

文章编号: 1001-1455(2002)02-0144-04

节理岩体中渗流引起的能量损失

岳士弘

(浙江大学数学研究所, 浙江 杭州 310027)

摘要: 通过一个基本的网络来模拟岩体中节理裂隙的分布, 它起到一个数据组织的作用。结合网络中空隙率和连通率, 分析了每个分支上的压降, 计算了爆破时的高压气体流的渗流引起的渗流量。

关键词: 节理岩石; 渗流; 气流分布 *

中图分类号: O357.3 文献标识码: A

1 引 言

现有的实验与工程观测资料表明, 土岩中存在着爆炸气体向破碎土岩体中的渗流, 它引起相当大的能量损失, 增加了爆破设计的不确定性。杨人光等^[1]把抛体运动与渗流现象结合在一起, 解出渗流对介质运动的影响, 它是一个完整的定量计算理论成果。不过, 由于这个分析假定抛体为一维球对称形, 且未考虑抛体节理的分布特性, 再加上其复杂的运算假设, 使其不可能运用于实际工程设计。黄绍宗^[2]考虑了节理的分布特性引起的能量损失, 但这仅仅是一个经验性结果。而其他结果(如文献[3]), 还不能把节理分布特征直接应用于设计, 即还停留在岩体力学特性为各向同性的假设上, 这与实际有一定距离。

土岩介质中爆炸气体的作用可分为两个阶段, 即冲击波作用阶段与腔内准静态余压气体的膨胀阶段。在第一阶段, 药室的膨胀直接与介质中激波的传播有关系, 初始空腔膨胀速度约为数百米每秒, 很快达到最大的空腔半径; 随后药室半径基本不变, 岩体中裂隙已充分发展, 此时的状态为第二阶段的起始状态——介质由天然裂隙和第一阶段新产生的裂隙构成岩石体(或简称为抛体), 内腔内有一定的余压, 内腔壁的初速度为零。第二阶段, 抛体在余压的作用下产生加速运动, 腔内高压气体在驱动抛体运动的同时, 向抛体中渗流。

我们正是要计算第二阶段运动过程中的能量损失。

在本文中, 我们用向量构成的网络图来模拟岩体中的节理裂隙。以裂隙之间的搭结点作为网络中的结点; 向量方向为节理方向并以结点为起点和终点, 忽略那些起点终点都不连通的裂隙的存在。这样其大小表示了裂隙的长短, 而向量之间的搭接则直观反映了节理之间的连通性。这种表示不仅仅反映了节理裂隙的分布, 更重要的是为后面的计算提供了一个数据组织者的作用。根据这种安排, 使用抛体运动方程组, 求出各个节点压降在拉氏变换下的解, 然后用数值反变换转回实空间。结合渗流的平衡方程, 得出整个网络解析解。

2 节理裂隙的网络模拟

首先面临的问题是如何定量估计和描述第二阶段节理裂隙的产生和发育。我们知道, 在经过第一个阶段爆轰波作用后, 在天然裂隙基础上又产生新的裂隙。天然节理的统计和描述可以在爆前进行, 它对整个裂隙网络起主要作用。文献[4]的研究表明, 爆破后, 60%~80%的块体表面是由旧的天然裂隙

* 收稿日期: 2001-02-26; 修回日期: 2001-07-23

基金项目: 国家自然科学基金项目(79790130)

作者简介: 岳士弘(1964—), 男, 博士。

面发育而成；把文献[5, 6]中关于节理裂隙的产生和发育的实验数据从统计学角度简单计算，可知道，在爆破漏斗中以最小抵抗线为对称轴的轴截面上，新产生裂隙的方向角在 $(-\pi, \pi)$ 范围内近似服从正态分布，而其相应长短和面积分布与天然裂隙长短和面积分布一致。当忽略具体的几何形状时，便可以描述新产生的节理裂隙从而描述整个网络了，即在天然裂隙网络的基础上，再按上述分析随机产生新的向量构成整个网络。

