

美国勘探地球物理学家协会进修丛书

双相介质中波的传播

Amos Nur 等著

石油工业出版社

美国勘探地球物理学家协会进修丛书

双相介质中波的传播

Amos Nur 等著

许 云 译

石油工业出版社

内 容 提 要

本书所收录的六篇论文从不同角度,分别阐述了流体饱和度、裂隙密度、孔隙率、孔隙流体压力与围压、裂隙与孔隙空间的几何形态、压致溶解作用、孔隙空间含有气相与液相混合物条件下对地震波衰减的影响等,译文中还定量地讨论了双相介质中的弹性理论和波动传播理论。为帮助读者更好地熟悉文中引用的结论,书末附录了译者注释五则。

这套丛书共分十册,可做为一般地球物理勘探及地质人员的培训教材,也可供有关院校师生参考。

美国勘探地球物理学家协会进修丛书

双相介质中波的传播

Amos Nur 等著

许 云 译

*

石油工业出版社出版

(北京安定门外外馆东后街甲36号)

通县印刷厂排版印刷

新华书店北京发行所发行

*

787×1092毫米 16开本 14印张 339千字 印1—2000

1986年5月北京第1版 1986年5月北京第1次印刷

书号: 15037·2542 定价: 2.65元

出 版 说 明

美国勘探地球物理学家协会 (S.E.G.) 编写了一套培训地球物理勘探人员的教材, 我们选择了其中十册翻译出版, 供我国物探技术人员和地质人员自学进修时参考。这套书统称为《美国勘探地球物理学家协会进修丛书》, 其内容有:

- 《实用地震数据采集技术》
- 《地球物理资料数字处理》
- 《实用地震资料处理》
- 《波动方程偏移引论》
- 《褶积模型》
- 《合成声测井和地层圈闭》
- 《双相介质中波的传播》
- 《重力勘探应用》
- 《井中重力测量的解释与应用》
- 《地球物理勘探遥感原理》

今后还要从这套培训教材的新书中挑选出版。

译者前言

含油气的地层实际是具有固体状态与流体状态的双相介质,从提取地层岩性信息的角度看,建立在均匀各向同性纯固体基础上的岩石弹性理论和波动传播理论是难以描述许多复杂的物理现象的,建立和发展更符合地质实际的双相介质波动理论和弹性理论已是当今地震信息解释所面临的迫切课题。

向更高层次的宏观理论和更低层次的微观理论发展,是当代科学的发展趋势。生物科学与非生物科学的宏观级次就是大脑功能、人工智能理论与天体演化、宇宙起源理论,微观级次则是分子生物学与基本粒子理论。在地震勘探这门技术科学中,这种向两个方向发展的趋势也不例外。着眼于区域性分析的地震地层学与阐述地震信息、岩石结构之间相互关系的双相介质理论和岩石物理学,分别就是地震科学发展的宏观级次与微观级次之一。这种发展促使岩石弹性理论和波动传播理论横跨更多学科领域,促进了地震勘探技术领域中的边缘学科的形成。

由固相与气相或固相与液相所组成的岩石多相系统有其自身的特殊规律,它们已不再是理想的纯固体,描述其性态势必涉及岩石系统与其高温高压环境之间的相互关系、流体与固体之间的相互力学作用和物理化学作用。为更深刻地认识地震观测记录所能反映的地层岩石信息、更细致地分析岩石力学性质与地震信息之间的关系,我们不得不在已经熟悉的弹性力学和波动传播理论之外,还要去熟悉一些有关流体力学、热弹性理论、热力学和物理化学的基本概念和理论。这虽是繁重的任务,但却是地震勘探技术科学进一步发展的客观需要。

选入这套进修教材的原书只收录了《多孔隙岩石中的波动传播》一文,为有助于读者更深刻地、更全面地理解和认识波在双相介质中传播的理论与方法,另外收录了《高温高压下流体充填多孔隙岩石中之物理化学过程》等五篇论文将它们一并译出。

“多孔隙岩石中的波动传播”一文,是有关双相介质中的波动衰减与弹性性质等方面的一篇总结性论述,较详细地阐述了流体饱和度、裂隙密度、孔隙率、孔隙流体压力与围压、裂隙与孔隙空间之几何形态等等因素的影响。这些影响因素所产生的结果对于地震信息的解释分析有着重要实际意义:众所周知,地震波传播速度同其中一些因素密切有关;几公里深度之处,围压的增大使岩石微裂隙闭合。不仅将使弹性模量增大因而速度增高,而且也可能使岩石Q值增大因而地震衰减减小;在成层薄层沉积岩石内,扁平裂隙的定向排列,不仅会形成速度的各向异性,而且也会形成地震衰减的各向异性,因此,反射振幅亮点不但可能是由波阻抗之差异所引起,而且也可能是由岩石Q值之差异所引起。

压致溶解是一种可以破坏砂岩孔隙率的重要成岩过程,使砂岩胶结的次生硅氧可能全部是由沿岩石颗粒边缘接触面发生的压致溶解作用所形成。地壳中,当存在流体而应力又不足以形成断裂的多孔隙岩石区域时,这种在高应力区溶解、在低应力区沉积的压致溶解过程可以是主要的形变机制。理解压致溶解理论的困难之处在于:它所涉及的是包含有化学变化的非流体静应力场,这时,在静应力情形下建立的热力学理论以及没有化学变化情形下的复杂应力场之力学理论,已经全部不能应用,必须另辟途径。有关这方面的问题,在本书收录的

