

地震工程学

〔美〕 罗伯特 L. 威格伦 主编

科学出版社

地震工程学

[美] 罗伯特 L. 威格尔 主编

中国科学院工程力学研究所 译

科学出版社

1978

内 容 简 介

本书为目前已有的内容较为完备的地震工程学著作之一。书中系统地介绍了地震工程学的基本理论及其实际应用,内容包括地震成因、地震波、断层作用、强烈地面运动及其量测、地震引起的结构破坏、模型与原型结构的动力试验、线性与非线性结构的反应、设计谱、地基基础问题、海啸以及各类结构(包括土工结构、现浇混凝土结构、预应力与预制混凝土结构和钢框架结构等)的抗震设计方法。

本书可供结构抗震设计和研究工作者参考。

Robert L. Wiegel
EARTHQUAKE ENGINEERING
Prentice-Hall, 1970

地 震 工 程 学

〔美〕罗伯特 L. 威格尔 主编
中国科学院工程力学研究所 译

*

科学出版社出版
北京朝阳门内大街137号

中国科学院印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行 各地新华书店经售

*

1978年3月第一版 开本:787×1092 1/16
1978年3月第一次印刷 印张:36 1/2
印数:0001—19,400 字数:854,000

统一书号:15031·151
本社书号:826·15—10

定价: 3.70 元

前 言

1964年3月27日阿拉斯加地震是北美洲有记载的所有地震中最强烈的一次。死亡人数虽然很大,但远没有其他一些地震所造成的那样多;例如,1968年8月31日伊朗东北部地震,就使将近11000人丧失生命。然而,阿拉斯加地震所造成的财产损失却是十分巨大的,约为三亿美元。幸存者身心所受的痛苦是无法估量的,然而地震所带来的灾难却促使人们在安排位置较为适宜的设备方面,在设计并建造能较好地抗御地震以及由它而引起的各种灾害的结构物方面提高自己的能力。

1964年阿拉斯加地震激起了许多工程人员对于地震工程学的广泛兴趣,不少人都表示,希望能了解更多的地震知识和今后为了减轻生命财产的损失所能采取的措施。

伯克利加利福尼亚大学于1965年9月初开设了一门短期课程,介绍与地震工程学有关的地震学、地质学和工程学的现状。课程包括地震成因、地震波、断层作用、强烈地面运动及其量测、地震造成的结构破坏、“设计地震”、模型与原型结构的动力试验、土壤问题与土壤性能、线性与非线性结构反应(包括定值的与随机的两方面)、土壤与桩基的相互作用以及海啸等等。讲完这些课程以后,又安排了一系列关于结构抗震设计方面的课程,其中包括土工结构、现浇混凝土结构、预应力与预制混凝土结构以及钢框架结构等。

大家对这一课程表现了如此浓厚的兴趣,看来以讲课的内容为主体编写一本书是合乎要求的。于是经十六位作者共同努力,汇集成这本内容广泛的著作。希望本书提供的知识可以成为初学者和从事这方面工作的人向更高水平攀登的一个基础。

罗伯特 L. 威格尔

目 录

前言	i
第一章 震源附近地区的弹性波	1
1.1 引言	1
1.2 弹性波模型	2
1.3 分层介质	7
1.4 各向异性、粘滞性及不均匀性	12
1.5 延伸震源	15
1.6 地震地面运动和地震震级	19
1.7 摘要	23
第二章 地震的成因	26
2.1 引言	26
2.2 地震的发生	27
2.3 应变场	40
2.4 地震机制的理论	46
2.5 机制参数	52
第三章 地表断层作用及有关影响	58
3.1 引言	58
3.2 词汇	58
3.3 断层作用的地表显示	59
3.4 历史上地表断层作用的地理分布	73
3.5 断层作用与地震	77
3.6 未来的断层作用	81
第四章 强烈地面运动	90
4.1 地震的震级	90
4.2 断层滑动的性质	91
4.3 震中	92
4.4 烈度	93
4.5 地震时的地面运动	93
4.6 理想化的地面运动	95
4.7 发生频度	98
4.8 地震动的频度	98
4.9 地震动烈度的上限	99
4.10 场地的影响	101
4.11 人工产生的地面运动	101
4.12 傅里叶谱	102
4.13 反应谱	104
4.14 谱烈度	110

第五章	设计谱	113
5.1	引言	113
5.2	建筑物性能的实测	120
5.3	地震分析和设计	123
第六章	地面运动的测量	130
6.1	引言	130
6.2	地震学与地震工程	130
6.3	地震地面运动的种类	131
6.4	结构反应的确定	131
6.5	加速度仪的设计原理	134
6.6	简易测量设备	142
6.7	反应谱	143
6.8	地震计	144
6.9	强震仪台站网	146
6.10	加速度仪的今后发展	147
6.11	断层滑动的测量	148
6.12	地壳应变测量	148
6.13	精密大地测量	149
第七章	原型结构动力试验	152
7.1	引言	152
7.2	动力试验	152
7.3	仪器设备	171
7.4	结论	174
第八章	动力试验及数学模型的建立	179
8.1	引言	179
8.2	动力试验	180
8.3	数学模型的建立	186
8.4	旧金山加利福尼亚大学医学中心的一所建筑物的数学模型	189
8.5	结论	195
第九章	美国的地震震害和地震时的结构表现	197
9.1	引言	197
9.2	有关地震术语的定义和讨论	197
9.3	地震危险性	200
9.4	历史地震范例	204
9.5	地表断层作用	254
第十章	土的问题和土的性能	258
10.1	引言	258
10.2	非粘性土的下沉	258
10.3	水平地面下土的液化	260
10.4	倾斜地面下土的液化——流滑	264
10.5	因回填土液化造成的水边岸墙的破坏	266
10.6	薄砂层液化所造成的滑动	267

