

材料 Q 值的超声波测定方法

孙进忠 赵鸿儒 张宽一

(中国地质大学) (北京大学地球物理系)

摘 要

孙进忠, 赵鸿儒, 张宽一: 材料 Q 值的超声波测定方法, 《石油地球物理勘探》, 23 (6) 1988: 699~708

测定反映岩石物理性质和状态的 Q 值的关键是测定振幅随距离的衰减系数 α 。本文研究了实验室中利用超声波测定 α 的几种方法:

1. 用不同距离透射波振幅谱的比值求出 α 的方法;
2. 用欲测试件与已知 α 值试件的振幅的比值求出 α 的方法;
3. 用 α 与频率成正比的关系求 α 的方法;
4. 用 n 次回波的振幅谱和透射波振幅谱的比值求出 α 的方法;
5. 通过对不同距离实测振幅谱的拟合的方法, 此法为方法1的引伸, 并可同时求出几何扩散因子和仪器的影响因子。

最后, 用上述方法测出了一些模型材料的 Q 值。

ABSTRACT

Sun Jinzhong, Zhao Hongru and Zhang Kuanyi: Supersonic methods for determining the Q value of material, OGP, 23(6)1988: 699~708

The key to the determination of Q value which reflects the physical nature and state of rock lies in the determination of coefficient α at which amplitude attenuates with the distance. The paper describes the following supersonic methods for determining α in laboratory.

1. α is obtained from the ratio of the amplitude spectra of the transmission waves which traveled different distances respectively.
2. The α of the material to be tested can be derived from the ratio of the amplitude spectra of two materials, of which one α is known.
3. α may be determined according to the principle that α is in proportion to frequency.
4. α can be calculated using the ratio of n -time-reflection amplitude spectrum to transmission amplitude spectrum.

5. α can also be derived by fitting the amplitude spectra obtained at different distances respectively. This method is the extension of the first method; it can also be used to calculate both geometrical diffusion factor and instrument influence factor.

Q values of some model materials were determined using the above methods.

引言

由于介质的非完全弹性, 震波在传播过程中能量被吸收而使振幅衰减。一般可用无量纲量 Q 值的大小来描述介质的弹性性质。

已有的研究表明, 岩石介质的 Q 值随其所处的物理状态不同而发生很大变化。例如, 岩石样品在不同的围压、不同的孔隙流体含量的情况下其 Q 值有不同的表现^[1]。在实验室中研究各种条件对岩石样品 Q 值影响的规律性, 对于油、气等能源的勘察以及对地球内部介质的物态研究具有重要的意义。另外, 地震波的衰减规律也是抗震研究的一个重要内容, 因此, 介质 Q 值的研究对工程地震学也具有重要意义。

在实验中, 利用超声波的传播测定岩石样品的 Q 值较之其它方法(如自由振动和强迫振动的方法、应力—应变曲线法等)更为简便易行, 而且这种方法测定的 Q 值在机制上与实际波的传播更为接近^[2]。但是到目前为止, 从已发表的文献来看, 对利用超声波测定介质 Q 值的方法报导的还很不够。为方便实验室对介质 Q 值的研究, 本文总结了一些超声波测定样品 Q 值的方法, 较详细地介绍了它们的原理和适用条件, 以供参考。

Q 值的定义^[3]

若介质的质点在波动作用下发生简谐振动, 设一个周期(或一个波长距离)内的振动总能量为 E , 振动耗能 ΔE , 则 Q 值由下式定义

$$Q^{-1} = -\frac{\Delta E}{2\pi E} \quad (1)$$

可见, 介质的 Q 值越大, 能量的损耗越小, 介质越接近于完全弹性。式(1)的定义是以周期和振幅都不变的简谐振动为前提的, ΔE 是维持这种振动一个周期所消耗的能量。这个定义很少有直接用途, 因为只有在专门实验中才有可能以振幅和周期都不变的应力波推动质点振动, 通常所观测的是振幅随着时间或距离而衰减的现象。

