

DOI: 10.11779/CJGE201402011

内含空腔围岩中气体渗流动力学问题的解析计算与试验研究

钟巍, 田宙, 王铁良, 王占江

(西北核技术研究所, 陕西 西安 710024)

摘要: 以内含空腔的围岩为研究对象, 考虑围岩中裂隙度、孔隙度和渗透率等主要因素的影响, 忽略次要因素的影响, 进行了气体渗流问题的理论研究。基于达西定律, 经分析推导, 得到了计算内含空腔围岩中气体渗流问题中气体渗透量和气体渗流到达时间等重要参数的解析公式。开展了花岗岩气体渗流试验, 将 TNT 炸药置于花岗岩内部空腔中引爆, 以气体产物 CO 作为示踪气体, 测量了其在围岩中的渗透量和渗流到达时间。使用推导的解析公式对试验进行了计算, 计算结果表明, 解析公式能够快速而准确地计算从内部空腔渗流到围岩介质中的气体体积和气体渗流到达时间。使用推导的解析计算公式估算围岩中气体渗流问题, 计算方便快捷, 对于实际工程遇到应急问题时, 具有较好的实用性。同时, 基于理论分析得到的解析计算公式, 可以为数值模拟结果的验证和试验研究的设计提供有益的参考。

关键词: 内含空腔围岩; 气体渗流; 达西定律; 解析计算; 花岗岩渗流试验

中图分类号: U45

文献标识码: A

文章编号: 1000-4548(2014)02-0339-07

作者简介: 钟巍(1986-), 男, 助理研究员, 主要从事爆炸力学方面的研究工作。E-mail: lengshui222@163.com。

Analytic calculation and experimental study on gas seepage dynamics problem of surrounding rock with an internal cavity

ZHONG Wei, TIAN Zhou, WANG Tie-liang, WANG Zhan-jiang

(Northwest Institute of Nuclear Technology, Xi'an 710024, China)

Abstract: Taking the surrounding rock with an internal cavity as the research object, considering the influence of the major factors, such as rock fracture, porosity and permeability of rock, theoretical studies on the gas seepage problem are carried out. Based on the Darcy's law, analytical formulas for some important parameters of the gas seepage problem in the surrounding rock with an internal cavity, mainly including the amount of gas permeability and the arrival time of the gas seepage, are derived. The relevant experiments on gas seepage in granite are performed, in which, the TNT explosive charge is exploded in the center cavity of the granite, and taking the detonation product CO as the trace gas, the amount of gas permeability and the arrival time of the gas seepage are obtained. Using the derived formulas, the amount of gas permeability and the arrival time of the gas seepage under the same condition are calculated. The results show that calculating these parameters by using the formulas is a precise and effective way. Also, it is a rapid way, and for this reason, it is really functional for emergency issues of practical projects. Meanwhile, the analytical formulas derived according to theoretical analysis may provide important reference for the validation of numerical results and for the design of experimental studies.

Key words: surrounding rock with an internal cavity; gas seepage; Darcy's law; analytic calculation; seepage experiment of granite

0 引言

围岩介质中气体渗流问题的研究, 对于垃圾或有毒及高放物质地下填埋处理^[1-3]、天然气开采^[4-5]、地下爆炸试验^[6-7]等都有重要意义, 除此之外, 其对于岩石动力学^[8]、岩石破裂^[9-11]和岩石损伤等相关研究也有重要影响^[12]。对于常见的内含空腔地下工程, 空腔周围为多孔介质, 包括天然岩体、喷浆层、人工回填介

质等。当空腔内存在一定的温度和压力时, 在压差的作用下, 空腔内的气体会通过多孔介质向外渗透。当气体进入多孔介质孔隙和裂缝中时, 与孔隙和裂缝中原有的空气混合, 并使该部分孔隙和裂缝内气压升高, 混合后的气体又向比该孔隙和裂缝内气压低的邻近孔

隙和裂隙内运动。渗透过程由压差引起,一直持续到空腔内外压力平衡。由于渗透作用的存在,使得空腔内产生的危险性气体可能渗到地介质以外,产生安全问题。

本文进行了花岗岩块中克级化爆试验气体泄漏行为研究,测得了气体在花岗岩介质中的渗流到达时间及不同时刻从花岗岩渗入集气室的气体量。采用理论分析的方法,经过数学推导,得到了计算内含空腔围岩中渗流问题的计算公式,可以计算气体在含有不同裂隙和孔隙区围岩中的渗流到达时间和气体渗流量。使用公式对开展的试验进行了计算分析,结果表明,计算结果与试验结果吻合较好。

1 内含空腔围岩中渗流问题计算公式推导

下面考虑围岩中裂隙区和孔隙区所占份额不同,以及不同区域渗透率不同的情况下,以达西定律为基础,推导内含空腔围岩中气体渗流问题相关参数,主要是气体渗透量和气体渗流到达时间的解析计算公式。

