

关于煤矿中“突出”的理论

——对慕尼黑工业大学矿业力学研究的介绍(特约稿)

H. Lippmann 张江 寇绍全
西德慕尼黑工业大学 中国北京科技大学(邮政编码100083)

提要 本文总结了慕尼黑工业大学关于煤矿中突出问题的研究。首先,指出了易发生突出的材料的一个主要力学特征,是材料参数在破坏后效区快速下降。接着,将简化弹塑性理论(或称初等理论)应用于研究突出,揭示了突出的某些基本机理。还详细讨论了临近巷道存在坍塌及考虑煤层内部剪应力时对突出的影响。最后给出了把坍塌形成当作突出处理以及把煤层顶底板岩石当作弹性体考虑的结果。将理论结果与现场现象进行了对比,并对预报及防止突出的方法用力学观点给予了解释。

关键词 突出; 煤矿; 岩爆; 弹塑性理论; 破坏及断裂后效; 失稳

1 引言

突出是指临近地下孔洞的岩层突然进入孔洞的现象。这种现象发生在高地应力条件下。在煤矿、金属矿以及深层隧道开挖中都是—种常见灾害。它造成设备毁坏,人员伤亡,其猛烈程度是人工支护无法抵挡的。它在煤矿上叫冲击地压。多发生在深层顶底板坚硬的煤层中。在岩层中通常又称为岩爆或岩石崩出。冲击地压和岩石崩出有些差别,但力学上有许多类似之处。本文侧重煤矿中的突出。

假定开挖前有一个无限大的等厚煤层。厚为 $2h$, 材质均匀各向同性,并受到均匀的铅直压力 q , 水平压力 αq 的作用。这里 $q > 0$, $\alpha \geq 0$ 。 q 和 α 依赖于煤层距地面的深度,残余构造应力及由于开采引起的应力重新分布。一旦煤层中开挖出一条宽为 $2b$ 的矩形巷道,应力分布就要变化(图1)^[1]。平面应变条件下必须引入三个应力,即 $\sigma_x = \sigma_x(x, y)$, $\sigma_y = \sigma_y(x, y)$ 和 $\tau = \tau(x, y)$ 。显然 σ_x 在巷道壁上为零,而铅直应力 σ_y 则由于熟知的应力集中在巷道附近

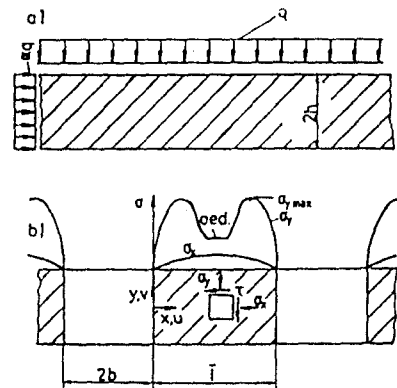


图1 平面应变状态下平行的无限水平煤层。 u , v 分别为 x , y 方向的位移。两平行的矩形巷道贯穿煤层, oed为侧限压缩区

煤层中取极大，远离巷道则趋于原始值，煤层处于有侧限的一维压缩状态。有关这一问题有两种极限情况：一是巷道足够宽，即 b/\bar{l} 足够大，煤层的剩余部分变成了宽为 \bar{l} ，高为 $2h$ 的矿柱。这时的突出将是矿柱坍塌，链锁反应可使几平方公里范围内的矿柱毁于一旦。另一种情况是 \bar{l}/b 足够大，巷道将两个半无限煤层分开。这时的突出将是煤层从两边向中间猛烈地平动，破坏范围可达几百米远，最严重时可使巷道完全封死。本文的重点放在后者。据地表测量结果，突出持续时间约 10^{-2} s 或更短，如同一个小地震。在金矿和岩盐中也类似，有兴趣的读者可参看 [2,3]，关于突出的实例可参看 [4,5]。

当前关于突出的力学研究工作大致分两类：一是当成静态稳定性问题处理，进行纯弹性分析，弹塑性分析或当成变形局部化用分叉理论来分析；一是把击波或弹性波在岩层中传播与突出联系起来，详细评述可参看 [1]。此处我们要指出：动力学扰动，如远源地震波或爆破震动，不可能是形成突出的主要原因。否则突出发生的频度就应该比实际观察到的高得多，因为采矿作业中这种扰动是一直存在的。究竟动态扰动能否激发岩爆或突出，要依赖于静力学的先决条件。

本文主要介绍慕尼黑工业大学 Lippmann 及其同事关于冲击地压学的研究，该工作受德国矿山研究有限公司 (Bergbau-Forschung GmbH, Essen, 现名 Ceutsche Montan Technologie, DMT) 资助的。我们的介绍将从突出的初等理论开始，在此之前又要简述一下与该问题有关的特殊材料特性。本介绍不涉及瓦斯突出问题。

2 易发生突出材料的特性

尽管突出在各种煤层里似乎都有，但除煤以外的确存在着一些岩石类材料，它们的破坏随载荷增加是逐渐进行的，无激烈的动态效应。因此，容易发生突出的材料的确有着自身的特性，本文姑且称为“易突出性”。我们借助图 2 对易突出性系数 η 给一个定量的定义。图中曲线的最高点 M' 为材料的破坏点，相应的应力 σ_M 为破坏应力。 $\epsilon \leq \epsilon_M$ 为未破坏区， $\epsilon > \epsilon_M$ 为破坏后效区。在压力控制的加载试验中，试件是在 M' 点崩塌的。慕尼黑工业大学做了大量的模型材料试验，然而只有一小部分发生了突出 [6-8,21]，这就是用环氧树脂加重量比的 3—5% 的硬化剂制成的光弹材料 Araldit B 所做的实验。这些实验说明易突出材料具有两个特点：①应力应变曲线存在台阶，类似于天然屈服限；②属于异常弹塑性耦合，即在未破坏区弹性应变随塑性应变的增加而减小。由此引入一个易突出系数 η ：

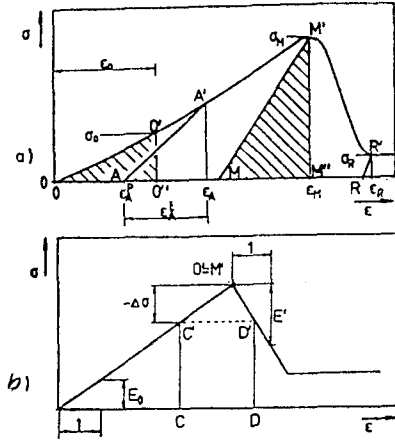


图 2 突出材料的应力-应变关系 a) 及其线性化结果 b)。图 b) 中 CD 为 M' 处应力减小后可能的应变范围

$$\eta = \text{Sup} \left(- \frac{\epsilon_B^E - \epsilon_A^E}{\epsilon_B^P - \epsilon_A^P} \right), \quad \text{其中 } \epsilon_A < \epsilon_M, \epsilon_B < \epsilon_M, \epsilon_B^P \approx \epsilon_A^P \quad (1)$$

A, B 是曲线上在未破坏区中任意两点， ϵ^E 和 ϵ^P 分别为弹性及塑性应变部分。算子 Sup 表示括号中的差商取上界。显然对于异常弹塑性耦合材料 η 是正的。

Lippmann 借助流变理论的分析后指出 [9,10]，异常耦合是在压缩试验中裂纹表面内摩

擦引起的残余应力造成的, 应力-应变关系图上的台阶只是一种派生结果。Burgret^[7] 试验了 52 个民用硬煤试件, 其中 51% 的试件 η 值都是正的, 只有 10.2% 不能排除 $\eta < 0$, 其余 38.8% 在达破坏点前无任何塑性变形。然而, 由于材料参数分散性很大, 定量实验很难, 因此对易突出材料是否一定具有异常弹塑性耦合尚待进一步的工作。不过在第 4 节, 我们将详细论证材料参数在应力应变关系破坏后效区的快速下降是易突出材料的主要特征。