对于具有线性应力—应变关系的介质, 波幅 A 与能量的平方根 $E^{1/2}$ 成正比, 因此

$$Q^{-1} = -\frac{1}{\pi} \cdot \frac{\Delta A}{A} \quad (2)$$

首先观察一个固定质点上振幅随时间的衰减。这时的问题是, 给定初始振幅 $A = A_0$, 振幅 A 以衰减率 πQ^{-1} 衰减, 那么在相继的时间 $\frac{2\pi}{\omega}, \frac{4\pi}{\omega}, \dots, \frac{2n\pi}{\omega}$ 上振幅 $A(t)$ 为多大 (ω 为圆频率)? 因为一个周期内的振幅衰减率为 πQ^{-1} , 所以对于第 n 个周期后应有

$$A(t) = A_0 \left(1 - \frac{\pi}{Q}\right)^n \quad (3)$$

式中: $t = \frac{2n\pi}{\omega}$, $n = 1, 2, \dots$ 。因此有

$$A(t) = A_0 \left(1 - \frac{\omega t}{2Q_n}\right)^n$$

当 $n \rightarrow \infty$ 时, $A_0 \left(1 - \frac{\omega t}{2Q_n}\right)^n \rightarrow A_0 \exp\left(-\frac{\omega t}{2Q}\right)$, 故有

$$A(t) = A_0 \exp\left(-\frac{\omega t}{2Q_n}\right) \quad (4)$$

令 $\gamma = \frac{\omega}{2Q} = \frac{\pi f}{Q}$ 为质点振动随时间的衰减系数, 则有

$$A(t) = A_0 e^{-\gamma t} \quad (5)$$

并有

$$Q = \frac{\pi f}{\gamma} \quad (6)$$

由式 (5)、式 (6) 所确定的 Q 值定义为时间域的 Q 值, 记为 Q_t 。

现在观察波动振幅随距离的衰减。对于某一特定震相的振幅 A 随距离 r 的变化, 我们可以设法连续追踪观测。波在一个波长 λ 的距离内的变化为 ΔA , λ 由圆频率 ω 和相速度 C 按 $\lambda = \frac{2\pi C}{\omega}$ 确定。这时, $\Delta A = \frac{dA}{dr} \cdot \lambda$, 代入式 (2) 有

$$\frac{dA}{dr} = -\frac{\omega}{2CQ} A \quad (7)$$

上式的解为

$$A(r) = A_0 e^{-\omega r / 2CQ} \quad (8)$$

令 $\alpha = \frac{\omega}{2CQ} = \frac{\pi f}{CQ}$ 为波动振幅随距离的衰减系数, 则有

$$A(r) = A_0 e^{-\alpha r} \quad (9)$$

并且

$$Q = \frac{\pi f}{C\alpha} \quad (10)$$

由式 (9)、式 (10) 所确定的 Q 值定义为空间域的 Q 值, 记为 Q_s 。

空间域的 Q_s 与时间域的 Q_t 有下述关系

$$Q_t^{-1} = \frac{U}{C} \cdot Q_s^{-1} \quad (11)$$

上式中 U 为波的群速度。对非频散波 $C=U$ ，则两个 Q 值之间无差别。

测定方法

一般由于不同震相的干涉叠加，要直接测定同一测点上同一震相的振幅随时间的衰减常常是困难的，而观测不同测点上同一震相的振幅随距离的衰减则相对容易些。事实上这两种衰减是由式 (11) 相联系着的，因此，我们只要测定波的空间 Q_s 值即可。

由式 (10) 可知，测定 Q 值的关键是测定振幅的衰减系数 α 。对于单一频率的波动可直接通过观测振幅随距离的衰减来求得 α 。但是，由超声换能器所激发的超声波含有一定范围的频率成分，这时就要采用傅氏分析方法，将波分解成一个个单频波，对每一个单频波测定出相应的衰减系数，求出衰减系数与频率的函数关系 $\alpha(f)$ ，进而由式 (10) 求出 Q 值。

实验室中利用超声波的传播测定介质样品衰减系数的方法有多种，按它们所利用的震相可分为透射法（利用直达波）和回波法（利用直达波和反射波），按它们所依据的原理又可分为频谱比法和振幅—距离曲线法两类。

不同距离透射比值法

这是在同一种性质的材料试件上测量波衰减的方法，测量方式如图 1 所示。对于各向异性介质，方式 (a) 中发射换能器 F_2 的位置所测量的是测量范围内介质的平均衰减。

