

圆形硐室岩爆机制及其突变理论分析^{*}

潘岳, 张勇, 于广明

(青岛理工大学 土木工程学院, 青岛 266520)

(谢和平推荐)

摘要: 硐室岩爆机制是围岩中处于极限状态的塑性变形集中区承载能力下降时, 其中完好岩体部分以弹性方式卸载, 当后者释放的弹性能超过前者形变耗散的能量时便发生岩爆。以岩体等效应变为状态变量, 建立了硐室岩爆的突变模型, 给出岩爆释放地震能计算式。分析表明: 岩爆发生条件与岩体的升降模量比及岩体裂隙发育程度有关; 对于特定冲击倾向的岩体, 存在相应的临界软化区深度, 当满足岩爆发生条件, 且软化区深度达到临界深度时会发生岩爆。

关键词: 圆形硐室; 塑性变形局部化; 岩爆; 折迭突变模型; 临界软化区深度

中图分类号: TD324.1 **文献标识码:** A

引 言

硐室岩爆是发生在巷、隧道和水工硐室中的岩爆。水电工程硐室中较多发生的是表面岩石嘭啪飞出、抛射的弱岩爆, 深部巷、隧道在高地应力作用下围岩软化区深度较大情况下, 可能会发生第 5 节述及的围岩结构失稳、雪崩式硐室岩爆。圆形硐室因具有典型性而得到广泛研究, Cook 等人^[1]最先对圆形硐室岩爆进行过分析, 他认为当围岩刚度小于硐室周边岩体应力-应变曲线软化段斜率的绝对值时, 硐室发生岩爆。Cook 是仿照岩样在压机上压缩脆坏爆裂模式来构造其硐室岩爆思路的。岩样在软化破坏过程中, 压机的荷载值在减小(卸载), 故在此阶段压机是弹性能释放主体。当压机释放的弹性能超过岩样软化阶段形变所耗散的能量时, 超过的能量部分转变成动能, 促成岩样脆坏爆裂。但是硐室围岩向空区收敛时, 弹性区岩体也发生径向位移, 同时还受到环向压缩, 即其弹性应变能增大, 处在加载状态。故在于硐室岩爆问题中, 围岩中弹性区不是导致围岩软化区以岩爆形式破坏的弹性能释放主体。本文以下通过由能量守恒原理得到的功、能增量平衡关系途径^[2~5], 直接建立突变模型的平衡方程, 来对硐室岩爆的发生规律进行分析。

1 硐室弹塑性区的应力、应变和位移

硐室岩体单轴压缩时的应力-应变关系为

* 收稿日期: 2004_10_20; 修订日期: 2006_01_03

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(50274044); 山东省教委重点资助项目(G04D15); 山东省自然科学基金资助项目(Y2002_A03)

作者简介: 潘岳(1947—), 男, 江苏金坛人, 教授(联系人, Tel: + 86_532_86879624; E_mail: panyue2005@eyou.com)。

$$\sigma = E\varepsilon, \quad \text{当 } \varepsilon < \left(\frac{1}{m}\right)^{1/m} \varepsilon_0 = \varepsilon \text{ 时}, \quad (1)$$

$$\sigma = E_0 \varepsilon \cdot \exp\left[-\left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}\right)^m\right], \quad \text{当 } \varepsilon \geq \left(\frac{1}{m}\right)^{1/m} \varepsilon_0 = \varepsilon \text{ 时}, \quad (2)$$

式中 ε_c 为岩体峰值强度时的应变, 由式(2)知 $m = 1$ 时 $\varepsilon = \varepsilon_0$ 硇室无限长, 平面应变问题, $\varepsilon = 0$ 在硇室岩体软化区体积应变为 0, 即 $\varepsilon_v = 0$ 的条件下, 受均匀围压作用的硇室软化区的等效应力、等效应变、应变、位移和等效应力_等效应变关系^[5]分别为

$$\sigma_i = \frac{\sqrt{3}}{2}(\sigma_0 - \sigma_r), \quad (3)$$

$$\varepsilon = \varepsilon_c \frac{R^2}{r^2} = \frac{2}{\sqrt{3}} \frac{au_a}{r^2}, \quad (4)$$

$$\varepsilon_\theta = \frac{\sqrt{3}}{2} \varepsilon_c \frac{R^2}{r^2} = \frac{au_a}{r^2}, \quad \varepsilon_r = -\frac{\sqrt{3}}{2} \varepsilon_c \frac{R^2}{r^2} = -\frac{au_a}{r^2}, \quad (5)$$

$$u(r) = \frac{\sqrt{3}}{2} \varepsilon_c \frac{R^2}{r} = \frac{au_a}{r}, \quad (6)$$

$$\sigma_i = E_0 \varepsilon_i \exp\left[-\left(\frac{\varepsilon_i}{\varepsilon_0}\right)^m\right], \quad (7)$$

