

# 不耦合装药岩石冲击波参量的极曲线方法

⑪  
76-80

李玉民 倪芝芳

(山东矿业学院爆破研究所 泰安 271019)

TD235.14

**摘要** 依据岩石爆破装药结构的真实状况,建立了不耦合装药爆破岩石、爆轰产物、空气强冲击波相互作用过程的物理模型。给出了求解岩石冲击波初始参数的基本方程和极曲线方法。模型图像清晰,较全面地反映了爆破的真实过程,计算结果更加符合实际。

**关键词** 岩石爆破, 不耦合装药, 冲击波初始参量, 极曲线方法

## 1 引言

冲击波参量

装药孔壁冲击波初始参量的计算是岩石爆破动态应力场定量化的最基础工作。正是因为孔壁冲击波变化的传播才导致岩体中动态应力场的产生。然而,由于测试手段的不足,更由于岩石冲击波的强烈性和瞬时性,人们对爆破近场参数的研究甚少。文[1]依据弹性正碰撞理论,求解了岩石孔壁压力;文[2]依据爆轰产物的等熵膨胀建立了不耦合装药孔壁压力及压力波形的计算方法。但爆破工程中的柱状装药多以点起爆为主,炸药爆速与爆轰产物的膨胀速度差不多同等量级。产物、空气、岩石的界面为斜面,况且产物、强空气冲击波作用于岩石壁面上,使壁面产生变形<sup>[3]</sup>。因此产物、岩石正碰撞模型与实际图像不相吻合,必须建立符合实际的炸药与岩石相互作用模型及算法。本文提出的不耦合装药岩石冲击波参量的极曲线方法,正是在这方面的努力与尝试。

## 2 物理模型

在爆破工程的实际应用中,炮孔直径与装药直径不尽相同,其比值即为不耦合系数。随不耦合系数的增大,炸药爆炸作用于岩石壁面的压力有所降低,从而达到破裂岩石但又不充分粉碎的控制目的。对于柱状装药一点或多点起爆的情况,若认为炸药爆轰过程稳定,则可建立图1所示的产物-空气-岩石相互作用过程的物理模型。滑移爆轰波后的产物在装药与孔壁间的空气间隙中作等熵膨胀,并在空气中产生冲击波 $OS$ 。在不耦合系数 $K_1$ 不太大的情况下,空气冲击波 $OS$ 与产物无分离地向前传播, $OS$ 到达孔壁衰变为 $O'I$ 。强大的空气冲击波 $O'I$ 倾斜入射到岩石壁面上,使岩石壁面变形,并在岩体中产生折射冲击波 $O'T$ ,在空气中产生反射击波 $O'R$ 。 $O'R$ 击波遇到空气与产物的接触间断面将发生进一步折、反射,使波系变得更加复杂。因 $O'R$ 在间断面的折、反射过程迟于岩石初始冲击

1996年2月12日收到初稿,1996年4月19日收到修改稿。

波波头形成时间, 故可不予考虑。该模型从唯象的观点出发, 较真实地反映了在炸药爆轰产物驱动下, 间隙中空气冲击波在岩壁上的正规折、反射过程。若不耦合系数较大时, 空气冲击波在岩壁上可能会产生非正规的折、反射即马赫反射, 该种情况下的计算有待进一步的研究。

### 3 计算方法

#### 3.1 入射空气冲击波参数

##### 3.1.1 入射空气冲击波的入射角

当炸药以  $D_H$  的速度爆轰时, 受产物的等熵膨胀驱动, 在空气间隙出现图 1 所示的斜击波  $OS$ 。  $OD$  为爆炸产物与空气的分界面。把坐标原点置于爆轰波阵面上, 爆轰产物一侧(即  $DOO$  区)可简化为一个绕  $DOO$  钝角流动的 Prandtl-Meyer 流问题。产物飞散角  $\varphi_0$  与产物膨胀时的多方指数  $\gamma$  有关<sup>[4]</sup>

$$\varphi_0 = \frac{\pi}{2} \left( \sqrt{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}} - 1 \right) \quad (1)$$

气流通过斜激波  $OS$  后沿着边界  $OD$  流动, 这是一个经典的绕尖劈流动问题。击波角  $\alpha_0$  与  $\varphi_0$  的关系为<sup>[6]</sup>

$$\tan \varphi_0 = \frac{M_H^2 \sin^2 \alpha_0}{M_H^2 \left( \frac{k+1}{2} - \sin^2 \alpha_0 \right) + 1} \cot \alpha_0 \quad (2)$$