3 关于突出的初等理论

所谓“初等”理论, 原是为了考察由巷道分开的两个半无限对称煤层发生平动突出的情形(图 1 (b) 中 $\tau/b = \infty$), 然而其结果也可用于矿柱崩出^[11]。它以结构失稳的概念为出发点。即, 假设一个扰动作用于受静载作用的煤层, 从而使煤层对顶、底板发生相对滑动, 并向巷道发生一个微小位移。借此研究煤层的稳定性。在煤层的承载能力达到了它的极限状态后, 这一扰动就可能引起煤层突出, 否则将是一个纯静力学响应。

除引言中所述条件外, “初等”理论还有以下几个基本假设。然而, 这些假设再放松一些, 初等理论的主要特征仍旧成立^[12,13]。

①静力学不考虑弯曲的薄板理论是适用的, 且体力可以忽略。这时应力和应变不再是 y 的函数, 微元平衡方程及协调方程简化为

$$\frac{\partial \sigma}{\partial x} = -\frac{\tau_R}{h} \quad (2)$$

$$\epsilon = \frac{\Delta h}{h}, \quad \dot{\epsilon} = \frac{\dot{h}}{h} \quad (3)$$

这里 σ 是前述的 $\sigma_x(x, y)$, 即水平压力, ϵ 为铅直压应变, 它们都是按煤层厚度平均的。 $\dot{\epsilon}$ 为平均铅直压应变率, 描述顶层和底层岩石的关闭速率。 Δh 是层厚的减小, \dot{h} 则为相应的减小速率。煤岩交界面上的剪应力 τ_R 和铅直压力 p 则有如下关系:

$$\tau_R(x) = (\tau)_{y=-h} = -(\tau)_{y=h} \quad (4)$$

$$p(x) = (\sigma_y)_{y=-h} = (\sigma_y)_{y=h} \quad (5)$$

②采用 Mohr-Coulomb 屈服准则, 即

$$|\bar{\tau}_m| - \bar{\sigma} \sin \varphi - c \cos \varphi = 0 \quad (6)$$

其中

$$\bar{\tau}_m = (1/2)(p - \sigma), \quad \bar{\sigma} = (1/2)(p + \sigma) \quad (7)$$

式 (6) 中忽略了煤层中的剪应力 $\tau(x, y)$ 的影响。它在理想应力应变关系图 2 (b) 中的 M' 点成立。内摩擦角 φ 和内聚力 c 取为常数, $0 \leq \varphi < \pi/2$, $c \geq 0$ 。

③煤岩交界面上的滑动摩擦满足 Mohr-Coulomb 型条件, 即

$$\tau_R = \bar{c} + p \tan \bar{\varphi} \quad (8)$$

界面摩擦角 $\bar{\varphi}$ 和界面内聚力 \bar{c} 为常数, $0 \leq \bar{\varphi} < \pi/2$, $\bar{c} \geq 0$ 。

④煤层上下岩层为刚性体。

本节开头所说的“扰动”就是指在一个迄今未知长度的“活动区” l 范围内, 将煤岩界面间的粘附摩擦变成滑动摩擦(图 3), 从而使煤层向巷道产生一个位移。这个活动区又可以细分为“塑性活动区”和“弹性活动区”。而煤层的未扰动区 $x > l$ 仍为粘附摩擦, 在原

始状态相同。在那里 $p \equiv q$, $\sigma \equiv \alpha q$ 。因此, 问题的边界条件为

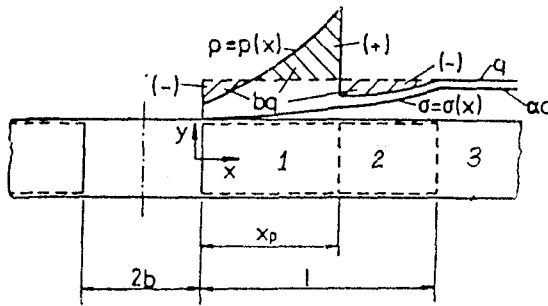


图3 初等理论对煤层的分区, 亚临界压力分布 p , σ 及原岩压力 q , αq
1 塑性活动区 2 弹性活动区 3 未扰动区

$x = x_p$ 处 $\sigma(x)$ 连续的条件可唯一确定 x_p 。

活动区长 l 也可以在假定铅直压力分布 p 也连续的条件下来得到, 有些作者也的确是这么做的。然而, 由于采矿作用巷道以外的压力会重新分布, 一般说是不应直接采用这一条件的。与此相反, 下述条件

$$bq = \int_0^{\infty} (p - q) dx \quad (11)$$

则必需满足。它表示原来由巷道所在位置的煤承受的载荷在巷道开出后必须移至它临近的煤层。将式 (2), (8), (9) 代入式 (11) 可得

$$\frac{l}{h} = \frac{\alpha - (b/h) \tan \bar{\varphi}}{(\bar{c}/q) + \tan \bar{\varphi}} \quad (12)$$

l 确定后, 亚临界压力分布就可以确定了, 其特点是 p 在塑性活动区结束 x_p 处有一个跳跃。 $p(x)$ 和 $\sigma(x)$ 的分布定性地示于图 3。

按照方程 (12), 原岩应力 q 增加, 活动区长度 l 也增加, 但 l 的极限为 $\alpha \cot \bar{\varphi} - (b/h)$ 。而塑性区长 x_p 随 q 增加很快。因而必然在某个称为“临界压力”的原岩载荷 q_k 下, $x_p = l$, 活动区全进入塑性状态。 q 超过 q_k , 静力学解不存在了。 $x_p = l$ 时, 煤层承载能力达到了极限状态。因而与 q_k 对应的活动区长, 称为“临界长度” l_k 。 q_k 控制着突出的开始, l_k 则描述了破坏区的延伸范围, 可作为突出范围的“试用”度量。值得指出的是, 巷道加宽, 即 b/h 变大, 破坏范围 l_k/h 减小, 而突出开始的可能性则增加, 即在较小的原岩压力下就有可能突出, 但突出的强度则下降。

图 3 中 x_p 的右边是弹性区。我们用下标 e 来描述其力学量, 而左边塑性区的量则标以 p 。尽管 $p_p > p_e$, 由于跨过 x_p 煤层上下的位移应连续, 因而 $\epsilon_p = \epsilon_e$, 而 $\epsilon_e^p = 0$, $\epsilon_p^e > 0$, 所以

$$\epsilon_p^e < \epsilon_e^p \quad (13)$$

式 (13) 表示异常弹塑性耦合, 说明式 (1) 引入的易突出系数 η 是正值。

在前面的分析中是给稳定煤层一个扰动, 使煤岩界面从粘附摩擦变成滑动摩擦, 从而导致突出。但也可以在无扰动的情况下, 加大铅直载荷 q , 当 $q > q_G$ 时粘附摩擦就不可能存

$\sigma = 0$, 当 $x = 0$ 时; $\sigma = \alpha q$, 当 $x = l$ 时 (9)

初等理论中除总应变 ϵ 外, 只有三个相关量 σ , p , τ_R 。在塑性活动区有相应的三个方程 (2), (6) 和 (8)。因为没有涉及变形, 塑性流动法则是不需要的。在弹性活动区式 (6) 不能用了, 需补充弹性本构方程。记住 $\Delta h = 0$, 有

$$\sigma/p = (1 - \nu)/\nu \quad (10)$$

其中 ν 为 Poisson 比。由此 $p = p(x)$, $\sigma = \sigma(x)$ 可分别在 $x_p \leq x \leq l$ 和 $0 \leq x < x_p$ 两个区中唯一确定。如果将 l 当成已知, 由在

在, 从而导致突出. q_G 的表达式为^[14]

$$\left. \begin{aligned} \frac{q_G}{c} &= \frac{2 \cos \varphi}{[\alpha \nu / (1 - \nu) - 1][\rho + \sin \varphi]}, \text{ 当 } \alpha > \frac{1 - \nu}{\nu} \text{ 时} \\ \frac{q_G}{c} &= \frac{2 \cos \varphi}{[1 - \alpha \nu / (1 - \nu)][\rho - \sin \varphi]}, \text{ 当 } \alpha < \frac{1 - \nu}{\nu} \text{ 时} \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

其中 $2/(1 + \sqrt{2}) \leq \rho \leq 1$ 是将屈服条件线性化时引入的常数, 在第 4 节中将会提到. 多数情况下 $q_G > q_k$. q_G 代表了突出发生的极限压力. 上式对巷道宽度很大或材料不满足 $\eta > 0$ 也对. 注意, q_G 是原岩压力, 且式 (14) 的推导过程中用了式 (11).

