普通高等教育“十一五”国家级规划教材

YANSHIWULIXUE JICHU

岩石物理学基础



编　孙建国

地质出版社

岩石物理学基础

YANSHIWULIXUE JICHU

ISBN 7-116-04839-1

9 787116 048393 >

ISBN 7-116-04839-1

P·2681 定价: 11.00 元

普通高等教育“十一五”国家级规划教材

岩石物理学基础

孙建国　编

地质出版社

·北　京·

内 容 提 要

本书是一本关于岩石物理学的基础教材，其主要目的是介绍岩石物理学的基本理论和实验结果，同时兼顾一些有关的测量方法。全书共分为八章。第一章主要介绍岩石物理学的学科特点、基本任务、研究方法和岩石物理学研究中的主要困难；第二章主要涉及岩石学中的一些基本概念和在岩石物理学中要用到的一些基础知识；第三章到第八章分别讨论岩石密度、岩石磁学、岩石电学、岩石声学、岩石热学和各种岩石物理参数之间以及岩石物理参数与其他参数之间的关系。

本书源于编者数年的授课笔记，可以作为应用地球物理学方向及有关专业的教材，也可供有关工程技术人员参考。

图书在版编目（CIP）数据

岩石物理学基础/孙建国编. —北京：地质出版社，2006.9
普通高等教育“十一五”国家级规划教材
ISBN 7-116-04839-1

Ⅰ.岩… Ⅱ.孙… Ⅲ.岩石物理性质-高等学校-教材 Ⅳ.P584

中国版本图书馆 CIP 数据核字（2006）第 041729 号

责任编辑：李凯明 陈 磊
责任校对：刘凤仁 郑淑艳
出版发行：地质出版社
社址邮编：北京海淀区学院路 31 号，100083
电 话：（010）82324508（邮购部）；（010）82324565（编辑室）
网 址：http://www.gph.com.cn
电子邮箱：zbs@gph.com.cn
传 真：（010）82310759
印 刷：北京中新伟业印刷有限公司
开 本：787 mm×1092 mm 1/16
印 张：8.5
字 数：207 千字
印 数：1—3000 册
版 次：2006 年 9 月北京第一版·第一次印刷
定 价：11.00 元
ISBN 7-116-04839-1/P·2681

（凡购买地质出版社的图书，如有缺页、倒页、脱页者，本社出版处负责调换）

前　言

我与岩石物理学的接触始于1986年秋季。当时我刚刚在曼海姆歌德语言学院（Goethe Institut Mannheim）通过语言考试，进入联邦德国Clauthal工业大学（Technische Universitaet Clausthal）的地球物理研究所学习地球物理，并准备在著名地球物理学家R. K. Bortfeld教授的指导下攻读勘探地震学方向的博士学位。通过选修J. Schopper教授开设的岩石物理学课程，我对岩石物理学有了初步的了解。回国后，我从1998年秋季学期开始在原长春科技大学地球物理系为应用地球物理专业的本科生开设岩石物理学课程。由于原长春科技大学在此之前没有开设过此类课程，也没有与应用地球物理专业方向相适应的岩石物理学教材，所以我讲课的内容主要来自于以英文或德文写成的岩石物理学专著，兼有一些分布于各类教材和专业书籍中的有关岩石物理学的知识。从2000年起，我开始对我授课笔记中的内容进行整理和补充。经过几年的努力和三易其稿，并经过了两个学期的试用，终于在2005年6月完成了有关的整理和编写工作。

虽然本书源于教学实践，但在内容的取舍上难免受个人理解的限制，也难免有不妥之处，敬请读者批评指正。

在本书即将出版之际，对曾给予我各种支持的同事们表示感谢。值得提到的是：杜晓娟副教授对于本教材的编写给予了很大的支持和推动；郝立波教授、邢立新教授和梁一鸿教授审阅了本书中关于矿物与岩石基础部分，并提出了相应的修改建议；甘树才教授帮助对教材中的有关单位制进行了换算；康国军教授、王雪秋讲师对本教材的第二稿和第三稿进行了审读；梁铁成高级工程师帮助处理了书中的全部插图。

最后，感谢地质出版社编辑们的辛勤劳动！没有编辑们的努力，本书不会达到现在的水平。

孙建国

2006年4月13日于长春

目　录

前　言
第一章　绪　论 …… (1)
思考题与习题 …… (4)
第二章　基础知识和基本概念 …… (5)
第一节　矿物学和岩石学基础 …… (5)
一、矿物、岩石和矿石 …… (5)
二、几种常见矿物 …… (5)
三、岩石的分类原则和标准 …… (8)
四、岩石学中的一些基本概念 …… (8)
五、主要岩石类型(三大岩类) …… (9)
第二节　多孔介质及其描述 …… (10)
第三节　岩石的孔隙度 …… (13)
一、孔隙类型及几种常用的孔隙度 …… (14)
二、孔隙度分级 …… (15)
三、影响孔隙度的因素 …… (15)
四、岩石中孔隙的微观结构 …… (16)
第四节　岩石中的流体及流体饱和度 …… (17)
一、流体的基本物理参数 …… (17)
二、地层水的分类及其物理性质 …… (18)
三、石油(原油)的分类及其物理性质 …… (20)
四、天然气的物理性质 …… (22)
五、岩石中流体的饱和度 …… (24)
第五节　岩石中的裂隙及其描述 …… (25)
一、裂隙的成因 …… (26)
二、裂隙的描述 …… (27)
第六节　岩石中的渗流与渗流基本定律 …… (28)
一、渗流的基本概念 …… (28)
二、Darcy 定律 …… (29)
第七节　影响岩石物理性质的主要因素 …… (30)
第八节　常用的岩石物理学模型 …… (31)
第九节　岩石标本采集 …… (32)
第十节　野外与室内观测数据的处理 …… (33)
思考题与习题 …… (33)
第三章　岩石的密度 …… (35)
第一节　矿物的密度 …… (35)
第二节　孔隙流体的密度 …… (36)
第三节　矿石和岩石的密度 …… (40)

第四节　密度-深度及密度-压力关系 …… (42)
一、密度-深度关系 …… (42)
二、密度-压力关系 …… (42)
第五节　岩石密度的实验室测定及野外测定 …… (43)
思考题与习题 …… (44)
第四章　岩石磁学 …… (45)
第一节　物理学基础 …… (45)
一、基本物理量、场方程及测量单位 …… (45)
二、物质磁性的起源 …… (46)
三、物质磁性的分类 …… (47)
四、物质磁性的微观理论 …… (48)
五、物质的磁化过程 …… (50)
六、物质的退磁作用 …… (50)
七、铁磁性物质的热磁作用 …… (51)
第二节　矿物的磁性 …… (53)
第三节　岩石的磁性 …… (53)
第四节　岩石的剩余磁化强度 …… (55)
第五节　岩石磁化率计算 …… (56)
第六节　岩石磁性的野外和实验室测量 …… (57)
思考题与习题 …… (58)
第五章　岩石电学 …… (59)
第一节　物理学基础 …… (59)
一、基本物理量、场方程及测量单位 …… (59)
二、物质的导电和介电机理 …… (61)
三、物质的电性分类 …… (61)
四、退极化场 …… (62)
五、物质电导率理论简介 …… (62)
六、物质介电常数理论简介 …… (63)
七、介电弛豫 …… (65)
八、混合物介电常数的立方定律 …… (66)
九、复杂物质电导率和介电常数的宏观描述 …… (68)
第二节　岩矿石的电阻率 …… (68)
第三节　岩矿石导电性实验定律 …… (71)
第四节　岩石导电性理论 …… (73)
第五节　岩矿石的介电常数 …… (78)
第六节　岩石的介电常数的经验公式 …… (79)
第七节　岩石介电常数的宏观理论描述——分级组合电路模型 …… (80)
第八节　岩石的自然极化 …… (81)
第九节　岩石的激发极化 …… (83)
一、岩石的激发极化特性与描述 …… (84)
二、电子导电岩石的激发极化机制 …… (85)

三、离子导电岩石的激发极化机制 …… (86)
四、激发极化效应的频谱特征——Cole-Cole 模型 …… (87)
五、体积极化等效电路理论 …… (88)
六、影响岩矿石激发极化效应的主要因素 …… (89)
第十节 岩石电磁参数的野外及实验室测量 …… (91)
思考题与习题 …… (92)
第六章 岩 石 声 学 …… (93)
第一节 物理学基础 …… (93)
一、弹性、塑性、黏弹性 …… (93)
二、应力 …… (93)
三、应变 …… (95)
四、应力-应变关系 …… (96)
五、弹性参数 …… (96)
六、弹性波的速度 …… (97)
七、相速度与群速度 …… (98)
八、固体的力学模型 …… (98)
第二节 孔隙流体的弹性参数 …… (101)
第三节 矿物和岩石的弹性——实验结果 …… (103)
第四节 岩石的弹性参数模型 …… (104)
第五节 孔隙流体的速度 …… (106)
第六节 矿物和岩石的速度——实验结果 …… (107)
第七节 地震波(声波)速度公式 …… (109)
第八节 影响岩石速度的主要因素 …… (111)
第九节 岩石对声波(地震波)能量的吸收 …… (114)
第十节 岩石声波速度的测量方法 …… (117)
思考题与习题 …… (118)
第七章 岩 石 热 学 …… (119)
第一节 物理学基础 …… (119)
第二节 矿物和岩石的导热性质 …… (120)
第三节 热导率计算公式 …… (121)
第四节 岩石热导率和温度的测定方法 …… (122)
思考题与习题 …… (123)
第八章 岩石物理参数之间的关系 …… (124)
第一节 德拜温度和地震波速度 …… (124)
第二节 速度、弹性模量及泊松比 …… (125)
第三节 速度和密度 …… (125)
第四节 速度和电阻率 …… (126)
第五节 横波速度和纵波速度 …… (126)
思考题与习题 …… (128)
主要参考文献 …… (129)

第一章 绪 论

岩石是由矿物或类似矿物的物质组成的固体集合体，是地球表层和地球内部物质的基本组成部分。无论是在近地表还是在地球内部，岩石都处在复杂多变的地质环境之中，不断地经历各种各样的物理化学过程。即使是同一种岩石，由于空间位置和环境条件的变化也会显示出完全不同的物理性质。因此，研究岩石的物理性质可以帮助人类了解和认识在地球表层和内部所发生的各种物理化学过程，进而达到对地球的整体性质有所认识的目的。另外，对岩石物理学的研究还可以为资源开发、环境保护和自然灾害监测等领域提供坚实可靠的理论基础和强有力的技术支持。

1. 岩石物理学的内涵与外延

岩石物理学是专门研究岩石的各种物理性质及其产生机制的一门学科。在历史上，岩石物理学起源于物理学，其基本目的是为地球物理观测资料的推断解释提供理论基础。在地球科学中，早期以地球深部的结晶岩为研究对象的岩石物理学实验研究主要由岩石学家完成；而早期以地球浅部的沉积岩为研究对象的岩石物理学研究成果主要来自于油藏工程师和应用地质学家的工作。尽管如此，岩石物理学应隶属于地球物理学，因为它是地球物理学的专业基础之一，其研究方法和学科特点几乎与地球物理学的研究方法和学科特点完全一样。所以，岩石物理学既是物理学的一个独立分支，又是地球物理学的一个重要组成部分。

岩石物理学是地球科学的一部分，是地球科学中许多分支学科的专业基础，起着联系地球物理学、岩石学、水文地质学、工程地质学、岩土力学等学科的纽带和桥梁作用。一方面，这些学科的需求为岩石物理学的产生和发展提供了动力；另一方面，岩石物理学的成果为这些学科的基础理论更新和应用技术改造提供了坚实的理论基础。

岩石物理学是一门综合性的边缘学科。除了地球物理学和地球科学的其他分支学科以外，与岩石物理学相关的学科还有：电介质物理学、胶体化学、电化学、物理化学、应用数学、计算数学、计算机数学、物质科学、材料科学等。由于岩石结构复杂，所以在现代岩石物理学研究中人们采用了最新的理论成果和实验设备，例如分形理论和高速采集设备等。

岩石物理学的主要应用领域是地球物理，此外，还应用于地质、采矿、采油、材料等诸多学科和工程领域中。由于各个领域所面临的问题不同，所涉及到的岩石物理参数也有所不同，即使是对同一个岩石物理学参数，不同的领域也会给出不同的名称和解释。因此，在多学科交叉协同的理论和应用研究中，应在基本的物理学原理和术语的基础之上统一认识，避免产生误解。

在过去的几十年里，岩石物理学在上述学科的推动下取得了很大的发展，对现代地球科学的发展和应用做出了不可磨灭的贡献。例如，通过研究地震波在岩石中的传播特性，人们发现岩石圈内存在有部分熔融和低速带现象；而对孔隙性岩石的导电机理和弹性波速度的研究导致了油储地球物理的诞生。

2. 岩石物理学研究的目的和意义

岩石物理学研究的最初目的有两个：①对所观测到的地球物理场进行合乎地质规律的

解释;②提出新的岩石物理参数,并在此基础之上提出新的地球物理方法。随着地球科学的发展,下列问题也已列入岩石物理学的研究目的之中:①在浅覆盖区内进行地质填图;②寻找隐伏矿体、隐伏岩体和隐伏的断裂构造;③板块和自然资源的形成条件;④地球内部的物理过程和物质状态;⑤工程评价和地质灾害防治。

岩石物理学研究对于地球物理学具有重大的意义。对于固体地球物理学,岩石物理学的研究结果既是建立新理论和提出新认识的基础,又是支持或否定某个理论或认识的依据。在应用地球物理学中,岩石物理学研究的结果既给出了方法系列选择和技术指标制定的依据,又提供了对观测资料进行数学物理和地质解释的基础。具体地讲,在地球物理学和地球科学的其他分支学科中,岩石物理学研究的意义在于:①对岩石进行分类;②对岩石中的物理现象进行分析解释;③对地球内部所发生的物理化学变化进行推断和解释;④找出地球内部能量和质量传递的规律。

对于地质工程以及与其相关的一些工程学科,岩石物理学研究同样具有重要的意义。例如在矿业工程中岩石物理学的研究结果可以直接用于解决下列问题:①石油和天然气的储集性质;②钻孔断面对比;③岩石的成岩及变质程度;④沉积物的年代;⑤物质迁移的方向;⑥岩石和矿石鉴定等。对于地质调查来讲,岩石物理学研究的意义远远超出了简单的物性参数测定。例如:根据岩石的磁性可以准确地划分地层和年代(磁性地层学);对于环境研究,利用岩石物理学资料可以确定环境变迁的过程,最成功的范例是利用在黄土中所保存的磁性信息来确定气候和环境的变化。

3. 岩石物理学的任务和研究内容

研究证明,岩石具有很多物理性质,例如:密度、弹性、导电性、导磁性、导热性等。在这些性质中,有些可以形成可观测的物理场,有些则不能。岩石物理学主要研究能形成物理场的岩石物理性质。

岩石物理学的基本任务是找出岩石的物理参数与岩石结构、组成成分之间的关系和规律。为此,要从理论和实验两个方面研究岩石的物理特性,探讨岩性、孔隙度、裂隙、流体类型、流体饱和度等因素对岩石中的稳定电流场、电磁波场和地震波场的影响,以及它们在地球物理观测数据中的反映。具体地讲,在岩石物理学中要完成下列任务:①通过现场和实验室观测确定岩石的物理性质和有关岩石物理参数的具体数值;②找出岩石的物理性质和地质、矿床、工程及工艺参数之间的关系;③为实测地球物理资料的解释工作提供基础数据。

4. 岩石物理学的研究方法和主要困难

岩石物理学采用物理学的研究方法,即观察、实验、归纳、总结。这里,观察是指对岩石中的物理现象的观察,既包括在野外的现场观察,也包括在室内的实验观察。由于现场观察只能在地表、坑道或钻孔中进行,所以不能了解岩石在地球深部所表现出的物理性质。尽管近代的大陆深钻为岩石物理学的现场观察研究提供了一个良好的场地,但由于地球内部物质的非均匀性,所谓的"一孔之见"难以说明大区域内的岩石物理性质变化。因此,在人工模拟条件下对某一种岩石物理现象进行反复的实验观察就成为研究地球内部物性分布和变化规律的重要手段。

无论是现场观察还是实验室内观察,得到的都是一些具体的观测数据。要想找出岩石物理性质的变化规律,还必须对这些数据进行分析、归纳和总结。与物理学中的其他分支学科一样,按照对数据采集和利用方式可将岩石物理学分为两部分,即实验岩石物理学和理论

岩石物理学。在实验岩石物理学中，主要工作是观测和分析数据，并根据数据分析的结果了解岩石的物理性质及其变化规律。在理论岩石物理学研究中，主要的工作是建立能解释观测数据的岩石物理学模型，并根据模型的数学表达来找出岩石物理参数与岩石结构、组成成分之间的关系，进而对岩石物理参数的产生机制提出解释。

岩石一般是由多种矿物组成的混合物。一方面，这些矿物的物理性质各不相同；另一方面，这些矿物的空间排列没有规律，基本上处于一种无序的状态。因此，如果对岩石中所含有的矿物分别进行研究，然后再考虑其综合影响，则将使问题变得过分复杂。另外，地球内部是高温、高压的物理化学环境，就目前的实验技术水平而言，还无法对这种环境进行精确的模拟和再现。

在岩石物理学研究中存在着不同的尺度。在研究产生某些岩石物理现象的机制问题时，人们所关心的尺度与矿物颗粒的尺度处于同一级别。在这种尺度下，岩石一般是非均匀的，所以要考虑颗粒与颗粒之间及颗粒与孔隙充填物之间的相互作用，也要考虑孔隙的几何形状。在实验室标本观测中，所考虑的是岩石标本的整体效应，而单个矿物颗粒和单个孔隙的影响将被观测过程所平均。在野外测量过程中，实测物理量是各个岩层的综合效应。因此，野外观测的结果可能会由于尺度的不同而无法与实验室内得到的结果进行对照。

与尺度问题相类似的另一个问题是观测频率问题。以地震波观测为例，在天然地震研究中，信号的频率为 0.1 ~ 1 Hz；在人工地震中，信号的频率为 10 ~ 100 Hz；在声波测井中，信号的频率为 $10^4 \sim 10^5$ Hz；在实验室观测中，信号的频率为 10^6 Hz 以上。根据理论物理学中的有关结论，不同频段中所出现的物理现象是不同的。因此，有些在实验室内得到的结果难以用来解释野外观测数据。

上述各点代表着岩石物理学研究中的主要困难。为了克服这些困难，人们采取了很多措施，其中最重要的一个就是在研究某些物理性质时只考虑宏观现象而不去分析其物理机制。这意味着要抛弃在原子和分子水平上的尝试。在这类唯象理论中，无序的岩石首先被等效（模型化）为具有简单结构的介质（模型），然后再利用宏观物理定律去进行分析和计算。一般来讲，只有部分物理量可以被精确地描述，因此，人们为达到分析和计算的目的而采用了取平均的策略。对于相同的模型可以采取不同的平均方法。例如，在水平层状介质模型中既可以采用算术加权平均（对不同层的物理量按它们所占有的体积分数进行加权，然后再对各层的影响简单地求和），又可以采用对数加权平均法（对各层的物理参数先取对数，然后再求平均）。

5. 岩石物理学研究的简要历史轨迹

岩石物理学的研究历史可追溯到 19 世纪。早在 1832 年，Mohs 就提出了矿物的硬度分级概念，开创了利用岩石和矿物的物理性质进行岩石和矿物分类的先河。在 20 世纪 30 年代以前，推动岩石物理学发展的动力主要来自于岩石学。为了对岩石和矿物进行分类，岩石学家利用了密度、磁性和硬度等物理性质。即使是在现代，这些性质仍然是野外识别和划分岩石和矿物的主要依据。在 20 世纪 30 年代以后，为满足人类对石油和固体矿产资源的需求而诞生的勘探地球物理学成为推动岩石物理学发展的主要动力。由于要对实际观测资料进行数学物理和地质解释，人们系统地研究了岩石的导电性、导磁性、弹性、非弹性、放射性以及岩石对声波、流体和热能的传导特性，提出了一系列基于实验室观测和物理学理论的岩石物理学定律。

20 世纪 70 年代以来，随着石油工业的发展，人们将岩石物理学研究的重点放到了确定储集性岩层的物理性质上。除了研究岩石的物理性质在静态条件下的变化规律外，还研究了在人工干预条件下岩石物理性质的动态（随时间的）变化规律，取得了一定的进展。此外，由于便于开采的常规油气田已到了走向枯竭的阶段，复杂油气藏的勘探开发问题日益得到重视，所以对裂隙性岩石的物理性质的研究得到了很大的发展。

本书以介绍岩石物理学的基本理论和实验结果为主要目的，同时兼顾介绍一些有关的实验方法。在第二章中，我们将简要地回顾一下岩石学中的基本概念和一些有关的基础知识；在第三章到第八章中，我们将分别讨论岩石密度、岩石磁学、岩石电学、岩石声学、岩石热学、各种岩石物理参数之间以及岩石物理参数与其他参数之间的关系。

思考题与习题

（1）岩石物理学的内涵与外延。

（2）岩石物理学的研究方法。

（3）岩石物理学研究的目的和意义。

（4）岩石物理学研究的主要任务。

（5）岩石物理学研究的主要困难。

第二章　基础知识和基本概念

岩石物理学建立在物理学、矿物学、岩石学、电子学和材料科学的成就之上，用到了其中的许多概念。本章的基本目的是对这些概念中的主要部分进行简要的回顾，为下一步的学习打下基础。另外，我们还将在本章中介绍一些与岩石物理学有关的地质学背景知识。为了使书中的各章节具有相对的独立性，与具体的物理性质有关的背景知识将在相应的章节中分别加以介绍。

第一节　矿物学和岩石学基础

矿物和岩石是岩石物理学研究的基本对象。因此，有必要对矿物和岩石有一个基本的了解。

一、矿物、岩石和矿石

矿物是在地质作用中形成的天然单质或化合物，具有相对固定的化学成分、物理性质和结晶构造，是岩石和矿石的基本组成部分。在自然界中，矿物的总数在3000种以上，但常见的、组成岩石的矿物只有几十种。组成岩石的一类矿物被总称为造岩矿物。在造岩矿物中，最重要的是硅酸盐矿物，其他的造岩矿物有氧化物、碳酸盐等。矿物的物理性质和含量对岩石和矿石的物理性质有直接的影响。

岩石是在地质作用下形成的、由一种或多种矿物组成的集合体，是地球物质的重要组成部分。除了矿物等固体物质外，岩石中还有未被固体物质所占据的空间，称为孔隙或空隙。在自然界中，没有孔隙的岩石是不存在的，但不同岩石类型中的孔隙在大小、形状和发育程度等方面的差异很大。岩石孔隙的大小、形状、连通及发育程度直接影响岩石的物理性质。

岩石中的孔隙可分为连通型和不连通型两类。在自然条件下，孔隙中一般充有液体、气体或液体和气体的混合物。在一定的岩层压力差下，流体可以在连通孔隙中流动。除了孔隙以外，岩层中的流体还可以通过岩石中的裂隙流动。有无裂隙存在，对岩石的物理性质有很大的影响。

矿石是可以从中提取有用元素、化合物或矿物的天然矿物集合体。存在于地壳之中，具有一定规模的、有开采价值的矿石形成了矿床。

二、几种常见矿物

造岩矿物中的大多数是硅酸盐矿物。所以要了解地球上岩石的种类、物理化学性质以及成因等方面的知识，首先要研究硅酸盐矿物的性质。

(一)常见的硅酸盐矿物

1. 斜长石

斜长石是指从钙长石($CaAl_2Si_2O_8$)到钠长石($NaAlSi_3O_8$)之间的固溶体,其化学组成在钠长石与钙长石之间连续变化。随着化学组分的变化,分别称其为钠长石、更(奥)长石、中长石、拉长石、倍长石和钙长石。除超基性岩和碱性岩浆岩的一部分外,所有的岩浆岩中都含有斜长石,大部分的变质岩和沉积岩中也含有斜长石。

