

条形药包爆炸时岩体中 应力波参数的计算分析

中国科学院武汉岩体土力学研究所 徐志华 朱瑞赓

COMPUTATION ANALYSIS OF THE STRESS-WAVE PARAMETER OF ROCK MASS DURING STRIP EXPLOSIVE CHARGE BLASTING

Xu Zhi-hua Zhu Rui-geng

Institute of Rock and Soil Mechanics, Academia Sinica

Wuhan, China

ABSTRACT

Based on the principles of overlapping stress-wave of all elements charge blasting, the basic computation graph of stress wave parameter during strip explosive charge blasting was obtained. Consequently, a computation method of open-hole blasting was postulated. Combined with in situ data, a computer program in fortran code was designed and then the calculation of stress-wave parameter of rock mass during open-hole strip charge blasting was made; The consistency of computed results with observed data was fine. The laws of stress-wave propagation and the stress distribution characteristics for open and closed-hole blasting were discussed. The computed data were compared and evaluated with in situ data. these data could be used as a basis of reference in practical engineering.

一、前 言

水利、铁道、冶金等工业部门,在基坑开挖、隧道掘进,矿山开采等作业中通常用圆柱状条形药包。此外,某些工程如洞库爆炸也可看成条形药包。显然,这类药包在岩体中爆炸时,应力波的传播和动应力的分布均不同于球形药包的爆炸而具有自己的特点。这些特点直接影响爆破破岩机理和对地下工程施加动荷载的特征,以及对它的动态稳定性的评价。因此,在研究上述课题时,充分研究条形药包爆炸时岩体中应力波参数,并建立一套计算方法

是十分重要的。

应力波在岩体中传播,除了与岩体中的扰动源直接有关以外,还与岩体的地质因素以及岩体的物理力学特性有关。要较为本质地通过计算得到应力波动在岩体中的传播规律,必须建立符合岩体力学本质的岩体动态数学力学模型。而这一问题正是目前广大岩体力学工作者致力研究而又未解决的问题。因此,采用由大量实测数据总结出来的应力波传播的经验规律来研究岩体中的应力波传播,在目前仍然是行之有效的方法之一。这样做,既能够比较真实地描述应力波在岩体中的传播规律,又避开了目前尚未解决的岩体动态本构关系问题。但是,在现场进行大量实测也存在一定问题:人力物力消耗大,周期长,爆炸的瞬时性和地质因素的复杂性,造成测试技术的困难和结果的离散性等。因此,本文的目的在于利用某些实测数据,建立一套数值计算方法来描述条形药包爆炸时岩体中应力波传播特征和确定其衰减规律,供解决工程实际问题所用,并为理论研究提供依据。

二、条形药包爆炸时岩体中应力波参数计算的基本图式

在工程爆破中,球形装药是普遍采用的一种形式,这类药包爆炸时在岩体中所激起的应力波的传播与衰减规律,无论在试验研究还是理论分析上都做了不少工作,并取得了一些可用于工程实际的经验公式。条形装药也是工程实际中经常遇到的问题。目前,对这类药包爆炸时在岩体中激起的应力波传播与衰减规律的研究尚不多。

1974年Ф.И.Кучерявый和А.Н.Колонич¹将条形药包放在柱面坐标中作为轴对称问题来处理。如图1a所示,根据对称性,只研究平面 $Y \geq 0$ 和 $-\infty < x < \infty$ 的区域。于是,所研究的问题归结为由如下方程

$$\begin{cases} \nabla^2 \varphi_k + k_1^2 \varphi_k = 0 \\ \nabla^2 \psi_k + k_2^2 \psi_k = 0 \end{cases} \quad (1)$$

所决定的弹性动力学平面问题,它的解答由初始条件和边界条件所决定。

$$\begin{cases} \sigma_r|_{y=0} = -Q(x)e^{-i\omega t} \\ |x| \leq a \\ \tau_{xy} = \tau_{yx}|_{r=0} = 0 \\ u|_{y=0} = 0 \\ |x| > a \end{cases} \quad (2)$$

他们在求解方程(1)时,引进了傅立叶积分变换,最后通过第二类贝塞尔函数求得了方程(1)的解答。于是,在 $Y \geq 0$ 和 $-\infty < x < \infty$ 的整个区域内应力和位移均可由方程(1)的解答给出。