初等理论描述的突出发生前的三个区是为模型实验所证实的^[6,7]. 然而, 图 3 中的亚临界压力分布则更多的是数学模型的结果. 但如果突出一开始就借助边界摩擦让其停止, 其压力分布实际就会是这样. 煤层表面向巷道突发的小平动在矿井中是可以看到的, 图 3 中的压力分布却从未测到过, 现场^[4]及实验室^[8]量测结果, 压力分布是连续的. Lippmann^[14]在粘附摩擦的假设下得到了类似实测的曲线^[11].

利用初等理论还可以解释在卸压钻孔中观察到的现象. 当在受压煤层中钻一个孔时, 孔周围的煤层就卸载, 就形成了一条小巷道. 孔越大, b/h 也越大, 大到一定程度后, $q = q_k$, 结果发生类似突出的急剧断裂卸载现象. 因为在受压材料前面已卸载的材料起了阻碍作用, 一般地说这种“突出”是没有危险的. 多数情况下可听见远处 (20m—100m) 突出的响声, 并在钻孔中伴随有振动.

4 临近巷道的坍塌及对突出的影响

在初等理论中我们没考虑在巷道附近的煤层在突出前可能会破坏, 形成所谓“坍塌区”.

这种破坏也可能并不导致任何突出. 坍塌区的煤不再有原来那种承载能力, 其作用类似卸压钻孔、注水或卸压爆破, 因而于安全有利. 坍塌区的材料处于应力应变关系的破坏后阶段, 即在图 2 中 $\epsilon_M^p \leq \epsilon^p \leq \epsilon_R^p$. 本节将分析在什么条件下坍塌会形成及它一旦形成对后续突出有何影响. 这里要将初等理论推广, 但仍保留第 3 节中的多数假设, 与之不同者将在行文中指出. 由于增加了坍塌区, 塑性区一分为二, 变成图 4 的情形.

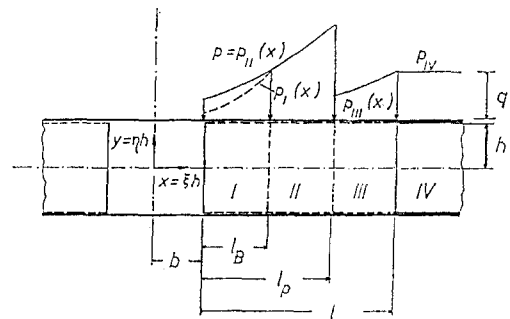


图 4 存在坍塌区时煤层的分区及相应的压力分布
I 坍塌区 II 塑性活动区 III 弹性活动区 IV 未扰动区

4.1 基本方程 我们将线性化的 Mohr-Coulomb 屈服准则写成更一般的形式, 并考虑煤层内部剪应力对屈服的影响

$$f(q, \sigma, \tau_R) = \rho \left[\delta_\sigma \frac{p - \sigma}{2} + \theta \delta_\tau \tau_R \right] - \frac{p + \sigma}{2} \sin \varphi - c \cos \varphi = 0 \quad (15)$$

θ 为描述内部剪应力沿 y 方向分布的常数,

$$\left. \begin{aligned} \bar{\tau} &= \theta \tau_R, \quad 0 \leq \theta \leq 1 \\ \delta_\sigma &= \text{sgn}(p - \sigma), \quad \delta_\tau = \text{sgn}(\tau_R) \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

$\bar{\tau}$ 为 $|\tau|$ 在整个层厚中的平均值. ρ 是一个线性化常数, 通过它的调节可使式 (15) 更接近

原始 Mohr-Coulomb 准则。如果 $\rho = 0.828427125$ ，则这样的线性化带来的误差不超过 17%^[14]。将图 4 中的长度用 h 去无量纲化，得

$$\xi = x/h; \quad \beta = b/h; \quad \lambda_B = l_B/h; \quad \lambda_p = l_p/h; \quad \lambda = l/h \quad (17)$$

则方程 (2) 变成

$$\frac{\partial \sigma}{\partial \xi} = \tau_R \quad (18)$$

方程 (8) 更一般化地写成

$$\tau_R = \delta_\tau (\bar{c} + p \tan \bar{\varphi}), \quad \text{当 } \bar{c} + p \tan \bar{\varphi} \geq 0 \text{ 时} \quad (19)$$

式 (3) 中铅直压应变 ϵ 的弹性部分 ϵ^E 服从 Hooke 定律

$$\epsilon^E = (1/2c)[(1-\nu)\Delta p - \nu\Delta\sigma] \quad (20)$$

G 和 ν 分别为弹性剪切模量和 Poisson 比。本节假定 c , φ , G 只随 ϵ^P 变化，即

$$c = c(\epsilon^P), \quad \varphi = \varphi(\epsilon^P), \quad G = G(\epsilon^P) \quad (21)$$

方程 (15), (18), (19), (20) 就是我们讨论所依据的基本方程。为了方便，引入两个符号

$$\dot{} = \partial/\partial t, \quad \prime = \partial/\partial \epsilon^P$$

我们只讨论小应变。在破坏后效区，材料是变形软化的，即 $\partial f/\partial \epsilon^P > 0$ ，根据屈服条件应有

$$S + \frac{\partial f}{\partial \epsilon^P} \dot{\epsilon}^P = 0 \quad (22)$$

其中 $S = \frac{\partial f}{\partial \sigma} \dot{\sigma} + \frac{\partial f}{\partial p} \dot{p} + \frac{\partial f}{\partial \tau} \dot{\tau}_R$ ，因而破坏后效区

$$S < 0 \quad (23)$$

4.2 塑性坍塌区存在的条件 设有一受静载荷 $\sigma^0(\xi)$, $p^0(\xi)$ 处于屈服边缘但未坍塌的煤层，受到一个应力扰动

$$\Delta\sigma = \sigma - \sigma^0, \quad \Delta p = p - p^0 \quad (24)$$

根据 $\epsilon = \epsilon^P + \epsilon^E$ ，将式 (20) 代入，整理后，可得铅直应变的塑性应变率

$$\dot{\epsilon}^P = \left\{ \dot{\epsilon} - \frac{1}{2G} [(1-\nu)\dot{p} - \nu\dot{\sigma}] \right\} / \left\{ 1 - \frac{G'}{2G^2} [(1-\nu)\Delta p - \nu\Delta\sigma] \right\} \quad (25)$$

因继续屈服条件 (15) 满足 $\dot{f} = 0$ ，将式 (15) 的 τ_R 用式 (19) 替代，并考虑到式 (25)，得到

$$J\dot{p} + K\dot{\sigma} = L\dot{\epsilon} \quad (26)$$

其中

$$\left. \begin{aligned} L &= \frac{c' \cos \varphi + \left(\frac{p+\sigma}{2} \cos \varphi - c \sin \varphi \right) \varphi'}{1 - \frac{G'}{2G^2} [(1-\nu)\Delta p - \nu\Delta\sigma]} \\ K &= -\frac{1}{2} (\rho \delta_\sigma + \sin \varphi) - \frac{\nu}{2G} L \\ J &= \rho \left(\frac{\delta_\sigma}{2} + \theta \tan \bar{\varphi} \right) - \frac{1}{2} \sin \varphi + \frac{1-\nu}{2G} L \end{aligned} \right\} \quad (27)$$

