

三维离散元不同尺度结构面计算方法 及其在岩土爆破中的应用

田振农, 李世海

(中国科学院 力学研究所, 北京 100080)

摘要: 在块体离散元面-面接触的基础上, 给出不同尺度结构面的计算方法, 建立离散元对岩土爆破模拟的计算模型, 实现块体自分裂计算程序, 在药包附近采用小尺度块体, 远区采用大尺度块体, 可以更为准确地描述爆破载荷下岩体结构面的尺寸效应。新的计算方法增加不同尺度结构面之间的计算方法, 用其模拟岩土中的爆破问题可以得到: (1) 通过模拟近区岩体内的应力场和位移场, 得到爆源近区岩体在动载荷下的破坏特征, 与单个尺度岩体结构面的计算程序相比, 可以更准确体现结构面破坏引起的能量耗散对近区应力场的影响。(2) 模拟的鼓包、爆破漏斗等岩土爆破现象可以很好地吻合经验公式, 说明该计算方法不仅能反映小时间尺度上爆炸现象, 如近区的应力场, 还可以反映大时间尺度上的爆炸现象。

关键词: 数值模拟; 爆破振动; 离散元; 结构面

中图分类号: O 242

文献标识码: A

文章编号: 1000 - 6915(2007)增 1 - 3009 - 08

CALCULATION METHOD OF STRUCTURAL SURFACES WITH DIFFERENT SCALES BY DEM AND ITS APPLICATION TO BLASTING IN GEOTECHNICAL ENGINEERING

TIAN Zhenong, LI Shihai

(*Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China*)

Abstract: The new calculation method of structural surfaces with different scales is given on the basis of block discrete element method (DEM) in which contacts face to face. Moreover, a new discrete element model for simulating rock and soil blasting problem is built. The elements of new model can be split by itself in the program. There are small scale blocks around the charge, and large scale blocks are adopted in far zone. And the new calculation method between different scale structural surfaces is added in the model. So it can depict the scale effect of structural surface in rock mass more accuracy. In addition, some stimulated examples of rock blasting are showed by the new calculation method. The following two rules can be gotten from these examples. (1) The destruction characteristic of rock mass near the charge is obtained by simulating the stress and strain fields. Comparing it with the results obtained from the primary block discrete element method, it can represent the effects of the breakage of rock mass around charge on stress fields in near area. (2) For some rock and soil phenomena, such as blasting crater and drum, the simulated results by the new model can fit well with the experimental formula.

Key words: numerical simulation; blast vibration; discrete element; structural surface

收稿日期: 2006 - 04 - 04; **修回日期:** 2006 - 04 - 21

基金项目: 国家重点基础研究发展规划(973)项目(2002CB412703); 中国科学院重要方向性项目(KJ CX2 - SW - L1)

作者简介: 田振农(1971 -), 男, 1996年毕业于山东矿业学院矿井建设专业, 现为博士研究生, 主要从事岩土工程中有关爆炸方面的研究工作。E-mail: zntian_blast@126.com

1 引言

岩土中的爆破现象如鼓包、爆破漏斗等都是在线性分析的基础上通过试验得到的经验公式，如标准爆破漏斗与药量的 1/3 次方成正比，由于岩土爆破中的影响因素复杂，进一步把握其中的爆破规律需要依靠数值模拟的办法^[1]。近年来，离散元是一种迅速发展起来的适于岩土力学和动力学计算的数值方法，它通过预设节理来模拟岩体的非连续性，与一些连续的方法(如 DYNA^{3D}, ANSYS)相比，它可以模拟大变形，也允许单元之间的相对运动，而不需要满足位移连续和变形协调条件，因此该方法在岩土工程领域得到广泛的应用^[2~9]。目前，在岩土爆破领域常用的离散元方法有 UDEC, DDA_BLAST, DMC 等。UDEC 是二维离散元程序，它与 DYNA^{2D} 结合可以较好地模拟远区的爆破地震，但正如 G. Harries 所说，全面模拟爆破过程，必须采用三维的动态模型。DDA_BLAST 是在变形不连续方法的基础上发展的适合岩土抛掷爆破问题的方法，但不适合模拟爆破地震问题。DMC 是 Taylor 和 Preece 于 1989 年完成的一种球形离散元程序，也只适合于研究近区爆炸作用。总之，在岩土爆破的数值模拟中，由于爆源近区和远区存在不同尺度的岩体结构问题，目前的离散元程序对此研究较少，本文在块体离散元(DEM, 该程序曾很好地模拟了远区的爆破地震问题^[10])的基础上，考虑爆源近区岩体结构对爆破效果的影响，对爆源近区单元网格进行了细化，这种细化在物理意义上表现为细小结构面对岩体性质的影响。该方法是离散元块体断裂模型的一种表达方式，从计算量上看，它也是工程分析所必须的一种计算方法^[11~13]。

