

恒稳推进的煤与瓦斯突出*

俞 善 炳

(中国科学院力学研究所)

提要 本文建立理想的一维运动模型,对煤与瓦斯突出的机理进行了探讨。指出煤的破碎启动与瓦斯渗流的耦合是煤与瓦斯突出的内在因素,大型突出相应于恒稳推进的情况。通过分析给出了讨论煤与瓦斯突出的重要的无量纲参数以及突出判据的近似形式。

关键词 煤和瓦斯爆炸、恒稳推进、渗流、两相流。

一、引 言

煤与瓦斯突出是生产实践所遇到的关系到生命安全的严重问题。1934年法国煤矿发生世界上第一次煤与瓦斯突出。一个半世纪以来,它始终是国内外研究者的重大研究课题。从长期的生产与研究中虽已积累了很多经验,认识上有许多进展,提出并采用了各种防治措施而取得很大效果,但是由于问题复杂和条件困难,离基本解决尚有很大距离,仍有许多方面需要研究探讨。

本文用理想的一维运动模型对一些直接的基本因素进行机理分析,研究在稳态情况下与启动耦合的渗流的恒稳推进,由此来讨论煤与瓦斯突出。

二、一维模型及基本方程

就粗略的现象描述而言,煤与瓦斯突出的基本过程还是清楚的^[1,2]。

煤层原来处于地应力的受压状态下,瓦斯压力为 p_g 。由于开挖造成新的自由面,那里的压力被突然释放,作用在煤体自由面上的应力以及瓦斯压力同时卸载至煤巷气压 p_a ,因此煤体内的应力场要重新分布,瓦斯渗流要加剧而使瓦斯压力场加速变化。在变化过程中,煤体结构可能被破坏,并在瓦斯压力的作用下被推动抛出。

为便于分析,我们讨论理想的一维运动模型。在讨论的问题中有气、固两相,并且随着状态的变化固体中会有气体析出,这可以是吸附气体的解吸、某些化合物的分解或者出于其他机制,因此须考虑相间质量输运,假定气体析出不影响固体质量,即相间输运的质量与固体质量相比可以忽略不计,并忽略固体密度的变化而视作常数,那么质量和动量的守恒方程可以写成(见附录):

气相质量守恒:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\varepsilon \rho) + \frac{\partial}{\partial x}(\varepsilon \rho u) + \frac{\partial}{\partial t}\{(1-\varepsilon)q\} + \frac{\partial}{\partial x}\{(1-\varepsilon)qu_s\} = 0 \quad (1)$$

* 国家自然科学基金资助项目。

本文于 1987 年 5 月 22 日收到。由谈庆明编委推荐。

固相质量守恒:

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + u_s \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} - (1 - \varepsilon) \frac{\partial u_s}{\partial x} = 0 \quad (2)$$

气相动量守恒:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} (\varepsilon \rho u) + \frac{\partial}{\partial x} (\varepsilon \rho u^2) - u_s \left\{ \frac{\partial}{\partial t} (\varepsilon \rho) + \frac{\partial}{\partial x} (\varepsilon \rho u) \right\} + \varepsilon \frac{\partial p}{\partial x} \\ & = -H(1 - \varepsilon)(u - u_s) \end{aligned} \quad (3)$$

固相动量守恒:

$$\begin{aligned} & (1 - \varepsilon) \rho_s \frac{\partial u_s}{\partial t} + (1 - \varepsilon) \rho_s u_s \frac{\partial u_s}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \{ (1 - \varepsilon) \sigma \} + f \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} \\ & = H(1 - \varepsilon)(u - u_s) - f \end{aligned} \quad (4)$$

t, x 为时间和空间坐标, ε 为孔隙率, p, ρ, u 为游离气体的压力、密度和速度, ρ_s, u_s 为固体的密度和速度, q 表示单位固体体积内附着的非游离气源质量, σ 为固体压应力, 侧向阻尼

$$f = \frac{\tau s}{A} \quad (5)$$

其中 A 为横截面积, s 为横截面周长, τ 为侧壁所受的切应力, 以 x 的反向为正.

