

# 应力波在砂岩中的衰减<sup>\*</sup>

席道瑛 郑永来 张 涛

(中国合肥 230026 中国科学技术大学地球和空间科学系)

## 摘 要

采用 Hopkinson 压杆装置进行了波传播行为的实验研究,用多组埋入式 PVDF 应力量计进行了测量,获得了应力波在砂岩长杆试件中传播时的波形特征、衰减系数等,运用拉格朗日分析方法给出了砂岩的动态本构关系。

主题词 应力波;应力测量;衰减

## 引 言

在大地震、地下核爆炸或爆破工程地震工程中,必须知道岩石对这些冲击载荷的响应,这一课题在岩石力学中受到了越来越多的重视.因而必须弄清楚应力波在岩石介质中的传播规律、衰减特性等.尤其岩石的动态本构研究,一直是人们关注的热点之一.在动载下实验研究偏重岩石变形及破坏的机理,以及各种因素对岩石动态力学性能的影响,一般采用轻气炮获取实测的速度波形,利用拉格朗日分析方法得到岩石的本构关系.拉氏分析方法是在岩石介质中埋入一系列应力或质点速度传感器,记录下实测波形,利用一系列实测波形来确定岩石介质的本构关系。

Grady(1973)首先引入路径线法,将这一方法用于处理球面波的一维流动实验数据,得到了花岗岩的动态应力-应变关系. Aidan 和 Guptar(1991)用曲面拟合法对 Carlara 大理岩的冲击相变波形进行了处理. 本文拟用 Hopkinson 压杆装置进行波传播试验,测量应力波形,获取实验结果并对此进行拉氏分析。

## 1 实验方法及实验装置

本实验采用直径为 14 mm 的分段式 Hopkinson 压杆装置(席道瑛、郑永来, 1995), 测量岩石长杆试件上应力波的传播。

该实验所选取的砂岩试件采自合肥西郊,为硅质胶结的侏罗纪石英砂岩. 将其加工成直径为 13.4 mm、长度为 60 mm 的短试件,用 5 个短试件粘接成长度为 300 mm 中长试件,再将 4 个中长岩石试件粘接成长度为 1 200 mm 的长杆试件,并将长杆试件夹在

\* 1994 年 2 月 21 日收到初稿, 1994 年 9 月 13 日收到修改稿并决定采用。

输入输出杆之间, 在长杆试件的三个接头处分别埋入 PVDF 应力量计片. 当进行冲击压缩实验时, 将应力量计片输出的信号直接输入瞬态波形存储器, 利用 PVDF 的标定结果(席道瑛、郑永来, 1993)计算砂岩的应力-时间波形.

由于岩石通常都包含有微小空洞和微裂纹等, 要将其加工成细长杆是十分困难的. 为此, 用加工成的短试件粘接起来, 这样接头有可能给实验带来影响. 为了弄清楚这种影响的大小, 特采用 60 mm 长的 5 个短铝试件粘接成长 300 mm 的中长铝试件, 以及未有接头的长度为 300 mm 的铝试件进行试验, 其结果示于图 1. 从图 1a, b 所示的波形,

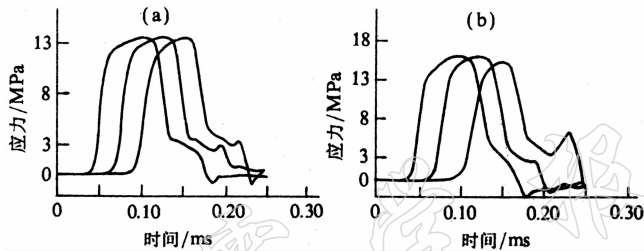


图 1 无接头的长铝试件波形(a)与带接头的铝试件波形(b)

可以得出 300 mm 长铝试件和短接铝试件中, 三个波形基本一致, 波峰未出现衰减现象. 这就足以说明, 试件的接头对应力波传播的影响极小, 接头对波峰的衰减甚微, 相对于应力波在岩石中的衰减是可以忽略的. 从这一结果还可以得出, 用岩石的短接试件代替长杆试件是可行的. 用 PVDF 作应力计的测量方法是可靠的, 测量精度约为 1%.

