

岩石声发射 Kaiser 效应的理论和实验研究^①

陈忠辉 唐春安 徐小荷

(东北大学采矿系, 沈阳 110006)

李春林

(吕利欧大学, 瑞典)

摘 要 利用统计损伤模型研究了岩石声发射的 Kaiser 效应机制, 建立了声发射数和岩石微元强度统计分布之间的定量关系。根据微观统计损伤理论, 利用简单的力学模型推导出单轴应力状态下的 Kaiser 效应表达式, 理论和实验结果较吻合, 为岩石声发射规律的理论研究提供了一条新途径。

关键词 声发射 Kaiser 效应 岩石破裂

尽管 Kaiser 效应是在金属材料实验中首次被发现的, 但有关 Kaiser 效应的声发射技术目前已广泛应用于地质材料应力状态历史的测试。许多学者在实验室里用循环加载实验模拟了一些自然现象。Li 和 Nordlund 对 Kaiser 效应进行过较完整的实验研究^[1]。目前, Kaiser 效应主要应用于探测原岩应力、岩石损伤的估计以及地震前微震行为的研究^[2-3]。然而大多数研究者只局限于实验的定性分析。正如 Holcomb 所指出的: “特别在岩石类材料中, 对于 Kaiser 效应的理论研究几乎没什么进展^[4]”。本文利用唐春安等^[5]提出的岩石声发射和损伤之间的关系(即假定岩石的损伤参量与岩石的声发射具有一致性)建立一个 Kaiser 效应理论模型, 并通过实验加以验证, 为岩石声发射规律的理论研究提供一条新途径。

1 损伤参量 D 和声发射数 N 之间的理论关系

一般声发射可定义为材料在形变过程中由于微破裂使聚集的能量突然释放而产生的一种弹性波。显然那些微破裂是材料内部微损伤的结果。所谓的声发射其实就是由于微损伤释放能量而产生向周围介质辐射的弹性波。因此,

可以肯定在声发射和岩石损伤之间存在着必然联系, 换句话说, 声发射活动代表着岩石微损伤程度^[6]。

若把岩石试样某一横截面划分成许多包含不同程度缺陷的微元, 这些微元可能具有不同的强度。根据岩石的特性和统计学原理, 可以假定这些微元强度符合某种统计分布。当对岩石试样进行加载时, 应变 ε (假定应变均匀分布) 逐渐增加, 当应变超过其中一些微元的强度时(即 $\varepsilon \geq \varepsilon_s$), 这些超过强度的微元就相继破裂。这样岩石试样横截面的损伤面积为

$$S = S_m \int_0^{\varepsilon} \varphi(x) \cdot dx \quad (1)$$

式中 S_m 为材料无损伤时的横截面面积; $\varphi(x)$ 为微元强度的统计分布; 从而可得损伤参量 D 的表达式:

$$D = S/S_m = \int_0^{\varepsilon} \varphi(x) \cdot dx \quad (2)$$

假定损伤微元单位面积产生的声发射数为 n , 那么损伤面积 S 将产生的声发射数 N 由下列表达式给出:

$$\Delta N = n \cdot \Delta S = N_m \cdot \frac{\Delta S}{S_m} \quad (3)$$

式中 N_m 为 S_m 完全损伤时的累积声发射数。

当试样产生一个应变增量时, 损伤面积的增量将是

① 国家自然科学基金资助项目 收稿日期: 1995-11-10; 修回日期: 1996-09-27 陈忠辉, 男, 32岁, 博士

$$\Delta S = S_m \cdot \Phi(\varepsilon) \cdot \Delta \varepsilon \quad (4)$$

当压缩试样产生的应变增加到 ε 时, 累积声发射数为

$$N/N_m = \int_0^\varepsilon \Phi(x) dx \quad (5)$$

联合以上几式可得到损伤参量和声发射数 N 之间的重要关系式:

$$D = N/N_m \quad (6)$$

即岩石的损伤参量与岩石的声发射具有一致性。因此可以用岩石声发射数替代微元强度分布 $\Phi(\varepsilon)$, 而用声发射的产生作为岩石进一步损伤的标志。根据连续损伤力学, 单轴应力状态下岩石的本构关系可表示为

$$\sigma = E\varepsilon(1 - D) \quad (7)$$

将式(2)代入上式, 单轴应力状态下岩石的本构关系可变为

$$\sigma = E\varepsilon(1 - D) = E\varepsilon[1 - \int_0^\varepsilon \Phi(x) dx] \quad (8)$$

