

669473

首培杰 刘曾武 朱镜清 编著

562

8042

地震波

在工程中的应用



成都科学技术大学图书馆

基本藏书

地震出版社

地震波在工程中的应用

首培杰 刘曾武 朱镜清 编著

地震出版社

1982

内 容 简 介

本书共六章，前三章主要介绍有关地震波的基本概念，地震波的人工激震、接收和分辨等现场测试技术，后三章介绍地震波在地震工程和土建工程中的一些实际应用，并具体给出场地土层地震反应分析的计算程序。可供从事水利、土木、建筑、铁道、交通、地质、地震等专业的勘测、设计、施工、科研等科技人员和有关院校师生参阅。

地 震 波 在 工 程 中 的 应 用

首培杰 刘曾武 朱镜清 编著

地质出版社 出版

北京复兴路63号

朝阳区展望印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行

各地新华书店经售

787×1092 1/32 5³/₈印张 124千字

1982年8月第一版 1982年8月第一次印刷

印数：0001—4900

统一书号：13180·140 定价0.58元

前 言

本世纪五十年代以来，随着工程建设项目的大量兴建，建筑物场地的地基勘探、动力基础的设计、结构物的动力分析等要求人们用地震勘探法测定地震波在地层介质中的传播速度，以探明地层的分层情况，并获得土壤的有关力学参数。从而促进了地震波在土建工程中应用的发展。

目前我国，有关这方面的技术资料仍然是零星而又分散的。为促进这项工作在我国的普及和提高，我们以地震波在土建工程中的应用为主要内容，根据国内外有关资料和笔者的一些工作成果，编写了这本书。

本书编写过程中，曾得到吕敏申、朱葳、寇殿卿同志的帮助，在此表示谢意。

由于水平所限，书中难免有错误不当之处，恳切希望读者批评指正。

作 者

1980年10月

目 录

第一章 地震波.....	(1)
1-1 波动的基本概念.....	(1)
1-2 波动方程.....	(5)
1-3 地震波的种类.....	(6)
1-4 地震波在地层中的传播.....	(11)
1-5 地震波动的能量.....	(16)
第二章 地震勘探法.....	(18)
2-1 折射波法.....	(19)
2-2 反射波法.....	(25)
2-3 弹性波速度检层法.....	(29)
2-4 交孔法.....	(31)
2-5 表面波法.....	(34)
2-6 对仪器的要求.....	(40)
第三章 现场实验技术.....	(43)
3-1 地震波激发震源的设置.....	(43)
3-2 波速测量.....	(53)
3-3 波型的分辨.....	(56)
3-4 钻孔中的干扰波.....	(60)
第四章 地震波在地震小区域划分中的应用.....	(62)
4-1 地震刚度法.....	(62)
4-2 速度剖面法.....	(64)
4-3 平均剪切模量法.....	(66)
4-4 土层动力放大倍数的估算.....	(71)

4-5 场地土层固有周期的计算	(72)
第五章 场地土层的地震反应分析	(83)
5-1 水平土层问题的力学模型	(84)
5-2 非线性处理	(86)
5-3 运动方程的建立	(87)
5-4 逐步积分法	(94)
5-5 反应谱	(99)
5-6 地震记录的调整	(102)
5-7 分析实例	(106)
5-8 波动法	(109)
5-9 场地土层地震反应分析的计算程序及其使用说明	(113)
第六章 地震波在土建工程中的应用	(140)
6-1 地基勘探	(140)
6-2 用地震波速度确定地基土的动力参数	(140)
6-3 用地震波速度确定土壤的密度	(151)
6-4 地震勘探在岩土开挖工程中的应用	(154)
6-5 桩基埋置深度的探测	(158)
参考文献	(163)

第一章 地震波

1-1 波动的基本概念

1. 波动

在物质世界中，波动是物质运动的一种普遍现象。声波、光波、电磁波以及地震波等所有波动都属行进性扰动，是能量从介质中的一点传递给另一点的反映。因此，波动的先决条件即日常所说的干扰源。地震波的干扰源称之为震源。

在波动的行进过程中，一个重要的问题是介质的受力状态。如果扰动使得介质的形变超出了它的弹性范围而进入塑性，那么，介质本身就会损耗波动的能量，使波动的性状与在弹性状态下的不同。在弹性状态的波动过程中，没有容积运动或物质转换，介质的质点围绕其静止（或平衡）位置发生振动或转动，不会穿越介质而“逸出”。