2. 碱性长石

碱性长石是钾长石($KAlSi_3O_8$)和钠长石($NaAlSi_3O_8$)之间的固溶体。以钾长石成分为主的矿物有透长石、正长石和微斜长石。正长石主要产于酸性岩浆岩和碱性侵入岩中,如花岗岩、正长岩、二长岩和碱性辉长岩等。透长石多产于流纹岩、粗面岩等火山岩中。微斜长石主要产于花岗岩、正长岩、伟晶岩等岩石中。

3. 云母族矿物

云母族矿物是在地壳中分布最广泛的造岩矿物之一,为含有钾、锂、镁、铁、铝的硅酸盐矿物,有白云母、黑云母、锂云母等。白云母是花岗岩或其他酸性火成岩和伟晶岩中极为普通的矿物,也产于原岩为泥岩的结晶片岩、片麻岩、千枚岩等变质岩中,非常细粒的白云母有时特别称之为绢云母。黑云母是花岗岩的主要造岩矿物之一,也是区域变质岩与接触变质岩中极普通的矿物,另在火山岩,尤其是在酸性火山岩中大量存在。锂云母又被称为鳞云母,主要产于花岗伟晶岩中。

4. 粘土矿物

粘土矿物大量地存在于沉积岩中,也出现在变质的火成岩中。粘土矿物有许多种类,代表性的有高岭石、蒙脱石、伊利石等。

(1)高岭石:高岭石化学组成是 $Al_4[Si_4O_{10}](OH)_8$,是长石、似长石等硅酸盐矿物风化后的产物,形态多为细粒集合体。另外,高岭石还可以在低温热液围岩蚀变的条件下生成。

(2)蒙脱石:蒙脱石由火山灰在蚀变或风化后形成,是膨润土中的主要矿物。蒙脱石的形态多为细粒的土状或块状矿物集合体,化学组成近似为$[(Si,Al)_4O_{10}](OH)_2 \cdot nH_2O$。

(3)伊利石:伊利石是构成泥岩和页岩的主要矿物,由长石风化而成。伊利石有着与白云母近似的构造。和白云母相比,伊利石中的钾少、硅多。化学组成是 $KAl_2(OH)_2AlSi_3(O,OH)_{10}$。

5. 海绿石

海绿石一般产于砂岩和石灰岩中,尤其是多产于绿色砂岩中,其化学组成比较复杂。

6. 辉石族矿物

辉石族矿物分属两个晶系:斜方晶系和单斜晶系。斜方晶系的辉石是由顽火辉石和斜方铁辉石组成的固溶体系列;单斜辉石包括透辉石、普通辉石、易变辉石、钙铁辉石、绿辉石和锂辉石等。

(1)斜方辉石:斜方辉石为基性的火成岩、高温生成的变质岩和陨石中的主要矿物。

(2)透辉石和钙铁辉石:透辉石常产于基性和超基性岩浆岩中,为矽卡岩中的特征矿物。

(3)普通辉石:普通辉石产于基性火成岩,也产于超基性岩和变质岩中。

(4)易变辉石:易变辉石产于玄武岩、粗玄岩等火山岩中。

7. 角闪石族矿物

角闪石族和辉石族一样,分为两个晶系。属于斜方晶系的主要有直闪石和铝直闪石,其

他都属单斜晶系。按化学成分,可大致将角闪石分为三大类,即镁铁角闪石类、钙角闪石类和碱性角闪石类。镁铁角闪石包括斜方晶系的直闪石和单斜晶系的镁铁闪石、铁闪石;钙角闪石中有透闪石、阳起石、普通角闪石、钛角闪石和棕闪石;碱性角闪石包括蓝闪石、钠闪石和钠铁闪石等。

(1)直闪石:直闪石只产在变质岩中,呈放射状或纤维状集合体。

(2)镁铁闪石和铁闪石:镁铁闪石和铁闪石产于变质岩中。镁铁闪石经常少量含于角闪岩中,在火成岩中非常少见;铁闪石产于原岩为多铁沉积岩的变质岩中。

(3)普通角闪石:普通角闪石的组成非常复杂,产于各种变质岩、闪长岩、角闪岩及各种钙碱性系列的火成岩中。

8. 橄榄石

常见的橄榄石是铁和镁的硅酸盐,是超基性岩浆岩和地幔岩的主要组分,也经常出现在基性的火成岩中。

(二)常见的硅酸盐以外的造岩与非造岩矿物

1. 石英

石英的化学组分是 SiO_2。石英主要产在:①以流纹岩、石英安山岩、闪长岩、花岗岩为代表的酸性和中酸性火成岩中;②以片岩、浅粒岩为主的多数变质岩中;③以砂岩为主的多数沉积岩中。石英没有磁性,是良好的绝缘体,相对介电常数约为 1.553。

2. 方解石

方解石的化学组成是 $CaCO_3$。方解石是灰岩和大理岩中的主要矿物。在火成岩中,方解石作为次生矿物出现。方解石也产于热液脉中。

3. 白云石

白云石的化学组成是 $CaMg[CO_3]_2$。白云石在灰岩受含镁热液的交代作用后产生,或者在盐度很高的湖泊中作为原生沉积物生成,也可以产在热液脉中。

4. 磁铁矿

纯磁铁矿的化学组成是 Fe_3O_4。磁铁矿是火成岩中的常见副矿物,大量产出于沉积变质的条带状磁铁石英岩中。磁铁矿具有很强的磁性,是典型的铁磁性矿物。

5. 钛铁矿

钛铁矿的化学组成是 $FeTiO_3$。钛铁矿与磁铁矿相同,也是火成岩中常见的副矿物,但其含量很少。

6. 赤铁矿

赤铁矿的化学组成是 Fe_2O_3。赤铁矿产于胶体沉积作用、沉积铁矿的区域变质作用和热液矿床中。

7. 黄铁矿

黄铁矿的化学组成为 FeS_2。黄铁矿是地壳中分布最广的硫化物,见于各种含硫化物的矿石中,有时也产于沉积岩中。

8. 萤石

萤石化学组成为 CaF_2。萤石大量产于热液脉中,与石英、方解石共生;少量见于沉积岩中,呈土块状体。

9. 石墨

石墨的化学组成为单质 C。石墨经常出现在原岩为泥质岩石的变质岩中，但数量很少，也出现在灰岩与岩浆岩的接触带附近。

三、岩石的分类原则和标准

岩石的分类原则和标准有许多种，常规使用的是地质学的分类原则和标准。在岩石物理学中，还用到了岩石的物理学分类原则和标准。

1. 地质学分类原则

在历史上，早在古罗马时代人们就已经注意到了岩石有各种类型。到了 18 世纪，人们开始了系统的岩石分类研究，逐渐形成了以下岩石分类命名原则：①根据岩石的矿物组成和含量；②根据岩石的结构和构造；③根据岩石的地质产状和成因；④根据明显影响岩石物理性质的因素，例如次生蚀变现象、破坏现象等。

按成因，一般把岩石分为三大类：火成岩、沉积岩和变质岩。这种三分方法是由 B. von Cotta 在 1862 年提出来的，但是在 20 世纪以前，这种方法没有得到广泛的应用。

火成岩定义为岩浆凝固后形成的岩石。变质岩是经过改造的岩石。注意，这里所说的改造主要指的是在热力学环境下的改造，而不是机械的改造。沉积岩是在水或空气中由沉积作用和其后的成岩作用形成的岩石。

2. 物理学分类原则

岩石的物理学分类是利用了岩石在岩石学和物理学方面的一些重要性质，具体的分类原则是：①根据岩石的成因类型；②根据岩石中造岩矿物的含量和组分；③根据岩石的结构和构造特征；④根据岩石的物理参数特征（平均值、方差、统计分布规律、属性）；⑤根据铁磁性和电子导电矿物的组分；⑥根据成岩作用的类型；⑦根据岩浆岩的建造归属。

按照岩石的物理性质对岩石进行分类的优点和合理性在于能够得到完整的岩石特征。但是由于不同类型的岩石可以具有相同的物理性质，所以仅仅依据岩石的物理性质所做的分类是不充分的。

四、岩石学中的一些基本概念

1. 结构

岩石的结构是指岩石的结晶程度、颗粒大小、形状特征及其相互结合的关系。当组成岩石的矿物颗粒的大小大致相等时，称其为等粒状结构；由连续的、各种各样大小的矿物集合构成的称为不等粒结构；粗粒矿物和细粒矿物能明显地分开时，就称其为似斑状结构；由粗粒矿物和隐晶质组成的称为斑状结构，粗粒的矿物称为斑晶，隐晶质矿物称为基质。

2. 构造

岩石的构造是指岩石中的矿物或矿物集合体在空间上的排列、配置和充填方式。

3. 叶理

叶理指岩石中均匀分布的、具有细密间隔的、平行分布的面状构造，包括片理和劈理。

4. 片理

当变质岩中大量片状矿物呈平行状排列时，称其为片理。片理构造是变质岩（尤其是片岩）中的一种典型构造。

5. 劈理

劈理是在岩石中发育的一组平行排列的、具有细密间隔的、均匀分布的破裂面或潜在的破裂面。沿着这些破裂面或潜在破裂面,岩石可以劈开成薄板状。

6. 节理

节理是由英国的矿工提出的术语,原意为岩块的接缝或结合。在构造地质学中,节理被作为岩石的一种破坏形式,描述岩石中没有明显位移的断裂。当节理面与最大剪应力作用面平行时,称其为剪节理;当节理面与最大张应力面平行时,称其为张节理。

7. 层理

层理是沉积岩中的成层现象。由于成岩物质的密度和粒度不同,在地球重力场中它们将以不同的速度沉积,由此形成了不同物质、不同粒度和不同颜色的层,层间的瞬时间断面就是层面。

8. 裂隙、裂缝、裂纹

裂隙、裂缝和裂纹均描述岩石裂开后呈现出的裂口。其区分原则是裂口形成的空隙:裂隙开裂的空隙明显;裂缝开裂的空隙不明显;而裂纹开裂的空隙则是隐约可见的。

9. 粘土

粘土是一种颗粒非常细的天然沉积物或软岩石,由直径小于 0.005 mm 的颗粒组成。其主要成分是粘土矿物,含有少量的细粒石英、风化的长石、天然有机碳、铁的氧化物和其他一些杂质。粘土矿物的化学成分是铝的硅酸盐,有时有少量的铁和镁。在地层中,粘土形成黏塑性的不可渗透层。

10. 粉砂

粉砂是岩石碎屑或碎屑颗粒,其直径在 0.05 ~0.005 mm 之间。一般来讲,粉砂含有大量的粘土矿物,并伴有石英、长石、云母和一些重矿物,如锆石、金红石等。

11. 骨架

骨架泛指岩石中除泥质之外的固体部分。最简单的骨架由单矿物组成,复杂的骨架由多种不同的矿物组成。

五、主要岩石类型(三大岩类)

目前被广泛采用的岩石分类原则是岩石的成因。在这个原则下岩石被分成了三大类,即火成岩、沉积岩和变质岩。

1. 火成岩

火成岩是由岩浆(以硅酸盐为主要成分的高温熔融体)同结而成的岩石。如果岩浆在凝固时温度下降的速度很快,则形成玻璃质或结晶颗粒很小的岩石。这时,岩石的化学成分与岩浆的化学成分大致相同。由于在岩浆固结的过程中挥发分可能会散失掉,所以严格说来岩浆和由它固结所形成的岩石在化学组成上是不完全相同的。

如果岩浆在固结的过程中温度是缓慢下降的,则固结成岩过程将变得很复杂。随着岩浆的冷却,岩浆中的物质按一定的顺序结晶。一般来讲,由岩浆中结晶出的晶体的化学组成不同于岩浆的化学组成。当结晶出来的晶体聚集在一起形成岩石时,岩石的化学组分和原来的岩浆的化学组分也不完全一样。

由于岩浆的原始成分不同以及岩浆在缓慢冷却固结的过程中其化学组成要发生一定的

变化，所以由岩浆逐渐冷却所形成的火成岩种类具有多样性。

2. 沉积岩

沉积岩是在地球表面上，在温度和压力都比较低的表生作用条件下，由沉积的物质形成的。一般来讲，沉积作用发生的地点是河流、湖泊和海洋。

沉积岩中最显著的构造是层理。一个连续的，大致由相同的岩石构成的，成为构成地层最小单位的层称单层。单层的上下界面称为层理面。在单层内，沉积物的性质和组成可以稍有不同，由此所形成的条带状构造称为纹理。

沉积物在沉积以后，先呈松散的堆积状，颗粒与颗粒之间有许多空隙。当新的沉积物压在其上时，由于静压力的存在，颗粒被压实。另外，颗粒中的一些矿物在水的作用下被溶解，然后又形成新的沉淀。在沉积后的颗粒之间沉淀新矿物的过程成为胶结作用。由于压实、胶结及其他的一些成岩作用，沉积物逐渐固结和硬化，最终形成沉积岩。

沉积岩可以简单分为碎屑沉积岩、粘土岩和化学-生物沉积岩。在岩石物理学中常见的沉积岩有：砂岩、泥质沉积岩和钙质沉积岩。砂岩是以砂为主的碎屑沉积岩，一般富含石英颗粒，在砂粒之间有自生矿物发生的胶结作用。最常见的胶结物是方解石、白云石、菱铁矿、石英、玉髓和蛋白石等。

泥质沉积岩是由粘土经固结后形成的岩石。具有显著的层理构造的泥质沉积岩称为页岩，反之称为泥岩。泥质岩石由不同起源的物质构成。首先是风化生成的物质，主要是高岭土族和蒙脱石族的粘土矿物；其次是在风化分解后剩余的原矿物，主要是石英、长石和云母等；最后是作为自生矿物的方解石、白云石、蛋白石、玉髓、黄铁矿和海绿石等。

钙质沉积岩有灰岩和白云岩。灰岩主要由方解石构成，白云岩主要由白云石类的矿物构成。在灰岩和白云岩之间，有各种中间类型的岩石。含有少量白云石的灰岩称为白云质灰岩，含有少量方解石的白云岩称为灰质白云岩。

除碳酸盐矿物外，钙质沉积岩中也含有其他矿物。最常见的是碎屑石英和粘土矿物。方解石和泥质物质含量大体相当的岩石称为泥灰岩。

硅质沉积中的矿物有蛋白石、玉髓、石英等。

3. 变质岩

变质岩是火成岩或沉积岩在变质作用条件下形成的新岩石。在变质作用过程中，岩石基本上处于固态，但矿物成分或结晶状态发生了变化。

第二节　多孔介质及其描述

多孔介质是含有大量空隙的固体。在岩石中，空隙由孔隙、微小的裂缝及各种类型的毛细管组成。

从岩石物理学的角度，可以从以下几个方面来定义和描述多孔介质：

(1)多孔介质是多相介质占据的空间，其中的固相部分称为固体骨架，被非固相部分所占据的空间称为孔隙。非固相部分可以是气体或液体，也可以是多相混合的流体。

(2)固相骨架和孔隙均应遍布在整个介质中。如果在介质中任意取一个适当大小的体积元，则在该体积元内必定含有一定比例的固体颗粒和孔隙。

(3)由孔隙所占据空间的部分或大部分必须是相互连通的。换句话说，流体应能在部

分或大部分孔隙之间相互流动。相互连通的孔隙空间称为有效孔隙空间，不相互连通的空间称为无效孔隙空间。如果孔隙只在一个确定的局部空间内相互连通而与该空间之外的孔隙不连通，则对于整个空间来讲该局部空间相当于是一个无效孔隙空间。

无论是天然的还是人造的多孔介质，其在结构上都是非常复杂和无规律的，因而不可能对多孔介质的内部结构进行精确的数学描述。为了克服这一困难，一般是选取一个在宏观上足够小(宏观无限小)的体积来考察多孔介质的性质。因此，对于多孔介质的描述只能通过一定意义下的平均值来进行。

对多孔介质的描述主要通过下列参数进行：①孔隙度；②比面；③曲折度；④渗透性；⑤可压缩性。

1. 孔隙度

孔隙度定义为孔隙所占据的体积与所考察的宏观无限小体积的比值。如果令 V_M 代表以 M 点为中心的宏观无限小体积，而令 V_p 代表 V_M 内的孔隙所占据的体积，则在体积元 V_M 内的平均孔隙度定义为 V_p 与 V_M 的比值，即

$$\varphi = \frac{V_p}{V_M} \tag{2-2-1}$$

式中：φ 为孔隙度。在物理上，孔隙度代表单位体积中所具有的孔隙体积。

平均孔隙度 φ 的值与体积元 V_M 取值大小有关。如果 V_M 取得足够大，孔隙度基本上与 V_M 的变化无关；当 V_M 取得足够小时，孔隙度将随着 V_M 的变化而变化(图 2-2-1)。孔隙度从与 V_M 无关到随 V_M 变化的点所对应的体积元称为特征体积元，用 V_M^* 表示。在物理上，V_M^* 一方面必须足够大，以便能包含有足够多的孔隙；另一方面，V_M^* 必须小于物理场的尺度，以便能代表 M 点处的物理量。因此，我们定义 M 点的孔隙度为 V_M 趋于 V_M^* 时 V_p/V_M 的极限值，即

$$\varphi(M) = \lim_{V_M \to V_M^*} \frac{V_p}{V_M} \tag{2-2-2}$$

如果孔隙度与 M 点的位置无关，则称该介质相对于孔隙度而言是均匀的；如果 φ 与 M 点的位置有关，则是非均匀的。根据定义式(2-2-1)，孔隙度是无量纲的标量。

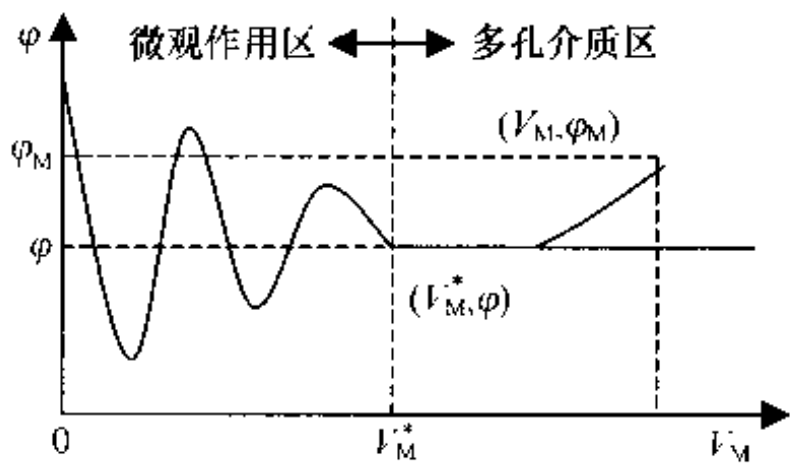


图 2-2-1　孔隙度和特征体积元的定义

由公式(2-2-1)定义的孔隙度称为体孔隙度。如果将体积元换成面积元，则可以定义面孔隙度。

令 A_M 是包含 M 点的一个平面，其单位法线矢量为 $\boldsymbol{n}$。另外，设 A_M^* 为由法线矢量 $\boldsymbol{n}$ 所定义的特征面元。与体孔隙度的定义类似，面孔隙度由下列极限关系式给出：

$$\varphi_{A_n}(M) = \lim_{A_M \to A_M^*} \frac{A_p}{A_M} \tag{2-2-3}$$

式中：φ_{A_n} 为面孔隙度；特征面元的法线方向由单位矢量 $\boldsymbol{n}$ 所确定。

现在讨论面孔隙度和体孔隙度之间的关系。显然，在特征体积元内的每一个平面上都可以定义一个面孔隙度，而且根据不同方向的特征平面所定义的孔隙度会有所不同。考虑到孔隙度的标量性，沿不同方向上的面孔隙度的和应该相等。所以，我们只要考虑一个单一

方向上的关系即可。

设 n 方向上的面孔隙度为连续函数，即 $\varphi_{A_n}(\mathrm{M}) = \varphi_{A_n}(x)$。根据定义，在特征体积元 V_{M}^* 内的孔隙体积为

$$V_{\mathrm{p}} = \int_{V_{\mathrm{M}}^*} \varphi_{A_n}(x) A_{\mathrm{M}}(x)\,\mathrm{d}x \tag{2-2-4}$$

当 V_{M}^* 足够小时，上式可以写成

$$V_p = \bar{\varphi}_{A_n}(x) \int_{V_{\mathrm{M}}^*} A_{\mathrm{M}}(x)\,\mathrm{d}x = \bar{\varphi}_{A_n}(x) V_{\mathrm{M}}^* \tag{2-2-5}$$

式中：$\bar{\varphi}_{A_n}(x)$ 为面孔隙度在特征体积元 V_{M}^* 内的平均值。将出式(2-2-5)给出的 V_{p} 代入体孔隙度的定义式(2-2-1)中，有

$$\varphi_{A_n}(\mathrm{M}) = \bar{\varphi}_{A_n}(x) \tag{2-2-6}$$

这说明，体孔隙度是面孔隙度的平均值。

2. 比面

多孔介质的比面定义为单位体积内孔隙的内表面积，其数学表达式为

$$S = \frac{A}{V} \tag{2-2-7}$$

式中：S 为比面，$\mathrm{cm}^2/\mathrm{cm}^3$ 或 $1/\mathrm{cm}$；A 为孔隙的内表面积，cm^2；V 为岩石的体积，cm^3。显然，比面的量纲是长度的倒数。

根据公式(2-2-7)，细颗粒物质的比面要比粗颗粒物质的比面大。例如：砂岩(颗粒半径为 1 ~ 0.25 mm)的比面小于 950 $\mathrm{cm}^2/\mathrm{cm}^3$；细砂岩(颗粒半径为 0.25 ~ 0.1 mm)的比面范围是 950 ~ 2300 $\mathrm{cm}^2/\mathrm{cm}^3$；泥质砂岩(颗粒半径为 0.1 ~ 0.001 mm)大于 2300 $\mathrm{cm}^2/\mathrm{cm}^3$。

对于由 N 种不同半径的球体所堆积而成的多孔介质，其孔隙总面积与球形颗粒的总表面积相等，即

$$A_{\mathrm{q}} = \sum_{i=1}^{N} 4\pi r_i^2 N_i \tag{2-2-8}$$

而球形颗粒的总体积为

$$V_{\mathrm{q}} = \sum_{i=1}^{N} \frac{4\pi}{3} r_i^3 N_i = (1-\varphi) V \tag{2-2-9}$$

所以比面为

$$S_{\mathrm{q}} = \frac{A_{\mathrm{q}}}{V} = 3(1-\varphi) \frac{\sum_{i=1}^{N} N_i r_i^2}{\sum_{i=1}^{N} N_i r_i^3} \tag{2-2-10}$$

在上列公式中，N_i 为半径为 r_i 的球的数量。

引入平均半径 $\bar{r}$：

$$\bar{r} = \frac{\sum_{i=1}^{N} r_i^3 N_i}{\sum_{i=1}^{N} r_i^2 N_i} \tag{2-2-11}$$

则

$$S_{\mathrm{q}} = \frac{A_{\mathrm{q}}}{V} = \frac{3(1-\varphi)}{\bar{r}} \tag{2-2-12}$$

