

非球对称爆室对冲击波传播的影响

庄林森 郝保田

(1986年2月13日收到)

本文采用二维流体、弹塑性模型,对地下单一岩石介质中非球对称爆室对冲击波传播的影响进行了数值模拟。结果表明,对细长比为1.28的园柱爆室,当冲击波传播的距离为初始园柱爆室半径的四倍时,冲击波由非对称击波演变成球对称击波,非对称性影响的距离随着细长比的增大而增大,随着爆炸当量的增加而减小。

一、引言

在地下爆炸中,爆室常常呈非球对称形状。因此,爆炸在爆室附近岩石中形成的冲击波也是以非球对称的形式向外传播。当冲击波传播到距爆心一定距离以外时,冲击波变成球对称冲击波。为了掌握非球对称爆室中爆炸冲击波的传播规律,必须研究非球对称爆室对地下爆炸冲击波传播的影响。

本文使用二维流体、弹塑性动力学模型^[1],对均匀单一的各向同性岩石介质构成的非球对称爆室对冲击波传播的影响进行了研究,给出了数值模拟结果。结果表明:非对称爆室对冲击波传播的影响范围随着爆炸当量的增加而缩小,随着爆室细长比的增加而扩大。

二、物理模型

在均匀的各向同性的单一岩石介质中,有一个事先构成的非球对称爆室,它可以是园柱体或者其它不规则形状。为方便起见,我们只研究园柱体的爆室如图1所示。

当爆炸在爆室内发生时,会产生相当高的高温高压气体,气体推动爆室壁,使其迅速膨胀,继而在周围的岩石介质中形成很强的冲击波。随着冲击波的向外传播,能量逐渐损耗,压力不断衰减。由于压力的作用,冲击波所经之处,岩石介质分别呈现出流体、塑性和弹性状态,它们分别具有岩石在这些状态中的属性。因此,我们采用二维的流体、弹塑性动力学模型来模拟这种冲击波的传播过程。

1. 基本方程^[2]:

园柱形状的爆室的剖面图如图1所示。我们建立

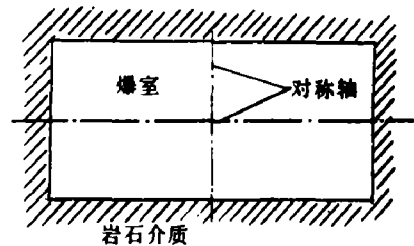


图1 非对称爆室剖面图

Z-R 坐标系, 假设在此坐标系下, 问题具有柱(Z轴)对称性。

在柱坐标中, 考虑到 θ 的对称性, 我们分别将应力张量写成平均应力张量与偏应力张量之和, 把应变张量写成平均应变张量与偏应变之和, 应用质量、动量和能量守恒律, 并约定应力的符号拉力为正, 经过适当简化, 可得到如下方程

(1) 质量方程

$$\frac{\dot{V}}{V} = \dot{e}_{RR} + \dot{e}_{\theta\theta} + \dot{e}_{zz}$$

(2) 运动方程

$$\frac{du}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial(p - \tau_R)}{\partial R} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_{Rz}}{\partial z} + \frac{2\tau_R + \tau_z}{\rho R}$$

$$\frac{dv}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial(p - \tau_R)}{\partial z} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_{Rz}}{\partial R} + \frac{\tau_{Rz}}{\rho R}$$

(3) 能量方程

$$\frac{\partial E_V}{\partial t} = -P \frac{\partial V}{\partial t}$$

$$\frac{\partial E_s}{\partial t} = V [(2\tau_R + \tau_z)\dot{e}_R + (2\tau_z + \tau_R)\dot{e}_z + 2\tau_{Rz}\dot{e}_{Rz}]$$

