

普通高等教育地震类专业规划教材

工程地震勘察方法

陈宏林 丰继林 编

地震出版社

5.9

994776

普通高等教育地震类专业规划教材

工程地震勘察方法

陈宏林 丰继林 编

地震出版社

1998

内 容 提 要

本书共分四章,内容翔实,取材广泛,简明系统地讲述了浅层地震工程勘察的基本理论和方法。包括地震勘察必要的地球物理学及工程地质学的基础知识,工程勘察中使用较多的折射法、反射法的基本工作原理、现场工作方法及在工程勘察上的应用。并对较新的面波法也进行了详细的讲解和介绍。

本书是防灾技术高等专科学校监测专业及工程地震专业的教材,同时也可作为地震及地震小区划、工业及民用建筑、水利水电、铁路公路等部门从事工程物探工作的技术人员参考书。

工程地震勘察方法

陈宏林 丰继林 编

责任编辑:李和文

责任校对:庞娅萍

*

地震出版社 出版

北京民族学院南路9号

北京地大彩印厂印刷

新华书店北京发行所发行

全国各地新华书店经售

*

787×1092 1/16 11.25印张 288千字

1998年10月第一版 1998年10月第一次印刷

印数 001—700

ISBN 7-5028-1561-9/P·952

(2004) 定价:20.00元

前 言

浅层地震勘察方法,是目前地球物理勘探在工程勘察领域中最常用的地面方法,也是工程物探重要的技术手段之一。

近 10 年来,随着我国现代化进程的迅速发展,城市建设规模逐渐扩大,各种类型的建筑与日俱增。与此同时,当今社会对工程勘察资料的精度和广度、对新方法和技术的需求也不断提高。

浅层地震勘察与其他的勘察方法相比,具有资料可靠、设备简单、解决问题能力强、效益高等优势,为工程建设提供了既安全可靠又方便合理的有效方法,在工程勘察、抗震防灾及城市地震小区划等领域中得到了广泛的应用。

根据近 10 年教学实践的感受,为了更进一步推动浅层地震勘察方法在地震系统的发展和应用,考虑到防灾技术教学的特点,并参阅了有关的教科书和资料,本书在选材编写系统和叙述方法上都尽可能适合专科教学的特点。本着基础知识够用,现场观测技术方法要实用,并力求介绍一些当前比较成熟的常用方法和较新技术的原则,本书避开了烦琐的数学物理公式推导,在介绍传统的反射、折射波法的基础上,又对面波法进行了较翔实的介绍。

本书立题、编写、出版得到了中国地震局教育处资助,得到了地震出版社的支持。全书由中国地震局地壳应力所徐宗和研究员、地矿部物化探所张世洪高级工程师、核工业部北京地质研究所梅汝吾研究员审核。也得到了水电部北京勘测设计院物探研究室高级工程师刘云祯等同志的大力帮助,在此特向他们深表谢意。

由于水平所限,书中难免有错误或不妥之处,恳请有关专家、同行和读者提出宝贵意见。

编 者

1998. 1

目 录

第一章 工程地震勘察的基本理论	(1)
第一节 弹性理论基础	(1)
一、理想介质和粘弹性介质	(1)
二、应力应变与弹性常数	(1)
三、振动、波动及波动方程	(7)
第二节 地震波传播的基本理论	(9)
一、惠更斯-菲涅尔原理	(9)
二、费马原理	(10)
三、互换原理	(11)
四、视速度定律	(11)
五、斯奈尔定律	(12)
六、叠加原理	(13)
第三节 地震波的振幅及频谱	(13)
一、地震波的振幅	(13)
二、地震波的频谱	(15)
三、地震波的拾取和测量	(18)
第四节 波在均匀各向同性介质中的传播	(20)
一、胀缩点震源产生纵波的特点	(21)
二、剪切点源产生的横波的特点	(22)
第五节 成层介质中的地震波	(23)
一、在弹性分界面上波的转换	(23)
二、弹性分界面上波的能量分配	(23)
第六节 工程地震勘察的基本方法	(25)
一、直达波法	(25)
二、反射波法	(25)
三、折射波法	(25)
四、透射波法	(25)
五、面波法	(26)
第七节 工程地震勘察的地质基础	(26)
一、影响地震波传播的地质因素	(26)
二、工程地震勘察的地震地质条件	(29)
本章小结	(30)
复习思考题	(31)
第二章 折射波法	(32)

第一节 折射波的时距方程与理论时距曲线	(32)
一、时距曲线的概念	(32)
二、直达波的时距方程和理论时距曲线	(33)
三、水平层状介质中传播的折射波时距方程和理论时距曲线	(33)
四、倾斜层状介质的时距方程和理论时距曲线	(37)
五、复杂地质界面的时距曲线	(40)
六、时距曲线反演的多解性	(45)
第二节 折射波的现场工作方法	(46)
一、有关的概念	(47)
二、测线的设计	(47)
三、观测系统的选择	(50)
四、激发方式的选择	(53)
五、接收条件的选择	(54)
六、地震波速的测定	(57)
第三节 资料的整理与解释	(58)
一、资料的初步整理	(58)
二、校正和绘制时距曲线	(59)
三、资料解释	(60)
本章小结	(70)
复习思考题	(71)
第三章 反射波法	(73)
第一节 反射波的时距方程与理论时距曲线	(73)
一、层状均匀介质的时距方程与理论时距曲线	(73)
二、多次反射波	(80)
三、断层附近的反射波	(83)
四、弯曲界面附近的反射波时距曲线	(85)
第二节 反射波法的现场施工方法	(86)
一、准备及试验工作	(86)
二、观测系统的选择	(87)
第三节 反射波的采集	(91)
一、反射波法采集中有关的几个概念	(91)
二、仪器的选择	(92)
三、激发方式、接收条件和选择	(93)
四、反射波采集过程中的干扰与识别	(94)
五、关于最佳窗口的选择	(97)
第四节 共反射点叠加技术	(100)
一、多次叠加的概念	(100)
二、共反射点多次叠加法	(100)
三、多次叠加的观测系统	(108)