虽然Ф.И.Кучерявый和А.Н.Колонич所提出的这个方法在理论上比较严谨,但是,由于该方法尚无法将岩石的复杂的地质因素和动力特性反映到计算中去,再加上数学运算上的繁冗,因而大大局限了该方法在工程实际中的应用范围。

根据实际工程任务研究的需要,并应用球形药包爆炸时岩体中应力波传播的研究成果,我们将条形药包看成是一个一个单元球药包的连续排列所组成。这样,条形药包爆炸时在岩体中所产生的动力效应是各单元球药包动力效应的几何迭加。根据上述对条形药包所作的简

化原则,文献^[2]对长度为 L 的条形药包建立了下述基本计算图式。

如图1b所示,以起爆点 O 作为坐标原点,以药包轴线为纵坐标,以过 O 点且垂直于药包轴线的 or 为横坐标。那么观察点 A 至第 i 个单元药包的距离 r_i 可由下式确定:



图1a

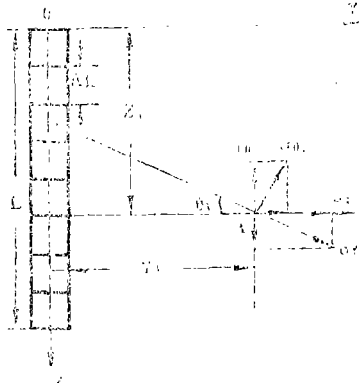


图1b

$$r_i = \sqrt{r_A^2 + [z_A - (i - \frac{1}{2})\Delta L]^2} \quad i = 1, 2, 3, \dots, n \quad (3)$$

式中 r_A , z_A 为观察点的 A 的坐标。 ΔL 为单元药包的长度, $\Delta L = L/n$ 。 n 为单元药包的总数, L 为条形药包的总长度。

以起爆瞬时作为零时,并从起爆点 O 引爆,则第 i 个单元药包的单元应力波到达观察点 A 的时间 t_i^* 可由下式计算

$$t_i^* = \frac{(i - \frac{1}{2})\Delta L}{D} + \frac{\sqrt{r_A^2 + [z_A - (i - \frac{1}{2})\Delta L]^2}}{C_0}$$

式中: D —爆轰波传播速度

C_0 —岩体中纵波传播速度

观察点 A 的应力波参数,由几个单元应力波参数的矢量和来计算。这种单元应力波的迭加,决定于单元应力波的传递时间 t_i 及夹角 θ_i (图1b)。这个夹角是由观察点 A 至单元药包的距离 r_i 方向和观察点 A 至单元药包的垂线方向所确定。这样,如图1b所示,计算观察点 A 的总合应力波的表达式可以写为:

$$\begin{cases} \sigma_1(r_A, t) = \sum_{i=1}^n [\sigma_{r_i}(r_i, z_i, t) \cos^2 \theta_i + \sigma_{\theta_i}(r_i, z_i, t) \sin^2 \theta_i] \\ \sigma_2(r_A, t) = \sum_{i=1}^n [\sigma_{r_i}(r_i, z_i, t) \cos^2 \theta_i + \sigma_{\theta_i}(r_i, z_i, t) \cos^2 \theta_i] \\ \sigma_\varphi(r_A, t) = \sum_{i=1}^n \sigma_\varphi(r_i, z_i, t) \end{cases} \quad (5)$$

式中 σ_{ri} ——第 i 个单元药包在 A 点的径向应力

$\sigma_{\varphi i}$ ——第 i 个单元药包在 A 点的环向应力

$\sigma_{\theta i}$ ——第 i 个单元药包在 A 点的垂直于 XOZ 平面方向的环向应力。

$\sigma_{ri}, \sigma_{\theta i}, \sigma_{\varphi}$ 等均由单元应力波在观察点 A 的径向应力最大值 $\sigma_{r_{\max}}(r_i)$ 岩体的物理力学特性以及夹角 O_i 所确定。

下面我们将根据这个计算图式导出一端开口条形药包的计算方法。

三、条形药包一端开口爆炸时的一种算法

工程实际中由于对岩石爆炸破碎效果有各种不同的要求。有时采用无堵塞爆破，对洞库一类工程爆炸也可看作条形药包一端开口爆破。以这类爆炸为爆源条件的岩体应力波传播及其衰减规律的研究尚不多^[3]。我们基于上面所介绍的条形药包的基本计算图式，建立了下述一端开口爆炸的计算方法。

由于爆炸时一端开口，将大大削弱这类条形药包爆炸时传入岩体中的能量，因此也就改变了岩体中应力波的峰值以及动应力沿药包长度的分布。这种影响取决于由开口带来的能量损失，以及由于能量损失以后沿药包长度重新分配的方式。

