

文章编号: 1006-6616 (2006) 02-0252-09

# 高地应力围岩分区碎裂化的时间效应分析和相关参数研究

李英杰, 潘一山, 章梦涛

(辽宁工程技术大学 力学与工程科学系, 辽宁 阜新 123000)

**摘要:** 本文阐述了高地应力围岩分区碎裂化现象的形成需要经过一定的时间, 但这段时间不会很长; 采用蠕变理论对岩石分区碎裂化的时间效应进行了分析; 推导了能够描述加速蠕变阶段的流变模型—改进的西原模型的本构方程和蠕变方程, 在此基础上求出了岩石分区碎裂化发生时破裂带半径 (破裂带距巷道中心的距离) 的公式。

**关键词:** 岩石分区碎裂化; 蠕变失稳; 时间效应; 高地应力

**中图分类号:** P584

**文献标识码:** A

岩石分区碎裂化现象目前在很多国家的深部矿山开采过程中都有发现, 例如南非的金矿、俄罗斯乌克兰以及远东的金属矿山和煤矿等, 同时又是岩石力学领域尚未解决的难题。深部开采是未来发展的趋势, 解决深部开采所遇到的岩石分区碎裂化问题迫在眉睫。

清楚的阐述区域化交替破裂现象的时间演化问题及对几何参数进行准确的描述对于洞室开挖和支护来讲是非常重要的。例如开挖巷道应尽量沿破碎区的轮廓进行, 而锚杆的端部应处于未破碎区; 在爆破时未破碎区应用强暴力炸药, 破碎区应用弱力炸药。时间因素规律的澄清还有助于解决岩体力学中物理模拟相似条件的建立。

目前岩石区域化交替破裂现象的时间演化问题还是一个没有解决的问题。岩石分区碎裂化方面的参考文献几乎没有对这个问题进行阐述, 对于分区碎裂化几何参数的描述也仅限于经验公式。本文试图利用蠕变理论对岩石分区碎裂化问题的时间效应进行初步的探讨, 在此基础上推导出破裂带出现的半径值。

## 1 岩石分区破裂的时间效应概况

Adams<sup>[1]</sup>对采场前发生的岩石分区碎裂化现象进行了观察。观察地点选择在南非的维瓦特斯兰金矿 2300m 深度处。通过在工作面前打钻孔用肉眼观察。图 1 是同一钻孔在不同的观察日期随开采距离不同而得到的分区破裂情况。图中杆状的为钻孔, 钻孔垂直于工作面, 最

收稿日期: 2005-11-07

基金项目: 国家自然科学基金重大项目 (50490275) 资助。

作者简介: 李英杰 (1979-), 女, 硕士。主要从事岩石分区碎裂化方向的研究。通讯地址: 123000, 辽宁省阜新市中华路 47 号, E-mail: lyj5501436@163.com

大深度为 10m。钻孔上分布的小竖线代表破裂地带。从图中看出随着采面的推进，已经存在的破裂张开同时有新的破裂形成，即采场前破裂的总深度并不是一个常数，还注意到新破裂并不是随开采的速度连续形成的，而是突然之间形成。一些新破裂总是在靠近采面处形成，采面有几天没开采的情况下并不发生重要的破裂。

图 2 是在能量释放率为  $75\text{MJ}/\text{m}^2$  的采场进行观察的结果，6 月 11 日观测时破碎的延伸深度达到了 7.5m，在钻孔内粗略的分布着一些破碎的区域。几周以后在开采了 2.5m 后进行了又一次观测，看到其中之一的破碎区域相当大的发展了，同时破碎区后的场地被压实，呈现了固体状态。

俄罗斯学者 Shemyakin<sup>[2]</sup> 介绍了巷道围岩的分区碎裂化相似材料模拟实验。实验发现在离巷道一定距离形成的岩石严重破碎带是巷道在有应力的岩体中掘进后经过一段时间才出现。岩体的流变性质、巷道外轮廓的加固程度、岩体应力状况等对这一段时间的长短均有影响。

俄罗斯学者 Metlov, Morozov 和 Zborshchik<sup>[3]</sup> 从非平衡热力学角度分析了巷道附近岩石带状破裂的物理基础，描述了掘进巷道后围岩从弹性状态发展到区域破裂结构的演化过程。作者认为岩体系统从力学角度讲是平衡的，从非平衡热力学观点是不平衡的，以第二应力张量不变量作为系统偏斜的测量，从细观角度分析了裂纹的积累、发展到产生宏观破坏。正因为这一过程需要时间来完成所以能够解释分区碎裂产生的时间效应。但计算结果得出的分区碎裂带的形成的时间过长，这与现场观测和实验分析的结果不符合。因此对其物理图景的阐述还不是很清晰。