其中 V 为比容, 并且 $V = 1/\rho$, ρ 为密度; P 为平均应力, 并且 $P = -(\tau_{RR} + \tau_{\theta\theta} + \tau_{zz})/3$; u 为 R 方向上的粒子速度, 并且 $u = \partial R / \partial t$; v 为 Z 方向上的粒子速度, 并且 $v = \partial Z / \partial t$, τ_{ii} ($i = R, Z, \theta$) 为正应力; τ_j ($j = R, Z, RZ$) 为偏应力, 并且 $\tau_j = \tau_{ij} + P$; e_{ii} ($i = R, \theta, Z$) 为正应变; e_j 为偏应变 ($j = R, Z, RZ$), 偏应变率为:

$$\dot{e}_R = \frac{1}{3} \left(2 \frac{\partial u}{\partial R} - \frac{\partial v}{\partial Z} - \frac{u}{R} \right), \quad \dot{e}_z = \frac{1}{3} \left(2 \frac{\partial v}{\partial Z} - \frac{\partial u}{\partial R} - \frac{u}{R} \right)$$

$$\dot{e}_{Rz} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u}{\partial Z} + \frac{\partial v}{\partial R} \right), \quad \dot{e}_\theta = -(\dot{e}_R - \dot{e}_z)$$

E_V 为单位质量的体积变形能, E_s 为单位质量的弹性形变能, 在弹性状态下, $\partial E_s / \partial t = V J_2 / 2\mu$, 这里 J_2 为应力偏量不变量, μ 为剪切模量, 并且 $J_2 = \tau_R^2 + \tau_z^2 + \tau_{Rz}^2 + \tau_R \tau_z$ 。

(4) 广义虎克定律

在弹性状态下, 广义虎克定律给出

$$\dot{\tau}_i = 2\mu \dot{e}_i + \Delta \dot{\tau}_i$$

其中 $i = R, Z, RZ$; $\Delta \dot{\tau}_i$ 是微元旋转引起的应力修正, 并且有

$$\Delta \dot{\tau}_R = -\Delta \dot{\tau}_z = 2\tau_{Rz} \dot{\varphi}_{Rz}$$

$$\Delta \dot{\tau}_{Rz} = (\tau_z - \tau_R) \dot{\varphi}_{Rz}, \quad \dot{\varphi}_{Rz} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u}{\partial Z} - \frac{\partial v}{\partial R} \right)$$

(5) 屈服条件

当冲击波的压力高于岩石介质的塑性极限压力时, 岩石呈流体(气体或液体)状态。此

时，岩石具有流体属性，各应力都等于零。当冲击波的压力低于岩石介质的塑性极限压力而高于其弹性极限压力时，岩石介质呈塑性状态。在这种情况下，应该对塑性岩石介质的应力进行修正。当冲击波的压力低于岩石介质的弹性极限压力时，岩石介质仍保持原来固有的弹性状态。

在弹塑性区域，我们使用 Von Mises 屈服准则来判断岩石介质的塑性屈服。我们把岩石介质分为屈服过的和未屈服过的（即破碎的或完整的），对其使用不同的判断准则。岩石介质一旦发生屈服，就按破碎处理，并对能量进行修正。

Von Mises 屈服准则：设 $f = J_2 - K^2$ ，这里

$$K_2 = \begin{cases} K_1, & \text{未屈服过的} \\ K_2, & \text{屈服过的} \end{cases}$$

$$K_1 = \begin{cases} 0.2 & P \geq 0.263 \text{ 万巴} \\ 0.025 + 0.665P & P < 0.263 \text{ 万巴} \end{cases}$$

$$K_2 = \begin{cases} 0.05 & P \geq 1 \text{ 万巴} \\ 0.1P + 0.05 & P < 1 \text{ 万巴} \end{cases}$$

当 $f < 0$ 时，岩石介质仍处于弹性状态，塑性修正的塑性功为零，即

$$\tau_i = \tilde{\tau}_i \quad i = R, Z, RZ$$

$$\Delta e_{\eta} = 0;$$

当 $f > 0$ 时，发生塑性屈服，将求出的应力 $\tilde{\tau}_i$ 修正成 τ_i ，即

$$\tau_i = \sqrt{K^2/J_2} \tilde{\tau}_i \quad i = R, Z, RZ$$

而塑性修正的塑性功按下式求出

$$\Delta e_{\eta} = \frac{V J_2}{\mu} \left[\sqrt{K^2/J_2} - \frac{K^2}{J_2} \right]$$