10.7	粘土中的大滑坡	270
10.8	坚硬地基上的斜坡填土	273
10.9	弱地基上的斜坡填土	273
10.10	运河河岸,水库及土坝	276
10.11	挡土墙和桥台	277
10.12	结论	279
第十一章	海啸	282
11.1	海啸的成因和性质	282
11.2	海啸的破坏	287
11.3	海啸生成的理论和实验室研究	293
11.4	海啸在海洋中的传播	309
11.5	沿岸的海啸波	313
11.6	沿岸的涌高高程和波高的分布	323
11.7	海啸分布函数	329
11.8	海堤的溢水	332
11.9	海啸波的作用力	336
第十二章	结构物的地震反应	346
12.1	引言	346
12.2	单自由度系统	348
12.3	多自由度系统	365
12.4	非线性地震反应	373
第十三章	随机振动理论的应用	381
13.1	引言	381
13.2	随机过程	381
13.3	随机过程对于系统的效应	383
13.4	单自由度系统对随机输入的弹性反应	385
13.5	在地震工程学中的应用	388
第十四章	土壤-桩基的相互作用	397
14.1	引言	397
14.2	分析方法	397
14.3	土壤特性的确定	412
14.4	分析方法的说明	425
14.5	对某些桥梁结构体系的检验结果	425
14.6	检验结果的讨论	427
14.7	结论和建议	438
第十五章	地震时土坡的稳定性	440
15.1	引言	440
15.2	估计地震时斜坡稳定性的实践经验	441
15.3	拟静力分析法中地震系数的选择	442
15.4	地震时斜坡稳定分析的新发展	446
15.5	结论	457
第十六章	高耸结构的地震分析和设计的新趋势	461

16.1	引言	461
16.2	简单结构对地震动的反应	461
16.3	非弹性系统的反应谱	466
16.4	多自由度系统	469
16.5	高层建筑物弹性分析的结果	473
16.6	41 层混合式建筑物的设计	480
16.7	特殊考虑	484
16.8	结语	487
第十七章 抗震结构的设计——钢框架结构		489
17.1	引言	489
17.2	梁-柱节点	490
17.3	梁和主梁的弯曲	500
17.4	柱	502
17.5	重复荷载	506
17.6	分析	507
17.7	隔板	510
17.8	小结	512
第十八章 现浇混凝土结构的抗震设计		514
18.1	引言	514
18.2	基本概念	514
18.3	现浇钢筋混凝土结构在地震时的表现	516
18.4	力——变形特征	517
18.5	设计要求与实施	525
18.6	延性混凝土	531
18.7	附录	537
第十九章 预应力与预制混凝土结构		544
19.1	引言	544
19.2	材料性能	544
19.3	弹性特性	546
19.4	容许应力与荷载系数	546
19.5	能量吸收量和力矩-曲率关系	547
19.6	部分预应力和非预应力配筋	552
19.7	重复荷载	555
19.8	预应力构件的动力性质和阻尼	556
19.9	抗震部件	557
19.10	多层建筑物的抗震设计	559
19.11	预制混凝土	562
第二十章 抗震结构物的设计: 塔和烟囱		565
20.1	引言	565
20.2	结构工程师协会规范在塔和烟囱中的应用	566
20.3	确定基本周期 T	569
20.4	风力与地震	576
20.5	细部	576

第一章 震源附近地区的弹性波

Bruce A. Bolt

1.1 引言

在地震学中,人们对于远离地震有感区的地震波的性质给予了高度的重视。一个理由是,如果震源的大小可以忽略,弹性波理论就比较简单;另一个理由是,不管是什么发震机制,总能够从观测到的弹性波推断出沿着传播途径的地球的许多重要性质;再有一个理由是可以利用的记录震源附近运动的地震图很少。

本章着重讨论震源附近的波动力学,因为它与地震工程有关。但是,也不应当忽视这样的事实,即如所周知距离震源相当远的地方,由于弹性波在地球内传播引起的振动或由于海洋里水波(海啸)的影响,也造成地震灾害。在引起圣安德烈斯断层破裂的1906年4月18日的加利福尼亚地震中,位于这个地区中央山谷距断层迹线最近点大约60公里的洛斯巴诺斯镇(参见图1.7默塞德西南IX-X烈度区)建筑物损坏相当大。第二个例子是在内华达山脉以东150公里之外发生的若干只是中等的地震,使得加利福尼亚州萨克拉门托的结构物遭到了轻微损坏。在这些较远距离处,携带着地震能量的波列的形状,十分接近本章概述的弹性波理论所预计的波形。