为便于推导和研究,假设内部空腔为球形空腔,且围岩介质是各向均匀的,此时,可取某一方向上的渗流情况进行解析分析。如图 1 所示,对于半径为 r 的球形空腔,假设腔内初始超压为 Δp_0 ,周围介质为围岩,围岩中裂隙区所占份额为 χ ,孔隙区所占份额为 $1-\chi$,裂隙率和孔隙率分别为 η_c, η_h ,裂隙区和孔隙区的渗透率分别为 k_c, k_h 。由于球形腔与围岩之间存在压力差,球形腔中的气体会向围岩中渗透,同时,伴随着气体渗流,球形腔内气体减少,超压降低,当其与围岩之间的压力差降解为 0 时,将不再产生渗流现象。

如图 1 所示,取球形腔边缘为坐标原点,假设腔内温度的变化不会影响其中的超压,围岩中的压力不会因为气体的渗入发生变化,且有气体渗入的区域在气体渗入后其中的裂隙和孔隙将被气体充满。

下面的推导主要以气体在孔隙中的渗流为主,在裂隙中的渗流类似,只需要将孔隙渗透率和孔隙度分别用裂隙渗透率和裂隙率代替即可。

根据达西定律,不同渗流距离的渗流速度为(超压取正值):

$$u = \frac{k}{\mu} \frac{\Delta p}{\Delta x}, \quad (1)$$

式中, u 是渗透速度, Δp 是球形腔与围岩 x 位置的压差, Δx 是渗透距离, μ 气体动力黏度 ($1.8 \times 10^{-5} \text{ Pa} \cdot \text{s}$), k 为渗透率(一般取值在 $10^{-10} \sim 10^{-13} \text{ m}^2$ 之间),取球形腔边缘为坐标原点,式(1)可以简化为

$$u(x) = \frac{k}{\mu} \frac{\Delta p}{x}. \quad (2)$$

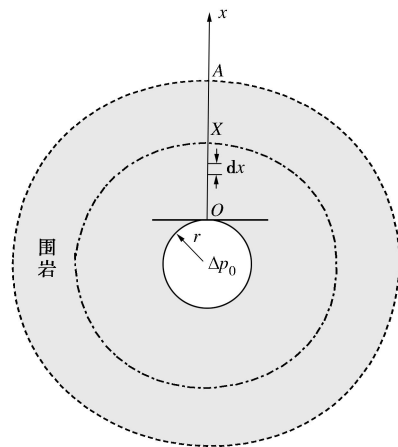


图 1 围岩中球形腔示意图

Fig. 1 Diagram of spherical cavity in surrounding rock

由式(2)可见,不同位置渗流速度不一样,则实际平均速度也不一样,计算渗流到达时间应采用实际平均速度。

假设孔隙截面面积为 A_p ,整个围岩横截面面积为 A ,且渗流速度为 $u(x)$,气体通过围岩截面上孔隙面积的实际平均速度为 $v(x)$,围岩中的孔隙度假设为 η 。若取流量为 Q ,则有

$$\left. \begin{aligned} v(x) &= \frac{Q}{A_p} \\ u(x) &= \frac{Q}{A} \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

从而

$$v(x) = \frac{A}{A_p} \cdot u(x) = \frac{1}{\eta} \cdot u(x). \quad (4)$$

取 dx 微段研究,当 dx 足够小的时候,可视该段距离内速度为常数,则通过该距离的时间 dt 为

$$dt = \frac{dx}{v(x)}. \quad (5)$$

将式(2)、(4)代入式(5)并积分即得球形腔中的气体通过围岩渗流到 x 处的时间:

$$\Delta t_x = \int_0^x \frac{dx}{v(x)} = \frac{1}{2} \eta \frac{\mu}{k \cdot \Delta p} \cdot x^2. \quad (6)$$

式(6)中,随着气体的渗流, Δp 也是随时变化的,根据理想气体状态方程:

$$pV = nRT. \quad (7)$$

可以计算气体渗入围岩中 x 位置时,球形腔内的超压 Δp_x :

$$\Delta p_x = \Delta p_0 - \frac{\Delta V_x}{V_m \cdot V_{\text{球形腔}}} RT, \quad (8)$$

式中, Δp_0 为球形腔与围岩的初始压力差, T 为围岩温度, V_m 为围岩压力温度条件下的气体莫尔体积, ΔV_x 为此时已经渗入到围岩中的气体的体积,也即球

形腔中减少的气体折合成围岩压力温度条件下对应的气体体积,

$$\Delta V_x = \chi \eta_c \left[\frac{4}{3} \pi (x_c + r)^3 - \frac{4}{3} \pi r^3 \right] + (1 - \chi) \eta_h \left[\frac{4}{3} \pi (x_h + r)^3 - \frac{4}{3} \pi r^3 \right], \quad (9)$$

其中, x_c, x_h 分别为对应时刻气体在裂隙和孔隙中最远渗流到达位置, 可以证明且二者满足

$$\frac{x_h}{x_c} = \sqrt{\frac{k_h}{k_c}}. \quad (10)$$

式(8)是考虑了球形腔内气体体积和能量变化的情况下, 计算球形腔内超压的表达式, 在进行如下2个合理假设的前提下, 使用式(8)是合理的。

假设一: 球形腔与围岩间不存在热传递;