地壳介质，在外力很小而且作用时间较短时，一般都当作弹性介质来处理。因此，在研究地震的波动方程时，如未加特殊说明，往往就把地震波看作固体介质中的弹性波加以分析和运算。

2. 波的传播速度

由于波动是指介质总体的运动在空间和时间上的推移，所以波的传播速度与介质的质点运动速度是不相同的。波的传播速度是指扰动在介质中传播的速度，而质点速度则是质

点受到扰动，在平衡位置附近作微幅振动的速度。

波的传播速度又有相速度（或称波速度）和群速度之分。体波只有相速度，没有群速度。表面波只在频散*的情况下才有相速度和群速度之分。通常，表面波都有频散现象。

此外，在地震勘探中，由于观测一般在地面沿测线进行，所以还有视速度和真速度的差别。视速度是指波沿地面观测线传播时所具有的速度值。真速度是波在空间介质内沿射线方向传播的速度。当测线方向与射线方向不一致时，这两种速度值是不同的，两者之间的关系，称之为视速度定理，用公式表示为：

$$V_{\text{视}} = \frac{V_{\text{真}}}{\sin \alpha}, \quad (1.1)$$

式中 α 为入射角，如图1.1所示。当波沿测线方向入射到观测点时，即 $\alpha=90^\circ$ ，则 $V_{\text{视}}=V_{\text{真}}$ 。当波垂直入射于测线上的观测点时，即 $\alpha=0$ ， $V_{\text{视}}$ 变为无穷大。由此可见，视速度总大于真速度。视速度既反映了真速度的情况，又反映了波对于地面的入射角变化情况。

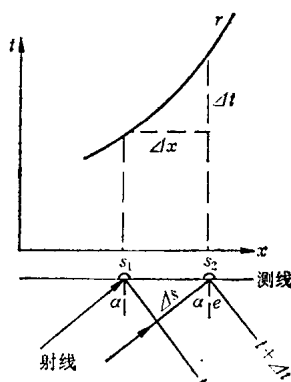


图1.1 视速度与真速度

$$V_{\text{视}} = \frac{\Delta x}{\Delta t}, \quad V_{\text{真}} = \frac{\Delta s}{\Delta t}.$$

3. 波的周期、波长和波数

为简便起见，我们用正弦波随时间在 x 方向上的传播为

*所谓频散，是指速度随振动频率变化引起的波形畸变。

例说明上述三个参量。波在时刻 t 的位移 ξ 的运动方程为：

$$\xi = a \sin(\kappa x - \omega t),$$

式中 a 为波的振幅，以厘米计； κ 为波数； ω 为圆频率或角频率，以弧度/秒计。若以 T ， λ ， V 分别代表波的周期、波长和相速度，那么

$$\begin{aligned} T &= \frac{2\pi}{\omega} = \frac{1}{f}, \\ \lambda &= \frac{2\pi}{\kappa}, \\ V &= \frac{\lambda}{T} = \frac{\omega}{\kappa}. \end{aligned} \quad (1.2)$$

式中， f 为振动频率，即每秒振动的次数，常以周/秒或赫兹计。

图 1.2 表示波的传播情况，图中的 AA' 表示某点 x_0 处波随时间的变化。 BB' 表示某时刻 t_0 波的分布状况。两者合起来就能完整地描述波动现象。

4. 波的折射与反射

与光波一样，地震波在其传播途中遇到分界面，也会发生折射和反射。且满足斯内尔 (Snell) 定律：

$$\frac{\sin i_0}{\sin i_1} = \frac{V_0}{V_1}, \quad (1.3)$$

式中 i_0 ， i_1 为界面两边的入射角和折射角； V_0 ， V_1 为界面两边的传播速度。

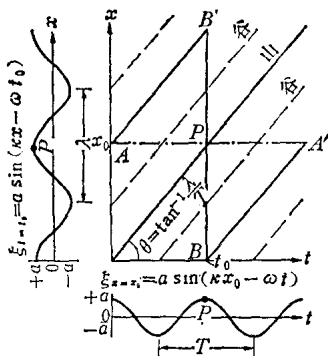


图1.2 正弦波的传播

图1.3a表示地震波的一般折射情况，这时的折射波，确切地说，应称为透射波。

图1.3b表示临界入射现象。其生成条件是射线由低速的一方向高速的一方入射，且入射角等于临界角

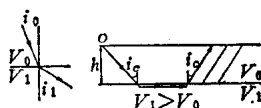


图1.3 a.透射波 b.地震首波

$i_c (i_c = \sin^{-1} V_0 / V_1)$ 。这时，透射波就在下层界面以速度 V_1 沿界面滑行，仿佛射线以临界角入射后，又以临界角连续反射一样。这种波称为首波。利用首波的勘测法，叫做地震折射法（详见第二章折射波法）。