通过以上实验研究、现场观测结果分析和理论分析可以得出岩石分区碎裂化的形成离不开外界的扰动例如工作面的开采、巷道的开挖等；破裂带的形成需要经过一定的时间，但是这段时间不会很长，而且过了一段时间岩体就会处于稳定的状态；未破裂地带的形成是由于深部岩体的围岩压力较高，围岩向巷道或工作面的位移将岩体压实而致。

由于深部岩体处于很高的地应力状态下，岩体处于不稳定的平衡状态。分区碎裂化现象的时间效应问题与岩体蠕变特性有关，但深部岩体经蠕变到失稳的时间不会很长。下面通过蠕变理论对岩石分区碎裂化的时间效应问题进行分析。

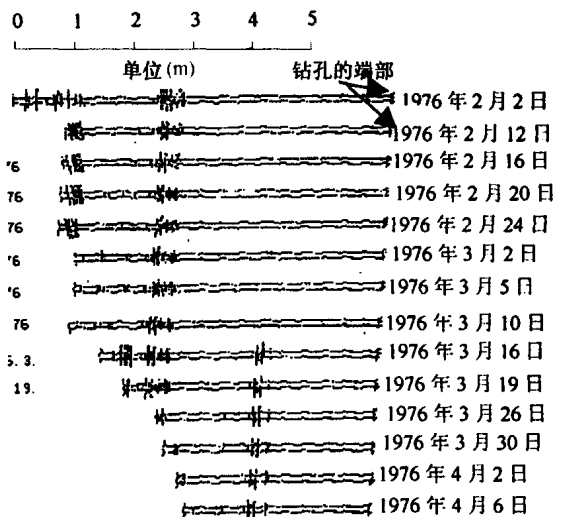


图 1 采场前同一钻孔在不同的观察日期随开采距离不同而得到的分区碎裂图

Fig.1 Zonal disintegration of rocks produced by drilling of the same borehole ahead of a stope face with different penetration distances on different observation dates



图 2 能量释放率为  $75\text{MJ}/\text{m}^2$  采场前试钻孔的观察结果

Fig.2 Petroscopic observations of a hole ahead of a stope face with an energy release rate of  $75\text{MJ}/\text{m}^2$

## 2 基于蠕变理论的岩石分区碎裂化的时间效应分析

### 2.1 蠕变破坏理论

目前关于岩石蠕变的研究已经很全面，其理论已比较成熟。岩体的蠕变特性由微观运动的统计规律来决定，微观运动包括岩体微观结构的扩散、孔隙裂隙的张合、粒间协调变形及微观破裂的产生、扩散贯通等<sup>[4]</sup>。

关于蠕变引起材料破坏的问题不同学者存在不同的看法。一部分学者认为在蠕变的前两个阶段岩石内部的微裂纹不断的扩展和积累，当裂纹的密度达到一定的临界值后导致加速蠕变的发生从而引起材料的破坏<sup>[4]</sup>；王来贵<sup>[5]</sup>提出了岩石试件在单轴压缩（或低围压）情况下的弱化失稳、蠕变失稳以及弱化失稳与蠕变失稳之间的联系。如图3所示，为全程应力应变曲线中  $c_1$ 、 $c_2$ 、 $c_3$ 、 $c_4$  应力水平下所对应的蠕变曲线。 $c_2$  对应长期强度，在低于长期强度的情况下蠕变变形仅产生一、二阶段蠕变，应力水平大于或等于长期强度时就会发生第三阶段蠕变，应力水平超过长期强度的越多产生蠕变失稳的时间越短。在峰值强度后弱化失稳与流变失稳耦合作用，最终导致试件失稳破坏。

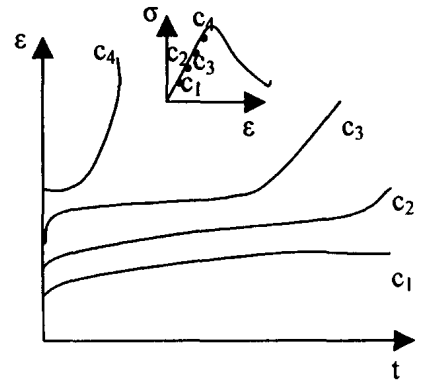


图3 岩石蠕变曲线与应力-应变全过程曲线

Fig.3 Relation between the rock creep curve and the whole stress-strain process curve

