

岩土工程波动 勘测技术

吴世明 唐有职 陈龙珠 编著



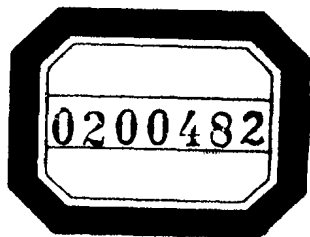
水利电力出版社

岩土工程波动 勘测技术



006043 水利部信息所

吴世明 唐有职 陈龙珠 编著



水利电力出版社

(京)新登字115号

岩土工程波动勘测技术

吴世明 唐有职 陈龙珠 编著

*

水利电力出版社出版、发行

(北京三里河路6号)

各地新华书店经售

水利电力出版社印刷厂印刷

*

787×1092毫米 32开本 6.5印张 142千字

1992年6月第一版 1992年6月北京第一次印刷

印数0001—2270册

ISBN 7-120-01580-X/TV·576

定价: 5.50元

内 容 提 要

本书共分八章。全书以波动理论为基础,介绍了跨孔法、下孔法、表面波法、折射法和反射法等波动勘测技术,并应用测得的波速评价饱和土层的液化势、确定地基固有周期、监测饱和和软土固结度的变化、检测地基加固效果、检测道路结构质量和工程勘测等内容,其中有些是作者近年来的科研成果。为便于运用,书中附有实例分析。

本书可供地震、水利、能源、交通和土木工程中从事岩土工程的科研、设计、施工人员和研究生、高等院校师生参考。

10/10/66

前 言

土的动力特性的研究，近年来有长足的进展，特别是随着新的量测技术和分析方法的不断发展，使现场波速测试及测试资料分析提高到一个新的水平，从而有力地促进了地震反应分析、土与结构动力相互作用等方面研究的开展，同时也开拓了在岩土工程勘测中的应用。为进一步使波动勘测技术在岩土工程中得到推广，作者根据国内外有关资料，结合近年的科研成果和解决工程实际问题中的粗浅体会，写成此书，望能对波动技术在岩土工程中的应用有所推动。

全书共分三个部分。第一章为波动勘测的基本理论。第二、三、四及五章介绍跨孔法、下孔法、表面波法、折射波法和反射波法技术。第六、七及八章为应用部分，主要介绍这些方法在勘测土层物理力学参数、抗震工程和工程检测中的应用。

由于作者水平有限，时间仓促，书中的缺点和错误在所难免，望读者批评指正。

本书承河海大学钱家欢教授审校，并对本书提出了不少宝贵意见；浙江省地球物理化学勘查大队魏玉伦和赵竹占同志为本书提供了实测资料；研究生夏唐代、梁国钱和冯卫为本书稿的整理和誊写做了大量工作。在此，一并表示衷心的感谢。

作者 于浙江大学

一九九〇年一月

目 录

前 言

第一章	波动勘测的理论基础	1
第一节	理想弹性土体的波动理论	1
第二节	弹性波的传播规律	16
第三节	岩土介质中弹性波的性质	27
第二章	跨孔法波动勘测	37
第一节	岩土工程波动勘测方法简介	37
第二节	跨孔法及其仪器设备	41
第三节	跨孔试验现场工作方法	51
第四节	跨孔试验资料分析	61
第五节	关于跨孔法测地层阻尼比的问题	65
第三章	下孔法波动勘测	68
第一节	下孔法试验中的振源	68
第二节	下孔法试验现场工作方法和资料整理	72
第三节	波速测试实例	78
第四章	表面波法勘测	89
第一节	表面波法的提出及其优点	89
第二节	表面波法勘测的基本原理	90
第三节	稳态振动法	100
第四节	瞬态振动法(瑞利波谱分析法)	108
第五章	折射波法和反射波法勘测	118
第一节	折射波法原理简介	118
第二节	反射波法原理简介	125

第三节	折射波和反射波法浅层工程勘测的适用性	131
第六章	波速法勘测土层物理力学参数	133
第一节	波速法测定地层的动力参数	133
第二节	波速法测定土层的饱和状态	135
第三节	波速法测定土层的泊松比	140
第四节	波速法测定饱和土层的孔隙率和容重	144
第七章	波速法在抗震工程中的应用	151
第一节	波速法评价饱和土层的液化势	151
第二节	地基固有周期的确定	159
第八章	波速法在工程检测中的应用	169
第一节	波速法检测饱和软土的固结度	169
第二节	波速法检测地基加固效果	175
第三节	用波速法检测道路工程质量	179
第四节	波速法在古建筑地基勘测中的应用	187
参考文献		196