由速度差引起的相间作用力在 $\varepsilon \rightarrow 1$ 时利用 Stokes 近似阻力公式可以表成

$$\frac{18\mu}{D_s^2} (1 - \varepsilon)(u - u_s)$$

D_s, μ 为颗粒直径和气体粘性系数, 一般地我们把相间作用力表成同样形式, 而把 D_s 看作为表征阻力的固相特征尺度, 因此动量方程中的相间作用力系数为

$$H = \frac{18\mu}{D_s^2} \quad (6)$$

我们暂且忽略它在过程中的变化, 假定它是参数. 游离气体的状态量 p, ρ 应满足气体状态方程, 这里本应引入另一状态量温度而相应需引入能量方程, 对于相间质量输运也应考虑气体析出机制而引入相应方程. 为简化分析, 我们对此作准平衡近似处理而假定有某过程关系

$$\rho = \rho(p) \quad q = q(p)$$

开挖扰动是边界面上固体应力和气体压力的同时突然卸载. 边界应力的突然卸载使应力场变化, 边界气压的释放使气体渗流加剧而改变气体压力场并同时影响应力场. 相对于渗流过程来说应力波的传播是个快得多的过程^{[1],[3],[4]}. 在固相的固体结构被破坏成散体而“起劲”以前, 我们可以忽略固体的变形. 根据这个假设, $u_s = 0$, 于是方程 (4) 简化为

$$\frac{\partial}{\partial x} \{ (1 - \varepsilon_0) \sigma \} = H(1 - \varepsilon_0)u - f \quad (7)$$

由于同一假设, 我们有 $\varepsilon = \text{const} = \varepsilon_0$ (原始均匀, 孔隙率为 ε_0). 这样, 气相方程可独立求解, 也即忽略固体应力变化对气相流动的影响. 固体应力场归结为静平衡问题, 只是要附加随时间变化的渗流作用力场, 这里时间只是参数.

在应力的变化过程中, 固体结构可能被破坏。如果破坏首先在卸载方向, 我们称之为“拉裂”。在此前后分别称为未裂区和拉裂区。在拉裂区, 固相压应力等同于环境气压, 即 $\sigma = p$, 应力平衡关系(7)可给出侧向阻尼 f 。当侧向阻尼大到某一极限值

$$f_M = \frac{\tau_M s}{A} \quad (8)$$

时 (τ_M 为煤的剪切强度), 固体结构进一步又在侧向被破坏, 称之为“剪裂”, 所谓固相则成为散体而被“起动”。在散体区应力静平衡关系没有了, 应补充散体的阻尼规律, 作为模型我们取

$$\tau = D(1 - \varepsilon)^{1+n} p \quad (9)$$

D 为无量纲阻尼系数, 视作参数, n 为无量纲常数。因而

$$f = F(1 - \varepsilon)^{1+n} p \quad F = \frac{DS}{A} \quad (10)$$

所以, 在散体区“固相”已失去了固体的特征而呈现粘性不可压缩流体的特征, 粘性阻尼是散粒间相互作用的反映。散体区可看作是考虑质量输运和固相粘性的两相流区。

这样, 根据固相特征的变化可分成以下几个区域, 相应有各自的补充关系, 综合如下:

| | 拉裂阵面 拉裂准则 | 起动阵面 剪裂准则 $f = f_M$ | 固相前沿 $\varepsilon = 1$ | |
|-------|---------------------------------------------------------------------------|---------------------------|----------------------------------|----------------------------------------|
| | ← | ← | → | → x |
| | 未裂区 | 拉裂区 | 散体区 | 纯气相区 |
| 补充关系: | 固体应力场的 静平衡方程 | $\sigma = p$ | $f = F(1 - \varepsilon)^{1+n} p$ | $\varepsilon = 1$ |
| | $u_s = 0$ | | | |
| 特征: | 固相静止无流动 $u_s = 0, \varepsilon = \varepsilon_0$ 气 相方程独立可解, 二个方程解 p, u | 附加渗流作用场 下求固体应力场 | 从应力平衡关系 (7) 求侧向阻尼 f | 两相耦合四个方 程解 p, u, u_s, ε |
| | | | | 退化为一 维气体流动 |

这儿我们不具体讨论固体应力场的求解及拉裂准则, 它不直接影响流场方程, 只是用以确定边界从而影响流场。

三、起动阵面及弱间断关系

从机理的角度分析, 煤与瓦斯突出的特征是在瓦斯流动中伴随有煤的抛出, 即存在固相流动, 因而起动阵面是个关键, 它反映固相从固体状态变到流体状态, 从静止开始流动。