## 2 拉格朗日分析方法的计算理论

在长杆岩石试件的不同位置(即不同的拉格朗日坐标  $h$ )埋入传感器, 用铝棒子弹撞击输入杆, 在输入杆上产生一应力波, 该应力波在砂岩中传播时, 传感器(PVDF 量计片)随岩石材料的质点一起运动, 并记录下质点的应力随时间变化的历史. 然后对这些拉格朗日坐标  $h$  上的传感器的记录进行分析, 而获得岩石的本构关系.

令不同位置上埋设的应力传感器记录的波形为  $\sigma(t)$ , 在一维条件下, 连续介质运动时, 应满足下面拉格朗日守恒方程:

$$\left(\frac{\partial \epsilon}{\partial t}\right)_h + \left(\frac{\partial u}{\partial h}\right)_t = 0 \quad (1)$$

$$\rho_0 \left(\frac{\partial u}{\partial t}\right)_h + \left(\frac{\partial \sigma}{\partial h}\right)_t = 0 \quad (2)$$

式中,  $u$  为质点速度,  $t$  为牛顿时间,  $\rho_0$  为初始密度. 在一维应力条件下,  $\epsilon = 1 - \rho_0 V$ ,  $V$  为比容. 由于撞击时间很短, 可以看成绝热过程. 这样, 守恒方程中的热传导、内耗能量的影响可以忽略.

为了确定流场参数, 可由式(1)、(2)进行数值积分. 为此, 需对测到的流场参数作光滑拟合、离散处理以及数值求某些偏导. 图 2 给出了拉氏量计测得的参量  $f$  的波形和

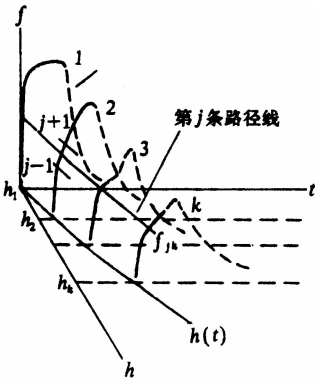


图2 Lagrangian 分析方法的三维流场示意图

上式沿量计线可以写成如下差分形式:

$$\epsilon_{j+1,k} - \epsilon_{j,k} = -\frac{1}{2} \left[ \left( \frac{du_{j,k}}{dh} + \frac{du_{j+1,k}}{dh} \right) (t_{j+1,k} - t_{j,k}) - (u_{j+1,k} - u_{j,k}) \left( \frac{dt_{j+1,k}}{dh} + \frac{dt_{j,k}}{dh} \right) \right] \quad (6)$$

$$u_{j+1,k} - u_{j,k} = -\frac{1}{2\rho_0} \left[ \left( \frac{d\sigma_{j,k}}{dh} + \frac{d\sigma_{j+1,k}}{dh} \right) (t_{j+1,k} - t_{j,k}) - (\sigma_{j+1,k} - \sigma_{j,k}) \left( \frac{dt_{j+1,k}}{dh} + \frac{dt_{j,k}}{dh} \right) \right] \quad (7)$$

其中, 下标  $j$  表示路径线,  $k$  表示量计线. 利用差分方程(6)、(7)进行逐步积分, 还必须对网络化的流场进行沿量计线拟合应力波形  $\sigma(t)$ , 从而求得  $\partial\sigma/\partial t$ ; 沿路径线拟合参量  $\sigma(h)$ , 以计算  $d\sigma/dh$ ; 拟合路径线  $t(h)$ , 以确定  $dt/dh$ .

就参量  $\sigma$  沿路径线  $j$  变化的拟合来看, 为了方便可选择多项式作为拟合函数, 即

$$\bar{\sigma}_j = \sum_{i=1}^N a_i h_i \quad (8)$$

其中,  $\bar{\sigma}_j$  是沿第  $j$  条路径线的参数  $\sigma$  的拟合值, 系数  $a_n$  是由最小二乘法拟合路径线  $j$  各量计测量数据  $\sigma_{jk}$  来定出 ( $k=1, 2, \dots, K$ ),  $K$  为量计总数. 由此可见  $a_n$  与  $\sigma_{jk}$  成线性关系. 所以, 式(8)可写成矩阵形式

$$\bar{\sigma}_{jk} = \sum_{i=1}^N S_{kj} \sigma_{ji} \quad (9)$$

$\bar{\sigma}_{jk}$  是网格点  $jk$  处的拟合值, 矩阵  $S_{kj}$  仅是  $h$  与拟合次数  $N$  的函数, 微分上式即得

$$\frac{d\bar{\sigma}_{jk}}{dh} = \sum_{i=1}^k S_{ki} \sigma_{ji} \quad (10)$$

这就给出了每个网格点处的拟合参量  $\sigma$  的全导  $d\bar{\sigma}/dh$  的求法. 用类似的方法即可求得全导  $d\bar{t}/dh$ .