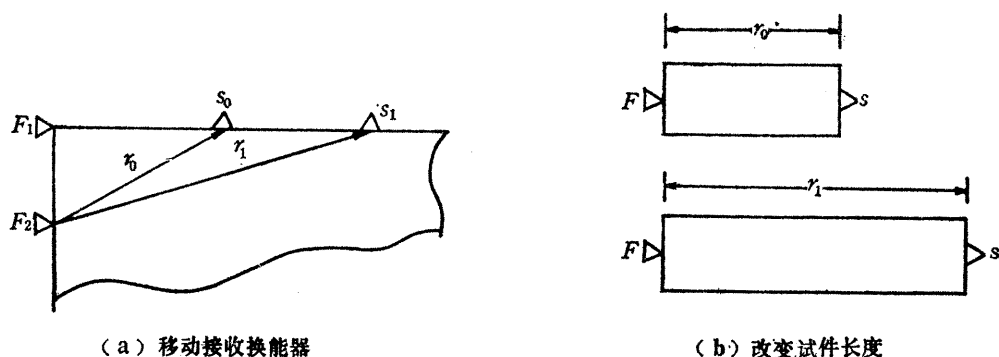


图 1 试件中波衰减的测量方式

测点上的振幅谱 $A(f)$ 可以做如下分解

$$A(f) = F(f) \cdot G(f) \cdot I(f) \quad (12)$$

式中， $F(f)$ 为发射谱，反映震源振动的频率成分和发射换能器指向性等因素； $G(f)$ 为介质作用谱，包括介质吸收，传播途径及界面影响等因素； $I(f)$ 为接收谱，包括接收换能器的方向特性和频率特性以及接收仪器频率特性等因素，反映的是接收观测系统

的特性; f 为频率。

如图 1 所示, 设在与同一震源相距分别为 r_0 和 r_1 的两点上, 实测到波的振幅谱分别为 $A_0(f)$ 和 $A_1(f)$ 。在测量中使用同一对换能器和仪器, 只要细心做好先后两次换能器与介质的耦合, 就可以使 $I_1(f)$ 与 $I_0(f)$ 相等或近于相等。先后两次测量对应同一个震源, 自然有 $F_1(f) = F_0(f)$ 。设介质作用谱 $G(f) = R(r) \cdot e^{-\alpha(f) \cdot r}$, 其中 $R(r)$ 为几何扩散因子。根据式 (12) 有

$$\frac{A_1(f)}{A_0(f)} = \frac{R(r_1)}{R(r_0)} \cdot \frac{\exp[-\alpha_1(f)r_1]}{\exp[-\alpha_0(f)r_0]} \quad (13)$$

对同一种均匀各向同性材料, $\alpha_1(f) = \alpha_0(f) = \alpha(f)$, 所以有

$$\frac{A_1(f)}{A_0(f)} = \frac{R(r_1)}{R(r_0)} \cdot \exp[-\alpha(f)(r_1 - r_0)] \quad (14)$$

取对数得

$$\alpha(f) = \frac{1}{r_1 - r_0} \left(\ln \frac{R(r_1)}{R(r_0)} - \ln \frac{A_1(f)}{A_0(f)} \right) \quad (15)$$

上式中 r_0 、 r_1 为已知, $A_1(f)$ 、 $A_0(f)$ 为对应 r_1 、 r_0 两个测点上的透射波 (直达波) 实测振幅谱。至于几何扩散因子 $R(r)$, 理论上对于三维介质体波 $R(r) = r^{-3/2}$, 对于二维介质则为 $R(r) = r^{-1/2}$ 。此外也可以采用 $A(r) = A_0 r^{-\beta} \cdot e^{-\alpha \cdot r}$ 的形式对初至波的初至振幅—距离曲线进行拟合求出参数 α 和 β , 从而求得几何扩散因子 $R(r) = r^{-\beta}$ 。这样, 根据式 (15) 即可求得衰减系数 $\alpha(f)$ 。

不同试件透射比值法

有时因为试件尺寸或形状等原因, 不可能设置更多的测点; 或者需要测定大批量不同种材料的 Q 值, 这时仍可用频谱比的方法。这种情况下, 可选用某一衰减系数为已知的材料作为标准试件 (常常选用衰减很小的材料), 测定其透射波振幅谱 $A_0(f)$, 然后测出欲测试件的相应震相的振幅谱 $A_1(f)$, 测量方式如图 1b 所示。按照式 (13) 得

$$\frac{A_1(f)}{A_0(f)} = \frac{R(r_1)}{R(r_0)} \cdot \exp[-\alpha_1(f)r_1 + \alpha_0(f)r_0] \quad (16)$$

