾预测”.当然,它们发展为可操作的灾变预测方法还有很长的路要走.

### 5.1 基于损伤局部化的灾变预测<sup>5)</sup>

损伤局部化与灾变呈现高度的时间和空间相关性.时间相关性:显著的局部化可能触发灾变,是灾变的一种重要前兆;空间相关性:灾变可能出现于损伤局部化区内.可以设想,对局部化现象的监测可能为灾变预测提供线索.当观测到被加载的试样中涌现出明显的损伤局部化区时,可以根据损伤局部化区的等效特征尺度,按分区平均场近似构建一个近似等效的模型,预先对灾变点作出近似估计.这是一种实时的预测方案,灾变点预测值应随损伤局部化区特征尺度的演化而不断调整.

对于几个花岗岩试样的压缩实验,在出现损伤局部化区后分别基于整体平均场模型和分区平均场模型进行了灾变预测,并与灾变点的实测值比较,发现前者的平均偏差达到17%,而后者约为6%.这表明,基于损伤局部化的灾变预测可能是一条有希望的途径.

### 5.2 基于临界敏感性的灾变预测<sup>3,4,6,10)</sup>

灾变的临界敏感性是指,在对试样加载的实验中,当外界控制变量趋近试样的灾变点时,试样对于外界控制变量响应的敏感程度会显著升高.临界敏感性是统计细观损伤力学的理论结果.一批(数百个)岩石试样的实验观测结果显示,临界敏感性呈现为灾变的一种共性,可视为灾变的一种共性前兆<sup>[4]</sup>.监测试样对外界控制变量响应的敏感程度,可能为灾变预测提供线索.

假定细观单元破坏阈值的统计分布函数是单峰连续分布,并采用平均场近似,对于准静态加载情形,可以证明,当控制变量 $\lambda$ 趋近灾变点 $\lambda_F$ 时,响应量 $R$ 具有如下的幂律发散形式:

$$R = A(\lambda - \lambda)^{-\beta}, \quad (5)$$

$\beta = \frac{1}{2}$ 是理想的理论结果.

40个岩石(花岗岩、大理岩)试样在准静态压缩实验中的数据经过拟合所得的平均 $\beta$ 值为0.51,平均偏差约为10%,最大偏差可达40%.这些观测结果表

明,趋近灾变点时,响应量 $R$ 近似符合理想理论的结果,即近似呈现普适的幂律发散行为,但有较大的分散性和偏差.这意味着,统计细观损伤力学中关于灾变的临界敏感性的理想理论模型,一方面,大体符合岩石类介质的灾变行为,揭示了灾变的基本机理,并为灾变提供了一种可能的前兆;另一方面,岩石类介质的灾变现象远比理想模型复杂,例如,损伤的连续性假设和平均场近似对实际情形可能会有较大偏离.

基于灾变临界敏感性的灾变预测思路大体如下:监测系统对于外界控制变量的响应行为,当发现响应量显著升高时,按(5)式所示的幂律关系对响应量 $R$ 与控制变量 $\lambda$ 的关系进行拟合.如果拟合误差较小,并且拟合所得的幂指数与理想理论值偏差不太大时,则拟合所得的参数 $\lambda_F$ 可以视为灾变点的预测值.这也是一种实时的预测方案,灾变点的预测值应随着观测到的新数据而不断调整.图10给出一组“实时”预测值与灾变点实测值的比较(这组实验的控制变量 $\lambda$ 是试验机的位移,以 $U_a$ 表示),可以看到,趋近灾变点时,预测值有逼近实测值的趋势( $U_a$ 为控制变量, $U_F$ 为灾变点实测值, $U_F^P$ 为灾变点预测值).这些初步结果意味着,基于临界敏感性的灾变预测方案也许会有一些参考意义.

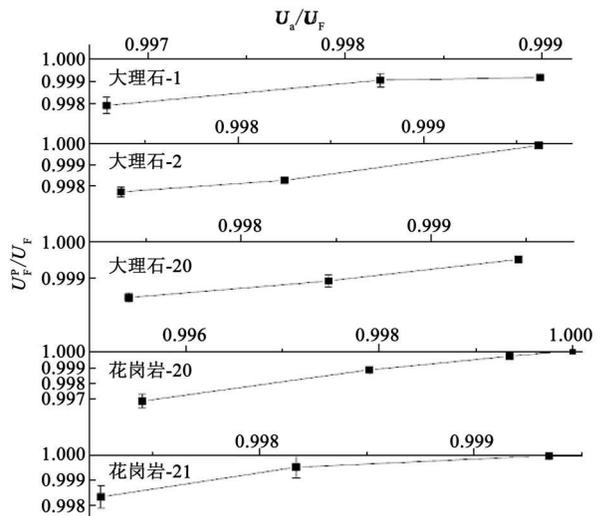


图10 基于临界敏感性的灾变“实时”预测值与实测值的比较.  $U_a$ 为控制变量,  $U_F$ 为灾变点实测值,  $U_F^P$ 为灾变点预测值

## 6 简短的讨论

无序非均匀脆性介质的损伤演化及其触发的灾变性破坏是很复杂的物理现象,是远离平衡的跨尺度非线性演化过程.统计细观损伤力学是描写固体损伤和灾变现象的初步理论,它能揭示一些重要的特征和

机理,但仍有很多问题有待阐明.在这里,我们只对跨尺度敏感性以及由它导致的不确定性问题稍加讨论.