构造应力流场网格, 并将拟合结果  $(d\sigma/dh, dt/dh)$  代入式(7), 求出质点速度  $u$ , 代入式(6)求出应变  $\epsilon$ . 这样, 流场参数  $u, \epsilon$  即可求出, 可方便地取得应力-时间关系(见

路径线. 其中  $f$  可以是应力  $\sigma$ 、应变  $\epsilon$  或质点速度  $u$ .

由拉氏量计测得参数  $\sigma$  的一组波形, 它们构成参量  $\sigma(h, t)$  的流场三维图象. 根据该流场图可构造多条路径线, 路径线与沿  $h$  的量计线(1, 2, 3)一起构成差分网格, 它们的交点构成离散格点. 这样就可以沿路径线  $h = h(t)$ , 将参量  $\sigma$  对拉氏坐标  $h$  取偏导

$$\left( \frac{\partial\sigma}{\partial h} \right)_t = \frac{d\sigma}{dh} - \left( \frac{\partial\sigma}{\partial t} \right)_h \frac{dt}{dh} = 0 \quad (3)$$

当参量取为应变或质点速度时, 守恒方程变为

$$\left( \frac{\partial\epsilon}{\partial t} \right)_h + \frac{du}{dh} - \left( \frac{\partial u}{\partial t} \right)_h \frac{dt}{dh} = 0 \quad (4)$$

$$\left( \frac{\partial u}{\partial t} \right)_h + \frac{1}{\rho_0} \left[ \frac{d\sigma}{dh} - \left( \frac{\partial\sigma}{\partial t} \right)_h \frac{dt}{dh} \right] = 0 \quad (5)$$

ACTA SEISMOLOGICA SINICA

图 3a、图 4a、图 5a)，应力-应变关系(见图 3b、图 4b、图 5b)。

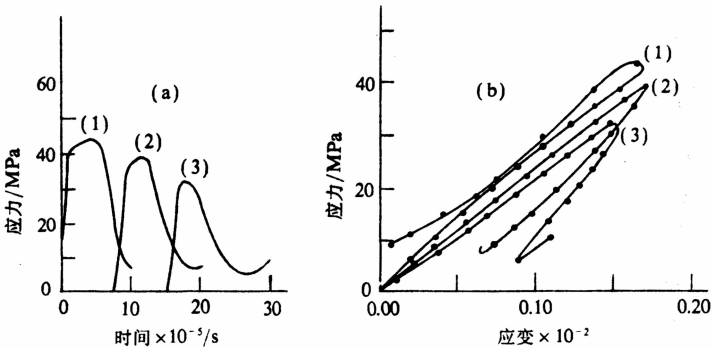


图 3 干燥砂岩的应力-时间波形(a)及应力-应变曲线(b)

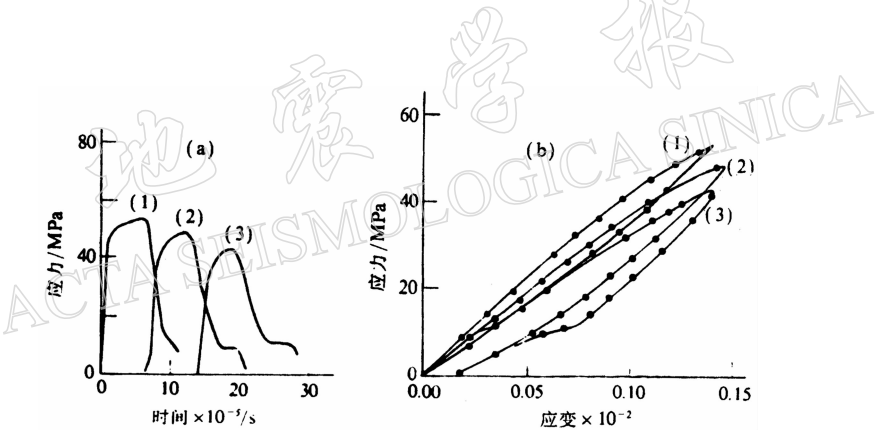


图 4 饱水砂岩的应力-时间波形(a)及应力-应变曲线(b)