式中 r 为矢径, a 为硇室半径, R 为软化区半径, u_a 为硇室径向位移。从式(4)~(6)看到, 岩体径向位移 u_a 、 $u(r)$ 增大, 岩体在 r 处的应变 $\varepsilon_i(r)$ 、 $\varepsilon_\theta(r)$ 及软化区半径 R 也增大, 因此也可用 r 处的等效应变 $\varepsilon(r)$ 及软化区半径 R 的增大来表示 u_a 、 $u(r)$ 的增大。

2 硇室岩爆机制及其分析模型

硇室岩爆及在对其模拟试验中, 在硇室荷载的作用下, 岩爆前兆阶段硇室岩体会自组织地形成以断续的裂纹为界的圆环形岩层^[6], 内层岩环与围岩间的裂纹发育程度较差。外层岩环与围岩的联系已大为减弱, 以下仅以图 1 软化区中率先破坏的硇室半径 a 到 b ($b > a$) 的岩环为对象来进行研究。

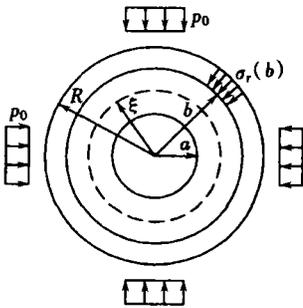


图 1 圆形硇室岩爆的分析模型

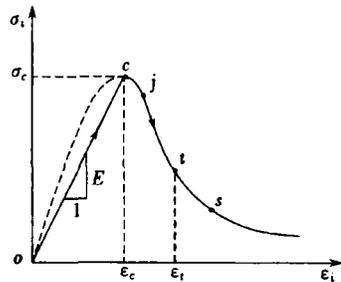


图 2 岩体等效应力_等效应变曲线

岩爆前兆阶段硇壁有准静态位移增量 du_a (> 0), 由式(6), $r = b$ 处位移增量 $du(b) = a du_a / b$, 环内岩体有应变增量 $d\varepsilon_\theta$ 和 $d\varepsilon_r$, 相应岩环的能量变化为 dU , 环表面力 $\sigma_r(b)$ 所做的功增量为 dW 。由于是处于准静态, 不计动能影响, 由能量守恒原理, 可得单位厚度岩环的功、能增量平衡关系

$$dU - dW = 0 \quad (8)$$

由式(3)~(5)可得其中的

$$dU = \int_0^{2\pi} \int_a^b (\alpha_\theta d\theta + \alpha_r d\xi) r d\theta dr = 2\pi \int_a^b \alpha_i(r) d\xi(r) r dr,$$

$\alpha_i(r)$ 、 $d\xi(r)$ 都是 r 的连续函数, 由积分中值定理, 存在 $\xi \in [a, b]$, 使得

$$dU = 2\pi\xi \alpha_i(\xi) d\xi(\xi) (b - a). \tag{9}$$

式(9)表明厚 $(b - a)$ 的岩环内的能量变化 dU 可以简捷地以 $r = \xi$ 处的等效力 $\alpha_i(\xi)$ 和等效应变增量 $d\xi(\xi)$ 来表示。据式(7) 绘出 α_i - ξ 曲线软化段如图 2。以下不作特别声明, 将始终用 $\alpha_i(\xi)$ 和 $\xi(\xi)$ 来对图 1 中岩环破裂进行讨论。

近年来根据试验和理论研究发展起来的塑性变形局部化理论^[7]指出, 塑性变形或破坏发生通常集中在岩体的某些部分。当处于极限状态的这些部分承载力下降时, 岩体中完好部分以弹性方式卸载。图 2 或式(7) 是不考虑塑性变形局部化效应时的整体意义下的 α_i - ξ 曲线。为了对岩环由于塑性变形局部化而发生岩爆的机制和过程进行分析, 可参照式(7) 构造另一个 $n < m$ 的软化段更为平缓的曲线表达式(图 3)

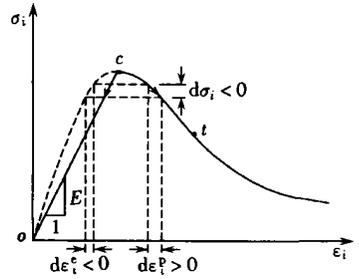


图 3 塑性变形集中区等效应力-等效应变曲线

$$\alpha_i = E_{on}\xi \exp\left[-\left(\frac{\xi}{\xi_{on}}\right)^n\right]. \tag{10}$$