在两端封闭的情况下，每个单元药包对观察点的能量贡献，是以单元药包在观察点所引起的应力来体现的。

$$\sigma_{r_{\max}}(r_i) = P_m / \bar{r}_i^N \quad (6)$$

式中 P_m ——药室壁面的初始压力

$\sigma_{r_{\max}}(r_i)$ ——第 i 个单元药包的应力波在观察点的径向应力最大值

N ——决定于岩体性质的衰减系数

$\bar{r}_i$ ——比例距离 $\bar{r}_i = r_i / R_0$

r_i ——单元药包至观点的距离

R_0 ——单元球药包的等效半径

由于开口端的能量损失，每个单元药包对观察点的能量贡献相应减少，于是在一端开口的情况下，(6)式可改写为：

$$\sigma_{r_{\max}}(r_i) = K_i P_m / \bar{r}_i^N \quad (7)$$

K_i ——由于能量损失而带来的折减系数，它由逸散能量比及能量沿药包长度的分配来确定。

为了确定能量折减系数 K_i ，设条形药包一端开口爆炸时，由开口逸散的能量为总能量的 η 倍 ($\eta < 1$)。这些逸散的能量由洞口直至洞内最后一个单元药包来提供，决定能量折减系数 K_i 的另一个因物是逸散的能量沿药包的长度是怎样分配的。关于这个问题，目前尚无任何可以借鉴的实测资料。作为研究工作的第一步，我们不妨先假定：由于一端开口，单元药包能量损失由开口端至洞内最后一个药包是按直线规律分布的，且洞内最后一个单元药包的能量损失为零。待积累一定的实测资料之后，再进一步提出更合理的能量分配的假定。但是，不论逸散能量如何分配，下述计算方法均是行之有效的，因为任何形式的能量分

配, 我们总可以用数值方法将它表示为单元药包号 i 的函数, 从而用于我们的计算。

根据上述假定, 如图2所示, 设未开口时, 每个单元药包提供的能量为 Q_0 , 整个条形药包提供的总能量为 Q_1 可由下式计算:

$$Q_1 = nQ_0 \quad (8)$$

n —单元药包总数

根据前面所述原则, 由开口端逸散的能量 Q_2 可由下式计算:

$$Q_2 = \eta Q_1 = \eta n Q_0 \quad (9)$$

由于开口端能量逸散, 每个单元药包传入岩体介质的能量为:

$$Q_{0i} = K_i Q \quad j = 1, 2, \dots, n$$

根据假设, 洞内最后一个单元药包的能量损失为0, 于是

$$Q_{0n} = K_n Q_0 = Q_0$$

$$K_n = 1$$

$$\text{当 } i = n \text{ 时} \quad Q_{0n} = K_n Q_0$$

由图2知, 损失的总能量 Q_2 可以由下式计算:

$$Q_2 = \frac{1}{2} n (1 - K_n) Q_0 \quad (10)$$

由(9)与(10)可得:

$$\frac{1}{2} n (1 - K_n) Q_0 = \eta n Q_0$$

$$\text{故得:} \quad K_n = 1 - 2\eta$$

从每个单元药包的能量损失按直线规律变化这一假设出发, 由图2我们可以得到:

$$\frac{(1 - K_n) Q_0}{(1 - K_2) Q_0} = \frac{n - 1}{i - 1}$$

$$\therefore K_i = 1 - (1 - K_n)(i - 1)/(n - 1)$$

以 $K_n = 1 - 2\eta$ 代入上式

$$\begin{aligned} K_i &= 1 - (1 - 1 + 2\eta)(i - 1)/(n - 1) \\ &= 1 - 2\eta(i - 1)/(n - 1) \end{aligned} \quad (11)$$

这样, 我们就得到了每个单元药包的能量折减系数 K_i , 它具有(11)式的形式。从(该)式可以看出, 只要逸散的能量比 η 一经确定, 能量折减系数 K_i 也就确定了。于是, 在一端开口的情况下, 单元应力波径向应力最大值应该由下式计算:

$$\sigma_{r_{\max}}(r_i) = [1 - 2\eta(i - 1)/(n - 1)] P_m / \bar{r}_i^N \quad (12)$$