2 三维离散元模型

2.1 面-面接触块体离散元模型

离散元法同有限元法一样，将研究区域划分为若干个单元，但是单元之间不需要满足位移连续和变形协调要求。离散元法认为，岩体是由节理等不连续结构面切割成的相互接触的单元组合而成，受这些不连续结构面的控制，在计算过程中，单元可以移动、旋转，而且一个单元与其相邻单元可以相互接触，也可以分开。对于面-面接触离散元刚性块体模型来说，其基本假设如下：

- (1) 单元视为刚性块体，初始状态下块体之间相互接触但不受力，即节理是密闭的。
- (2) 块体单元之间力的传递是通过单元之间相互接触的虚拟弹簧变形来实现的，在假设(1)条件下弹簧变形综合反映了实际块体和节理的变形。
- (3) 单元之间的相互作用力用法向力和切向力来表示，它们分别与块体之间的法向位移和切向位移成正比关系，破坏时法向力和切向力之间满足莫尔-库仑准则。
- (4) 单元之间可以承受拉力，也可以满足无张拉条件，即块体之间一旦受拉，接触面就相互分开，接触力为 0。
- (5) 接触面上不均匀作用力使得块体单元转动。此外，在运动过程中块体单元还受到阻尼力的作用。
- (6) 单元之间的相对位置，即彼此之间的接触关系在受力过程中保持不变。
- (7) 模型中引入阻尼系数用来描述真实岩体结构的阻尼特性。

相同尺寸单元之间的接触关系如图 1 所示。

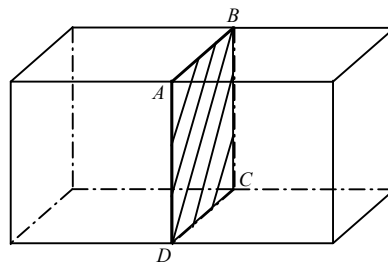


图 1 相同尺寸单元之间的接触关系
Fig.1 Contact relation of the same size blocks

每个接触在 2 个接触单元上都有一个对应的面，每个面上有 4 个接触点，简称为 lp 点， lp 点没有质量，仅是力的作用点，每个 lp 点上作用的法向力和切向力可表示为

$$\left. \begin{aligned} F_n^{lp} &= -K_n A_s \Delta u_n \\ F_s^{lp} &= -K_s A_s \Delta u_s \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

式中： F_n^{lp} ， F_s^{lp} 分别为每个 lp 点上的法向和切向作用力(单位：N)； Δu_n ， Δu_s 分别为 lp 点处单元之间相对法向和切向位移(m)； K_n ， K_s 分别为节理法向和切向刚度(N/m³)； A_s 为 lp 点对应的小正方形的面积(m²)；“-”表示位移与作用力方向相反。

给定边界和初始条件后，离散元用动态松弛法求解运动方程，从承载前结构无内力的初始状态出

发, 首先用直接积分法求解运动方程, 由力得到块体的位移, 再根据位移和接触面两点之间的刚度求出力, 由于结构中存在阻尼, 这样一步步计算下去, 就会得到振动湮灭时的状态, 此时的计算结果就应该是所求的静力问题的解, 在动力问题的计算中, 如果选择的计算参数合理则能反映真实的结构振动过程。运动方程为

$$m^i \ddot{\bar{u}}^i + c_m \dot{\bar{u}}^i + c_k \sum_{j=1}^n (\dot{\bar{u}}^i - \dot{\bar{u}}^j) + k \sum_{j=1}^n (\bar{u}^i - \bar{u}^j) = \bar{F}^{\text{exp}} \quad (2)$$

$$I^i \ddot{\bar{\theta}}^i + c_l r_0^2 \dot{\bar{\theta}}^i + c_k \sum_j \sum_{l=1}^{nl} \{\bar{r}_l \times [\dot{\bar{\theta}}^i - \dot{\bar{\theta}}^j] \times \bar{r}_l\} +$$

$$k \sum_j \sum_{l=1}^{nl} \{\bar{r}_l \times [\bar{\theta}^i - \bar{\theta}^j] \times \bar{r}_l\} = \bar{M} \quad (3)$$

式中: m^i , I^i 分别为第 i 个块体的质量和转动惯量; \bar{u}^i , $\dot{\bar{u}}^i$, $\ddot{\bar{u}}^i$ 分别为第 i 个块体(若上标为 j , 则为第 j 个块体, 下同)单元的位移、速度和加速度; $\bar{\theta}^i$, $\dot{\bar{\theta}}^i$, $\ddot{\bar{\theta}}^i$ 分别为第 i 个块体单元的角位移、角速度和角加速度; \bar{F}^{exp} 为作用于块体的外载之和; \bar{M} 为作用在块体上的外力矩; r_0 为回转半径; \bar{r}_l 为质心指向 lp 的矢量; nl 为第 i 块体的 lp 点数; c_m , c_l , c_k 均为阻尼系数; k 为弹簧刚度。

2.2 不同尺度岩体结构面计算方法

天然岩体中存在大小不同结构面, 并且细小结构面对爆源近区的影响不可忽视, 因此需要对研究区域内的单元进行不同尺度的划分。对三维离散元多尺度计算方法, 单元细化的基本假设为:

- (1) 小块体结构面的走向、倾向与大块体结构面的走向、倾向一致。
- (2) 每个分裂的单元分成 8 个几何形状与大块体相似的单元, 并且 8 个单元大小相等。
- (3) 小单元之间的法向力、切向力分别与法向位移、切向位移成比例。
- (4) 块体间破坏服从莫尔 - 库仑准则, 破坏后切向力等于法向力与摩擦因数之积。

不同尺度块体划分方法: 块体的细分需要解决 2 个问题, 即块体单元的自适应分裂方式和面 - 面接触的寻找方式。

块体单元自适应分裂为同样的 8 个与原来块体单元几何相似的小单元(见图 2), 单元划分的原则是不隔级划分, 即邻着大块体的小单元不能连续被划

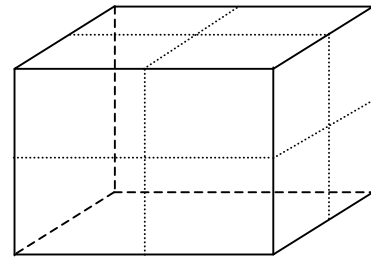


图 2 单元的自适应分裂方式
Fig.2 Self-adapting splitting mode of element

分 2 次, 在这种原则下, 单元可以被划分多次, 从而体现出结构效应和细小结构面对高频应力波的影响。

单元的划分方法主要是给新生成的单元排号, 即 $D \rightarrow D_i (i=0 \sim 7)$, 新单元编号顺序与原来编号顺序一致。给每个新单元编号完成后, 需要求出其质心、面心、角点、 lp 点坐标, 从而确定其在研究区域内的位置。设被分裂的块的第 0 个角点的坐标为 C'_{0i} , 则 8 个新单元的质心坐标为

$$C_{ji} = C'_{0i} + \frac{L_i n}{4} \quad (i=0 \sim 2, j=0 \sim 7) \quad (4)$$

式中: L_i 为被划分单元的特征尺寸; n 为与位置有关的整数, $n=1$ 或 3。

由于单元中任意角点、面心、 lp 点与其质心的相对关系是已知的, 设其中任一点相对于其质心的坐标为 (x', y', z') , 则其在全局坐标系下的位置 (x, y, z) 可表示为

$$\left. \begin{aligned} x &= x' + C_{j0} \\ y &= y' + C_{j1} \\ z &= z' + C_{j2} \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

单元下一级的划分及其各点的坐标确定方式与此相同。

原来接触的 2 个块体, 如果其中 1 个块体被划分, 原来的接触号就不能代表实际块体的接触关系, 1 个大面要对应 4 个小面; 此外, 新划分出的小块体之间还会有新的 4 个小面接触出现, 这样原来的 1 个接触面也被分为 8 个接触面, 为表述方便, 写成如下形式: $P' \rightarrow P_{ij} (i=0 \sim 1, j=0 \sim 3)$, P' 为原来的一个接触面, P 为划分后的接触面。不同尺寸单元之间的接触关系如图 3 所示。

不同大小的单元之间力和位移的传递方式: 在单元细化前, 由于所有的单元大小都一样, 因此在接触面上对应的两个单元上的接触点都是一一对应的, 由每个接触点的位移叠加成质心位移比较容易,

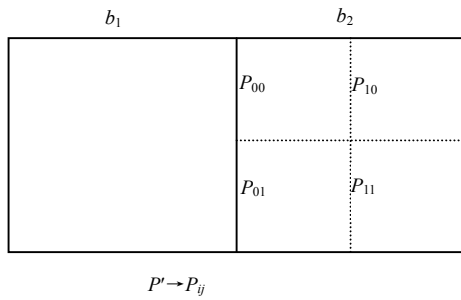


图3 不同尺寸单元之间的接触关系

Fig.3 Contact relation of blocks with different scales

单元细化后,大小块体之间接触点的对应关系不再一一对应,变为4对16,这样给计算带来很大困难,为此在大块体对应的面上,在原来的接触点周围选择4个新接触点与小块上对应面上接触点一一对应,4个新接触点编号与原来大面的接触点编号一致,位移的传递方式分为平动和转动2个部分(见图4)。

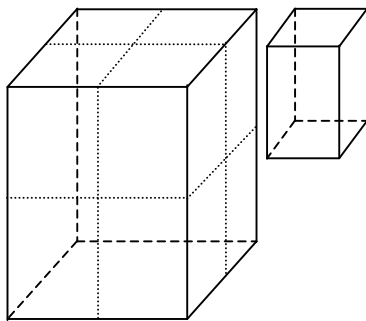


图4 不同尺寸块体之间力和位移的传递方式

Fig.4 Transfer modes of force and displacement of blocks with different sizes

位移的计算同样分为平动和转动2个部分,每个时步最终接触点的相对位移等于其平动位移和转动位移之和,以小单元为参考块,对大单元上接触点的计算方式为

$$\Delta \bar{u}_{ij} = \Delta \bar{u}^{(1)} + \Delta \bar{u}^{(2)} \quad (6)$$

式中: $\Delta \bar{u}_{ij}$ 为大接触面上 lp 点相对于小单元上 lp 点的位置变化量, $\Delta \bar{u}^{(1)}$ 为平动位置变化量, $\Delta \bar{u}^{(2)}$ 为转动位置变化量。根据求解式(2), (3)得出平动位移和转动角速度,又有