图 3 中以 c 点处峰值强度为界, 当岩体塑性变形集中部分沿曲线软化段下降时, 岩体其余部分沿斜率为 E 的 co 的直线卸载。在应力增量 $d\sigma_i < 0$ 时, 前者的应变增量为 $d\varepsilon_i^e (> 0)$, 而后的应变增量为 $d\varepsilon_i^p (< 0)$ 。在此过程中 $d\sigma_i < 0$ 相同, 但各自的应变却截然相反。

岩体的塑性变形影响区在裂纹的小邻域 w 内, 岩爆前兆阶段岩环中已有很多相互间隔的径向和斜向裂纹。将岩环中塑性变形影响区长度统计起来, 记为 $l(\xi)$ 。其余完好部分的统计长度记为 $L(\xi)$, $L(\xi) = 2\pi\xi - l(\xi)$ 。这样就把式(9) 中的 dU 分成 dU^e 和 dU^p 两部分, 其中

$$dU^e = \alpha_i d\varepsilon_i^e L(\xi) (b - a) \times 1 = N_i dv_i^e < 0, \tag{11}$$

$$dU^p = \alpha_i d\varepsilon_i^p l(\xi) (b - a) \times 1 = F_i dv_i^p > 0, \tag{12}$$

式中

$$N_i = F_i = \alpha_i (b - a) \times 1 = \alpha_i A, \tag{13}$$

$$dv_i^e(\xi) = L(\xi) d\varepsilon_i^e, \quad dv_i^p(\xi) = l(\xi) d\varepsilon_i^p. \tag{14}$$

由于岩环中完好部分处于弹性阶段, 故

$$dv_i^e(\xi) = dN_i/k = dF_i/k, \quad k = EA/L, \tag{15}$$

其中 k 为完好部分的刚度。确定 $d\varepsilon_i^e$ 的原则是由 $d\varepsilon_i^e(\xi)$ 、 $d\varepsilon_i^p(\xi)$ 引起的岩环形变满足变形协调条件

$$L(\xi) d\varepsilon_i^e(\xi) + l(\xi) d\varepsilon_i^p(\xi) = 2\pi\xi d\varepsilon_i(\xi). \tag{16}$$

由于式中 $d\varepsilon_i^e = d(\sigma_i/E) < 0$, 且 $l(\xi) < 2\pi\xi$ 故有 $d\varepsilon_i^p(\xi) > d\varepsilon_i(\xi)$, 即 $\alpha_i(\xi)$ 有变化时, 要使

$$d\varepsilon_i^p(\xi) = \eta d\varepsilon_i(\xi), \quad \eta > 1. \tag{17}$$

为此, 令式(10) 中的 n 、 E_{on} 与式(7) 中的 m 、 E_0 满足

$$n < m, \quad n = m^{n/m}, \quad E_{on} = E_0 e^{(m-n)/(mn)}. \tag{18}$$

上式中第 2、3 式保证式(10) 与式(7) 有相同的 σ_c 和 ε_c , 即弹性性质相同; 第 1 式中, n 越小, 图 3

曲线软化段越平缓, 这可使式(17)中的 η 值越大。 η 与岩体性质有关, 是塑性变形局部化理论中进一步研究的内容。 在图2、图3曲线上不同的对应点处比值 $d\varepsilon_i^p/d\varepsilon_i$ 会有所不同, 在 η 上方加一横线已表示考虑其平均效应。 这样通过式(16)~(18), 已将平均意义下的塑性应变增量 $d\varepsilon_i$ 与按实际情况考虑塑性变形局部化时的应变增量 $d\varepsilon_i^p$ 联系起来。 功、能增量平衡关系式(9)相应可写为

$$dU^e + dU^p - dW = 0 \quad (19)$$

式(19)的物理意义是: 当岩环向空区有准静态位移时环向受到压缩, 岩环内塑性变形集中部分以其裂纹扩展、连通要耗散能量 $dU^p (> 0)$, 而岩环内完好部分由于卸载要释放弹性能 $dU^e (< 0)$, 当 $-dU^e < dU^p$ 时, 尚须岩环 $r = b$ 面上的径向分布力 $\sigma_r(b)$ 做功来补充能量 $dW (> 0)$, 才能使岩环产生径向位移, 由于是准静态, 不计动能影响, 由能量守恒原理, 三者满足功、能增量平衡关系。

