

文章编号: 1001-1455 (2001) 01-0076-05

爆炸应力波在各向同性损伤岩石中的 衰减规律研究

崔新壮¹, 李卫民², 段祝平¹, 陈士海³

(1. 中国科学院力学研究所, 北京 100080; 2. 山东省建设建工集团二公司, 山东 济南 250014;
3. 山东科技大学, 山东 泰安 271019)

摘要: 通过对一维应力波在 Hopkinson 压杆之间的试件内的衰减及折反射关系分析, 导出了衰减率的表达式, 然后对含损伤的岩石试件进行冲击实验, 得到了衰减率与初始损伤的关系式, 从而提供了一种测定衰减率的实验方法。通过应力等效模拟, 得到了球面与柱面爆炸应力波的衰减规律。

关键词: 爆炸应力波; 损伤; 衰减; Hopkinson 压杆

中图分类号: O346.5 文献标识码: A

1 引言

天然岩体中含有大量的裂隙、节理等缺陷, 损伤力学引入后, 它们的尺寸、数目都可以用损伤来定量描述。在工程爆破中, 我们发现这些缺陷对应力波有很大的衰减作用。研究爆炸应力波的衰减对研究动态应力场、损伤场及应力波防护工程的建设都有重要意义。

目前, 在工程爆破中普遍采用的衰减公式是 $p = p_0/\bar{r}^\alpha$ ($\bar{r} = r/r_0$, 其中 r_0 为药包半径, r 为应力波与爆源的距离, $\alpha = 2 \pm \nu/(1 - \nu)$ 为衰减指数, 其中 ν 为岩石的泊松比, p_0 为爆源处峰值压力)。如果岩体所含初始损伤是各向同性的, 则由损伤力学可知, 该岩体的泊松比将等于不含任何损伤的岩体的泊松比, 也就是说爆炸应力波在两种岩体中的衰减指数是一样的。但这与实践相矛盾, 因此应当探索更能反映实际情况的衰减公式。

通过实验, 我们得到了平面一维应力波在损伤岩体中的衰减公式, 经过应力等效模拟, 推广到了球面与柱面波情形, 理论上得到了柱面与球面爆炸应力波的衰减公式。

2 实验

2.1 实验设计

实验用的装置有 Hopkinson 压杆及声波测试仪, 应变片分别贴在输入杆与输出杆的中间位置。为消除端面摩擦及惯性力的影响, 试件选用小圆柱体, 直径与钢杆直径相同, 为 40mm, 长度为 50mm, 基体材料为水泥砂浆, 采用 425[#]水泥, 砂粒直径不大于 1.5mm, 其质量配比为水泥:砂:水 = 1:3:0.7, 这种材料粘性较大, 强度较高, 特性类似于岩石, 且试件易于加工, 成本低。损伤模拟材料为塑料泡沫, 该材料极轻, 内有空气层, 波阻抗极小, 完全可以用来模拟裂隙, 将其做成细条状, 长度小于 15mm, 随机散放在基体中。根据加入该材料的多少, 可得到含有不同损伤的试件, 对它们进行实验, 然后对实验结果进行比较, 可以得到初始损伤对应力波衰减的影响规律^[1]。根据公式 $D = 1 - \bar{v}^2/v^2$ (其中 v 为应力波在均质试件中的传播速度, \bar{v} 为应力波在含损伤试件中的传播速度), 用声波测试仪可测得每个试件的损伤值。

* 收稿日期: 1999-09-01; 修回日期: 2000-07-25

作者简介: 崔新壮 (1974—), 男, 博士研究生。

2.2 实验中的理论推导

应力波的衰减包括几何衰减与物理衰减。在高应变率下，岩石应该看成是线粘弹性材料，而且此时的变形也并非几何大变形，即在岩石中传播的高应变率波应为线性波，所以可采用线弹性波法来分析应力波衰减规律。而正是因为材料的粘性引起应力波的能量损失，即为物理衰减。虽然粘性会使波产生弥散，但不会影响波的速度，因为本文中的压缩应力波不会使试材料的弹性模量及密度有很大变化。