图4是将软岩在常应变率下的常规三轴试验结果与蠕变试验结果进行了比较。试验结果已经证实，在蠕变试验中当应力水平低于某一数值时，试件不会破坏，试件的变形将渐趋于稳定；应力值超过一定时将发生破坏。当进入第三阶段后，岩体变形相当于进入了全程应力-应变曲线强度后变形。试件破坏时的应变与常规单轴或三轴试验破坏时的应变属同一数量级，试件的破坏均落在三轴试验的破坏后区域内。此时岩体内部形成包括裂纹裂缝在内的应变集中区，岩体同样呈现应变弱化性质，其抵抗变形的能力随变形增加而降低，使得以后裂纹裂缝的产生和发展更加集中在此区域内，软化性质更加显著，软化区扩大，蠕变速率加大，岩石失稳破坏。根据以上分析获知，当蠕变应变达到一定值时岩体确实发生了宏观断裂。

### 2.2 加速蠕变阶段的影响因素

岩石蠕变通常分为三个阶段，即减速蠕变段，稳态蠕变段和加速蠕变段，其中第三阶段蠕变对岩石工程的稳定性起着主导性作用。当应力水平增高时岩石经历了减速和稳态蠕变后，裂纹继续发生发展并合搭接形成宏观裂缝，变形进入加速蠕变阶段，最终导致蠕变失稳破坏。

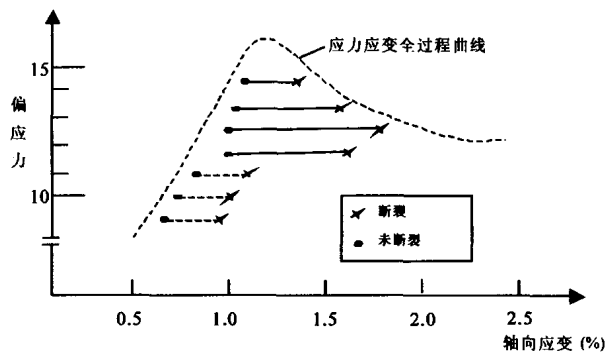


图4 软岩的蠕变破裂与应力-应变全过程曲线的关系<sup>[6]</sup>

Fig.4 Relation between the creep fracture of soft rocks and whole stress-strain process curve

第三阶段蠕变与岩体内出现的裂纹密度、围压、地应力水平有关。岩体内的裂纹密度越大越容易进入加速蠕变阶段。有关围压对加速蠕变阶段影响的岩石试件三轴试验表明,在常用轴应力状态  $\sigma_1 > \sigma_2 = \sigma_3 = \text{const}$  时,即围压一定时,蠕变应变由应力差 ( $\sigma_1 - \sigma_3$ ) 所决定。当应力差较小时,只能出现衰减和稳定蠕变阶段。当应力差较大时出现衰减稳定和加速流动阶段的典型蠕变曲线。当应力差过大时只出现衰减和加速蠕变变形阶段。没有稳定变形阶段,立即进入加速蠕变而开始破坏。很多实验对应力水平和加速蠕变的关系进行了研究,大量试验证明,当岩石中的应力水平不高于长期强度  $\sigma_f$  时不会出现加速蠕变变形,在此情况下,岩石不会发生破坏。当试件所受的应力  $\sigma \geq \sigma_f$  时,岩石在单轴应力状态下可发生加速蠕变变形,可导致蠕变失稳。

### 2.3 蠕变失稳与岩石分区碎裂化之间的联系

以巷道开挖为例。巷道开挖瞬间假设首先在巷道周围依次出现塑性区和弹性区,已有的解表明在弹性区与塑性区交界处出现了峰值应力区。峰值应力区的岩体处于较大的切向应力和较小的径向应力的压缩状态下。支撑压力区的岩体相当处于较小围压和较大轴压的单轴压缩状态。同时深部岩体是位于地壳中的地质体,在长期地质构造运动和岩石生成的长期历史中,形成了大量的断层、裂隙、层理、节理、微裂隙和缺陷(微观和细观的潜在裂纹),通称为裂缝。它们把岩体纵横交割为和可能交割为大小不同的岩块,形成结构体(岩块)和结构面空间组合特征。一般来说,由于物理力学的原因,岩体位处一定深度处,地应力增高,岩块越小,结构面(裂缝)越多,即裂纹密度越大。根据2.2分析支撑压力区的岩体将进入第三蠕变阶段,会导致蠕变失稳破坏。