第一章 波动勘测的理论基础

第一节 理想弹性土体的波动理论

一、弹性波的类型^[1, 2]

1. 应力、应变及其关系

(1) 应力

在弹性土中取边长为 dx 、 dy 和 dz 的一微小单元，如图1-1，作用在垂直于 x 、 y 和 z 轴平面上的法向应力分别为 σ_x 、 σ_y 和 σ_z 。规定当应力指向表面时，该法向应力为正值。剪应力有 τ_{xy} 、 τ_{yx} 、 τ_{xz} 、 τ_{zx} 、 τ_{yz} 和 τ_{zy} 六个，所采用符号按

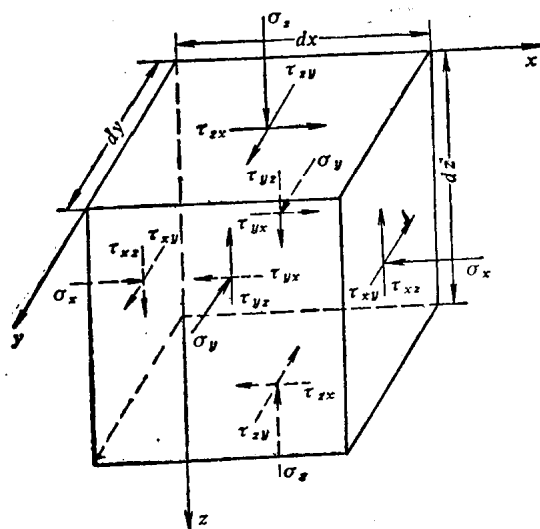


图 1-1 笛卡儿坐标系统中法向应力和剪应力符号

下列规定：如 τ_{ij} 是剪应力，它表示这个作用力在垂直于 i 轴正向的平面上，方向平行于 j 轴；如剪应力作用在外法线为 i 轴正向的平面上，指向为 j 轴的反方向，则这个剪应力为正值。图1-1中的全部剪应力均为正值。

由剪应力互等定律，得

$$\left. \begin{aligned} \tau_{xy} &= \tau_{yx} \\ \tau_{yz} &= \tau_{zy} \\ \tau_{zx} &= \tau_{xz} \end{aligned} \right\} \quad (1-1)$$

(2) 应变

以 u 、 v 和 w 分别代表 x 、 y 和 z 方向的位移，则应变可表示为

$$\varepsilon_x = \partial u / \partial x \quad (1-2)$$

$$\varepsilon_y = \partial v / \partial y \quad (1-3)$$

$$\varepsilon_z = \partial w / \partial z \quad (1-4)$$

$$\gamma_{xy} = \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \quad (1-5)$$

$$\gamma_{yz} = \frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \quad (1-6)$$

$$\gamma_{zx} = \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \quad (1-7)$$

$$\omega_x = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z} \right) \quad (1-8)$$

$$\omega_y = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x} \right) \quad (1-9)$$

$$\omega_z = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right) \quad (1-10)$$

式中 ε_x 、 ε_y 和 ε_z —— x 、 y 和 z 方向的法向应变；

γ_{xy} ——平面 xz 和 yz 之间的剪应变;

γ_{yz} ——平面 yx 和 zx 之间的剪应变;

γ_{zx} ——平面 xy 和 zy 之间的剪应变;

ω_x 、 ω_y 和 ω_z ——分别为对 x 、 y 和 z 轴的转动分量。

(3) 应力应变关系

对于各向同性的弹性体, 应力与应变的关系应与坐标轴无关。一般, 变形很小时, 应力与由此产生的应变成正比, 即应力应变关系符合虎克定律:

$$\varepsilon_x = [\sigma_x - \nu(\sigma_y + \sigma_z)]/E \quad (1-11)$$

$$\varepsilon_y = [\sigma_y - \nu(\sigma_x + \sigma_z)]/E \quad (1-12)$$

$$\varepsilon_z = [\sigma_z - \nu(\sigma_x + \sigma_y)]/E \quad (1-13)$$

$$\tau_{xy} = \mu\gamma_{xy} \quad (1-14)$$

$$\tau_{yz} = \mu\gamma_{yz} \quad (1-15)$$

$$\tau_{zx} = \mu\gamma_{zx} \quad (1-16)$$

式中 E ——杨氏模量; ν ——泊松比; $\mu = G$ 为剪切模量。 μ 和下文中的 λ 又称Lame(拉梅)常数。

式(1-11)~(1-13)又可写成

$$\sigma_x = \bar{\lambda}\varepsilon + 2\mu\varepsilon_x \quad (1-17)$$

$$\sigma_y = \bar{\lambda}\varepsilon + 2\mu\varepsilon_y \quad (1-18)$$

$$\sigma_z = \bar{\lambda}\varepsilon + 2\mu\varepsilon_z \quad (1-19)$$

式中 $\bar{\varepsilon}$ 为体积应变:

$$\bar{\varepsilon} = \varepsilon_x + \varepsilon_y + \varepsilon_z \quad (1-20)$$

以上所用各弹性参数的关系如表1-1。

二、弹性波动方程式

设弹性土体的质量密度为 ρ , 作用在单位质量上的外力

表 1-1

弹性参数关系表^[1]

名 称	λ, μ	μ, ν	E, ν	E, μ
E	$\frac{\mu(3\lambda+2\mu)}{\lambda+\mu}$	$2\mu(1+\nu)$	E	E
μ	μ	μ	$\frac{E}{2(1+\nu)}$	μ
ν	$\frac{\lambda}{2(\lambda+\mu)}$	ν	ν	$\frac{E-2\mu}{2\mu}$
λ	λ	$\frac{2\mu\nu}{1-2\nu}$	$\frac{\nu E}{(1+\nu)(1-2\nu)}$	$\frac{\mu(E-2\mu)}{3\mu-E}$

沿 X、Y 和 Z 方向的分量分别为 X、Y 和 Z，则土的运动方程式为

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \sigma_x}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial z} + \rho \left(X - \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \right) &= 0 \\ \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_y}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial z} + \rho \left(Y - \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} \right) &= 0 \\ \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{zy}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_z}{\partial z} + \rho \left(Z - \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} \right) &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (1-21)$$

式中 $\tau_{xy} = \tau_{yx}$; $\tau_{xz} = \tau_{zx}$; $\tau_{yz} = \tau_{zy}$ 。

当不计外力作用时，将式 (1-17) ~ (1-19) 代入 (1-21) 得以位移分量表示的运动方程：

$$\left. \begin{aligned} \rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} &= (\lambda + \mu) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} + \mu \nabla^2 u \\ \rho \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} &= (\lambda + \mu) \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} + \mu \nabla^2 v \\ \rho \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} &= (\lambda + \mu) \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} + \mu \nabla^2 w \end{aligned} \right\} \quad (1-22)$$

式中 $\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ 为直角坐标系的拉普拉斯算子。

在上式中, 依次施 $\partial/\partial x$ 、 $\partial/\partial y$ 、 $\partial/\partial z$, 再行相加, 则

$$\frac{\partial^2 \bar{\varepsilon}}{\partial t^2} = \frac{\lambda + 2\mu}{\rho} \nabla^2 \bar{\varepsilon} \quad (1-23)$$

另外, 对式 (1-22) 中第三式施 $\partial/\partial y$ 减去第二式施 $\partial/\partial z$, 可得:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial^2 \omega_x}{\partial t^2} &= \frac{\mu}{\rho} \nabla^2 \omega_x \\ \frac{\partial^2 \omega_y}{\partial t^2} &= \frac{\mu}{\rho} \nabla^2 \omega_y \\ \frac{\partial^2 \omega_z}{\partial t^2} &= \frac{\mu}{\rho} \nabla^2 \omega_z \end{aligned} \right\} \quad (1-24)$$

同样地

式 (1-23)、(1-24) 均可变换为下列的波动方程:

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = V^2 \nabla^2 \xi \quad (1-25)$$

即弹性土体内存在着弹性波。

若波动只使介质发生体积变形而无转动时, 则方程式 (1-22) 成为:

$$\left. \begin{aligned} (\lambda + 2\mu) \nabla^2 u - \rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} &= 0 \\ (\lambda + 2\mu) \nabla^2 v - \rho \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} &= 0 \\ (\lambda + 2\mu) \nabla^2 w - \rho \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (1-26)$$