“高温高压下流体充填多孔隙岩石中之物理化学过程”一文中，利用实验事实作了有根据的论证和阐述。

地震波能量的吸收与耗散一直是持续不断研究的对象，“地震波在岩石中的衰减及其在能源勘探中的应用”一文提出和分析了几种不同的地震衰减机制，其中，地震衰减的热张弛机制对岩石孔隙流体的状态与性质甚为敏感，岩石孔隙空间所含的是气相与液相的混合物时，孔隙压力与含气饱和度将对地震衰减有显著影响，所讨论的这些现象对能源勘探而言，都是有现实意义的。

“裂隙对岩石压缩系数的影响”、“流体饱和多孔隙固体的弹性波传播理论”及“流体饱和多孔隙固体内弹性波传播的某些问题”等三篇论文定量地讨论了双相介质中的弹性理论和波动传播理论，它们是被经常引用的文献，其中，Boit的论文是奠定双相介质波动传播理论基础的经典性文献。

书中收录的某些论述主要是文字性叙述，缺乏系统的定量分析。为有助于读者阅读，熟悉文中所引用结论的理论背景，针对各文中的若干问题，在书末附录了译者注释五则，以供查阅参考。

译 者

1984年2月

目 录

译者前言

多孔隙岩石中的波动传播.....	Amos Nur (1)
高温高压下流体充填多孔隙岩石中之物理化学过程.....	Amos Nur (45)
地震波在岩石中的衰减及其在能源勘探中的应用.....	Einar Kjartansson (63)
裂隙对岩石压缩系数的影响.....	J. B. Walsh (135)
流体饱和多孔隙固体的弹性波传播理论——I. 低频域	M. A. Biot (144)
流体饱和多孔隙固体内弹性波传播的某些问题.....	J. Geertsma 与 D. C. Smith (161)

译者注释

注释 I 圆孔平面应力分布问题.....	(175)
注释 II 空心圆柱体的应力分布.....	(184)
注释 III 厚壁球形空壳之应力分布.....	(188)
注释 IV 化学势与溶解动力学.....	(191)
注释 V 热弹性理论与热力学参量.....	(205)

多孔隙岩石中的波动传播

Amos Nur

一、引言

人类利用的大多数主要矿物与能源资源都必须赋存于地壳的孔隙空间内。孔隙空间决定了地下水、油、气、热蒸汽和许多热液矿床的天然储量，而且孔隙空间容许流体具有流动性，这对于形成具有经济开发价值的矿物与燃料之富集，是很重要的。孔隙空间还提供了从地壳内抽取流体时所必需的渗透性。为了现场就地实现煤层气化、油页岩转化以及焦油沥青砂岩的蒸汽加热汽化，必需形成孔隙容积作为流体通道，当前正在这方面进行着巨大努力。

孔隙容积的形状与分布极为多变。虽然岩石孔隙多呈圆形，但是岩石中大多数孔隙空间表面面积往往与狭窄断裂、节理及微裂隙有关。岩块的许多物理性质是受孔隙空间的结构所控制的：流体存储体积受孔隙率控制，而渗透率、地震波速度及地震波衰减则更多是受孔隙空间的表面积系数控制。诸如多裂隙岩石之类具有大量表面的各种岩石，其表面积系数对孔隙压力很敏感。当压力很高时，许多窄裂隙就张开，而当压力减小时，它们就趋于闭合。与此相反，在浅层地壳条件下，圆形孔隙就不会在体积上变化很多。

地球物理与地质勘探、资源评价以及地壳研究，都注意到需要测定自然状态下的孔隙率、断裂状态和孔隙压力。根据这些因素，有可能作出资源总数量的估计和生产率估计、以及有可能对是否能够易于开采作出估计。在勘探与资源评价方面，岩石物理学的作用就是提供岩石矿物学状态、断裂、孔隙率、流体含量与岩石物理特性(诸如波速、衰减、扩散性、电阻率)之间的联系关系。

因此，按照岩石性质成分及其矿物流体组分的特点对地球物理野外观测资料进行解释，在地球物理学中能起一种重要作用。从浅部地壳内之油和地下水的勘探到深部地壳的研究，在地球物理学每一个领域内都需要进行这类解释。利用一套地球物理野外资料来预测岩石结构成分，现尚不可能；然而，已知岩石的成分和结构时，有可能预测岩石的某些力学性质。岩石的有关统计参量如果均已知并加以利用，进行这些预测是有可能的。

对处于地壳条件下的岩石，地震波是一种极为重要的地球物理研究工具(图1)，本文概括总结了关于这些因素对地震波本性影响方面的理论研究与实验室研究。

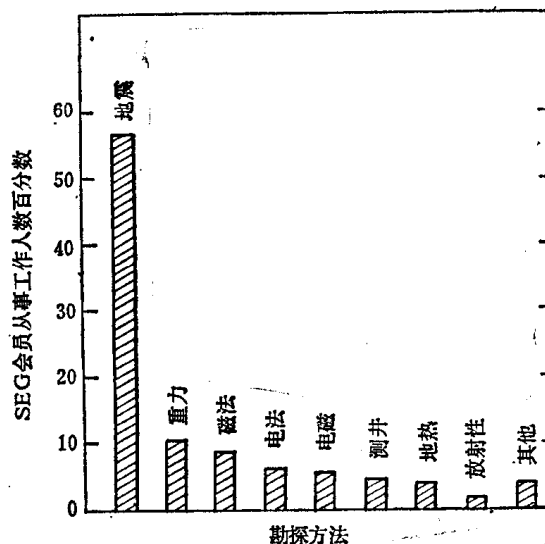


图1 从SEG会员人数所反映的地震勘探方法之重要作用

二、连续介质力学基础

1. 应力、应变与弹性

在着手讨论诸如岩石这类复杂介质内的波动传播问题之前，我们要回顾一下某些力学概念，这些概念能为固体内弹性波传播的一般性描述提供基础。随之，我们将对岩石情形、即含有流体的多孔隙固体进行专门研究。然后，在本节的第三部分，我们将考虑波传播的非弹性影响，这种影响与波的衰减有关。