现在我们来讨论起动阵面。在阵面左右(拉裂区和散体区)方程(4)中 $\sigma = p$, 因而写成

$$(1 - \varepsilon)\rho_s \frac{\partial u_s}{\partial t} + (1 - \varepsilon)\rho_s u_s \frac{\partial u_s}{\partial x} + (1 - \varepsilon) \frac{\partial p}{\partial x} = H(1 - \varepsilon)(u - u_s) - f \quad (11)$$

考虑阵面上任意一点(见图 1), 起动瞬时前(拉裂区)由剪裂准则知 $f = f_M$, 而起动瞬时后

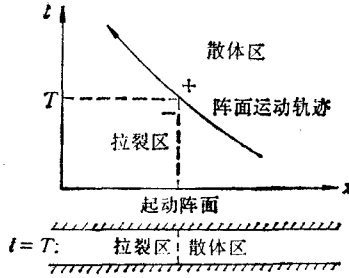


图 1

(散体区)有

$$f = f_0 = F(1 - \varepsilon_0)^{1+n} p \quad (12)$$

所以阵面是侧向阻尼的间断面, 它带来解的一阶导数的间断, 而状态是本身仍连续, 是解的弱间断面.

用 $w = -\frac{dx}{dt}$ 表示阵面速度(向左侧拉裂区推进速度), 用记号 $[Z] = Z_+ - Z_-$ 表示量 Z 的间断, 有

$$\left[\frac{\partial u_s}{\partial t} \right] = w \left[\frac{\partial u_s}{\partial x} \right], \quad \left[\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} \right] = w \left[\frac{\partial \varepsilon}{\partial x} \right], \quad \left[\frac{\partial u}{\partial t} \right] = w \left[\frac{\partial u}{\partial x} \right], \quad \left[\frac{\partial p}{\partial t} \right] = w \left[\frac{\partial p}{\partial x} \right]$$

为简化下面的分析, 在渗流区(固相静止区)直至阵面附近的任意小邻域, 假定气相压强几乎全用于克服相间作用而忽略动量项, 即气相动量方程用 Darcy 定律来近似

$$\varepsilon \frac{\partial p}{\partial x} = -H(1 - \varepsilon)(u - u_s) \quad (13)$$

则在阵面附近固相动量方程(11)相应地为

$$(1 - \varepsilon)\rho_s \frac{\partial u_s}{\partial t} + (1 - \varepsilon)\rho_s u_s \frac{\partial u_s}{\partial x} + \frac{\partial p}{\partial x} = -f \quad (14)$$

Darcy 定律通常表达成

$$v = -\frac{K}{\mu} \frac{\partial p}{\partial x} \quad v = \varepsilon(u - u_s) \quad (15)$$

K 为渗透率, v 为渗流速度, 不同表示形式间的相互关系是

$$H = \frac{\varepsilon^2 \mu}{(1 - \varepsilon)K}, \quad K = \frac{\varepsilon^2 D_s^2}{18(1 - \varepsilon)} \quad (16)$$

从方程(1)、(2)、(13)和(14)并注意到在起动阵面上有 $u_s = 0$ 和 $\varepsilon = \varepsilon_0$, 可得到阵面上的间断关系

$$\left[\frac{\partial p}{\partial t} \right] = 0, \quad \left[\frac{\partial u_s}{\partial t} \right] = \frac{f_M - f_0}{(1 - \varepsilon_0)\rho_s}, \quad \left[\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} \right] = \frac{f_M - f_0}{\rho_s w}, \quad \left[\frac{\partial u}{\partial t} \right] = -\frac{(f_M - f_0)(u + w)}{\varepsilon_0 \rho_s w}$$

$$\left[\frac{\partial p}{\partial x} \right] = 0, \quad \left[\frac{\partial u_s}{\partial x} \right] = \frac{f_M - f_0}{(1 - \varepsilon_0)\rho_s w}, \quad \left[\frac{\partial \varepsilon}{\partial x} \right] = \frac{f_M - f_0}{\rho_s w^2}, \quad \left[\frac{\partial u}{\partial x} \right] = -\frac{(f_M - f_0)(u + w)}{\varepsilon_0 \rho_s w^2}$$

对于渗流速度的变化, 则有

$$\left[\frac{\partial v}{\partial t} \right] = -\frac{f_M - f_0}{(1 - \varepsilon_0)\rho_s}, \quad \left[\frac{\partial v}{\partial x} \right] = -\frac{f_M - f_0}{(1 - \varepsilon_0)\rho_s w} \quad (17)$$

因而在 Darcy 定律的近似下, 压力的一阶导数仍连续, 由剪裂准则知在起动阵面上

$$\frac{\partial p}{\partial x} = -f_M \quad (18)$$

而固相特征量 u_s 、 ε 的一阶导数从原来静止不变时的零值突变到上述的间断值.