(6) 状态方程

岩石介质的状态方程使用 Tillotson 形式的状态方程⁽³⁾，即

$$\eta \geq 1 \text{ 时, } P = P_s(\rho, E) = \left(a + \frac{b}{(E/E_0\eta^2)+1} \right) E\rho + A\mu + B\mu^2$$

$$\eta < 1 \begin{cases} E \geq E'' \text{ 时 } P = P_c(\rho, E) = (\gamma - 1)E\rho + \\ \quad + \left[(a + 1 - \gamma) + \frac{b}{(E/E_0\eta^2)+1} \right] E\rho e^{-a(1/\eta)-1} + A\mu e^{-2a(1/\eta)-1} \\ E' < E < E'' \text{ 时 } P = [(E - E')P_c(\rho, E'') + (E'' - E)P_s(\rho, E')] / (E'' - E') \\ E < E' \text{ 时 } P = P_s(\rho, E) \end{cases}$$

其中 η 为压缩比， $\eta = \rho/\rho_0$ ， ρ 为瞬时密度， ρ_0 为初始密度； $\mu = \eta - 1$ ； $E = E_v + E_s$ ；其它各参量根据现场岩石介质的特性定出。

当 $P < 4$ 万巴时，使用变模量模型，也就是说岩石的加载和卸载使用不同的体模量，即

$$P = \min(P_i, P_{LD})$$

这里 P_{LD} 由 $\Delta P = -75.2$ 确定。

(7) 初始条件和边界条件

初始条件: 在岩石介质中, 压力、粒子速度、应力和单位质量的体积变形能在初始时刻皆等于零。

边界条件: 在物理模型中存在着两种边界, 一种是自由边界 (爆室壁), 另一种是刚壁边界 (坐标轴)。在自由边界上, 我们设想边界外有一个与边界内网格相对应的无质量网格, 除压力之外, 此网格的其它各量皆等于零。在刚壁边界上, 网格点应该只有边界的切向运动而没有法向运动, 因此, 边界两面的物理量呈镜面反射, 而剪切分量呈反对称反射。

2. 差分方程

根据物理模型的对称性, 为了简化计算, 我们只考虑 $Z-R$ 坐标平面中的第 I 象限, 如图 2 所示。我们使用过坐标原点的半射线与同心椭圆相交的方法把岩石介质划分成等厚度的四边形网格。

我们使用 Lagrange 差分方法, 对上述的基本方程进行差分。定义 k, l 为 Lagrange 坐标, R, Z 为 Euler 坐标, 并且 $R = R(k, l, t), Z = Z(k, l, t)$ 。把运动学量定义在网格的结点上, 其余各量定义在网格的中心, 如图 3 所示。为简便起见, 我们采用下标缩写方式, 例如“1”表示“ k, l ”点, “A”表示“ $k-1/2, l-1/2$ ”点, ……。

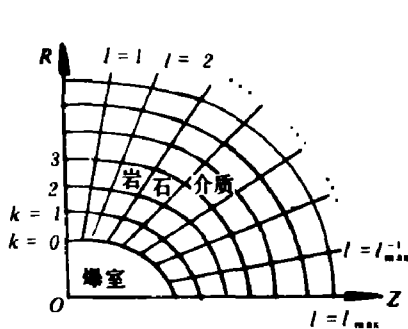


图2 网格的划分

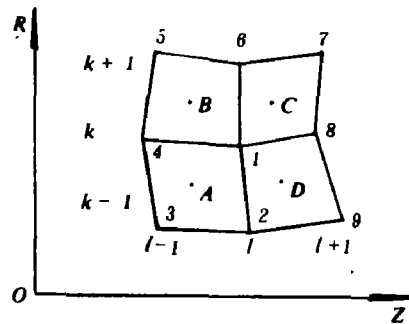


图3 网格量的定义

按照上述定义和约定, 可知“1”点的加速度与其周围四个相关网格中的应力有关, 其微分项还与这些网格间的应力梯度有关。运用 Von Neumann 的人工粘性方法, 引入压力粘性和应力偏量粘性, 再引入权重因子, 根据一定的原则进行加权平均后, 可得出以下差分方程:

$$\begin{aligned} \dot{X}_1 = & W_{01} W_{01} (\dot{X}_A - \dot{X}_B + \dot{X}_C - \dot{X}_D) + W_{01} (\dot{X}_{14} - \dot{X}_{01} + \dot{X}_B - \dot{X}_C) + \\ & + W_{01} (\dot{X}_{12} - \dot{X}_{01} + \dot{X}_D - \dot{X}_C) + \dot{X}_{01} + \dot{X}_{01} + \dot{X}_C, \end{aligned}$$