我们先从考虑应力开始。如图 2 所示，应力定义为单位面积上所施加的力。我们可以认为有两类应力，一种是与法向施加于面 S 上的力 F_n 有关的正应力 σ_n

$$\sigma_n = F_n / S$$

另一种是与切向力 F_t 有关的切应力 σ_t

$$\sigma_t = F_t / S$$

因为在直角坐标系中存在三个正交平面，其中每一个都可使一个正应力和两个相互垂直的切应力从属于该平面，所以总共存在 9 个应力分量。可以证明，这些应力分量中，有 6 个是彼此独立的。

应变描述连续介质的形变。应变的一种类型是纵应变 ϵ_{11} (图 3)，它的定义是相距为 ∂x_1 的两点之间所量度的相对伸长 ∂u_1 ，因此

$$\epsilon_{11} = \frac{\partial u_1}{\partial x_1}$$

另一种类型是量度畸变的切应变 ϵ_{12} ，它定义为相距 ∂x_2 的两点之间的相对位移 ∂u_1 ，所以

$$\epsilon_{12} = \frac{\partial u_1}{\partial x_2}$$

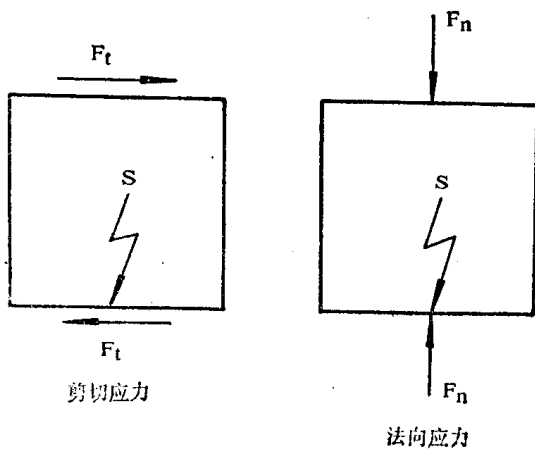


图 2 应力

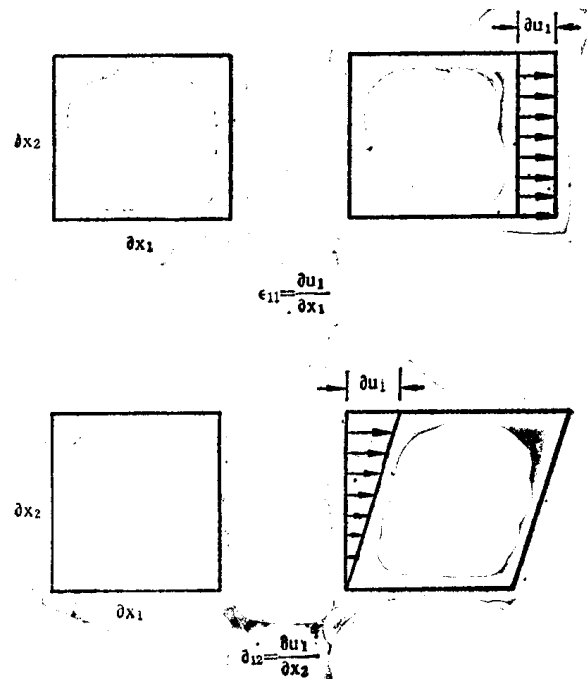


图 3 应变

我们可以类似地定义其他两个纵应变 ϵ_{22} 、 ϵ_{33} 和切应变 ϵ_{23} 、 ϵ_{31} 。可以证明，其余的切应变 ϵ_{13} 、 ϵ_{21} 和 ϵ_{32} ，可由关系式 $\epsilon_{ij} = \epsilon_{ji}$ 给出，因而只存在6个独立的应变。

到目前为止，我们已经说明过的只不过是经受力的作用并正处于应变状态中的介质的性质。最简单的介质类型是完全弹性固体，在该类固体中，应力与应变彼此呈正比关系，其比例常数即是弹性模量。例如，对于微小应变情形，纵应变之和 $\epsilon_{11} + \epsilon_{22} + \epsilon_{33}$ 就是每单位体积的体积变化、即体积应变。这种体积应变经由体积弹性模量 K 而与平均正应力、即压力 $\frac{1}{3}(\sigma_{11} + \sigma_{22} + \sigma_{33})$ 线性有关

$$\frac{1}{3}(\sigma_{11} + \sigma_{22} + \sigma_{33}) = K(\epsilon_{11} + \epsilon_{22} + \epsilon_{33})$$

在单向应力试验情形下， x 方向的应变 ϵ_{11} 是经由杨氏弹性模量 E 而与所施加正应力 σ_{11} 有关

$$\sigma_{11} = E\epsilon_{11}$$

也是同单向应力试验有关的泊松比 ν ，则是横向应变 ϵ_{22} 与纵向应变 ϵ_{11} 之间的负比值(图4)

$$\nu = -\epsilon_{22}/\epsilon_{11}$$

或者

$$\nu/E = -\epsilon_{22}/\sigma_{11}$$

因而

$$\epsilon_{22} = -\frac{\nu}{E}\sigma_{11}, \quad \epsilon_{11} = \frac{1}{E}\sigma_{11}$$