3 硐室岩爆的折迭突变模型

由式(15)、(13), $dv_i^e(\xi) = dF_i/k$, 再将式(11)、(12)代入式(19), 可得图1中岩环作准静态位移、变形时平衡方程

$$\frac{F_i}{k} \frac{dF_i}{dv_i^p} + F_i - J = 0 \quad (20)$$

由式(14)、(17)知上式中

$$J = \frac{dW}{dv_i^p} = \frac{dW}{l(\xi)\eta d\varepsilon_i} \quad (21)$$

式中 l 为岩环塑性变形影响区统计长度, 形变增量为

$$dv_i^p = l(\xi) d\varepsilon_i^p = l(\xi) \eta d\varepsilon_i \quad (22)$$

相应硐壁有位移增量 du_a 或塑性区半径增量为 dR 时所需外界输入的能量, J 称之为能量输入率。 从式(8)、(19)、(20)的推导过程知, 当式(20)中 $J > 0$ 时, 岩环作准静态位移、变形; 若式(20)中 $J = 0$, 则表明无需系统外力即 $r = b$ 面上的分布力 $\sigma_r(b)$ 做功, 仅凭岩环内部的能量转移, v_i^p 、 R 和 u_a 便可自动增大, 这表明岩环系统处于临界状态, 故可用

$$J = 0 \quad (23)$$

来作为判定系统失去准静态或岩环失稳破裂的临界条件。

由式(7)可得, 图2中曲线软化段拐点 t 处应变 ε 与峰值 c 处应变 ε_c 及 ε_0 的关系为

$$\varepsilon = (1 + m)^{1/m} \cdot \varepsilon_c, \quad \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} = \left[\frac{1 + m}{m} \right]^{1/m} \quad (24)$$

由式(7)、(13)可得:

$$F_i(\varepsilon) = E_o A \varepsilon \exp \left[- \left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} \right)^m \left(\frac{\varepsilon_c}{\varepsilon} \right)^m \right] = E_o A \varepsilon \exp \left[- \frac{1 + m}{m} \left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} \right)^m \right] \quad (25)$$

从式(24)看到: m 越大, 比值 $\varepsilon/\varepsilon_c$ 越小, 也即软段曲线越陡。 将式(24)代入式(20), 再利用式(22)并加以整理后, 可得整个式(20)在 ε 处的 Taylor 展开式为

$$\frac{(1 + m)^2 F_i(\varepsilon)}{2K} \left[- \frac{2(1 + K)}{(1 + m)^2} + \frac{2m(1 + K)}{(1 + m)^2} \left(\frac{\varepsilon_i - \varepsilon}{\varepsilon} \right) + \left(\frac{\varepsilon_i - \varepsilon}{\varepsilon} \right)^2 \right] + O \left[\left(\frac{\varepsilon_i - \varepsilon}{\varepsilon} \right)^3 \right] - J = 0, \quad (26)$$

式中已记

$$K = \frac{k}{-F_i(v_u^p)} = \frac{k}{-F_i(\xi)/l\Omega} = \frac{k l \Omega}{A \lambda} = \frac{E}{\lambda} \frac{l}{L} \Omega, \quad (27)$$

$$\lambda = E_0 m \exp[-(1+m)/m], \quad (28)$$

K 为岩环中完好部分的刚度 $k = EA/L$ 与塑性变形集中部分荷载形变曲线 $F_i v_u^p$ 拐点 $v_u^p = l\Omega\xi$ 处斜率的绝对值之比; λ 为图 2 中 $\alpha_i \xi$ 曲线软化段拐点 t 处斜率的绝对值, 称之为降模量。以下讨论 K 在 1 附近取值的情况, 这时 $(\xi - \xi_i)$ 的 2 次项是式(26) 中系数不为 0 的最高项次。据确定性原则^[8], 在突变理论中式(26) 对应的是折迭突变模型的平衡方程, 故可去掉 $(\xi - \xi_i)$ 的 3 次以上项来用其讨论岩环的稳定性。式(26) 可写成

$$\left[\frac{\xi - \xi_i}{\xi} + \frac{m}{(1+m)^2} (1-K) \right]^2 - \frac{m^2}{(1+m)^4} (1-K)^2 - \frac{2(1+K)}{(1+m)^2} - \frac{2KJ}{(1+m)^2 F_i(\xi)} = 0 \quad (29)$$

作变量代换:

$$\begin{cases} x = \frac{\xi(\xi) - \xi_i}{\xi} + \frac{m}{(1+m)^2} (1-K), \\ \beta = -\frac{m^2}{(1+m)^4} (1-K)^2 - \frac{2(1+K)}{(1+m)^2} - \frac{2KJ}{(1+m)^2 F_i(\xi)}, \end{cases} \quad (30)$$