将平衡方程

$$\frac{\partial \dot{\sigma}}{\partial \xi} = \dot{\tau}_R = \delta_r \dot{p} \tan \bar{\varphi}$$

中的 \dot{p} 用式 (26) 替代, 得到 $\dot{\sigma}$ 的一阶微分方程

$$J \frac{\partial \dot{\sigma}}{\partial \xi} + \delta_r \tan \bar{\varphi} (K \dot{\sigma} - L \dot{\epsilon}) = 0 \quad (28)$$

如果 $J \neq 0$, 对于任意已知扰动 $\dot{\epsilon}(\xi)$, 利用边界条件 $\dot{\sigma}(\xi = \beta) = 0$, 方程 (28) 可给出 $\dot{\sigma}$ 的唯一解。而 $J = 0$ 则可以看出煤层的初始坍塌。巷道壁上 $\sigma = 0$, Δp , $\Delta \sigma$ 及 G' 相对于 G 可以忽略, 即

$$|\Delta \sigma|/G \ll 1, \quad |\Delta p|/G \ll 1, \quad |G'|/G \ll 1$$

由于 $J = 0$, 并考虑到式 (15), 可得

$$\cos \varphi \frac{c'}{c} = \frac{-G/c}{1-\nu} [\rho(1+2\theta \tan \bar{\varphi}) - \sin \varphi] - \varphi' \left[\frac{\cos \varphi - \rho \theta c/c}{\rho(1+2\theta \tan \bar{\varphi}) - \sin \varphi} \cos \varphi - \sin \varphi \right] \quad (29)$$

等式右端 $\cos \varphi$ 前的系数为 p/c 。图 5 给出了 $c/c_R - \epsilon^P$ 的定性趋势, 坍塌区材料处于残存, 即“R”状态。 c'/c_R 是 c' 在 ϵ_B 处的切线斜率, 因而有

$$\tan \chi_B = \frac{c'}{c_R} \quad (30)$$

即由 $J = 0$ 在 $c/c_R - \epsilon^P$ 图上确定了一个角, 我们称之为“临界角”。如果 $c/c_R - \epsilon^P$ 曲线在破坏后效区下降足够陡, 坍塌将从某个角度 $\chi_{B'}$ 开始, 直至到达 χ_B 时结束, 以后破碎状态就稳定了。 χ_B 就是坍塌区结束时的特征角。小于这个角, $J > 0$, 不会失稳。因而破坏后效区曲线的陡度与坍塌区形成直接有关。由式 (15), (26) 和 (27) 可得

$$L = - \frac{\partial f}{\partial \epsilon^P}$$

而在材料变形硬化区 $\partial f / \partial \epsilon^P > 0$, 鉴于式 (27), (16) 和 (17), 在那里 $J > 0$ 。可见当塑性应变增大时, J 是从大于零进入等于零的。 $J < 0$ 在加载条件下不存在静态解。在 [15] 中用反证法给予了证明。

4.3 有坍塌区时亚临界应力分布 从现在起我们采用图 5b) 中线性化的材料参数关系。图 4 中的坍塌区 I 属残存状态, 塑性极限区 II 是最大承载状态, 此外尚有两个弹性区 III, IV。我们将用 R, M 和 0 作为下标分别表示与各区相联的物理量,

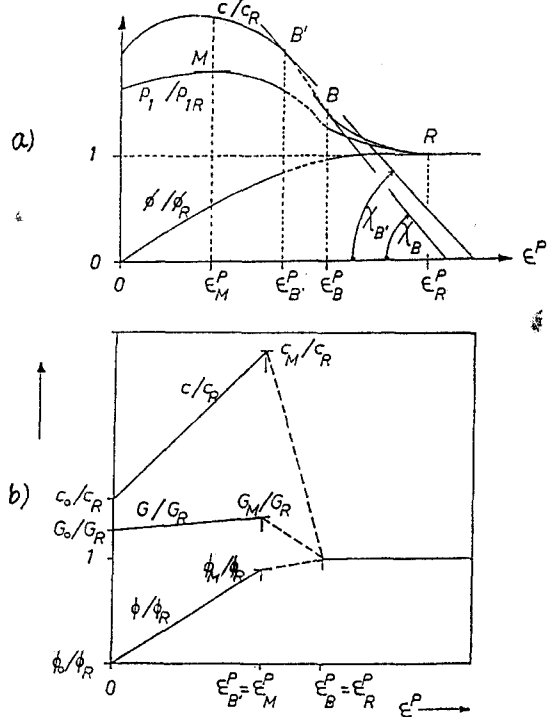


图 5 压力 p_1 , 内聚力 c , 内摩擦角 φ 与 ϵ^P 的定性关系。图 b) 是它的线性简化。带下标 R 的量, 表示煤在残存状态, 即 $\epsilon^P \geq \epsilon_R^P$ 下的力学量

由屈服条件 (15), 平衡方程 (18), 边界摩擦 (19) 并考虑到 (16), 可得塑性区 I, II 中的水平应力分布

$$\left. \begin{aligned} \frac{\sigma_p}{c_R} &= \frac{Q_R}{P_R} \{ \exp[P_R(\xi - \beta)] - 1 \}, & \beta \leq \xi \leq \beta + \lambda_B \\ \frac{\sigma_p}{c_M} &= -\frac{Q_M}{P_M} + \left\{ \frac{c_R}{c_M} \frac{Q_R}{P_R} [\exp(P_R \lambda_B) - 1] + \frac{Q_M}{P_M} \right\} \exp[P_M(\xi - \beta - \lambda_B)] \end{aligned} \right\} \quad (31)$$

$$\beta + \lambda_B \leq \xi \leq \beta + \lambda_P$$

式中

$$\left. \begin{aligned} Q &= \frac{\frac{1}{2} \frac{\bar{c}}{c} (\rho + \sin \varphi) + \cos \varphi \tan \bar{\varphi}}{\frac{1}{2} (\rho - \sin \varphi) + \rho \theta \tan \bar{\varphi}} \\ P &= \frac{\frac{1}{2} (\rho + \sin \varphi) \tan \bar{\varphi}}{\frac{1}{2} (\rho - \sin \varphi) + \rho \theta \tan \bar{\varphi}} \end{aligned} \right\} \quad (32)$$

显然水平应力 σ 在 I, II 区交界处 $\xi = \beta + \lambda_B$ 是连续的。因为在 $\xi = \beta + \lambda_B$ 处, $J_B = 0$, 而 $\xi < \beta + \lambda_B$ 处, $J_B < 0$, 从而可确定 λ_B 。而 λ^P 将在以后确定。铅直压力 $p \geq 0$ 导致在 II, III 区中应有

$$\rho \theta \frac{\bar{c}}{c} \leq \cos \varphi$$

在弹性区, 设应力相对于原始状态有变化,

$$\Delta \sigma = \sigma - \alpha q, \quad \Delta p = p - q \quad (33)$$

煤层上下岩层的刚性假设导致 $\epsilon = \epsilon^E = 0$, 即

$$\frac{\Delta \sigma_E}{\Delta p_E} = \frac{\nu_0}{(1 - \nu_0)} \quad (34)$$

在未扰动区, 根据初等理论^[14] 应有

$$\left. \begin{aligned} \Delta \sigma_E(\xi) &= \Delta \sigma_E(\beta + \lambda) \exp[-a(\xi - \beta - \lambda)] \\ \Delta p_E(\xi) &= \Delta p_E(\beta + \lambda) \exp[-a(\xi - \beta - \lambda)] \\ \tau_{RE}(\xi) &= \partial \Delta \sigma_E / \partial \xi = -a \Delta \sigma_E(\xi) \quad \xi \geq \beta + \lambda \end{aligned} \right\} \quad (35)$$