假设二: 对于进入围岩的气体, 取围岩的压力与体积作为该气体的压力与体积。

上面2个假设的合理性在本研究中得到了证明, 限于篇幅, 本文不作介绍。基于上面2个假设, 由气体状态方程(其中 $V_m|_{p,T}$ 表示压力和温度分别为 p, T 条件下的气体摩尔体积):

$$\left. \begin{aligned} p_0 V_{\text{爆室}} &= \frac{V_0}{V_m|_{p_0, T_0}} RT_0 = \frac{V_{0,T}}{V_m|_{p,T}} RT, \\ p_x V_{\text{爆室}} &= \frac{V_x}{V_m|_{p_x, T_x}} RT_x = \frac{V_{x,T}}{V_m|_{p,T}} RT, \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

可得

$$p_0 V_{\text{爆室}} - p_x V_{\text{爆室}} = \frac{V_{0,T} - V_{x,T}}{V_m|_{p,T}} RT, \quad (12)$$

显然, $V_{0,T} - V_{x,T}$ 就是渗入围岩中气体的体积, 即 ΔV_x 。

将式(9)代入式(8), 得

$$\Delta p_x = \Delta p_0 - \frac{RT}{V_m \cdot V_{\text{爆室}}} \cdot \left\{ \chi \eta_c \left[\frac{4}{3} \pi (x_c + r)^3 - \frac{4}{3} \pi r^3 \right] + (1 - \chi) \eta_h \left[\frac{4}{3} \pi (x_h + r)^3 - \frac{4}{3} \pi r^3 \right] \right\}. \quad (13)$$

结合式(10)、(13)可简化为

$$\Delta p_x = \Delta p_0 - a[(x_c + r)^3 - r^3] - b \left[\left(\sqrt{\frac{k_h}{k_c}} x_c + r \right)^3 - r^3 \right]. \quad (14)$$

式(14)是关于 x_c 的函数, 其中系数 a, b 为

$$\left. \begin{aligned} a &= \frac{4}{3} \pi \frac{RT}{V_m \cdot V_{\text{爆室}}} \chi \eta_c, \\ b &= \frac{4}{3} \pi \frac{RT}{V_m \cdot V_{\text{爆室}}} (1 - \chi) \eta_h. \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

将式(14)代入式(2)可得, 气体渗到 X 处时, 各位置的渗流速度:

$$\left. \begin{aligned} u_c(x, x_x) &= \frac{k_c}{\mu} \frac{1}{x} \left\{ \Delta p_0 - a[(x_x + r)^3 - r^3] - b \left[\left(\sqrt{\frac{k_h}{k_c}} x_x + r \right)^3 - r^3 \right] \right\} \quad (x \leq x_x), \\ u_h(x, x_x) &= \frac{k_h}{\mu} \frac{1}{x} \left\{ \Delta p_0 - a[(x_x + r)^3 - r^3] - b \left[\left(\sqrt{\frac{k_h}{k_c}} x_x + r \right)^3 - r^3 \right] \right\} \quad \left(x \leq \sqrt{\frac{k_h}{k_c}} x_x \right), \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

式中, $u_c(x, x_x)$ 为裂隙区渗流速度, $u_h(x, x_x)$ 为孔隙区渗流速度。对于任意确定的气体渗到位置 X , 式(16)是关于位置 x 的函数; 对于确定的位置 x , 式(16)是关于气体渗到位置 x_x 的函数。

根据上述推导得到的结论, 结合具体的球形腔围岩气体渗流问题, 可以计算出气体渗流量与气体渗流到达时间。

2 花岗岩气体渗流试验

为了研究花岗岩的气体渗流特征, 在试验室开展了花岗岩块中克级化爆试验气体泄漏行为研究。

为了保证试验研究与理论分析在材料和物理上的相似性, 即材料的渗透率与孔隙率与理论分析保持一致或接近, 气体在岩体的渗流满足达西定律, 试验中对花岗岩进行了精心的挑选, 保证试验中采用的花岗岩满足均匀各向同性的性质。同时, 为了确保试验研究与理论分析在初始条件和边界条件的相似性, 对选用的花岗岩介质进行了精细的加工, 使其尽可能与理论分析模型保持一致, 且对于因为加工工艺等原因无法实现的试验与理论模型的差异, 在本文后续的理论分析中进行了考虑, 即在理论分析时进行了相关的修正。

花岗岩为立方体, 边长分 1 m 和 0.5 m 两种。从花岗岩块上表面钻孔到中心位置作为装药孔, 在装药孔底部加工爆室, 爆室中心与花岗岩块中心重合。由于试验加工的原因, 不方便加工成纯球形爆室, 试验中将爆室加工为接近球形的柱形空腔。装药孔和爆室设计图见图 2, 试验时, 制作集气室, 包住花岗岩, 测量试验后集气室内 CO 体积分数历程, 见图 3。