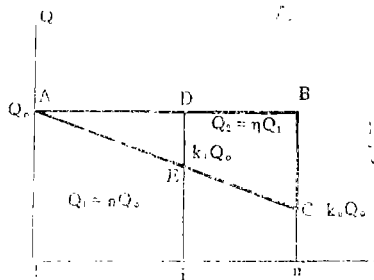


图2

四、一端开口和两端堵塞爆炸时岩体中应力波计算结果的比较

有关条形药包在岩体中爆炸, 应力波传播的规律在文献[2]中已有详尽的讨论分析。本节着重分析条形药包一端开口爆炸时岩体中应力波传播的规律。

采用前节所建立的条形药包一端开口爆炸时的计算方法, 结合现场实测, 我们对条形药包一端开口爆炸进行了计算。在理论上确定 η 值尚存在一定困难, 本文根据实际调查结果所提供的依据, 取 $\eta = \frac{1}{3}$ 进行计算。

$$\sigma_{\text{max}}(r_i) = [1 - 2(i-1)/3(n-1)]P_m/\bar{r}_i^N \quad (13)$$

然后再利用(5)式在电子计算机上计算。

图3所表示的是条形药包一端开口爆炸时, 计算所得的过药包中点且垂直于药包轴线方向上各点应力波的波形图。为了说明各点应力波波形随比例距离的变化, 将图3中各个波形的参数列于表1, 以便于比较。

表 1

比例距离 $\frac{r}{r_0}$	28	36	52	76
应力波峰值 kg/cm^2	1240	722.8	326.1	153.4
正压作用时间 ms	3	3.3	3.8	4
应力波峰值上升 时间 ms	1	1.1	1.25	1.3

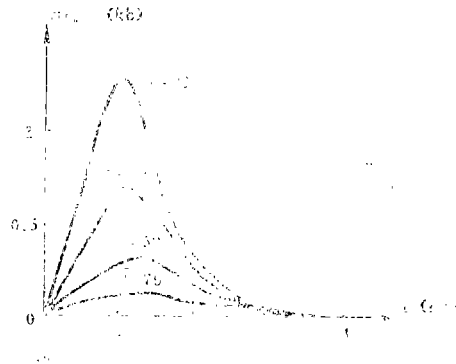


图 3

从表1可以看出: 条形药包一端开口爆炸时, 应力波在岩体中传播, 其峰值随比例距离的增加而下降; 应力波峰值的上升时间和应力波正压作用时间随比例距离的增加而增加。这一结果表明: 岩体中应力波在条形药包一端开口爆炸与两端堵塞爆炸的情况下, 其波形有类同的特征。因此, 与条形药包两端堵塞爆炸时一样, 条形药包一端开口爆炸, 随着应力波形的变化, 岩体中一般可分为冲击波区, 应力波区和地震波区。由于各个区域内应力波峰值的上升时间与正压作用时间各不相同, 因此, 各个区域内由于爆炸施加于地下工程的动荷载特性也各不相同。显而易见, 这些区域的划分对研究爆破破岩机理, 地下工程稳定性评价, 以及地下洞室安全防护层厚度的确定都具有十分重要的意义。

应力波随比例距离而衰减是研究岩体中应力波传播规律的重要课题。在图4中我们给出了两端堵塞和一端开口的应力波峰值衰减曲线。曲线1为两端堵塞的情况, 曲线2为一端开口的情况。这两条曲线说明: 由于两者爆源状态不同, 一端开口爆炸时其能量损失大于两端堵塞, 因此, 应力波峰值处于两端堵塞之下。但就衰减指数而言均为2.04。这种结果告诉我们, 条形药包一端开口两端堵塞, 在同一种岩体中爆炸时, 只是应力波峰值不同, 即初始压

力有变化,但是它们的衰减规律是相同的,因为后者主要是由介质的物理力学性质确定的。

条形药包在一端开口情况下爆炸,其动应力沿药包长度方向的分布有它自己的特点。图5所示的是条形药包一端开口情况下动应力沿药包长度方向的分布。由于一端开口所带来的能量损失,使得开口端径向应力峰值有明显下降,动应力沿药包长度方向的分布与两端堵塞的情况也不同,径向应力最大值距堵塞端 $L/4 \sim L/3$, L 为药包总长度。这个最大径向应力峰值要比两端堵塞的情况低18%左右。根据现场实测资料我们将计算结果与实测结果进行了比较,结果表明:在一端口爆炸的情况下,实测的动应变沿药包长度的分布是不均匀的,最大径向动应变发生离开堵塞端 $L/3$ 处,且由于一端开口带来的能量损失,开口端的径向应变小于堵塞端的径向应变。这些实测结果与我们前面分析的计算结果是吻合的,说明我们所建立的条形药包一端开口爆炸的计算方法是合理的,它比较真实地反映了一端口条形药包爆炸时的基本特点。