为了衡量一维应力波的衰减，引入衰减率 η ，其定义为单位应力通过单位长度的衰减^[2]，即

$$\eta = - (1/\sigma)d\sigma/dx \tag{1}$$

对 (1) 式两边积分得

$$\sigma = \sigma_0 e^{-\eta x} \tag{2}$$

式中： σ_0 为 $x = 0$ 处的扰动应力幅度。

因为冲击杆的截面积不大于输入杆的截面积，所以输入杆中传播的波是矩形波。设输入杆中输入矩形应力波的作用时间为 τ ，波长为 λ ，试件长度为 l ，声速为 c_1 ，那么 $\tau = \lambda/c_1$ 。如果应力波在试件中反射 n 次后，应力波在试件输入端上刚好结束^[3]，令试件中的声速为 c_2 ，那么有

$$\tau = n l/c_2 = \lambda/c_1 \tag{3}$$

上式又可化为

$$n = (c_2/c_1)(\lambda/l) \tag{4}$$

而波长为冲击杆长度 L 的两倍，所以 (4) 式又可化为

$$n = 2c_2L/(c_1l) \tag{5}$$

如果输入杆上矩形应力波的幅值用 σ_i 表示，并令

$$q = 2\rho_2c_2/(\rho_1c_1 + \rho_2c_2) \tag{6}$$

式中： ρ_1 ， ρ_2 分别为钢杆及试件的密度。那么由应力波在试件内的折反射关系及 (2) 式，可得应力波在试件内传播的物理特征线图如图 1 所示。

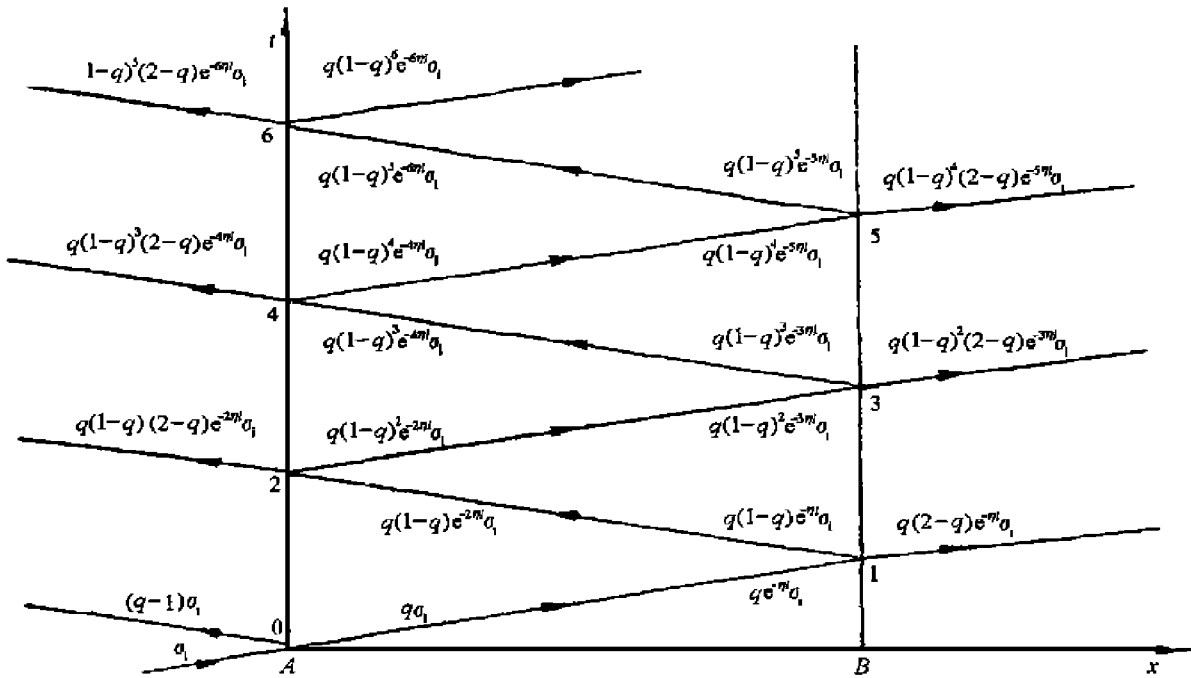


图 1 考虑衰减时，应力波在试件内传播的物理特征线图

Fig. 1 The physical characteristic line of stress wave propagating in the sample with attenuation considered