3. 曲折度

在多孔介质中，由孔隙连通形成的流体通道是迂回曲折的。为了描述这种曲折性，人们引入了曲折度的概念。

设样品的几何长度为 L，而流体流经的路径长度为 l，则曲折度 T^* 定义为流体路径与样品几何长度之比：

$$T^* = \frac{l}{L} \tag{2-2-13}$$

在物理上，曲折度描述孔隙通道的延长率，它刻画和描述了孔隙介质的内部结构。

4. 渗透率

渗透率描述多孔介质对流体的渗透能力，其量纲是长度的平方。作为多孔介质的一个重要参数，渗透率是在 Darcy 定律中定义的。我们将在讨论岩石中的渗流运动时再对渗透率进行进一步的讨论。

5. 压缩性系数

在天然条件下，一定深度的孔隙性岩石要受到上覆岩层的压力。设在所考虑的岩层层面上的压力是 p。如果压力 p 增加，要引起多孔介质的压缩。与水的压缩类似，多孔介质的压缩系数 α 可以表示为

$$\alpha = -\frac{1}{V}\frac{\mathrm{d}V}{\mathrm{d}p} \tag{2-2-14}$$

式中：$V = V_{\mathrm{s}} + V_{\mathrm{p}}$，是在多孔介质中所取的单元体的体积；$V_{\mathrm{s}}$ 是骨架的体积；V_{p} 是孔隙的体积。因此

$$\frac{\mathrm{d}V}{\mathrm{d}p} = \frac{\mathrm{d}V_{\mathrm{s}}}{\mathrm{d}p} + \frac{\mathrm{d}V_{\mathrm{p}}}{\mathrm{d}p} \tag{2-2-15}$$

而 $V_{\mathrm{s}} = (1-\varphi)V$，$V_{\mathrm{p}} = \varphi V$。将这两个关系式代入上式，有

$$\alpha = -\frac{1}{V}\frac{\mathrm{d}V_{\mathrm{s}}}{\mathrm{d}p} - \frac{1}{V}\frac{\mathrm{d}V_{\mathrm{p}}}{\mathrm{d}p} = -\frac{1-\varphi}{V_{\mathrm{s}}}\frac{\mathrm{d}V_{\mathrm{s}}}{\mathrm{d}p} - \frac{\varphi}{V_{\mathrm{p}}}\frac{\mathrm{d}V_{\mathrm{p}}}{\mathrm{d}p} \tag{2-2-16}$$

令

$$\alpha_{\mathrm{s}} = -\frac{1}{V_{\mathrm{s}}}\frac{\mathrm{d}V_{\mathrm{s}}}{\mathrm{d}p} \tag{2-2-17}$$

表示骨架的压缩性并称其为骨架压缩系数，而令

$$\alpha_{\mathrm{p}} = \frac{1}{V_{\mathrm{p}}}\frac{\mathrm{d}V_{\mathrm{p}}}{\mathrm{d}p} \tag{2-2-18}$$

表示孔隙的压缩性并称其为孔隙压缩系数，则

$$\alpha = (1-\varphi)\alpha_{\mathrm{s}} + \varphi\alpha_{\mathrm{p}} \tag{2-2-19}$$

一般来讲，固体骨架的压缩性要比孔隙的压缩性小得多，即 $(1-\varphi)\alpha_{\mathrm{s}} \ll \varphi\alpha_{\mathrm{p}}$。所以

$$\alpha \approx \varphi\alpha_{\mathrm{p}} \tag{2-2-20}$$

第三节　岩石的孔隙度

岩石的孔隙度反映了岩石中孔隙的发育程度，表征岩石储集流体的能力。根据公式

(2-2-1),岩石的孔隙度定义为岩石中的孔隙所占据的体积与岩石的总体积的比值,一般用百分数表示,即

$$\varphi = \frac{V_p}{V} \times 100\% \tag{2-3-1}$$

式中:V 为岩石标本的体积;V_p 为孔隙的体积。

一、孔隙类型及几种常用的孔隙度

1. 孔隙类型

岩石的孔隙度与孔隙类型有关。按孔隙的大小可将孔隙分为三类:

(1)超毛细管孔隙:超毛细管孔隙的毛细管直径大于 0.5 mm,或者裂缝宽度大于 0.25 mm。在此类孔隙中,流体在重力的作用下可自由流动。岩石中的大裂缝、溶洞以及未胶结或胶结疏松的砂层孔隙多属于此类。

(2)毛细管孔隙:在此类孔隙中,由于毛细管的直径(或裂缝宽度)很小(毛细管直径介于 0.5 ~ 0.0002 mm 之间,裂缝宽度在 0.25 ~ 0.0001 mm 之间),无论是液体质点之间的距离还是液体与孔隙壁间的距离均小于分子引力的作用半径。因此,由于毛细管的作用,液体不能自由流动。一般砂岩的孔隙属于此类孔隙。

(3)微毛细管孔隙:毛细管的孔径小于 0.0002 mm,裂缝宽度小于 0.0001 mm。在此类孔隙中,分子间的引力很大。要使液体在孔隙中流动需要很高的压力梯度。在油层的条件下,大的压力梯度一般很难达到。泥页岩中的孔隙一般属于此种类型。

2. 几种常用的孔隙度

从油田开发和地下水开采等方面来考虑,并不是所有的孔隙类型都具传导液体和气体的能力。例如,微毛细管孔隙和相互不连通的孔隙对于油气开发来讲不具有实际意义。为了区分孔隙对于传导流体的贡献,将岩石的孔隙度分为绝对孔隙度、有效孔隙度(连通孔隙度)和流动孔隙度。

(1)绝对孔隙度:岩石的绝对孔隙度是指总孔隙体积与岩石标本体积之比,即

$$\varphi_a = \frac{V_a}{V} \times 100\% \tag{2-3-2}$$

式中:φ_a 为绝对孔隙度;V_a 为岩石的总孔隙体积。

(2)有效孔隙度:在岩石中的孔隙中,有些孔隙是连通的,有些孔隙是封闭的。在连通的孔隙中,流体可以按渗流力学的规律进行运动。而在封闭孔隙中的流体不能参与渗流运动. 有效孔隙度是指参与渗流的连通孔隙的孔隙度。令 V_e 代表岩石的有效孔隙的体积,则

$$\varphi_e = \frac{V_e}{V} \times 100\% \tag{2-3-3}$$

式中:φ_e 为有效孔隙度;V_e 为岩石的有效孔隙体积(岩石的有效孔隙体积是指在一定的压差下被流体饱和并参与渗流的连通孔隙的体积)。

(3)流动孔隙度:在岩石中,有些孔隙虽然彼此连通但未必能让流体通过。例如,由于孔隙的喉道半径极小,在通常的开采压差下难以使流体通过。因此,人们在上述孔隙度的基础之上又进一步划分出流动孔隙度。设流体能在其内流动的孔隙体积是 V_{ff},那么流动孔隙度的定义为

$$\varphi_{fl} = \frac{V_{fl}}{V} \times 100\% \qquad (2-3-4)$$

式中：φ_{fl}为流动孔隙度；V_{fl}为流体能在其内流动的孔隙体积。

流动孔隙与有效孔隙不同，它既排除了死孔隙，又排除了那些为毛细管力所束缚的液体所占有的孔隙体积。此外还排除了岩石的颗粒表面上的液体薄膜的体积。随着地层中的压力梯度和孔隙中流体的物理-化学性质的变化（如黏度等），岩石的流动孔隙度要发生变化。因此，岩石的流动孔隙度在数值上是变化的。

二、孔隙度分级

在石油工业中，人们习惯上将孔隙度与有效孔隙度等同。因此，下列数据均指的是有效孔隙度。对于砂岩，孔隙度为 5% ~ 30%，一般为 10% ~ 20%。对于碳酸盐岩，其孔隙度小于 5%。表 2-3-1 中给出了岩石孔隙度的分级标准。

表 2-3-1　岩石孔隙度分类标准

孔隙度/%	评价
25 ~ 20	极好
20 ~ 15	好
15 ~ 10	中等
10 ~ 5	差
5 ~ 0	无价值

三、影响孔隙度的因素

岩石的孔隙度受岩性及埋深等诸多因素的影响。对于一般的碎屑岩（例如砂岩），在成岩过程中经历了母岩破碎、搬运、胶结和压实等过程，因此碎屑颗粒的矿物成分、排列方式、分选程度、胶结物类型和数量及成岩后的压实作用就成为影响此类岩石孔隙度的主要因素。一般来讲，下列因素对岩石孔隙度有决定性的影响。

1. 岩石的矿物成分

岩石的矿物成分影响流体在孔隙中的运动。例如，在其他条件相同时，石英砂岩一般比长石砂岩的储油性好。这主要是因为长石的亲油和亲水性比石英好。在被油或水润湿后，在长石表面所形成的膜比石英表面所形成的膜厚，而流体在矿物表面所形成的膜一般是不移动的。所以，膜的存在使孔隙的流动截面和储集体积在一定程度上有所减少。

矿物成分对孔隙度的另一个影响体现在颗粒的几何形状上。例如，石英为粒状，而云母为片状。根据有关研究，在体积相同时，片状颗粒和粒状颗粒所形成的孔隙度是不同的。另外，粘土矿物在遇水时发生的膨胀，也会影响实际的孔隙度和渗透率。

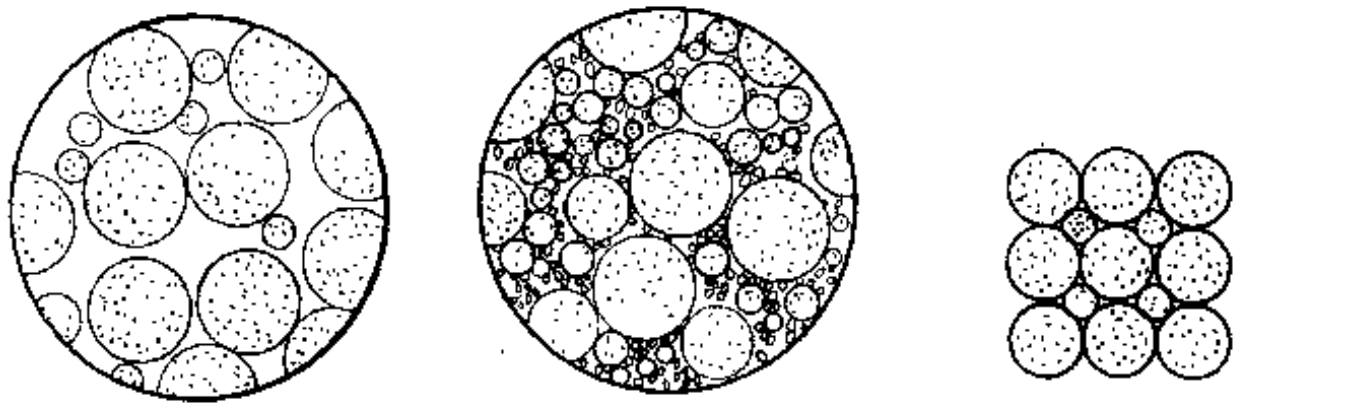
2. 颗粒的直径、排列方式和分选性

根据对大量砂岩标本的研究结果，孔隙度与颗粒的直径有关：孔隙度随着粒径的增加而减小。造成这种情况的原因是细粒碎屑的磨圆度差，呈棱角状。当这样的颗粒堆积在一起时比较松散。因此，碎屑颗粒堆积所形成的孔隙度比磨圆好的较粗的砂粒有更好的孔隙度。

除了颗粒的粒径及排列方式外，颗粒的分选程度对孔隙度的影响也很大（图 2-3-1）。碎屑状的小颗粒在成岩时会充填在颗粒间的孔隙和孔隙之间的通道中，使岩石的孔隙度降低。

3. 埋藏深度

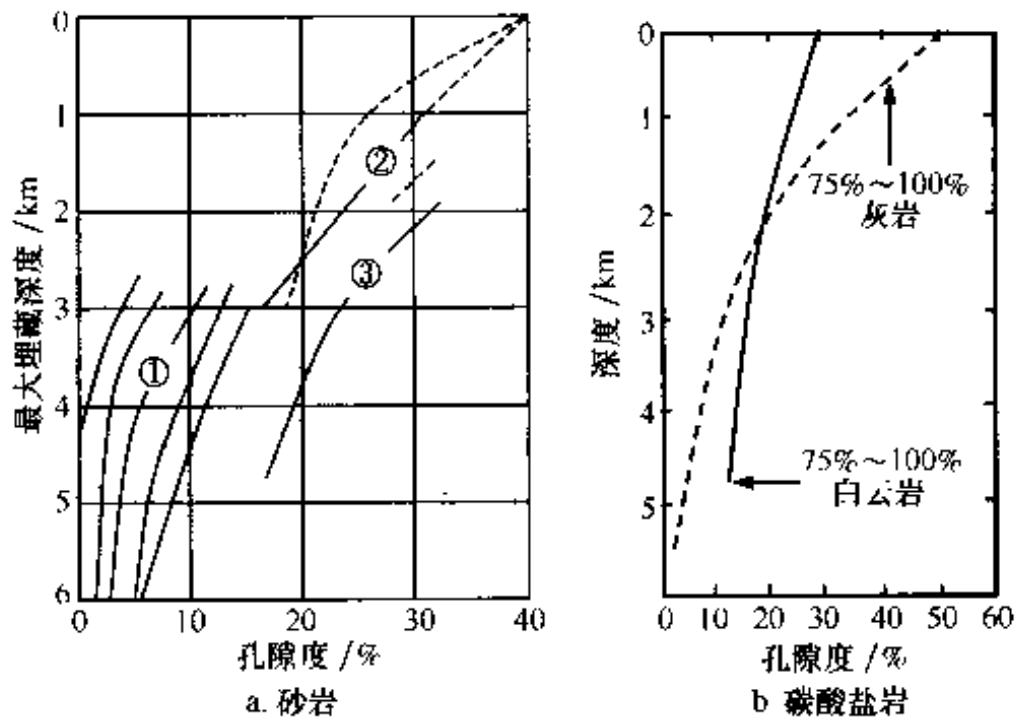
沉积岩的埋深加大时，由于上覆岩层加厚，引起其所受的静压力加大，环境温度升高，颗粒间发生非弹性的不可逆移动，使得岩石中的颗粒排列变得比在埋深较浅时紧密。因此，在沉积岩的埋深加大时，岩石的孔隙度变小（图 2-3-2）。在极限情况下，岩石的颗粒间已无孔隙存在的可能。如果此时上覆岩层的压力继续增加，就会使岩石的颗粒在接触点处的温



a. 分选好的情况　　b 分选差的情况　　c 两种不同直径的圆球的立方排列

图 2－3－1　分选程度对孔隙度的影响

度上升，促使局部矿物发生溶解。溶解的矿物在颗粒间形成新的结晶体，导致孔隙度的进一步变小。在极端情况下，这种局部溶解及重结晶的过程会使孔隙性岩石变成不渗透层。



a. 砂岩　　b 碳酸盐岩

图 2－3－2　孔隙度与埋深的关系

①泥质砂岩；②侏罗-白垩纪石英砂岩；③第三纪石英砂岩

四、岩石中孔隙的微观结构

孔隙的微观结构是指：①孔隙的大小、分布及其形状；②粘土基质；③砂粒组构。经验证明，孔隙的微观结构对于岩层内的流体流动有很大的影响。例如，孔隙的微观结构直接影响由人工注入的流体对原油的驱动效率。

1. 孔隙喉道及其形态

孔隙的喉道是孔隙很小的部分，其大小和形状对储集层的性能有很大的影响。砂岩中常见的孔隙喉道有下列 5 种类型（图 2－3－3）：① 孔隙的缩小部分；② 孔隙的可变断面的收缩部分；③ 片状喉道；④ 弯片状喉道；⑤管状喉道。

2. 粘土杂基

粘土杂基是指作为杂基充填于碎屑岩孔隙中的粘土矿物。由于粘土矿物有很大的比面和很强的活性（如吸附能力，对外来流体的敏感性等），它们对人工注入的流体的吸附性能改变有很大的影响。对粘土杂基的描述通常是下列几个方面：①粘土含量，根据定义，颗粒直径小于 0.005 mm 的矿物颗粒称为粘土，其含量为粘土的总量。②粘土矿物类型，粘土矿

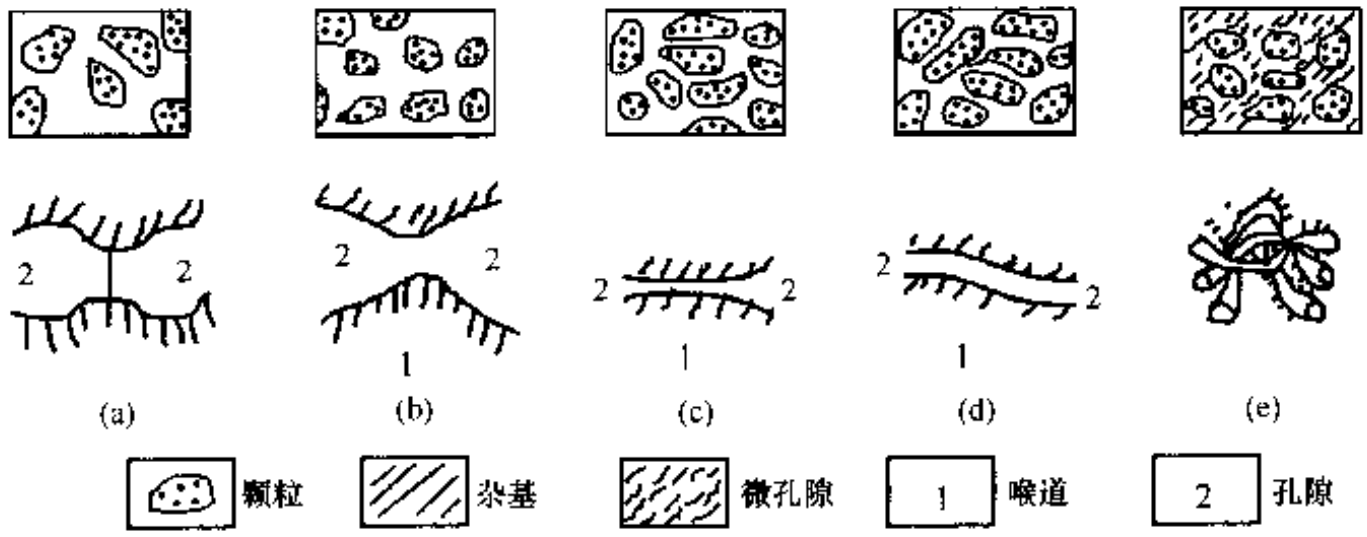


图 2-3-3　孔隙喉道类型

(a)孔隙的缩小部分;(b)可变断面的收缩部分;(c)片状喉道;(d)弯片状喉道;(e)管状喉道

物类型较多,如在第一节中所指出的那样,常见的粘土矿物有蒙脱石、高岭石、绿泥石、伊利石等,在不同物源和不同沉积环境中出现的粘土矿物的类型和含量不同,不同类型的粘土矿物对流体的敏感度不同,因此要分别测定不同孔隙性岩层中所出现的粘土矿物类型,以及各类粘土矿物的相对含量。③粘土矿物产状,粘土矿物的产状对储集性岩石内的流体运动影响较大,一般分为:分散状(充填式)、薄层状(衬垫式)、搭桥状(图 2-3-4)。在分散状产状中,粘土以分散的形式分布在孔隙中。如果粘土附着于孔隙壁上,形成一个相对连续的薄粘土矿物层,则形成薄层状产状。搭桥状是指粘土矿物黏附于孔隙壁表面且伸长很远,整个横跨孔隙,像搭桥一样,把颗粒间的孔隙分隔成为大量的微孔隙。④粘土矿物对流体的敏感性。粘土矿物与地层中的流体(如原油)通常处于平衡状态,当其他流体进入后,它们的平衡状态会遭到破坏。外界流体与储层流体和储层矿物的不匹配会导致储层渗流能力下降。



a.分散状　　b.薄层状　　c 搭桥状

图 2-3-4　孔隙内粘土矿物的典型产状

第四节　岩石中的流体及流体饱和度

流体是重要的孔隙充填物质,是孔隙性岩石的重要组成部分。一般来讲,孔隙流体由水、油和气体组成。在物理上,流体的性质由密度、黏度和弹性来刻画。

与地面上的流体不同,地下岩石中的流体处在高温和高压的环境之中。因此,地下流体的物理性质与其在地面上时的物理性质有着很大的不同。

一、流体的基本物理参数

流体是气体和液体的总称,具有流动性、黏滞性和可压缩性。在连续介质力学中,流体

被看成是连续介质，其基本物理参数（密度、黏滞性系数和压缩系数）是坐标的连续函数。

流体是由大量分子组成的，而每个分子又是由若干数量的原子构成的，原子本身又含有电子和原子核。因此，把流体当作连续介质处理意味着在一个宏观无限小的体积元 V 中要含有足够多的分子。

（1）密度：与孔隙度的定义类似，流体在一个给定点 M 处的密度定义为下列极限：

$$\rho(M,t) = \lim_{V_M \to V_M'} \frac{m_M(t)}{V_M} \tag{2-4-1}$$

式中：$m_M(t)$ 是以 M 为中心的体积元内流体在时刻 t 的质量。

密度与体积元的关系和孔隙度与体积元的关系类似，具体可参见图 2-2-1。

（2）黏度：流体的黏度定义为流体中任一点上单位面积的剪应力与速度梯度的比值，是由流体的内摩擦所产生的阻力。根据牛顿内摩擦定律，剪切应力与速度的梯度成正比，其比例系数即为流体的黏度：

$$\tau = \eta \frac{\mathrm{d}v}{\mathrm{d}y} \tag{2-4-2}$$

式中：τ 为剪应力；v 为速度；y 为垂直于流体运动方向的坐标变量；η 为黏度，单位是 Pa·s。黏度是温度和压力的函数。

（3）压缩系数：压缩系数是度量在一定的温度下，压力或张力发生变化时流体体积的相对变化量。令 α_f 代表流体的压缩系数，有

$$\alpha_f = -\frac{1}{V}\frac{\mathrm{d}V}{\mathrm{d}p} = \frac{1}{\rho}\frac{\mathrm{d}\rho}{\mathrm{d}p}, \qquad T = T_0 \tag{2-4-3}$$

式中：p 为压力；T 为温度。

二、地层水的分类及其物理性质

地层水指岩石孔隙中所含有的水。为了与地球表面的水相区分，一般将地层水称为地下水。在油气地层中，水一般存在于油气层的边部、底部、层间或层内。

根据水在岩石中的存在形式，可将其分为束缚水（结合水）和自由水（重力水）。由于水分子相当于电耦极子，在固体颗粒的表面附近要受到很强的静电吸引力，因此不能在重力的作用下运动。这部分水称为束缚水或结合水。在远离固体颗粒的地方，由于静电引力衰减遵循反平方定律，水分子主要受重力作用。在重力作用下能自由流动的水称为自由水或重力水。

地层水是良好的溶剂。由于长期与岩石颗粒、石油或天然气接触，在地层水中总是含有相当多的金属盐类和一些气体。这一点与地面水完全不同。

在地层水中常见的离子有 7 种：①氯离子（Cl^-）；②硫酸根离子（SO_4^{2-}）；③重碳酸根离子（HCO_3^-）；④钠离子（Na^+）；⑤钾离子（K^+）；⑥钙离子（Ca^{2+}）；⑦镁离子（Mg^{2+}）。

地层水中的含盐量多少用矿化度来表示。根据定义，矿化度表示水中矿物盐的浓度，用 mg/L 或 10^{-6} 来表示。地层水的总矿化度表示水中正、负离子的总和。实验证明，矿化度对地层水的物理性质有重要的影响。