取对数后得

$$\alpha_1(f) = \frac{1}{r_1} \left(\ln \frac{R(r_1)}{R(r_0)} - \ln \frac{A_1(f)}{A_0(f)} + \alpha_0(f) \cdot r_0 \right) \quad (17)$$

标准试件的衰减系数 $\alpha_0(f)$ 为已知, 标准试件和欲测试件的测试距离 r_0 和 r_1 也为已知, $R(r_0)$ 、 $R(r_1)$ 同样也可以知道, 因此, 按照式 (17), 根据比值 $A_1(f)/A_0(f)$ 即可求出预测试件的衰减系数 $\alpha_1(f)$ 。

当欲测试件与标准试件的形状、尺寸相同时, 有 $r_1 = r_0 = r$ 和 $R(r_1) = R(r_0)$, 这时式 (17) 变为

$$\alpha_1(f) = -\frac{1}{r} \ln \frac{A_1(f)}{A_0(f)} + \alpha_0(f) \quad (18)$$

这样试件衰减系数的测量就更为简便了。

对数振幅谱比—频率曲线法

对于干燥岩石来说, 在一个很宽的频率范围内 ($10^{-2} \sim 10^7 \text{ Hz}$) 的衰减系数 α 与频率成正比^[4], 所以可以设

$$\alpha(f) = \alpha f \quad (19)$$

代入式 (10) 有

$$Q = \frac{\pi}{C\alpha} \quad (20)$$

即在式 (19) 条件下, Q 值与频率无关。

这时由式 (14) 和式 (16) 分别可得

$$\ln \frac{A_1(f)}{A_0(f)} = \ln \frac{R(r_1)}{R(r_0)} - \alpha(r_1 - r_0) \cdot f \quad (21)$$

和

$$\ln \frac{A_1(f)}{A_0(f)} = \ln \frac{R(r_1)}{R(r_0)} - (\alpha_1 r_1 - \alpha_0 r_0) \cdot f \quad (22)$$

上两式中各量的物理意义均与它们各自的原式相同, 上两式中 $\ln \frac{R(r_1)}{R(r_0)}$ 与频率无

关, 相对于频率而言为常数, 令为 c , 并令

$$K = \alpha(r_1 - r_0) \quad (23)$$

$$K' = \alpha_1 r_1 - \alpha_0 r_0 \quad (24)$$

则有

$$\ln \frac{A_1(f)}{A_0(f)} = c - K \cdot f \quad (25)$$

$$\ln \frac{A_1(f)}{A_0(f)} = c - K' \cdot f \quad (26)$$

根据实测振幅谱比值 $A_1(f)/A_0(f)$, 以 $\ln \frac{A_1(f)}{A_0(f)}$ 为纵坐标, 以 f 为横坐标绘图, 据其

回归 (最小二乘法拟合) 直线斜率 (K 或 K') 按式 (23) (或式 (24)), 即可求得 α (或 α_1), 代入式 (20) 即可求得 Q 值。对于式 (24) 和式 (26), 当欲测试件形状、尺寸与标准试件相同时有 $r_1 = r_0 = r$, $R(r_1) = R(r_0) = R(r)$, 于是 $c = 0$, 并有

$$K' = -(\alpha_1 - \alpha_0)r \quad (27)$$

$$\ln \frac{A_1(f)}{A_0(f)} = -K' \cdot f \quad (28)$$

式 (23)、式 (25) 可用于同一种性质的材料试件衰减的测量, 式 (24)、式 (26)、式 (27)、式 (28) 可用于不同试件的衰减测量。

回波比值法

在同一试件上发射换能器 F 和接收换能器 s 位置固定的条件下, 可利用回波 (即反射波) 和透射波 (即直达波) 来测量介质的衰减, 如图 2 所示。

设 n 次回波的振幅谱为 $A_n(f)$, 透射波的振幅谱为 $A_0(f)$ 。透射波的介质作用谱可设为

$$G_0(f) = R(l) \cdot e^{-a(f) \cdot l} \quad (29)$$

n 次回波的介质作用谱可设为

$$G_n(f) = T^{2n} \cdot R(l)^{2n+1} \cdot e^{-a(f) \cdot (2n+1)l} \quad (30)$$

上面两个式子中 l 为样品在观测点和发射点之间的长度, $R(l)$ 为几何扩散因子, T 为试件发射

端和接收端的反射系数, $a(f)$ 为衰减系数, $n=1, 2, \dots$ 为正整数, 代表回波次数。根据式 (12) 得

$$\frac{A_n(f)}{A_0(f)} = T^{2n} \cdot R(l)^{2n+1} \cdot e^{-a(f) \cdot 2nl} \quad (31)$$