从式(5)可知: 如果微元强度的统计分布密度 $\Phi(\varepsilon)$ 已知, 那么直接可求得累积声发射数 $N(\varepsilon)$ 。根据岩石的性能, 可采用不同的统计分布密度函数, 本文假定岩石微元强度服从最常见的 Weibull 统计分布, 则有

$$\Phi(\varepsilon) = \frac{m}{\varepsilon_0} \left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}\right)^{m-1} \exp\left[-\left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}\right)^m\right], \quad \varepsilon \geq \varepsilon_0 \quad (9)$$

式中 m 和 ε_0 分别是 Weibull 分布的形态和微元平均强度参数。考虑到微元强度分布的随机性, 式(9)应乘一个 $[0, 1]$ 之间变化的随机数, 其值可由计算机赋予, 那么式(9)就变为

$$\Phi(\varepsilon) = RND(\varepsilon) \cdot \frac{m}{\varepsilon_0} \left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}\right)^{m-1} \cdot \exp\left[-\left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}\right)^m\right], \quad \varepsilon \geq \varepsilon_0 \quad (10)$$

$RND(\varepsilon)$ 为随 ε 变化的一个随机数。因此在式(8)~(10)基础上利用计算机可绘出岩石试样破裂过程的应力-应变曲线和声发射-应变图。图1就是岩石试样应力-应变曲线和声发射数-应变理论图。岩石应力-应变曲线表现出的非线性是由微损伤造成的, 图2给出了花岗岩试样的一个实验结果, 从图中看出理论和实验结果吻合得较好, 同时也显示出在加载过程

中, 岩石的应力-应变特征和声发射数有很强的相关作用, 其声发射活动特性和岩石的非弹性应变可用来间接测量脆性岩石的累积损伤。

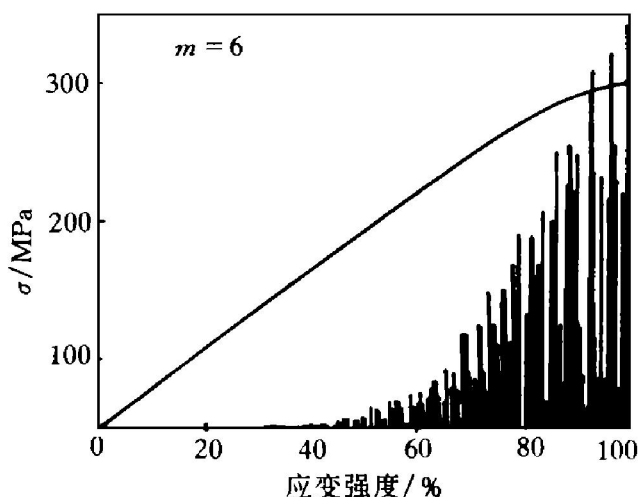


图1 岩石应力-应变与声发射数的理论曲线

最大应变为 3.82×10^{-3}

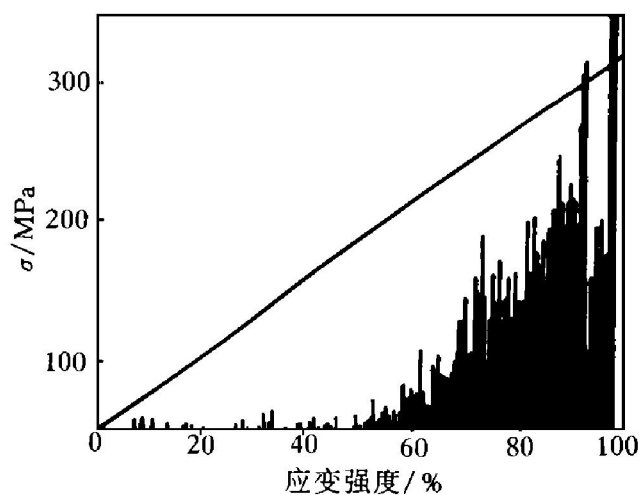


图2 花岗岩应力-应变曲线与声发射实验结果

最大应变为 3.82×10^{-3}

2 岩石的 Kaiser 效应

从以上微元强度分布的密度函数定义可知: 岩石变形过程中的损伤是不可逆的, 变形增加伴随着微元的破裂。显然即使变形复原或完全卸载, 那些已破裂微元的强度是不可恢复的。正如 Lockner 所指出的: 如果应力导致岩石损伤是不可逆的, 那么只有当应力超过其以前承受的最大应力状态时, 新的损伤才有可能

产生。这就是 Kaiser 效应的本质所在。由此, Holcomb 和 Costin 利用声发射探测了岩石的应力空间以确定损伤面的形状和大小。因此, 如果载荷不超过先前的应力水平, 微元损伤面积的增量将为零, 或 $\Delta D = 0$, 亦即既没有损伤也没有声发射; 相反当所加的应变超过先前所承受的应变水平时, 就会出现新的损伤, 声发射又将产生。因此所加应变产生的累积声发射数如下:

$$\frac{N_2}{N_m} = \begin{cases} 0 & \varepsilon \leq \varepsilon_d \\ \int_{\varepsilon_d}^{\varepsilon} \varphi(x) dx & \varepsilon > \varepsilon_d \end{cases} \quad (11)$$