在震源附近,地震机制是波动力学的一个重要因素。例如,由于附近断层的进行破裂所引起的地震,与附近爆炸源产生的多少有些差别。由倾向滑动断层作用所引起的地面运动,与由走向滑动断层作用所引起的是不同的。然而,不管震源距离的远近,弹性基岩的力学性质,如不可压缩性、刚性和密度,也和岩石分层的效应以及土壤的物理性质一样,都起着一定的作用。

本章讨论层状可变形介质中地震行波和驻波两者的性质。根据现阶段的连续介质弹性理论,可以用高速计算机确定土和基岩的相当符合实际的模型的反应函数。遗憾的是,对地震工程师们最有意义的这类问题,既研究得不多,也很少在适当刊物上发表。

必须强调指出,本章的讨论只涉及弹性波的性质。来自地震的入射弹性波所引起的表层土和岩石的震动,有时会导致一些严重的非弹性性质包括非均匀沉降和土壤液化。对这些地震工程重要问题的研究,超出了弹性波理论的范围。

一些英文的专业教科书详细叙述了弹性波理论及其在地震学中的一般应用。下面各节仅概述这个理论中对地面振动分析或评论第二章中有关震源机制假设所需要的那些部分。我们将着重强调数学理论所依据的一些假定。读者如果希望更严密地了解数学推导过程,可以查阅以下参考文献:

Brekhovskikh L. M., *Waves in Layered Media* (trans.), New York, Academic Press, 1960.

Bullen K. E., "Seismic Wave Transmission", *Encyclopedia of Physics*, 47, 75—118. Berlin, Springer-Verlag, 1956.

Bullen K. E., An Introduction to the Theory of Seismology, 3rd ed., New York, Cambridge University Press, 1963.

Ewing W. M., W. S. Jardetzky and F. Press. Elastic Waves in Layered Media, New York, McGraw-Hill, 1957.

White J. E., Seismic Waves, New York, McGraw-Hill, 1965.

1.2 弹性波模型

地震学中的基本物理模型是完全弹性介质模型, 其中采用弹性理论的无限小应变近似方法。虽然对于许多地球物理问题而言, 这种表达方式是完全合适的, 并且对于地震工程的一些问题, 作为初步的近似常常也是成功的, 但是我们必须记住, 在震源附近, 应变分量的高次幂可能变得很重要。而且各向异性与非完全弹性以及严重的地质不均匀性, 也会修改由简单理论所估计的地面反应。从数学观点看来, 由于震源附近存在破裂和断层, 在弹性场函数中引进不连续性, 从而使问题更加复杂。在记述完全弹性模型的主要结果的过程中, 将提到为处理这些特殊问题而作的若干修正。

我们采用笛卡儿张量记号, 介质 A 点的笛卡儿坐标为 $x_i (i = 1, 2, 3)$ 。设地震时 A 点的位移为 u_i , 那末, 最初坐标为 $x_i + dx_i$ 的邻近质点 B 的位移为

$$u_i + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} dx_j \quad (1.1)$$

这里的求和约定为, 重复出现的某一下标代表对那一下标求和。

变形的一种度量是

$$\begin{aligned} d(AB)^2 &= \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) dx_j dx_i + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \frac{\partial u_j}{\partial x_k} dx_j dx_k \\ &= 2e_{ij} dx_i dx_j + \text{二阶项} \end{aligned}$$

这里

$$e_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \quad (1.2)$$

对于无限小应变, 二阶项可以略去。由于对称性, (无限小) 应变张量 e_{ij} 仅有六个独立的分量, 它们当中 e_{11}, e_{22}, e_{33} 与平行于笛卡儿坐标轴的伸长相对应, 而 e_{23}, e_{31} 和 e_{12} 则用来度量角变形, 即剪应变。

一个单位立方体介质通过稀疏而使体积增加, 其第一级近似值为 $e_{11} + e_{22} + e_{33} = e_{ii}$ 。在体积趋于零的极限情形下, e_{ii} 量度为膨胀 θ 或负压缩的量。按照这种无限小应变理论, 地面变形仅仅是导数 $\partial u_i / \partial x_j$ 的函数。现在利用方程式(1.2), 我们可以写出

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_j} = e_{ij} - w_{ij}$$

式中

$$w_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \quad (1.3)$$

所以地面变形是应变 e_{ij} 和旋转 w_{ij} 的合成。

在地震中, 预计会有由于 θ, e_{ij} 和 w_{ij} 这三个量而引起的一些效应。根据观察知

道,地震后井水水位有显著变化*(参见 Blanchard 和 Byerly, 1935; Eaton 和 Takasaki, 1959)。水井可以认为是一个膨胀计,它通过水位变化来放大压缩量 $-\theta$ 。三十多年前 H. Benioff(1935)设计了一种线应变计,从而为线应变 $\partial u_i/\partial x_i$ 提供了精确的测量手段。有一种应变计系由大约 50—100 米长的石英管组成(水平地或竖直地排列),管的一端固定在岩石上。管的另一端和岩石内一邻近点之间的距离的变化,可以用灵敏的电磁变换器或电容变换器测量。这种装置能够测量地震后小至 10^{-10} 的应变。