σ 仍为沿煤层厚的平均值, 其中 τ_{RE} 是指未扰动区煤岩界面的摩擦应力, 求解时用到了平衡方程。式中 a 是下列关系式的数字解^[14]:

$$\left. \begin{aligned} a / [(3/2) - 2\nu_0] &= \sin 2a \\ a > 0, \quad \text{当 } 0 \leq \nu_0 < 1/2 \text{ 时} \end{aligned} \right\} \quad (36)$$

当 $\nu_0 \rightarrow 1/2$ 时, $a \rightarrow 0$; 若 $a \rightarrow \infty$, 则化为初等理论。在 $\xi = \beta + \lambda$ 处, τ_{RE} 应满足方程 (19), 考虑到条件 (34), 可得

$$\Delta \sigma_E(\beta + \lambda) = -\frac{q \tan \bar{\varphi}_0 + \bar{c}_0}{a + \frac{\nu_0}{1 - \nu_0} \tan \bar{\varphi}_0} < 0 \quad (37)$$

再利用平衡方程 (18), 煤岩界面条件 (19) 及 (34) 并以 (37) 为初始条件, 可得活动弹性区 III 的解

$$\Delta\sigma_E(\xi) = -\frac{1-\nu_0}{\nu_0}(q + \bar{c}_0 \cot \bar{\varphi}_0) \left\{ 1 - \frac{\exp\left[-\frac{\nu_0}{1-\nu_0}(\beta + \lambda - \xi) \tan \bar{\varphi}_0\right]}{1 + \frac{\nu_0/a}{1-\nu_0} \tan \bar{\varphi}_0} \right\} \quad \beta + \lambda_P \leq \xi \leq \beta + \lambda \quad (38)$$

到此我们可以给出 δ_τ 和 δ_σ 了。根据等式 (35) 和 (37), τ_R 是正值。由式 (35) 可知, 尽管 $\Delta\sigma_E(\xi)$ 随 ξ 增加而单调递增, 但永远为负。因此, 由式 (35) 可知 $\delta_\tau = 1$ 。而对于 δ_σ 则存在一个 ξ_0 , 在 $0 \leq \xi \leq \xi_0$ 时 $\delta_\sigma = 1$, 在 $\xi_0 \leq \xi \leq \infty$ 时, $\delta_\sigma = -1$ 。 ξ_0 可由 $p - \sigma = 0$ 求得。

利用式 (19) 将 I, II, III 区的压力 p 消去, 在 IV 区则利用式 (33)–(35) 算出 p 代入, 并计及 $\sigma(\beta) = 0$ 和式 (37), 得到

$$\lambda = \lambda_0 - \frac{1}{a} + \frac{\bar{c}_0 A(\lambda_P)}{q + \bar{c}_0 \cot \bar{\varphi}_0} \quad (39a)$$

其中

$$\begin{aligned} \bar{c}_0 A(\lambda_P) = & -\sigma_P(\beta + \lambda_B)(\cot \bar{\varphi}_M - \cot \bar{\varphi}_R) - \sigma_P(\beta + \lambda_P)(\cot \bar{\varphi}_0 - \cot \bar{\varphi}_M) \\ & + \lambda_B(\bar{c}_M \cot \bar{\varphi}_M - \bar{c}_R \cot \bar{\varphi}_R) + \lambda_P(\bar{c}_0 \cot \bar{\varphi}_0 - \bar{c}_M \cot \bar{\varphi}_M) \end{aligned} \quad (39b)$$

$$\lambda_0 = \frac{a \cot \bar{\varphi}_0 - \beta}{1 + (c_0/q) \cot \bar{\varphi}_0} \quad (39c)$$

若

$$\bar{c}_0 = \bar{c}_M = \bar{c}_R, \quad \bar{\varphi}_0 = \bar{\varphi}_M = \bar{\varphi}_R, \quad \text{则 } A \equiv 0 \quad (40)$$

且当 $1/a = 0$ 时, λ 就变成初等理论所给结果式 (12)。

将式 (39) 重新整理, 可得

$$\frac{q}{\bar{c}_0} = \frac{[\lambda + (1/a)] \cot \bar{\varphi}_0 - A}{\beta_s - \beta - \lambda} \quad (41)$$

其中

$$\beta_s = a \cot \bar{\varphi}_0 - (1/a) \quad (42)$$

在 (40) 的条件成立时, 式 (41) 的分母必然为正值, 因为 $q \geq 0$ 。即

$$\beta < \beta_s - \frac{1}{a} \frac{\bar{c}_0}{q} \cot \bar{\varphi}_0 \quad (43)$$

将方程 (41) 代入式 (37), 利用式 (33), 可得

$$\sigma_k(\beta + \lambda) = \frac{\bar{c}_0}{1 + \frac{\nu_0/a}{1-\nu_0} \tan \bar{\varphi}_0} \left\{ \left[\frac{1}{a} + \lambda - A \tan \bar{\varphi}_0 \right] \frac{\beta_s + a \frac{\nu_0/a}{1-\nu_0}}{\beta_s - (\beta + \lambda)} - \frac{1}{a} \right\} \quad (44)$$

4.4 有坍塌区存在时突出的范围及强度 在临界载荷 q_k 作用下, 突出发生后煤就从其

表面开始向巷道抛掷, 结果边壁后移, 巷道加宽。这个过程一直进行到式 (43) 中的符号变成等号为止。这时边壁以内某个长度 L_s , 或其无量纲值 λ_s 的煤向巷道移动了。由式 (43) 可得

$$\beta + \lambda_s = \beta_s - \frac{1}{a} \frac{\bar{c}_0}{q_k} \cot \bar{\varphi}_0$$

或

$$\lambda_s = \beta_s - \beta - \frac{1}{a} \frac{\bar{c}_0}{q_k} \cot \bar{\varphi}_0 \quad (45)$$

式中 λ_s , 或 L_s , 就是突出的范围。其中 β 为巷道未坏前的无量纲宽度, β_s 由式 (42) 给出。

突出强度是用事件发生时可用于动态效应的能量 W 来定义的。设 W_1 为突出开始前一瞬在临界长度 λ_k 内贮存的弹性能。如前所述, 临界载荷时, 活动弹性区已不存在, 整个 λ_k 都是塑性区, 唯独 IV 区是纯弹性的。 W_2 就是这时贮存在 IV 区内的能量。突出结束后, 在 IV 区回到粘附摩擦状态前还存在的能量叫 W_3 , 于是

$$W = W_1 + W_2 + W_3 \quad (46)$$

IV 区的起始边界正好是突出范围的末端, W_j 可表示为

$$W_1 = 2h^2 \int_{\beta}^{\beta + \lambda_k} W_1 d\xi, \quad W_2 = 2h^2 \int_{\beta + \lambda_k}^{\infty} W_0 d\xi, \quad W_3 = 2h^2 \int_{\beta + \lambda_s}^{\infty} W_0 d\xi$$

$W_j(\xi)$ 是指沿煤层厚度平均的弹性功密度, 因而

$$W_j = \frac{1}{4G} [(1 - \nu)(\sigma^2 + p^2) - 2\nu\sigma p + 2\bar{\tau}^2]$$

它是平面应变线弹性下的表达式。 $\bar{\tau}$ 按式 (16) 的约定。将式 (31) 代入 W_1 , 式 (35) 代入 W_0 , ν , G , θ 分区给定。定义突出强度

$$Y = \frac{2}{c_M h^2} W = Y_1 + Y_0$$

经过运算后可得

$$Y_0 = \left(\frac{q_k}{c_M}\right)^2 \frac{c_M}{G_0} \{(1 - \nu_0)(1 + \alpha_2) - 2\nu_0\alpha\} (\lambda_s - \lambda_k)$$

$$Y_1 = \frac{2W_1}{c_M h^2} = \frac{c_R}{c_M} \frac{c_R}{G_R} \Phi_R(\beta + \lambda_B) + \frac{c_M}{G_M} [\Phi_M(\beta + \lambda_k) - \Phi_M(\beta + \lambda_B)]$$