可将式(29) 写成

$$x^2 + \beta = 0, \quad (31)$$

式中 x 是状态变量, β 是控制变量, $\beta > 0$ 时系统为空状态, $\beta \leq 0$ 时式(31) 的图形为一抛物线。 $\beta = 0$ (或 $K-1$ 轴) 将抛物线分成上、下两枝, 如图 4 所示。令式(30) 中 $x = 0$, 再对照式(30)、(24) 知

$$\begin{aligned} \xi_i(\xi) &= \left[1 - \frac{m}{(1+m)^2} (1-K) \right] \xi = \\ &= \left[1 - \frac{m}{(1+m)^2} (1-K) \right] (1+m)^{1/m} \xi_c \end{aligned} \quad (32)$$

时的等效应变对应着图 4 上(包括抛物线原点在内的) $K-1$

轴上的点。式(20)、(21) 中的 J 是个变量。当岩环作准静态位移、变形时, $J > 0$, 故式(29) 可写成两个式子:

$$\begin{aligned} \frac{\xi_i - \xi}{\xi} + \frac{m}{(1+m)^2} (1-K) &= x_1 = \\ &= \frac{-1}{1+m} \sqrt{\frac{m^2}{(1+m)^2} (1-K)^2 + 2(1-K) + \frac{2KJ}{F_i(\xi)}}, \end{aligned} \quad (33)$$

$$\begin{aligned} \frac{\xi_i - \xi}{\xi} + \frac{m}{(1+m)^2} (1-K) &= x_2 = \\ &= \frac{1}{1+m} \sqrt{\frac{m^2}{(1+m)^2} (1-K)^2 + 2(1-K) + \frac{2KJ}{F_i(\xi)}}. \end{aligned} \quad (34)$$

式(33)、(34) 是岩环准静态变形路径的两个分枝, 它们分别对应图 3 $\alpha_i \xi$ 曲线拐点 t 以上和以下的某个区段。硐室破坏问题中, 岩环的平衡位置最终是要到达分枝 2 的。图 4 中对于不为 0 的 β 值, 系统有两个平衡位置与之对应, 当 K 值给定, 而 J 变化时, 平衡位置由分枝 1 经过原

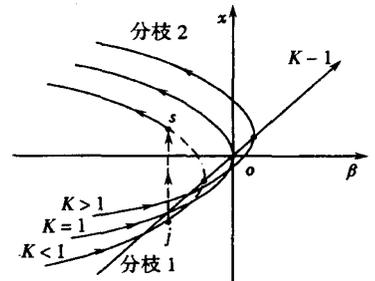


图 4 折迭突变模型的平衡曲面

点或 $K-1$ 轴过渡到分枝 2, 岩环将以渐进形式破坏; 否则, 平衡位置将在分枝 1 上以跳跃形式到达分枝 2, 岩环将以岩爆形式破坏。

4 折迭突变模型对硐室岩爆的描述

由图 1 知岩环径向位移时式(8)或式(19)中的 dW 可写为

$$dW = 2\pi b \times 1 \times \alpha_r(b) du(b) \quad (35)$$

对于 $\alpha_r(b)$ 和 $\alpha_r(a) = 0$, 在区间 $[a, b]$ 上运用微分中值定理, 再利用轴对称问题平衡方程和式(3)可得

$$\alpha_r(b) - \alpha_r(a) = \left. \frac{d\alpha_r}{dr} \right|_{r=\xi_1} (b-a) = \frac{\alpha_0(\xi_1) - \alpha_r(\xi_1)}{\xi_1} (b-a) = \frac{2}{\sqrt{3}} \frac{\alpha_r(\xi_1)}{\xi_1} (b-a), \quad a < \xi_1 < b.$$

式中 ξ_1 实际上同式(9)中的 ξ , 下文中已令 $\xi_1 = \xi$. 由式(6)、(4)可得

$$du(b) = \frac{\sqrt{3}}{2} \xi \frac{d(R^2)}{b} = \frac{\sqrt{3}}{2} \xi^2 \frac{d\xi(\xi)}{b}.$$

将以上两式代入式(35), 并利用式(16)、(14)可得

$$dW = 2\pi \xi \alpha_r(\xi) A d\xi(\xi) = F_i(\xi) (dv_i^e + dv_i^p) \quad (36)$$