伴随地震出现的地倾斜变形会在湖泊和蓄水池中引起振荡,这种变形可以用诸如长周期摆或充满液体的长管这样的倾斜计进行测量。有人曾试图记录旋转分量 ω_{ij} ,但迄今为止,尚未成功。

一个弹性体的移动和变形,可以设想是由两种类型的作用力引起的:体力和表面曳引力。介质中 A 点的应力来源于围绕该点各个交接小平面上的表面曳引力。当这些交接面的面积变小而趋于零时,该曳引力与面积之比称为在 A 点的应力。这些压力可以概括为一个对称应力张量 p_{ij} 。如果我们选择参考坐标轴使得剪应力分量 p_{23}, p_{31}, p_{12} 均为零,则应力分量 p_{11}, p_{22} 和 p_{33} 就是 A 点的主应力了。

就流体静压力 p 而言,三个主应力各等于 $-p$ 。更一般地设 P 为平均主应力,即

$$P = \frac{1}{3} p_{ii}$$

于是,可以把作用的应力视为平均应力 P 和对它的偏差 P_{ij} 的和。用符号表示为

$$p_{ij} = P\delta_{ij} + P_{ij} \quad (1.4)$$

式中 P_{ij} 是应力偏差张量, δ_{ij} 为 Kronecker 记号(当 $i = j$, $\delta_{ij} = 1$; 当 $i \neq j$, $\delta_{ij} = 0$)。应变偏差 E_{ij} 的相应物理表达式为

$$e_{ij} = \frac{1}{3} \theta \delta_{ij} + E_{ij} \quad (1.5)$$

基于地震学方面的许多目的,取应力与应变的关系服从虎克定律,这是一种线性关系而且不随时间而变。在震源附近,特别是在大地震的震源附近,这两个限制条件都不可能完全满足。但是许多观测结果也确实表明(参见 1.6 节),在大多数情况下,虎克假定对那些在能量直接释放地区之外的岩石来说,还是一个合理的近似。随时间变化的效应,将在 1.4 节讨论。

为了考虑最一般的各向异性情况,我们取

$$p_{lm} = c_{ijklm} e_{ij} \quad (1.6)$$

式中 c_{ijklm} 是一组系数,共 81 个。由于应力和应变张量具有对称性,同时由于某些热力学条件,独立系数减少为 21 个。进一步的减少取决于应变对称性条件。各向同性介质具有完全的弹性对称性。它的弹性性能用 λ 和 μ 两个系数能完全描述。这里 μ 是介质的刚度模数,而 $\lambda = k - \frac{2}{3} \mu$, k 为不可压缩系数,即体积模数。完全弹性各向同性介质的全部应力应变关系是

$$p_{ij} = \left(k - \frac{2}{3} \mu \right) \theta \delta_{ij} + 2\mu e_{ij} \quad (1.7)$$

* 1964 年阿拉斯加大地震后,在世界各地都观察到井水水位的变动不定。

将方程式(1.4)和(1.5)代入方程式(1.7)得到

$$P_{ij} = 2\mu E_{ij} \quad (1.8)$$

于是 μ 为剪应力和由它产生的角度变化之间的比值;而对于理想液体,刚度 μ 为零。我们还注意到,方程式(1.7)的对称元素之和为

$$p_{ii} = 3k\theta = 3k e_{ii} \quad (1.9)$$

当一个弹性圆柱体两端平面承受均匀拉力而侧面不受力时,从横向应变(收缩)和纵向应变(伸长)的比值,可以导出 k 和 μ 之间的一个有用关系,即所谓的波桑比 σ :

$$\sigma = \frac{3k - 2\mu}{2(3k + \mu)}$$

式中

$$-1 < \sigma < \frac{1}{2}$$

对于液体 $\sigma = 0.5$, 对于花岗岩 $\sigma \approx 0.21$, 而对于地壳的沉积柱状物(平均密度约为 2.4 克/厘米³) $\sigma \approx \frac{1}{3}$ 。为了简化数学推导,有时近似地假定波桑比 $\sigma = 0.25$ 。

使完全弹性介质发生变形的力所作的功,是以应变能的形式贮存起来的。当这些力被移去时,比如说在地震时,此种能量将以热的耗散和地震波的传播(动能)这种过程释放出来。在某些假定下,可以证明,因表面曳引力和体力做功而贮存在单位体积里的弹性能为

$$W = \frac{1}{2} p_{ij} e_{ij}$$

或者根据应力-应变关系,对于一般的各向异性情形,可以写作

$$W = \frac{1}{2} c_{ijkl} e_{ij} e_{kl}$$

对于各向同性介质,将方程式(1.7)和(1.5)代入,得

$$W = \frac{1}{2} k\theta^2 + \mu E_{ij} E_{ij} \quad (1.10)$$

表达式(1.10)可用以度量地球每单位体积岩石内贮存的应变能;第二章讨论地震机制时将利用这个表达式。

现在我们来叙述弹性波理论的一些部分,这些部分对于分析地震时的地面振动是必须的。考虑密度为 ρ 的某一连续的完全弹性介质的一个单元,单元体积为 dV , 表面积为 dS 。假定在 t 时刻它的平衡状态受到地震的扰动,使每单位质量的体积力改变 X_i , 应力改变 p_{ij} 。该单元将得到一个加速度近似为 $\frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2}$ 。因此,按照牛顿定律,

$$\int_V \rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} dV = \int_S v_i p_{ij} dS + \int_V \rho X_i dV \quad (1.11)$$