其中

$$\Phi(\xi) = -\frac{1}{2p} [(1 - \nu)(p^2 \cot^2 \bar{\varphi} + 1) - 2\nu p \cot \bar{\varphi} + 2\theta^2 p^2] \left(\frac{\sigma}{c}\right)^2$$

$$+ \frac{1}{p} \left\{ (1 - \nu) \left[\left(Q - 2\frac{\bar{c}}{c}\right) P \cot^2 \bar{\varphi} - \frac{Q}{P} \right] + 2\nu \frac{\bar{c}}{c} \cot \bar{\varphi} + 2\theta^2 Q P \right\} \frac{\sigma}{c}$$

$$+ \left\{ \left[(1 - \nu) \frac{\bar{c}}{c} \cot \bar{\varphi} - 2\nu \frac{Q}{P} \right] \frac{\bar{c}}{c} \cot \bar{\varphi} + (1 - \nu) \left(\frac{Q}{P}\right)^2 \right\} (\xi - \beta)$$

Φ_M 和 Φ_R 是将式 (32) 中的参数和系数分别与 ϵ_M^P 和 ϵ_R^P (图 5) 相联系的结果。

按照上述定义, 突出强度为 $Y=1$ 意味着可用的弹性能刚好将巷道壁向外扩充煤层厚度 $2h$ 的 $1/6$ 。这时忽略了内摩擦, 且认为这个无限煤层具有拉伸屈服强度 $2c_M$ 。值得指出的是, 由假定岩层是刚性的, 上下岩层的贡献被忽略了。此外, 如果突出发生时原岩压力高于 q_k , 突出强度也会更高。

4.5 关于安全宽度及临界压力 如果巷道超过某个“安全宽度”, 那就没有立即发生突出的危险。无量纲的安全宽度由式 (42) 给出。如果 $1/a=0$, $q \gg \bar{c}$, 则式 (42) 的结果就与式 (112) 一样。若 $\beta \geq \beta_s$, 则不等式 (43) 不再成立, 亚临界应力分布也不存在了, 即或原岩压力 q 很大也是这样。如果 β_s 为负值, 则上述结论也对。如果式 (43) 不成立, 则由式 (45), 突出长度将是负值, 突出强度 Y 也就不存在了。

现在的问题是, 如果存在一个大于零的安全宽度 β_s , 则究竟有无一个导致临界长度 λ_k 的原岩压力 q_k 存在, 使弹性活动区缩小至零。我们可以让式 (31) 的塑性应力分布在 $\xi = \beta + \lambda$ 时与式 (44) 的弹性应力分布相等, 从而得到 $\lambda = \lambda_k$ 。但如果找不到临界长度 λ_k , 则尽管巷道宽度已小于 β_s , 但仍嫌太大。此时, 无论在什么原岩压力 q 下突出也都不会发生。得到 λ_k 后, 临界压力 q_k 可由式 (41) 算得, 其数字结果绘于图 6 和 7。

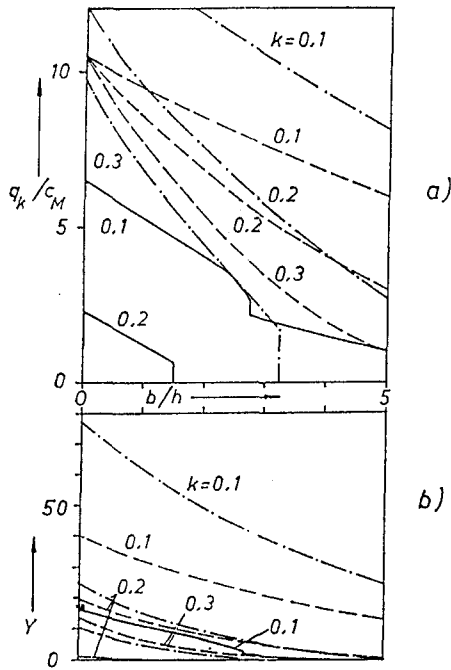


图 6 突出始发的临界压力 q_k , 突出强度 Y 与比例摩擦系数 k 的关系。实线表示考虑内部剪应力 ($1/a=1.6852$) 和坍塌区; 点划线是考虑内部剪应力, 但无坍塌区; 虚线是既不考虑内部剪应力, 又无坍塌区

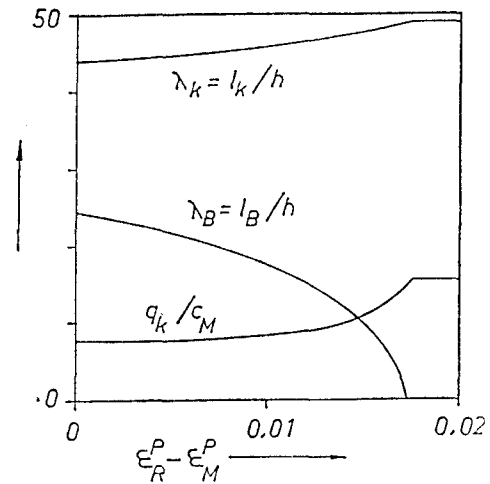


图 7 突出始发时临界长度 l_k , 临界压力 q_k , 坍塌区长 l_B 与用变形差 $\epsilon_R^P - \epsilon_M^P$ 表示的材料参数在破坏后放区的陡度 (图 5) 的关系。其中 $\beta = b/h = 1$, 比例摩擦系数 $k = 0.05$

计算时所用参数为

$$\frac{G_0}{c_M} = \frac{G_M}{c_M} = 100, \quad \frac{G_R}{c_M} = 70, \quad \nu_0 = \nu_M = \nu_R = 0.43$$

$$\frac{c_0}{c_M} = 1, \quad \frac{c_R}{c_M} = 0.1, \quad \varphi_0 = 5^\circ, \quad \varphi_M = 20^\circ, \quad \varphi_R = 30^\circ$$

$$K = \frac{1}{2} \frac{\bar{c}_0}{c_0} = \frac{1}{2} \frac{\bar{c}_M}{c_M} = \frac{1}{2} \frac{\bar{c}_R}{c_R} = \frac{\tan \bar{\varphi}_0}{\tan \varphi_0} = \frac{\tan \bar{\varphi}_M}{\tan \varphi_M} = \frac{\tan \bar{\varphi}_R}{\tan \varphi_R} \quad (46)$$

图6中是否存在坍塌区可由 ϵ_R^p 控制, 图中

$$\epsilon_R^p = 0.1, \quad \text{无坍塌区}$$

$$\epsilon_R^p = 0.061, \quad \text{有坍塌区}$$

在图6和图8中所谓不考虑内部剪应力是指

$$1/a = 0, \quad \rho_0 = \rho_M = \rho_R = 1, \quad \theta_M = \theta_R = 0$$

考虑内部剪应力是指

$$1/a \text{ 由式 (36) 计算, } \rho_0 = \rho_M = \rho_R = 0.828427125, \quad \theta_M = \theta_R = 1/2$$

得到 q_k 以后, 任何小于 q_k 的原岩压力下应力的亚临界分布可以求得。值得提醒的是, 因为坍塌区总小于塑性区, 计算时要用 $\min(\lambda_B, \lambda_P)$ 去代替 λ_B , 定性结果示于图9。