其中 X 分别取 u, v , 并且

$$\begin{aligned} \dot{u}_j = & (J/M)_j (2\tau_R + 2Q_R + \tau_z + Q_z)_j \\ v_j = & (J/M)_j (\tau_{RZ} + Q_{RZ})_j \quad \text{这里 } j = A, B, C, D \\ \dot{u}_{01} = & -1/(\rho J)_{01} [(P+Q-\tau_R-Q_R)_{C-D} \bar{Z}_{01} + (\tau_{RZ} + Q_{RZ})_{C-D} \bar{R}_{01}] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \dot{u}_{\delta 1} &= 1/(\rho J)_{\delta 1} [(P+Q-\tau_z-Q_z)_{C-D} \bar{R}_{\delta 1} + (\tau_{Rz}+Q_{Rz})_{C-D} \bar{Z}_{\delta 1}] \\ \dot{u}_{\delta 1} &= 1/(\rho J)_{\delta 1} [(P+Q-\tau_R-Q_R)_{C-B} \bar{Z}_{\delta 1} + (\tau_{Rz}+Q_{Rz})_{C-B} \bar{R}_{\delta 1}] \\ \dot{u}_{\delta 1} &= -1/(\rho J)_{\delta 1} [(P+Q-\tau_z-Q_z)_{C-B} \bar{R}_{\delta 1} + (\tau_{Rz}+Q_{Rz})_{C-B} \bar{Z}_{\delta 1}] \\ (\rho J)_{\delta 1} &= \frac{1}{2} [(J/V)_C + (J/V)_D] \\ (\rho J)_{\delta 1} &= \frac{1}{2} [(J/V)_C + (J/V)_B] \\ \bar{Y}_{\delta 1} &= \left(\frac{\partial Y}{\partial l} \right)_{k, l+1/2} = \frac{1}{4} (2Y_6 - 2Y_1 + Y_9 - Y_2 + Y_7 - Y_4) \\ \bar{Y}_{\delta 1} &= \left(\frac{\partial Y}{\partial k} \right)_{k+1/2, l} = \frac{1}{4} (2Y_6 - 2Y_1 + Y_7 - Y_8 + Y_5 - Y_4) \end{aligned}$$

其中Y分别取R, Z; J, V分别表示相应下标所对应的网格的面积和比容。权重因子

$$\begin{aligned} W_{\delta 1} &= \frac{\bar{R}_{\delta 1}(\bar{R}_{\delta 1} + \bar{R}_{14}) + \bar{Z}_{\delta 1}(\bar{Z}_{\delta 1} + \bar{Z}_{14})}{(\bar{R}_{\delta 1} + \bar{R}_{14})^2 + (\bar{Z}_{\delta 1} + \bar{Z}_{14})^2} \\ W_{\delta 1} &= \frac{\bar{R}_{\delta 1}(\bar{R}_{\delta 1} + \bar{R}_{12}) + \bar{Z}_{\delta 1}(\bar{Z}_{\delta 1} + \bar{Z}_{12})}{(\bar{R}_{\delta 1} + \bar{R}_{12})^2 + (\bar{Z}_{\delta 1} + \bar{Z}_{12})^2} \end{aligned}$$