式中 v_i 是体积单元的单位法线。

根据 p_{ij} 和它们的导数均为单值的连续函数的假定,并且因为积分区域是任意的,从高斯的散度定理可得

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \frac{\partial p_{ij}}{\partial x_j} + \rho X_i \quad i, j = 1, 2, 3 \quad (1.12)$$

上面三个偏微分方程(1.12)是弹性波理论的基本方程。对于不均匀但为各向同性的介质,将方程(1.7)代入上式,则得

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(k - \frac{2}{3} \mu \right) \theta \right] + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right] + \rho X_i \quad (1.13)$$

在构造活动地区内,地壳的岩石和土壤的组成常有显著变化。尽管化学组成的差异并不总是相应于弹性性质的显著变化,但是的确有一些地质情况出现,使我们必须考虑 μ 和 k 在空间上的差异对于传播扰动的影响。由于求解方程式(1.13)的困难,我们首先建立均匀介质中波的传播理论,并在 1.4 节再讨论必要的修正。

能够证明,普通的体力,例如重力对短周期地震波不产生重要影响。因而,可以忽略 X_i 项以及 k 和 μ 的梯度,这时方程式(1.13)成为

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \left(k + \frac{1}{3} \mu \right) \frac{\partial \theta}{\partial x_i} + \mu \nabla^2 u_i \quad (1.14)$$

仿照 Helmholtz 在电磁理论中采用的方法,令

$$u_i = \frac{\partial \varphi}{\partial x_i} + (\text{curl} \psi)_i$$

我们可以分析位移矢量 u_i 的时间变化。上式中 φ 为标量位, ψ 为矢量位。于是 $\text{div} \mathbf{u} = \nabla^2 \varphi = \theta$ 。将此式代入运动方程式(1.12)证明,如果

$$\rho \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = \left(k + \frac{4}{3} \mu \right) \nabla^2 \varphi \quad (1.14a)$$

而

$$\rho \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} = \mu \nabla^2 \psi \quad (1.14b)$$

则它们是满足的。

方程(1.14a)是膨胀波的波动方程,其波速为

$$\alpha = \sqrt{\frac{k + \frac{4}{3} \mu}{\rho}} \quad (1.15)$$

而(1.14b)为剪切波方程,其波速为

$$\beta = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}} \quad (1.16)$$

我们知道,在流体中 $\mu = 0$, 因而不存在剪切波。而在气体中, $\alpha = \sqrt{k/\rho}$, 利用普通的压力与密度之间的绝热关系可得 $\alpha = \sqrt{\gamma p/\rho}$, 这里 γ 是气体常数。弹性膨胀波是一种声波。大家知道,在开阔地区,地震经常产生听得见的声音。这种声音有时与雷鸣或炮声相似。

地震学中,把膨胀波称为 P (初)波,而把剪切波称为 S (次)波*。这两种体波将从弹性介质中的震源出发,向外传播到介质中去。如果震源能近似地作为一个点或一个小球,

* 常分别当作“推进”波和“摇动”波。

则在均匀的各向同性介质中的波阵面将是球状的；在离开任意形状的震源很远时，波阵面实际上成为平面，因此对传播方向而言， P 波是纵向运动，而 S 波则是横向运动。

还可以证明，平面 S 波可能是平面偏振的。在地球内也观察到偏振作用。相对于地球表面而言，使介质质点在包含传播方向的垂直平面内运动的 S 波以 SV 表示；而水平偏振波则称为 SH 波。

和声波、电磁波一样，当弹性体波遇到弹性不同的岩石的界面或边界时，将发生反射和折射。但是弹性波还具有一种特殊的复杂性，即发生波型之间的转换：无论是入射的 P 波或 SV 波，一般都能产生反射的 P 波和 SV 波以及折射的 P 波和 SV 波；然而入射的 SH 波仅仅产生反射的和折射的 SH 波。

在各层之间的界面以及围岩和大块侵入体之间的边界上，也会发生波的绕射和散射。因此，地震波的能量将出现在按简单射线理论应为“影区”的地区（参见1.5节）。虽然可以用绕射和散射波来解释地震后地面运动记录的某些复杂现象，然而，这些波通常并不具有足以和直达 P 波和 S 波的影响相比的能量（参见 Stokes, 1849; Hudson 和 Knopoff, 1966）。在这方面， P_n 和 S_n 那样的“首”波却是例外（参见1.3节）。