地层水中含有的钙、镁等 2 价阳离子的含量多少用水的硬度来表示。水的硬度高，说明钙、镁离子的含量高。在油田的开采阶段，如果地层水的硬度过高，会使化学驱油剂产生沉

淀，导致驱油效果降低。因此，在地层水的硬度很高时，可以考虑事先用清水对目的层进行清洗，降低水的矿化度和硬度。

由于在地层水中溶有大量的盐类，所以天然气在地层水中的溶解量很小（一般在10.0 MPa下的溶气量不超过1～2 m^3/m^3）。天然气在地层水中的溶解量用溶解度来表示。如果地面上体积为1 m^3 的水被放置于地层的温度和压力条件下，则其所能溶解的天然气的体积称作天然气在地层水中的溶解度。天然气在地层水中的溶解度与温度、压力及矿化度有关（图2－4－1）。

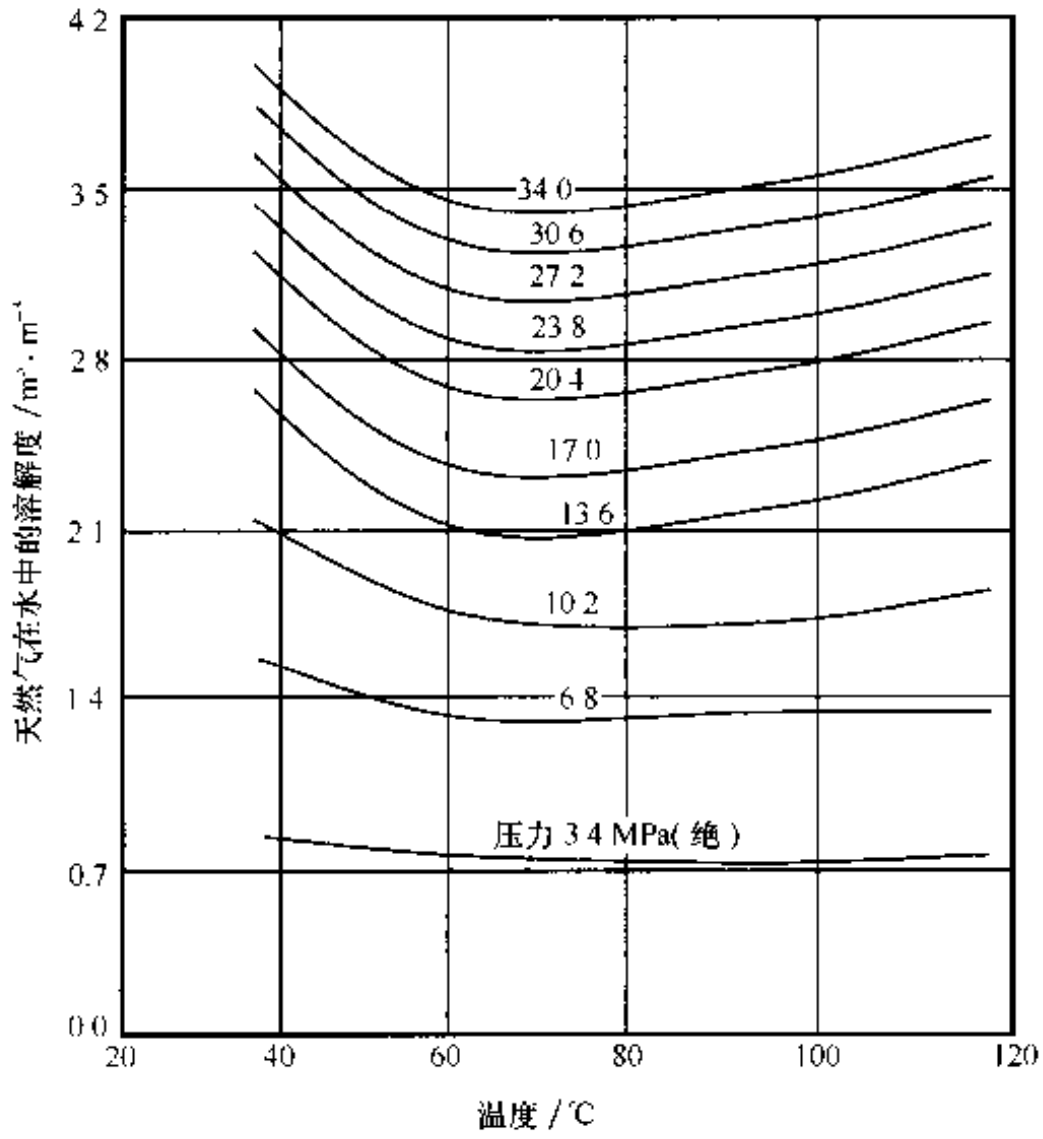


图2－4－1　地层水中天然气的溶解度与压力和温度的关系

对于地层水可以从化学成分及其形成原因两方面进行分类。按其化学成分的形成原因进行分类，则分为溶滤水、沉积水、再生水和初生水。溶滤水的化学成分由对岩石和土壤的溶解作用获得。沉积水是在沉积过程中或在沉积过程后进入孔隙并被地质构造封存起来的水，其化学成分主要来源于形成沉积物的水体。再生水是在高温变质过程中从矿物结构中分离出来的水。初生水是直接由岩浆析出的水。

地层水的物理性质主要通过地层水的体积系数、压缩系数、综合弹性压缩和黏度等参数来表征。

1. 体积系数

体积系数是地层水在地下的温度和压力条件下的体积与其在地面条件下的体积之比：

$$B_w = \frac{V_w}{V_{ws}} \tag{2-4-4}$$

式中：B_w 为地层水的体积系数；V_w 为地层水的体积，其在地面上的体积用 V_{ws} 代表。

地层水的体积系数是温度、压力及天然气溶解度的函数，其值在1.01～1.02之间。如

图 2－4－2 所示，地层水的体积系数随着温度的增加而增加，随着压力的增加而减小；溶解有天然气的地层水比纯水的体积系数大。

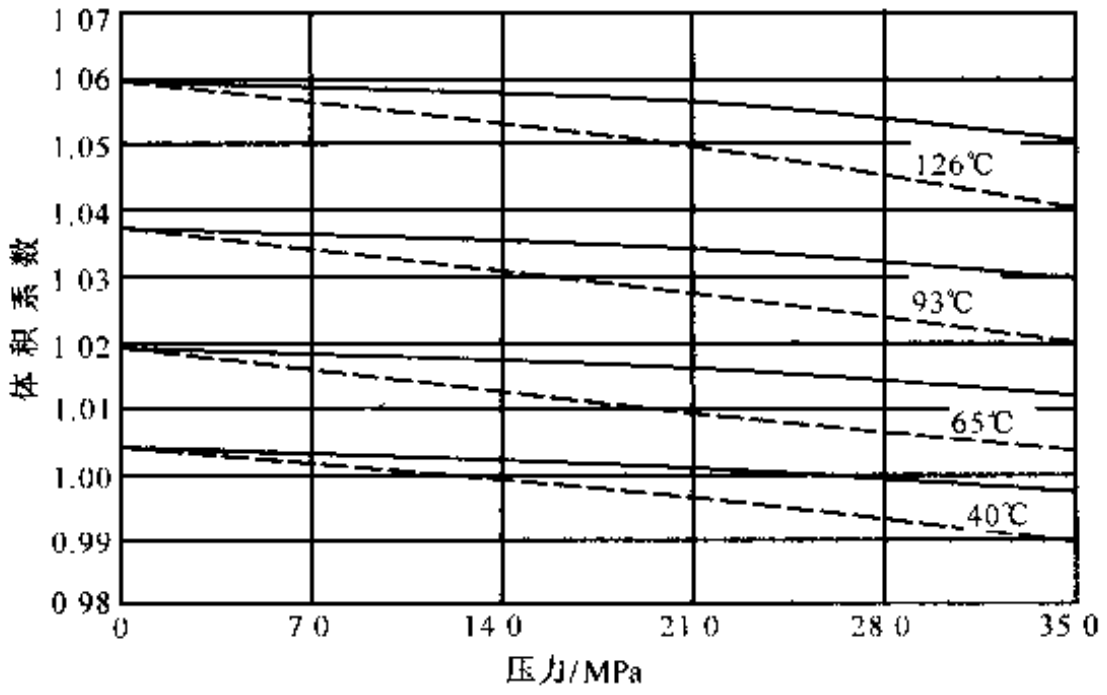


图 2－4－2　地层水的体积系数与压力和温度的关系

实线：溶有天然气的水；虚线：纯水

2. 压缩系数

压缩系数是指在恒温条件下，单位体积的地层水在压力改变一个单位时所发生的体积变化：

$$\alpha_w = -\frac{1}{V_w}\frac{\partial V_w}{\partial p}\bigg|_T \qquad (2-4-5)$$

式中：α_w 为地层水的压缩系数，MPa^{-1}；V_w 为地层水的体积；T 为温度。

地层水的压缩系数与压力、温度及所溶解的气量有关（图 2－4－3）。

3. 黏度

地层水的黏度与压力、温度和矿化度有关。图 2－4－4 说明，地层水的黏度随着温度的升高而大大降低，但几乎与压力的变化无关。另外，地层水的黏度也几乎与矿化度和溶气量的变化无关。

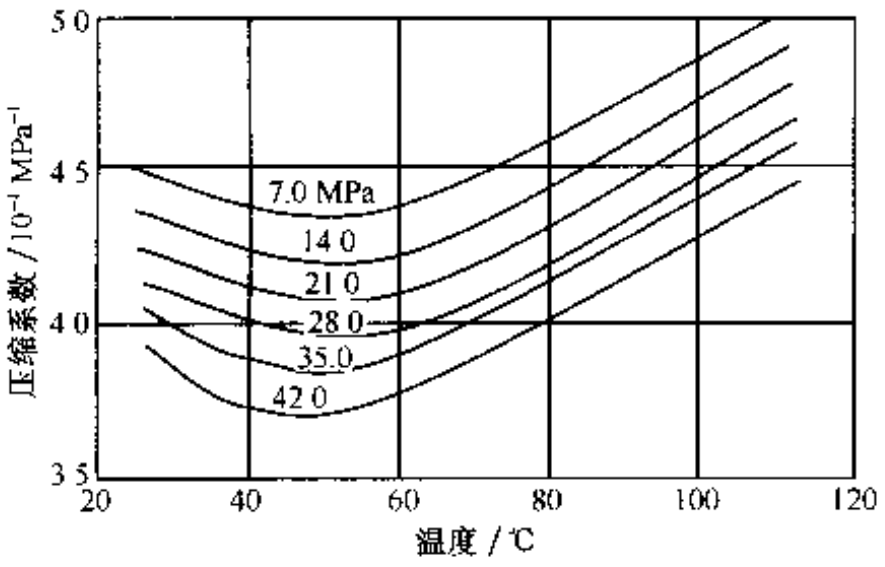


图 2－4－3　不含有溶解气时的地层水压缩系数与温度、压力的关系

三、石油（原油）的分类及其物理性质

石油（原油）是一种由碳氢化合物（烃类）及少量氧、硫、氮化合物所组成的混合物，其状态取决于温度、压力和分子间的作用力。根据原油中某些物质的含量，可以对原油进行分类。具体的分类原则是：

1. 按胶质-沥青质含量分类

（1）少胶原油——原油中的胶质和沥青含量在 8% 以下；

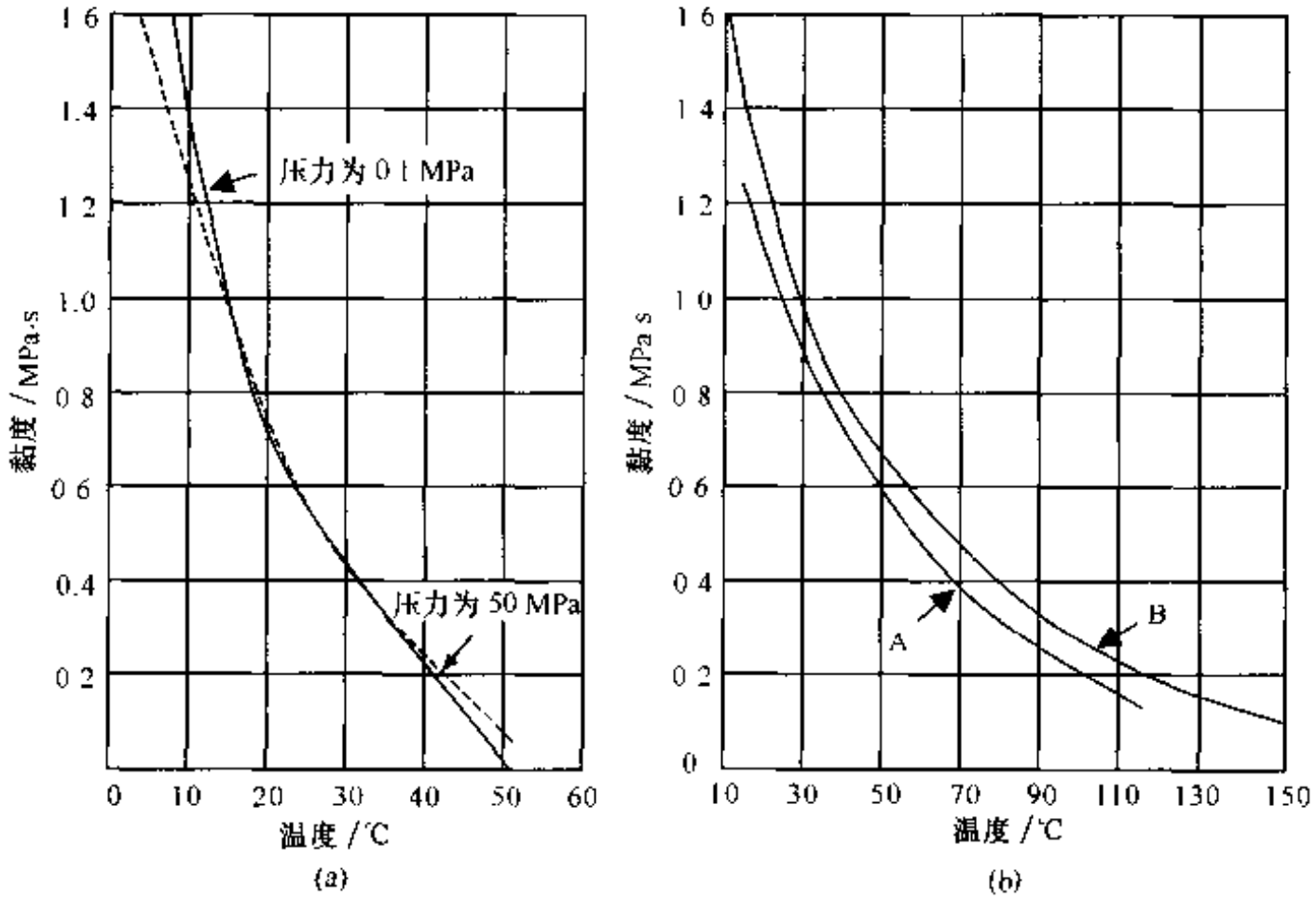


图 2-4-4　地层水的黏度与温度的关系

(a)纯水;(b)含盐量为 60000 mg/L 的水

(2)胶质原油——原油中的胶质和沥青含量在 8% ~25% 之间;

(3)多胶原油——原油中的胶质和沥青含量在 25% 以上。

2. 按含蜡量分类

(1)少蜡原油——含蜡量在 1% 以下;

(2)含蜡原油——含蜡量在 1% ~2% 之间;

(3)高含蜡原油——含蜡量在 2% 以上。

3. 按含硫量分类

(1)少硫原油——硫的含量在 0.5% 以下;

(2)含硫原油——硫的含量在 0.5% 以上。

胶质-沥青质在原油中形成胶体结构,对原油的流动性有很大的影响。胶质-沥青质含量过高可形成高黏度的原油。原油中的含蜡量影响原油的凝固点。含蜡量越高,其凝固点越高。原油中的硫是一种有害物质,对用钢制成的炼油设备有腐蚀作用。

石油的物理性质主要有溶解气油比、体积系数、压缩系数、黏度。

1. 溶解气油比

原油的溶解气油比定义为原油在地面脱出的气量与地面脱气原油的体积之比:

$$R_s = \frac{V_g}{V_o} \tag{2-4-6}$$

式中:V_g 为在地面状态下由原油中脱离出来的气体体积;V_o 为地面脱气原油的体积;R_s 为在温度和压力保持不变的条件下的溶解气油比,单位是 m^3/m^3。在物理上,溶解气油比表示在地面上单位体积的原油在地下的温度和压力条件下所能溶解的天然气体积。

2. 体积系数

体积系数定义为原油在地下的体积与其在地面脱气后的体积之比：

$$B_o = \frac{V_{fo}}{V_{so}} \qquad (2-4\quad 7)$$

式中：V_{fo}为原油在地层中的体积(在某一温度、压力下)；V_{so}为原油在地面脱气后的体积(20℃,0.1 MPa)。

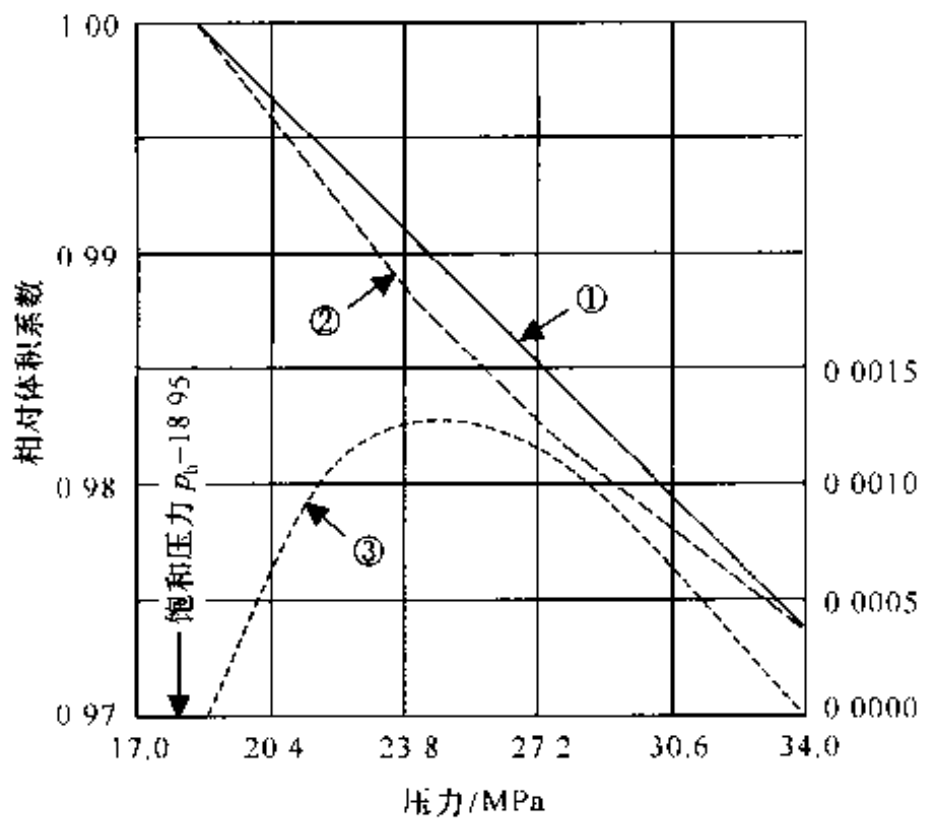


图 2-4-5 某地层中的油在饱和压力下的相对体积系数(体积系数与饱和压力下的体积系数之比)
①直线；②实测数据；③实测数据与直线的离差值

根据实践经验，地下溶解气和热膨胀的影响远远地超过了压力对原油弹性压缩的影响，因此地层油的体积系数一般大于1。这意味着，原油在地面的体积一般小于其在地层内时的体积。原油在地面上由于脱气而使体积变小的现象称为原油的收缩，收缩系数为$1/B_o$。

地层原油的体积系数除了与溶解气油比有关外，还与温度和压力有关(图2-4-5)。

3. 压缩系数

令α_o代表地层原油的等温压缩系数，则

$$\alpha_o = -\frac{1}{V_{fo}}\frac{\partial V_{fo}}{\partial p}\bigg|_T \qquad (2-4-8)$$

地层原油的压缩系数主要取决于原油的溶解气量、温度、压力。如果原油中含有的气体多，则原油的密度下降，压缩系数变大。

4. 黏度

原油的黏度主要由原油的化学组成所决定。地面脱气原油的黏度具有很大的变化范围，从零点几到几千万毫帕秒(图2-4-6，图2-4-7)。

四、天然气的物理性质

天然气的定义有几种，如在自然界中所有天然生成的气体都可称为天然气。一般来讲，天然气是指从地下开采出的可燃气体。

天然气的形成是多样的，其组成成分也因地而异。在天然气中常见的气体有甲烷、乙烷、二氧化碳、硫化氢等。

与地层水和原油相同，天然气的主要物理性质由压缩系数、体积系数和黏度来刻画。

1. 体积系数

体积系数定义为地下天然气的体积与其在地面标准条件下(20℃,0.1 MPa)的体积之比：

$$B_g = \frac{V_{fg}}{V_{sg}} \qquad (2-4-9)$$

式中：V_{gs}为在地面标准条件下的天然气体积；V_{tg}为同数量的天然气在地层中的体积；B_g为天然气的体积系数。

天然气的体积系数表示天然气在质量不变的前提下，从地下到地面由温度和压力的变化所引起的体积膨胀（图2-4-8）。

2. 压缩系数

压缩系数定义为等温条件下天然气的体积随压力的变化率：

$$\alpha_g = -\frac{1}{V_g}\frac{\partial V_g}{\partial p}\bigg|_T \qquad (2-4-10)$$