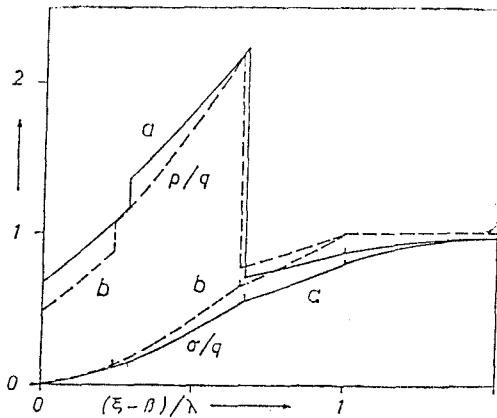


图8 当 $q = (1/2)q_k$ 时算得的压力分布
 q 铅直方向的原岩压力 q_k 始发突出时 q 的临界值 $a = 1$, $\beta = 1$ a) 考虑内部剪应力时 $1/a = 1.4570$, $q_k = 12.151 \text{ MPa}$, $\lambda = 5.661$, $\lambda_B/\lambda = 0.285$, $\lambda_P/\lambda = 0.670$; b) 忽略内部剪应力时, $q_k = 13.878 \text{ MPa}$, $\lambda = 7.579$, $\lambda_B/\lambda = 0.234$, $\lambda_P/\lambda = 0.665$

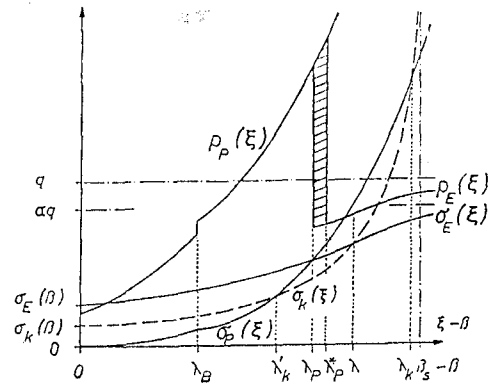


图9 铅直压力 $p(\xi)$ 和水平压力 $\sigma(\xi)$ 沿煤层分布。图中分别示出了其弹性部分 $p_E(\xi)$, $\sigma_E(\xi)$ 和塑性部分 $p_P(\xi)$ 和 $\sigma_P(\xi)$ 。当 $\xi = \beta + \lambda$ 时, $\sigma_k(\xi) = \sigma_E(\xi)$, λ_P^* 是假定把 λ_P 放大后所得的值

在本节, 最后我们强调指出:

①坍塌区的存在与否, 主要受一维应力应变关系下降陡度的控制。如果下降太缓则无坍塌区存在。坍塌区长度是随陡度的增加而增加的。

②我们定义了一个临界原岩压力 q_k , 若载荷大于 q_k , 则一有扰动就可能发生突出(图6)。内部剪应力对 q_k 的影响是大的, 不可以忽略。坍塌区的存在使临界压力减小, 实际上增大了发生突出的可能性, 但却减小了突出强度。其减小速度是如此快, 以致只要煤岩界

面摩擦系数比 0.2 大一点, 实际上突出就没有影响了。由于突出强度的大小正好与突出可能性的反比, 所以大突出只可能相应于小边界摩擦及高原岩压力。原岩压力高即深度大。如所周知, 深度大与边界摩擦小同时出现是非常罕见的, 这就是在煤矿现场观察到突出比较少的原因。

③如果巷道宽度超过“安全宽度”, 则突出就不再发生。因而在长壁式开挖中, 开挖作业的初期容易发生突出。这也说明卸压法, 如卸压钻孔及卸压爆破是有作用的, 在力学上相当于加宽巷道。

④图 8 和 9 中, p 在 $\xi = \beta + \lambda_P$ 中有一个跳跃。这是由于弹塑性交界面两边取了不同本构关系的缘故。 p 及 σ 的分布保留了初等理论所给的大体形状, 然而值得提醒的是, 在 $\xi > \lambda + \beta$, 即未扰动区, 它们不再为常值。

⑤我们还要提到一个似曾相识的处理。Crouch 和 Fairhurst^[16] 曾研究岩爆发生的条件, 直到 Petukhov 和 Linkov^[17,18] 把岩爆当成静态问题, 后来又被 Zubciewicz 和 Mroz^[19] 推广到动态去。他们也得到了一个应力应变关系的临界倾斜角。但需指出的是, 他们的临界角是在本节中处理为刚体的顶底板岩层的应力应变关系弹性段的斜率。因而与本节的处理完全不同。

5 对坍塌的另一种分析

在第 4 节我们曾指出, 坍塌区的存在会减小突出强度, 但它的形成过程本身在一定条件下却又是一种危险现象。尤其大面积的弹性极限区突然断裂卸载, 必然导致动能的释放。因此, 张江^[20] 把坍塌当成突出来考虑。他还考虑了顶、底板岩石的弹性剪切变形。在有突出时, 岩层厚度通常很大, 所以弯曲应变不很重要。

基于用天然煤所做的大量三轴压力试验^[21], 他将煤的应力应变关系进行了简化, 即在载荷达到极限值 M' 前为线弹性体, 越过这一值后, 煤将发生突然的断裂卸载而降至 R 状态, 即在图 2 b) 中 E' 为负无穷。卸载后的材料只具有较低的残余强度。当载荷较低时 (见图 1), 煤层处于弹性状态。随载荷增加, 由于应力集中的影响, 在靠近巷道的一个区域内首先进入弹性极限状态, 即图 2 b) 中的 M' 点。这时只要稍有一点扰动, 煤层将突然断裂卸载从 M' 降至残余状态, 从而在现场出现了靠近巷道附近一个区域的动态坍塌, 即发生了突出。

这时顶板向下的弹性位移与其剪应力之间有关系式

$$\frac{d^2 w}{dx^2} = \frac{\sigma_y - q}{GH} \quad (47)$$

其中 w 为顶板向下的位移, \bar{G} 和 H 分别为岩石的剪切模量和厚度。在弹性阶段除式 (47) 外, 有平面应变条件下 Hooke 定律的三个表达式及力平衡方程式 (2), 求解 $\sigma_x, \sigma_y, \tau_R, u, w$ 五个量, 这时煤层界面被认为是无滑动的。在弹性极限状态, 煤岩界面是可以滑动的, 因而方程 (8) 成立。但取 $\bar{c} = 0$, $\bar{\varphi}$ 为常值。在破裂区采用式 (15) 所描述的屈服函数及相应的流动法则, 令 $c = c_R$ 。定解条件是: 在巷道边壁 $\xi = \beta$ 处, 破碎区与塑性区交界 $\xi = \beta + \lambda_B$, 弹塑性交界 $\xi = \beta + \lambda_P$ 以及 $\xi = (\tau/2)/h$ 处铅直位移及顶板转角都连续。其中 τ 为矿柱宽度 (图 1)。在 $\xi = \beta + \lambda_B$ 及 $\beta + \lambda_P$ 处水平位移及水平应力连续, 巷道表面 $\sigma = 0$ 。

许多结果与前面所述在定性上是一致的, 其中特别值得指出的是:

①残余内聚力大小对突出的影响

图 10 画出了破碎区长度 λ_B 和突出动能 T 与内聚力的关系。煤从弹性极限状态转变到破裂状态时，包括煤在内的山体变形的弹性能的减小一部分消耗于煤的破坏，另一方面则变成了煤的动能 T 。图 10 说明 c_R 与 c_M 差得越多，突出强度越大。因而实际工程中可以用注水或别的办法使煤层软化，降低 c_M ，从而减小或消除突出的可能性。当 c_R 和 c_M 接近时，坍塌区的形成是小面积的，逐渐的，因而没有危险。