剪切模量 G 是将切应变同切应力联系起来的比例常数，例如(图5)

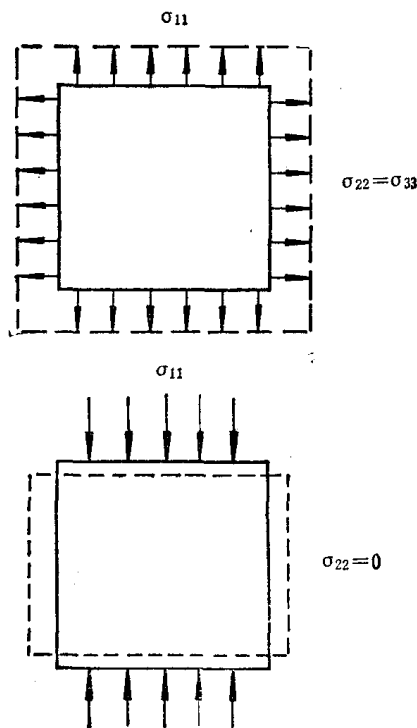


图4 纵应变

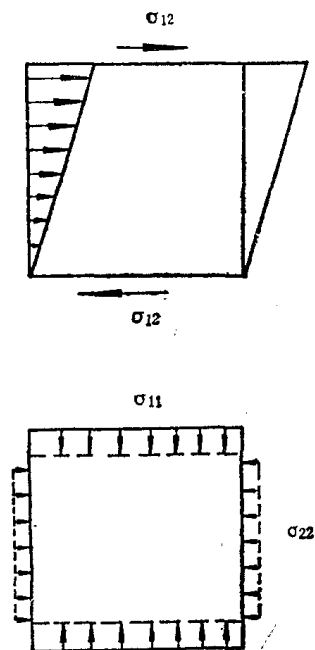


图5 切应变

$$\sigma_{12} = G\epsilon_{12} \text{ 或 } \epsilon_{12} = \frac{1}{G}\sigma_{12}$$

在使 ϵ_{22} 保持等于零的单向应变试验情形下, 将应变 ϵ_{11} 同所施加的应力 σ_{11} 联系起来的, 则是单轴应变模量 M

$$\sigma_{11} = M\epsilon_{11}, \quad \epsilon_{22} = 0$$

虽然存在有许多弹性模量, 但可证明, 在各向同性弹性固体中, 只有两个弹性模量是独立的。正如我们在下一节中将会看到的, 最好是把体积弹性模量 K 和剪切模量 G 考虑为基本的常数, 而使所有其他常数均与这两个基本常数有关, 即

$$E = \frac{9KG}{3K + G}$$

$$\nu = \frac{3K - 2G}{2(3K + G)}$$

$$M = K + \frac{4}{3}G$$

2. 波动方程与波

现在我们来导出描述弹性固体内扰动传播的方程。为简化起见, 我们只考虑一维情形。如图6所示, 设有一截面积为 S 、质量为 m 的长度单元 dx , 在一端经受的面力为 F , 而在另一端则为 $F + dF$ 。面力净差必须为作用在该质量上的惯性力所平衡

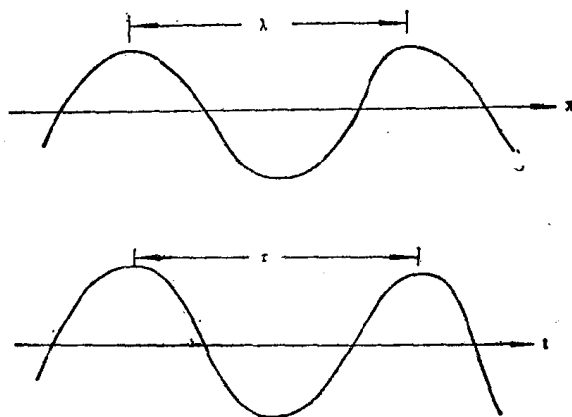


图6 波动方程的导出

λ —波长; τ —周期

$$(F + dF) - F = m \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \quad (1)$$

其中, u 为位移, 而 $\frac{\partial^2 u}{\partial t^2}$ 则为加速度。

用 S 和 dx 除整个方程, 然后利用应力定义 $\sigma = F/S$, 可得

$$\frac{\partial \sigma}{\partial x} = \frac{m}{S \cdot dx} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \quad (2)$$

式中, $m/S \cdot dx$ 为密度 ρ

$$\rho = \frac{m}{S \cdot dx}$$

利用应力对应变的关系 $\sigma = L\epsilon$, 其中, L 为某一种弹性模量, 并利用应变的定义 $\epsilon = \frac{\partial u}{\partial x}$, 将它们代入式(2)左端

$$\frac{\partial \sigma}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} (L\epsilon) = \frac{\partial}{\partial x} \left(L \frac{\partial u}{\partial x} \right) = L \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \quad (3)$$

从而得出

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = \frac{\rho}{L} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \quad (4)$$

或者

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2}; \quad c = \sqrt{\frac{L}{\rho}} \quad (5)$$

现在设振动位移为

$$u = U_0 \cos 2\pi \left(\frac{x}{\lambda} - \frac{t}{\tau} \right) \quad (6)$$

式中, U_0 是一恒定振幅, λ 是波长而 τ 则是周期(图6)。将 u 分别对 x 与 t 进行微分, 然后代入式(5), 可发现, 作为介质弹性与密度之函数的常数 C , 是与波长和周期有关的

$$c = \frac{\lambda}{\tau} = \frac{\text{波长}}{\text{波周期}} = \text{相速度} \quad (7)$$