在初始地应力水平不高的情况下,应力梯度不大,岩石位移速度也不大,巷道开挖时裂纹的发展、积累形成宏观裂缝的过程能够完成。当初地应力水平高时,岩石从高应力处向巷道周边的位移速度急剧提高,超过了微裂纹发生发展的速度,微裂缝还来不及发展就很快形成宏观裂缝。深部岩体区碎裂化现象中破裂带的出现就属于这种情况,即岩体经蠕变到失稳的时间非常短。

巷道围岩蠕变失稳导致岩石宏观破裂的出现,此时由于深部初始地应力水平很高,破裂区外围的岩石迅速向巷道内产生位移,使得破裂带周围岩石被压实,成为未破裂区域,这样又以新出现的破裂区域的外轮廓为巷道轮廓,围岩内重复出现峰值应力并导致蠕变失稳,但是峰值相对有所降低,蠕变失稳的时间会延长。在这一过程中就形成了破裂区与未破裂区的交替出现的情况。当到距离巷道外轮廓的一定距离深处峰值应力降低到不能产生失稳破坏时,围岩就处于稳定的状态,将不会继续产生新的破裂带。

## 3 岩石分区碎裂化几何参数的解析分析

### 3.1 推导描述岩石分区碎裂化的流变模型

根据2.3分析知深部岩体衰减蠕变和稳定蠕变的时间相对很短,甚至不发生就直接进入加速蠕变阶段。当对岩石分区碎裂化问题进行定量分析时,岩石流变模型应能描述岩石加速蠕变阶段,所以采用改进的西原模型,其将传统的满足牛顿定律的粘性元件用非线性粘滞阻尼器代替,其本构方程为,  $\sigma = \eta \dot{\epsilon}^{[7]}$ , 对西原模型进行改进,使其能进行加速蠕变阶段的分析。

首先按照传统的推导方法推导出改进的 Burgers 的本构方程以及蠕变方程,在此基础上

推导改进的西原模型的本构方程和蠕变方程。图 5 为改进的 Burgers 模型。

改进的 Burgers 的本构方程为：

$$\ddot{\epsilon} + \frac{E_1}{\eta_1} \dot{\epsilon} = \frac{\dot{\sigma}}{E_2} + \left( \frac{1}{\eta_1} + \frac{E_1}{E_2 \eta_1} \right) \dot{\sigma} + \frac{\dot{\sigma}}{\eta_2} + \frac{E_1}{\eta_1 \eta_2} \sigma$$

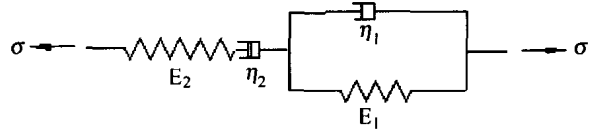


图 5 改进的模型

Fig.5 Improved Burgers rheological model

式中  $\sigma$ 、 $\epsilon$  为岩体所受应力应变， $E$  表示弹性体的弹性模量， $\eta$  表示粘性体的粘滞系数；

方程中上标的点代表对  $\sigma$ 、 $\epsilon$  求导数；通过 Laplace 变换与逆变换最终整理得：

$$J(t) = \frac{1}{E_2} + \frac{t^2}{2\eta_2} + \frac{t}{E_1} (1 - e^{-\frac{E_1}{\eta_1} t})$$

式中  $J(t)$  一蠕变柔量，是时间和岩体相关参数的关系式；

则改进的 Burgers 的蠕变方程为：

$$\epsilon(t) = \left[ \frac{1}{E_2} + \frac{t^2}{2\eta_2} + \frac{t}{E_1} (1 - e^{-\frac{E_1}{\eta_1} t}) \right] \sigma_0$$

图 6 为改进的西原正夫模型。在低应力的条件即  $\sigma < \sigma_s$  的情况下，摩擦片为刚体，此时串连的第二部分对模型特性没有任何影响，可以略去。改进的西原体的本构方程和蠕变方程与 Kelvin 体相同。在高应力条件下，其性能类似于改进的 Burgers，所不同的是模型中的应力应扣除摩擦片阻力  $\sigma_s$ 。