五、计算结果与现场实测结果的比较和评价

根据前述计算方法,以某洞库实际条件为对象,进行了一端口爆炸应力波参数的计算。其结果与现场实测结果所总结的应力波衰减规律如(14)式所示,式中包含的各个参数均列于表2。

$$\sigma_{1\max} = K \left(\frac{r}{r_0} \right)^{-b} \quad (14)$$

表 2

	K	b	注
数值计算	7.86×10^5	2.19	计算初始数据取实测参数
现场实测	2.71×10^5	2.70	根据现场实测资料整理

从表2可知,计算与实测结果的K、b值都不相同。我们知道K值主要由爆源初始条件来决定,炸药在瞬时分解过程中波动是相当大的,所以计算与实测之间存在一定差异应认为是完全合乎实际的。系数b主要是由介质性质来决定的。如前所述,应力波作用下岩体的本构关系到目前尚未解决,所以要想在计算中给予充分考虑还不可能。计算与实测所得系数b必然会出现一定差异。对此,我们作下列定性分析。众所周知,岩体总的说来是由气相、液相、

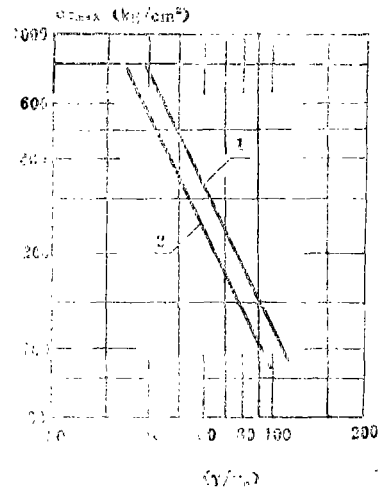


图 4

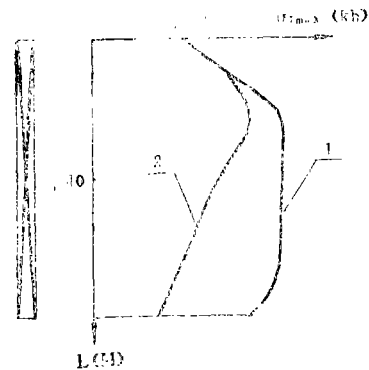


图 5

固相组成的多相介质,三相比分及其状态与应力波作用条件有关^[2]。爆炸应力波在连续的弹—塑性三相介质中传播,其能量耗损最主要的是与岩体的粘性,塑性和非线性性质有关。在这类介质中波阵面上应力衰减比纯弹性要快得多,由此,可将衰减指数 b 用下列关系式表示:

$$b = n(\alpha + \beta + \gamma)$$

式中: n —以爆炸波形式为特征的指数

为平面波时 $n = 1$

为柱面波时 $n = 2$

为球面波时 $n = 3$

α, β, γ —相应地表示介质的非线性,塑性和粘性指数。

对处于地下水位线以上的岩体,一般的说是具有气、液、固三相状态的多相介质,因而在爆炸应力波作用下非线性,塑性及粘性特征都将反映出来,也就是说数 α, β, γ 都得到反映。若岩体位于地下水位线以下,其气相完全被液相所充满,此时岩体成为二相介质,这样,形成了介质有比较均匀的性质:提高波速,增加压缩模量和降低塑性。因此提供了应用线弹性模型的基础。在这样的变形模型中塑性和非线性指数等于零,波阵面应力波衰减指数可写成下面的形式:

$$b = n\gamma$$

即爆炸波传播的能量损失只与应力波几何扩散和岩石粘性有关。而后者又决定于加荷速度。不同加荷速度下岩石的应力—应变关系曲线也不同(图6)。根据实测资料,对洞库爆破来说,其加荷速度变化于很宽的范围($10 \sim 10^7 \text{ kg/cm}^2/\text{sec}$)