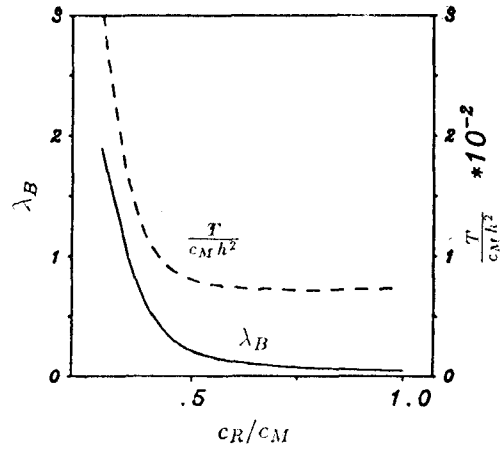


图 10 坍塌长度及可用动能与残余内聚力的关系

②破裂临界载荷与矿柱宽度的关系

这里所谓的破裂临界载荷 q_{kb} 是指破裂区（或称坍塌区）形成时的载荷，而本节之前的临界载荷是指活动区全变成塑性区时的载荷，因而 q_{kb} 与 q_k 两者略有区别，但它们又都是与突出有关的载荷，从图 11 a) 中可以看出，当矿柱宽度 \bar{l} 很大时，如果载荷小于临界值 q_{kb} ，则随掘进发展 \bar{l} 缩短，危险性不大。可是当 \bar{l} 较短时，破裂临界载荷下降很快，因而突出很容易在较低载荷下发生。这是采矿实际证实了的，也是现场施工中值得注意的。

③弹性边界的影响

图 11 b) 中还标出了破裂临界载荷与岩石模量的关系。由图可见，考虑岩石的弹性与把

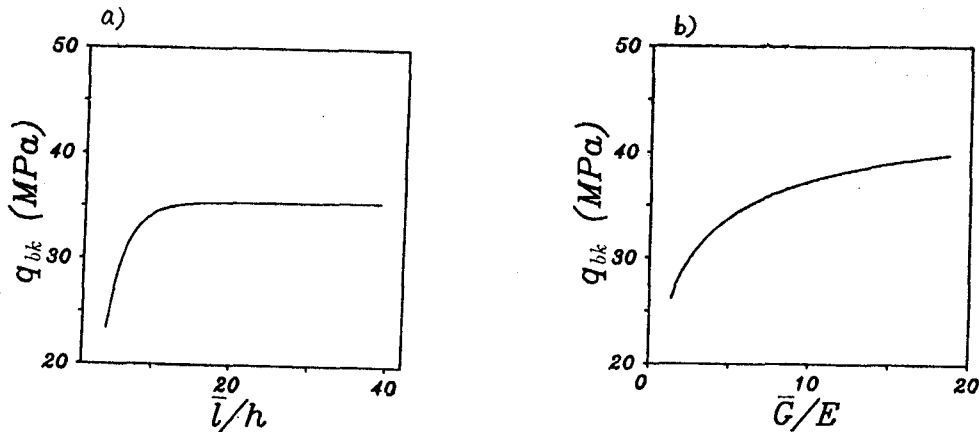


图 11 破裂临界载荷与矿柱宽度 a) 及岩石弹性模量 b) 的关系

岩石当成刚性材料相比，发生坍塌或突出的临界载荷降低了，也就是发生突出的可能性增加了。岩石性质与煤越接近，可能性越大。这个结果与 Lippmann^[12] 的摄动解结果是一致的。Lippmann^[12] 还说明考虑弹性边界后，突出长度及效率会下降很快。

参 考 文 献

- 1 Lippmann H. 煤矿中突出的力学: 关于煤层中通道两侧剧烈变形的讨论(程屏芬译, 董务民校). 力学进展, **19** (1989): 100—113
- 2 Cook N G W, Hoek E, Pretorius J P G, Ortlepp W D, Sajamon M D G. Rock Mechanics applied to the study of rockbursts. *J. S. African Inst. Min. Met.*, **66** (1966): 436—528
- 3 Autorenkollektiv. Berechnungsmethoden für Salzpfiler-systeme und Seismotektonische Spannungszustände im Gebirge. *Freiberger Forschungshefte, A* **744** (1986): 1—131
- 4 Brauner G. Gebirgsdruck und Gebirgsschläge. Gluckauf-Verlag, Essen (1981)
- 5 —. Gebirgsschläge und ihre Verhütung. Gluckauf-Verlag, Essen (1989)
- 6 Burgret WG, Lippmann H. Models of translatory rock bursting in coal. *Int. J. Rock Mech. Min. Sci.*, **18** (1981): 285—294; discussion. *ibid*, **19** (1982): 153—154
- 7 —. Modellmaterial und Modellexperimente zum translatorischen Gebirgsschlag. Dr-thesis, Tech. Univ. München (1981)
- 8 Zhang J. Modellversuche zum Gebirgsschlag. im Zwischenbericht 1989 des Lehrstuhls A für Mechanik der Tech Univ München an die Bergbauforschung GmbH Essen.
- 9 Lippmann H. Ductility caused by progressive formation of shear cracks. in Three-Dimensional Constitutive Relations and Ductile Fracture (ed. by S. Nema-Nasser). North-Holland, Amsterdam (1981): 389—404
- 10 —. Constitutive relation for rock-like materials, based on a shear crack model. *Mech. Res. Commun.*, **11** (1984): 177—184
- 11 —. The mechanics of translatory rock bursting. in Advances in Analysis of Geotechnical Instabilities (ed by J C Tompson). Univ. of Waterloo Press, Waterloo (1978): 25—63
- 12 —. Die mechanik des Gebirgsschlags bei elastischem Nebengestein. *Gluckauf-Forschungsh.*, **43** (1982): 135—144
- 13 —. The intersected Mohr-Coulomb layer, compressed under frictional conditions between elastic half spaces. *Ing. Arch.*, **53** (1983): 101—115
- 14 —. Elementare Theorie der Flozhaftdruck-Zustände bei starrem Nebengestein. *Gluckauf-Forschungsh.*, **47** (1986): 93—102
- 15 —. Theory of the collapsed zone at the front of a coal seam and of its effect on translatory rock bursting. Submitted to *Int. J. for Numer. and Analyt. Meth. in Geomecha.* (1990)
- 16 Crouch S L, Fairhurst C. Mechanics of coal mine bumps. *Trans. Soc. Min. Eng., AIME*, **256** (1974): 317—323
- 17 Petukhov I M, Linkov A M. The theory of post failure deformations and the problem of stability in rock mechanics. *Int. J. Rock Mech. Min. Sci.*, **16** (1979): 57—76
- 18 —. Theoretical principles and fundamentals of rock burst prediction and control. Proc. 5th Congress Int. Soc. Rock Mech., Melbourne, 10—15, Apr., A A Balkema, Rotterdam, 1983, Vol2: D113—D120
- 19 Zubelewicz O C, Mroz Z. Numerical simulation of rock-burst processes treated as problems of dynamic instability. *Rock Mech. Rock Eng.*, **16** (1983): 253—274
- 20 Zhang J. Zur Theorie des Bruchversagens am Flozstoß. Dissertation T. U. München, Noch nicht veröffentlicht
- 21 Zhang J, Kuch R. Triaxiale Druckversuche an kohle, Araldit und Gips, im Jahresbericht 1988 des Lehrstuhls A für Mechanik der Techn. Univ. München an die Bergbauforschung GmbH, Essen

THE THEORY OF BUMPS IN COAL MINES

—An Introduction to the Study of Mining Mechanics at
the T.U.Munich, F.R.Germany (Invited)

H.Lippmann Zhang Jiang

Technical University of Munich, F.R.Germany

Kou Shao-quan

University of Science and Technology Beijing, China

Abstract This paper gives a review on the theory of bumps in coal mines at the Technical University of Munich, F.R.Germany. At first, the steep post-failure decrease of the material parameters is considered as the main characteristics of the material responsible for its proneness to rock bursting. Then a simplified elasto-plastic theory, referred as an elementary theory in the text, is applied to the translatory bumps and some basic mechanisms of the bump are revealed. It is followed by a discussion on the effects of the collapsed zone, close to the cavity and usually existing in situ, and on the internal shear stress in the stratum. Finally, the results, obtained by treating the collapse as a bump, and the rock above and below the coal seam as an elastic material, are given. The conclusions deduced from the theory are compared with the phenomena observed in situ, and the measures undertaken to predict or prevent the bumps are explained from the mechanical point of view.

Keywords *bump, coal mine, rock bursting, elasto-plastic theory, fracture and post failure behavior, instability*