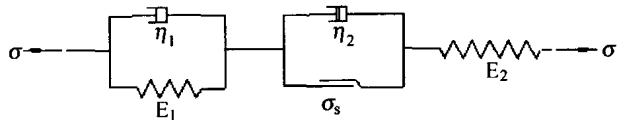


图 6 改进的西原正夫模型

Fig.6 The improved Nishibara rheological model

因此在 Burgers 体的本构方程中直接用  $\sigma - \sigma_s$  取代  $\sigma$  即得改进的西原体的本构方程如 (1) 式和蠕变方程如 (2) 式。

$$\begin{cases} \frac{\eta_1}{E_1 + E_2} \dot{\sigma} + \sigma = \frac{E_2 \eta_1}{E_1 + E_2} \dot{\epsilon} + \frac{E_1 E_2}{E_1 + E_2} \epsilon & \text{当 } \sigma < \sigma_s \\ \ddot{\epsilon} + \frac{E_1}{\eta_1} \dot{\epsilon} = \frac{\dot{\sigma}}{E_2} + \left( \frac{1}{\eta_1} + \frac{E_1}{\eta_1 E_2} \right) \dot{\sigma} + \frac{\dot{\sigma}}{\eta_2} + \frac{E_1}{\eta_1 \eta_2} (\sigma - \sigma_s) & \text{当 } \sigma \geq \sigma_s \end{cases} \quad (1)$$

$$\begin{cases} \epsilon(t) = \frac{\sigma_0}{E_2} + \frac{\sigma_0}{E_1} (1 - e^{-\frac{E_1}{\eta_1} t}) & \text{当 } \sigma < \sigma_s \\ \epsilon(t) = \frac{\sigma_0}{E_2} + \frac{(\sigma_0 - \sigma_s)t^2}{2\eta_2} + \frac{\sigma_0 t}{E_1} (1 - e^{-\frac{E_1}{\eta_1} t}) & \text{当 } \sigma \geq \sigma_s \end{cases} \quad (2)$$

图 7 是当应力大于  $\sigma_s$  时利用公式 (2) 得到的不同应力水平下的蠕变曲线。从图中可以看出蠕变方程可以很好的用来描述第三阶段蠕变，并且随着应力的升高蠕变失稳的速度提高。本模型适合分析岩石分区碎裂化问题。

### 3.2 岩石分区碎裂化的半径

在求破裂带半径时，为了不使求解过程复杂采用了如下的假设：巷道断面为圆形，巷道具有足够的长度，可以简化为平面应变问题处理，同时计算时忽略影响区内的岩体自重；假设围岩为均质各向同性非线性粘弹塑性体，其流变变形符合改进的西原模型。因为在深部围岩处于高地应力作用下，所以只考虑  $\sigma \geq \sigma_s$  的情况。开挖巷道后围岩发生塑性变形， $R$  为巷道开挖半径， $b$  为塑性区半径如图 8 所示。 $\sigma_b^i$  为弹性区与塑性区交界处的径向应力值。

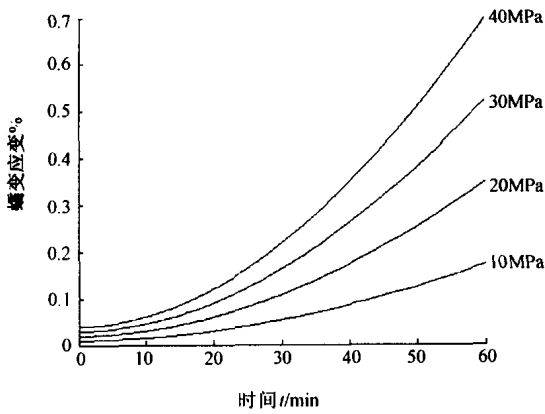


图7 不同应力水平下的蠕变曲线  
Fig.7 Creep curve at different stress levels

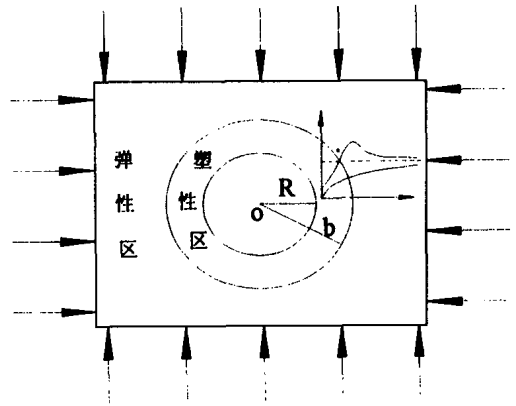


图8 巷道开挖瞬间应力分布图  
Fig.8 Stress distribution at the time of excavation of the tunnel