由 Darcy 定律得到阵面上的渗流速度和气体速度是

$$v = \frac{K_0}{\mu} f_M = \frac{\varepsilon_0^2}{(1 - \varepsilon_0)H} f_M \quad u = \frac{K_0}{\varepsilon_0 \mu} f_M = \frac{\varepsilon_0}{(1 - \varepsilon_0)H} f_M \quad (19)$$

阵面上的压力则是不定的量。

四、稳态解和恒稳关系

对于煤与瓦斯突出的机理,不只看有没有部分煤的抛出,关键的应考察抛出过程如何能持续进行的机制,这一点似乎更为本质。起动使固相突然加速,从原先只有可忽略的变形突然显著松动,渗流也相对加快,它正像一系列“微开挖”,提供使过程持续的能力。

如果某一过程的起动阵面速度 w 随着时间的发展趋于恒值,即过程趋于某种稳态,我们来讨论它的渐近解。方程中的参数有 H 、 F 、 ρ_s 和 $\rho(p)$ 、 $q(p)$ 中的参数,现假定 ρ 和 q 随 p 的变化是线性的,即

$$p = a^2 \rho \quad q = Q\rho \quad (20)$$

a 为气体等温声速, Q 为单位固体体积内附着的气体质量随压力的变化率。定解条件中的参数有左侧未扰动气压 p_g 、右侧未扰动气压 p_a 、初始孔隙率 ε_0 以及阵面上剪裂条件中的 f_M 。因而过程参数就取决于这些主定参数,对于恒稳速度 w 应存在恒稳关系

$$\varphi(w; p_g, p_a, f_M, \varepsilon_0, H, F, \rho_s, a, Q) = 0 \quad (21)$$

我们看间断关系(17)

$$\frac{f_M - f_0}{(1 - \varepsilon_0)\rho_s w} = \left(\frac{\partial v}{\partial x}\right)_- - \left(\frac{\partial v}{\partial x}\right)_+ \quad (17)'$$

如果将整个解以阵面分界看成左右两侧两个定解问题, w 作定解参数,则上式中的前后值分别为两个定解问题的过程参数,

$$\left(\frac{\partial v}{\partial x}\right)_- = \varphi_L(w, p_g, f_M, \varepsilon_0, H, a, Q)$$

$$\left(\frac{\partial v}{\partial x}\right)_+ = \varphi_R(w, p_a, f_M, \varepsilon_0, H, F, \rho_s, a, Q)$$

这儿显然 F 和 ρ_s 不影响左侧问题。间断关系中的 f_0 尚包含阵面压力,它既可视作左侧过程参数,也可视作右侧过程参数。如果我们分别得到这些表达式,代入间断关系就得到了恒稳关系(21)的具体形式。

左侧部分是个简单的渗流问题。记

$$\varepsilon_e = \varepsilon_0 + (1 - \varepsilon_0)Qa^2 \quad (22)$$

为初始等效孔隙率,方程(1)和(13)写成

$$\varepsilon_e \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (p v) = 0$$

$$v = -\frac{\varepsilon_0^2}{(1 - \varepsilon_0)H} \frac{\partial p}{\partial x} = -\frac{K_0}{\mu} \frac{\partial p}{\partial x}$$

我们要找的是相应的恒稳解,即只依赖于 $\xi = x + wt$ 的解。方程变成常微分方程

$$\varepsilon_e w \frac{dp}{d\xi} + \frac{d}{d\xi} (p v) = 0 \quad (23)$$

$$v = -\frac{\varepsilon_0^2}{(1-\varepsilon_0)H} \frac{dp}{d\xi} = -\frac{K_0}{\mu} \frac{dp}{d\xi}$$

积分(23)并以未扰处的 p_g 确定积分常数,得到

$$(\varepsilon_c w + v)p = \varepsilon_c w p_g \quad (24)$$

因而在阵面上有(注意阵面条件(18))

$$v^* = \frac{\varepsilon_0^2}{(1-\varepsilon_0)H} f_M = \frac{K_0}{\mu} f_M \quad (19)$$

$$p^* = \frac{\varepsilon_c w}{\varepsilon_c w + v^*} p_g \quad (25)$$

$$\left(\frac{\partial v}{\partial x}\right)_- = \frac{(\varepsilon_c w + v^*)^2 f_M}{\varepsilon_c w p_g} \quad (26)$$