试验中的花岗岩经过精心挑选, 质量较好, 可以视为不存在裂隙区。通常花岗岩孔隙度的取值在 0.005~0.02 之间, 渗透率取值在 $10^{-18} \text{ m}^2 \sim 4.4 \times 10^{-16} \text{ m}^2$ 之间。王驹^[4]给出新鲜花岗岩孔隙度 0.005~0.02, 渗透率为 $10^{-19} \text{ m}^2 \sim 10^{-17} \text{ m}^2$ 之间, 气体动力黏度 μ 取

$1.8 \times 10^{-5} \text{ Pa} \cdot \text{s}$ 。

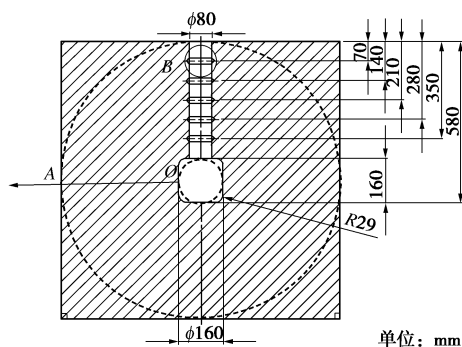


图 2 花岗岩块中装药孔和爆室设计图

Fig. 2 Design of charge hole and explosion chamber in granite block



图 3 试验现场集气室照片

Fig. 3 Picture of gas collection room in experiment

试验测得 10 g TNT 在花岗岩边长为 1 m，爆室半径为 0.06 m 的装置中爆炸后，集气室中监测到的 CO 气体体积分数如表 1 所示。

表 1 集气室中监测到的 CO 气体体积分数

Table 1 Measured results of CO in gas collection room

| 时间 /s | CO 浓 度/ 10^{-6} | 时间 /s | CO 浓 度/ 10^{-6} | 时间 /s | CO 浓 度/ 10^{-6} |
|----------|----------------------|----------|----------------------|----------|----------------------|
| 2710 | 7.69 | 4700 | 61.5 | 5950 | 112 |
| 7310 | 169 | 9500 | 242 | 11800 | 327 |
| 15900 | 446 | 19300 | 527 | 23700 | 604 |
| 28800 | 665 | 34900 | 712 | 37700 | 727 |
| 40900 | 738 | 45000 | 746 | 46600 | 746 |
| 47000 | 750 | 47700 | 750 | 49900 | 750 |

根据表 1 可得不同时刻 CO 渗入集气室中气体体积分数随时间变化曲线如图 4 所示。

从表 1 和图 4 可知，气体在爆炸发生后约 2700 s 渗流到集气室，经过约 47000 s 后，集气室中渗入的 CO 体积分数达到最大，约为 750×10^{-6} 。

3 算例分析

试验中的爆炸属于约束爆炸^[13]，根据文献[13]，计算得爆炸后爆室内初始压力 $\Delta p_0 = 2.21793 \text{ MPa}$ ，初始温度 $T = 1949 \text{ K}$ 。

为了便于分析，在计算气体从爆室渗入围岩时，将爆室等效为球形腔，即取试验中加工成的爆室的内

切球作为等效爆室研究气体的渗流，如图 2 所示。为了准确考虑爆室压力的影响，爆室体积仍采用试验所

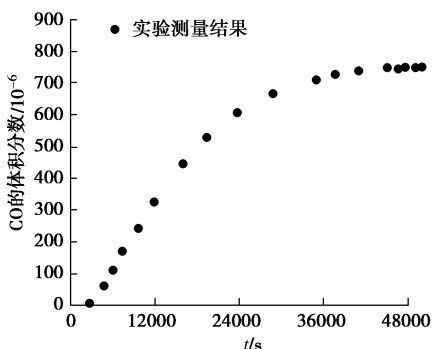


图 4 不同时刻渗入集气室中的 CO 体积分数随时间变化曲线

Fig. 4 CO profile in gas collection room

挖爆室的体积。气体到达花岗岩的壁面后才在集气室中监测到，如图 2 所示，假设气体到达 A 点时，渗入集气室的气体渗流速度为 $u_A(t)$ ，计算时取花岗岩内切球的球面为气体渗入集气室的表面，以 a 表示花岗岩的边长， a_0 表示所挖爆室的边长，则在 dt 时间内渗入集气室的气体体积为

$$dV = u_A(t) \cdot dt \cdot 4\pi \cdot \left(\frac{a}{2}\right)^2_A \quad (17)$$

对于花岗岩立方体的内切球，其中可容纳气体的体积表示为 $V_{\text{孔隙}}$ ，爆室体积表示为 $V_{\text{爆室}}$ ，则

$$\left. \begin{aligned} V_{\text{孔隙}} &= \left[\frac{4}{3} \cdot \pi \cdot \left(\frac{a}{2}\right)^3 - a_0^3 \right] \eta, \\ V_{\text{爆室}} &= a_0^3, \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