第五节 地震资料数字处理技术简介·····	(113)
一、反射波地震资料数字处理的一般流程和预处理·····	(113)
二、数字滤波·····	(114)
三、速度分析·····	(117)
四、校正处理·····	(120)
五、叠加处理·····	(123)
六、偏移处理·····	(125)
第六节 反射波法地震资料的解释·····	(127)
一、时间剖面的解释·····	(127)
二、断层等地质现象在时间剖面上的表现与解释·····	(131)
三、深度剖面的绘制·····	(134)
四、构造图的绘制·····	(135)
本章小结·····	(137)
复习思考题·····	(137)
第四章 瑞利面波法 ·····	(139)
第一节 瑞利面波法的基本原理·····	(140)
第二节 瑞利波的传播及频散曲线·····	(142)
一、均匀半空间介质中的瑞利波·····	(142)
二、层状介质中的瑞利波·····	(143)
三、瑞利波频散曲线的变化规律·····	(144)
四、影响瑞利波频散曲线变化的因素·····	(146)
第三节 野外工作方法·····	(148)
一、稳态面波法·····	(148)
二、瞬态面波法·····	(150)
第四节 瑞利波法在工程勘察中的应用·····	(151)
一、岩土物理力学参数原位测试·····	(151)
二、工程地质勘察·····	(154)
三、软地基加固处理效果评价·····	(158)
四、 V_s 或 V_R 在地基抗震设计中的应用·····	(162)
五、公路质量无损检测·····	(165)
六、地下空洞和掩埋物探测·····	(168)
本章小结·····	(171)
复习思考题·····	(171)
参考文献·····	(172)

第一章 工程地震勘察的基本理论

工程地震勘察是研究由人工激发的弹性波动在岩石中传播规律、在工程领域内应用的一门科学。弹性波的传播决定于岩石的弹性性质，因此有必要首先简要地讨论与岩石弹性性质有关的某些固体弹性理论的基本概念。然而，许多固体弹性理论的基本概念问题应该从属于弹性力学的范畴，而本书讲的是工程地震勘察，因此，在讨论有关弹性理论的基本概念时，不考虑其系统性，只从工程地震勘察的角度来描述这些基本概念。

第一节 弹性理论基础

一、理想介质和粘弹性介质

弹性力学许多问题的讨论都基于理想弹性介质和各向同性介质的假设前提，这种假设虽然不完全具有真实性，同实际介质具有很大的近似性，但是，有了这种假设前提，则许多基本理论问题的讨论就大大地简化了，因此首先对波动的载体理想介质进行讨论。

由弹性力学的理论可知，任何一种固体，当它受外力作用后，固体的质点就会产生相互位置的变化，也就是说会发生体积的大小和形状的变化（统称为形变）。外力取消后，由于阻止其大小和形状变化的内力起作用，其结果是使固体恢复到原来的状态，这就是所谓的弹性。如果外力取消后，这种固体能够立即完全地恢复为原来状态的物体，称为理想弹性体，亦称为完全弹性体，我们通常称之为理想介质。反之，若外力去掉后，固体还保持其受外力作用时的形态，称为塑性体，亦称为粘弹性介质。

自然界大部分物体，在外力作用下，既可以显示为弹性也可以显示为粘弹性，重要的条件是决定于物体本身的性质和外力作用的大小和时间长短。当外力很小且作用时间很短时，大部分物体都可以近似地看成是理想弹性体（理想介质）。反之，当外力很大且作用延续时间很长时，则多数物体都显示出其粘弹性，甚至于破碎。

在工程地震勘察中，除震源四周附近的岩性由于受到震源作用（如爆炸）而遭到破坏外，远离震源的介质，它们所受到的作用力都非常小，且作用时间短，因此地震波传播范围内，绝大多数岩石都可以近似地看成是理想弹性体或完全弹性体（理想介质）来研究。

此外，通常我们还把固体的性质分为各向同性和各向异性两种。凡弹性性质与空间方向无关的固体，我们称为各向同性介质。反之，则称为各向异性介质。在工程地震勘察中，大部分工作是在沉积比较稳定的沉积岩区进行的，这种沉积岩大都由均匀分布的矿物质点的集合体所组成，因此很少表现出岩石的各向异性的性质。

综上所述，工程地震勘察所研究的弹性介质，完全可以作为各向同性的理想弹性介质来讨论，因此弹性力学中的许多基本理论可以顺利地引用到工程勘察领域中来。

二、应力应变与弹性常数

在工程地震勘察中，地震波传播经过的实际岩层可以抽象为理想弹性介质，因此在震源

(外力)的作用下,弹性体就会发生形变,介质内有一种力(内力)欲使弹性体恢复其原状,这种形变和使物体恢复原来形状的力(内力)间的关系,可以用应力和应变来描述。

(一) 应力

如上所述,弹性体之所以表现出弹性,完全是由于介质的内力作用的结果,即当弹性体在外力作用下发生形变时,总有一种内力欲使弹性体恢复其原状。这种内力是和作用于弹性体上的外力相对应,阻止弹性体发生形变的,我们把这种内力称为内应力,简称应力。可以形象化地用图 1.1.1 (a) 来表示。过弹性体内任一点 M 切一平面 S , 把弹性体割切成二部分 A 和 B , 去掉 B 部分, 则在 A 的表面 S 上显示出 B 作用于 A 的内应力见(图 1.1.1(b)), N 为外法线方向, 如果作用于 S 面上的整个力定义为 f , 那么若该力均匀分布在 S 面上, 应力 P_N 就定义为:

$$P_N = \frac{f}{S} \quad (1.1.1)$$

如果该力非均匀地分布于 S 面, 那么我们可以通过任一点 M 取一小平面 ΔS (在该小面积内认为力 f 是均匀分布的), 作用在该小面积 ΔS 上的力为 Δf , 则应力可定义为:

$$P_N = \lim_{\Delta S \rightarrow 0} \frac{\Delta f}{\Delta S} = \frac{df}{dS} \quad (1.1.2)$$