式中：α_g为气体的等温压缩系数，其余符号的意义与前面关于地层水和原油

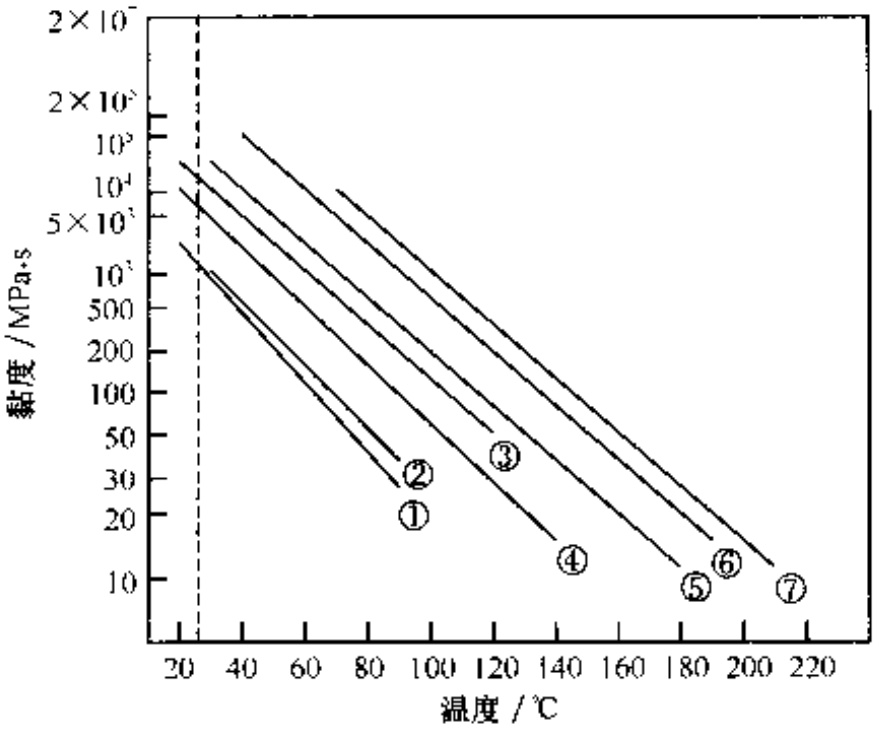


图2-4-6 典型区块地层油的黏度与温度的关系

①锦45块；②孤岛；③羊二木油田；④新疆九区（各占组）；⑤兴隆台；⑥大凌河；⑦单2块（沙一段）

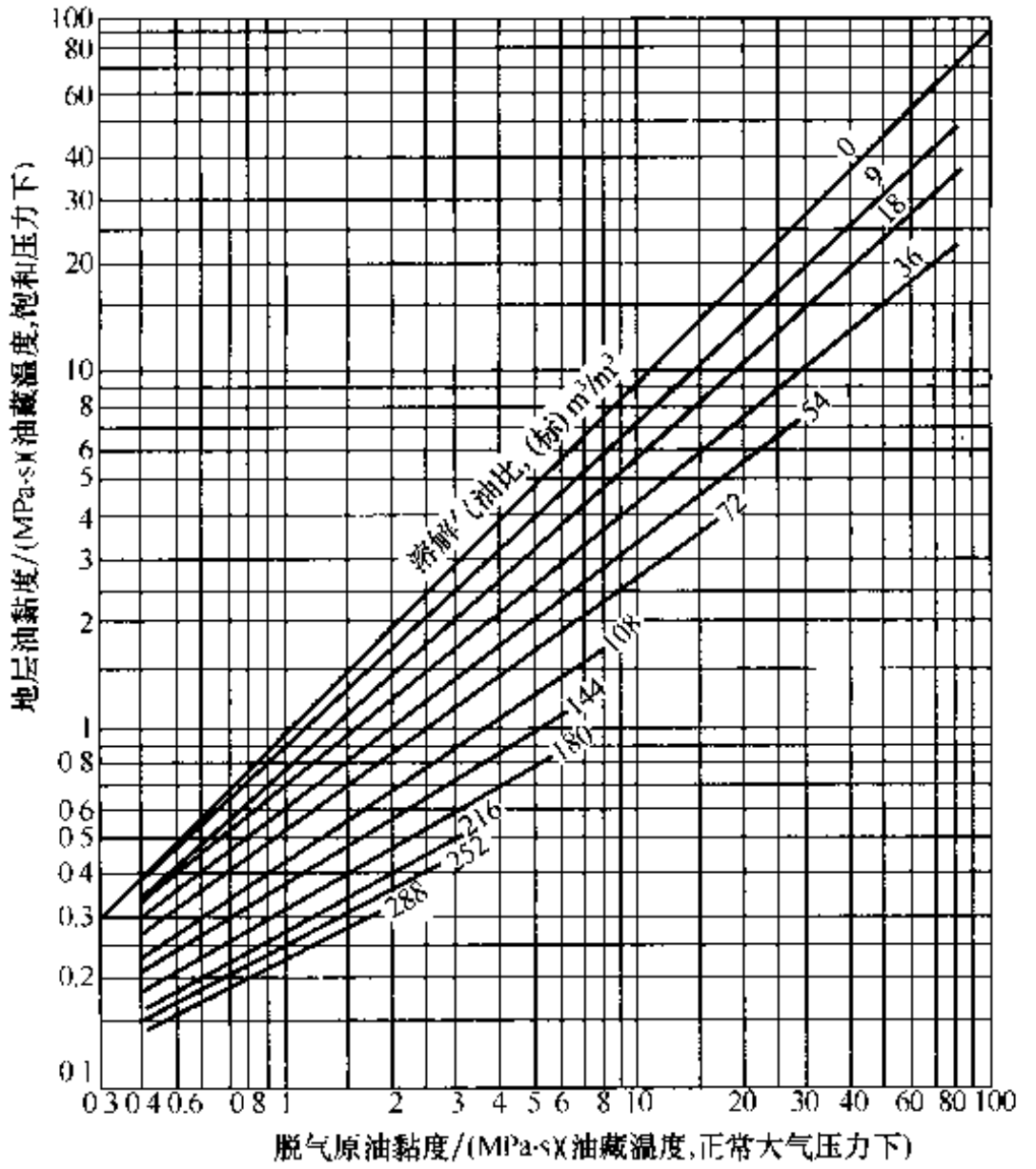


图2-4-7 在油藏温度和饱和压力下的地层油黏度和溶解气油比的关系

的压缩系数的讨论中所用的符号意义相同。

图2-4-9给出了天然气的视对比等温压缩系数曲线。（注：视对比压缩系数定义为压缩系数与视临界压力的乘积，无量纲；视对比压力定义为压力与视临界压力的比值，无量纲；

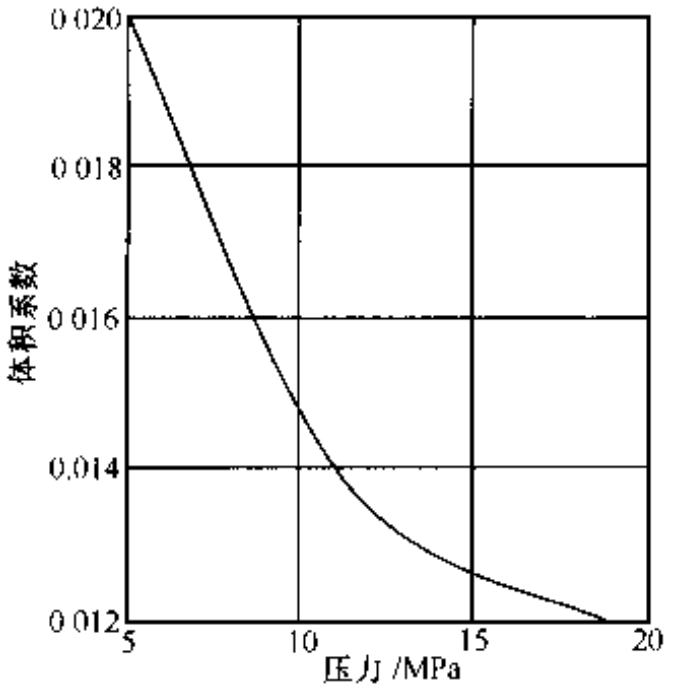


图 2－4－8　天然气的体积系数与压力的关系

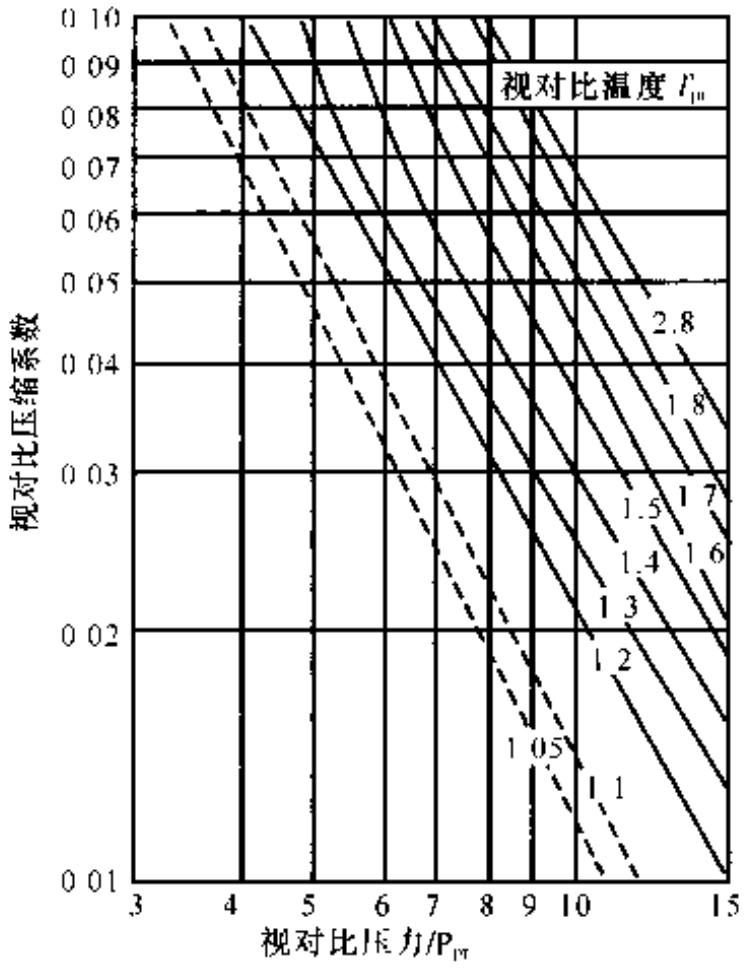


图 2－4－9　天然气的视对比等温压缩系数

视对比温度定义为温度与视临界温度的比值，无量纲；视临界压力和视临界温度分别定义为天然气中各组分的临界压力和临界温度按摩尔分数加权的平均值。）

3. 黏度

天然气的黏度取决于天然气组成成分、压力及温度等条件。在接近 1 个大气压的条件下，气体的黏度几乎与压力无关，随温度的升高而增大（图 2－4－10）。在高压条件下，气体的黏度随压力的增大而增大，随温度的升高而减小。

五、岩石中流体的饱和度

对于存在于岩石中的一种流体，其饱和度是指该流体在岩石的孔隙中所占有的体积分数。在物理上，饱和度描述给定流体在孔隙中所占据空间的大小，它表征了岩石的孔隙被给定流体所占据的程度。

流体的饱和度是继孔隙度后的又一个重要的岩石基本特性参数。对于油气开发来讲，饱和度的变化直接反映了地层油气储量的变化。

1. 饱和度的定义

设 V_p 为岩石的孔隙体积，V_o、V_w 和 V_g 分别为油、水和气在岩石的孔隙中所占据的体积，则含油饱和度 S_o、含水饱和度 S_w 和含气饱和度 S_g 的定义为

$$S_o = \frac{V_o}{V_p}, S_w = \frac{V_w}{V_p}, S_g = \frac{V_g}{V_p} \tag{2-4-11}$$

S_o、S_w 和 S_g 之间有如下关系：

$$S_o + S_w + S_g = 1 \tag{2-4-12}$$

2. 几种重要的饱和度

（1）原始含油饱和度：油田开发前所测出的岩石孔隙中的原始含油体积 V_{oi} 与岩石的孔

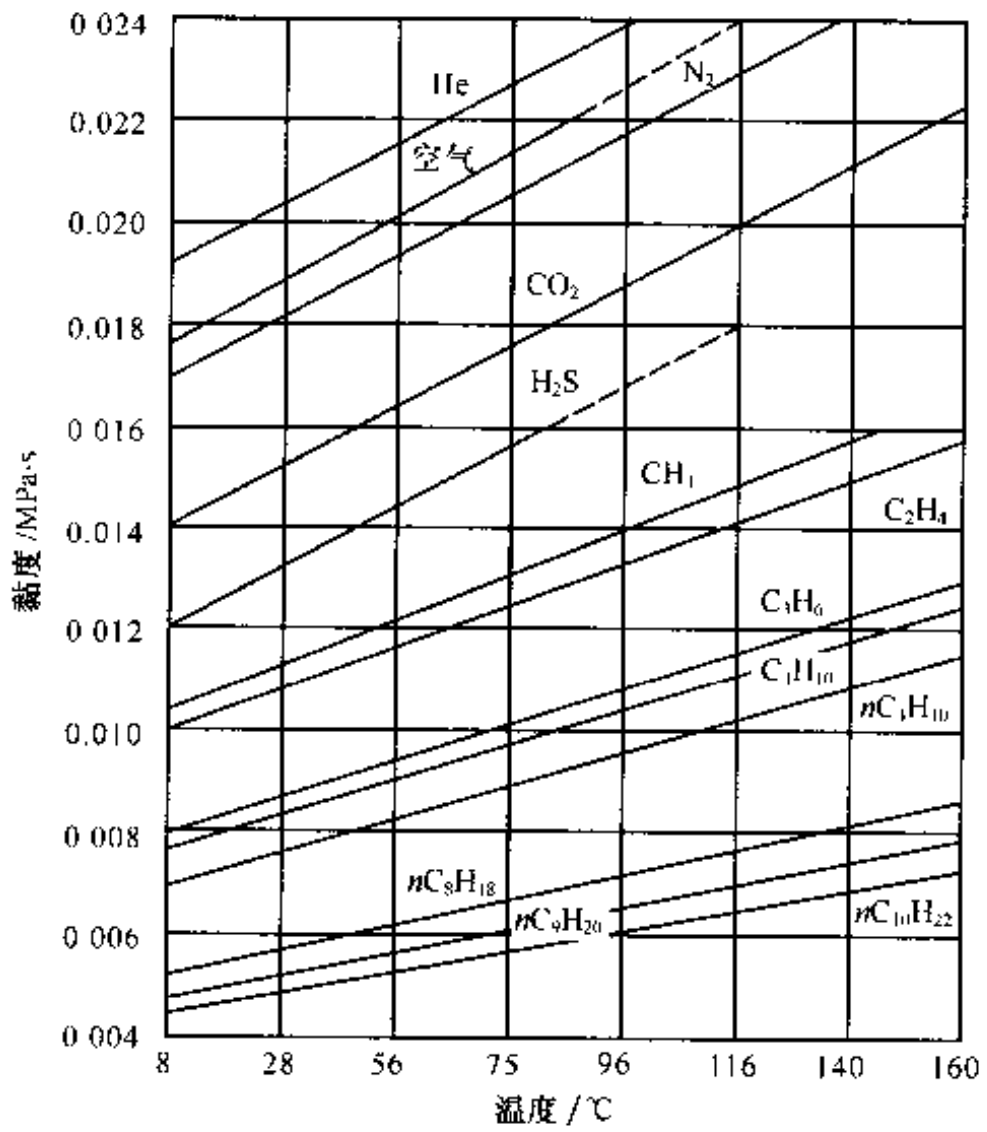


图 2－4－10　正常大气压下单组分烃的绝对黏度

隙体积 V_p 的比值：

$$S_{oi} = \frac{V_{oi}}{V_p} \tag{2-4-13}$$

（2）原始含水饱和度：油田开发前所测出的岩石孔隙空间中的原始含水体积 V_{wi} 与岩石的孔隙体积 V_p 的比值：

$$S_{wi} = \frac{V_{wi}}{V_p} \tag{2-4-14}$$

（3）当前油、气、水饱和度：指在油田开发的不同时期，不同阶段所测得的油、气、水饱和度，也称含油、含气、含水饱和度。

（4）残余油饱和度：在油田开发中经注水后尚未驱尽的原油的饱和度，用 S_{or} 表示。

3. 影响饱和度的因素

影响饱和度的因素主要有两个：①岩石的孔隙结构及表面性质。岩石的孔隙结构及表面性质是影响岩石的油气饱和度的关键因素。一般来说，岩石的颗粒较粗时，比面小，孔隙喉道的半径大，孔隙的连通性好；孔隙的内壁光滑时，渗透性好，油气排驱水的阻力小，油气的饱和度就高，束缚水的饱和度低。②油气的性质。油气的密度不同，油气的饱和度亦不同。例如黏度较高的油排水动力小，所以不易进入孔隙。

第五节　岩石中的裂隙及其描述

岩石中的裂隙是岩石在应力的作用下自然形成的裂缝，与岩石的强度、岩石所经历的构

造运动、岩层的构造变形和成岩过程的环境有关。裂隙的存在与否对石油、天然气、地下水及人工污染流体的聚集、运移和储存都有很大的影响。在油气储层内，对于脆性岩石，例如碳酸盐岩或石英砂岩，其裂隙的形成和发展主要受构造应力场和储层的构造形状等因素控制。这样的裂隙被称为构造裂隙，是油气运移和聚集的主要通道和场所。因此，对裂隙的研究和描述具有重要的意义。

岩石中裂隙的多少用裂隙率来度量。与孔隙度类似，裂隙率是裂隙体积与标本体积之比，通常以百分数表示。有时也可以用面积比来表示。

一、裂隙的成因

裂隙的成因和区域构造有关，不同的岩性和不同的应力作用，都会对裂隙的发育规律产生影响。在岩石的形成过程中，可以产生成岩裂隙；在成岩后，岩石要经历各种各样的构造运动，会形成构造裂隙；出露于地表或分布在地壳浅部的岩石，要经受风化作用的侵蚀，会形成风化裂隙。

1. 成岩裂隙的成因

成岩裂隙是在岩石的形成过程中受内部应力作用而产生的原生裂隙。沉积岩在成岩过程中要经历固结阶段。由于脱水干缩的作用，岩石内产生细小的裂隙。岩浆岩在冷凝的过程中要产生收缩而形成裂隙。由于岩浆岩的内部张力的作用，岩浆岩内部的裂隙一般为垂直于冷凝面的六方柱状节理。岩浆岩内的裂隙性质与其埋深有密切关系。对于喷出岩，由于岩浆喷发的不连续性，经常可以见到气孔和裂隙（柱状节理）相间分布的现象。侵入岩的成岩裂隙是在强大的压力和冷凝收缩下形成的，裂隙的分布和岩体的产状关系密切。另外，侵入岩中的裂隙发育程度受岩相的影响较大。在岩脉及岩体接触带的部位，冷凝收缩作用一般较为强烈，在加上岩浆侵入时要伴随有力的作用，所以在这些部位的裂隙率一般较大。

2. 构造裂隙的成因

构造裂隙是岩石在构造运动过程中受力产生的。它的发育既取决于岩石本身的性质，又取决于岩石中的应力状况。对于脆性岩石（例如块状致密的灰岩），由于其在受力时要在短暂的塑性形变后迅速产生脆性形变，所以其内的裂隙分布为非均匀状态，较为稀疏。另外，这些裂隙的张开性和切穿性较好，对流体的流通和运移比较有利。对于柔性岩石（各种页岩、片岩、千枚岩等），其在受力后要发生小的褶曲并伴随有隐蔽闭合的裂隙出现。柔性岩石中的裂隙具有密集、细微、穿透性差等特点，对流体的运移有阻挡的作用。

对于砂岩，其中的胶结物对其构造裂隙的发育特征和分布有很大的影响。钙质胶结的砂岩，接近于脆性岩石的力学性质；泥质胶结的砂岩则接近于柔性岩石的力学性质。

对于石英岩，虽然看上去很脆，但其构造裂隙的发育特征却接近于柔性岩石，很少有张性裂隙。

岩石中的构造裂隙受外应力场的大小和方向的控制。如果应力场是均匀的，岩层均匀受力，发生普遍的破裂形变，形成区域性的构造裂隙。在主要构造线和与之垂直的方向上，相应的纵节理和横节理的张开性较好，有利于流体的运移。扭性应力场产生的裂隙一般具有裂隙面平整、闭和和不传导流体的特点。在张扭性应力场作用下形成的张扭性节理往往具有一定的张开性。如果岩石受到多次的构造应力场作用，前期形成的扭节理也可以在后期的应力场的作用下而张开。

如果地下的应力场分布是不均匀的，那么在应力集中释放的部位将产生大规模的破裂形变，形成断层破碎带。从这个角度讲，断层是局部性的构造裂隙。

断层破碎带的裂隙性质取决于断层的力学性质和断层两盘的岩性。由张性应力产生的张性断层，多数为正断层，断层带内的岩石多为疏松的角砾岩，透水性良好。但是，观察证明，张性断层带两侧的裂隙并不特别发育。对于由扭性应力场形成的扭性断层，具有延伸远的特点。断层两侧的裂隙发育，并常有分支断层出现。压性断层是在强大的压力作用下形成的。由于岩石的极度破碎和压实，断层破碎带本身往往是不透水的，但破碎带两侧裂隙较发育。另外，断层两盘的岩性对于破碎带的透水和透气性有很大的影响。例如，同为张性断层，在脆性岩石中可以形成透水性良好的破碎带，在柔性岩石中却可能形成大量的断层泥，阻止流体的运移。

3. 风化裂隙的成因

如果岩石脱离了原有的成岩环境，暴露于地表，则会在温度、水、空气、生物等外动力地质作用下形成风化裂隙。风化裂隙常在成岩裂隙和构造裂隙的基础上形成。由于风化作用只在地表附近最为活跃，所以风化裂隙一般处在地下数米到数十米的范围内，并具有均匀、密集、相互连通和网状的特点。

风化裂隙的发育受岩性、气候、地形等因素的影响。以稳定矿物为主且组成均一的岩石（例如石英岩）很难风化，因此无风化裂隙出现；而花岗岩和片麻岩等粗粒岩石则具有发育的风化裂隙。

二、裂隙的描述

研究裂隙的途径是采集裂隙参数，认识裂隙的类型、空间分布规律和形成机制。裂隙参数包括张开度、长度、高度、产状、充填特性、裂隙密度以及空间组合特征等。按参数的定义，可将裂隙参数分为单一裂隙参数和多裂隙参数两类。单一裂隙参数描述裂隙的个体特点，而多裂隙参数描述裂隙的群体特点。

（一）常用的单一裂隙参数

（1）裂隙的张开度或宽度——裂隙的张开度可由裂隙两壁之间的距离来表示，其取决于埋深、孔隙压力和岩石的力学性质。裂隙宽度的确定可以用光学或电子显微镜观测。

（2）裂隙大小——裂隙大小用裂隙长度和岩层厚度之间的关系来表示：①较小裂隙，长度小于岩层的厚度；②中等裂隙，穿过岩层，延伸至顶底板；③较大裂隙，延伸较远，达几十米到几百米。

（3）裂隙性质——裂隙的性质包括张开度、充填情况、裂隙壁表面特征等。

（4）裂隙方向——裂隙的方向用倾向（或走向）和倾角表示。

（二）常用的多裂隙参数（裂隙密度）

根据不同的需要，裂隙密度有3种表达方式。

1. 体积裂隙密度（V_D）

体积裂隙密度表达式为

$$V_D = \frac{S}{V} \tag{2-5-1}$$

式中：S 为裂隙的总表面积；V 为岩石标本的体积。

在物理上，体积裂隙密度用来描述单位体积内所含有的裂隙面积。

2. 面裂隙密度（A_m）

面裂隙密度的表达式为

$$A_m = \frac{L_t}{S} \tag{2-5-2}$$

式中：$L_t = \sum_{i=1}^{n} L_i$ 为裂隙的累计长度；S 为所研究截面的面积。

在物理上，面裂隙密度用来描述单位面积内所含有的裂隙长度。

3. 线裂隙密度（L_m）

线裂隙密度的表达式为

$$L_m = \frac{n_f}{L} \tag{2-5-3}$$

式中：n_f 为在垂直于裂隙的方向上的裂隙条数；L 为垂直于裂隙方向的几何长度。

在物理上，线裂隙密度描述在垂直于裂隙方向上单位长度内的裂隙个数。

第六节　岩石中的渗流与渗流基本定律

地下流体在岩石孔隙中的流动是一种在无序介质中的缓慢流动，因此称为渗流。为了便于研究，我们将孔隙流体以及岩石骨架所占据的空间用一种假想的流体来代替。这种假想流体具有与真实的孔隙流体相同的性质（密度、黏滞性等）。同时，在假想流体流动时，其所受的阻力等于真实流体所受的阻力。通过任意点的截面的流量和压力均和实际相同。按这种处理方法研究孔隙性岩石中的流体运动的优点是可以把实际上并不连续的流体当作连续流体来研究。与真实的流体类似，我们把这种假想流体的流动称为渗流。

一、渗流的基本概念

表征渗流特征的物理量称为渗流运动要素，主要有渗流量 Q，渗流速度 v，压强 P。

1. 稳定与非稳定渗流

按地下流体的运动要素和时间的关系，可将地下流体的运动分为稳定流（运动）和非稳定流（运动）两种。在稳定流中，运动要素不随时间改变；在非稳定流中，运动要素是时间的函数。