式中:  $M_H$  为击波  $OS$  的马赫数,  $M_H = D_H/C_0$ ,  $C_0$  为空气的声速。

因此, 给定  $\varphi_0$  即可求出相应的激波入射角  $\alpha_0$  和爆轰产物的有效多方指数  $\gamma$ 。  $\gamma$  的引入是基于这样的考虑: 爆轰产物在空气间隙的膨胀是从爆轰压  $P_H$  逐渐衰减的过程, 它所对应的是一个小于 C-J 状态的  $\gamma_H$  的有效多方指数  $\gamma$ 。

##### 3.1.2 入射斜击波的强度

斜击波  $OS$  形成后, 随爆轰产物一起衰减地传播, 在壁面处变为  $O'I$ 。到达岩石壁面产生折、反射。因此, 斜激波  $O'I$  后的气流与产物的界面为一接触间断面, 其上存在压力连续、密度不连续的关系。由此关系, 再根据爆轰产物等熵膨胀的一般规律, 即可求出入射斜击波  $O'I$  后的压力  $P_1$ 。因

$$\frac{P_H}{\rho_H} = \frac{P_1}{\rho_1} = \text{const}$$

所以

$$\begin{aligned} P_1 &= P_H \left( \frac{\rho_1}{\rho_H} \right)^\gamma = \frac{1}{\gamma_H + 1} \rho_0 D_H^2 \left( \frac{\rho_1}{\gamma_H + 1} \frac{1}{\rho_0} \right)^\gamma \\ &= \frac{1}{\gamma_H + 1} \rho_0 D_H^2 \left( \frac{\gamma_H}{\gamma_H + 1} \right)^\gamma \left( \frac{v_0}{v_1} \right)^\gamma \end{aligned}$$

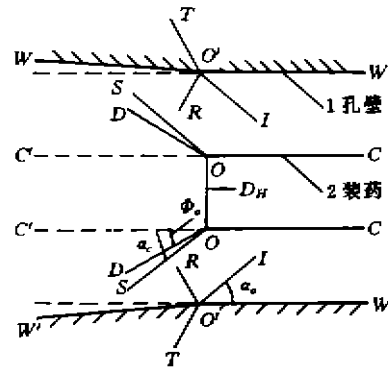


图 1 相互作用过程的物理模型

Fig. 1 The physical model of interaction process

$$= \frac{1}{\gamma_H + 1} \rho_0 D_H^2 \left( \frac{\gamma_H}{\gamma_H + 1} \right)^{\gamma} \left( \frac{R_0}{R_1} \right)^{2\gamma}$$

即

$$P_1 = \frac{1}{\gamma_H + 1} \rho_0 D_H^2 \left( \frac{\gamma_H}{\gamma_H + 1} \right)^{\gamma} \left( \frac{1}{K_1} \right)^{2\gamma} \quad (3)$$

式中： $\gamma_H$  为 C-J 点的多方指数； $\rho_0$ 、 $v_0$ 、 $R_0$  分别为炸药的密度、比容和半径； $\rho_1$ 、 $v_1$ 、 $R_1$  分别为产物膨胀到岩壁时的密度、比容和半径； $D_H$  为炸药爆速； $P_H$  为 C-J 点爆轰压力； $K_1$  为不耦合系数。

### 3.2 岩石初始冲击波的极曲线方法

强度为  $P_1$ 、波速为  $D$  的空气冲击波，以  $\alpha_0$  角倾斜地入射到岩壁上。该问题可归结为斜击波在两物界面上的正规折射问题，可用击波极曲线方法求解。

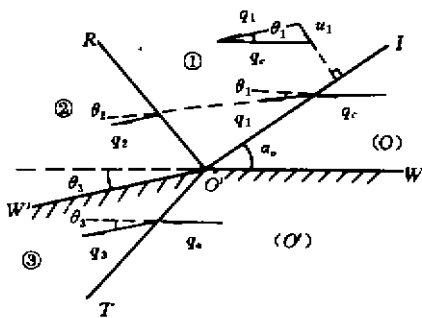


图 2 空气冲击波在壁面的正规反射  
Fig. 2 The regular oblique reflection of air shock wave on borehole wall