该方程代表的是疏密波。

若波动只引起介质的剪切变形和转动而无体积改变，则方程 (1-22) 变成：

$$\left. \begin{aligned} \mu \nabla^2 u - \rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} &= 0 \\ \mu \nabla^2 v - \rho \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} &= 0 \\ \mu \nabla^2 w - \rho \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (1-27)$$

此方程代表的是等容波。

三、体波^[4]

可在介质内传播的波统称为体波，在弹性体中它包括压缩波和剪切波。

1. 压缩波

压缩波就是上文所述的疏密波，简称P波，又称纵波、膨胀波、主波等。该波的传播方向与质点振动方向一致，如图1-2(a)所示。在P波经过的扰动带内，会间隔地出现压缩带和膨胀带。P波是同一介质中传播速度最快的波，波速公式为：

$$V_p = \sqrt{(\lambda + 2\mu) / \rho} \quad (1-28)$$

当侧向不发生应变时，杆中的P波速度与此相同。而当侧向应力为零时，杆中的P波速度 V_p 将有所不同，即

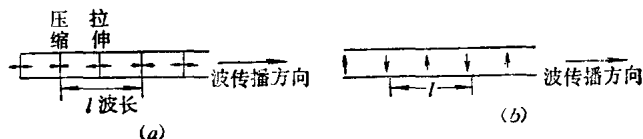


图 1-2 体波特征
(a)P波; (b)S波

$$V_c = \sqrt{\frac{(1+\nu)(1-2\nu)}{1-\nu}} \times V_p \quad (1-29)$$

一般介质泊松比 ν 取 $0 \sim 0.5$, 故 $V_p > V_c$ 。

P波最易用人工方法产生, 探测简便, 这就是以往地震勘探中绝大多数采用P波作为研究对象的主要原因。

对于流体, 虽然 $\mu = 0$, 但 $\lambda \neq 0$, 式(1-28)中的 V_p 不会为零, 也就是说P波在固体和流体中均可以传播。在水中, P波的传播速度约为 1450m/s 。

2. 剪切波

剪切波就是上文介绍的等容波, 简称S波, 又称横波、畸变波、次波等。S波的传播方向和质点振动方向相互垂直, 如图1-2(b)所示。在许多文献中, 通常又将质点振动在水平平面中的S波分量称为SH波, 而在垂直平面中的S波分量称为SV波。

S波传播速度 V_s 与介质剪切模量 μ 的关系是:

$$V_s = \sqrt{\mu/\rho} \quad (1-30)$$

由于SV波和SH波只是由质点振动方向来划分的, 显然它们的传播速度相同(非理想弹性介质例外)。应说明, 杆中S波(扭转波)与上述无限空间中S波具有相同的传播速度。

一般来说, 同一振源在介质中会同时产生P波和S波, 并通过介质弹性向外传播。比较式(1-28)和(1-30)可知, $V_p > V_s$ 。因此, 观察离振源一定远处的波动时程(常称波形曲线, 即质点的振动量—时间曲线), P波将先于S波到达。进一步分析得知, V_p/V_s 只与介质的泊松比 ν 有关:

$$\frac{V_p}{V_s} = \sqrt{\frac{2(1-\nu)}{1-2\nu}} \quad (1-31)$$

表 1-2

 $V_p/V_s-\nu$ 关系

ν	0	0.1	0.2	0.25	0.3	0.4	0.5
V_p/V_s	1.41	1.50	1.63	1.73	1.87	2.45	∞

表1-2与式(1-31)相应。

在同一波形曲线上，S波虽然速度低，但它与P波相比具有较大的振幅和较低的振动频率，因而S波的分辨率还是比较高的（如图1-3）。由于S波速度 V_s 比压缩波速度 V_p 更能直接反映介质刚性，不受介质体积形状的影响，而受土体含水量变化的影响也甚微。因此，也不受地下水存在与否的影响。它在工程界日益受到重视，近年来S波的测试技术水平有了较大的提高。

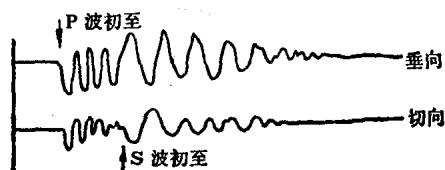


图 1-3 土中实测波形曲线

四、表面波^[1]