围岩弹性区所满足的基本方程如下：

平衡方程： $\frac{d\sigma_r}{dr} + \frac{\sigma_r - \sigma_\theta}{r} = 0$

$\sigma_r$ 、 $\sigma_\theta$  分别代表围岩石的径向和切向应力；

几何方程： $\epsilon_r = du/dr; \epsilon_\theta = u/r$  (3)

$\epsilon_r$ 、 $\epsilon_\theta$  分别代表围岩石的径向和切向应变；

本构方程： $\ddot{\epsilon} + \frac{E_1}{\eta_1} \dot{\epsilon} = \frac{\ddot{\sigma}}{E_2} + \left( \frac{1}{\eta_1} + \frac{E_1}{\eta_1 E_2} \right) \dot{\sigma} + \frac{\dot{\sigma}}{\eta_2} + \frac{E_1}{\eta_1 \eta_2} (\sigma - \sigma_s)$  当  $\sigma \geq \sigma_s$

边界条件： $r = b, \sigma_r = \sigma_r^b; r \rightarrow \infty, \sigma_r = p_0$  ( $p_0$  代表原岩应力)

弹性区的解答为：

$$\begin{aligned} \sigma_r &= P_0 - (P_0 - \sigma_r^b) \frac{b^2}{r^2} \\ \sigma_\theta &= P_0 + (P_0 - \sigma_r^b) \frac{b^2}{r^2} \\ \epsilon_\theta &= \frac{1}{E} (\sigma_\theta - \nu \sigma_r) \\ &= \frac{1}{E} \left[ (1 - \nu) P_0 + (1 + \nu) (P_0 - \sigma_r^b) \frac{b^2}{r^2} \right] \\ u_r &= \epsilon_\theta r = \frac{r}{E} \left[ (1 - \nu) P_0 + (1 + \nu) \right. \\ &\quad \left. \times (P_0 - \sigma_r^b) \frac{b^2}{r^2} \right] \quad r > b \end{aligned} \tag{4}$$

式中： $u_r$ —巷道围岩内距巷道中心距离为  $r$  处的径向位移；

$r$ —岩体内任意一点到巷道圆心的距离；

$E$ —弹性模量；

$\nu$ —泊松比

对 (4) 使用对应性定理得：

$$\bar{u}_r(s) = \frac{r}{\bar{E}(s)s} \left[ (1-\nu)P_0 + (1+\nu)(P_0 - \sigma_r^b) \frac{b^2}{r^2} \right] \quad (5)$$

$$\text{令: } P(D) = \frac{D^3}{E_2} + \left( \frac{1}{\eta_1} + \frac{E_1}{\eta_1 E_2} \right) D^2 + \frac{D}{\eta_2} + \frac{E_1}{\eta_1 \eta_2}$$

$$Q(D) = D^3 + \frac{E_1}{\eta_1} D^2$$

对上式进行 Laplace 变换得:

$$P(s) = 1 + \left( \frac{\eta_2}{E_2} + \frac{\eta_1}{E_1} + \frac{\eta_1}{E_2} \right) S + \frac{\eta_1 \eta_2}{E_1 E_2} S^2$$

$$Q(s) = \eta_1 S + \frac{\eta_1 \eta_2}{E_2} S^2$$

$$\text{则: } \bar{E}(S) = \frac{Q(s)}{P(s)} = \frac{S^3 + \frac{E_1}{\eta_1} S^2}{\frac{S^3}{E_2} + \left( \frac{1}{\eta_1} + \frac{E_1}{\eta_1 E_2} \right) S^2 + \frac{S}{\eta_2} + \frac{E_1}{\eta_1 \eta_2}} \quad (6)$$

已知:  $\bar{E}(S) = \hat{J}(S) S$

将 (6) 代入 (5) 并整理得:

$$\bar{u}_r(S) = r \left[ (1-\nu)P_0 + (1+\nu)(P_0 - \sigma_r^b) \frac{b^2}{r^2} \right] \hat{J}(S)$$