再由式(15)、(14)及(17)可得

$$J = \frac{dW}{dv_i^p} = F_i \left[\frac{dv_i^e}{dv_i^p} + 1 \right] = F_i \left[\frac{1}{k} \frac{dF_i}{dv_i^p} + 1 \right] = \frac{F_i}{k} \left[\frac{dF_i}{d\xi} \frac{1}{l\Omega} + k \right]. \quad (37)$$

对于固定的 K 值, 在图 4 分枝 1 上 ξ 增大时, 由图 2 知式(37)中 $dF_i/d\xi = Ad\alpha_r/d\xi$ 减小, J 也相应减小, 由式(30)、(33)知 β 与 x_1 由负向 0 变化, 即平衡位置 (β, x_1) 沿分枝 1 右行; 在分枝 2 上 ξ 增大时, 由图 2 知式(37)中 $dF_i/d\xi = Ad\alpha_r/d\xi$ 增大, J 也相应增大, 由式(30)、(34)知 β 负向增大而 x_2 正向增大, 即平衡位置 (β, x_2) 沿分枝 2 左行. 下面来看 $k < -F'_i(\xi)/l\Omega$ 即 K 取定某小于 1 的值时, ξ 趋近和离开 $[1 - m(1-K)/(1+m)^2]\xi$, 即平衡位置趋近和离开 $x = 0$ 的 $K-1$ 轴时的情况.

平衡位置 (β, x_1) 沿分枝 1 右行, 可以证明当 $k < -F'_i(\xi)/l\Omega$ 时, 在分枝 1 上存在某点 $x_j (< 0)$ 或小于 $[1 - m(1-K)/(1+m)^2]\xi$ 的某点 ξ_j 处, 有 $-F'_i(\xi_j) < -F' \left\{ [1 - m(1-K)/(1+m)^2]\xi \right\} < -F'(\xi)$, 会使得

$$\frac{F'_i(\xi_j)}{l\Omega} + k = 0, \quad (38)$$

即在 j 点处岩样单轴压缩脆环的 Cook 刚度判据得到满足. 这时式(37)中

$$\frac{dW}{dv_i^p} = 0 \text{ 或 } J = 0, \quad (39)$$

即式(23)得到满足, 系统处于临界状态.

式(6)表明硐壁有位移增量 $du_a (> 0)$ 时, 岩环 $r = b$ 处的位移增量为 $du(b) (> 0)$, 而软化区半径增量 $dR (> 0)$. 岩环平衡位置在准静态平衡路径分枝 1 上移动时, $du(b)$ 与 dR 是同阶量. 将式(35)、(22)代入临界条件式(39)后由式(4)得

$$J = \frac{dW}{dv_i^p} = \frac{2\pi b \alpha_r(b)}{l\Omega} \frac{du(b)}{d\xi} = \frac{2\pi b \alpha_r(b) \xi^2}{l\Omega} \frac{du(b)}{dR^2} = 0,$$

即 $du(b)/dR^2 = 0$ 或 $dR^2/du(b) \rightarrow \infty$ 这表明在 $\varepsilon(\xi)$ 处软化区半径 R 将有一个突然改变量。由于图 4 中除 $K-1$ 轴上的点之外, 对于同一 β 值 x 有两个状态与之对应, 故平衡位置将从分枝 1 上的 x_j 点跳跃到分枝 2 上的 x_s 点, 在 s 处有着式 (38) 形式相同的关系式

$$\frac{F_i(\varepsilon_s)}{l\eta} + k = 0 \quad (40)$$

成立。式 (38) 表明, 对于一定的 $K (< 1)$ 值, 存在一个临界软化区半径 R_j , 当弹性区岩体流变使软化区边界上的分布力 $\sigma_r(R)$ 增大, 而相应软化区半径 R 增大到 R_j 时, a 到 b 范围的岩环发生岩爆。岩爆前后软化区半径的跳跃值由式 (33)、(34), 并通过式 (24)、(4) 可得为

$$R_s^2 - R_j^2 = \frac{2}{1+m} \sqrt{\frac{m^2}{(1+m)^2} (1-K)^2 + 2(1-K)} (1+m)^{1/m} \xi^2; \quad (41)$$

临界软化区半径和岩爆后软化区半径为

$$R_j^2 = \left\{ 1 - \left[\frac{1}{1+m} \sqrt{\frac{m^2}{(1+m)^2} (1-K)^2 + 2(1-K)} + \frac{1}{1+m} (1-K) \right] \right\} (1+m)^{1/m} \xi^2, \quad (42)$$

$$R_s^2 = \left\{ 1 + \left[\frac{1}{1+m} \sqrt{\frac{m^2}{(1+m)^2} (1-K)^2 + 2(1-K)} - \frac{1}{1+m} (1-K) \right] \right\} (1+m)^{1/m} \xi^2. \quad (43)$$