仿此方法，可得出其它方程的差分方程。

对于边界上点的加速度公式，根据前面所述的边界条件，把相应网格的各量代入“1”点的加速度公式即可分别得到自由边界和刚壁边界上各点的差分方程。

三、结果分析

我们用上述的二维流体、弹塑性动力学模型对地下爆炸中的冲击波的传播过程进行了数值计算，取得以下结果。

定义细长比等于园柱高与园柱底园直径之比。我们对细长比为1.28，爆室容积为3.35 m³的初始数据进行了计算，得出激波走时曲线图4和峰压曲线图5

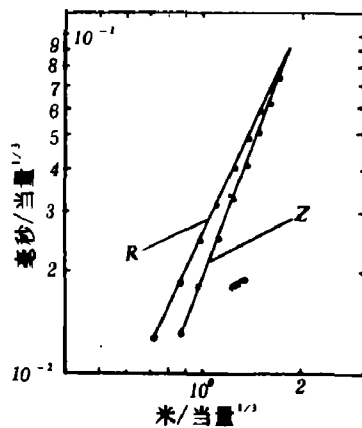


图4 激波走时曲线

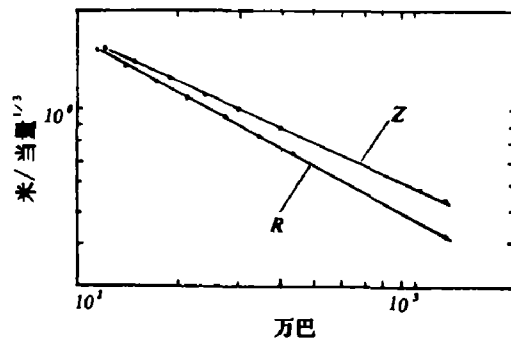


图5 峰压曲线

从图中可以看出：非球对称爆室对冲击波传播的影响仅出现在近区内，当冲击波传播到

距离爆炸中心四倍左右园柱初始底半径的距离（非球对称爆室效应距离）时， Z 、 R 两方向上的击波走时曲线和峰压曲线皆相重合，也就是说，在非球对称爆室效应距离之内，冲击波以非球对称的形式传播，在此距离之外，冲击波以球对称形式传播。

图6给出与图5相同细长比，爆炸当量增加0.43倍的峰压曲线。从图中可以看出，此时的非球对称爆室效应距离为三倍左右园柱初始底半径。因此可以看出：在相同条件下，随着爆炸当量的增加，非球对称爆室效应距离缩小，也就是说，非球对称爆室效应距离与爆炸当量成反比。

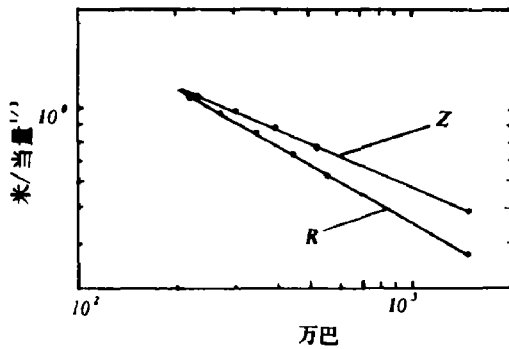


图6 峰压曲线

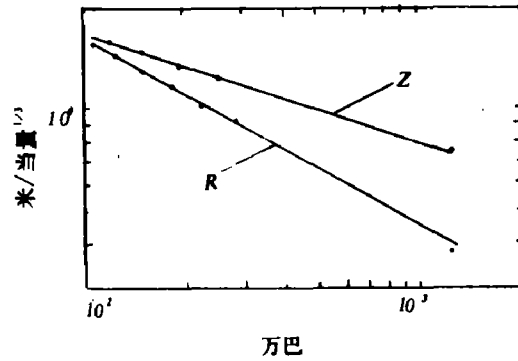


图7 峰压曲线

图7给出与图5相同爆炸当量、细长比为2的峰压曲线。从图中可以看出，在这种情况下，非球对称爆室效应距离为五倍左右园柱初始底半径。因此可以得出：爆炸当量不变，随着细长比的增加，非球对称爆室影响距离增大。

本文在研究当中得到孙秀凡、韩学安等同志的热情支持，他们提出了不少建议，特此致谢。

参 考 文 献

- [1] Maenchen, G. and Sack, S., *Meth. Comput. Phys.* 3 (1964), 181.
- [2] 张永家等, 爆炸与冲击, 5 (2) (1985), 42.
- [3] Tillotson, J.H., *General Atomic Report, GA-3216*, (1962).

THE EFFECT OF THE NON-SPHERICAL SYMMETRIC EXPLOSION CHAMBER ON SHOCK WAVE PROPAGATION

Zhuang Linsen Hao Baotian

Abstract

In this paper we have computed the effect of the non-spherical symmetric explosion chamber on the shock wave propagation in the underground explosion by using the model of two-dimensional fluid-elasticity and plasticity. For a cylinder that long/thin ratio is 1.28, the computational result shows that when distance of the shock wave propagation is about four times that initial cylindrical radius, the asymmetrical shock wave become a spherical one. Influential distance of the asymmetry increases with increase of the long/thin ratio and it decreases with the increase of explosion yields.