$$\Delta \bar{u}^{(1)} = \bar{u}_0^1 - \bar{u}_0^2 \quad (7)$$

$$\Delta \bar{u}^{(2)} = dt(\bar{\omega}^{12} \times \bar{r}_{ij}) \quad (8)$$

对小块上 lp 点的相对位移的求解过程与原来块体离散元的求解方法一致,可参考郭易圆和李世

海^[10]的研究成果。

以上求出大接触面上 lp 点的相对位置变化是在全局坐标下的参量,根据接触面上面刚度的定义特点,需要把它转化到局部坐标系下,即

$$\Delta U'_{ij} = A^{-1} \Delta U_{ij} \quad (9)$$

式中: A^{-1} 为坐标转换矩阵的逆矩阵, ΔU_{ij} 为 $\Delta \bar{u}_{ij}$ 的矩阵表示形式。

求出局部坐标系下每个接触点的相对位移后,根据虚设的法向和切向弹簧刚度,可求其接触力:

$$\bar{F}'_{ij} = K \Delta \bar{u}'_{ij} \quad (10)$$

式中: K 为接触面刚度, $\Delta \bar{u}'_{ij}$ 为 $\Delta U'_{ij}$ 的向量表示形式。再把这些接触力转化到全局坐标系下,有

$$f'_{ij} = A f'_{ij} \quad (11)$$

式中: A 为坐标转换矩阵, f'_{ij} 为 \bar{F}'_{ij} 的矩阵表示形式。

叠加到各自质心的合力和合力矩可分别表示为

$$\bar{P}^{(1)} = \sum_{i=1}^4 \sum_{j=1}^4 \bar{F}_{ij} \quad (12)$$

$$\bar{M}^{(1)} = \sum_{i=1}^4 \sum_{j=1}^4 (\bar{r}_{ij} \times \bar{F}_{ij}) \quad (13)$$

小单元上每个面的 lp 点在质心产生的合力或合力矩可分别表示为

$$\bar{P}^{(2)} = \sum_{j=1}^4 \bar{F}_j \quad (14)$$

$$\bar{M}^{(2)} = \sum_{j=1}^4 (\bar{r}_j \times \bar{F}_j) \quad (15)$$

2.3 边界条件

由于数值计算的区域都是有限的,必须设置边界条件吸收到达边界处的波,本文采用黏性无反射边界条件,即边界上的法向应力 $\bar{\sigma}$ 和切向应力 $\bar{\tau}$ 分别取为

$$\left. \begin{aligned} \bar{\sigma}_n &= -\rho c_p v_n \\ \bar{\tau}_s &= -\rho c_s v_s \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

式中: ρ 为岩体密度, c_p 为纵波波速, c_s 为横波波速, v_n 为质点法向振动速度, v_s 为质点切向振动速度。

2.4 节理面破坏判断准则

在每个接触面上4个 lp 点上的法向作用力之和 F_n 与切向作用力之和 F_s 满足莫尔-库仑准则,即

$$F_s = cs + F_n \tan \varphi \quad (17)$$

式中: c 为黏聚力, φ 为摩擦角, s 为该 lp 点所占的面积。另外,假设单元之间不能承受拉力作用,

即 $F_n < 0$ 时, 令

$$\left. \begin{aligned} F_n &= 0 \\ F_s &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

3 爆源模型

对球形爆源, 在程序里选取细化中心最小的 8 个块体单元作为爆炸块, 用单元细分的次数调整使其与实际药包大小一致。通过爆生气体与块体单元的相互作用, 确定不同药量条件下的爆炸载荷。根据炸药爆炸的特点, 作以下假设:

(1) 爆炸后的瞬间爆生气体立刻充满药包的体积区域。

(2) 爆生气体与周围介质之间进行的热交换过程可以视为是绝热的。

(3) 不考虑逸散气体对单元块体的作用。

爆生气体满足如下气体状态方程:

$$PV^\gamma = P_0V_0^\gamma \quad (P \geq P_k) \quad (19)$$

$$PV^{\gamma'} = P_kV_k^{\gamma'} \quad (P < P_k) \quad (20)$$

式中: $\gamma = 3$, $\gamma' = 4/3$; P , V 分别为高压气球的瞬态压力和药包的体积; P_0 , V_0 , P_k , V_k 分别为高压气球初始时刻的压力、药包的体积、高压气球在两段绝热过程边界上的压力和体积, 其中, P_0 , P_k 可分别表示为

$$P_0 = \frac{\rho_w D^2}{2(\gamma + 1)} \quad (21)$$

$$P_k = P_0 \left\{ \frac{\gamma' - 1}{\gamma - \gamma'} \left[\frac{(\gamma - 1)Q_w W}{P_0 V_0} - 1 \right] \right\}^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}} \quad (22)$$