如果流体在运动过程中其质点做有秩序的、互不混杂的运动，则称其为做层流运动。反之，如果流体的质点在运动的过程中互相混杂，毫无秩序，则称其为紊流运动。层流和紊流的区分通过流体渗流的雷诺数（Re）来进行。令 v 代表地下水的渗流速度；d 代表含水层颗粒的平均粒径；μ 代表地下水的运动黏度（即黏滞性系数），则雷诺数定义为

$$Re = \frac{vd}{\mu} \tag{2-6-1}$$

如果求得的雷诺数小于临界雷诺数，则地下水处于层流状态；若大于临界雷诺数，则地下水处于紊流状态。

地下流体的雷诺数是一个很难用实验求取的量。对于地下水，有人求得其值在150～

300 之间。

2. 渗流速度

在垂直于渗流方向上取一个岩石截面，设其面积为 A。通过该截面的渗流量是 Q。渗流速度 v 定义为 Q 和 A 的比值：

$$v = \frac{Q}{A} \tag{2-6-2}$$

在物理上，渗流速度代表渗流截面上的平均流速，与真实的运动速度无关。换句话说，渗流速度只是一种假想的速度。假设整个渗流截面都被流体充满时，流体就以这种速度流动。实际上，地下流体仅在孔隙中流动。其方向和速度都可能不同。因此地下流体的渗流速度是个矢量。设 $\bar{\boldsymbol{u}}$ 是实际的平均流速，则地下流体的运动速度 $\boldsymbol{v}$ 和 $\bar{\boldsymbol{u}}$ 之间的关系是：

$$\boldsymbol{v} = \varphi\bar{\boldsymbol{u}} \tag{2-6-3}$$

式中：φ 为孔隙度。

利用公式(2-6-3)定义的渗流速度是针对整个渗流截面的。在实际工作中，还要知道在地下某一点 M 的渗流速度。为此目的，考虑以 M 点为中心的典型单元体内的平均渗流速度矢量。设单元体积为 V_0，孔隙体积为 V_p。将速度矢量在孔隙体积 V_p 中求积分，再除以典型单元的体积 V_0，即为 M 点的渗流速度：

$$\boldsymbol{v} = \frac{1}{V_0}\int_{V_p}\boldsymbol{u}\mathrm{d}V \tag{2-6-4}$$

根据定义，平均流速：

$$\bar{\boldsymbol{u}} = \frac{1}{V_p}\int_{V_p}\boldsymbol{u}\mathrm{d}V \tag{2-6-5}$$

利用这个公式，可将 M 点的渗流速度公式写成

$$\boldsymbol{v} = \frac{1}{V_0}\frac{V_p}{V_p}\int_{V_p}\boldsymbol{u}\mathrm{d}V = \varphi\bar{\boldsymbol{u}} \tag{2-6-6}$$

这个公式和宏观情况下的公式完全一样。

二、Darcy 定律

1856 年，法国工程师 Darcy 在装满砂的圆桶中进行实验(图 2-6-1)，得到如下实验定律：

$$Q = KA\frac{h_1 - h_2}{L} = k\frac{A\Delta P}{\mu L} \tag{2-6-7}$$

式中：Q 为渗流量，m/s；L 为砂样沿水流方向的长度；A 为实验圆桶的横截面积；K 为渗透系数；h_1，h_2 为通过砂样前后的水头；μ 为流体的黏度(Pa·s)；k 为比例系数，即渗透率；ΔP 为压力差。

实验证明，对于单相牛顿流体，渗透率只与孔隙性岩石本身的结构有关，而与流体的性质无关；对于多相流体，渗透率不仅与岩石的性质(粒度、成分、颗粒排列、充填状况、裂隙性质及其发育程度)有关，还与渗透液体的物理性质(容量、黏滞性)有关。渗透率的量纲是[L^2]。

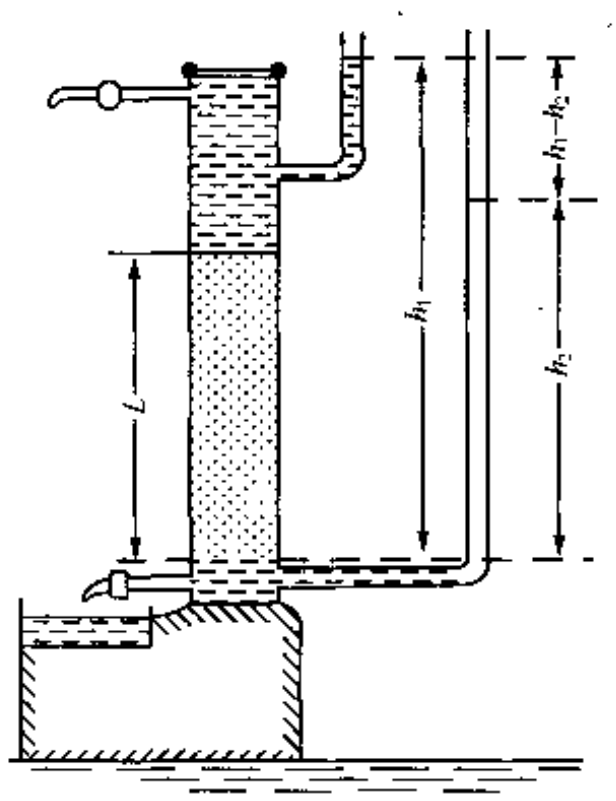


图 2-6-1　Darcy 的实验装置

通常采用的单位是 cm^2 或 D(Darcy),D 的定义为:当液体的黏度为 0.001 Pa·s,压力差为 101325 Pa 的情况下,通过面积为 1 cm^2,长度为 1 cm 岩样的流量为 1 cm^3/s 时,岩石的渗透率为 1D。D 与 cm^2 的换算关系是:

$$1D = 9.8697 \times 10^{-9}\ cm^2 \tag{2-6-8}$$

公式(2-3-7)就是著名的 Darcy 定律。它的适用范围是雷诺数不超过 10。

在各向异性情形下,渗透率的值和渗透方向有关。在三维条件下,有

$$\boldsymbol{k} = \begin{bmatrix} k_{xx} & k_{xy} & k_{xz} \\ k_{yx} & k_{yy} & k_{yz} \\ k_{zx} & k_{zy} & k_{zz} \end{bmatrix} \tag{2-6-9}$$

对于二维模型,有

$$\boldsymbol{k} = \begin{bmatrix} k_{xx} & k_{xy} \\ k_{yx} & k_{yy} \end{bmatrix} \tag{2-6-10}$$

第七节　影响岩石物理性质的主要因素

影响岩石物理性质的因素很多,且各种因素之间的关系复杂,相互影响,因此给岩石物理学的理论研究带来了很大的困难。一般来讲,影响岩石物理性质的因素有两大类:①内部因素;②外部因素。内部因素是指岩石的矿物成分、结构构造以及孔隙充填物的物理性质。外部因素主要是指岩石所处环境的温度、压力、埋深等。

1. 岩石的矿物成分

岩石的矿物成分对某些岩石物理性质有决定性的影响。例如:少量的磁铁矿就会使岩石具有可观的磁性;泥质的存在可使岩石的电阻率产生跨数量级的变化。

2. 岩石中的孔隙及孔隙充填物

岩石中的孔隙对几乎所有的岩石物理性质都有影响。尤其是孔隙充填物的物理性质,不仅影响岩石的导电性和介电性,而且还对地震波的传播速度有很大的影响。

3. 岩石的结构和构造

岩石的结构和构造直接影响岩石的导电性和速度。例如,由于裂隙的存在,岩石对外加电流场和弹性波场的响应具有明显的各向异性。

4. 岩石的年代

不同年代的同一种岩石将会有不同的物理性质。这是由于年代久远的岩石经历了更多的压实作用和构造运动。

5. 环境因素

对岩石的物理参数有决定性影响的环境参数是温度和压力。在不同的温度和压力下,岩石的电导率和弹性模量会发生超过几个数量级的变化。

6. 测量条件

岩石的某些物理参数是频率的函数。例如,在不同的测量频率下,岩石的介电常数和电阻率将发生变化。在高频段,多孔性岩石中的弹性波速度也是频率的函数。在物理上,这种依赖于测量频率的现象被称为频散。

第八节　常用的岩石物理学模型

在关于岩石物理学的研究方法的讨论中已经提到，由于影响岩石物理性质的因素多且相互之间的关系复杂，所以在进行岩石物理学理论研究时要把实际的岩石模型化，只保留影响岩石物理性质的主要因素，而忽略次要因素。常用的岩石物理学模型有（图 2－8－1）：①层状介质模型；②分散状介质模型；③离散颗粒堆积介质模型；④网状介质模型；⑤连续介质模型。

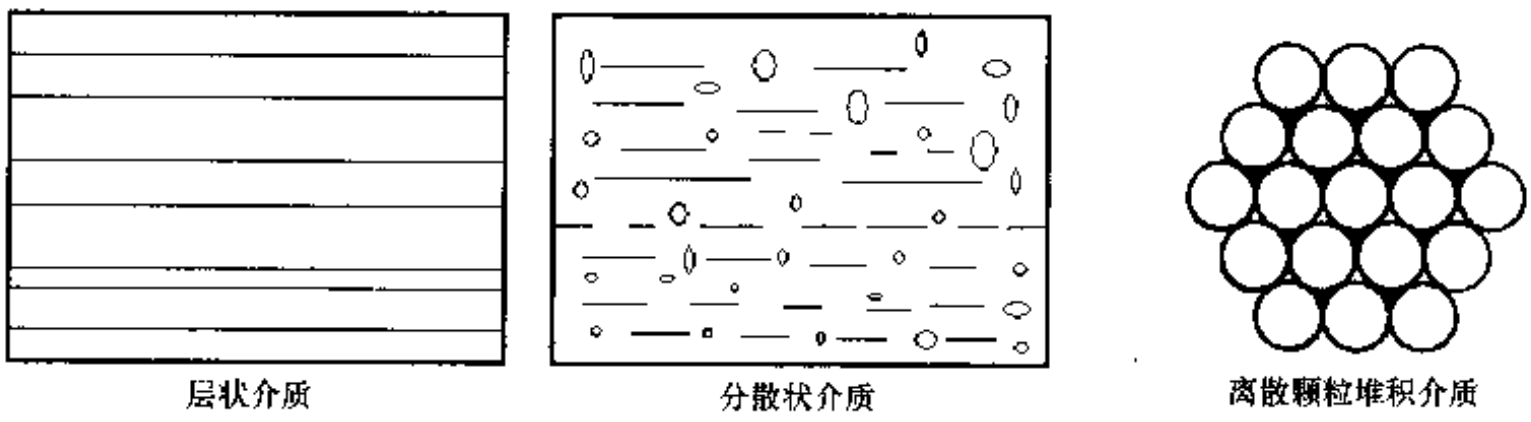


图 2－8－1　岩石物理学模型

1. 层状介质模型

层状介质模型是最简单的一种岩石物理模型。其基本思想是根据所考虑岩石的矿物组成将结构杂乱无章的岩石等效为水平层的集合。每一层相当于一种矿物成分，每层的厚度则根据矿物的体积分数来决定。整个层状介质的岩石物理参数一般按有关的物理定律由单层的岩石物理性质经过相对于体积分数的加权算术平均或加权对数平均得到。

层状介质模型具有简单、直观、容易进行数学处理等优点，尤其是对于岩石物理参数各向异性的描述，更是占有不可替代的地位。但是，在自然界中，除了具有平行裂缝的岩石和大部分变质岩以外，具有层状结构的岩石比较少见。

2. 分散状介质模型

分散状介质模型假设岩石中存在有一种基本的物质，而其他物质以分散的形式分布在这种基本物质之中。这种分散性的分布既可以是确定性的，又可以是随机的。分散状介质模型是处理含泥质砂岩的导电性的有效模型之一。

3. 离散颗粒堆积介质模型

离散颗粒堆积介质模型主要用来研究孔隙性岩石的物理性质，也称其为离散堆积模型。假设岩石中的矿物颗粒呈圆球状，则将具有给定半径的球体堆积成立方体，就形成了离散的

球体堆积模型。根据几何学中的有关结果，可以计算出这种堆积介质的孔隙度。将球体换成圆柱体，可以得到由离散柱体堆积成的模型。如果将柱体换成圆柱管，则可用这种模型来研究在一定的压力和温度下岩石对流体的传导作用。

4. 网状介质模型

网状介质模型是圆管状介质堆积模型的推广。具有不同半径、不同截面形状和不同弯曲程度的管状物体相互连接形成了岩石中的一张管网。这种模型能比较好地逼近自然界中的孔隙性岩石的内部结构。

5. 连续介质模型

连续介质模型假定岩石中的矿物成分是按一定规律连续分布的。对于由颗粒非常细的矿物组成的岩石，连续介质模型可以对其进行比较逼真的描述。

第九节　岩石标本采集

岩石物理学的一个很重要的任务是研究岩石物性参数的分布规律。为了完成这个任务，首先应在野外进行标本采集工作，然后在实验室中进行测量。如果在标本采集这一环节上出了问题，则会使后续的测量工作失去代表性的意义。

标本采集在实质上是对岩石在自然状态下的分布特征进行采样。根据目前的野外工作经验，对标本的采集工作有以下几个参考原则：

1. 系统性

对于一个给定的研究地区，岩石标本采集的系统性非常重要。一方面，只有通过系统的标本采集才能得到完整的关于岩石物性参数分布的信息；另一方面，只有在系统采集的基础上才能开展有关岩石物理学理论的实验室验证工作。

2. 代表性

代表性就是要按不同的构造单元及不同的岩性分别采集标本，使其能反映出研究区内的各种不同情况。考虑到岩石内物质分布的不均匀性，对于厚度较大和分布较广泛的岩层应采集相对较多的标本。对于厚度较薄的岩层则应相对较少地进行采集。对于在研究区内岩性变化较大的地段应增加标本采集的密度，而对于岩性变化较小的地段则可少采。如果有可能，则不但要采集浅部的标本，而且还要采集深部的标本。实验证明，同一种岩石在浅部和深部的物理性质是不一样的。因此，必须兼顾深部和浅部的标本。但是，代表性应建立在采集新鲜的岩石的基础之上，不应采集风化岩石的标本。

3. 针对性

针对性强调对于勘探目标和异常区应进行特殊处理。如果对于勘探目标和异常区采取与一般岩体相同的标本采集密度，则有可能会因为物性约束问题影响精细地球物理解释工作的开展。

在具体工作中，岩石标本可以取自露头、坑道、探槽、浅井以及钻孔。对于每一块标本，都要进行编号整理，并记录采集的时间、地点、所处地层及其年代、岩石名称等信息。对于拟进行某些岩石物性研究的标本（例如拟开展磁性测量标本），还要记录标本在其母岩体中的位置和方位。

第十节　野外与室内观测数据的处理

无论是在野外还是在实验室内，所测定的岩石物理参数都具有很大的分散性，并含有源于各种因素的误差。因此，为了得到比较精确的岩石物性参数必须对测量结果进行处理。由于岩石物理学实验和其他物理学实验在本质上来讲没有差别，只是研究的对象不同而已，所以数据处理中的相当一部分内容与常规的实验数据处理完全相同。另外，由于岩石标本取自天然，所以在处理前要进行预处理。预处理的内容包括：①原始记录汇编；②岩石成分汇编；③实测数据汇编；④绘制标本分布平面图；⑤绘制钻孔柱状图；⑥绘制物性参数分布平面图等。

1. 岩石物性分组

岩石物性分组的目的是为了开展岩石物性观测数据的统计工作。其标准是采用最普遍和最稳定的标志来进行划分，例如：成因类型、成分、结构构造、成岩作用和变质作用等。

2. 绘制各种分布图

统计学和误差分析中常用的频率直方图、累积频率曲线和变化曲线都可以用来处理观测数据。频率直方图和变化曲线的形状可以说明岩石物性组划分得正确与否。累积频率曲线可以用来判定某种物性参数所满足的分布类型。如果所研究的实测数据组满足正态分布或对数正态分布，累积频率曲线在概率比例尺下是一条直线。根据以往的经验，在没有经受次生变化的岩石中，地震波速度满足正态分布；磁化率和磁化强度满足对数正态分布。

3. 统计特征值计算

根据统计学和误差理论，实验数据的特征值有：①平均值；②加权平均值；③几何平均值；④方差等。

4. 相关分析

相关分析一般用来估计两个函数的接近程度，其结果用相关系数给出。根据定义，相关系数的值在 $-1 \sim 1$ 之间。

5. 建立回归方程

回归方程是一种经验公式。通过对实验数据的逼近处理，可以求出理论拟合公式中的有关系数，建立岩石物性参数与各种因素之间的函数关系。回归方程具有很强的地区性。

6. 误差估计

与其他物理或化学实验一样，岩石物性测量中的误差有两类：①系统误差；②偶然误差。系统误差与测量方法和测量仪器有关。偶然误差一般由外界干扰和难以预料的因素所引起。计算误差的方法是计算均方差和算术平均误差。

思考题与习题

(1)最重要的造岩矿物种类和最主要的岩石类型。

(2)岩石分类的地质学原则和物理学原则。

(3)孔隙度、渗透率(单位)、饱和度的定义及影响因素。

(4)各种孔隙度的定义及差别。

(5)Darcy 定律的基本形式和物理意义。

(6)地下渗流的有关概念。

(7)有半径为 R 的等圆球按立方体排列所组成的多孔介质,求其比面。

(8)裂隙的成因、分类及其数学描述。

(9)影响岩石物理性质的主要因素。

(10)野外及实验室观测数据处理的主要方法。

(11)观测误差的分类。

(12)岩石标本采集的基本原则。

(13)相关分析的作用。

(14)确定物性参数统计分布的方法。

第三章　岩石的密度

密度是岩石的一种固有性质，表示岩石的质量与体积之间的比值关系。其具体数值与岩石的结构构造、矿物组合、物质成分、孔隙度、饱和度、孔隙充填物的物理性质及岩石所处环境的温度和压力有关。

岩石的密度对地球在局部的重力场及地震波的传播速度和反射系数有影响，同时还影响岩石的热导率和对 γ 射线的吸收和散射。

密度定义为单位体积内的质量，即

$$\rho = \frac{m}{V} \tag{3-0-1}$$

式中：ρ 为密度；V 为体积；m 为质量。在国际(SI)单位制中，密度的单位是 kg/m^3，它与在文献中经常使用的单位 g/cm^3 的关系为：

$$10^3\ kg/m^3 = 1\ g/cm^3 \tag{3-0-2}$$

由于岩石的组成复杂，人们针对不同的组分和空间范围定义了不同的密度：①真密度，岩石的固体物质(骨架)在单位体积内的质量，即 $\rho_F = m_F/V_F$；这里，m_F 代表固体部分的质量；V_F 代表固体部分的体积；②岩石的第 i 种组分的密度 ρ_i；③骨架(固体部分)密度 ρ_M (ρ_F)；④孔隙充填物密度 ρ_P。

第一节　矿物的密度

矿物的密度由组成矿物的化学元素所决定，而化学元素的密度与其原子结构有关。根据核物理学的研究结果，原子质量的 99.95% ~99.97% 都集中的原子核中。所以，按其密度分析所有元素的原子都是不均匀的。另外，元素的密度与其体积有很大的关系。

能对矿物密度产生影响的第一个因素是原子的堆积密度。根据定义，原子的堆积密度是单位体积内原子的个数。原子半径大的元素具有较小的堆积密度，而原子半径小的元素具有较大的堆积密度。由于多数造岩矿物(长石、石英和斜长石)的平均的相对原子质量是常数，所以由原子堆积密度较大的元素所形成的矿物具有较大的密度，而由原子堆积密度较小的元素所形成的矿物具有较小的密度。

多数造岩矿物具有离子键或共价键，其密度为 2.2 ~3.5 g/cm^3。只有很少的矿物具有大到 4.5 g/cm^3 的密度。具有金属离子键和金属共价键的矿物有较大的密度，一般在 3.5 ~7.5 g/cm^3 的范围内变化。具有金属键的矿物的变化范围很大，而天然金属的变化范围最大(表 3-1-1)。

矿物的密度还受矿物本身结构变化的影响。多数造岩矿物的元素的平均相对原子质量是常数。只有在矿物本身的结构发生变化时才会出现密度增大的现象。例如，硅酸盐矿物的结构主要由 SiO_2 四面体之间的连接方式所决定。由架状连接的 SiO_2 四面体形成的矿

表 3-1-1　常见造岩矿物和金属矿物的密度

名称	密度/g·cm^{-3}	名称	密度/g·cm^{-3}	名称	密度/g·cm^{-3}
石英	2.65	金刚石	2.6~2.9	钛铁矿	4.5~5.0
正长石	2.55~2.63	重晶石	4.4~4.7	磁黄铁矿	4.3~4.8
钠长石	2.63	刚玉	3.9~4.0	铬铁矿	3.2~4.4
钙长石	2.76	岩盐	3.1~3.2	黄铜矿	4.1~4.3
方解石	2.72~2.94	硬石膏	2.7~3.0	辉铜矿	5.5~5.8
白云石	2.86~2.93	石膏	2.2~2.4	斑铜矿	4.9~5.2
白云母	2.77~2.88	萤石	2.55~2.65	海绿石	2.2~2.9
黑云母	2.7~3.3	绿高岭石	1.72~2.5	石墨	2.09~2.25
角闪石	3.62~3.65	白榴石	2.45~2.5	多水高岭土	1.9~2.6
透闪石	2.99~3.00	硅灰石	2.79~2.91	蛋白石	1.9~2.5
阳起石	3.1~3.2	蛇纹石	2.5~2.6	钾盐	1.99
星叶石	3.0~3.15	赤铁矿	4.5~5.2	叶绿泥石	2.6~3.0
钠闪石	3.3~3.46	磁铁矿	4.8~5.2	硬绿泥石	3.3~3.6
钠钙闪石	3.3~3.46	黄铁矿	4.9~5.2	金红石	4.18~4.23

物的密度不高，如长石、石英、斜长石等。当 SiO_2 四面体以链式结晶（如辉石）形成矿物时，则其密度较高。而具有岛状连接的 SiO_2 四面体所形成的矿物（例如橄榄石）的密度更高。

矿物的类质同象现象对矿物的密度有很大的影响。作为造岩矿物的特征之一，连续的类质同象系列在岩浆岩和变质岩中形成了广泛发育的一大类矿物，例如斜长石、橄榄石、角闪石、石榴子石等。如果相对原子质量小的元素被相对原子质量大的元素所取代，则矿物的密度逐渐增大。例如，在镁铁橄榄石中，镁被铁所取代。由于铁和镁这两种元素的离子半径和结构都相同，因此具有相同的原子的堆积密度。另外，在铁镁橄榄石矿物组中，矿物的结构都相同，所以在该组内矿物密度的变化主要是由铁的相对原子质量要比镁的相对原子质量大所引起的。

另一个在类质同象系列中由原子量变化引起的矿物密度变化实例是由纯钠长石起始的斜长石类质同象系列。在这个系列中，钙逐渐取代钠，形成钠钙矿物，如奥长石、中长石、拉长石和培长石，直至最后形成纯钙质矿物钙长石。从钠长石到钙长石，随着钙长石分子的增多，矿物的密度增大。这是因为钙的原子量为 40，而钠的原子量仅为 23。从钠长石到钙长石，平均原子量每变化一个单位，密度梯度的变化为 0.13。

原子堆积密度的变化对矿物密度的变化反映在钠长石中钾对钠的类质同象取代，并生成斜微长石或正长石。由于钾的原子半径大于钠的原子半径，原子的堆积密度减小，所形成的矿物密度减小。