图 1 是一个典型的单自由面球型药包的爆破过程。它是从起爆到当爆破空腔达到最大，即第二阶段渗流开始时，节理裂隙的发育过程及其网络描述。这里的网络将做为下节计算的基础。

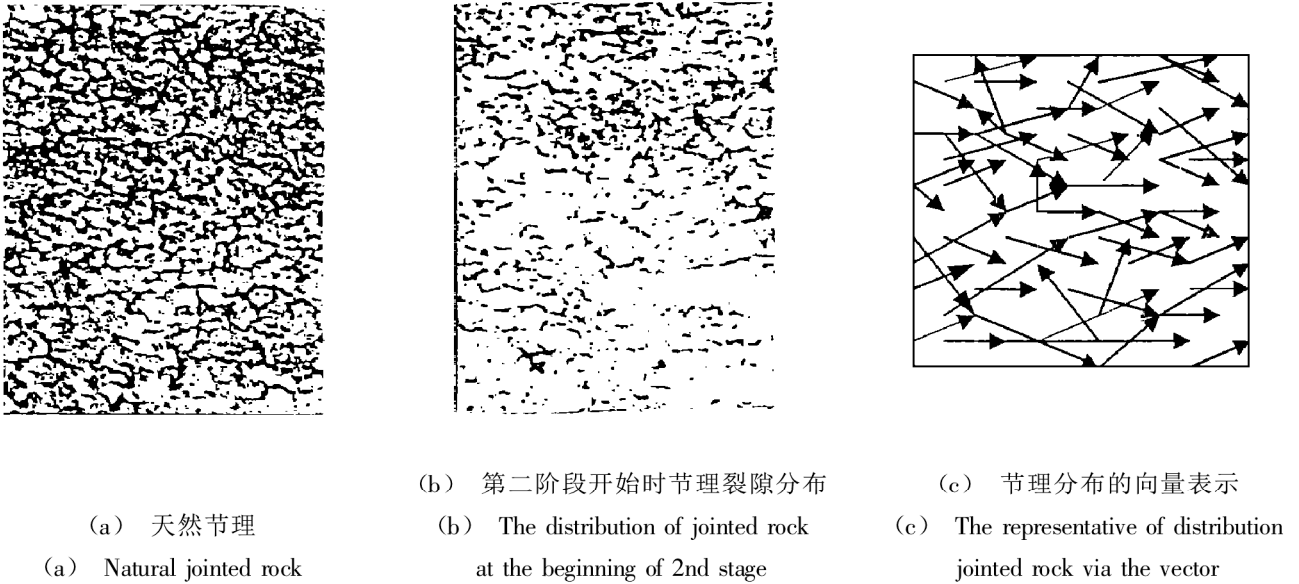


图 1 节理裂隙在爆破应力作用下的产生发育及其网络描述

Fig.1 The representative of the network on the evolving on the jointed rock under the reaction of blasting stress

我们做下面三条假设：

(1)节理裂隙均产生于爆轰作用的第一阶段，而第二阶段，节理裂隙的条数将不再发生变化，而仅仅是面积发生变化，其变化的大小值与空隙率相等；(2)高压气体的流动服从线剪涨条件，而气体通过整个网络的各个通路的流量与该通路的面积成正比，与其长短成反比。(3)由于高压气体在裂隙中的高速运动，可认为各个分支没有气体回流。(4)渗流气体的状态方程取绝热过程并满足玻义耳定律，即定温下，气体压力与体积成反比。