右上角的* 标记恒稳解在阵面上的量。

右侧部分要复杂一些,我们先不管这部分的解把得到的(26)代入间断关系(17),可写成

$$\frac{(f_M - f_0)\varepsilon_c p_g}{f_M(1-\varepsilon_0)\rho_s v^{*2}} = \left(1 + \frac{\varepsilon_c w}{v^*}\right)^2 \Psi(w, p_a, f_M, \varepsilon_0, H, F, \rho_s, a, Q)$$

Ψ 表示是某一个无量纲函数。如果固定其他参数只改变 p_g , 可以想像只有当 p_g 足够大时才会存在我们所讨论的恒稳速度 w , 这里重要的似乎应是 $p_g - p_a$ 。把上式中的 p_g 改为 $p_g - p_a$, w 用

$$W = \frac{\varepsilon_c w}{v^*} \quad (27)$$

无量纲化。假定 f_M 和 Q 的影响通过 v^* 和 ε_c 主要体现在 W 和左端的无量纲组合内,剩余的六个参数组成三个无量纲参数,不妨写成

$$\frac{(f_M - f_0)\varepsilon_c(p_g - p_a)}{f_M(1-\varepsilon_0)\rho_s v^{*2}} = \Phi\left(W; \varepsilon_0, \frac{p_a}{\rho_s a^2}, \frac{p_a F}{aH}\right)$$

如果后三个无量纲参数变化不大,或可忽略其影响,把 f_0 表达式(12)中的阵面压力用(25)代入,我们就得到了恒稳关系的近似形式

$$P_g \left(1 - R \frac{W}{W+1}\right) = \Phi(W) \quad (28)$$

其中

$$P_g = \frac{\varepsilon_c(p_g - p_a)}{(1-\varepsilon_0)\rho_s v^{*2}} \quad R = \frac{F(1-\varepsilon_0)^{1+n} p_g}{f_M} \quad (29)$$

近似形式(28)仍然包含着全部参数,当然还有一个未知函数,但已是个一元函数。图 2 是关系式(28)的示意图, W 的等值线在 $P_g R - P_g$ 平面上是一族直线。在 $R \ll 1$ 的情况,即起动后的阻尼与剪切强度相比可以忽略的话,则有更为简单的近似恒稳关系

$$P_g = \Phi(W) \quad (30)$$

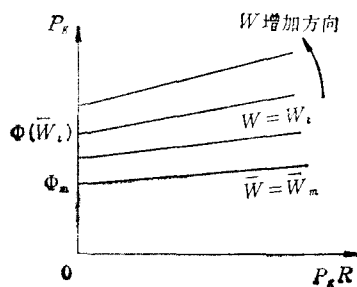


图 2

因此 P_g 是讨论煤与瓦斯突出时最重要的无量纲参数，它是突出的内在可能性的反映，可以称之为突出参数。函数关系 $\Phi(W)$ 该进一步从右侧流场的分析得到，或用计算机进行数值实验确定，也可设计实验或统计现场数据获得。前已说过，只有当 P_g 足够大时才会存在所讨论的恒稳速度，因此函数 $\Phi(W)$ 应有极小值 Φ_m ，相应的 W 记作 W_m ，在极值点附近

$$\Phi(W) \doteq \Phi_m + B(W - W_m)^2 \quad (31)$$

三个无量纲参数 Φ_m 、 W_m 和 B 应依赖于 ε_0 、 $\frac{\rho_c a F}{H}$ 和 $\frac{p_a F}{\mu H}$ ，现视作常数。

五、突出参数和突出判据

如果把稳态的存在视作典型的煤与瓦斯突出或大型突出，那么其极限准则就是

$$P_g \left(1 - R \frac{W_m}{W_m + 1} \right) = \Phi_m \quad (32)$$

这在参数空间就是突出区的边界(见图 2)。如果 $R \frac{W_m}{W_m + 1} \ll 1$ ，则有更简单的近似突出判据

$$P_g \geq \Phi_m \quad (33)$$

当然作为判据还应确定常数 Φ_m ，用(32)作为判据还需确定 W_m 。

现就所得结果来讨论煤与瓦斯突出。突出参数可写成

$$P_g = \frac{\varepsilon_c (p_g - p_a) l^2}{\rho_c \left(\frac{K_0}{\mu} \right)^2 \tau_M^2} \quad (34)$$