如图 2 所示，取与  $O'$  点一起运动的坐标系，则运动坐标系和实验室坐标系的速度转换关系为

$$\vec{q}_i = \vec{u}_i + \vec{q}_0$$

对①区，上式变为

$$\begin{cases} q_1^2 = (q_0 - u_1 \sin \alpha_0)^2 + u_1^2 \cos^2 \alpha_0 \\ \tan \theta_1 = \frac{u_1 \cos \alpha_0}{q_1 - u_1 \sin \alpha_0} \end{cases} \quad (4)$$

因入射波  $O'I$  前静止，则

$$q_0 = \frac{D}{\sin \alpha_0} \quad (5)$$

而①区的物理量可由入射波强度  $P_1$ 、斜击波基本关系式及式(4)确定：

$$\begin{cases} M_1 = \frac{1}{\sin \alpha_0} \sqrt{\frac{K+1}{2K} \left( \frac{P_1}{P_0} + \frac{K-1}{K+1} \right)} \\ \rho_1 = \frac{(K+1)M_1^2 \sin^2 \alpha_0}{2 + (K-1)M_1^2 \sin^2 \alpha_0} \rho_0 \\ M_1 = \frac{q_0}{C_0}, \quad u_1 = \frac{\rho_0}{\rho_1} \frac{q_0}{\sin \alpha_0} \end{cases} \quad (6)$$

式中： $M_1$ 、 $D$ 、 $\rho_1$ 、 $u_1$  分别为激波马赫数、速度、波后介质的密度和速度， $\rho_0$  为波前空气的密度， $C_0$  为静止空气中的声速， $K$  为气体的绝热指数，对强波空气电离， $K = 1.2 \sim 1.3$ 。这样①区的状态对应极曲线(图 3 的  $(P, \theta)$  平面上)的一个点  $I(P_1, \theta_1)$ ，这就是反射波  $O'R$  的波前状态。

反射波后②区的状态由反射波极曲线方程<sup>[4]</sup>确定，即

$$\tan \theta_2 = \pm \frac{P_2 - P_1}{\rho_1 q_1^2 - (P_2 - P_1)} \sqrt{\frac{2\rho_1 q_1^2}{(k+1)P_2 + (k-1)P_1} - 1} \quad (7)$$

给定一个  $P_2$ ，即可算出对应的  $\theta_2$ ，从而可绘出图 3 所示的反射波极曲线。

若认为岩石冲击波速度  $D_n$  为波后粒子速度  $u$  的线性函数<sup>[7]</sup>：

$$D_m = a + bu$$

则岩石中的折射击波的极曲线方程<sup>[4]</sup>为

$$\begin{cases} \tan\theta_3 = \pm \frac{u \sqrt{q_0^2 - (a + bu)^2}}{q_0^2 - u(a + bu)} \\ P_3 = \rho_{m0}u(a + bu) \end{cases} \quad (8)$$

式中： $P_3$  为折射击波后的压力； $\rho_{m0}$  为岩石的初始密度； $\theta_3$  为过折射波粒子流的折转角亦即岩石壁面的变形角。给定一个  $P_3$ ，即可求得对应的  $\theta_3$ ，从而可绘出图 3 所示的折射波极曲线。由于②区和③区之间由接触间断亦即壁面  $O'W'$  隔开，而在运动坐标系中接触间断是不动的，故联系②和③区的条件是

$$\begin{cases} P_2 = P_3 \\ q_2 \parallel q_3 \end{cases} \quad (9)$$

式(9)的第 2 式亦可写为

$$\theta_1 + \theta_2 = \theta_3 \quad (10)$$

式(9)在极曲线图上即为反射极曲线与折射极曲线的交点。因此，在求解具体问题时，只要给出入射波的入射角  $\alpha_0$  和入射压力即可画出反射波、折射波的极曲线图，得到其交点的弱支解，即为岩石的冲击波压力和壁面变形角。