式中: ρ_w 为炸药的密度, D 为炸药的爆速, Q_w 为爆热, 对硝酸炸药其值为 3 688 kJ/kg。

图 5 给出了爆生气体压力对周围块体作用示意

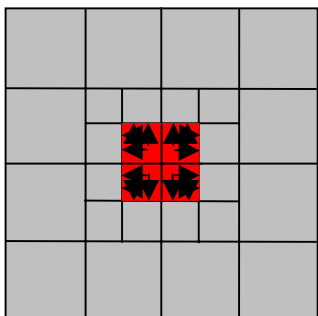


图 5 爆生气体压力与周围块体作用示意图

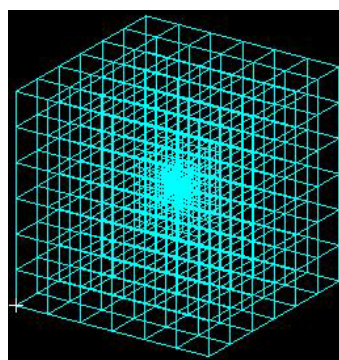
Fig.5 Sketch map of action between gas pressure induced by explosive and block elements around charge

图, 爆炸瞬间爆生气体压力很大, 周围质点向外运动, 压力就会逐渐降低, 整个过程中爆腔体积和其内部压力会出现小的波动现象。

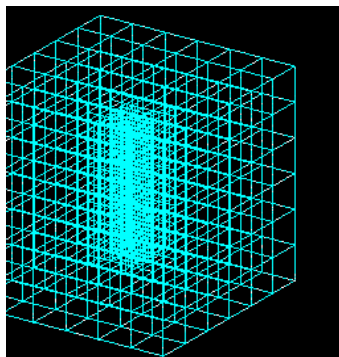
4 在岩土爆破中的应用

4.1 爆源附近单元网格划分

对离散元方法, 由于接触面代表实际的节理, 因此单元的划分就决定了计算结果的准确程度, 单元之间的结构关系与真实材料一致, 计算结果就会更准确。为研究爆源近区岩体结构的影响, 本文对爆源近区单元进行了不同程度的细化(见图 6)。



(a) 球形爆源周围单元的划分方式



(b) 柱状爆源周围单元的划分方式

图 6 多尺度块体离散元的网格划分

Fig.6 Mesh division of multi-scale block discrete element

由于块体离散元的断裂破坏判断条件和接触刚度都体现在接触面上, 所以通过细化爆源近区的单元, 可以体现结构效应和爆源近区岩体在强冲击载荷下的本构关系。

4.2 爆炸现象的模拟

(1) 爆腔内压力时程曲线和爆腔周围岩体压力为准确模拟爆炸后爆腔周围岩体压力和爆腔内的压力变化, 单元尺寸应尽可能减小, 计算研究区域为 16 m×16 m×16 m(长×宽×高)。为此选取的网

格参数为：最大单元间距为 1 m，药包位置在研究区域中心，在爆源周围对单元依次进行不同尺度的划分，最小单元间距为标准块尺寸的 1/5，总的计算单元数为 4 376 个。底部边界固定，上部为自由面，其他边界随深度增加受不断增大的侧向土压力作用。

炸药计算参数：炸药质量为 0.03 kg，炸药密度为 1 000 kg/m³，爆速为 4 000 m/s，爆热为 4 180 kJ/kg，2 个多方指数为 3 和 4/3。

介质计算参数：密度为 2 400 kg/m³，弹性模型为 18 GPa，泊松比为 0.25，黏聚力为 4.16 MPa，摩擦角为 30°。

计算可得爆炸后某个时刻爆腔周围岩体压力云图(见图 7)。从图 7 中可以看出：由爆源向外，压力逐渐减小；在爆源近区，由于单元划分较小，压力等值线基本上为圆形，最外面由于单元较大，近似成了菱形，进一步显示了对爆源周围单元进行不同尺度划分的必要性，整个图形基本能描述爆源周围压力的梯度分布。