对上式进行 Laplace 逆变换得位移公式的粘弹性解为:

$$u_r(t) = r \left[ (1-\nu)P_0 + (1+\nu)(P_0 - \sigma_r^b) \frac{b^2}{r^2} \right] J(t) \quad (7)$$

将 (7) 式代入 (3) 式得  $\epsilon_\theta = \left[ (1-\nu)P_0 + (1+\nu)(P_0 - \sigma_r^b) \frac{b^2}{r^2} \right] J(t)$

$$\epsilon_r = \left[ (1-\nu)P_0 - (1+\nu)(P_0 - \sigma_r^b) \frac{b^2}{r^2} \right] J(t)$$

令  $A = (1-\nu)P_0$   $B = (1+\nu)(P_0 - \sigma_r^b) \frac{b^2}{r^2}$  则:

$$\epsilon_i = \frac{\sqrt{2}}{3} \sqrt{(\epsilon_r - \epsilon_\theta)^2 + (\epsilon_r - \epsilon_z)^2 + (\epsilon_\theta - \epsilon_z)^2} = \frac{2}{3} J(t) \sqrt{3B^2 + A^2} \quad (8)$$

由前面分析获知如果蠕变应变达到一定值时岩体发生宏观破裂, 求出此时相应的蠕变柔量, 同时等效应变  $\epsilon_i$  达到极限张应变值  $\epsilon_w$ , 由 (8) 式可推导出破碎带的半径值。

因此由 (2) 式求得蠕变柔量为一个固定值  $J(t_1)$ , 将  $J(t_1)$  和  $\epsilon_w$  代入 (8) 式并整理得:

$$r = \frac{(1+\nu)^{\frac{1}{2}} (P_0 - \sigma_r^b)^{\frac{1}{2}} b}{\left( \frac{1}{J^2(t_1)} \epsilon_w^2 \frac{3}{4} - \frac{1}{3} A^2 \right)^{\frac{1}{4}}}$$

### 3.3 算例及结果分析

取参数如下: 巷道开挖半径  $b = 2.73\text{m}$ ; 初始地应力  $P_0 = 25\text{MPa}$ ; 弹性区与塑性区交界处的径向应力  $\sigma_r^b = 10\text{MPa}$ ;  $A = 12.5$ ; 极限张应变  $\epsilon_w = 9 \times 10^{-3}$ ; 泊松比分别为 0.25、0.3、0.5。图 9 是描述岩石分区碎裂化半径值随蠕变柔量变化而变化的曲线。

从图 9 中看出蠕变柔量越大说明岩石越接近软岩的性质，破碎带在巷道围岩内延伸的距离也越远，即岩石分区碎裂化的半径值越大。同时也看出岩石分区碎裂化破碎带的半径值与岩体的力学参数例如泊松比，岩体的极限张应变等有关。随着初始地应力水平的增加破碎带的半径值也有所增加。

第一条破碎带在开挖后不久便出现，围岩内的高地应力作用将破碎带周围的岩体迅速压实形成相对完好的未破裂区。破碎带内的区域相当于卸载应力急剧降低。如图 10 所示，以第一条破碎带的边界为外轮廓，即以  $r_1$  为外轮廓半径，围岩内重新产生峰值应力，但相对于巷道刚开挖时围岩内产生的峰值应力  $\sigma_0$  有所降低。在过 3 到 4 天第二条破碎带出现，重复上面的计算可以推得第二条破碎带出现相应的半径值。

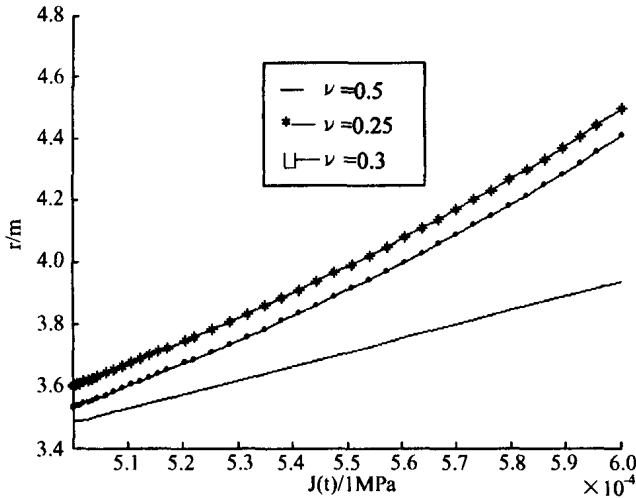


图 9 岩石分区碎裂化的破碎带半径值与岩石力学参数的关系曲线

Fig.9 Relation between the radius of a fracture zone of zonal disintegration of rocks and rock mechanical parameters