$\rho_c = (1 - \varepsilon_0)\rho$ ，为煤密度， $l = \frac{A}{S}$ 为突出截面的特征尺度。突出可能性及强度依赖于

瓦斯含量、煤密度、渗流系数、煤的强度以及截面特征尺寸，如果计入散体阻尼的影响，那么还依赖于煤破碎后的阻尼特性。

| | |
|-------|-------|
| 瓦斯含量高 | 煤密度低 |
| 渗流系数小 | 煤的强度低 |
| 特征尺寸大 | 散体阻尼小 |

则容易突出。

(33)表示的突出区的边界是

$$p_g - p_a = \Phi_m \frac{\rho_c K_0^2}{\varepsilon_c \mu^2 l^2} \tau_M^2 \quad (35)$$

为与统计结果比较，把其他量作为参数，这在 $\tau_M - (p_g - p_a)$ 平面上表现为二次抛物线。在煤矿中经常用坚固系数表征煤的强度(相当于 τ_M)进行突出统计。图 3 是苏联东方煤炭安全研究所的突出统计图。他们得到的突出区的边界也是同

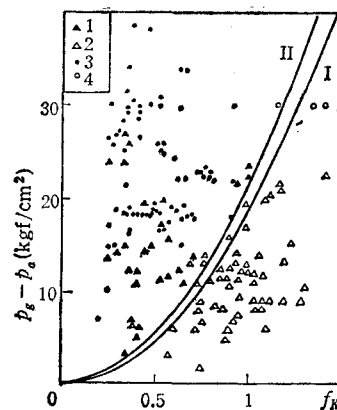


图 3 苏联东方煤炭安全研究所的统计图

f_k ——坚固系数。

I 曲线 $p_g - p_a = 19f_k^2$

II 曲线 $p_g - p_a = 22f_k^2$

1. 开石门时突出 2. 开石门时不突出

3. 沿煤层掘进时突出 4. 沿煤层掘进时不突出

样的二次抛物线的形式^[3]。

突出参数中所包含的量可看成四部分:

(a) (b) (c) (d)

$$P_g = \mu^2(p_g - p_a) \cdot \frac{\varepsilon_c}{\rho_c K_0^2} \cdot \frac{1}{\tau_M^2} \cdot l^2$$

(a) 气体参数, (b) 固体参数, (c) 截面周界上的固体强度, (d) 截面特征尺度。在所讨论的均匀近似情况, 特征尺度越大越容易突出, 因而应取巷道开挖截面来确定特征尺度。如用所得结果来近似估计开挖面上非均匀的情况, 则需比较确定哪部分区域最易突出。例如图 4 所示的最简单情况, 开挖面中区域 Ω_1 和 Ω_2 的煤的特性不同, 即 (b) 和 (c) 中的参数不同, (a) 中的气体参数仍认为是共同的, 如果 $\left(\frac{\rho_c K_0^2}{\varepsilon_c}\right)_{\Omega_1} < \left(\frac{\rho_c K_0^2}{\varepsilon_c}\right)_{\Omega_2}$ 且 $(\tau_M)_{\Omega_1} < (\tau_M)_{\Omega_2}$ 那么 Ω_1 是易突出煤层 (通常所谓的软分层)。我们首先估算区域 Ω_1 的突出参数 $(P_g)_{\Omega_1}$, 还应估算整个开挖面的突出参数 $(P_g)_{\Omega_1+\Omega_2}$, 并比较哪个突出可能性大。

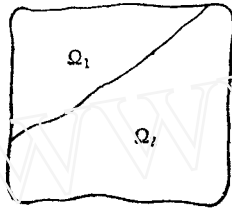


图 4

对于包含不同特性煤层的截面, 可用平均的办法近似估算突出参数。 (b) 中的参数应以截面所包含的相应面积作权来平均, 而 τ_M 则应以截面周界所包含的相应曲线长度作权来平均。另外要注意的是在煤层分界线上 τ_M 应取界面两边中低的那个值。例如对所举例的情况, 若要计算 Ω_2 作为截面时的突出参数 $(P_g)_{\Omega_2}$, 则因为分界线上 τ_M 应取 $(\tau_M)_{\Omega_1} < (\tau_M)_{\Omega_2}$, 所以 τ_M 仍应在 Ω_2 的周界上平均。