但是，弹性层之间的交界面上还可以存在其他类型的地震波，这些波对地震工程是极为重要的。因为我们主要关心的是在地面上的效应，所以，现在我们讨论仅仅沿着地球自由表面传播的弹性波（在这里，表面岩石和大气之间的力学耦联是很不重要的）。

考察一个简单的地壳模型，它是由物理常数为 k, μ, ρ 的弹性半空间 $x_3 > 0$ 所组成的。我们考虑地震波与坐标 x_1 无关的二维情形。设弹性波在包含 x_2 轴和 x_3 轴的竖直平面内传播。可以用满足二维形式的波动方程[式(1.14a)和(1.14b)]的标量位 φ 和 ψ 来描述这些波。可以证明，可能存在运动局限在自由表面附近的弹性行波。可以用位函数 φ 和 ψ 来描述这种行波。在 $x_3 = 0$ 时，它应满足所有应力分量等于零的边界条件（即 $p_{32} = p_{33} = 0$ ）。表面波的一个准则是在 $x_3 \rightarrow \infty$ 时它的运动应趋近于零，这可令波的振幅随深度按指数衰减而得到满足。

对于位函数的形式的这些限制，导致方程

$$4 \left(1 - \frac{c^2}{\alpha^2}\right)^{1/2} \left(1 - \frac{c^2}{\beta^2}\right)^{1/2} = \left(2 - \frac{c^2}{\beta^2}\right)^2 \quad (1.17)$$

这是瑞雷于1885年首先得到的。对于方程(1.17)而言，总可找到一个实根 c ($c < \beta < \alpha$)。例如，当介质满足波桑关系 $\sigma = 0.25$ 时（许多岩石的波桑比接近于这个数值），根据方程(1.17)求得瑞雷波的波速为 $c_R \approx 0.53\alpha \approx 0.92\beta$ 。

这个理论的进一步结果是，地表附近质点的运动轨迹是椭圆形的。对于上述简单模型而言，椭圆的竖直轴约为水平轴的1.5倍，而且质点作倒转运动，即沿 x_1 轴向 x_1 增加的方向观察时，质点是在竖直平面内按反时针方向运动。

上面概述的 P 波、 S 波和瑞雷波的理论，为后面的详细讨论提供了一个梗概。实验室试验和地震地面运动观测，很好地证实了这三种地震运动的主要作用。图1.1是一分复制的地震记录，选用它来说明这些波的特征和它们的主导地位。因为这个地震记录图是用竖直分量地震仪记录的，因此，只记下了地震波的竖直分量（ P ， SV 波和瑞雷波）。值得注意的是，这三个震相到达的次序和理论结果相符（ $c_R < \beta < \alpha$ ），同时在这三种波到达之间是较为静止的。这种静止的时间间隔随着距震源的距离的减小而缩短，一直到震源

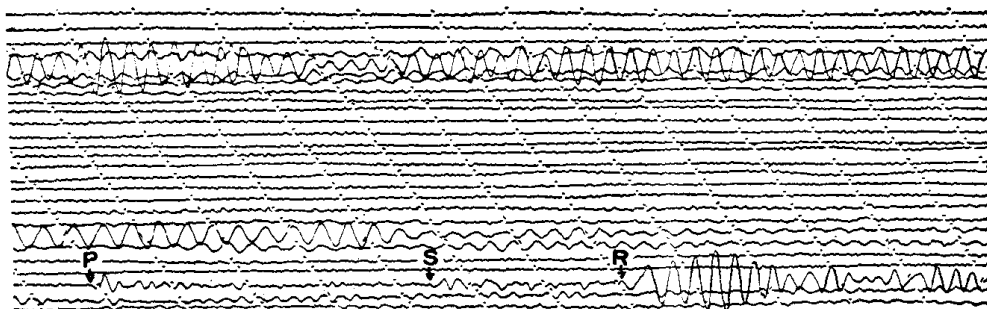


图 1.1 在加利福尼亚州奥罗维尔用长周期地震仪在某天一段时间内所记到的弹性波垂直分量地震图。从下向上倒数第三条迹线是阿拉斯加的一个五级地震的记录。迹线的间断时间为一分钟。所记到的 P , S 和瑞雷波的最大振幅分别对应于地面位移 1.3 , 0.8 和 4.4μ ($1\mu = 10^{-6}$ 厘米)

区,地面将在整个地震期间不停地振动,因而难以区分 P , S 和瑞雷波列(参见图 1.8)。值得注意的是,在图 1.1 中,瑞雷波在这个距离(~ 3000 公里)有最大的振幅,在 1.4 节讨论地震波的衰减时,我们将研究它的振幅问题。

1.3 分层介质

在前面一节里,我们已经阐明了在一个完全弹性、均匀、各向同性并具有自由平面边界的固体中可能出现的波型。这是地球表面区域最简单的模型。理论表明,地震可能产生膨胀波(P 波)、剪切波(S 波)和瑞雷波。前两种波将在固体内传播;在遇到自由表面或任一交界面时,一种波型的反射一般产生两种波型。在与竖直轴和传播方向所确定的平面相垂直的方向上,不存在瑞雷波的质点运动;它们仅能沿着表面传播,其振幅按指数规律随深度而衰减。