即应力可以定义为作用于单位面积上的内力。但是, 此时应力并不是一个“力”, 因为它的量纲不是力的量纲, 而是单位面积上力的量纲, 因此有的书上亦把应力称为“胁强”。

作用于弹性体内任意方向的应力, 根据力的分解定理可以把它们分解成垂直于单元面积的应力和相切于单元面积的应力这样二个应力分量。前者我们称为法向应力, 后者则称为剪切应力。

为了研究问题方便, 通常采用下列方法来描述一个点 M 的应力分量。在直角坐标系内通过弹性体内 M 点取一无限小的平行六面体, 六面体的每一面都垂直于三个坐标轴。考虑作用在这些面上的应力, 可以得到 9 个应力分量 (见图 1.1.2), 为简单起见, 图中只绘出了沿 x 轴一个方向的分量, 它们是:

法向应力 $\sigma_{xx}, \sigma_{yy}, \sigma_{zz}$

剪切应力 $\sigma_{xy}, \sigma_{yx}, \sigma_{xz}, \sigma_{zx}, \sigma_{yz}, \sigma_{zy}$

应力分量 σ_{ij} , 下标的第一个脚标 i 表示应力作用的方向, 第二个脚标 j 表示应力作用在垂直 j 轴的平面。当弹性体处于静平衡时, 这些应力互相抵消, 也就是说作用在平面 $MABC$ 上的三个应力 $\sigma_{xx}, \sigma_{yx}, \sigma_{zx}$ 同作用在另一个面 $DEFG$ 上相对应的三个应力分量是大小相等, 方向相反。当然, 对其他四个面也有类似的关系。应该看到作用在相对应的二个面上的一对剪切应力 (例如 σ_{yx}) 往往组成一对力偶, 由于这对力偶的作用可以使小六面体围绕 z 轴转动。但是当我们再考虑其它四个面的情况时, 可以发现在弹性体处于静平衡时, 由 σ_{xy} 组成的另一对力偶同上述力偶的方向是相反的, 整个力矩等于零, 因此有 $\sigma_{xy} = \sigma_{yx}$, 同理 $\sigma_{xx} = \sigma_{zx}, \sigma_{yz} = \sigma_{zy}$, 可以写成一般形式为:

$$\sigma_{ij} = \sigma_{ji} \quad (i \neq j) \quad (1.1.3)$$

于是, 上述 9 个应力分量, 只有 6 个应力分量保持独立, 也就是说可以用 6 个应力分量完全地确定 M 点的应力。

(二) 应变

弹性体受到应力的作用, 产生体积和形状的变化, 这种变化称为应变。对应于只发生体

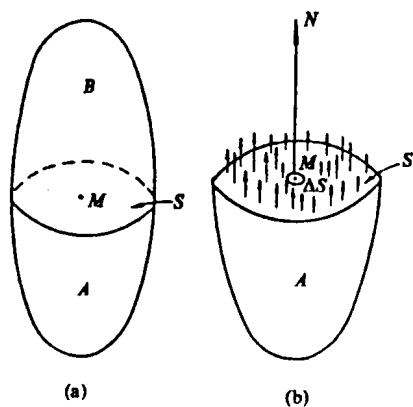


图 1.1.1 物体应力示意图

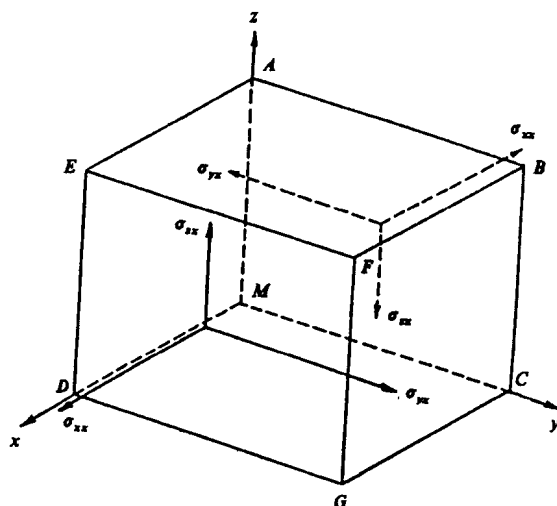


图 1.1.2 弹性体内任一点 M 的应力在直角坐标系中的示意图

积变化而形状不变的应变我们称之为体积形变；反之，只发生形状变化的应变称之为形状形变。为此，弹性体在外力作用下可归结为上述这二种应变的综合，实际上这二种基本类型的应变恰恰对应着二种波动：纵波和横波。