第二节　孔隙流体的密度

孔隙流体主要由地层水、天然气和石油中的一种或多种组成。因此，在讨论一般孔隙流

体的密度之前，我们将首先讨论地层水、石油和天然气的密度。

1. 地层水的密度

地层水是最常见的孔隙流体，其密度受温度、压力以及矿化度的影响。当矿化度很低时，地层水的密度与纯水相差无几。当矿化度升高时，地层水的密度也要升高。对于纯水，其密度可以利用下列非线性回归公式进行计算：

$$\begin{aligned}\rho_w = 1.0 + 10^{-6}(&-80t - 3.3t^2 + 0.00175t^3 + 489p - 2tp \\ &+ 0.016t^2p - 1.3\times10^{-5}t^3p - 0.333p^2 - 0.002tp^2)\end{aligned} \tag{3-2-1}$$

式中：ρ_w 为纯水的密度，g/cm^3；t 为温度，℃；p 为压力，MPa。

地层水的密度 ρ_b 和 ρ_w 的关系为：

$$\begin{aligned}\rho_b = \rho_w &+ 0.668S + 0.44S^2 + 10^{-6}S[300p - 2400pS \\ &+ t(80 + 3t - 3300S - 13p + 47pS)]\end{aligned} \tag{3-2-2}$$

式中：S 为以 10^{-6} 为单位的矿化度。

图 3-2-1 给出了作为压力和温度的函数的地层水密度曲线。

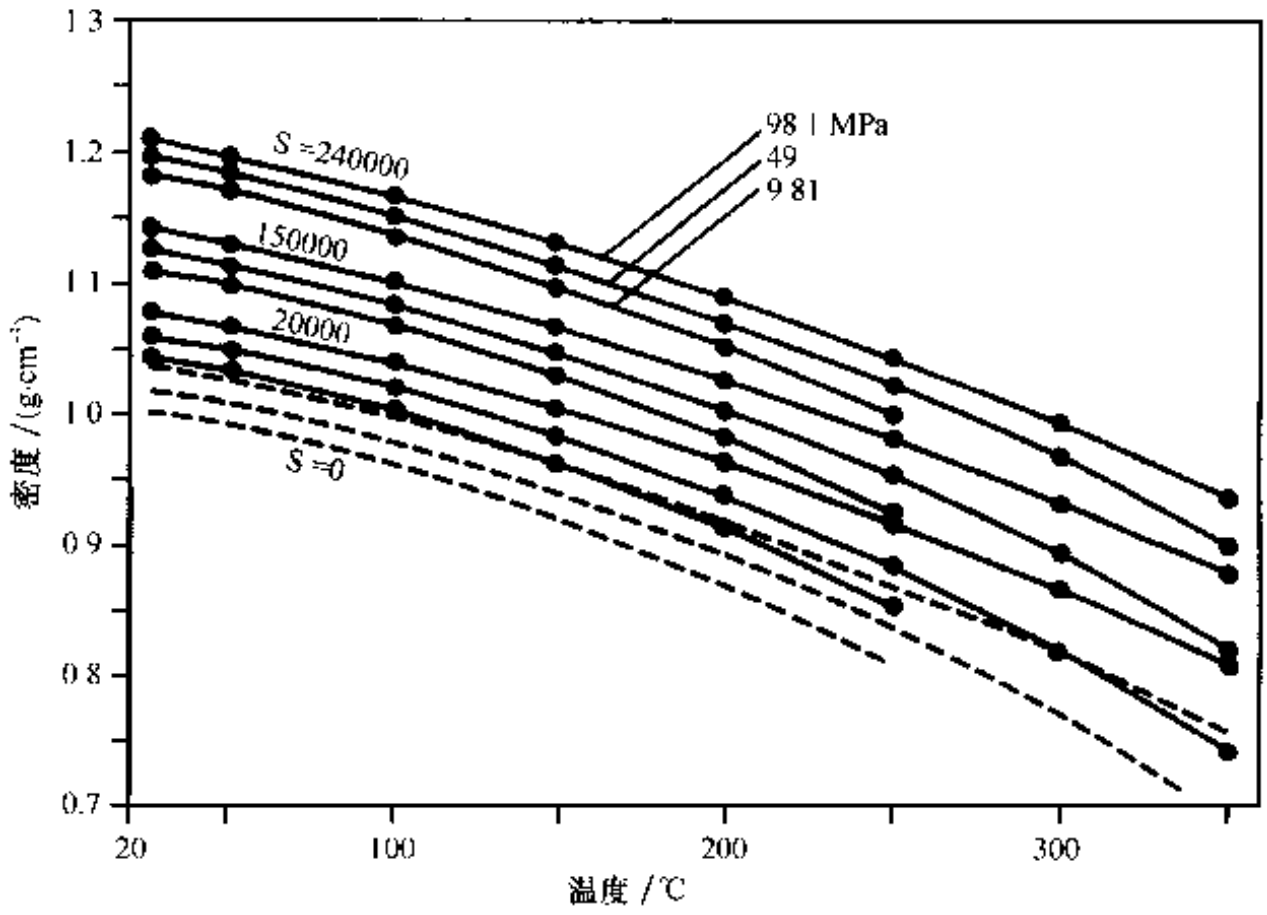


图 3-2-1　地层水的密度随温度和压力的变化

图中的实心圆点取自 Zarembo he Fedorov(1995)的数据；实线和虚线代表回归分析的结果；S 代表氯化钠浓度，其单位 10^{-6}

2. 石油的密度

石油是一种由多种有机化合物混合而成的复杂混合物。在天然原油中，既有密度很小的轻油，又有密度大于水的沥青。在一定的压力下，轻油可以吸收大量的天然气，使其密度大大地降低。在室内条件下，原油的密度值在 0.5～1.0 g/cm^3 之间，常见值在 0.7～0.8 g/cm^3 之间。

对于一种给定的原油，在其组成成分保持不变的条件下，其密度随温度和压力的变化是

相互独立的。换句话说,这时可以分别考虑压力和温度对密度的影响。如果用 ρ_p 代表作为压力的函数的原油密度,则

$$\rho_p = \rho_0 + (0.00277p - 1.71 \times 10^{-7}p^3)(\rho_0 - 1.15)^2 + 3.49 \times 10^{-4}p \quad (3-2-3)$$

式中:ρ_0 为在 1 个大气压力(1.01×10^5 Pa)下,温度为 15.6℃时测得的密度。

从上式可以看出,压力变化对原油的密度影响很小。与此相反,温度的变化对原油的密度影响很大。在现场条件下,温度对原油密度的影响经常利用下式计算:

$$\rho \approx \rho_p/[0.972 + 3.81 \times 10^{-4}(t + 17.78)^{1.175}] \quad (3-2-4)$$

图 3-2-2 给出了根据这个公式所计算出的结果。

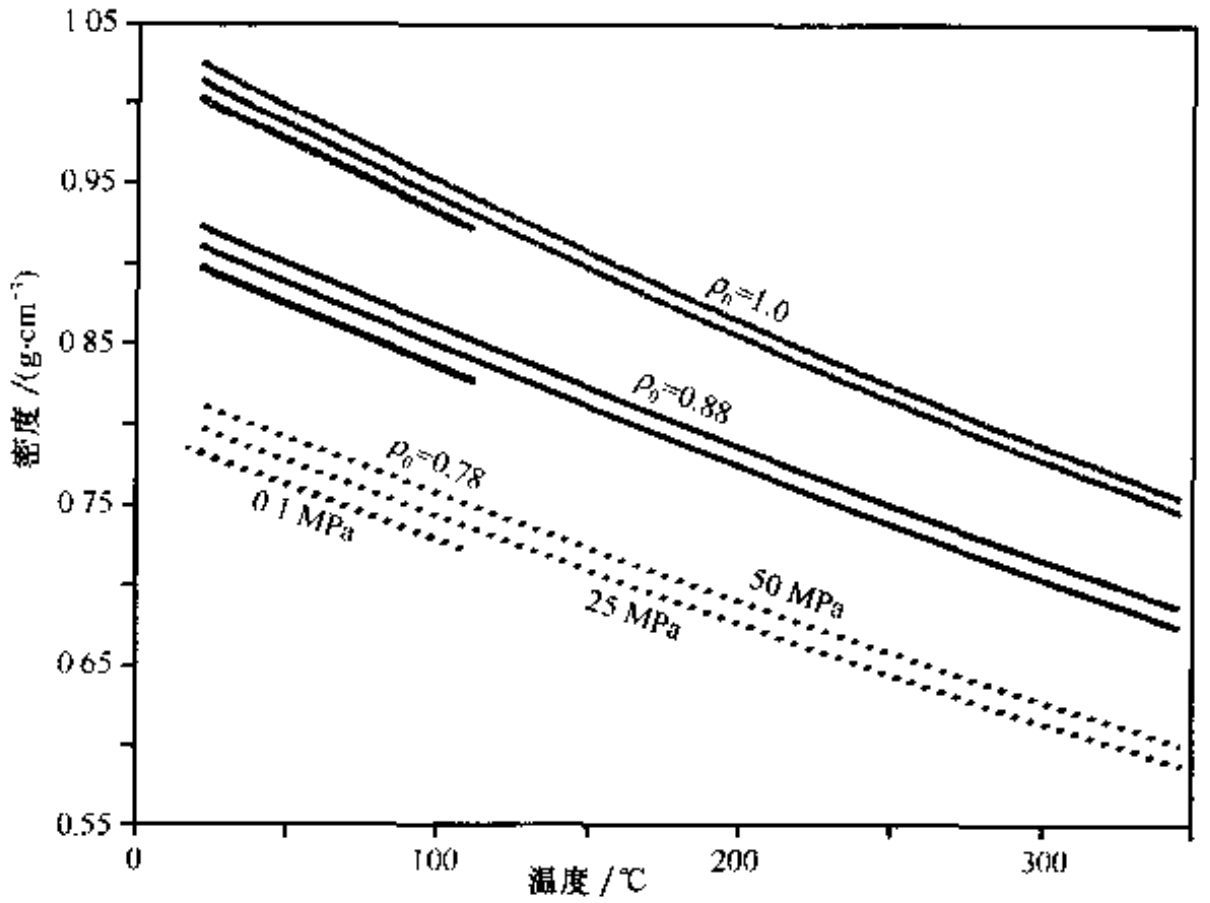


图 3-2-2 石油的密度随温度和压力的变化

当原油中含有天然气时,其密度由下列公式计算:

$$\rho_G = (\rho_0 + 0.0012GR_G)/B_0 \quad (3-2-5)$$

式中:G 为天然气的密度和空气的密度在 15.6℃时的比值;R_G 是温度在 15.6℃时的最大溶解气油比:

$$R_G = 0.02123G\left[p\exp\left(\frac{4.072}{\rho_0} - 0.003377t\right)\right]^{1.205} \quad (3-2-6)$$

B_0 是体积因子:

$$B_0 = 0.972 + 0.00038\left[2.4R_G\left(\frac{G}{\rho_0}\right)^{1/2} + t + 17.8\right]^{1.175} \quad (3-2-7)$$

3. 天然气的密度

天然气的密度公式可以通过对理想气体密度公式的修正而得到。设 $\bar{V}$ 是理想气体的摩尔体积,则 $\bar{V}$ 和气体常数 R、绝对温度 T_a($T_a = t$(℃) + 273.15)之间的关系由下列状态方程给出:

$$\bar{V} = \frac{RT_a}{p} \quad (3-2-8)$$

如果令 M_r 代表气体的相对分子质量，则有

$$\rho = \frac{M_r}{\bar{V}} \approx \frac{M_r p}{RT_a} \tag{3-2-9}$$

与理想气体相比，天然气是一种可压缩的气体。因此，在理想气体的摩尔体积公式中必须加上可压缩因子 Z，即

$$\bar{V} = \frac{ZRT_a}{p} \tag{3-2-10}$$

利用这个公式可以得到天然气密度的近似公式：

$$\rho \approx \frac{28.8Gp}{ZRT_a} \tag{3-2-11}$$

式中：

$$Z = [0.03 + 0.00527(3.5 - T_{pr})^3]p_{pr} + (0.642T_{pr} - 0.007T_{pr}^4 - 0.52) + E \tag{3-2-12}$$

$$E = 0.109(3.85 - T_{pr})^2 \exp\{-[0.45 + 8(0.56 - 1/T_{pr})^2]p_{pr}^{1.2}/T_{pr}\} \tag{3-2-13}$$

$$p_{pr} = p/(4.892 - 0.4048G) \tag{3-2-14}$$

$$T_{pr} = T_a/(94.72 + 170.75G) \tag{3-2-15}$$

式中：p_{pr}和 T_{pr}分别代表拟归一化(pseudoreduced)的压力和温度。

图 3-2-3 给出了天然气的密度随温度和压力的变化。

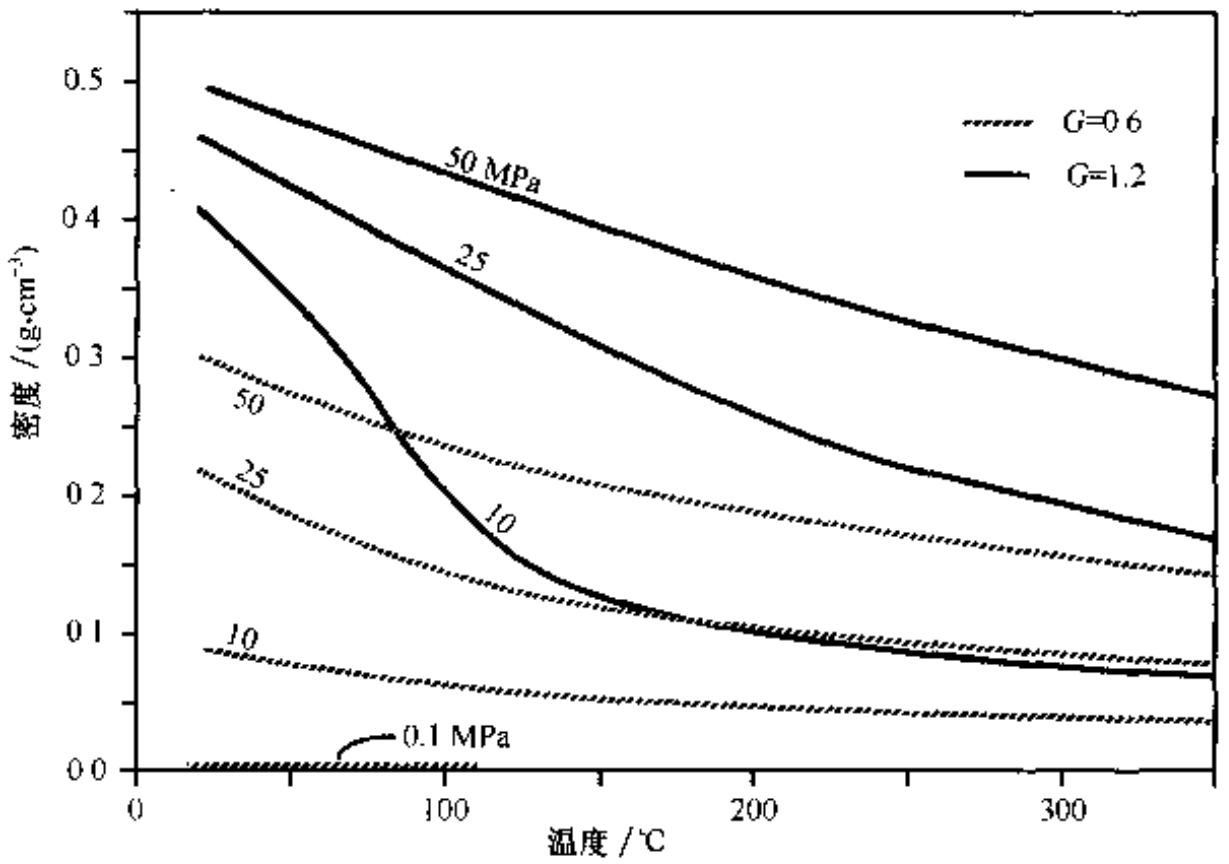


图 3-2-3　天然气密度随温度和压力的变化

在压力为 0.1 MPa 时 $G=0.6$ 和 $G=1.2$ 时的曲线重合在一起

4. 孔隙流体的密度

在利用上面各节中给出的有关公式计算出了地层水、石油和天然气的密度后，则可以利用第六节中的公式(3-3-1)计算孔隙流体(多相流体)的密度。下面给出一个实际计算的

例子。设孔隙流体为地层水和天然气的混合物，则孔隙流体的密度 ρ_1 为：

$$\rho_1 = S_g\rho_g + (1 - S_g)\rho_w \tag{3-2-16}$$

式中：S_g 为含气饱和度。

第三节　矿石和岩石的密度

一般来讲，金属矿石具有较大的密度，其变化范围是 3.5 ~ 5.0 g/cm³；大部分非金属矿石的密度值较小，岩石的密度在 1.2 ~ 3.5 g/cm³ 之间（表 3-3-1）。

表 3-3-1　常见岩石的密度

名称	密度/(g·cm⁻³)	名称	密度/(g·cm⁻³)	名称	密度/(g·cm⁻³)
纯橄榄岩	2.5 ~ 3.3	大理岩	2.6 ~ 2.9	石英闪长岩	2.75
橄榄岩	2.6 ~ 3.6	白云岩	2.4 ~ 2.9	安山玢岩	2.73
玄武岩	2.6 ~ 3.3	石灰岩	2.3 ~ 3.0	石英斑岩	2.60
辉长岩	2.7 ~ 3.4	页岩	2.1 ~ 2.8	粒玄岩	2.85
安山岩	2.5 ~ 2.8	砂岩	1.8 ~ 2.8	泥岩	1.2 ~ 2.4
辉绿岩	2.9 ~ 3.2	白垩	1.8 ~ 2.6	粉砂岩	1.8 ~ 2.8
安山玢岩	2.6 ~ 2.9	干砂岩	1.4 ~ 1.7	砂质页岩	2.3 ~ 3.0
花岗岩	2.4 ~ 3.1	粘土	1.5 ~ 2.2	泥板岩	1.7 ~ 2.9
石英岩	2.6 ~ 2.9	表土	1.1 ~ 2.0	角砾岩	1.6 ~ 3.0
流纹岩	2.3 ~ 2.7	花岗闪长岩	2.69	泥灰岩	1.5 ~ 2.8
片麻岩	2.4 ~ 2.9	闪长岩	2.81	钾岩	1.9 ~ 2.0
云母片岩	2.5 ~ 3.0	辉长岩	2.85 ~ 3.05	砾岩	2.1 ~ 3.0
千枚岩	2.7 ~ 2.8	霞石正长岩	2.66	玄武岩	2.70 ~ 3.30
蛇纹岩	2.6 ~ 3.2	正长岩	2.62	角岩	2.74

1. 沉积岩

沉积岩密度的变化范围是 1.2 ~ 3.0 g/cm³，常见值为 1.7 ~ 2.7 g/cm³。砂质泥岩密度的变化主要由成岩作用所致。不同程度的成岩作用导致不同的密度。碳酸盐岩的密度变化主要与其结构和裂隙有关。不同的裂隙密度导致不同的密度。

沉积岩的成岩作用主要分为压实和胶结两个阶段。骨架和胶结物的成分、孔隙流体的种类均影响岩石的孔隙度。成岩后，岩石将在地质静压力下经受长期的破坏作用。具体表现在岩石的孔隙度逐渐缩小，而密度逐渐增大。构造作用也是影响沉积岩密度的因素。在褶皱区内，沉积岩的密度要发生剧烈的变化。

2. 岩浆岩

岩浆岩的密度变化范围大致在 2.6 ~ 3.5 g/cm³。从酸性岩到基性岩，密度随岩石中较重的铁镁矿物的含量的增加而变大。对于超基性岩，由于其中的橄榄石受到热水变质作用

的影响，吸收了大量的水转变成蛇纹岩，岩石的密度降低。对于结晶岩，其密度在某种程度上由其结构决定，即当岩石的矿物成分相同时，密度随着岩石结晶程度的加深而增大。铁质石英岩和其他类型的结晶片岩的密度在很大程度上取决于其中铁矿物的含量。

一般来讲，侵入岩和喷出岩的密度有着一定的差别。对于喷出岩，即使在矿物成分相近时，其密度的变化范围也较大。这主要是因为喷出岩的原始构造、结构和成岩作用不同而造成的。

3. 变质岩

变质岩的密度一般在 2.4 ~ 3.1 g/cm^3 之间变化。由于岩石在变质改造过程中经受了一系列的物理化学变化，从而变质岩的密度有可能与原岩有很大的不同。首先，化学结构的变化使岩石的密度发生变化。各种变质岩之间的矿物成分差别很大，即使是同名的岩石组，岩石的密度也会产生很大的变化。在有些条件下，从原岩到全变质岩石之间的岩石序列中的密度是渐变的。

对于区域变质岩，由于矿物共生组合取决于温度、压力和原岩（沉积岩、侵入岩、喷出岩）的化学成分，所以一般把岩石的物理性质按区域变质建造分组，每组的密度变化范围各不相同。

在超变质过程中，岩石要经历重结晶的变化，产生交代作用和有选择性地融化或全部融化。所有的这些变化都会使得岩石相对变疏松。因此，经过超变质作用形成的岩石有着比其原岩低的密度。当发生退化变质和逆变质时，岩石密度降低。发生这种现象的原因是经变质后岩石的孔隙度增大了。

接触变质作用不会使原岩的化学成分发生显著的变化，因此，接触变质形成的岩石的密度与原岩的密度有一定的关系。

4. 决定岩矿石密度的主要因素

根据大量的实验室标本测定和长期的理论研究，岩矿石密度的取值主要由下列三个因素决定：①岩矿石的成分及含量；②岩矿石的孔隙度及孔隙中的充填物；③岩矿石的埋藏深度。

对于火成岩、变质岩和大多数矿石而言，它们的密度主要由矿物成分及含量决定。由于这些岩石的孔隙度很小（一般为 1% ~2%），孔隙流体几乎对岩石的密度不产生任何影响。

沉积岩的密度在很大程度上取决于其孔隙度，与物质成分的关系不明显。在充水的多孔岩石中，其密度比同一岩石在干燥时的密度要大；对于相同的沉积岩，在埋藏深度大致相同时，时代较老的沉积岩的密度要大于时代较新的沉积岩的密度。这其中的原因在于岩层受重力及压力作用的时间长短不同。

5. 岩石密度模型

研究岩石密度的一个基本方法是按岩石组分的体积含量取平均。设各组分按层状分布（层状介质模型），则按组成成分的体积分数进行平均的密度为

$$\rho = \sum_i \frac{V_i}{V}\rho_i \qquad (3-3-1)$$

式中：ρ_i 为第 i 种成分的密度；V_i 为第 i 种成分的体积；V 为岩石的体积。

若岩石只由孔隙和骨架构成，则有

$$\rho = \frac{V_p}{V}\rho_p + \frac{V_m}{V}\rho_m \quad \text{或} \quad \rho = \varphi\rho_p + (1-\varphi)\rho_m \tag{3-3-2}$$

式中：V_p 为孔隙的体积；V_m 为骨架的体积；ρ_p 为孔隙充填物的密度；ρ_m 为骨架的密度。

第四节　密度-深度及密度-压力关系

密度-深度关系和密度-压力关系是地球密度模型的基本组成部分，一般根据天然地震资料中的有关信息导出。

一、密度-深度关系

岩石的密度与埋深和压力有关。常用的函数关系有线性关系、非线性关系、对数关系、指数关系。

1. 线性关系

线性模型的表述方程为

$$\rho(z) = \rho(z_0) + A_1(z - z_0) \tag{3-4-1}$$

式中：z 为深度；z_0 为参考深度；A_1 为经验常数。在实际应用中，可以将海平面作为参考平面。实践证明，线性关系适用于描述砂岩、粉砂岩、页岩及白云岩的密度随深度的变化。另外，岩石的可压缩性越强，线性模型的应用效果越好。