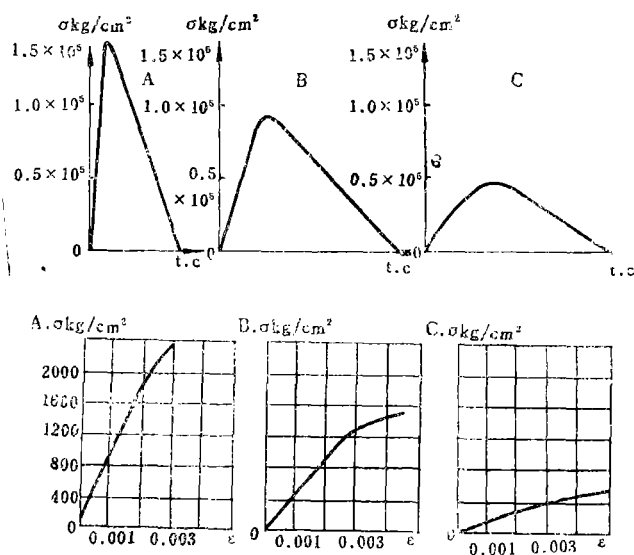


图 6

岩体中节理裂隙的存在为岩体处于三相状态创造了更为有利的条件。而裂隙状态的变化范围也很大:有的闭合,有的张开,有的有水、气体、泥三者混合充填,有宽有窄,有局部闭合,局部张开等等种类不一。在自然界实际上上述种种状态都可能出现,对某个区域来说也可以同时存在。

当压缩应力波到达裂隙时,首先会使裂隙发生闭合(包括原来闭合和张开的裂隙),波在界面上部分产生反射,使裂隙受拉,造成它的扩展和延伸,另一部分折射后继续传播。但经过裂隙已耗损了相当一部份能量。爆炸波经过水、气、泥或它们的混合物充填的裂隙,其能量耗损比前者就会更大。对局部闭合和局部张开裂隙在压缩波作用下裂隙发生非全闭合状态时,波通过后耗损的能量就比全闭合状态要大,即耗损大于第一种态度。目前,要对爆炸波通过每一条不同状态的裂隙后引起的能量耗损作出定量评价还是不可能的,但从上述分析我们完全可以得到定性概念,即在爆炸应力波作用下,裂隙岩体中非线性、塑性和粘性均得到反映,因而衰减指数 b 必然大于 n ,即 $(\alpha + \beta + \gamma) > 1$ 。

洞库爆炸可以近似看成柱面波传播,根据上述分析,实际的衰减指数应大于2。事实上,由实测和计算所得的 b 小于实测值,这是由于在计算中只反映了由声波测得的 C_p , C_s 等参数,它们只能代表向部岩体的共性。不可能确切地全面反映岩体真状态,因而造成计算 b 值偏小于实测值,但大于理论值。由此可见, $b_{\text{实测}} > b_{\text{计算}}$ 是符合实际的,文献[4]也得出了与此相类似的结论。

由上可见,在实际应用中应认为 $b_{\text{实测}}$ 更符合实际情况。同时也不难看出,计算结果是相当满意的,若提高计算中的初始数据的精度,即更好地反映岩体特性,其结果必将更全面反映出岩体中应力波衰减规律。因此,所提出的计算图式是合理的,可供实际应用时作参考。

六、结 束 语

结合野外条形药包的实测工作,我们对条形药包应力波参数进行了计算,所获得的计算结果与实测数据相比具有一致的规律性。由此说明所建立的计算图式可以对条形药包爆炸时岩体中应力波传播规律进行分折计算;其结果对研究爆破破岩机理、确定地下工程的动荷载以及对它的动态稳定性进行评价都具有一定的实用价值。

但是,条形药包爆炸时岩体中应力波参数的计算,由于影响因素甚多,所以本文所论及的计算分析只是一个初步尝试,还有许多问题有待今后进一步研究解决。例如,炸药爆炸时药室壁面初始压力的确定;条形药包一端开口爆炸时逸散能量比 η 的确定;开口端能量逸散后,爆炸能量沿药包长度究竟是如何分配的?等等。这些都是今后需进一步研究的重要课题。

参 考 文 献

- [1] Ф.И.Кучерявый, А.Н.Коломиец. К Расчету напряженно-деформированного состояния массива при взрывании цилиндрического заряда Горный журнал. 1974. N0. 12.

-
- 〔2〕 朱瑞赓,“土岩介质中的爆破及其力学效应”,“岩土力学”中国科学院武汉岩体土力学研究所出版,1979, No2。
- 〔3〕 А·Н·Ханукаев Энергия волн напряжений при разрушении пород взрывом. РР. 169—173. МОСКВА. 1962.
- 〔4〕 D·F·科茨,岩石力学原理, P 247, 雷化南等译,冶金工业出版社, 1978。