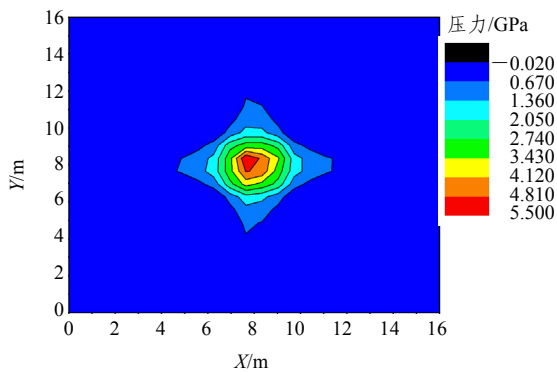


图 7 爆腔周围岩体压力云图

Fig.7 Nephogram of pressures of rock mass around charge

细化后爆腔内压力时程曲线如图 8 所示。图 8 显示了药包位置远远大于临界埋深时爆腔内的压力变化，由于没有气体溢出，在忽略热交换的情况下，

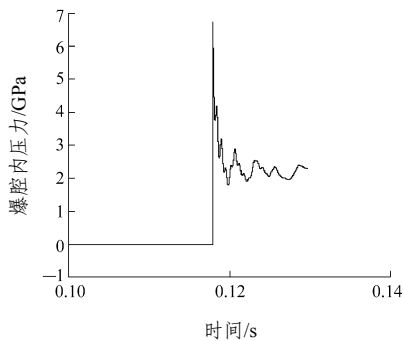


图 8 细化后爆腔内压力时程曲线

Fig.8 Time-history curve of pressures in blast cavity after refinement

爆腔内形成了一个高压气球，此结果与 Duvall 计算的爆炸脉冲压力公式^[12]相符，即

$$p = p_0(e^{-\alpha t} - e^{-\beta t}) \tag{23}$$

式中： p_0 为一应力不变函数值； α 、 β 均为与频率有关的常数。

图 8 显示的结果也与细化前爆源周围单元有较大差别，为了对比，选取与前面相同的计算参数，不同之处仅在于爆源周围的单元不作细化。计算结果如图 9 所示。

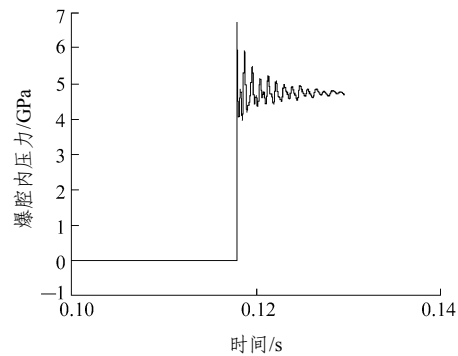


图 9 细化前爆腔内压力时程曲线

Fig.9 Time-history curve of pressures in blast cavity before refinement

图 9 与 8 有显著的不同，原因在于细化后的单元增加了许多节理，当满足破坏条件时，接触面间的弹簧断裂，其储存的弹性势能转化为节理面破坏所需的能量(因为弹簧的质量为 0)，因此图 8 显示的爆腔压力变得更低。由此可以看出，离散元内的网格细化与有限元里网格细化不同，它不仅仅是计算精度的问题，单元细化体现了材料性质的变化，实质上属于多尺度问题。

(2) 模拟不同药量下炸药附近各质点的运动形式

研究区域为 20 m×20 m×8 m(长×宽×高)。网格参数：最大单元间距为 1 m，药包位置在点(10 m，10 m，6 m)处，在爆源周围对单元进行多尺度划分，最小单元间距为 0.125 m，最小抵抗线为 2 m，总的单元数目为 3 480 个。底部边界固定，上部为自由面，其他边界随深度增加受不断增大的侧向土压力作用。

炸药计算参数：2 次计算选取硝铵炸药的质量分别为 2.0，16.0 kg，其他炸药计算参数同前。

介质计算参数同前。

图 10，11 分别给出了小药量和大药量爆炸瞬间各质点位移矢量图，从图中可以看出，爆源周围质点的运动形式与实际情况都很接近，特别是爆源下

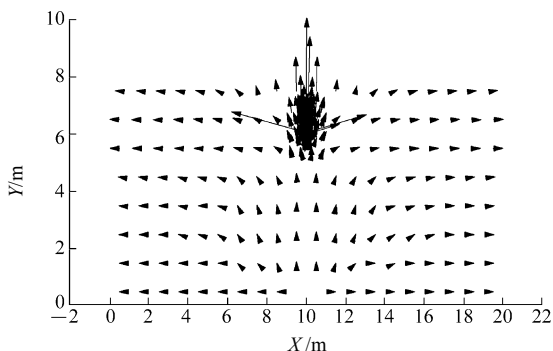


图 10 小药量爆炸瞬间各质点位移矢量图

Fig.10 Displacement vectors of particles at the moment of explosion with small charge

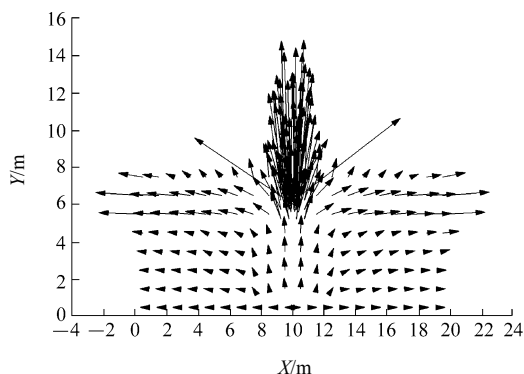


图 11 大药量爆炸瞬间各质点位移矢量图

Fig.11 Displacement vectors of particles at the moment of explosion with large charge

部质点在一定的时刻有向上运动的趋势, 药量的差别也引起了质点不同的运动形式, 模拟结果比较好地反映了炸药量对爆源周围质点的影响。

(3) 爆炸后鼓包随时间的变化发展形式

取研究区域为 200 m×200 m×80 m(长×宽×高)。网格参数为: 最大单元间距为 10 m, 药包位置在点(100 m, 100 m, 60 m)处, 在爆源周围对单元进行多尺度划分, 最小单元间距为 0.312 5 m, 最小抵抗线为 20 m, 总的单元数目为 3 480 个。底部边界固定, 上部为自由面, 其他边界随深度增加受不断增大的侧向土压力作用。