为了定量地描述这二种应变的性质，我们仍采取分析一个无限小六面体的方法。

首先我们假设平行六面体之一边 AB 的长度为 dx ，受力作用后，AB 沿 x 轴方向位移了 u ，A 点位移至 A' 点，B 点位移至 B' 点，且 AB 由 dx 伸长至 $A'B' = dx'$ ，见图 1.1.3。此处位移 u 显然是空间坐标的函数，即 $u = u(x, y, z)$ 。因此 dx' 可以表示为

$$dx' = dx + \frac{\partial u}{\partial x} dx$$

同理六面体的另外二个边的长度为

$$dy' = dy + \frac{\partial v}{\partial y} dy$$

$$dz' = dz + \frac{\partial w}{\partial z} dz$$

此处 dy, dz 表示另外二个边的长度； dy', dz' 表示另外二个边受力后的长度； v, w 分别表示沿 y 轴和 z 轴的位移分量。

而 $\frac{\partial u}{\partial x}, \frac{\partial v}{\partial y}, \frac{\partial w}{\partial z}$ 分别是位移分量 u, v, w 在 x, y, z 三个轴方向上的变化率。这样平行六面体的体积 dV_* 显然为

$$dV_* = dx \cdot dy \cdot dz$$

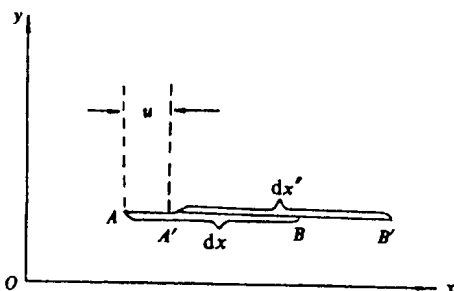


图 1.1.3 平行六面体任一边应变示意图

而六面体受力后形变的体积 $dV'_{\text{体}}$ 为

$$dV'_{\text{体}} = dx' \cdot dy' \cdot dz' = dx \left(1 + \frac{\partial u}{\partial x} \right) dy \left(1 + \frac{\partial v}{\partial y} \right) dz \left(1 + \frac{\partial w}{\partial z} \right)$$

通常考虑到 u, v, w 的变化相对于 dx, dy, dz 来说要小得多, 以致可以认为 $\frac{\partial u}{\partial x}, \frac{\partial v}{\partial y}, \frac{\partial w}{\partial z}$ 是足够地小, 它们的乘方和乘积都可以忽略不计, 因此

$$dV'_{\text{体}} \approx dx \cdot dy \cdot dz \left(1 + \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right)$$

于是六面体在受力后的体积相对变化 (膨胀或压缩), 可以用一个称为体变系数 θ 的量来描述, 按体积相对变化的定义, 我们得到

$$\begin{aligned} \theta &= \frac{dV'_{\text{体}} - dV_{\text{体}}}{dV_{\text{体}}} = \frac{dx \cdot dy \cdot dz \left(1 + \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) - dx \cdot dy \cdot dz}{dx \cdot dy \cdot dz} \\ &= \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \end{aligned} \quad (1.1.4)$$

根据场论的知识可知, 上述体变系数 θ 的表达式恰好是位移向量 $\mathbf{u}$ (它在 x, y, z 三个坐标轴的分量分别为 u, v, w) 的散度。所以式 (1.1.4) 亦可写成

$$\theta = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = \text{div} \mathbf{u} \quad (1.1.5)$$

这就具体地告诉我们一个向量场的散度在弹性波传播理论中的物理意义——它具体体现为弹性介质体积的相对变化 (膨胀或压缩)。

为了方便起见, 还可引入线应变分量的符号 e_{xx}, e_{yy}, e_{zz} 来表示上述位移变化率, 即

$$e_{xx} = \frac{\partial u}{\partial x} \quad e_{yy} = \frac{\partial v}{\partial y} \quad e_{zz} = \frac{\partial w}{\partial z}$$

这样体变系数 θ 可写成

$$\theta = \text{div} \mathbf{u} = e_{xx} + e_{yy} + e_{zz} \quad (1.1.6)$$

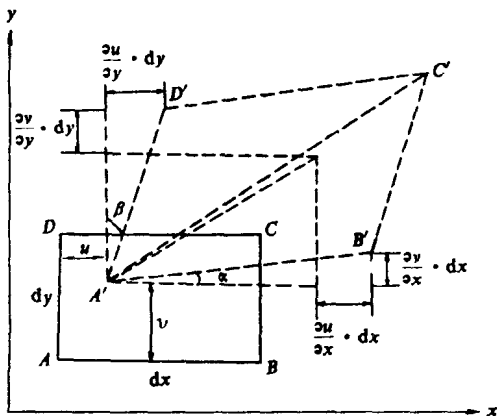


图 1.1.4 弹性体二维应变示意图

其次, 我们再考虑平行六面体的每一个边不但有相对伸长 (或压缩), 且夹角亦发生变化。图 1.1.4 表示二维应变的情况。我们先来看在 x, y 平面内的情况, 平行六面体的一个面 $ABCD$, 在外力作用下, 不仅仅只位移了一个 u 和 v (因为此时就矩形 $ABCD$ 整体而言只有移动而没有大小和形状的变化), 而且矩形的每一个顶点的位移分量 u 和 v 都不同, 这样矩形就发生大小和形状上的变化, 因此矩形 $ABCD$ 由 A, B, C, D 各点移至 A', B', C', D' 各点。 AB 边位移后不仅相对伸长了 $\frac{\partial u}{\partial x} dx$, 而且发生了角度 α 的变化。同样, AD 边发生了夹角 β 的变化。此时位移 $u = u(x, y)$;