反射定律可看成是式(1.3)的特例，因为同在一边， $V_0 = V_1$ ，所以 $i_0 = i_1$ 。但是由于地震波种类繁多（详见本章1-3节），其传播情况比光波复杂得多。不同类型的入射波会导致不同的出射情况。如图1.4所示，除SH型横波外，无论P波还是SV型波入射，都会出现多种反射波和透射波。P波派生出来的SV波及SV波派生出来的P波，通称为转换波。在P波反射成为S波，或S波反射成为P波时，入射角并不等于反射角，而应该满足下列条件：

$$\frac{\sin i_P}{V_P} = \frac{\sin i_S}{V_S}$$

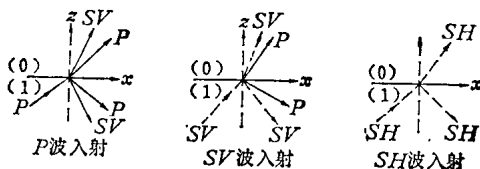


图1.4 地震波的反射和折射

1-2 波动方程

在弹性理论中, 对于均质、各向同性、完全弹性的介质, 若不考虑自身的体积力, 在微小应变下的波动方程的表达式为:

$$\left. \begin{aligned} (\lambda + G) \frac{\partial e}{\partial x} + G \nabla^2 u - \rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} &= 0, \\ (\lambda + G) \frac{\partial e}{\partial y} + G \nabla^2 v - \rho \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} &= 0, \\ (\lambda + G) \frac{\partial e}{\partial z} + G \nabla^2 w - \rho \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (1.4)$$

其中 u, v, w 分别为 x, y, z 方向上的位移, λ, G 为拉梅弹性常数, ρ 为介质的密度。

$$e = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z},$$

为体积的膨胀。

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$$

为拉普拉斯算子。

若波动引起介质形变的体积膨胀为零, 只有剪应变和转动时, 方程 (1.4) 就变成:

$$\left. \begin{aligned} G \nabla^2 u - \rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} &= 0, \\ G \nabla^2 v - \rho \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} &= 0, \\ G \nabla^2 w - \rho \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (1.5)$$

此方程代表的波, 称为剪切波或畸变波。

若波动引起介质形变只有体积上的变化而无转动时，那么根据无旋形变的条件，方程式 (1.4) 变为

$$\left. \begin{aligned} (\lambda + 2G)\nabla^2 u - \rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} &= 0, \\ (\lambda + 2G)\nabla^2 v - \rho \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} &= 0, \\ (\lambda + 2G)\nabla^2 w - \rho \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (1.6)$$

此方程代表的波称为疏密波，或压缩波。

剪切波与疏密波的波动方程写成共同的形式是：

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} = a^2 \nabla^2 \psi. \quad (1.7)$$

对于疏密波，
$$a = \sqrt{\frac{\lambda + 2G}{\rho}}. \quad (1.8)$$

对于剪切波，
$$a = \sqrt{\frac{G}{\rho}}. \quad (1.9)$$

1-3 地震波的种类

1. 纵波，即前面所说的疏密波，简称为 P 波，质点的振动方向同波的传播方向一致，见图 1.5。

对于远离震动中心的纵波，其运动方程为 (1.6) 式，一维情况下的常用形式为：

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = a_p^2 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}. \quad (1.10)$$

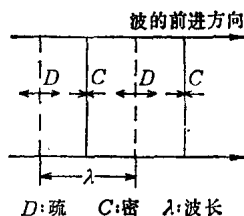


图1.5 P 波的传播

参看式 (1.8), $a_p = V_p = \sqrt{\frac{(\lambda + 2G)}{\rho}}$, 即为纵波的传播速度, 简称为 P 波速度。