炸药计算参数: 2 次计算选取硝酸铵炸药的质量分别为 3 000 kg, 其他炸药计算参数同前。

介质计算参数同前。

图 12 给出了鼓包的演化形式, 从图中可以清楚地看出, 起爆后药包周围质点随时间的变化过程, 比较恰当地反映了鼓包的演化形式。

(4) 标准爆破漏斗

爆破漏斗是抛掷爆破中的基本现象, 对标准爆破漏斗模拟可以验证块体离散元计算方法和爆源模

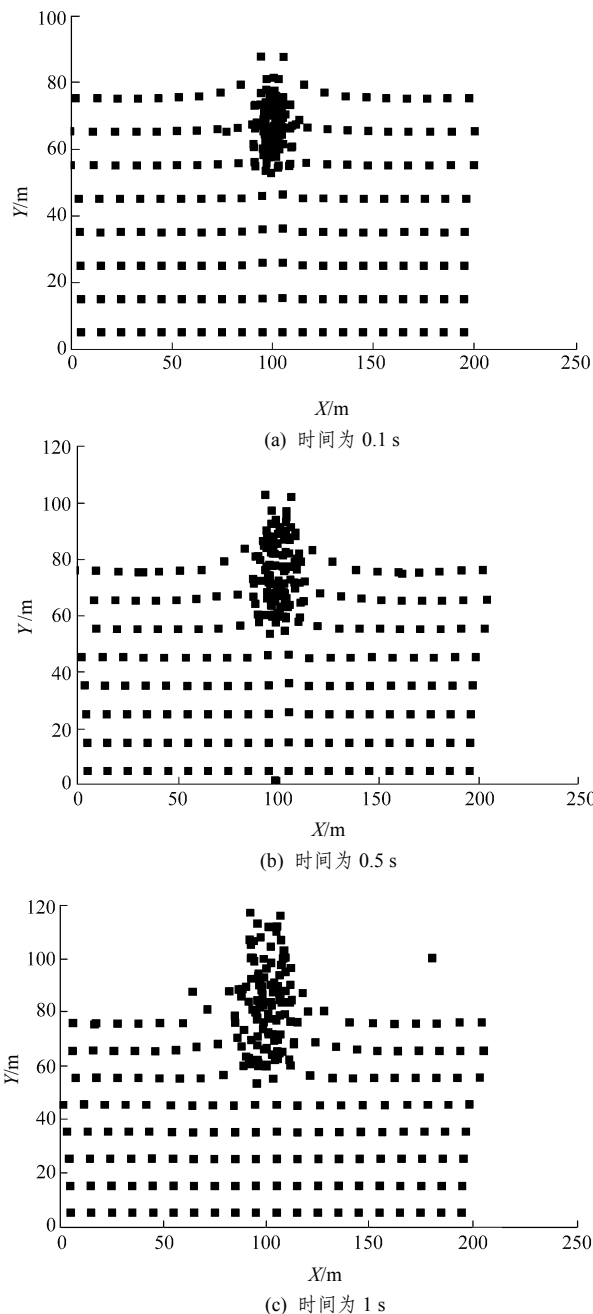


图 12 鼓包的演化形式

Fig.12 Evolutive forms of rock package

型, 根据不同的药量, 模拟爆破漏斗计算方案和参数如表 1 所示。为了减小计算误差, 单元和研究区域都选择的较小。典型的爆破漏斗模拟如图 13 所示。

比较表 1 所示的数值试验结果, 得到爆破漏斗半径与药量的关系如图 14 所示, 从图中可以看出, 标准爆破漏斗半径与药量的 1/3 成正比。

由此可知: 离散元法较适合模拟岩土中的爆炸现象, 如果使模拟结果更接近于实际情况, 必须把单元划分得足够小, 这样就大大增加了计算量, 如果再进一步考虑远区的爆破地震问题, 会给计算带来更大的困难, 因此需要对爆源附近单元进行不同

表 1 模拟爆破漏斗计算方案和参数

Table 1 Calculating scheme and parameters in simulating explosion crater

药量 /kg	最小抵抗线 /m	单元尺度 / $(m \times m \times m)$	模拟研究区域			细化层数	漏斗半径/m
			X/m	Y/m	Z/m		
0.512	0.8	0.2×0.2×0.4	10	10	4.0	3	0.75
1.000	1.0	0.2×0.2×0.5	10	10	4.0	3	1.00
1.728	1.2	0.2×0.2×0.6	10	10	4.8	3	1.10
3.375	1.5	0.2×0.2×0.5	10	10	5.0	3	1.40
8.000	2.0	0.5×0.5×1.0	30	30	6.0	3	2.10
27.000	3.0	0.5×0.5×1.0	20	20	8.0	3	2.90
64.000	4.0	1.0×1.0×2.0	40	40	16.0	3	3.90