$v = v(x, y)$, 在作用力很小的情况下, 角 α 及 β 是很小的, 可以近似地表示为

$$\alpha = \operatorname{tg} \alpha = \frac{\frac{\partial v}{\partial x} dx}{dx + \frac{\partial u}{\partial x} dx} = \frac{\frac{\partial v}{\partial x}}{1 + \frac{\partial u}{\partial x}}$$

$$\beta = \operatorname{tg} \beta = \frac{\frac{\partial u}{\partial y} dy}{dy + \frac{\partial v}{\partial y} dy} = \frac{\frac{\partial u}{\partial y}}{1 + \frac{\partial v}{\partial y}}$$

由于 $\frac{\partial u}{\partial x} \ll 1$; $\frac{\partial v}{\partial y} \ll 1$, 因此上式近似地表示为:

$$\alpha \approx \frac{\partial v}{\partial x} \quad \beta \approx \frac{\partial u}{\partial y}$$

于是矩形 $ABCD$ 的夹角的总变化可以用一个称为角应变分量的 e_{xy} 来表示, 即

$$e_{xy} = \alpha + \beta = \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y}$$

同理可获得其他二个坐标平面内矩形的夹角变化, 得到另外二个角应变分量为

$$e_{xy} = \alpha + \beta = \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \quad e_{xz} = \alpha + \beta = \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y}$$

这种用应变分量来描述只有角度变化的形变, 我们称它为剪切应变。

综上所述, 我们可以将应变定义为弹性体大小 (体积) 和形状 (夹角) 的相对变化, 它们反映了二种基本类型的形变, 在三维空间内可以用上述线应变分量和角应变分量二组方程式来描述它们。

线应变分量为:

$$e_{xx} = \frac{\partial u}{\partial x} \quad e_{yy} = \frac{\partial v}{\partial y} \quad e_{zz} = \frac{\partial w}{\partial z} \quad (1.1.7)$$

角应变分量为:

$$e_{xy} = \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y}$$

$$e_{xy} = \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y}$$

$$e_{xy} = \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \quad (1.1.8)$$

这样上述二种形变的传递相应地反映了二种不同性质扰动的传播, 为了确定这些扰动的性质, 必须去研究应力与应变之间的关系, 建立它们的运动方程式。

(三) 弹性常数

对于大多数固体来说, 实验得到, 当它在弹性极限范围以内的数值时, 测得的应变与外面的作用力成比例, 这个规律由广义的虎克定律规定: 在固体中任一点的 6 个应力中的每一个应力都是 6 个应变分量的线性函数。用数学形式可表示为:

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{xx} &= C_{11}e_{xx} + C_{12}e_{yy} + C_{13}e_{zz} + C_{14}e_{yz} + C_{15}e_{zx} + C_{16}e_{xy} \\ \sigma_{yy} &= C_{21}e_{xx} + C_{22}e_{yy} + C_{23}e_{zz} + C_{24}e_{yz} + C_{25}e_{zx} + C_{26}e_{xy} \\ \sigma_{zz} &= C_{31}e_{xx} + C_{32}e_{yy} + C_{33}e_{zz} + C_{34}e_{yz} + C_{35}e_{zx} + C_{36}e_{xy} \\ \sigma_{yz} &= C_{41}e_{xx} + C_{42}e_{yy} + C_{43}e_{zz} + C_{44}e_{yz} + C_{45}e_{zx} + C_{46}e_{xy} \\ \sigma_{zx} &= C_{51}e_{xx} + C_{52}e_{yy} + C_{53}e_{zz} + C_{54}e_{yz} + C_{55}e_{zx} + C_{56}e_{xy} \\ \sigma_{xy} &= C_{61}e_{xx} + C_{62}e_{yy} + C_{63}e_{zz} + C_{64}e_{yz} + C_{65}e_{zx} + C_{66}e_{xy} \end{aligned} \right\} \quad (1.1.9)$$

式中系数 C_{ij} ($i, j=1, 2, 3, 4, 5, 6$) 表示与弹性体有关的弹性常数。

1972 年勒夫 (Love, A. E. H) 证明由于弹性能是应变的单值函数, 系数 $C_{i,j}$ 和 $C_{j,i}$ 必须相等, 因此上述 36 个弹性系数可以减少到 21 个。当我们研究的弹性体如果是各向同性介质, 则勒夫进一步证明这些系数可以减少到只剩二个, 我们把它表示为 λ 和 μ , 称为拉梅常数。这时

$$C_{12} = C_{13} = C_{21} = C_{23} = C_{31} = C_{32} = \lambda$$

$$C_{44} = C_{55} = C_{66} = \mu$$

$$C_{11} = C_{22} = C_{33} = \lambda + 2\mu$$

其余的 24 个系数都等于零。于是方程组式 (1.1.9) 可写成如下形式:

$$\sigma_{xx} = (\lambda + 2\mu) e_{xx} + \lambda e_{yy} + \lambda e_{zz} = \lambda e_{xx} + 2\mu e_{xx} + \lambda e_{yy} + \lambda e_{zz}$$

$$\sigma_{yy} = \lambda e_{xx} + (\lambda + 2\mu) e_{yy} + \lambda e_{zz} = \lambda e_{xx} + 2\mu e_{yy} + \lambda e_{yy} + \lambda e_{zz}$$

$$\sigma_{zz} = \lambda e_{xx} + \lambda e_{yy} + (\lambda + 2\mu) e_{zz} = \lambda e_{xx} + \lambda e_{yy} + \lambda e_{zz} + 2\mu e_{zz}$$

$$\sigma_{yz} = \mu e_{yz}, \quad \sigma_{zx} = \mu e_{zx}, \quad \sigma_{xy} = \mu e_{xy}$$