六、地应力的影响与起动前提条件

在前面的讨论中, 固体应力分布及拉裂准则的影响没有显现。因为所作的分析中隐含了一个极其重要的假定: 剪裂准则要作为起动条件必须假定固体在此前已被拉裂。固体应力分布及拉裂阵面一般不直接影响流场, 只有与起动阵面结合才显现其影响。因此我们暂不讨论应力分布及拉裂阵面本身, 而只关心它对起动阵面的影响。作为粗糙的提法我们补充一个起动前提条件:

$$\gamma(p_c - p_a) - (p - p_a) \geq \sigma_M \quad (36)$$

p_c 是煤层所受的地应力, γ 是煤侧向围压相当于正向受拉的比例因子, σ_M 是常压下的抗拉强度, 这儿的 p 是指阵面压力。定义

$$p_c = \gamma(p_c - p_a) - (\sigma_M - p_a) \quad (37)$$

$$p_b = p_a + \frac{\Phi_m \rho_c K_0^2 \tau_M^2}{\varepsilon_c \mu^2 l^2} \quad (38)$$

如果有部分煤的抛出作为突出的标准, 把初始开挖扰动视作瞬时突变, 那么可将

$$p_c \geq p_a \quad (39)$$

作为突出判据。

当 $p_g \geq p_b$ 时 (即判据 $P_g \geq \Phi_m$), 由恒稳关系(30)可得到相应的 W , 再从(25)得到

相应的

$$\text{恒稳阵面压力} \quad p^* = \frac{W}{W+1} p_g$$

$$\text{极限阵面压力} \quad p_m^* = \frac{W^m}{W^{m+1}} p_o$$

将两个判据(33)和(39)综合起来,可以有如下结果:

| | | | | |
|-------------|----------------|----------------|------------------------|----------------|
| $p_c < p_a$ | $r_a \leq p_c$ | | | |
| | $p_g < p_b$ | $p_b \leq p_g$ | | |
| | | $p_c < p_m^*$ | $p_m^* \leq p_c < p^*$ | $p^* \leq p_c$ |
| 不突出 | 塌落 | 小型突出 | 间歇型突出 | 恒稳型突出 |

七、结 束 语

我们用理想的一维运动模型进行数理分析,对煤与瓦斯突出的机理进行了探讨。为便于分析,对问题和一些具体规律作了近似简化。通过分析阐明了一些基本因素对煤与瓦斯突出的影响,对煤与瓦斯突出的基本机理有了进一步的理性认识,给出了讨论煤与瓦斯突出的重要的无量纲参数 P_g 和突出判据的近似形式。这与通常的经验认识以及突出的统计规律是相符的。为了结合实际应用,下一步还应确定恒稳关系中函数的具体形式,给出近似判据中的常数以及可靠地测量所需的主定参数。当然问题远非如此简单,有些因素如倾斜巷道中重力的影响看来是容易考虑进去的;但如何分析开挖掘进的影响、非一维效应、不均匀效应等问题则需做进一步努力。

本文是国家自然科学基金项目“煤与瓦斯突出机理研究”的一部分,对国家自然科学基金委员会的支持谨以致谢。郑哲敏教授建议作者研究破坏和渗流耦合作用的一维模型,作者对他的指导和帮助表示深切的感谢。作者还要对课题组的谈庆明、丁雁生、寇绍全、叶东英、丁晓良等同志在讨论中的宝贵意见表示感谢。

附 录

气、固两相之间存在质量运输的情况下,一维运动的质量守恒方程容易写出:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\varepsilon \rho) + \frac{\partial}{\partial x} (\varepsilon \rho u) + \frac{\partial}{\partial t} \{(1 - \varepsilon)q\} + \frac{\partial}{\partial x} \{(1 - \varepsilon)qu_x\} = 0$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \{(1 - \varepsilon)\rho_s\} + \frac{\partial}{\partial x} \{(1 - \varepsilon)\rho_s u_x\} = 0$$

总的动量守恒方程是

$$\frac{\partial}{\partial t} \{\varepsilon \rho u + (1 - \varepsilon)(\rho_s + q)u_x\} + \frac{\partial}{\partial x} \{\varepsilon \rho u^2 + (1 - \varepsilon)(\rho_s + q)u_x^2\} + \frac{\partial}{\partial x} \{\varepsilon p + (1 - \varepsilon)\sigma\} + f = 0$$