一般，沿弹性成层土交界面传播的波称为通道波，其中沿介质的自由表面传播的应力波特称为表面波。

作为满足波动方程式(1-25)，下式也是一个解（其中 α ， β ， ω ， K 为常数）：

$$\left. \begin{aligned} \xi &= \beta e^{-\alpha z} \sin(Kx - \omega t) \\ K^2 - \alpha^2 &= \omega^2 / V^2 \end{aligned} \right\} \quad (1-32)$$

式中, 将土介质表面视为 $z = 0$ 的面, 沿深度方向取为 z 的正轴时 ($\alpha > 0$), 见图 1-4。于是, 式 (1-32) 成为仅在土表面附近的波动, 是一种表面波。该波的波前沿 x 方向传播的速度 C 可表示为

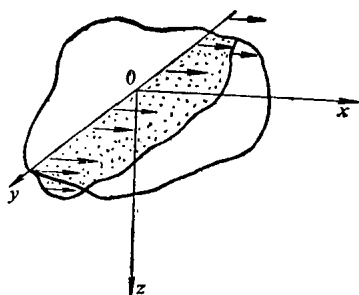


图 1-4 弹性半空间的坐标

$$C = \omega/K = V \sqrt{1 - (\alpha/K)^2} \quad (1-33)$$

为使满足波动方程式 (1-23)、(1-24) 的 $\bar{\varepsilon}$, ω_x , ω_y 和 ω_z 表示成式 (1-32) 的形式, 位移 u , v 和 w 也应表示成下列形式

$$\left. \begin{matrix} u \\ v \\ w \end{matrix} \right\} = \beta e^{-\alpha z} \begin{pmatrix} \cos \\ \sin \end{pmatrix} (Kx - \omega t) \quad (1-34)$$

首先, 满足 $\omega_x = \omega_y = \omega_z = 0$ 的位移:

$$\left. \begin{matrix} u = Ae^{-\alpha z} \cos(Kx - \omega t) \\ w = \frac{\alpha}{K} Ae^{-\alpha z} \sin(Kx - \omega t) \end{matrix} \right\} \quad (1-35)$$

但是, 为使 $\bar{\varepsilon}$ 满足式 (1-23), 则

$$K^2 - \alpha^2 = \omega^2 / V_p^2 \quad (1-36)$$

其次, 满足 $\bar{\varepsilon} = 0$ 的位移为

$$\left. \begin{matrix} u = \frac{\beta}{K} Be^{-\beta z} \cos(Kx - \omega t) \\ w = Be^{-\beta z} \sin(Kx - \omega t) \end{matrix} \right\} \quad (1-37)$$

或位移 V 为

$$V = Ce^{-\beta z} \sin(Kx - \omega t) \quad (1-38)$$

但是, 为使 ω_x 、 ω_y 和 ω_z 满足式 (1-24), 则式 (1-37)、(1-38) 中

$$K^2 - \beta^2 = \omega^2 / V_s^2 \quad (1-39)$$

此外, 上述的 A , B , C 为任意常数。式 (1-35)、(1-37) 中 u 、 w 的相位差均为 $\pi/2$ 。表面波可分成瑞利波 (R波) 和洛夫波 (L波) 两大类, 下面分别说明之。

1. 利瑞波 (R波)

各向同性的半无限弹性土体中的 R 波按式 (1-35) 和式 (1-37) 叠加形式表示为:

$$\left. \begin{aligned} u &= D \left(e^{-\alpha z} + N \frac{\beta}{K} e^{-\beta z} \right) \cos(Kx - \omega t) \\ w &= D \left(\frac{\alpha}{K} e^{-\alpha z} + N e^{-\beta z} \right) \sin(Kx - \omega t) \end{aligned} \right\} \quad (1-40)$$

其中 D 为任意常数, $\omega/K = V_R$ 为 R 波传播速度,

$$\left. \begin{aligned} \alpha/K &= \sqrt{1 - (V_R/V_p)^2} \\ \beta/K &= \sqrt{1 - (V_R/V_s)^2} \end{aligned} \right\} \quad (1-41)$$

$$N = -\frac{2\alpha/K}{1 + (\beta/K)^2} \quad (1-42)$$

由应力边界条件可以推导出 (V_R/V_s) 与泊桑比 ν 的关系方程为:

$$\left(\frac{V_R}{V_s} \right)^6 - 8 \left(\frac{V_R}{V_s} \right)^4 + \frac{16-8\nu}{1-\nu} \left(\frac{V_R}{V_s} \right)^2 - \frac{8}{1-\nu} = 0 \quad (1)$$