这种波最易用人工的方法产生, 并可获得较大的能量, 探测方便, 因此在地震勘探法中是一种最常见的地震波。

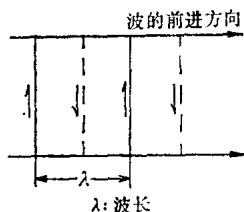


图1.6 S 波的传播

2. 横波, 就是前面所说剪切波, 简称为 S 波, 质点在垂直于波传播方向的平面内振动, 如图1.6所示。

通常把 S 波中沿竖直方向振动的分量称为 SV 型波, 记为 SV 波; 沿着水平方向振动的分量称为 SH 型波, 记为 SH 波。在均质、各向同性的弹性介质中, SV 波和 SH 波的速度是相等的, 而在各向异性的介质中则是不相等的。

一维情况下横波的运动方程为:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = a_s^2 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}. \quad (1.11)$$

参看式 (1.9), $a_s = V_s = \sqrt{\frac{G}{\rho}}$, 即为横波的传播速度, 简称为 S 波速度。由于 G 是介质的剪切弹性模量, 故 S 波速度实际上反映了介质的刚性。

在地震学里, 人们把纵波和横波统称为体波。其速度只依赖于介质的弹性参数和密度。

3. 瑞利波, 这是一种存在于半无限弹性介质的自由表面上, 由著名学者瑞利 (Rayleigh) 发现, 并用他的名字命名的波。这种波使介质的质点在与波传播方向平行的竖直平面内运动, 其轨迹为向震中逆进的椭圆, 如图1.7 a所示。

在各向同性的半无限弹性介质表面传播的瑞利波，其速度 V_R 略小于 S 波的速度 V_S ，主要取决于介质的泊松比 μ 。 V_R 与 V_S 的关系式是，

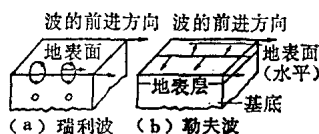


图1.7 表面波的传播特性

$$\frac{1}{8} \left(\frac{V_R}{V_S} \right)^8 - \left(\frac{V_R}{V_S} \right)^4 + \frac{2-\mu}{1-\mu} \left(\frac{V_R}{V_S} \right)^2 - \frac{1}{1-\mu} = 0, \quad (1.12)$$

当 $\mu \approx 0.5$ 时， $V_R \approx 0.96 V_S$ 。

若令瑞利波的水平位移为 u （取波的传播方向为正），竖直位移为 w （向上为正），其值分别由下式给出：

$$u = \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{L} \right) \left\{ -\frac{2-K_1^2}{2\sqrt{1-K_2^2}} e^{-2\pi \sqrt{1-K_1^2} \frac{z}{L}} + \frac{1}{\sqrt{1-K_2^2}} e^{-2\pi \sqrt{1-K_2^2} \frac{z}{L}} \right\}, \quad (1.13)$$

$$w = \cos 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{L} \right) \left\{ \frac{2}{2-K_1^2} e^{-2\pi \sqrt{1-K_1^2} \frac{z}{L}} - e^{-2\pi \sqrt{1-K_2^2} \frac{z}{L}} \right\}, \quad (1.14)$$

其中 $K_1 = V_R/V_S$ ， $K_2 = V_R/V_P$ ， T 为瑞利波的周期， L 为瑞利波的波长， z 为离自由表面的深度。由图1.8可见， u ， w 随深度迅速衰减，尤其是高频波的衰减更为显著。不过，这种波沿 x 方向传播时衰减并不快，可以传播得很远，这是表面波所共有的特点。

4. 勒夫波，是一种只限于在半无限体内有低速表层的

情况下存在的波,由学者勒夫 (Love) 所发现。它跟瑞利波一样,也是表面波。质点的运动方向是水平的,且与波动传播方向成直角,参见图 1.7b 和 1.9。

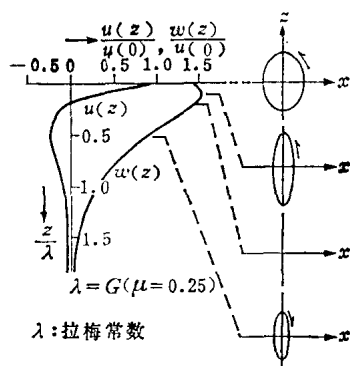


图1.8 瑞利波随深度的衰减

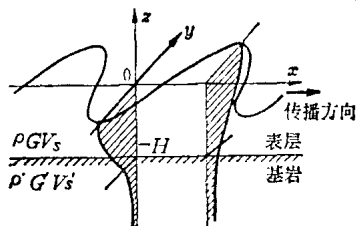


图1.9 勒夫波的传播

由图 1.9 可见,在表层面上(即 $z = 0$ 的平面上) x 和 z 方向上的位移 u 和 w 均为零,只有 y 方向上的位移 v 沿着 x 轴传播,它的表达式可以写为:

$$v = v(z) \sin(\kappa_x x - \omega t), \quad (1.15)$$

而

$$v(z) = \begin{cases} a \cos(\kappa_z z) & (-H \leq z \leq 0) \\ a \cos(\kappa_z H) e^{\beta'(H+z)} & (z \leq -H) \end{cases}, \quad (1.16)$$