应力波发生 n 次反射后, 试件上任意点 x 处的应力可求出。

当 n 为偶数时

$$\begin{aligned}\sigma_x &= qe^{-\eta x}\sigma_i + q(1-q)e^{-\eta(2l-x)}\sigma_i + q(1-q)^2e^{-\eta(2l+x)}\sigma_i + q(1-q)^3e^{-\eta(4l-x)}\sigma_i + \\ & \quad q(1-q)^4e^{-\eta(4l+x)}\sigma_i + \dots + q(1-q)^{n-1}e^{-\eta(nl-x)}\sigma_i \\ &= q[e^{-\eta x} + e^{\eta x}(1-q)^{-2\eta l}] \left[\frac{1 - (1-q)^ne^{-n\eta l}}{1 - (1-q)^2e^{-2\eta l}} \right] \sigma_i\end{aligned}\quad (7)$$

当 n 为奇数时

$$\begin{aligned}\sigma_x &= qe^{-\eta x}\sigma_i + q(1-q)e^{-\eta(2l-x)}\sigma_i + q(1-q)^2e^{-\eta(2l+x)}\sigma_i + q(1-q)^3e^{-\eta(4l-x)}\sigma_i + \\ & \quad q(1-q)^4e^{-\eta(4l+x)}\sigma_i + \dots + q(1-q)^{n-2}e^{-\eta[(n-1)l-x]}\sigma_i + q(1-q)^{n-1}e^{-\eta[(n-1)l+x]}\sigma_i \\ &= q[e^{-\eta x} \left[\frac{1 - (1-q)^{n+1}e^{-(n+1)\eta l}}{1 - (1-q)^2e^{-2\eta l}} \right] \sigma_i + qe^{\eta x} \left[\frac{1 - (1-q)^{n-1}e^{-(n-1)\eta l}}{1 - (1-q)^2e^{-2\eta l}} \right] (1-q)e^{-2\eta l}\sigma_i\end{aligned}\quad (8)$$

当 $n \rightarrow \infty$ 时, 不论为偶数、奇数, 还是非整数, 均可得到

$$\sigma_x = \frac{q[e^{-\eta x} + e^{\eta x}(1-q)e^{-2\eta l}]}{1 - (1-q)^2e^{-2\eta l}} \sigma_i\quad (9)$$

若令 $\eta=0.5\text{m}^{-1}$, $q=0.25$, $l=5\text{cm}$, $\sigma_i=50\text{MPa}$, 当 $n \rightarrow \infty$ 时, 试件内的应力分布曲线如图 2 所示。由图可见: 由于应力波在试件内的无限次折反射, 试件内的应力将趋于线形平均化, 而且不可能达到输入应力。实际上, 人们在用 Hopkinson 压杆进行材料的动态性能及本构关系测试时, 正是利用了这一现象, 它已被许多实验所证实。

(9) 式中, 若令 $x=l$, 那么 σ_x 将成为试件右端的最大应力, 恰好等于输出杆上应变片测得的峰值应力 σ_1 , 即

$$\sigma_1 = \frac{q(2-q)e^{-\eta l}\sigma_i}{1 - (1-q)^2e^{-2\eta l}}\quad (10)$$

对上式进行整理可得衰减率

$$\eta = \frac{1}{l} \ln \left[\frac{\sqrt{q^2(2-q)^2 + 4f^2(1-q)^2} + q(2-q)}{2f} \right]\quad (11)$$