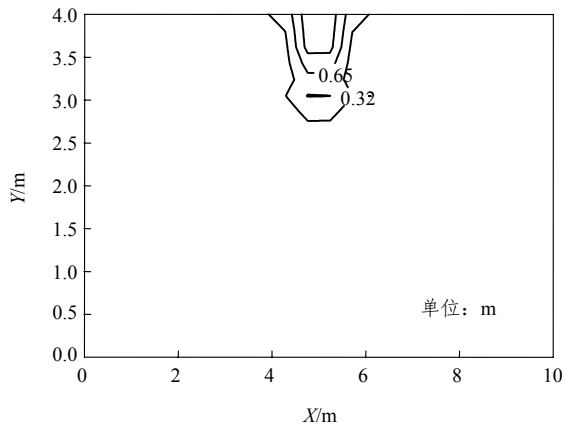


图 13 爆破漏斗位移等值线模拟图

Fig.13 Displacement contour simulational plot of explosion crater

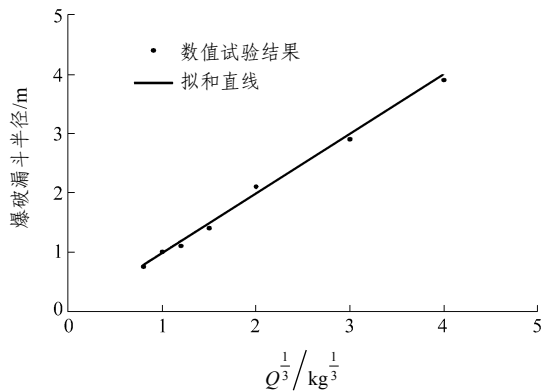


图 14 爆破漏斗与药量关系图

Fig.14 Relation curve between radius of explosion crater and weight of charge

尺度的划分,从模拟的爆炸现象上看,能比较好的反映实际情况。

5 结论

本文通过离散元不同尺度结构面计算方法对爆源周围的单元进行了不同程度的细化,与细化前相

比,其作用主要体现在对爆源近区介质的压力、运动形式的影响上,这种影响也必然会影响到中远区质点的爆破振动,由于细化单元之间接触弹簧的断裂,损失的弹性能客观地反映了岩体破碎需要消耗的能量。因此,三维离散元不同尺度结构面计算方法在计算岩土爆破问题时比原来的块体离散元法前进了一步。

参考文献(References):

- [1] HAO H. Numerical analysis of blast-induced stress wave in a rock mass with anisotropic continuum damage models[J]. Rock Mechanics and Rock Engineering, 2002, 35(2): 79 - 94.
- [2] CHEN S G, CAI J G, ZHAO J, et al. Discrete element modeling of underground explosion in a jointed rock mass[J]. Geotechnical and Geological Engineering, 2000, 18(2): 59 - 78.
- [3] LEMOS J V, HART R D, CUNDALL P A. A generalized distinct element program for modeling jointed rock mass[C]// International Symposium on Fundamentals of Rock Joints. Bjokliden: [s. n.], 1985: 335 - 343.
- [4] RICARDO E. Discrete element models for granular materials and rock masses[Ph. D. Thesis][D]. Illinois: University of Illinois at Urbana-Champaign, 1990.
- [5] JIANG Q H, YEUNG M R. A model of point-to-face contact for three-dimensional discontinuous deformation analysis[J]. Rock Mechanics and Rock Engineering, 2004, 37(2): 95 - 116.
- [6] CUNDALL P A. Formulation of a three-dimensional distinct element model—part I: a scheme to detect and represent contacts in a system composed of many polyhedral blocks[J]. Int. J. Rock Mech. Min. Sci. and Geomech. Abstr., 1988, 25(3): 107 - 116.
- [7] ALI M. Modeling of rock blasting in jointed media using discontinuous deformation analysis[Ph. D. Thesis][D]. Kingston, Ontario, Canada: Queen's University, 1999.
- [8] CUNDALL P A. UDEC—a generalized distinct element program for modeling jointed rock[R]. [S. l.]: European Research Office, 1980.
- [9] CHARLES H D. Blast vibration monitoring and control[M]. [S. l.]: [s. n.], 1985.
- [10] 郭易圆, 李世海. 离散元法在节理岩体爆破振动分析中的应用[J]. 岩石力学与工程学报, 2002, 21(增2): 2 408 - 2 412.(GUO Yiyuan, LI Shihai. Application of DEM in vibration analysis of jointed rock masses under blasting loading[J]. Chinese Journal of Rock Mechanics and Engineering, 2002, 21(Supp.2): 2 408 - 2 412.(in Chinese))
- [11] JING L. A review of techniques, advances and outstanding issues in numerical modeling for rock mechanics and rock engineering[J]. International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences, 2003, 40(2): 243 - 353.
- [12] DUVAL W I. Strain-wave shape in rock near explosions[J]. Geophysics, 1953, 18(2): 310 - 323.
- [13] 陈叶青, 吉国栋. 条形药包岩石中爆炸三维数值模拟[J]. 工程爆破, 2000, 6(3): 8 - 17.(CHEN Yeqing, JI Guodong. The 3D numerical simulation of explosion of liner charges in rock[J]. Engineering Blasting, 2000, 6(3): 8 - 17.(in Chinese))