令 $k = 2\pi/\lambda$ 及 $\omega = 2\pi/\tau$, 亦可写为

$$c = \frac{\omega}{k} = \frac{\text{频率}}{\text{波数}} \quad (8)$$

对于纵波, 质点运动 u_1 的方向是沿波传播的方向 x_1 , 其相应弹性模量为 $L = K + \frac{4}{3}G$, 于是

$$\frac{\partial^2 u_1}{\partial x_1^2} = \frac{1}{c_p^2} \frac{\partial^2 u_1}{\partial t^2} \quad c_p = \sqrt{\frac{K + \frac{4}{3}G}{\rho}} \quad (9)$$

对于横波, 质点运动 u_2 的方向是垂直于波传播的方向 x_1 , 其相应弹性模量为 $L = G$, 于是

$$\frac{\partial^2 u_2}{\partial x_1^2} = \frac{1}{c_s^2} \frac{\partial^2 u_2}{\partial t^2} \quad c_s = \sqrt{\frac{G}{\rho}} \quad (10)$$

显然可知

$$c_p > c_s$$

3. 非均匀性、波长与孔隙空间

迄今, 我们业已讨论过的仅是完全均匀理想弹性固体; 例如, 从式(3)可看出, 我们已假设 $\frac{\partial L}{\partial x} = 0$ 。各种岩石虽然不会是均匀的, 这就使得上面导出的各种结果对于岩石情形的有效性产生了问题。关于这点, 我们可以根据岩石非均匀性 d 相对于波长 λ 的比例尺度来考虑一下(图7)。当 $\lambda \ll d$ 时, 我们利用射线理论及有关的方法。当 $\lambda \approx d$ 时, 我们必须应用散射理论, 在本文内我们将不考虑这类情形。当 $\lambda \gg d$ 时, 波长比非均匀性的典型尺度大出很多; 地震波在具有微小孔隙与裂隙的岩石内传播就属于这种典型情形。在这种情形下, 我们得采用

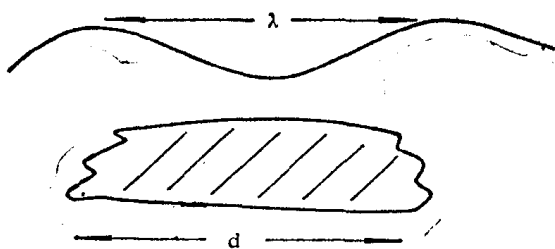


图7 岩石非均匀性的各种情形

品施加一个力，然后测定其两端的相对位移，就可以确定岩石系统的有效弹性模量。遍及该样品的应力与应变虽然在空间上可能相当多变，但是我们认为，平均应力(所施力除以施加该力所遍及的面积)对平均应变(相对位移除以样品长度)的比值实际就是该相应物质的弹性模量。

“有效弹性模量”方法来讨论。我们假设岩石连同其孔隙、裂隙及流体等对于地震波的响应，可以用体积充分大、大到可给出良好平均、而与波长相比却又体积充分小的岩石的响应来适当代表。地球物理勘探中所采用的典型波长如图8所示。

就试验测定方法而言，对标本样

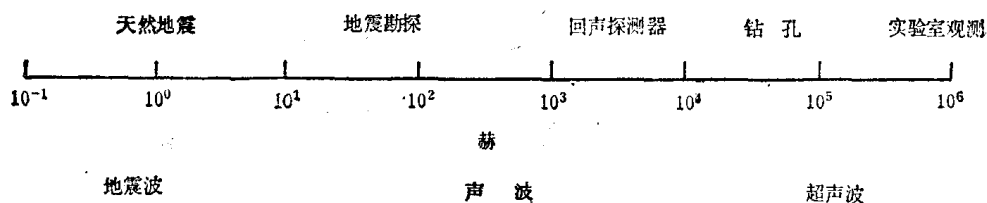


图8 典型波长

从理论上说，我们假设了孔隙形状，就可计算出由于一个已知的边界力而形成的总形变。还是令所施应力同整个系统形成的应变之间的比值等于有效弹性模量，根据该模量我们可得出速度，正像我们在理想弹性固体情形下所作的一样。

把试验测定的有效模量同理论有效模量相比较，我们就能够系统地探索岩石中控制影响地震波速度的各种因素了。这种讨论在下一节中进行。不过，在我们作这种讨论之前，必须简要说明一下孔隙与孔隙率。

岩石的孔隙容积 V_{pore} 与总容积 V_{total} 之比，定义为孔隙率 ϕ

$$\phi = V_{pore} / V_{total}$$

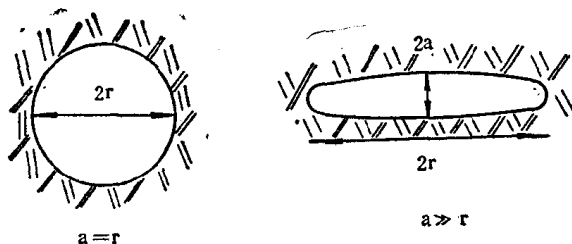


图9 纵横比

多年来都曾期望能求出岩石中孔隙率与速度之间的一个简单关系，现在我们知道了，并不存在这种关系。原因就是岩石的有效弹性模量是同孔隙率随应力而变化的变化率有关，同孔隙率本身无关。随应力而变的孔隙率变化率有赖于孔隙形状；在同样的应力条件下，圆形孔隙的形变比狭长孔隙的形变要小得多。一个简单的形状参量就是孔隙纵横比 α ，即一个孔隙的最短几何尺度与最长几何尺度之间的比值。在圆形孔隙情形下， $\alpha = 1$ 。在硬币状椭圆形孔隙情形下， $\alpha \ll 1$ 。如图9所示，纵横比同孔隙表面积 S 对孔隙容积 V 的比值有关