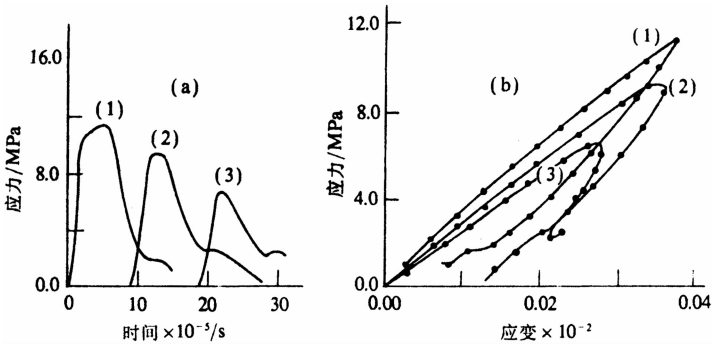


图 5 饱油砂岩的应力-时间波形(a)及应力-应变曲线(b)

### 3 实验结果与分析

根据上述的分析计算,可以取得合肥砂岩在干燥、饱水、饱油三种状态下的应力-时间历史波形示于图 3a、图 4a、图 5a,相应的应力-应变关系曲线示于图 3b、图 4b、图 5b.从应力波波前速度和相应的声波速度对比,可以发现应力波波前速度一般都小于声速.

将图 3a 与图 4a、图 5a 波形进行对比,发现饱水砂岩和饱油砂岩的应力-时间波形比干燥砂岩的应力-时间波形,随着传播距离的增大,有明显展宽的趋势.

图 3a 干燥砂岩三个波的比较,从(1)→(2)→(3),波的主要部分变窄,由于卸载波速大于加载波波速,因而存在着卸载波对加载波的追赶,由于卸载波追赶加载波,造成波形随传播距离增大而变窄,最后当卸载波追赶上加载波时,导致波幅的衰减,引起应力-应变曲线上的滞徊现象,如图 3b 所示.

由图 4a 饱水砂岩的波形前沿和后沿看(由(1)→(2)→(3)),亦有逐渐变缓的趋势,但变缓的速度比干燥砂岩要小,振幅衰减也比干燥时衰减小,并且在波的后沿出现一明显阻止卸载的台阶,台阶持续时间约 20—30  $\mu\text{s}$ ,然后继续卸载.同样,由于存在卸载波对加载波的追赶,导致波形的主要部分随传播距离的增大逐渐变窄,以及  $\sigma\epsilon$  曲线的滞徊(见图 4b).

由图 5a 的饱油砂岩的波形可见,无论是波形的前沿和后沿都随传播距离的增大而变缓,变缓的程度比饱水和干燥的都更强,幅度的衰减也最厉害.这就说明饱油砂岩比干燥砂岩饱水砂岩的卸载波对加载波的追赶更快,所导致的  $\sigma\epsilon$  曲线的滞徊由图 5b 所示.

饱油砂岩在卸载波对加载波的追赶中,在卸载波未赶上加载波之前,波幅保持不变,但是由于卸载模量大于加载模量,使波形随传播距离增大而越变越窄.因此而导致由第一个波[(1)]的长的爬坡,变为第二个波[(2)]的短平台,再由(2)到(3)变为(3)的尖峰后卸载,较长的爬坡和较短的平台都消失.在饱水砂岩中可能由于卸载波对加载波的追赶速度比饱油时慢,所以有三个波的爬坡现象都存在,只是由(1)→(3)的爬坡部分持续时间越来越短.两者的差异很可能是由于固体颗粒之间的摩擦和液体在  $\sigma(t)$  的作用下,相对于固体颗粒而运动(液体的运动速度快),则固体颗粒与液体之间也发生摩擦,或因微裂隙在压应力  $[\sigma(t)]$  作用下,裂隙闭合造成裂隙面间的摩擦等,导致在岩石杆中传播的梯形波的前沿衰减而使梯形波的平台与前沿衰减部分构成了波的平台部分的爬坡现象.