以上假设仅仅是作数学推导所做的假设，但考虑到他们引起的误差相对于第二阶段是很小的，而第二阶段产生裂隙相对于整个网络占的比重又是很小的，故这种假设是可行的。

3 节理裂隙网络中的流量和压降的计算

由爆破漏斗的对称性，并考虑到抛体内的空隙率是一个不考虑节理裂隙方向和分布的统计数据。故计算宏观抛体运动时，假设抛体为一维球对称的有限球体，抛体的空隙率随时间变化。抛体运动的平衡方程为

$$\frac{\partial \sigma}{\partial r} + \frac{2}{r}(\sigma_r - \sigma_\theta) = \rho \frac{dv_r}{dt} \tag{1}$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r}(r^2 \rho v_r) = 0 \tag{2}$$

$$\frac{\partial v_r}{\partial t} + \frac{2v_r}{r} = \lambda \frac{v_r}{r} - \frac{\partial v_r}{\partial r} \tag{3}$$

$$\frac{\sigma_\theta}{\sigma_r} = \frac{1 - \sin \lambda_0}{1 + \sin \lambda_0} \tag{4}$$

式中： σ_r 、 σ_θ 为球体径向与切向总应力； v_r 、 ρ 、 ρ_0 为 Euler 坐标质点运动速度与介质的瞬时及初始密度；

λ, λ_0 为线剪胀系数与岩体的内摩擦角。

令 R, r 表示药室空腔的初始与瞬时半径; m_0, m 表示初始与瞬时空隙率。

瞬时空隙率可由式(3)、(4)联立解出

$$\begin{cases} m = 1 - (1 - m_0)(R/r)^{2-l} \\ r = (R^{l+1} + a^{l+1} - a_m^{l+1})^{-l-1} \\ l = (2 - \lambda)/(1 + \lambda) \end{cases} \quad (5)$$

式中: a_m, a 为 R, r 的整理项。

计算出每一分支的面积和长度的乘积作为流量递归计算的传导系数。相对于每一个分支 \bar{ij} (i, j 及后面的 k, l 表示节点), 一维传导方程为

$$\frac{\partial p_{\bar{ij}}}{\partial r} = m_{\bar{ij}} \frac{\partial^2 p_{\bar{ij}}}{\partial x^2} \quad (6)$$

式中: $p_{\bar{ij}}$ 为压降; $m_{\bar{ij}}$ 为 \bar{ij} 分支的空隙率, 随抛体的空隙率变化而变化, 它来源于上一步式(5)的计算结果。由于空隙率是时间的连续函数, 无法直接用于各个分支的分段计算, 故把从第二阶段开始至爆破漏斗完全破裂时间段离散化, 并假定在每个时间段内, 空隙率相对不变取为常数。

在第二阶段刚开始时, 上述方程在起始阶段对应的边界条件为

$$\begin{cases} t = 0, r = a_m & \sigma_r = -p_{\max}; \\ v_r = 0, r = w & \sigma_r = -p_0 \end{cases}$$

式中: w 为最小抵抗线半径。

外部边界条件为

$$\text{当 } r = [w^{r+1} + a^{l+1} - a_m^{l+1}]^{-l-1} \text{ 时, } \sigma_r = -p_0$$

据此即可求出压降 $p_{\bar{ij}}$ 。

相对于分支 \bar{ij} , 结点 i 相连的分支流入结点 i 的流量 q_{li} 应等于和结点 j 相连的分支流出结点 j 的流量 q_{jk} , 即下式成立

$$\sum_{l \neq i} q_{li}(t) = \sum_{k \neq j} q_{jk}(t) \quad (7)$$

且在分支 \bar{ij} 上满足连续方程和速度关系

$$\frac{\partial(m\rho_{\bar{ij}})}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial(m\rho_{\bar{ij}}vr^2)}{\partial r} = 0 \quad (8)$$

$$v_{\bar{ij}} = m(v - v_r) \quad (9)$$

式中: v 为渗流速度; ρ 为渗流密度。

一维传导方程进行拉氏变换后的一般解为

$$\bar{p}_{\bar{ij}} = A_{\bar{ij}} \exp(\alpha_{\bar{ij}}x) + B_{\bar{ij}} \exp(\beta_{\bar{ij}}x) \quad \alpha_{\bar{ij}}, \beta_{\bar{ij}} = \pm \sqrt{s/m_{\bar{ij}}} \quad (10)$$