短几何尺度与最长几何尺度之间的比值。在圆形孔隙情形下， $\alpha = 1$ 。在硬币状椭圆形孔隙情形下， $\alpha \ll 1$ 。如图9所示，纵横比同孔隙表面积 S 对孔隙容积 V 的比值有关

$$\text{球形孔隙: } \frac{S}{V} = \frac{4\pi r^2}{\frac{4}{3}\pi r^3} = \frac{3}{r}, \quad \alpha = 1$$

$$\text{椭圆形孔隙: } \frac{S}{V} = \frac{2\pi r^2}{2\pi r^2 a} = \frac{1}{a}, \quad \alpha = \frac{a}{r}$$

低 α 值与每单位孔隙容积具有较大表面面积有关。我们将要利用孔隙形状的这种简单量度来建立有效弹性模量的理论模型和定性解释各种试验结果。

三、多孔隙岩石内的地震波速度

1. 饱和与压力的影响

多孔隙岩石内出现某一种液相，是大地介质中很普通的现象。液相构成了环境因素之一，在研究自然状态下的地震波速度时，它是必须加以考虑的因素。在这些环境因素当中，已知压力、温度及组成成分是影响横波和纵波二者的速度的，即使在像致密花岗岩这样的低孔隙率岩石内，情形也是如此。

图10是就所选几种岩石类型对干燥的与完全饱和的试验室样品进行弹性波速度测定所得的数据资料。在干燥条件和饱和条件下的压缩波与剪切波速度全都同各种压力情形下的饱和度有关。静水压力与流体饱和二者对压缩波速度的影响是类似的；由于采用高压或者由于使岩石完全饱和，都可使速度增大。孔隙压力对压缩波速度 V_p 的影响同围压（在围压 $P \leq 1$ 千巴时）对于爆岩石的影响相比，前者影响比较小。一旦使样品完全饱和，有效压力对压缩波速度的影响就相当小了，因为零压力时的 V_p 几乎同样品没有任何裂隙时的速度一样高。

孔隙压力对剪切波速度的影响是非常显著的。如果孔隙压力等于外压，所观测的剪切波速度 V_s 将与未承受应力的样品中的速度近似相同，后者的速度也等于干燥样品中的速度。速度对压力与饱和有显著依赖关系局限于低有效压力情形，当有效压力在1千巴或2千巴以上且没有孔隙压力时，所有的速度均表现出随应力之增大仅有微小的增长。饱和样品的速度也是在孔隙压力等于外压的情形下测定的，它随外压而有稍许变化。就饱和非承压标本与干燥岩石在高压时的表现而言，它们的斜率值 dV/dP 相同，在试验所用压力范围内是个常数。虽然承压样品的压缩波速度 V_p 和剪切波速度 V_s 比非承压样品诸相应速度分别低约10%和35%，可是在我们试验误差范围之内，该斜率完全相同。

根据所测定各种速度，我们得到了干燥样品以及饱和样品的各种有效弹性常数值。本文假设此处的有效弹性常数与速度的关系跟线性弹性介质内的关系相同，因而，有效体积弹性模量为