将式 (1.1.6) 代入上列各式则得

$$\sigma_{xx} = \lambda\theta + 2\mu e_{xx}, \quad \sigma_{yy} = \lambda\theta + 2\mu e_{yy}, \quad \sigma_{zz} = \lambda\theta + 2\mu e_{zz}$$

$$\sigma_{yz} + 2\mu e_{yz}, \quad \sigma_{zy} = \lambda\theta + 2\mu e_{zy}, \quad \sigma_{zz} = \lambda\theta + 2\mu e_{zz}$$

$$\sigma_{yz} = \mu e_{yz}, \quad \sigma_{zx} = \mu e_{zx}, \quad \sigma_{xy} = \mu e_{xy} \quad (1.1.10)$$

从式 (1.1.10) 可以看出

$$e_{ij} = \frac{\sigma_{ij}}{\mu} \quad i, j = x, y, z \quad i \neq j$$

从上式可以看出, 当 μ 值比较大时, e_{ij} 值就变小, 这说明常数 μ 的物理意义是阻止剪切应变 (e_{ij}) 的一个度量, 因此它亦被称为剪切模量。

有时为了方便起见, 除了上述二个弹性常数以外, 还应用其他一些弹性常数。最普通的是杨氏模量 E , 泊松比 ν 和体积压缩模量 K 。这三个弹性系数的定义分别是: 杨氏模量 E 表示为当圆的或多角形柱体试件, 在其一端面上受力, 而侧面为自由面时, 所加应力与相对伸长之比, 即

$$E = \frac{\sigma_{xx}}{e_{xx}} \quad (1.1.11)$$

泊松比 ν 就是上述试验中横向缩短与纵向伸长之比, 即

$$\nu = \frac{-e_{yy}}{e_{xx}}$$

式中负号表示横向缩短。

体积压缩模量 K 表示当固体受均匀的流体静压力时, 所加压力和体积相对变化之比, 在这种情况下 $\sigma_{xx} = \sigma_{yy} = \sigma_{zz} = -P$, $\sigma_{xy} = \sigma_{zx} = \sigma_{yz} = 0$ 。由式 (1.1.10) 有

$$\sigma_{xx} = \sigma_{yy} = \sigma_{zz} = -\frac{P}{3\lambda + 2\mu}$$

此处 P 是流体静压力, 负号表示压力方向指向固体。因此,

$$K = \frac{-P}{\theta} \quad (1.1.12)$$

考虑到在做上述杨氏模量试验时只有 σ_{xx} 为所加应力, 其余 5 个应力分量都为零。因此, 式 (1.1.10) 前面的三个方程式变成

$$\sigma_{xx} = (\lambda + 2\mu) e_{xx} + \lambda (e_{yy} + e_{zz})$$

$$0 = (\lambda + 2\mu) e_{yy} + \lambda (e_{xx} + e_{zz})$$

$$0 = (\lambda + 2\mu) e_{zz} + \lambda (e_{xx} + e_{yy})$$

解上述方程组即得：

$$e_{xx} = \frac{\lambda + \mu}{\mu(3\lambda + 2\mu)} \sigma_{xx} \quad e_{yy} = e_{zz} = \frac{-\lambda}{2\mu(3\lambda + 2\mu)} \sigma_{xx}$$

于是按定义有

$$E = \frac{\sigma_{xx}}{e_{xx}} = \frac{\mu(3\lambda + 2\mu)}{\lambda + \mu} \quad (1.1.13)$$

$$\nu = \frac{-\sigma_{yy}}{\sigma_{xx}} = \frac{\lambda}{2(\lambda + \mu)} \quad (1.1.14)$$

$$K = \frac{-P}{\theta} = \frac{-P}{e_{xx} + e_{yy} + e_{zz}} = \frac{3\lambda + 2\mu}{3} \quad (1.1.15)$$

上述各式表达了 λ 、 μ 、 E 、 ν 、 K 各弹性常数之间的关系。由这些定义所得到的弹性常数都是正数。所以从式 (1.1.14) 可以看出， $\lambda/(\lambda + \mu)$ 一定小于 1，于是泊松比 ν 一定在 0~0.5 之间，通常其值范围大约在 0.05（非常坚硬的岩石）到 0.45（松软的和不胶结的物质）。对大多数岩石来说， E 、 K 和 μ 数值在 2×10^{10} 到 $12 \times 10^{10} \text{N/m}^2$ 之间，通常 E 最大而 μ 是三者中最小的。对于液体来说，没有剪切应变，所以 $\mu = 0$ ， $\nu = 0.5$ 。

三、振动、波动及波动方程

为了具体地描述地震波，我们可以考察一下球面纵波在均匀的理想弹性介质中的传播情况。球面纵波在均匀理想弹性介质中传播时，在远离震源处，波动的形态主要决定于震源强度函数 $\psi(r, t)$ ，显然 $\psi(r, t)$ 是 t 和 r 的函数，因此我们可以从 $\psi(r, t)$ 随 t 与 r 的变化对地震波进行描述，即地震波的振动与波动、波动方程。

（一）振动

对地震波的振动，我们可以用振动图形来描述。所谓振动图是指在某一确定的距离 ($r = r_1$) 处，观察该处质点位移随时间变化规律的图形。振动图形是表示介质中的某一质点在振动过程中的位移与时间关系的曲线。在地震记录中的每一条曲线就是地震波到达该检波点 ($r = r_1$) 的振动图形。因此，振动图形又叫地震记录图。

（二）波动

对地震波的波动，我们可以用波剖面来描述。所谓波剖面是指在某一确定的时刻 ($t = t_1$)，介质质点离开平衡位置的位移随震源的距离 x 变化的图形。波剖面是描述同一瞬间振动随距离的变化情况的，即振动与空间的关系。简单地说波剖面描述的是振动在空间的传播，即波。