其中, κ_x 和 κ_z 分别为波动在 x 和 z 方向的波数, β' 为 z 方向上波动的衰减系数, H 为表层厚度。

将式 (1.16) 的第一式代入式 (1.15), 整理后得

$$\begin{aligned} v &= a \cos(\kappa_z z) \sin(\kappa_x x - \omega t) \\ &= \frac{a}{2} \left\{ \sin(\kappa_x x + \kappa_z z - \omega t) + \right. \end{aligned}$$

$$+ \sin(\kappa_x x - \kappa_z z - \omega t) \}. \quad (1.17)$$

式 (1.17) 表明, 勒夫波是一种平面波。实际上, 勒夫波是 SH 波在表面层内重复反射的结果。式 (1.17) 中的 κ_x 和 κ_z 跟表层和基底的横波速度 V_s 和 V'_s 之间存在着下列关系:

$$\left. \begin{aligned} \kappa_x^2 + \kappa_z^2 &= \omega^2 / V_s^2, \\ \kappa_x^2 - \beta'^2 &= \omega^2 / V_s'^2, \end{aligned} \right\} \quad (1.18)$$

其中
$$\beta' = \sqrt{\left(\frac{1}{V_s^2} - \frac{1}{V_s'^2}\right)\omega^2 - \kappa_z^2}.$$

根据表层和基底分界面处应力应变连续性条件, 有

$$\operatorname{tg} \kappa_x H = \frac{G' \beta'}{G \kappa_z} \quad (1.19)$$

利用式 (1.18), 消去 β' 即得

$$\frac{G}{G'} \operatorname{tg} \kappa_x H = \frac{1}{\kappa_x H} \sqrt{H^2 \left(\frac{1}{V_s^2} - \frac{1}{V_s'^2} \right) \omega^2 - (\kappa_x H)^2}. \quad (1.20)$$

式 (1.20) 即为决定勒夫波是否存在的方程式。由此定出振动圆频率 ω 和 κ_x 的关系, 再利用式 (1.18) 可求出 κ_z 和 β' 。勒夫波的相速度 V_L 为:

$$\begin{aligned} V_L &= \frac{\omega}{\kappa_x} = V_s \sqrt{1 + \left(\frac{\kappa_z}{\kappa_x} \right)^2} \\ &= V_s' \sqrt{1 - \left(\frac{\beta'}{\kappa_x} \right)^2}. \end{aligned} \quad (1.21)$$

显然, V_L 处于表层的 V_s 和基底的 V_s' 之间。 V_L 是 κ_x 和 ω 的函数, 和瑞利波一样它也具有频散现象。

1-4 地震波在地层中的传播

在工程地震中，目前人们最感兴趣的是横波，所以下面着重介绍横波在地层中的传播情况。

1. 地表面上波动的反射

假定波的传播是从基底开始，垂直上升到地表面后再向下反射（图1.10），波的运动方程

(1.11) 改写为：

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - V_s^2 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = 0, \quad (1.22)$$

其通解为：

$$u = U\left(t + \frac{x}{V_s}\right) + D\left(t - \frac{x}{V_s}\right). \quad (1.23)$$

这里， $U(t + x/V_s)$ 项表示从下往上传播的波，叫上行波，而 $D(t - x/V_s)$ 项则为从地表反射回到地下的波，叫下行波。

根据地表面处（ $x = 0$ ）应力为零的条件，有

$$U(t) = D(t),$$

所以，

$$U\left(t - \frac{x}{V_s}\right) = D\left(t - \frac{x}{V_s}\right).$$

这说明反射波与入射波具有同样的形状和大小。从式(1.23)可知，在地表面，

$$u = 2U(t), \quad (1.24)$$

这就是著名的两倍定律，即，在垂直入射的情况下，反射波在地表面处的振幅是入射波振幅的两倍。如果入射波不是垂

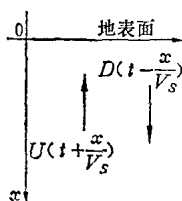


图1.10 地表波动的反射