$$K = \rho \left[V_p^2 - \frac{4}{3} V_s^2 \right]$$

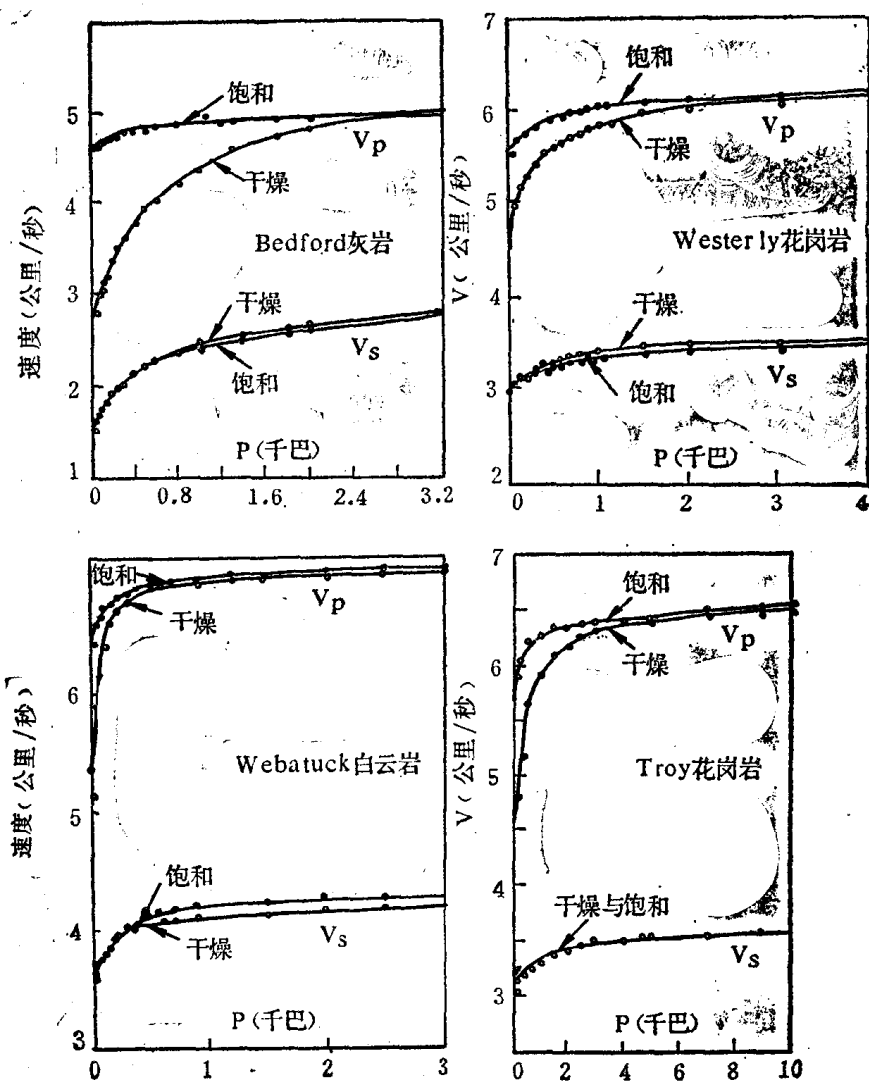
有效剪切弹性模量为

$$G = \rho V_s^2$$

而有效泊松比则为

$$\nu = \frac{3K - 2G}{2(3K + G)}$$

式中， ρ 为样品密度。所得结果（图1.10）表明，剪切模量几乎是与流体包体无关的，而流体饱和对岩石的有效体积弹性模量却影响很大。有趣的是不同压力时所获得的泊松比，干燥岩



(a)

图10 干燥岩石与饱和岩石内之围压
(a)具有微裂隙的岩石；

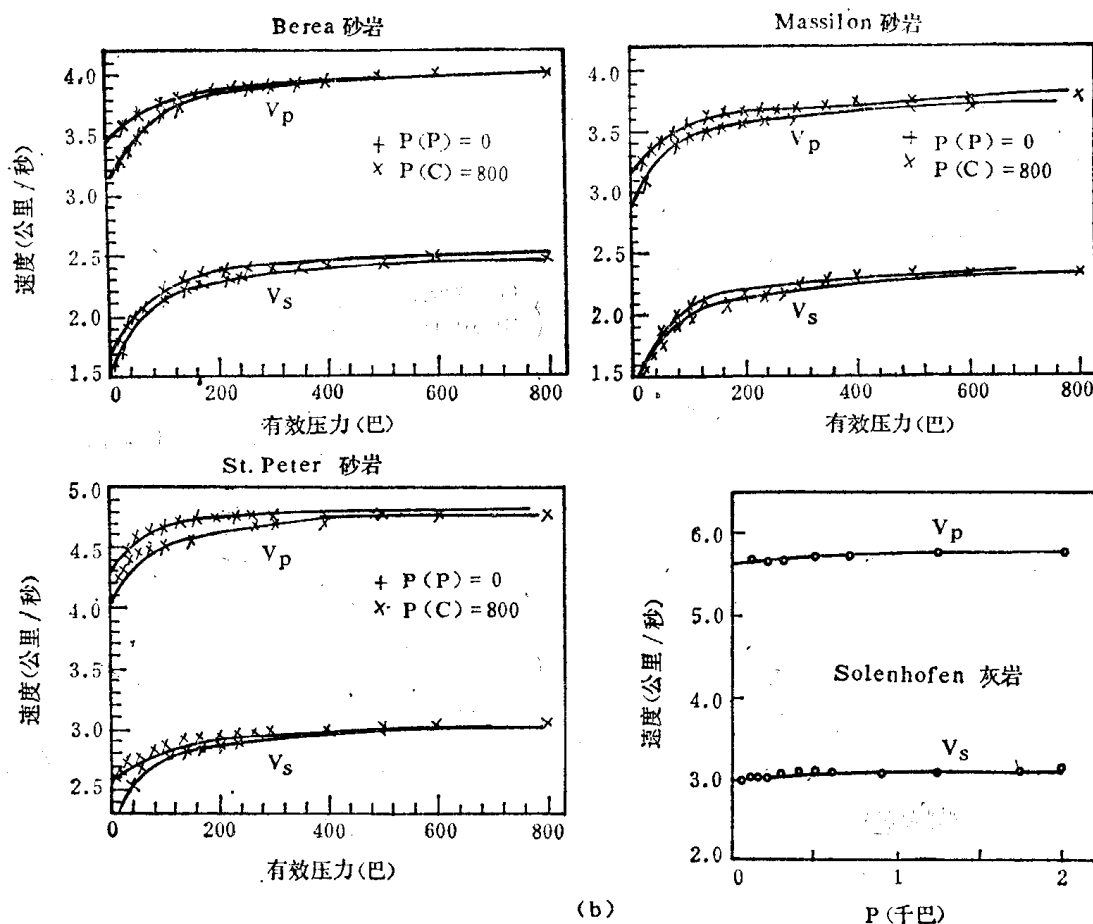
石的泊松比表现为较小、甚至是负的值，而饱和岩石却表现为异常高的值。干燥岩石具有低泊松比值仅是在非常低压力下可观测到。高压时的值则近乎固有的值。

2. 有效弹性模量理论概述

设岩石内存在如图11所示细长孔隙，这类孔隙的存在能够剧烈减小固体的刚性：压缩时，体积弹性模量减小；切变时，剪切模量减小。对于含有圆形孔隙的固体，最简单的情形如图12所示，该图代表一种含有圆形空穴的固体。施以围压 P 时，我们可以计算出半径变化为 Δu ，然后利用 Δu 得出有效体积弹性模量 K （详见本书所附注释Ⅲ）

$$\frac{1}{K} = \frac{1}{K_0} \left[1 + \frac{3}{2} \frac{1-\beta}{1-2\beta} \cdot \frac{\phi}{1-\phi} \right] \approx \frac{1}{K_0} [1 + A\phi]$$