由于地层是由多种不同弹性的层状介质组成的,这使得体波和面波复杂化,从而使地面运动也复杂起来。就 P 波和 S 波而言,记录上可能出现若干不同的波束,每一个波束均对应于穿过特定岩层的某一条对之有利的射线路线。例如,设想在基底介质上面有个单一的表面覆盖层*。在震源和地面的接收器之间,将有一组 P 波和 S 波以适当速度,例如说 α_1 和 β_1 , 穿过覆盖层。而第二组 P 波和 S 波则以临界角折射进入基底介质,并正好在交界面下以速度 α_2 和 β_2 ($\alpha_1 < \alpha_2$, $\beta_1 < \beta_2$) 传播,在一般情形下,接收器也能收到与这组 P 波和 S 波相对应的大量能量。当超过一定距离时,这些临界折射波**可能首先到达接收器。沿着地壳和地幔的边界

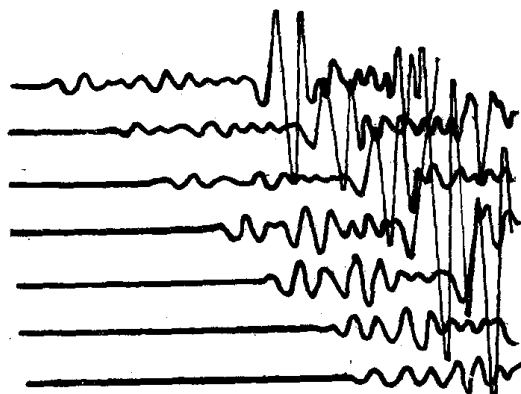


图 1.2 表示波列随离开震源距离而变化的模型试验结果。模型基底介质上有一个不同的水平覆盖层。最先记录到的波是直达 P 波,(穿过黄铜层)以后到达的大振幅波是首波,此波传播途径的一部份沿着黄铜和铝的交界面

* 今后我们称此模型为 LOHS (单层覆盖于半空间)。

** 通常称为“首”波。借助于绕射,波的能量从交界面辐射到覆盖层中。

【莫霍洛维奇契(Mohorovičić)不连续界面]传播的这类波称为 P_n 体波和 S_n 体波。

图 1.2 为通过地震模型试验来说明直达 P 波和绕射 P 波的到达情况。振源和接收器都放在一个黄铜长片的自由边缘上,黄铜长片是与一个矩形铝板的一个边缘结合在一起的。图中从上往下的每条迹线对应于转换器之间距离 D 的增加。可以看出,随着 D 的增加,直达 P 波和绕射 P 波到达的时间间隔逐渐变短(在首先到达的 P 波后面的某些运动,是来自交界面的反射波)。

很早以前就观察到,在 P 体波和 S 体波之后出现的表面波具有与传播方向垂直的强烈的水平地表运动。既然瑞雷波并不具有这样的 SH 分量,简单的均匀半空间模型就不适用于水平偏振的横向剪切运动。原来对许多状态中的一种状态,采用更复杂一些的数学模型,就能出现具有 SH 运动的表面波。从地质观点看来,这些状态中最重要的就是构造分层、岩石的不均匀性和岩石的各向异性。

现在我们转向介质分层对表面波影响的定量分析,而把其他性质的讨论放在 1.4 节里去。

考察一个厚度为 H 的均匀覆盖层密切结合在具有不同弹性的半空间 $x_3 > 0$ 上的 LOHS 模型。设 SH 波穿越此构造而传播。这些波沿着覆盖层的传递,决定于 S 波方程[如方程(1.14b)]以及在自由表面 $x_3 = -H$ 和交接面 $x_3 = 0$ 处的边界条件。覆盖层和半空间的参数 μ, ρ, β 分别用下标 1, 2 表示。

可以证明,如果

$$\tan \left[\kappa H \left(\frac{c^2}{\beta_1^2} - 1 \right)^{1/2} \right] = \frac{\mu_2}{\mu_1} \frac{\left(1 - \frac{c^2}{\beta_2^2} \right)^{1/2}}{\left(\frac{c^2}{\beta_1^2} - 1 \right)^{1/2}} \quad (1.18)$$

则存在满足这些条件的面波。在 A. E. H. 勒夫所导出的这个方程中, c 为相速度, $\kappa = 2\pi/\lambda$, 这里 λ 为波长。当超过一层或者在其他情形下(参见 1.4 节),一般也存在勒夫型波。在这些情形下,对应于方程(1.18)的方程就更复杂。

在必须考虑很多平面平行层时,通常采用转换层矩阵形式表示勒夫波(以及瑞雷波)。在这种情形中,竖直方向不均匀的介质可以用一系列的均匀层来近似,其数值解可以用高速计算机算出(参见 Haskell, 1953; Dorman 和 Prentiss, 1960)。有意义的是,这种适当的矩阵方法在哈斯克尔如此成功地引用于地震学之前,早已应用于结构力学理论和类似的工程领域中了(参见 Pestel 和 Leckie, 1963)。