式中: $f = \sigma_1/\sigma_i$ 为试件对应力的传递比。由 (11) 式可见, 已知 σ_i 、 σ_1 、 l 、 q , 即可求得衰减率 η 。

(11) 式是在 $n \rightarrow \infty$ 的前提下得到的, 由 (6) 式可知, 在 c_2/c_1 为定值的条件下, 要使 $n \rightarrow \infty$,

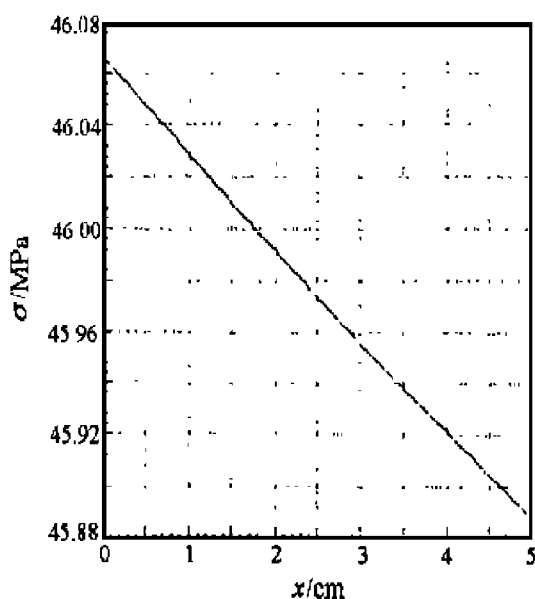


图 2 试件内最大应力分布曲线

Fig. 2 Peak stress distributions in samples

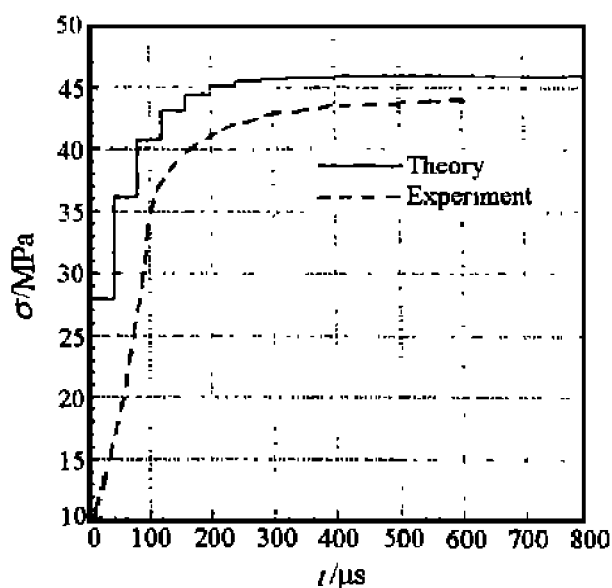


图 3 试件右端的理论与实际的 $\sigma-t$ 曲线

Fig. 3 Theoretic and recorded stress versus time at the right end of samples

必须使 $L \gg \lambda$ ，这在实验中是做不到的。

但是若令 $\eta = 0.5\text{m}^{-1}$, $q = 0.25$, $l = 5\text{cm}$, $\sigma_i = 50\text{MPa}$, $c_2 = 2.5\text{km/s}$, $n = 40$, 从理论上可得试件右端面 B 处的 σ_t 曲线(上升沿), 如图 3 中实线所示。由图 3 可见, 当 $n = 20$ 时, 应力已经达到最大应力的 90% 以上, 所以在实验中并不一定要求 $L \gg l$, 只要 L 比 l 大到实验结果与实际值的差在误差范围内即可。在其它参数基本不变的情况下, 根据 (11) 式, 通过实验得到 $\eta \approx 0.5\text{m}^{-1}$ 的试件, 应力波通过它在输出杆上的波形 (上升沿) 经平滑处理后如图 3 中的虚线所示, 由图可见, 它与理论曲线相差不是很大。