流体力学



与纵波和横波速度的关系
(b)具有圆形孔隙的岩石

式中, K_0 为固体的体积弹性模量, ϕ 为孔隙率, β 为固体的泊松比, A 为常数。上式表明, 在圆形孔隙情形下, 对于较小孔隙率, 有效体积弹性模量 K 将近似线性地随孔隙率之增大而减小, 或者可压缩性 $1/K$ 随孔隙率之增大而线性增大。但是, 系数 A 值大约为 2, 所以 5% 的孔隙率就将使体积弹性模量大约减小 10%, 而相应的纵波速度的减小将大约为此数的一半, 因为波速是与体积弹性模量的平方根成正比的。

我们发现在具有孔隙率为 $\phi \approx 0.01$ (1%) 的花岗岩内, 纵波速度的减小约为 40%、甚至达 50%, 这说明圆形孔隙模型显然是不合用的。在图 13 内, 我们考虑了另一种不同的孔隙, 即硬币状孔隙。经过类似的、但更为复杂一些的分析计算, 求出有效体积弹性模量仍是直接与孔隙率有关

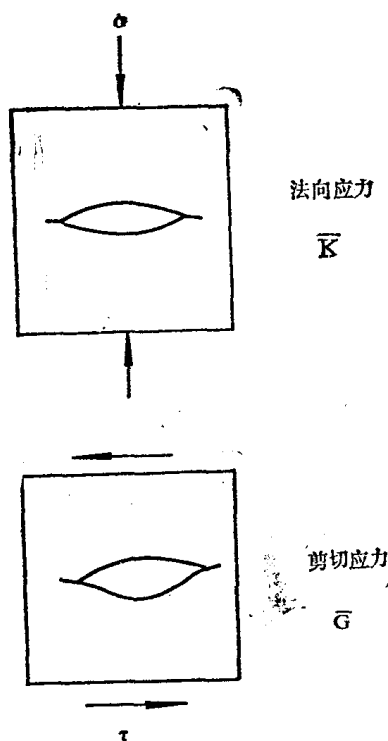


图11 细长孔隙

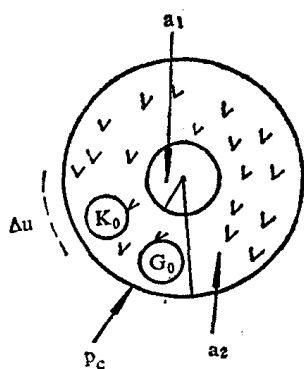


图12 圆形孔隙

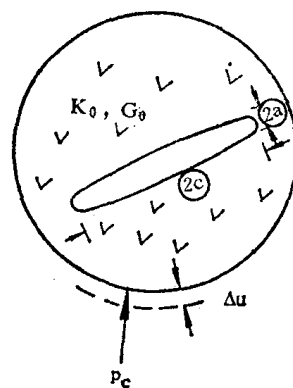


图13 硬币状孔隙

$$\frac{1}{K} = \frac{1}{K_0} \left[1 + A' \frac{\phi}{\alpha} \right]$$

但在这种孔隙情形下，孔隙率 ϕ 应为孔隙纵横比 α 所除。式中， A' 为常数， $\alpha = a/c$ ，其中， a 为孔隙半短轴长度， c 为半长轴长度。在较小的纵横比情形下，我们可得出体积弹性模量和纵波速度将会显著减小的结论，即使是在具有较小孔隙率的岩石内，也是如此。

3. 围压影响理论概述

细长孔隙的另一种影响就是它们在静围压或封闭应力作用下所产生的闭合趋势，因而随封闭应力之增大，孔隙长度减小，这就形成了弹性模量随压力而增大，许多岩石均观测到这种现象。应力与应变关系曲线(图14)中在低应力时出现非线性现象，就是由孔隙或裂隙的闭合所引起的。业已证明，随应力增加而形成裂隙闭合的速率，与裂隙的形状有关。在应力作用下，椭圆形裂隙不改变其长轴长度而仅改变其宽度，即纵横比减小。与此相反，自型裂隙在应力作用下，长度与宽度二者均改变，但其比值不变(图15)。要注意，相同的应力与应变

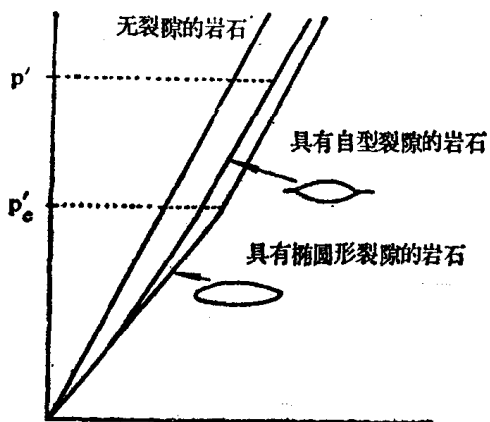


图14 压力与体积形变之关系

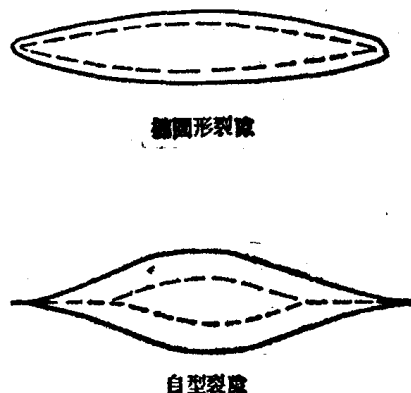


图15 裂隙闭合特性