式中: $A_{\bar{ij}}$ 和 $B_{\bar{ij}}$ 可由初始条件和边界条件确定; s 为拉氏变换的中间变量。

将式(10)代入方程(8)、(9)的拉氏变换中。然后再代入方程的拉氏反变换中可以得到下列形式

$$\sum_j a_{ij} \bar{p}_j(s) = \bar{Q}_i(s) \quad (11)$$

式中: a_{ij} 为整理后的系数。

解方程(11)即可求出拉氏空间中的结点压降 $\bar{Q}_i(s)$ 。将该式用反拉氏变换即可求出实空间的解, 我们看到这个计算是递归性的, 每一步计算都根据前一步计算结果确定。对各个分支如此计算后, 整个网络的各个点的压降和流量便确定。再由连续方程及渗流量关系式 $dQ/dt = mSv_s$, 立即得任意瞬时的网络分支渗流量为

$$Q = \sum_{i,j} mSv_{ij} \Delta t \quad (12)$$

式中: S 表示计算截面的面积; ij 遍取一切网络分支。

4 算 例

以第二节图示中的实验为例。具体实验条件为: 在标准大气压下使用装标准岩石 2 号炸药的球型药包, 抵抗线 1.2m, 初始爆破空腔半径 0.21m, 药室空腔剩余气体能量占炸药总能量的 45%。节理裂隙的现场统计数据为: 裂隙中心位置呈正态分布, 方向角服从泊松分布, 裂隙半径服从指数分布。由于爆生气体很快充满裂隙达到饱和, 故假定网络初始便是饱和的。在描出图 1 的向量图后, 要删去非连通的裂隙, 因为这些裂隙的存在将导致本文的方程无法求解。计算结果表明, 至爆破漏斗破裂时, 与第二阶段开始阶段状态相比, 腔内气体损失约为总能量的 11.5%, 最后向大气中冒出的气体引起损失约占 16.5%。

5 结 论

(1) 从计算可以看出, 高压气体从渗流开始至自由面, 压力有了很大的变化, 这是由于气体与在裂隙中渗流裂隙体积的变化引起的。这部分气体对岩体的抛掷作用不做功, 是能量损失的一个构成成分。忽略该部分损失必然给爆破设计带来较大的误差。

(2) 相对于已有的成果, 把裂隙的结构统计分布与理论计算有机结合起来, 纳入到工程的设计中, 使设计更接近实际。

本文的研究, 始终得到了陈叔平教授的指导, 在此表示衷心的感谢!

参考文献:

- [1] 杨人光, 庞维泰. 爆破抛体加速运动的渗流模型计算[J]. 力学学报, 1984, 16(1): 62—70.
- [2] 黄绍宗. 工程爆破设计[M]. 北京: 国防工业出版社, 1997.
- [3] 高金石, 张奇. 爆破理论与爆破优化[J]. 西安: 西安地图出版社, 1996.
- [4] 高阳. 节理裂隙的统计分布[D]. 沈阳: 东北大学, 1992.
- [5] 张继春. 节理岩体块度的分形研究[D]. 沈阳: 东北大学, 1997.
- [6] 岳士弘. 定向爆破抛掷堆积的逼近优化与控制[J]. 西安: 西安交通大学, 2000.

The Energy Loss from Permeation in Jointed Rocks

YUE Shi-hong

(Institute of Zhejiang University, Hangzhou 310027, Zhejiang, China)

Abstract: A basic networks is employed to numerically simulate the distribution of jointed rock, as the organizing factor. Combining with the hole ratio and connection ratio in the network, the energy loss due to permeation by blasting gas is calculated and the pressure decrease is analyzed in each branch in permeation.

Key words: jointed rocks; permeations; gas distribution