处理跨尺度问题的一种传统方法是进行统计平均.但是,简单的统计平均方法可能会抹杀掉跨尺度敏感性所涉及的小尺度上某些有关细节的效应,从而掩盖了控制灾变破坏的物理机理.换言之,简单的统计平均处理可能会抹去对灾变起关键性作用的跨尺度敏感耦合效应,这意味着通常的统计平均方法不足以甚至不可能处理灾变性破坏问题.

为了对呈现跨尺度敏感性的、具有无序非均匀性的系统进行灾变预测,似乎必须掌握小尺度上的全部无序性细节,并追踪其整个非线性演化过程.但是,这往往是很难做到,甚至几乎是无法做到的.因此,如何有效地捕捉和表征跨尺度敏感性,正确描写出具有敏感耦合的多尺度效应,是灾变破坏研究的一个关键性难题.

至于如何从分子和原子的微观表象出发,研究细观单元的行为,并进一步阐明宏观系统的损伤和灾变问题,以及构建连接宏观-细观-微观尺度的

统一理论和方法,则可能是一种更难应对的挑战,也许出路在于寻找某种新的理论范式.

### 参考文献

- [ 1 ] 夏蒙芬,韩闻生,柯孚久等.力学进展,1995,25:1;25:145[ Xia M F, Han W S, Ke F J *et al.* *Advances in Mechanics*, 1995, 25: 1; 25: 145 (in Chinese) ]
- [ 2 ] Bai Y L, Wang H Y, Xia M F *et al.* *Applied Mechanics Review*, 2005, 58: 372
- [ 3 ] Bai Y L, Hao S W, Lu M F *et al.* *Int. J. Terraspace Science and Engineering*, 2009, 1: 41
- [ 4 ] Xu X H, Ma S P, Xia M F *et al.* *Theoretical and Applied Fracture Mechanics*, 2004, 42: 131
- [ 5 ] Hao S W, Wang H Y, Xia M F *et al.* *Theoretical and Applied Fracture Mechanics*, 2007, 48: 41
- [ 6 ] Xu X H, Xia M F, Ke F J *et al.* *Pure and Applied Geophysics*, 2006, 163: 1751
- [ 7 ] Xia M F, Song Z Q, Xu J B *et al.* *Commun. Theor. Phys.*, 1996, 25: 49
- [ 8 ] Xia M F, Ke F J, Bai J *et al.* *Physics Letters A*, 1997, 236: 60
- [ 9 ] Hao S W, Xia M F, Ke F J *et al.* *Int. J. Damage Mechanics*, 2010, 19: 787
- [ 10 ] Xia M F, Wei Y J, Ke F J *et al.* *Pure and Applied Geophysics*, 2002, 159: 2491
- [ 11 ] Rong F, Wang H Y, Xia M F *et al.* *Pure and Applied Geophysics*, 2006, 163: 1847

• 读者和编者 •

## 轻松阅读 享受物理 ——欢迎订阅 2011 年《物理》杂志

《物理》是中国物理学会、中国科学院物理研究所主办出版的学术期刊,1972 年创刊,致力于传播当代物理学及其交叉学科的前沿新进展,促进物理学与相关学科的相互交叉和渗透,沟通科研与产业,推动中国物理学的发展.《物理》拥有众多来自科研和教学一线的优秀作者,集科学性、前沿性和可读性为一体,特色鲜明,让读者轻松掌握当前物理学各领域的最新动态,读者遍及国内各相关院所、高等学校和企业界.

《物理》每月 12 日出版发行,各地邮局均可订阅(邮发代号:2-805),邮局定价为 240 元/年.2011 年度的期刊订阅正在进行,为感谢广大读者长期以来对《物理》杂志的关爱和支持,向编辑部直接订阅《物理》杂志可享受优惠订阅价 180 元/年.

订阅方式:

一、邮局订阅 240 元/年 邮发代号: 2-805

二、编辑部直接订阅优惠价 180 元/年

(1) 邮局汇款: 100190, 北京 603 信箱《物理》编辑部收

(2) 银行转帐: 户名: 中国科学院物理研究所

帐号: 250101040005699

开户行: 农行北京科院南路支行

汇款时请注明“《物理》(D07-3A)”

欲了解更多详情可以登录 [www.wuli.ac.cn](http://www.wuli.ac.cn) 查询,也可来电来信咨询.

咨询电话: (010) 82649266; 82649029

Email: [physics@iphy.ac.cn](mailto:physics@iphy.ac.cn)