式中， η 为孔隙率。

取气体刚渗到 A 处时为时间起点，且时刻 t 渗入集气室的气体体积为 $\Delta V(t)$ ，根据式 (8) 可得此时爆室内超压：

$$\Delta p(t) = \Delta p_0 - \frac{\Delta V_{\text{孔隙}} + \Delta V(t)}{V_m V_{\text{爆室}}} \cdot RT \quad (19)$$

结合式 (2)、(9)、(19)，对式 (17) 积分得

$$\begin{aligned} \Delta V(t) &= \int_0^t \frac{k}{\mu x_A} \left(\Delta p_0 - \frac{\Delta V_{\text{孔隙}}}{V_m V_{\text{爆室}}} \cdot RT \right) 4\pi \cdot \left(\frac{a}{2}\right)^2 dt - \\ &\quad \int_0^t \frac{k}{\mu x_A} \frac{RT}{V_m V_{\text{爆室}}} \Delta V(t) 4\pi \cdot \left(\frac{a}{2}\right)^2 dt \quad (20) \end{aligned}$$

令

$$\left. \begin{aligned} A &= \frac{k}{\mu x_A} \left(\Delta p_0 - \frac{\Delta V_{\text{孔隙}}}{V_m V_{\text{爆室}}} \cdot RT \right) 4\pi \cdot \left(\frac{a}{2}\right)^2, \\ B &= \frac{k}{\mu x_A} \frac{RT}{V_m V_{\text{爆室}}} 4\pi \cdot \left(\frac{a}{2}\right)^2, \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

则式 (20) 化为

$$\Delta V(t) = At - B \int_0^t \Delta V(t) dt \quad (22)$$

式(22)为一个隐函数积分, 令

$$\Delta V(t) = a + b \cdot e^{-ct} \quad (23)$$

将式(23)代入式(22)积分后, 由待定系数法得

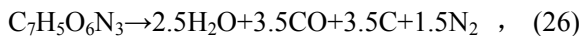
$$\left. \begin{aligned} a &= \frac{A}{B}, \\ b &= -\frac{A}{B}, \\ c &= -B. \end{aligned} \right\} \quad (24)$$

所以, 将式(24)代入式(23)即得渗入集气室气体体积随时间的表达式为

$$\Delta V(t) = \frac{A}{B} - \frac{A}{B} \cdot e^{-Bt} \quad (25)$$

式(25)计算得到的体积为渗入集气室中的所有气体的体积, 单位为 m^3 , 集气室中测量到的是 CO 的体积分数, 单位为 10^{-6} 。

根据 TNT 炸药爆炸方程式^[14]:



得爆炸后爆室内 CO 在气体中的占有量为 $\kappa = 0.7$ 。又 CO 的体积分数为 CO 的体积与混合气体的体积之比, 本例中取集气室体积为空气体积, 即 $V_{\text{air}} = V_{\text{集气室}}$, 则 CO 的体积分数随时间的变化为

$$\Delta V_{\text{CO}}(t)|_{\text{ppm}} = \frac{\Delta V_{\text{CO}}(t)}{V_{\text{集气室}}} \cdot 10^6 \kappa \left(\frac{A}{B} - \frac{A}{B} \cdot e^{-Bt} \right) \quad (27)$$

以爆炸开始时为时间零点时, 式(27)化为

$$\Delta V_{\text{CO}}(t)|_{\text{ppm}} = \frac{\Delta V_{\text{CO}}(t)}{V_{\text{集气室}}} \cdot 10^6 \kappa \left(\frac{A}{B} - \frac{A}{B} \cdot e^{-B(t-\Delta t_0)} \right) \quad (28)$$

由于实际试验时, 花岗岩是立方体的, 所以, 使用式(28)计算得到的 CO 与实际测量值相比, 多了试验中立方体减去内切球的岩石部分所容纳的 CO 的量, 假设立方体减去内切球部分后的孔隙体积为 $\Delta V_{\text{cube-sphere}}$, 则修正后式(28)与试验更接近的模型应为

$$\Delta V(t) = \frac{A}{B} - \Delta V_{\text{cube-sphere}} - \frac{A}{B} \cdot e^{-Bt}, \quad (29)$$

其中,

$$\Delta V_{\text{cube-sphere}} = \left[a^3 - \frac{4}{3} \pi \left(\frac{a}{2} \right)^3 \right] \eta, \quad (30)$$

所以

$$\Delta V_{\text{CO}}(t)|_{\text{ppm}} = \frac{\Delta V_{\text{CO}}(t)}{V_{\text{集气室}}} \cdot 10^6 \kappa \cdot \left(\frac{A}{B} - \Delta V_{\text{cube-sphere}} - \frac{A}{B} \cdot e^{-B(t-\Delta t_0)} \right) \quad (31)$$

本文中各参数取值如下: $x_A = 0.42 \text{ m}$, $\mu = 1.8 \times 10^{-5} \text{ Pa} \cdot \text{s}$, $R = 8.314$, $T = 300 \text{ K}$, $V_m = 0.0224 \text{ m}^3/\text{mol}$, k 为 $10^{-19} \sim 4.4 \times 10^{-16} \text{ m}^2$, η 为 $0.005 \sim 0.02$ 。