记 M 为单位时间单位体积内由附着在固相的气源释放出来的游离气体质量,即

$$M = \frac{\partial}{\partial t} (\varepsilon \rho) + \frac{\partial}{\partial x} (\varepsilon \rho u) = -\frac{\partial}{\partial t} \{(1 - \varepsilon)q\} - \frac{\partial}{\partial x} \{(1 - \varepsilon)qu_x\}$$

则游离气体的动量平衡方程应为

$$\frac{\partial}{\partial t}(\varepsilon \rho u) + \frac{\partial}{\partial x}(\varepsilon \rho u^2) + \frac{\partial}{\partial x}(\varepsilon p) = p \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} - H(1 - \varepsilon)(u - u_s) + u_s M$$

右边第一项为静态相间作用力, 第二项为速度差引起的相间作用力, 第三项为质量输运带来的动量输运. 因而相应的固相动量方程应为

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \{(1 - \varepsilon)(\rho_s + q)u_s\} + \frac{\partial}{\partial x} \{(1 - \varepsilon)(\rho_s + q)u_s^2\} + \frac{\partial}{\partial x} \{(1 - \varepsilon)\sigma\} + f \\ & = -p \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} + H(1 - \varepsilon)(u - u_s) - u_s M \end{aligned}$$

这样, 得到质量和动量的守恒方程为

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t}(\varepsilon \rho) + \frac{\partial}{\partial x}(\varepsilon \rho u) + \frac{\partial}{\partial t} \{(1 - \varepsilon)q\} + \frac{\partial}{\partial x} \{(1 - \varepsilon)qu_s\} = 0 \\ & \frac{\partial}{\partial t} \{(1 - \varepsilon)\rho_s\} + \frac{\partial}{\partial x} \{(1 - \varepsilon)\rho_s u_s\} = 0 \\ & \frac{\partial}{\partial t}(\varepsilon \rho u) + \frac{\partial}{\partial x}(\varepsilon \rho u^2) - u_s \left\{ \frac{\partial}{\partial t}(\varepsilon \rho) + \frac{\partial}{\partial x}(\varepsilon \rho u) \right\} + \varepsilon \frac{\partial p}{\partial x} = -H(1 - \varepsilon)(u - u_s) \\ & (1 - \varepsilon)(\rho_s + q) \left\{ \frac{\partial u_s}{\partial t} + u_s \frac{\partial u_s}{\partial x} \right\} + \frac{\partial}{\partial x} \{(1 - \varepsilon)\sigma\} + p \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} = H(1 - \varepsilon)(u - u_s) - f \end{aligned}$$

假定相间运输的质量与固体质量相比可以忽略不计, 即 $q \ll \rho_s$, 则最后一个方程近似成正文中的方程(4). 如果忽略固体密度的变化而视 ρ_s 为常数, 则第二个方程就成为正文中的方程(2).

参 考 文 献

- [1] 郑哲敏, 从数量级和量纲分析看煤与瓦斯突出的机理, 《力学与生产建设》, 北京大学出版社(1982), 128—137
- [2] 郑哲敏, 丁雁生, 瓦斯突出的初步研究, 《国际采矿科学技术讨论会采矿工程 I 分会论文集》, Ba2-1, 中国矿业学院出版 (1985).
- [3] 中梁山煤矿煤和瓦斯突出预报仪科研小组, 首次实测煤和瓦斯突出, 《四川煤矿第二届煤和瓦斯突出学术讨论会资料汇编》, 131—142, 煤炭工业部煤炭科学研究院重庆研究所编 (1978).
- [4] Ujihira, M., Higuchi, K. and Nabeya, H., Scale model studies and theoretical considerations on the mechanism of coal and gas outbursts, Proceedings of the international conference of Safety in Mines Research Institutes (21th), 121—127, NSW, Sydney (1985).
- [5] Збершик, М. Н., Предотвращение газодинамических явлений в угольных шахмах, 64, Техника, Киев (1984).

STEADY ADVANCE OF COAL AND GAS BURSTS

Yu Shanbing

(Institute of Mechanics, Academia Sinica)

Abstract This paper establishes a one-dimensional model to analyse the mechanism of coal and gas bursts. It is found that the intrinsic factor governing bursts is the coupling of the initiation of the moving of coal fragments with the gas seepage. A typical (strong) burst can be treated as a steady advance process. The significant dimensionless parameters concerning bursts and an approximate burst criterion are given, and they are in good agreement with the statistics of field data.

Key words coal and gas burst, steady advance, two-phase flow, seepage.