式中 下标 1, 2, m 表示加载循环数; ε_d 代表先前加载的应力水平。对于第 i 次的加载情形, 有如下声发射数表达式:

$$\frac{N_i}{N_m} = \begin{cases} 0 & \varepsilon \leq \varepsilon_{i-1} \\ \int_{\varepsilon_{i-1}}^{\varepsilon} \varphi(x) dx & \varepsilon > \varepsilon_{i-1} \end{cases} \quad (12)$$

式中 $i = 1, 2, 3 \dots$; ε_{i-1} 代表第 $i-1$ 次加载的应力水平。上式是对于岩石破裂在统计意义上的 Kaiser 效应的一般表达式。

当微元强度分布 $\varphi(\varepsilon)$ 采用 Weibull 分布及均质度参数 $m = 2$ 时, 可以用计算机绘出声发射 Kaiser 效应的理论图形如图 3。

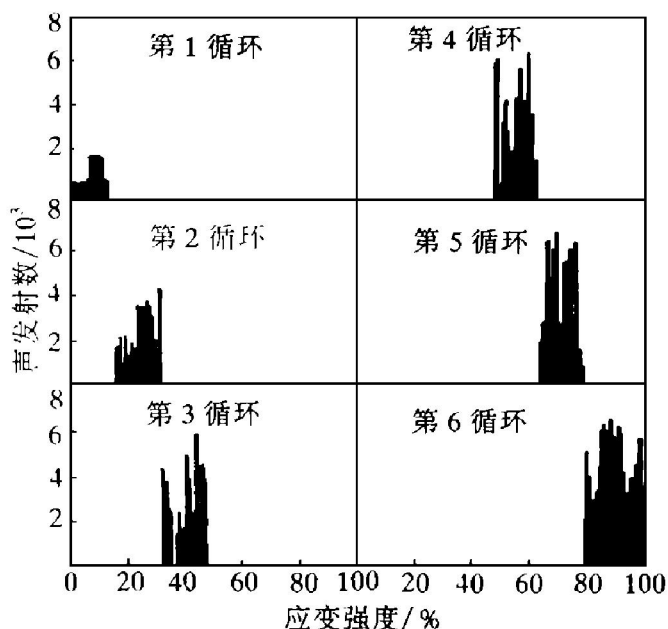


图3 循环加载条件下岩石声发射数的理论曲线($m = 2$)

从图 3 可见, 在第 1 次加载过程中由于微元损伤, 便产生声发射, 当卸载时没有声发射产生。再次加载时, 当没有达到其先前承受的最大应力水平前没有产生微损伤, 也没有声发射。而应力进一步增加时, 声发射就又产生了。从理论图上可以看出理论结果较好地反映了声发射 Kaiser 效应的规律。

图 4 是花岗岩试样循环加载后的声发射测试结果。在试样完全破裂前共进行了 8 次加卸载。在第 1 次加载循环初期, 就有大量声发射产生, 在第 2 个加载循环过程中, 直到荷载达到首次加载循环中最大应力水平时, 才有声发射产生, 以下的循环都有类似现象。