通过试算, 发现取 $k = 4.7602 \times 10^{-18} \text{ m}^2$, $\eta = 0.0171$ 时计算结果较好, 此时, 将已知条件代入式(21)得

$$\left. \begin{aligned} A &= 7.6241 \times 10^{-8}, \\ B &= 6.3960 \times 10^{-5}. \end{aligned} \right\} \quad (32)$$

取气体开始渗到集气室的时刻为时间零点时, 根据式(29)、(30)可作出集气室中 CO 体积分数随时间变化的曲线, 并与试验测量值比较如图5所示。

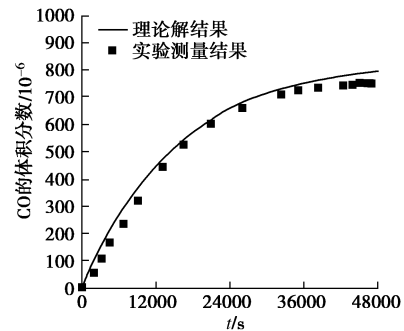


图5 计算结果与试验测量结果对比(气体开始渗入集气室的时刻为时间零点)

Fig. 5 Comparison between calculated and experimental results

由图5可见, 理论计算结果与试验测量结果(将试验数据的时间平移到了坐标原点)符合较好。

下面根据所选取的 k, η 值, 即 $k = 4.7602 \times 10^{-18} \text{ m}^2$, $\eta = 0.0171$, 计算渗流到达集气室的时间。

根据式(8)得

$$\Delta p_x = \Delta p_0 - \frac{\Delta V_x}{V_m \cdot V_{\text{爆室}}} RT, \quad (33)$$

此时,

$$\Delta V_x = \left[\frac{4}{3} \pi \left(x + \frac{a_{\text{爆室}}}{2} \right)^3 - a_{\text{爆室}}^3 \right] \eta \quad (34)$$

参考式(6), 时间计算公式为

$$\Delta t_x = \eta \int_0^x \frac{1}{\frac{k}{\mu} \cdot \frac{1}{x_x} \left\{ \Delta p_0 - \frac{\Delta V_x}{V_m \cdot V_{\text{爆室}}} RT \right\}} dx_x, \quad (35)$$

即

$$\Delta t_x = \eta \frac{\mu}{k} \int_0^x \frac{x_x}{\Delta p_0 - \frac{RT}{V_m \cdot V_{\text{爆室}}} \left[\frac{4}{3} \pi \left(x + \frac{a_{\text{爆室}}}{2} \right)^3 - a_{\text{爆室}}^3 \right] \eta} dx_x \quad (36)$$

化简为

$$\Delta t_x = -\eta \frac{\mu}{k} \frac{1}{\frac{4}{3} \pi \frac{RT}{V_m \cdot V_{\text{爆室}}} \eta} \int_0^x \frac{x_x}{(x_x - x_{\text{MAX}})(x_x^2 + px_x + q)} dx_x \quad (37)$$

其中, x_{MAX} 是假设气体一直在岩石中渗流时能到达的最远渗流距离, p, q 为待定系数, 其值在求解下述方程后可得。

$$\Delta p_{x_{\text{MAX}}} = \Delta p_0 - \frac{RT}{V_m \cdot V_{\text{爆室}}} \cdot \left[\frac{4}{3} \pi \left(x_{\text{MAX}} + \frac{a_{\text{爆室}}}{2} \right)^3 - a_{\text{爆室}}^3 \right] \eta = 0 \quad (38)$$

代入已知数据解得 $x_{\text{MAX}} = 0.9721 \text{ m}$, $p = 1.2121$, $q = 1.1975$ 。将已知条件代入式 (39) 并积分得 ($\eta = 0.0171$):

$$\Delta t_x = \eta \{-3.4002 \times 10^4 \times [0.2927 \ln(0.9721 - x) - 0.1463 \ln(x^2 + 1.2121x + 1.1975) + 0.5904 \cdot \arctan \frac{2x+1.2121}{1.8223} + 0.3119]\} \quad (39)$$