因为上述测定衰减率的方法实质上是根据试件右端面的受力平衡得到的, 故笔者称其为端点法。

2.3 实验结果与分析

对 25 个含不同初始损伤的试件分别进行了实验, 利用 (11) 式得到了各自的衰减率。结果发现初始损伤与衰减率之间符合一种线形关系。对结果进行拟合, 得到衰减率与初始损伤的回归曲线, 如图 4 所示。其关系式符合下式

$$\eta = 0.8261D_0 + 0.1393 \quad (12)$$

式中: 0.1393 为 $D_0 = 0$ 时的 η 值, 与初始损伤无关, 只与试件的性质有关; 而 0.8261 是 η 与 D_0 的比例系数, 表示 η 对 D_0 的敏感程度。

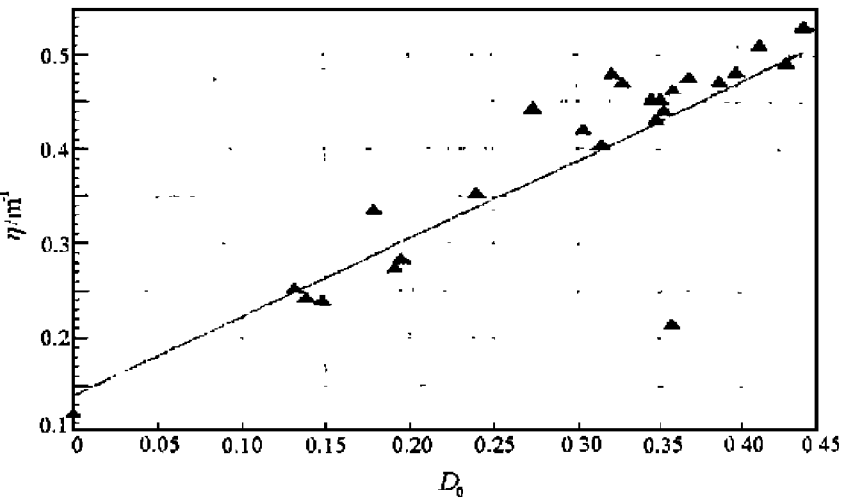


图 4 衰减率与初始损伤的回归曲线

Fig. 4 Attenuation rate versus initial damage

3 平面一维爆炸应力波衰减规律的理论推广

已知平面一维应力波不存在几何衰减, 而由点源发出的球面波以 $1/r$ 的比例作几何衰减, 由线源发出的柱面波以 $1/r^{1/2}$ 的比例作几何衰减。现在根据 (2) 式, 将几何衰减与物理衰减综合起来考虑, 那么

对球面应力波, 有

$$\sigma = Ce^{-\eta r}/r \quad (13)$$

式中: C 为比例系数。

对柱面应力波, 有

$$\sigma = Ce^{-\eta r}/r^{1/2} \quad (14)$$

以上两个式子都是把振源看成是无穷小的情况下得出来的, 但是有一定尺寸的药包爆炸后其爆炸应力波的衰减规律又怎样呢? 现以球形药包为例进行研究。

设球形药包的半径为 r_0 , 爆炸后作用在岩石上的力为 $p_0(t)$, 为了得到其爆炸后应力波的衰减规律, 在此需要做等效模拟。

假设有点爆炸源, 爆炸后应力波传到 $r = r_0$ 处时, 应力 $\sigma = p_0(t)$, 那么由 $\sigma = Ce^{-\eta r}/r$ 得

$$C = p_0(t)r_0e^{\eta r_0} \quad (15)$$

这样一个点爆炸源与实际球形药包爆炸后在 $r \geq r_0$ 的岩体内应力场是相同的, 即假设的模型与实际模型是等效的, 那么它们的应力波衰减规律也应该是一样的, 都有