取对数、整理可得

$$a(f) = \frac{1}{l} \left[\ln(T \cdot R(l)) - \frac{1}{2n} \ln \frac{A_n(f)}{A_0(f)} \right] \quad (32)$$

根据实测振幅谱比值 $A_n(f)/A_0(f)$ 由上式可求出 $a(f)$, 再代入式 (10) 即可求得介质的 Q 值。

当介质衰减系数与频率成正比时, 将 $a(f) = a \cdot f$ 代入式 (31), 取对数、整理后有

$$\ln \frac{A_n(f)}{A_0(f)} = 2n \ln(T \cdot R(l)) - 2n \cdot a \cdot l \cdot f \quad (33)$$

在上式中令 $c' = 2n \ln(T \cdot R(l))$, 它与频率无关, 相对于频率为常数。再令

$$K = 2n \cdot a \cdot l \quad (34)$$

得

$$\ln \frac{A_n(f)}{A_0(f)} = c' - K \cdot f \quad (35)$$

可见, 在以 $\ln \frac{A_n(f)}{A_0(f)}$ 为纵坐标, f 为横坐标的直角坐标系中, 式 (35) 为一直线方程,

这时, 同样也可用对数振幅比—频率曲线法求得介质的 Q 值。

振幅—距离最小二乘法

在测定同一种材料的试件衰减时, 如果条件允许, 也可以采用对数振幅—距离曲线法。测量方式与图 1 所示相同, 所用震相亦为直达波。采用图 1b 的方式测量时, 要制备多个不同长度的试件, 以便得到足够的测量数据。

设距激发点为 r 的测点上测得的振幅谱为 $A(f, r)$, 介质作用谱 $G(f, r) = r^{-\beta} e^{-a(f) \cdot r}$, $a(f)$ 为衰减系数, $r^{-\beta}$ 为几何扩散因子, β 为待定常数, 代入式 (12) 得

$$A(f, r) = F(f) \cdot I(f) \cdot r^{-\beta} \cdot e^{-a(f) \cdot r} \quad (36)$$

式中振幅谱值 $A(f, r)$ 随距离 r 和频率 f 变化; 衰减系数 $a(f)$ 是频率的函数, 与距离 r 无关; $I(f)$ 和 $F(f)$ 的意义与式 (12) 中相同, 分别为接收谱和激发谱, 在测量过程

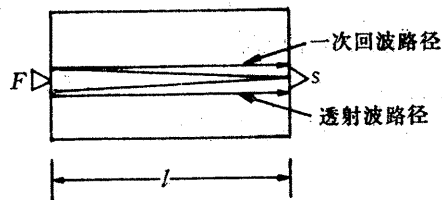


图 2 回波法测量方式

中激发换能器不变, 并注意掌握好各测点上换能器耦合的一致性, 则 $I(f)$ 、 $F(f)$ 仅是频率 f 的函数而与 r 无关。

设在某种材料的试件上测得了 m 个不同距离 $r_i (i=1, 2, \dots, m)$ 上的具有 n 个频率分量 $f_k (k=1, 2, \dots, n)$ 的实测振幅谱值 $\hat{A}(f_k, r_i)$, 那我们就可以根据式 (36) 应用最小二乘法拟合求得仪器、换能器的系统频率特性 $F(f) \cdot I(f)$, 几何扩散指数 β 和衰减系数 $\alpha(f)$ 。