方程(1.18)可以用来说明表面波一般所具有的某些性质,这些性质对于了解观测到的地面运动是重要的。首先,我们注意到,在方程(1.18)中, c 是波数 κ 的函数。换句话说,谐波分量的波速取决于它的波长;长波波速接近于下部介质中的 S 波波速 β_2 , 而对于短波, $c \rightarrow \beta_1$ 。这种性质是散波列的特征;自震源射出的瞬时脉冲,当它向外传播时将弥散成一个波列。由于地壳中分层现象是普遍的,因此勒夫波和瑞雷波两者一般都具有明显的弥散性。这种弥散性质使面波的持续时间明显地较体波为长。弥散的瑞雷波列的一个明显例子,可以从图 1.1 中字母 R 后的波形见到。在此情况下,地震面波所产生的地面运动持续八分钟以上。

第二,由于方程式(1.18)中的正切函数是多值函数,对于给定的波长,将有许多 c

根。 $\kappa H \left[\left(\frac{c^2}{\beta_1^2} \right) - 1 \right]^{1/2} < \frac{\pi}{2}$ 时的 c 值对应于波的基本传播型； $\frac{\pi}{2} < \kappa H \left[\left(\frac{c^2}{\beta_1^2} \right) - 1 \right]^{1/2} < \frac{3}{2}\pi$

时的下一个 c 值对应于第一高次勒夫波型，等等。行波的这一族波型可以设想为分层系统主振型(驻波)的谐波对应物。

用驻波来分析这种运动曾有过一些断断续续的研究，最近由于高速计算机的有效利用，人们对这方面的兴趣又提高了(参见 Sezawa 和 Kanai, 1937; Haskell, 1960, 1962; Phinney, 1964; Gupta, 1966)。Kanai 和 Yoshizawa (1963) 曾用这样的方法来处理建筑结构的振动问题。

一个给定类型(例如 SH 运动)的驻波(即主振型)来源于该类型的行波系统(入射、反射和折射波)的干涉作用，地面位移向量的振幅一般是频率的函数。

理论结果可以用 P 波从下面垂直入射到覆盖在基底介质上的单一表面层，即对于勒夫波所定义的 LOHS 模型上的简单情形来说明。设入射波为 $A \exp [i\kappa(-x_3 - ct)]$ 。可以证明自由表面的竖向位移为

$$S_z = \frac{2A}{\cos \kappa H + i \frac{\rho_1 \alpha_1}{\rho_2 \alpha_2} \sin \kappa H} e^{-i\kappa ct} \quad (1.19)$$

式中波长 $\lambda = \frac{2\pi}{\kappa}$ 。如果两倍覆盖层厚度是入射波波长的整数倍 ($m\lambda = 2H$, $m = 1, 2, \dots$)，则表面层对穿过其中的入射波并无影响；这时分层介质起着滤波器的作用(参见图 1.4)。

当 $H = 0$ 时，方程式(1.19)简化为众所周知的结果 $S_z = 2A e^{-i\kappa ct}$ ，即对于半空间，自由面的竖向振幅应为垂直入射 P 波振幅的两倍。

让我们来计算自由表面上两点之间的相对放大，其中一点在半空间上，另一点在 LOHS 模型上，则相对放大系数为

$$\left| \left\{ \cos \kappa H + i \frac{\rho_1 \alpha_1}{\rho_2 \alpha_2} \sin \kappa H \right\}^{-1} \right| = \left\{ \left(\frac{\rho_1 \alpha_1}{\rho_2 \alpha_2} \right)^2 + \left[1 - \left(\frac{\rho_1 \alpha_1}{\rho_2 \alpha_2} \right)^2 \right] \cos^2 \kappa H \right\}^{-1/2}$$

因此，最大放大系数为 $\frac{\rho_2 \alpha_2}{\rho_1 \alpha_1}$ ($\rho_1 < \rho_2$)，而最小放大系数为 1。当 $2\kappa H = (2m + 1)\pi$, $m = 0, 1, 2, \dots$ 时出现最大的放大。如用周期 T 来表示，最大值的条件为 $T = 4H / (2m + 1)\alpha_1$ ；因而放大系数随波动周期而变化的曲线图将出现一系列的峰和谷。对于从单一的表面层下面垂直入射的剪切波，亦有类似结果。

现举一个数字例子：考虑一个厚度为 100 米的冲积土覆盖层， P 波速度为 570 米/秒，密度为 1.70 克/厘米³。设基岩为页岩， $\alpha_2 = 2200$ 米/秒， $\rho_2 = 2.2$ 克/厘米³。则由上述结果可知，与页岩露头处的振幅相比， P 波在冲积层表面的最大放大系数约为 5。具有最长周期($m = 0$)的最大放大峰值出现在 $T = 0.7$ 秒。

现在还不十分清楚这种弹性波分析方法的适用范围。在大地震震源附近以及在特殊土质条件下，理论的假定，如 1.4 节中指出的就多少有些站不住脚了(例如，失败)。在震源区附近，关于这些波型的相对能量，还没有很多的实验根据。对某些工程反应问题而言，高次型可能是很重要的。

对于行波而言，由于弥散的地震波的各个谐波分量之间的干涉作用，某一特定地点的