比较图 3 和图 4, 可以看出: 除第 1 加载循环初期外, 理论和实验结果吻合得较好。

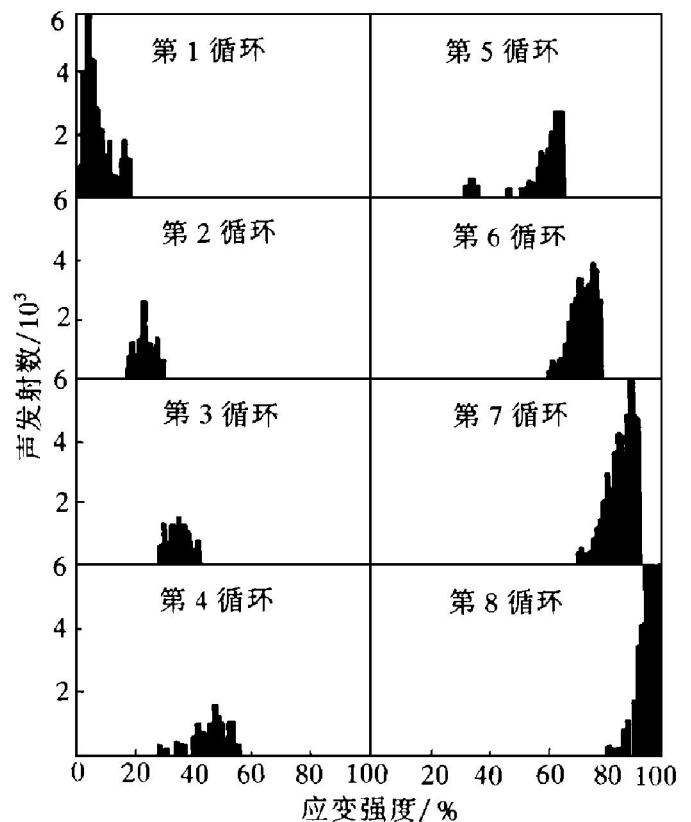


图4 花岗岩试样在循环加载条件下声发射的实验结果

在循环加载条件下, 声发射数也可以用累积形式表达, 作为比较, 图 3 和图 4 中的声发射模拟和实验结果也可以分别用图 5 和图 6 的累积形式表达。

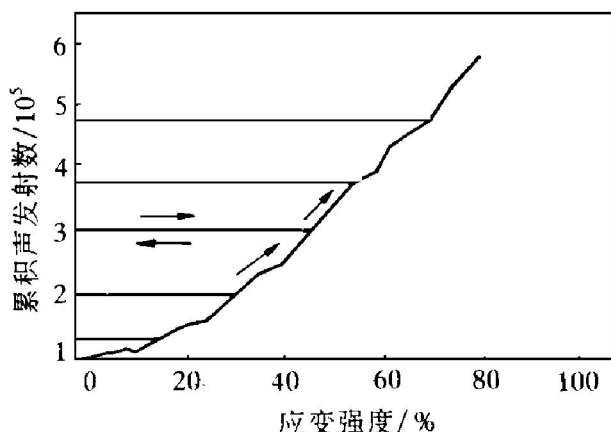


图5 累积声发射数与应变的理论曲线

单轴压缩强度 = 236 MPa

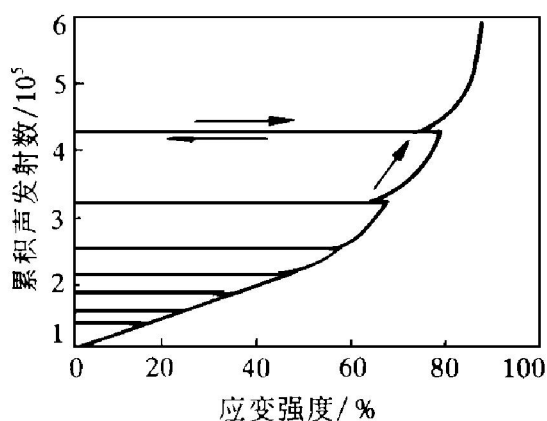


图6 花岗岩试样累积声发射数的实验结果

单轴压缩强度 = 236 MPa

3 结论

尽管近几年在地震观察和实验模型的 Kaiser 效应研究中已经取得了一定的进展, 但很少涉及到结果的定量分析。本文用岩石连续损伤力学观点对 Kaiser 效应进行了定量分析, 推出了单轴压缩状态下 Kaiser 效应的声发射表达式, 并用实验进行了验证, 声发射模拟结果和实验数据非常吻合。

参考文献

- 1 Li Chunlin, Norlund E. Int J Rock Mech Min Sci Geomech Abstr, 1993b, 30(7): 943- 946.
- 2 Holcomb D J, Costin L S. J Appl Mech, 1986, 208: 356- 544.
- 3 Li Chunlin, Norlund E. Int J Rock Mech Min Sci & Geomech Abstr, 1993b, 30(7): 943- 946.
- 4 Holcomb D J. Int J Rock Mech Sci Geomech Abstr, 1993, 30(7): 929- 935.
- 5 唐春安, 徐小荷. 地震研究, 1990, (13): 203- 213.
- 6 Lockner D. Int J Rock Mech Min Geomech Abstr, 1993, 30(7): 883- 899.

THEORETICAL AND EXPERIMENTAL STUDIES FOR KAISER EFFECT IN ROCK

Chen Zhonghui, Tang Chun'an, Xu Xiaohu

Department of Mining Engineering, Northeastern University, Shenyang 110006

Li Chunlin

Luleå University of Technology, S- 971 87 Luleå Sweden

ABSTRACT The mechanism of Kaiser effect was studied with the aid of a damage model for rock. Recognizing that the acoustic emission(AE) counts are transitional elastic waves due to local damage of the rock, the quantitative relation between AE counts and the statistical distribution of the local strength of the rock has been established. According to damage theory, an expression for Kaiser effect under uniaxial stress state was derived from the model. This is found to be in agreement with the experimental results.

Key words acoustic emission Kaiser effect uniaxial compression

(编辑 何学锋)