振动图形和波剖面都依赖于震源强度函数 $\psi(r, t)$ ，其研究方法是固定其中的一个变量来研究质点振动随另一个变量的变化，因此，二者间的关系比较密切，只是从不同的角度来观察，图 1.1.5 以简谐振动为例绘出了波剖面和振动图形的关系图形。此外，为了描述地震波，还经常用如下术语：

视周期 $T_{\text{视}}$ 和视频率 $f_{\text{视}}$ ：在振动图形上相邻极大值间的间隔称为视周期 $T_{\text{视}}$ 。视周期的倒数叫做视频率 $f_{\text{视}}$ 。二者的关系为： $T_{\text{视}} = 1/f_{\text{视}}$ 。

振幅：在振动图形上极值的大小称为振幅，它表示质点离开它的平衡位置的最大位移。一

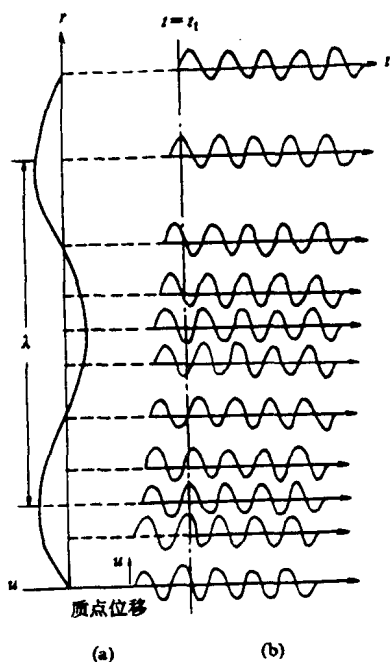


图 1.1.5 振动图形和波剖面的关系
(a) 在某一固定时刻, 质点位移随距离变化的波剖面图; (b) 沿 x 轴选择的各个点的简谐振动的振动图形

般说来, 振动的能量和振幅的平方成正比, 振幅越大, 表示波的能量越强。在振动图形上各极值大小之比, 称为振幅比。

初至时间和延续度: 在振动图形上刚开始振动的时间称为初至时间, 而振动的延续时间称为延续度。

视波长 $\lambda_{\text{视}}$ 和视波数 $K_{\text{视}}$: 在波剖面上相邻极值间的距离 $\lambda_{\text{视}}$ 称为视波长。视波长的倒数称为视波数 $K_{\text{视}}$ 。二者的关系为: $K_{\text{视}} = 1/\lambda_{\text{视}}$ 。

视频率 $f_{\text{视}}$ 、视周期 $T_{\text{视}}$ 、视波长 $\lambda_{\text{视}}$ 及波的传播速度 V 之间的关系为:

$$T = 1/f_{\text{视}}$$

$$V = \lambda_{\text{视}} / T_{\text{视}}$$

等相位面: 在同一时刻, 介质中不同的质点的位移都处于不同的振动相位, 其中必有某些点是处于相同的相位状态, 这些相位相同的质点连接起来的面称为等相位面。在均匀介质中, 等相位面是以震源为中心的同心球面。

(三) 波动方程

如图 1.1.6 所示, 考虑均匀介质中的一个小体积元, 受力后沿 x 方向作小振动。令 $\sigma_{xx}(x, t)$ 为 t 时刻在 x 点 (实际是一截面) 沿 x 方向的应力, $u(x, t)$ 为该时刻在该点沿同一方向的位移, 我们取不包含端点的一小段 $(x + \Delta x)$ 的体积元来研究它在 t 时刻的运动。

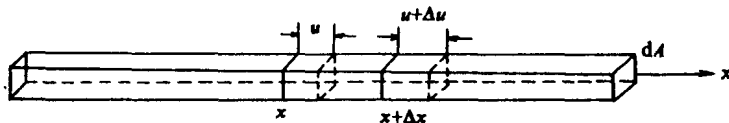


图 1.1.6 纵向应力引起细棒元的形变

由于应力在 x 方向的分布是变化的, 在 x 和 $x + \Delta x$ 两点是不等的, 则应力差引起体积元内部发生相对的位移。我们设体积元质心的位移为 $\bar{u}(x, t)$, 根据牛顿第二定律, 则有运动方程

$$dA[\sigma_{xx}(x + \Delta x) - \sigma_{xx}(x)] = \rho dA \Delta x \left(\frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial t^2} \right)$$

其中 ρ 是体积元的密度, dA 是截面积, 令 $\Delta x \rightarrow 0$, 则 $\bar{u} \rightarrow u$,

$$\frac{\sigma_{xx}(x + \Delta x) - \sigma_{xx}(x)}{\Delta x} \rightarrow \frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x}$$

于是上式变为

$$\rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \frac{\partial}{\partial x}(\sigma_{xx})$$

如果略去体积元的横向变形, 根据虎克定律, 应力 σ_{xx} 与应变 $\partial u / \partial x$ 成正比 (见公式 (1.1.11)), 即:

$$\sigma_{xx} = E \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)$$

式中 E 是杨氏模量, 故有

$$\rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \frac{\partial}{\partial x} \left(E \frac{\partial u}{\partial x} \right) = E \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}$$

或

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \frac{E}{\rho} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = V_p^2 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \quad (1.1.16)$$

式中, $V_p = (E/\rho)^{1/2}$ 代表弹性纵波的传播速度, 该式为纵波的运动方程。它表示速度的变化率 $\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)$ 与应变的变化率 $\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)$ 之间的关系。通过求解波的运动方程, 就可以定出介质中质点在全时间进程中的运动情形。

同理, 如果介质中的小体积元受单向的切应力作用, 用数学的方法, 可以得到横波的运动方程为:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \frac{\mu}{\rho} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = V_s^2 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \quad (1.1.17)$$