由式 (39) 作图可得渗流距离与时间的关系, 如图 6 所示。

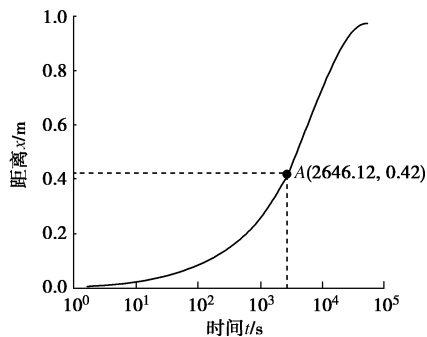


图 6 花岗岩中气体渗流位置与到达时间的关系

Fig. 6 Relationship between location x and arrival time of CO in rock

将 $x=0.42 \text{ m}$ 代入式 (39), 求得气体从爆室渗到 A 点的时间, 即气体开始渗入集气室的时间为

$$\Delta t_A = \Delta t_0 = 2646.1189 \text{ s} \quad (40)$$

由表 1 可知, 试验在 2710 s 左右的时间开始在集气室中检测到 CO 气体, 与上述理论计算结果很接近。

将式 (40) 代入式 (28) 可得以爆炸开始时为时间零点时集气室 CO 浓度随时间变化关系, 如图 7 所示。

由图 7 可见, 理论计算结果与试验测量结果基本一致。理论解的结果在整体上比试验测量结果稍大, 造成这种现象的原因有两种: ①在数值计算中将柱形爆室使用其内切球进行等效。因为真实的柱形爆室中所能容纳的气体要比内切球等效爆室中所能容纳的气体要多, 多的这部分气体会留在爆室内不渗流到集气室而无法被试验测到, 而理论计算结果, 对应的气体会渗流到集气室中, 因此, 理论计算结果比数值计算结果整体上稍微偏大。②本文在推导公式中进行了 2 个假设导致理论计算结果与试验测量结果存在误差。然而, 从图中结果可知, 这种微小的误差, 基本上可以忽略不计, 因此, 也证明本文在计算时所采用的假设是可行的。

在围岩气体渗流问题计算中, 渗透率和孔隙率对计算结果的影响非常明显, 上面的计算中选用的渗透率和孔隙率与王驹所提出的渗透率和孔隙率范围是相吻合的, 同时, 计算结果与试验结果符合较好, 这表明计算结果是合理的。

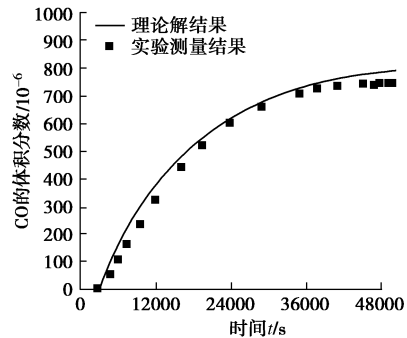


图 7 计算结果与试验测量结果对比 (爆炸开始的时刻为时间零点)

Fig. 7 Comparison between calculated and experimental results

在计算时, 孔隙率和渗透率可以通过试算进行调整, 以达到和试验结果更好的吻合。事实上, 由于试验选用的岩石只能保证其质量尽可能好, 但无法确切的知道其孔隙率和渗透率的大小, 因此在进行计算时需要经过试算。从另一角度也说明, 使用本文提供的计算公式, 与试验测量结果相结合, 可以估算围岩孔隙率和渗透率的大小。

4 结 论

(1) 对于内含空腔围岩中的气体渗流问题, 如果忽略次要因素, 而只考虑影响气体渗流的主要因素, 如围岩裂隙度、孔隙度和渗透率, 及围岩与内部空腔压力差等, 可以推导出计算围岩中气体渗流重要参数的解析公式, 这些参数主要包括气体在围岩中的渗流到达时间和气体渗入量。

(2) 选用质量优良的花岗岩, 通过在花岗岩内制造一空腔, 用 TNT 炸药在里面爆炸产生空腔与围岩间的压力差, 并以 TNT 爆炸产物 CO 作为示踪气体, 可以测量气体在围岩中的气体渗流重要参数, 为围岩中气体渗流问题的研究提供宝贵的试验数据。

(3) 计算结果与试验结果符合较好, 表明本文提供的方法可以用于完整围岩中气体渗流问题的计算, 为涉及到围岩介质中气体渗流问题的工程应用提供工具, 特别是在遇到应急情况的时候, 使用解析计算公式能更快捷和方便的提供参考依据。

(4) 结合解析计算公式与试验测量结果, 可以估算围岩孔隙率和渗透率的大小, 为进一步研究岩石动力学其他相关问题提供重要参数。

参考文献:

- [1] 刘 磊, 梁 冰, 薛 强, 等. 考虑填埋场沉降和生物降解作用下的孔隙度仿真预测研究[J]. 岩土力学, 2009, **30**(1): 196 - 200. (LIU Lei, LIANG Bing, XUE Qiang, et al. Numerical prediction of settlement biodegradation effect on porosity within landfill[J]. Rock and Soil Mechanics, 2009, **30**(1): 196 - 200. (in Chinese))
- [2] 杨 勇, 薛 强, 李国敏. 填埋气体运移渗流场 - 应力场耦合模型及数值仿真[J]. 岩土力学, 2010, **31**(9): 2973 - 2977. (YANG Yong, XUE Qiang, LI Guo-min. Study of seepage-stress fields coupling model and numerical simulation of landfill gas transport[J]. Rock and Soil Mechanics, 2010, **31**(9): 2973 - 2977. (in Chinese))
- [3] 王 驹, 徐国庆, 金远新. 论高放废物地质处置库围岩[J]. 世界核地质科学, 2006, **23**(4): 222 - 231. (WANG Ju, XU Guo-qing, JIN Yuan-xin. On the host rock for the geological repositories of high level radioactive waste[J]. World Nuclear Geoscience, 2006, **23**(4): 222 - 231. (in Chinese))
- [4] 熊 伟, 高树生, 胡志明, 等. 低、特低渗透砂岩气藏单相气体渗流特征试验[J]. 天然气工业, 2009, **29**(9): 75 - 77. (XIONG Wei, GAO Shu-sheng, HU Zhi-ming, et al. An experimental study on the percolation characteristics of single phase gas in low and ultra-low permeability sandstone gas reservoirs[J]. Natural Gas Industry, 2009, **29**(9): 75 - 77. (in Chinese))
- [5] 陈卫忠, 谭贤君, 伍国军, 等. 含夹层盐岩储气库气体渗透规律研究[J]. 岩石力学与工程学报, 2009, **28**(7): 1297 - 1304. (CHEN Wei-zhong, TAN Xian-jun, WU Guo-jun, et al. Research on gas seepage law in laminated salt rock gas storage[J]. Chinese Journal of Rock Mechanics and Engineering, 2009, **28**(7): 1297 - 1304. (in Chinese))
- [6] 张宪堂, 陈士海. 考虑碰撞作用的节理裂隙岩体爆破块度预测研究[J]. 岩石力学与工程学报, 2002, **21**(8): 1141 - 1146. (ZHANG Xian-tang, CHEN Shi-hai. Study on blast fragmentation for jointed and fractured rockmass considering collision[J]. Chinese Journal of Rock Mechanics and Engineering, 2002, **21**(8): 1141 - 1146. (in Chinese))
- [7] 王铁良, 张建鑫, 曹 渊. 地下爆炸气体输运的一种双孔隙度数学模型[J]. 应用力学学报, 2011, **28**(6): 565 - 570. (WANG Tie-liang, ZHANG Jian-xin, CAO Yuan. A dual porosity mathematical model of gas transportation on underground detonation[J]. Chinese Journal of Applied Mechanics, 2011, **28**(6): 565 - 570. (in Chinese))
- [8] 李顺才, 陈占清, 缪协兴, 等. 破碎岩体中气体渗流的非线性动力学研究[J]. 岩石力学与工程学报, 2007, **26**(7): 1372 - 1380. (LI Shun-cai, CHEN Zhan-qing, MIAO Xie-xing, et al. Nonlinear dynamic study on gas flow in broken rock mass[J]. Chinese Journal of Rock Mechanics and Engineering, 2007, **26**(7): 1372 - 1380. (in Chinese))
- [9] 李广悦, 丁德馨, 张志军, 等. 松散破碎介质中气体渗流规律试验研究[J]. 岩石力学与工程学报, 2009, **28**(4): 791 - 798. (LI Guang-yue, DING De-xin, ZHANG Zhi-jun, et al. Experimental study of laws of gas seepage in loose fragmented medium[J]. Chinese Journal of Rock Mechanics and Engineering, 2009, **28**(4): 791 - 798. (in Chinese))
- [10] 李 宁, 陈莉静, 张 平. 爆生气体驱动岩石裂缝动态扩展分析[J]. 岩土工程学报, 2006, **28**(4): 460 - 463. (LI Ning, CHEN Li-jing, ZHANG Ping. Dynamic analysis for fracturing progress by detonation gas[J]. Chinese Journal of Geotechnical Engineering, 2006, **28**(4): 460 - 463. (in Chinese))
- [11] 陈莉静, 李 宁, 王俊奇. 油井爆生气体对岩石劈裂作用机制探索[J]. 岩石力学与工程学报, 2006, **25**(11): 2369 - 2372. (CHEN Li-jing, LI Ning, WANG Jun-qi. Approximative analysis of fracture propagation driven by detonation gas in oil well[J]. Chinese Journal of Rock Mechanics and Engineering, 2006, **25**(11): 2369 - 7372. (in Chinese))
- [12] 贾善坡, 陈卫忠, 于洪丹, 等. 泥岩渗流 - 应力耦合蠕变损伤模型研究 (I): 理论模型[J]. 岩土力学, 2011, **32**(9): 2596 - 2602. (JIA Shan-po, CHEN Wei-zhong, YU Hong-dan, et al. Study of hydro-mechanical-damage coupled creep constitutive model of mudstone, Part I: Theoretical model[J]. Rock and Soil Mechanics, 2011, **32**(9): 2596 - 2602. (in Chinese))
- [13] 钟 巍. 约束爆炸中的化学反应动力学数值计算 [D]. 西安: 西北核技术研究所, 2012. (ZHONG Wei. The numerical calculations for chemical reaction kinetics of confined explosions[D]. Xi'an: Northwest Institute of Nuclear Technology, 2012. (in Chinese))
- [14] 张宝枰, 张庆明, 黄风雷. 爆轰物理学[M]. 北京: 兵器工业出版社, 2000. (ZHANG Bao-ping, ZHANG Qing-ming, HUANG Feng-lei. Detonation physics[M]. Beijing: Weapon Industry Press, 2000. (in Chinese))