### 4 算例

以直径为 32 mm 的 2<sup>#</sup> 岩石炸药在石灰岩中爆炸为例，计算了不同孔径的炮孔孔壁初始冲击波压力。计算中取  $\rho_0 = 1\,000\text{ kg/m}^3$ ， $D_H = 3\,600\text{ m/s}$ ， $\gamma_H = 2.5$ ， $\rho_{m0} = 2\,600\text{ kg/m}^3$ ， $a = 3\,500\text{ m/s}$ ， $b = 1.43$ ， $C_0 = 340\text{ m/s}$ ， $\rho_* = 1.25\text{ kg/m}^3$ ， $\rho_0 = 101\,325\text{ Pa}$ ， $K = 1.3$ 。产物飞散角依据文<sup>[5]</sup>的实测结果取为  $\varphi_0 = 42.5^\circ$ 。计算步骤为：由式(1)和(2)求出  $\gamma$  和  $\alpha_0$ ；对不同的  $K_1$ ，由式(3)求出  $P_1$ ，代入式(4)，(5)和(6)求  $q_0$ ， $q_1$ ， $\theta_1$ ， $\rho_1$  和  $u_1$ ；给定不同的  $P_2$ ， $P_3$ ，由式(7)，(8)两式求  $\theta_1$  和  $\theta_3$ ，以  $(P_1, \theta_1)$  为起点绘出反射波极曲线图；以  $(P_0, 0)$  为起点绘出折射波极曲线图，两曲线交点的弱支即为所求的解。计算结果示于表 1 中，从表中

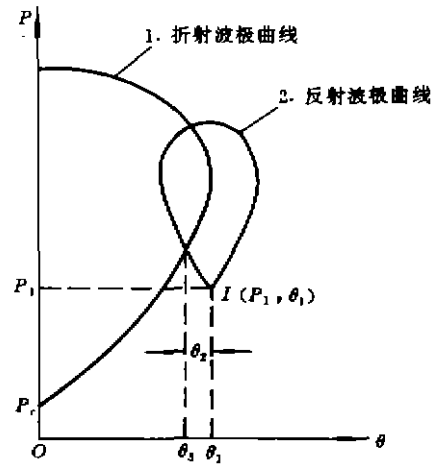


图 3 冲击波极曲线

Fig. 3 The polar curve of shock wave

表 1 石灰岩的初始冲击波参数

Table 1 Parameters of initial shock wave in limestone

参数	数值					
$R_0/\text{mm}$	16					
$R/\text{mm}$	18	20	35	40	42	43
$K_1$	1.125	1.25	2.188	2.50	2.625	2.688
$P/\text{MPa}$	1 051	584.5	28.48	13.85	10.75	无解
$\theta_3/(\circ)$	0.176	0.134	0.025	0.011	0.003	无解

看出,随孔径的增大,岩石冲击波呈下降的趋势,当孔径大于 86 mm,即不耦合系数大于 2.688 时,正规反射的极曲线方法无解,需进一步研究非正规反射的算法。

## 5 结论

(1) 基于岩石爆破的实际,建立了全面反映不耦合装药爆轰产物、空气强击波和岩石相互作用过程的物理模型。

(2) 探索了炸药、炮孔间隙中空气冲击波的算法。

(3) 建立了符合实际图像的岩石冲击波极曲线方法。

(4) 依照实测的爆轰产物膨胀角,引入并计算了爆轰产物的有效多方指数。

(5) 计算得到了 2# 岩石炸药在石灰岩中产生的冲击波压力随不耦合系数的变化关系,给出了计算方法的适用范围,为实际工程计算提供了重要的基础数据。

## 参 考 文 献

- 1 杜俊林,宗琦.孔壁初始爆炸冲击压力的理论探讨.东北大学学报(自然科学版),1995,16(5):120~124
- 2 朱瑞庚,王雪峰.不耦合装药爆破孔壁压力的计算.见:爆炸力学进展,合肥,1990
- 3 张奇.不耦合装药孔壁变形的研究.爆炸与冲击,1986,6(2):166~169
- 4 王继海.二维非定常流和激波.北京:科学出版社,1994,37~122
- 5 邵丙瓌,陈维波等.滑移爆轰过程中爆炸产物的有效多方指数  $\gamma_0$  的确定.爆炸与冲击,1981,1(2):30~36
- 6 北京工业学院编.爆炸及其作用(上).北京:国防工业出版社,1979
- 7 钮强.岩石爆破机理.沈阳,东北工学院出版社,1990

## THE POLAR CURVE METHOD TO CALCULATE THE PARAMETERS OF SHOCK WAVE IN ROCK BLASTING WITH UNCOUPLED CHARGE

Li Yumin Ni Zhifang

(Shandong Institute of Mining and Tech., Tai'an 271019)

**Abstract** According to the reality of charge structure in rock blasting, a physical model on the reaction among the rock, detonation products and shock wave in air is achieved with uncoupled charge in this paper. The basic equations and the polar curve method to solve the initial parameters of shock wave in rock are also developed. The diagram of this model is clear to represent the real blasting procedure comprehensively, and the results of calculation coincide with reality quite well.

**Key words** rock blasting, uncoupled charge, initial parameters of shock wave, polar curve method