$$\sigma = Ce^{-\eta r}/r = p_0(t)(r_0/r)e^{\eta(r_0-r)} \quad (16)$$

上式中的 $p_0(t)(r_0/r)$ 为几何衰减, 这与弹性动力学计算的从球腔出发的弹性波的衰减是一致的^[4], 说明了对应力波衰减规律的推导是正确的。

炸药爆炸产生的爆炸应力波会使岩石产生高应变率效应, 在近区即粉碎区与裂纹区, 它使岩石成

为线粘弹性材料, 而远区为弹性波区, 所以我们将一维应力波推广至球面和柱面波时, 几何衰减采用了线弹性波的衰减规律基本上能符合事实。

在 (16) 式两边对 r 求二阶导数, 得

$$\sigma'' = \frac{p_0(t)r_0[r\eta+1]^2+1}{r^3} e^{\eta(r_0-r)} \quad (17)$$

可见 σ'' 恒大于零, 这说明随着应力波与爆源距离的逐渐增大, 衰减越来越慢, 这与实际情况相符。一般情况下, 炸药爆炸后形成的冲击波衰减最快, 应力波次之, 弹性波衰减最慢。

同理, 将柱形药包模拟为线源, 则应力波衰减规律为

$$\sigma = p_0(t)(r_0/r)^{1/2} e^{\eta(r_0-r)} \quad (18)$$

上式中的 $p_0(t)(r_0/r)^{1/2}$ 为应力波的几何衰减, 这与弹性动力学计算的从圆柱空腔出发的弹性波的衰减基本上一致。

由 (16) 式、(18) 式可见, 影响应力波衰减的因素有炸药性质、装药形状和岩石性质 (包括岩石的非均质性、岩体内的空穴和裂隙等因素, 集中反映在衰减率 η 上)。还可看出: 球面波衰减最快, 柱波次之, 而平面波衰减最慢。所以说, 群药包的应力波参数随距离的衰减, 比单药包的慢, 因为群药包的每个药包产生的柱面波或球面波统一成为一个波时, 可把它看作平面波, 而平面波能量的衰减只决定于岩石的性质, 与波面的几何散度无关, 衰减最慢。

4 结 论

通过分析得到了一种测定衰减率的方法, 并利用它得到了试件的衰减率与初始损伤的关系, 这具有重大的理论与工程意义。通过应力等效模拟得到的球状与柱状炸药爆炸产生的应力波的衰减表达式, 能反映各种衰减因素的影响, 可称得上是一种全息的应力波衰减表达式, 能解决工程中许多急待解决的问题。但需要指出的是, 不同的岩石损伤与衰减率的关系式并不同, 必要时必须对常见的岩石进行类似的实验, 然后整理成册, 以备后用。

参考文献:

- [1] 章根德. 岩石对冲击载荷的动态响应 [J]. 爆炸与冲击, 1982, 2 (2): 1—9.
- [2] 赵统武. 冲击动力学 [M]. 北京: 冶金工业出版社, 1996.
- [3] 张奇. 应力波在节理处的传递过程 [J]. 岩土工程学报, 1986, 8 (6): 99—105.
- [4] 杨桂通, 张善元. 弹性动力学 [M]. 北京: 中国铁道出版社, 1988.

Stress Wave Attenuation in Isotropic Damaged Rocks

CUI Xin-zhuang¹, LI Wei-min², DUAN Zhu-ping¹, CHEN Shi-hai³

- (1. *Institute of Mechanics, the Chinese Academy of Science, Beijing 100080, China;*
2. *The Second Filial of Constructive Ltd Co. of Shandong Province, Jinan 250014, Shandong, China;*
3. *Shandong University of Science and Technology, Taian 271019, Shandong, China*)

Abstract: An expression for stress wave attenuation rate was derived based on one dimensional wave propagation and interaction in samples between Hopkinson bars. The relation between attenuation rate and initial damage was studied experimentally on damaged rocks. Also the attenuation rules of spherical and cylindrical explosive stress waves are derived based on stress equivalent method.

Key words: explosive stress wave; damage; attenuation; Hopkinson bar