对于离散的频率 f_k 和距离 r_i , 式 (36) 变为

$$A(f_k, r_i) = F(f_k) \cdot I(f_k) \cdot r_i^{-\beta} \exp[-\alpha(f_k) r_i] \quad (37)$$

$$(k=1, 2, \dots, n; i=1, 2, \dots, m)$$

固定在某一频率 f_k 上, 以 r_i 为自变量, 应用式 (37) 采用最小二乘法对实测谱值 $\hat{A}(f_k, r_i)$ (k 固定, $i=1, 2, \dots, m$) 进行拟合, 可以求出对应于 f_k 的 $F(f_k) \cdot I(f_k)$, $\alpha(f_k)$, 并求出一个应该与频率 f_k 无关的 β_k 值。在 n 个频率上重复上述步骤, 即可求出 $F(f_k)$ 、 $I(f_k)$ 及 $\alpha(f_k)$ 与频率 $f_k (k=1, 2, \dots, n)$ 的对应关系, 并求出 n 个本应与频率无关的 $\beta_k (k=1, 2, \dots, n)$ 。可取 $\beta = \frac{1}{n} \sum_{k=1}^n \beta_k$ 作为最终测定的几何扩散指数。最小二乘法的具体做法如下:

对式 (37) 两边取对数得

$$\ln A(f_k, r_i) = \ln[F(f_k) \cdot I(f_k)] - \beta \ln r_i - \alpha(f_k) \cdot r_i \quad (38)$$

令

$$\begin{cases} x_i = r_i, & y_i = \ln r_i, & z_i = \ln A(f_k, r_i) \\ a = -\alpha(f_k), & b = -\beta, & c = \ln[F(f_k) \cdot I(f_k)] \end{cases} \quad (39)$$

则有

$$z_i = ax_i + by_i + c \quad (i=1, 2, \dots, m) \quad (40)$$

现在的问题是, 调整系数 a 、 b 、 c , 使得由式 (40) 计算得到的 $z_i = \ln A(f_k, r_i)$ 与实测值 $\hat{z}_i = \ln \hat{A}(f_k, r_i)$ 之差为极小值。为此设

$$\sigma = \sum_{i=1}^m (z_i - \hat{z}_i)^2$$

即

$$\sigma = \sum_{i=1}^m (ax_i + by_i + c - \hat{z}_i)^2 \quad (41)$$

为求 σ 的极小值, 令

$$\frac{\partial \sigma}{\partial a} = 2 \sum_{i=1}^m (ax_i + by_i + c - \hat{z}_i) \cdot x_i = 0$$

$$\frac{\partial \sigma}{\partial b} = 2 \sum_{i=1}^m (ax_i + by_i + c - \hat{z}_i) \cdot y_i = 0$$

$$\frac{\partial \sigma}{\partial c} = 2 \sum_{i=1}^m (ax_i + by_i + c - \hat{z}_i) = 0$$

整理得

$$\begin{cases} \left(\sum_{j=1}^m x_j^2 \right) \cdot a + \left(\sum_{j=1}^m x_j \cdot y_j \right) \cdot b + \left(\sum_{j=1}^m x_j \right) \cdot c = \sum_{j=1}^m x_j \hat{z}_j \\ \left(\sum_{j=1}^m x_j y_j \right) \cdot a + \left(\sum_{j=1}^m y_j^2 \right) \cdot b + \left(\sum_{j=1}^m y_j \right) \cdot c = \sum_{j=1}^m y_j \hat{z}_j \\ \left(\sum_{j=1}^m x_j \right) \cdot a + \left(\sum_{j=1}^m y_j \right) \cdot b + m \cdot c = \sum_{j=1}^m \hat{z}_j \end{cases} \quad (42)$$

解方程组(42), 求出 a 、 b 、 c , 再代入式(39), 即可求出 $\alpha(f_k)$ 、 β 和 $F(f_k) \cdot I(f_k)$ 。

对 n 个频率分量重复上述计算, 求出 $\alpha(f)$, 再代入式(10)即可求出介质的 Q 值。

超声地震模型实验工作中常常需要大致了解介质对波的吸收性能, 这时只要针对超声波工作主频 f_0 , 观测直达波震相的初至振幅随距离的变化, 应用式(36)至式(42)所述方法, 求出 $\alpha(f_0)$ 就可以满足要求了。

一些材料 Q 值的实测结果

介质的 Q 值与介质中波的衰减有直接联系, 它反映了介质的不完全弹性状态。 Q 值与波动能量的耗损成反比, Q 值越大, 波的能量耗损就越小, 介质就越趋于弹性。