由式 (6) 可得硐壁临界径向位移、岩爆后的径向位移

$$u_{qj} = \frac{\sqrt{3}}{2} \varepsilon_c \frac{R_j^2}{a}, \quad u_{as} = \frac{\sqrt{3}}{2} \varepsilon_c \frac{R_s^2}{a} \quad (44)$$

及岩爆时硐壁位移跳跃幅值

$$\Delta u_a = u_{as} - u_{qj} = \frac{\sqrt{3}}{2} \varepsilon_c \frac{R_s^2 - R_j^2}{a}. \quad (45)$$

对式 (31) 关于 x 积分得岩环失稳突变模型的无量纲总势能函数

$$\Pi_b = \frac{x^3}{3} + \beta x. \quad (46)$$

在图 4 中 j 点与 s 点处的系统总势能分别为

$$\Pi_{bj} = \frac{x_j^3}{3} + \beta_j x_j, \quad \Pi_{bs} = \frac{x_s^3}{3} + \beta_s x_s,$$

其中 $\beta_j = \beta_s$, 令式 (30)、(33)、(34) 中的 $\beta = \beta_j$, $x_1 = x_j$, $x_2 = x_s$ 。由于在 β_j 、 β_s 、 x_j 和 x_s 中均有 $J = 0$, 故可得平衡位置从 j 点跳到 s 点时系统无量纲弹性能释放量

$$\Delta \Pi_b = \Pi_{bj} - \Pi_{bs} = \frac{4}{3(1+m)^3} \left[\frac{m^2}{(1+m)^2} (1-K)^2 + 2(1-K) \right]^{3/2}. \quad (47)$$

利用式 (42) 作出 $m = 1$ 时的无量纲临界软化区深度 R_j/ξ 与 K 值的关系曲线如图 5。从图 5 看到: ① R_j/ξ 总大于 1; ② K 小时, R_j/ξ 也小 (即 R_j 很接近 ξ)。这表明发生岩爆的岩环较薄, 即临界软化区深度 R_j 较小。由于 R 的大小与硐室荷载 p_o 成正比, 所以使硐室发生岩爆的临界荷载 p_{qj} 也小。因此 K 小或坚硬、质量较好的岩体容易发生岩爆; ③ 反之, K 大时, R_j/ξ 也大, 即岩环较厚, 要求导致岩爆的临界荷载 p_{qj} 也大, 因此不容易发生岩爆。这与现场观察和硐室岩爆试验结果一致。

$k \geq F(\varepsilon)/l\eta$ 即 $K \geq 1$ 时岩环以渐进方式破裂 (见图 4), 限于篇幅不多赘述。

5 算 例

通过式(29)、(22)可得硐室岩爆时释放的(量纲化)地震能

$$\Delta \Pi = \frac{(1+m)^2}{2K} F_i(\varepsilon) l \Pi \varepsilon \Delta \Pi \cdot \quad (48)$$

据此,利用式(26)、(24),给出 $m = 1$ 时用 σ_c 和 ε_c 表示的单位长度硐室岩爆时释放的地震能

$$\Delta \Pi = \frac{4}{3e} \frac{\lambda}{E} (b-a) L(\xi) \sigma_c \varepsilon_c \left[\frac{1}{4}(1-K)^2 + 2(1-K) \right]^{3/2} \cdot \quad (49)$$