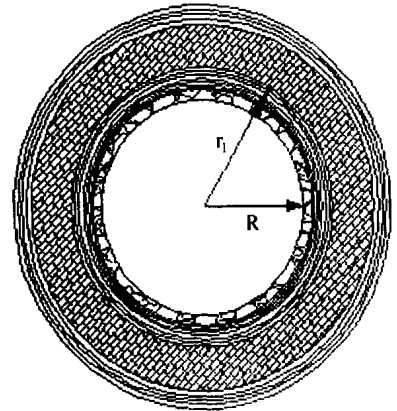


图 10 第一条破裂带出现后重新产生的外轮廓半径  $r_1$

Fig.10 External contour radius  $r_1$  produced again after the first fracture zone appears

### 4 结论

- (1) 深部高地应力状态下产生的岩石分区碎裂化现象是岩体经由蠕变产生。
- (2) 深部岩体裂纹密度大，支撑压力区峰值应力很高，并且岩体处于较大的切向应力和较小的径向应力的近单轴压缩状态下。岩体将很快进入第三阶段蠕变，从而发生失稳破坏。并且深部初始地应力水平较高，应力梯度大，岩体经蠕变到失稳的时间很短。
- (3) 改进的西原正夫模型能够描述加速蠕变过程，适合对岩石分区碎裂化问题进行分析。
- (4) 岩石分区碎裂化破碎带的半径值与岩石的蠕变柔量、岩石的力学参数、以及初始地应力水平有关。蠕变柔量增加岩体破碎带出现时间延长的同时破碎带的半径值也有所增加。



## 参 考 文 献

- [ 1 ] Adams GD, Jager AJ et al. Petroscopic observations of rock fracturing ahead of stope faces in deep-level gold mines [J]. Journal of the South Africa Institute of Mining and Metallurgy, June 1980. 204 ~ 209.
- [ 2 ] Shemyakin EI, Fisenko GL, Kurlenya MV, Oparin VN, Reva VN, Glushikhin FP, Rozenbaum MA, Tropp EA, Kuznetsov YuS. Zonal disintegration of rocks around underground workings, Part II: Rock fractures simulated in equivalent materials [J]. Journal of Mining Science, 1986, 22 (4): 223 ~ 232.
- [ 3 ] Metlov LS, Morozov AF, Zhorshchik MP. Rock failure physical foundations of mechanism of zonal rock failure in the vicinity of mine working [J]. Journal of Mining Science, 2002, 38 (2): 150 ~ 155.
- [ 4 ] 张忠亭, 王宏, 陶振宇. 岩石蠕变特性研究进展概况 [J]. 长江科学院院报, 1996, 13 (增刊): 1 ~ 5.
- [ 5 ] 王来贵, 王泳嘉, 刘学. 岩石试件的流变失稳理论及判据 [J]. 阜新矿业学院学报, 1994, 93 ~ 97.
- [ 6 ] 周维垣. 高等岩石力学 [M]. 北京: 水利水电出版社, 1990.
- [ 7 ] 邓荣贵, 周德培, 张倬元, 等. 一种新的岩石流变模型 [J]. 岩石力学与工程学报, 2001, 11: 781 ~ 784.

## TIME EFFECT ANALYSIS OF ZONAL DISINTEGRATION OF HIGH IN-SITU STRESS SURROUNDING ROCKS AND STUDY OF RELEVANT PARAMETERS BASED ON THE CREEP INSTABILITY THEORY

LI Ying-jie, PAN Yi-shan, ZHANG Meng-tao

(Department of Mechanics and Engineering Science, Liaoning Technical University, Fuxin 123000, Liaoning)

**Abstract:** It takes some time to form the phenomenon of zonal disintegration of surrounding rocks with high in situ stress, but the time needed is not too long. The creep theory is used to analyze the time effect of zonal disintegration of rocks and deduce the constitutive equation and creep equation of the improved Nishibara rheological model which can describe the third (accelerated) creep stage. On that basis, we can find the fracture zone radius (the distance from the fracture zone to the center of a tunnel) formula during the zonal disintegration of rocks.

**Key words:** zonal disintegration of rocks; creep instability; time effect; high in situ stress