P 波和 S 波分别与介质的两种不同的弹性(伸缩弹性和剪切弹性)有关联, 因此, 利用 P 波和 S 波所测定的两种介质 Q 值彼此是不等的。对于泊松介质(泊松比 $\nu = 1/4$, 纵、横波速比 $V_P/V_S = \sqrt{3}$)可近似得 $Q_P/Q_S = 9/4$ 。对于部分饱和孔隙的岩石求得结果为

$$\frac{Q_P}{Q_S} = \frac{2(1-2\xi')}{(1-\xi') \left[3 + 4 \left(\frac{\xi'}{1-\xi'} \right) + 8 \left(\frac{\xi'}{1-\xi'} \right)^2 \right]}$$

其中 ξ' 是孔隙岩石的有效泊松比, 由此式估算的 $Q_P/Q_S < 1^{[5]}$ 。一些模型材料 Q 值的实测结果列于表中(见下表)。

表中有机玻璃板、胶木板、环氧树脂板以及铝板试件的测量方式如图3所示。利用 P、S、PP 震相时采用的是振幅—距离最小二乘法, 利用 PPP 震相时采用的是回波比值法。测定表中所列的岩石样品 Q 值采用的是不同试件的透射比值法 (Q_P 、 Q_S) 和回波比值法 (Q_{PPP}), 选用的标准

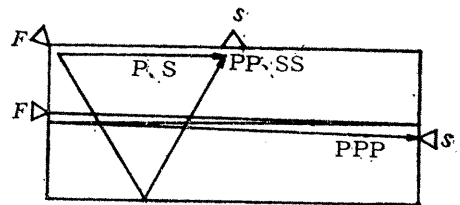


图3 板状试件的 Q 值测量方式

试件是尺寸相同的铝块。这些测量都是在室温、常压、干燥条件下进行的。由表中可见, 不仅由 P、S 震相所测的 Q 值互不相同, 利用其他震相所测的 Q 值也有变化。

在实际地球介质中, 地震波的衰减强烈地依赖于岩石的物理性质和饱和状况, 岩石物理状态发生变化所引起的衰减变化比地震波速度的变化快得多。因此, 在实验室中应用超声波测量 P、S 波在各种物理状态下岩石中的衰减, 同时找出衰减随频率变化的关

超声波测定的部分材料的Q值表

材 料	波速 m/s		Q 值					试件尺寸 cm × cm × cm
	V _P	V _S	Q _P	Q _S	Q _{PP}	Q _{PPP}	Q _{SS}	
有机玻璃	2 360	1 140	38.7	30.6	37.9	37.0		48×32.1×0.20
胶木板	2 190	980	5.8	3.4	6.8	6.7		48×32.1×0.27
环氧树脂板	4 010	1 870	14.7	13.8	12.7	12.9		48×32.1×0.32
铝板	5 580	2 670	1 325	1 315	1 291	1 257	1 264	48.1×31.9×0.90
闪状岩	6 250	3 140	67.2	58.6		74.0		12.5×6×6
花岗岩	4 400	2 190	56.7	48.9		60.9		
大理岩	4 630	2 320	56.2	40.6		53.3		

系。推算地震波的衰减，是一件很有意义的工作。

参 考 文 献

- [1] 蒋小泉：地震波在岩石中的衰减，《石油物探专题情报成果集》，第四集，石油部物探局情报所，1987
- [2] 约翰斯顿，D. H. 等：衰减的实验室测量，《石油物探译丛》，(6)1983
- [3] [美]安艺敬一，理查兹，P. G. 著，李钦祖、皱其嘉等译，傅承义校：《定量地震学》，第一卷，地震出版社，1986
- [4] Toksöz, M. N., Johnston, D. H. and Timur, A.: Attenuation of seismic in dry and saturated rocks; Part I Laboratory measurement & Part II Mechanisms, *Geophysics*, 44 (4) 1979: 691~711
- [5] Gerald, M. Mavko and Amos Nur: Wave attenuation in partially saturated rocks, *Geophysics*, 44 (2) 1979: 161~178

· 简讯 ·

WTZ-18型钻机通过部级鉴定

中国石油天然气总公司物探局机械厂研制的WTZ-18型钻机于1988年10月21日在新疆乌鲁木齐市通过部级鉴定。该钻机具有设计先进、布局合理、结构简单、操作灵活、安全可靠、维修方便、钻井效率高等优点，能够适应沙漠区地震钻井的需要。鉴定委员会同意投入小批量生产。

于素荣