图 3b、图 4b、图 5b 的应力-应变曲线滞徊是由可恢复的弹性变形和不可恢复的塑性变形组成,后者可能主要为裂隙面间的摩擦错动引起.金属的塑性是位错的迁移,而岩石的塑性与此不同.根据摩擦学原理(温诗铸,1990)得知,施加外力使静止的物体开始滑动时,物体产生一极小的预位移,而达到新的静止位置,预位移大小随切向力而增大.物体开始作稳定滑动时的最大预位移为极限位移,与之对应的切向力为最大静摩擦力,当达到极限位移后,摩擦系数将不再增加.

由图 6 可知,当施加切向力时,物体沿  $olp$  到达  $p$  点,其预位移为  $oq$ ,当切向力消除时,物体沿  $pms$  位移到  $s$  点,出现的残余位移量为  $os$ ,如果对物体重新施加原来的切向

力, 则物体将沿  $snp$  移到  $p$  点. 岩石在加载过程中, 内部的裂隙面间的滑移分两个过程: 一是裂隙面间的剪切力达到最大静摩擦力前的预位移, 它对岩石的初始变形贡献很大; 其二是剪切力超过最大静摩擦力的滑动. 刚加载时, 裂隙面因受到剪切方向力的作用, 必然产生预位移. 卸载时, 裂隙面沿相反方向移动, 余下一定的残余位移量, 许多裂隙的残余位移量累积的结果, 必将导致岩石样品整体卸载时留下一定量的残余变形, 即塑性. 其过程二更会有残余变形. 另外, 岩石中孔洞、裂隙的塌陷也将造成残余变形等等. 上述几个方面的因素构成了岩石的塑性变形, 导致应力-应变曲线的滞回. 所以岩石内部裂隙面间的摩擦预位移与摩擦滑动引起了卸载滞回, 在应力波传播过程中导致了应力波波幅的衰减.

从图 3a、图 4a、图 5a 明显看出, 应力波在岩石中传播时, 随着传播距离的增大波幅在衰减. 根据平面应力波谐波表达式(席道瑛、郑永来, 1993). 分别求得砂岩在干燥、饱水、饱原油情况下的平均衰减系数为 0.527, 0.371 和 0.742. 可见, 在饱原油的情况下砂岩的衰减系数最大, 干燥时次之, 以饱水时砂岩的衰减系数最小.

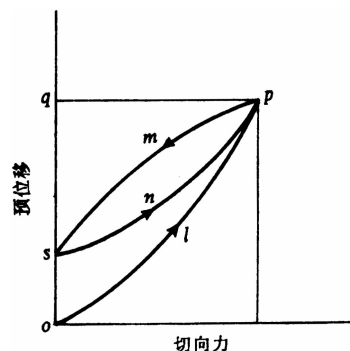


图 6 摩擦预位移示意图

## 4 结 语

通过长杆试件的冲击试验来研究应力波衰减的方法, 具有极为显著的优点, 可以直观地给出波在不同时刻的波形特征及衰减量, 实验方法简单, 结果可靠, 并可根据波形特征进行机理分析, 从而可望获得引起波衰减的主要信息, 还可通过控制冲击速度达到与地震勘探应变速率相近的衰减, 以便于对资料的推广应用. 对实验结果进行拉格朗日分析, 还可获得岩石的本构关系.

通过该实验得到饱水岩石衰减最小, 原油饱和砂岩衰减最大, 干燥砂岩的衰减量居中. 干燥砂岩波形特征相对饱水和饱原油砂岩都简单, 后二者都存在一阻止卸载的后沿缓波.

本文首次运用裂缝表面的摩擦预位移和残余位移量, 解释了引起岩石应力-应变滞回的主要机理.

## 参 考 文 献

- 温诗铸, 1990. 摩擦学原理, 492pp. 清华大学出版社, 北京.
- 席道瑛、郑永来, 1995. PVDF 力学特性研究及其在动态应力测量中的应用. 爆炸与冲击, **15**, 2.
- Aidun, J. B. and Guptar, M., 1991. Analysis of Lagrangian gauge Measurements of simple and nonsimple plane waves. *J. Appl. Phys.*, **69**, 10, 6992—7012.
- Grady, D. E., 1973. Experimental analysis of spherical waves propagation. *J. Geophys. Res.*, **78**, 1290—1299.