式中: $V_s = (\mu/\rho)^{1/2}$ 为横波的传播速度; μ 为切变模量。

如果弹性介质在三维空间各个方向受到力的作用时, 则胀缩力引起的纵波方程可以写为:

$$\frac{\partial^2 \vartheta}{\partial t^2} = \frac{\lambda + 2\mu}{\rho} \left(\frac{\partial^2 \vartheta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial z^2} \right) \quad (1.1.18)$$

这里 ϑ 是体变系数, λ 是拉梅常数, μ 是剪切模量, ρ 是介质密度。式 (1.1.18) 是在外力为零的情况下求得的纵波波动方程, 若外力为 F , 则其波动方程变为:

$$\frac{\partial^2 \vartheta}{\partial t^2} = \frac{\lambda + 2\mu}{\rho} \left(\frac{\partial^2 \vartheta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial z^2} \right) + \text{div} F \quad (1.1.19)$$

其中符号 div 表示求散度。

第二节 地震波传播的基本理论

在工程地震勘察中, 对地震波传播特征的研究即对地震波波前或波射线的空间位置和旅行时以及能量变化关系的研究, 是工程地震勘察的一个重要部分, 是对所得地震资料进行定性与定量解释的依据。因此, 本节专门来讨论一下惠更斯-菲涅尔原理、费马原理、互换原理、视速度定理、斯奈尔定律及叠加原理。

一、惠更斯-菲涅尔原理

惠更斯原理可作如下描述: 在弹性介质中, 已知 t 时刻的同一波前面上的各点, 可以把这些点看作从该时刻产生子波的新的点振源, 经过任何一个 Δt 时间后, 这些子波的包络面就是原波到达的 $t + \Delta t$ 时刻新的波前面。

根据惠更斯原理，若已知波在某一时刻 t_1 的波前位置，则可以确定出不同时刻的新波前位置。例如，已知波在均匀介质中 t_1 时刻的波前位置为 Q_1 ，如图 1.2.1 所示，假如要求得在时刻 $t_1 + \Delta t$ 时波前的位置，可以 Q_1 面上的各点为圆心，以 $V \cdot \Delta t$ 为半径 (V 为波速) 作出一系列的圆形子波，再作正切于各子波的包络线 Q_2 、 Q_0 ，则 Q_2 代表后一时刻 $t_1 + \Delta t$ 的新的波前面位置，而 Q_0 则代表前一时刻 $t_1 - \Delta t$ 的波前面的位置。于是，用惠更斯原理可以确定波前到达介质中任意点的时间。

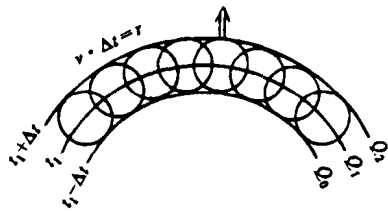


图 1.2.1 按照惠更斯原理，球面纵波的传播

惠更斯原理只给出了波传播的空间几何位置，而没有涉及到该位置的物理状态。菲涅尔补充了惠更斯原理。他指出，从同一波阵面上的各点所发出的子波，经传播而在空间相遇时，可以相互叠加而产生干涉现象，因此在该点观测到的是总扰动。这就使得惠更斯原理具有更明确的物理意义。惠更斯-菲涅尔原理既可以应用于均匀介质，也可以应用于非均匀介质。

惠更斯-菲涅尔原理是一种用来构制下一个时刻波前面位置的几何方法。应用该原理可以构制反射界面、折

射界面等。

显然，一个波动的传播可通过某一时刻的波前位置来确定。事实上，波前上任意一点都向该点波前的方向前进，这种垂直波前的线称为射线。利用波射线描述波的传播比用波前面更为方便。

最后指出，在均匀介质中，波射线是直线，而在非均匀介质中，波射线是曲线，且波射线永远垂直于波前面。

二、费马原理

在几何地震学中，用波射线和波前面来表示时间场，地震波射线垂直于一系列波前面，费马原理就是地震波沿射线的旅行时间与沿其他任何路径的旅行时相比为最小，亦是波沿旅行时最小的路径传播。

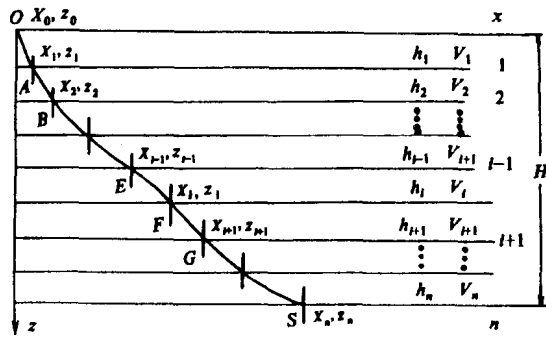


图 1.2.2 n 层层状介质中，波射线的示意图

一条折线，任一顶点的坐标可表示为 $(X_i, i \cdot H/n)$ ，射线从 O 点沿折线传播到 S 点所需要的时间为

费马原理与惠更斯-菲涅尔原理一样，在几何地震学中有很重要的意义，它从射线角度描述波传播的特点。

下面以均匀层状介质为例，说明波沿射线传播的时间为最短。

设有一层状介质如图 1.2.2 所示，激发点位于 $O (X_0, z_0)$ 点，接收点 $S (X_n, z_n)$ 位于地下，由 $z_0 - z_n$ 有 n 层介质，并且假设每层厚度都相等 (均为 H/n)，每层波速 V 为常数，第 i 层的波速为 V_i ，其相应的厚度为 h_i ，射线由 O 点到达 S 点的路径是