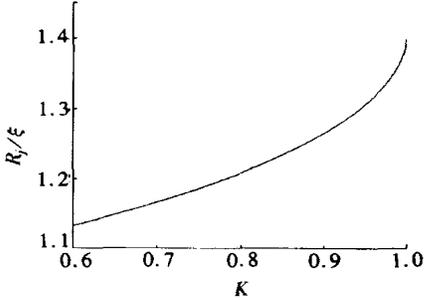


图5 K 值与临界软化区深度 R_j 的关系

失稳破裂的岩环深度 $b \propto R$, 岩环完好部分长度 $L(\xi) \propto R$. 故硐室岩爆时释放的地震能量级除了与 E/λ 、 K 、 $\sigma_c(\varepsilon_c)$ 、 ε_c 有关外, 还与软化区深度 R 有关.
唐山煤矿 3 652 采场一个在煤层中开挖的巷道, 半径 $a = 2.5$ m, 1991 年 6 月 13 日 0 点在约 100 m 长度的巷道上发生岩爆. 岩爆碎煤充塞巷道, 使巷道可视直径仅为 1 m. 地震观察站记录此次岩爆强度相当于里氏 2.4 级地震. 煤的力学参数由试验得到为 $\sigma_c = 15$ MPa, $E = 1.5 \times 10^3$ MPa, $\varepsilon_c = 10^{-2}$, $\lambda = 4.4 \times 10^3$ MPa. 取 $b = 3.3$ m, $\xi = (a+b)/2 = 2.9$ m, $L(\xi) = 15$ m, $K = 0.8$. 由式(49)算得岩爆释放地震能 $\Delta \Pi = 6.8 \times 10^7$ J, 相当于里氏 2 级地震, 与记录结果很接近. 据式(42)~(44)算得临界软化区深度 $R_j = 3.32$ m, 岩爆后软化区深度 $R_s = 4.62$ m, 岩爆发生临界巷壁位移 $u_{ij} = 3.82$ cm, 岩爆巷壁位移突跳值 $\Delta u_a = u_{as} - u_{ij} = 3.6$ cm. 临界状态下在径向位移突跳 3.6 cm 引起的破碎量, 加上巨大地震能的作用, 足以使 $b-a = 0.8$ m 厚的破碎煤环充塞巷道.

6 结 语

均匀围压下圆形硐室岩爆是由于岩环塑性变形局部化效应及岩环内完好部分岩体的弹性能释放所引起. 文中简捷地通过等效应力 σ 和等效应变 ε 关系建立硐室岩爆突变模型的平衡方程和平衡曲面来对问题进行研究. 研究表明: 硐室岩爆发生条件

$$K = \frac{kl \Pi}{-F_i(\varepsilon)} = \frac{E}{\lambda} \frac{l}{L} \Pi < 1$$

与硐室岩体的升降模量比 E/λ 和岩体裂隙发育程度 l/L 的乘积有关, 而硐室岩爆时释放的地震能量级还与软化区深度 R 有关; 存在临界软化区深度 R_j , 当满足岩爆发生条件而硐室荷载增大, 软化区深度达到 R_j 时, 会发生岩爆; 文中给出硐室岩爆释放地震能等计算式, 有关计算结果与岩爆现场记录值接近.

[参 考 文 献]

- [1] Jaeger J C, Cook G W. Fundamentals of Rock Mechanics [M]. London: Chapman and Hall Press, 1979, 466—470.
- [2] 潘岳. 岩石破裂过程的折迭突变模型[J]. 岩土工程学报, 1999, 21(3): 299—303.
- [3] 潘岳. 矿井断层冲击地压的折迭突变模型[J]. 岩石力学与工程学报, 2001, 20(1): 43—48.
- [4] 潘岳, 王志强. 狭窄煤柱岩爆的折迭突变模型[J]. 岩土力学, 2004, 25(1): 23—30.

- [5] 潘岳, 王志强. 应变非线性软化的硐室荷载位移关系研究[J]. 岩土力学, 2004, 25(10): 1515—1521.
- [6] 蒋承林. 煤壁突出孔洞的形成机理研究[J]. 岩石力学与工程学报, 2000, 19(2): 225—228.
- [7] Vardoulakis I. A gradient flow theory of plasticity for granular materials[J]. Acta Mechanica, 1991, 87: 197—217.
- [8] 凌复华. 突变理论——历史、现状和展望[J]. 力学进展, 1984, 14(4): 289—403.

Mechanism and Catastrophe Theory Analysis of Circular Tunnel Rockburst

PAN Yue, ZHANG Yong, YU Guang_ming

(College of Civil Engineering, Qingdao Technological University,
Qingdao 266520, P. R. China)

Abstract: Mechanism of circular tunnel rockburst is that, when the carrying capacity of the centralized zone of plastic deformation in limiting state reduces, the comparatively intact part in rock mass unloads by way of elasticity; rockburst occurs immediately when the elastic energy released by the comparatively intact part exceeds the energy dissipated by plastic deformation. The equivalent strain was taken as a state variable to establish a catastrophe model of tunnel rockburst, and the computation expression of the earthquake energy released by tunnel rockburst was given. The analysis shows that, the conditions of rockburst occurrence are relative to rock's ratio of elastic modulus to descent modulus and crack growth degree of rocks; to rock mass with specific rockburst tendency, there exists a corresponding critical depth of softened zone, and rockburst occurs when the depth of softened zone reaches critical depth of softened zone.

Key words: circular tunnel; plastic deformation localization; rockburst; fold catastrophe model; critical depth of softened zone