2. 非线性关系

非线性模型的主体思想是用多项式拟合密度随深度的变化关系，其表述方程为

$$\rho(z) = \rho_0 + \sum_{i=1}^{N} A_i z^i \tag{3-4-2}$$

式中：ρ_0 为原始地表岩石的密度；$A_i(i=1,2,\cdots,N)$ 为待定常数。

3. 对数关系

对数关系模型假定岩石密度随深度变化的规律为

$$\rho(z) = \rho(z_0) + A_2 \ln z \tag{3-4-3}$$

式中：A_2 为经验常数。

4. 指数关系

指数关系模型的形式为：

$$\rho(z) = \rho(z_0) + [\rho(z_m) - \rho(z_0)]\exp(-A_3 z) \tag{3-4-4}$$

式中：A_3 为经验常数；z_m 为极限深度。

二、密度-压力关系

令 ε 代表形变，p 代表压力，$M = \mathrm{d}p/\mathrm{d}\varepsilon = \lambda + 2\mu$ 代表形变模量，M_0 代表当 $p \approx 0.1$ MPa 时的 M。另外，令 m 代表经验常数，对于砂岩，$m \approx 0.5$；对于泥岩，$m \approx 1$。

根据岩土力学中的有关研究，密度随压力变化的一种函数关系为

$$\rho(p) = \rho_0 \frac{1}{\left[1 - \int_0^p \frac{1}{M}\mathrm{d}p\right]} \tag{3-4-5}$$

如果压力 p 和形变 ε 之间的关系为

$$\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}\varepsilon} = M_0 p^m \tag{3-4-6}$$

则 $M = M_0 p^m$. 将这个关系代入到方程(3-4-5),有

$$\rho(p) = \rho_0 \frac{1}{\left[1 - \frac{1}{M_0}\int_0^p p^{-m}\mathrm{d}p\right]} \tag{3-4-7}$$

取 $m=1$(泥岩),上式变为

$$\rho(p) = \rho_0 \frac{1}{1 - M_0^{-1} \ln p} \tag{3-4-8}$$

对这个公式运用 Taylor 展开,取其一阶近似,有

$$\rho(p) = \rho_0 [1 - M_0^{-1} \ln p] \tag{3-4-9}$$

这是泥岩的密度与压力之间的近似关系。

第五节 岩石密度的实验室测定及野外测定

1. 岩石密度的实验室测定

岩石密度的测定方法有静水称重法及密度仪法。这里主要介绍静水称重法。对于不透水的岩石可以直接测定。对于透水的岩石,应先用石蜡将待测标本封好,然后再进行测量。

由密度的定义公式(3-0-1)可知,测定岩石密度的关键部分是测出岩石标本的质量。

根据阿基米德原理,物体在水中减轻的重量等于它所排开的同体积水的重量。若水的质量是 m_0,岩石标本在空气中的重量是 $P_1(mg)$,在水中的重量是 $P_2[mg - m_0 g = (m - m_0)g]$,则质量 m 和 P_1 与 P_2 的关系为:

$$P_1 - P_2 = m_0 g \tag{3-5-1}$$

利用这两个参数和水的密度 ρ_0,可将体积 V 写成

$$V = \frac{P_1 - P_2}{\rho_0 g} \tag{3-5-2}$$

另外,质量 m 可以表示为 $m = P_1/g$. 将这两个公式代入到密度的定义式中去,并考虑到对于水有 $\rho_0 = 1\ \mathrm{g/cm^3}$,

$$\rho = \frac{P_1 g}{(P_1 - P_2)/\rho_0 g} = \frac{P_1}{P_1 - P_2}\rho_0 = \frac{P_1}{P_1 - P_2} \tag{3-5-3}$$

对于孔隙性岩石,为了防止水的浸入而影响测量结果,通常是先在空气中称得标本重量 P_1,然后将标本涂上一层石蜡,称得的标本重量是 P_2,最后在液体中称得的标本重量是 P_3,设石蜡密度是 ρ_k,则石蜡的体积为

$$\Delta V = \frac{P_2 - P_1}{\rho_k g} \tag{3-5-4}$$

标本在蜡封后排开水的体积为

$$\frac{P_2 - P_3}{\rho_0 g} \tag{3-5-5}$$

蜡封后排开水的体积减去石蜡的体积是标本的体积,即

$$V = \frac{P_2 - P_3}{\rho_0 g} - \frac{P_2 - P_1}{\rho_k g} \tag{3-5-6}$$

由于标本的质量是 P_1/g，所以

$$\rho = \frac{m}{V} = \frac{P_1/g}{\dfrac{P_2 - P_3}{\rho_0 g} - \dfrac{P_2 - P_1}{\rho_k g}} = \frac{P_1}{\dfrac{P_2 - P_3}{\rho_0} - \dfrac{P_2 - P_1}{\rho_k}} \tag{3-5-7}$$

2. 岩石密度的野外测定

在野外，岩石密度的现场测定可以通过下列途径完成：①利用地面重力测量；②利用井中重力测量；③利用地球物理测井；④利用地震波的速度。

地面重力测量是一种常规的地球物理勘探方法。通过测量重力场沿地球表面（一般是在一个给定的有限区域内测量）的分布，可得到相对于一个选定的基准点的重力差。在经过一系列的校正后，可以利用反演的方法求出地下的密度分布。

井中重力是一种井中（钻孔）地球物理方法，其测量的主要参数是重力场的变化值。与地面测量相比，井中重力法的优点是：①直接测量，一般不需要校正；②探测半径大（几十至几百米）；③不受井壁附近的局部不均匀性、井径扩大和套管等因素的影响，能正确地反映地层的真正密度特征。

地球物理测井是由一组在钻孔中工作的地球物理方法。可以用于岩层密度求取的测井方法有：①伽马-伽马测井；②中子测井；③声波测井等。

地震波速度与岩石的密度和弹性参数有关。根据地震勘探理论，地震波的速度可以通过走时反演得到。

思考题与习题

（1）给出层状介质模型中的密度计算公式。

（2）简述影响岩石密度值的因素。

（3）设一岩石标本的体积是 2 dm^3，孔隙部分的体积是 0.5 dm^3，骨架密度是 2.65 g/cm^3，孔隙充填物的密度 2.15 g/cm^3。求该岩石标本的密度。

（4）根据第三节中的公式，计算石油、天然气和地层水的密度随温度和压力的变化并分析其规律。

第四章　岩石磁学

岩石磁学是研究岩石磁性的科学，是由地球物理学、地质学、矿物学、经典物理学、量子力学等学科交叉而成的边缘学科。在经历了长期的发展之后，目前岩石磁学已形成了独立的理论体系，其有关结果已经为地磁（磁法）和地电（直流电法和交流电磁法）探测提供了坚实的理论基础和可靠的解释依据，而其实验观测技术也为研究现代及古代的地磁场特征提供了必要的手段和有力的技术支撑。

本章的基本目的是要对岩石磁学这一庞大理论体系中的一小部分作以介绍，为读者在以后的学习和研究中打下一个必要的基础。

第一节　物理学基础

物质的磁性是最为复杂的物理现象之一，作为特殊天然物质的岩石也不例外。实验证明，岩石的磁性与其内部所含化学元素的原子结构有关，还受岩石的矿物成分和结晶化学的影响。为了能使读者对岩石磁性的起源和应用有个基本的了解，我们首先介绍一下有关的物理学基础。

一、基本物理量、场方程及测量单位

根据经典电磁学，描述磁场的基本物理量是磁通量密度（$\boldsymbol{B}$）、磁场强度（$\boldsymbol{H}$）、磁极化强度（$\boldsymbol{J}$）和磁化强度（$\boldsymbol{M}$）。磁通量密度又称为磁感应强度，是表征磁场特征的基本物理量，其定义由 Biot-Saval 定律给出，代表单位面积中的磁通量或单位电流元在磁场当中所受到的力。磁场强度是一个由磁通量密度导出的物理量，即

$$\boldsymbol{B} = \mu_0 \boldsymbol{H} + \boldsymbol{J} \text{ 或 } \boldsymbol{H} = \frac{1}{\mu_0}(\boldsymbol{B} - \boldsymbol{J}) \tag{4-1-1}$$

式中：μ_0 为真空或空气中的磁导率，其数值为 $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ H/m（亨利/米），

$$\boldsymbol{J} = \mu_0 \boldsymbol{M} \tag{4-1-2}$$

其中，磁化强度 $\boldsymbol{M}$ 代表单位体积内的磁偶极矩。在各向同性的条件下，

$$\boldsymbol{M} = \chi^{(m)} \boldsymbol{H} \tag{4-1-3}$$

因此，

$$\boldsymbol{B} = \mu_0 \mu_r \boldsymbol{H} = \mu_0 (1 + \chi^{(m)}) \boldsymbol{H} \tag{4-1-4}$$

式中：$\chi^{(m)}$ 和 $\mu_r = 1 + \chi^{(m)}$ 均是无量纲的物理量；$\chi^{(m)}$ 为磁化率；μ_r 为相对磁导率。

在各向异性条件下，磁化强度矢量 $\boldsymbol{M}$ 和磁场强度矢量 $\boldsymbol{H}$ 的方向不一致，磁化率变为二阶张量（矩阵），即

$$\boldsymbol{\chi}^{(m)} = \begin{pmatrix} \chi_{xx}^{(m)} & \chi_{xy}^{(m)} & \chi_{xz}^{(m)} \\ \chi_{yx}^{(m)} & \chi_{yy}^{(m)} & \chi_{yz}^{(m)} \\ \chi_{zx}^{(m)} & \chi_{zy}^{(m)} & \chi_{zz}^{(m)} \end{pmatrix} \tag{4-1-5}$$

从而，

$$\boldsymbol{B} = \mu_0(\boldsymbol{U} + \boldsymbol{\chi}^{(m)}) \cdot \boldsymbol{H} = \mu_0\boldsymbol{\mu}_r \cdot \boldsymbol{H} = \mu_0 \begin{pmatrix} 1 + \chi_{xx}^{(m)} & \chi_{xy}^{(m)} & \chi_{xz}^{(m)} \\ \chi_{yx}^{(m)} & 1 + \chi_{yy}^{(m)} & \chi_{yz}^{(m)} \\ \chi_{zx}^{(m)} & \chi_{zy}^{(m)} & 1 + \chi_{zz}^{(m)} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H_x \\ H_y \\ H_z \end{pmatrix} \tag{4-1-6}$$

式中：$\boldsymbol{U}$ 为二阶单位张量；$\boldsymbol{\mu}_r$ 为相对磁导率张量。

类似地，在各向异性条件下，磁化强度和磁场强度之间的数学关系变为

$$\boldsymbol{M} = \boldsymbol{\chi}^{(m)} \cdot \boldsymbol{H} = \begin{pmatrix} \chi_{xx}^{(m)} & \chi_{xy}^{(m)} & \chi_{xz}^{(m)} \\ \chi_{yx}^{(m)} & \chi_{yy}^{(m)} & \chi_{yz}^{(m)} \\ \chi_{zx}^{(m)} & \chi_{zy}^{(m)} & \chi_{zz}^{(m)} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H_x \\ H_y \\ H_z \end{pmatrix} \tag{4-1-7}$$

这说明，在各向异性条件下，磁通量密度和磁化强度的每一个分量都是磁场强度各分量的线性组合。

磁化率是刻画物质磁性的基本物理量。因此，对物质磁性的研究主要是研究其磁化率。由公式(4-1-5)可知，磁率张量$\chi^{(m)}$中共含有9个分量。由于能量守恒定律，$\chi^{(m)}$中的交叉项相等，即$\chi_{xy}^{(m)} = \chi_{yx}^{(m)}$、$\chi_{xz}^{(m)} = \chi_{zx}^{(m)}$、$\chi_{yz}^{(m)} = \chi_{zy}^{(m)}$。因此，磁化率在各向异性的条件下是一个对称的二阶张量。

在国际单位制(SI)中，磁通量密度和磁极化强度的单位是 Tesla(特斯拉，T)，即

$$1\mathrm{T} = 1\mathrm{V} \cdot \mathrm{s/m^2} \tag{4-1-8}$$

磁场强度和磁化强度的单位是 A/m(安培/米)。在实际工作中，Tesla 显得太大，因此一般取其 $1/10^9$，称为 Nano-Tesla(纳特，nT)。

国际单位制(SI)是目前磁学单位的标准。在历史上，在磁学和电学中曾出现过厘米克秒静电单位制(简称为 CGSE 单位制或 esu 单位制)，厘米克秒绝对电磁单位制(简称为 CGSM 单位制或 emu 单位制)，绝对高斯单位制(esu 和 emu 的混合单位制)以及实用单位制(也称为 MKSA 单位制)。

在过去的地球物理图书或资料中，磁场的单位采用的是电磁单位制。在这个单位制中，磁场强度和磁化强度的单位是奥斯特(Oe)，磁通量密度和磁极化强度的单位是高斯(Gs)或伽马(γ)。电磁单位制与国际单位制的换算关系是：$1\mathrm{Gs} \triangleq 10^{-4}\mathrm{T}$，$1(\gamma) \triangleq 1\ \mathrm{nT}$，$1\mathrm{Oe} \triangleq 79.6\ \mathrm{A/m}$。在电磁单位制中的磁化率是国际单位制中的磁化率除以 4π。

二、物质磁性的起源

磁性是自然界中普遍存在的一种现象，其根源是电荷的运动。对于宏观物质，其磁性表现在当其被放入磁场中时会受到磁力的作用。在物理上，宏观物质的磁性起源于原子的磁矩，而原子的磁矩又由原子核磁矩和其所含电子的磁矩组成。由于所有的物质都是由原子所组成的，所以自然的和人造的所有物体都是磁性体，只不过由于大多数物体内部的原子磁

矩在排列上处于无序的状态，其单个原子的磁矩相互抵消，物体在整体上无磁性显示。

实验证明，原子核的磁矩很小，可以忽略。电子磁矩又分为轨道磁矩和自旋磁矩两部分。因此，原子的磁矩是由电子的轨道磁矩和电子的自旋磁矩组成的。

电子的轨道磁矩由电子环绕原子核的运动所产生。由普通物理学可知，沿着轨道运动的电子相当于一个闭合电路中的电流，称为（安培）分子电流。根据电磁感应定律，任何闭合电流都要产生磁场，所以电子的轨道运动要在原子内部产生一个磁矩。电子的轨道磁矩和电子的角动量有关。

电子自旋是电子绕着一定轴线进行的一种旋转运动。与电子的轨道运动一样，电子的自旋也相当于是一个闭合电流，要产生磁矩。由电子自旋所产生的磁矩与自旋角动量有关。根据电子的总角动量，可以求出原子的总磁矩。

三、物质磁性的分类

如上所述，任何宏观物体在磁场当中都会受到磁力的作用。由于各种物质对磁力作用的反应不尽相同，所以就形成了不同类型的磁性物质。早在19世纪中叶，人们在科学实验中就已经发现：一些物质受到的磁力很弱，而且受力的方向与磁场的减弱方向一致，就好像是反抗磁场的作用。因而人们把这种物质称为抗磁性物质，并把相应的磁性称为抗磁性。另一些物质在磁场中的受力也很弱，但其受力的方向与磁场增强的方向一致，就好像是顺着磁场的作用，因而被称为顺磁性物质，并把相应的磁性称为顺磁性。另外，有少数物质，例如铁、钴、镍以及它们的合金，在磁场中受到很强的磁力吸引作用。由于这类强吸引力作用首先是在铁和含铁合金中观测到的，因此把这种磁性称为铁磁性，并把相应的物质称为铁磁性物质。

在20世纪30年代以前，人们认为自然界中只有上述三类磁性物质。但是到了20世纪30年代，人们在实验中观察到有些物质的磁化率-温度关系曲线出现反铁磁性，因此发现了反铁磁性物质并建立了反铁磁性理论。到了20世纪40年代，在大量的关于铁氧体磁性和反铁磁性的实验研究中，人们又发现了亚铁磁性物质。因此，到目前为止，根据现代磁学可将物质的磁性分为5种：①顺磁性；②反磁性；③铁磁性；④反铁磁性；⑤亚铁磁性。

物质磁性的定量分类是根据磁化率的大小和符号来进行的。

1. 顺磁性物质

顺磁性物质的磁化强度与磁场强度的方向相同，大小成比例，磁化率的数量级为10^{-5} SI。在宏观上，顺磁性的磁化率与绝对温度T有关（居里定律）：

$$\chi^{(m)} = \frac{C_p}{T} \tag{4-1-9}$$

式中：C_p为居里常数。

在微观上，顺磁性物质的磁化率可用郎之万公式来描述：

$$\chi^{(m)} = \frac{n\mu_a^2}{3kT} \tag{4-1-10}$$

式中：n为粒子密度；k为玻耳兹曼常数[$k = 1.38 \times 10^{-23}$ J/K（焦耳/开）]；μ_a为单个原子（分子或离子）磁矩的绝对值。

2. 反磁性物质

反磁性物质产生的磁化强度与按洛伦兹(Lorentz)规则确定的方向相反,大小与磁场强度成比例。因此,反磁性物质的磁化率是负值,其数量级为 10^{-5}SI。

3. 铁磁性物质

铁磁性物质的磁化率远远地大于零,其数量级在 $10^{-1} \sim 10^{5}$ SI 之间。与其他磁性物质相比,铁磁性物质有以下几个特点:①磁化率比其他磁性物质高 10 个以上的数量级;②磁化率与磁场的大小及增加的先后顺序有关;③存在着饱和磁化强度和剩余磁化强度(磁滞现象);④在居里温度点上,铁磁性物质的铁磁性消失,转化成顺磁性物质;⑤磁化率随温度升高而下降。在超过居里温度后,磁化率按居里-外斯定律变化:

$$\chi^{(m)} = \frac{C_p}{T - T_c} \qquad (4-1-11)$$

式中:T_c 为居里温度。

4. 反铁磁性物质

反铁磁性物质形成的总磁化强度为零。原因是邻近磁畴的磁矩排列方向相反,相互抵消。反铁磁性物质的磁性与环境温度有关,在超过奈耳温度后,反铁磁性物质变为顺磁性物质。

5. 亚铁磁性物质

只有部分的自然磁化残留在物质当中,磁矩的排列使得磁性只是部分地抵消。反铁磁性是亚铁磁性物质的极限情况。

四、物质磁性的微观理论

对物质磁性的研究直接涉及物质的基本结构。因此,人类对物质磁性的研究程度是随着对物质基本结构的研究而不断深化的。

1. 物质磁性学说

到目前为止,物质的磁性学说主要有三种:①分子电流学说;②磁矩学说;③磁单极子学说。下面我们将分别对这三个学说进行简要的介绍。

(1) 分子电流学说:宏观物质是由分子构成的,而分子是由原子构成的。因此分子的磁性由其原子的磁性所决定。但如果把分子看成是一个整体,则只考虑电子的作用就可以了。如上所述,对任何一种物质,其分子中的电子都同时参与两种运动,即环绕原子核的轨道运动和电子本身的自旋。这两种运动都能产生磁效应。如果把分子看成是一个整体,则可以将分子中各个电子对外界产生的磁效应的总和等效为一个闭合圆电流,称为分子电流,而由这个分子电流产生的磁矩称为分子磁矩。

在外磁场中,电子要因受到洛伦兹力的作用而绕外磁场的方向做旋转运动,称为进动。因此,当物质处于外磁场中时,在原有分子电流的基础之上要出现一个附加的分子电流。因为电子带负电,所以这个附加分子电流产生的磁矩永远与外磁场的方向相反。由分子中全部电子进动所产生的磁矩称为附加磁矩。

分子电流学说由安培提出,因此又称为安培分子电流学说。

(2) 磁矩学说:磁矩学说是目前被普遍接受的关于物质磁性来源的学说,也称为磁偶极矩学说。它的核心观点是磁性来源于电子运动形成的磁矩。经过长期的发展,磁矩学说已有了坚实的理论基础和众多的实验佐证。

根据量子力学，由电子绕核旋转所形成的轨道磁矩的绝对值为

$$\mu_l = \frac{\mu_0 e}{2m_e} P_l = \sqrt{l(l+1)}\frac{\mu_0 e h_0}{2m_e} = \sqrt{l(l+1)}\mu_B \qquad (4-1-12)$$

式中：e 为一个质子的电荷；m_e 为电子的质量；l 为角量子数；$\mu_B = \mu_0 e h_0 / 2m_e$ 为玻尔磁子；$P_l = h_0\sqrt{l(l+1)}$ 为电子角动量；$h_0 = h/2\pi$（h 是普朗克常数，$h = 6.625 \times 10^{-34}\text{J}\cdot\text{s}$）。

电子自旋所产生的磁矩有两个方向，分别与外磁场相同或相反。在数量上，由实验测出的电子自旋磁矩在外磁场上的分量等于一个玻尔磁子，即 $\mu_{sz} = \pm\mu_B$。这里，μ_{sz} 为电子自旋磁矩在外磁场方向（正方向）上的分量。

原子的总磁偶极矩是电子的自旋磁矩和轨道磁矩的矢量和，与自旋量子数 S 和原子的总角量子数 J 有关，其表达式为

$$\mu_J = g_J \mu_B \sqrt{J(J+1)} \qquad (4-1-13)$$

这里，g_J 是朗德因子，其值在 1～2。在外磁场方向上，原子磁矩的最大分量是

$$\mu_{Jz} = J g_J \mu_B \qquad (4-1-14)$$

因此，原子磁偶极矩的大小取决于原子的总角量子数。

（3）磁单极子学说：20 世纪 30 年代，英国物理学家狄拉克（Dirac）从理论上证明了磁单极子的存在，建立了磁单极子学说。该学说认为，在自然界中除了存在磁矩外，还可能存在只具有磁北极（磁正极）或磁南极（磁负极）的磁单极子。由于这些磁单极子的存在，麦克斯韦的电磁场方程组由不对称变为对称。另外，Dirac 还建立了磁荷 g 与电荷 e 之间的关系：

$$g \cdot e = n\frac{hc}{4\pi} \qquad (4-1-15)$$

式中：c 为光速；n 为正整数。

2. 物质磁化机理

物质在外磁场中的磁化机理可以用原子磁矩在外磁场方向上的定量排列来解释，而原子的磁矩来源于未被抵消的电子磁矩。在顺磁性物质中，原子磁矩的排列呈无序的状态。尤其是当温度升高时，原子磁矩的排列变得更为紊乱。由于原子磁矩排列的杂乱无章性，其磁性基本上被相互抵消。当将顺磁性物质放入到外磁场中时，在磁力作用下将有一些原子磁矩转向外磁场方向，但大部分原子磁矩仍处在互相抵消的状态。所以，顺磁性物质对外磁场的反应很小。

一般来讲，原子中电子群的运动方向是不相同的，从而其总的磁矩很小。这是物质磁性一般很弱的主要原因。当外磁场存在时，上述磁性相互抵消的电子运动将有沿外磁场排列并有形成与外磁场方向相反的磁场的趋势。但是，当原子中的电子磁矩为反平行排列时，其由电子运动产生的磁性完全被抵消。如果将这种物质放入到外磁场中，其反映是排斥外磁场的作用。这是反磁性物质的磁化机理。

无论是顺磁性物质还是反磁性物质，其基本的宏观特征是只具有很弱的磁性。因此，物质是否具有强磁性不取决于原子本身所具有磁矩的大小，而在于由原子形成宏观物质后其间的相互作用。对于顺磁性物质和反磁性物质，其原子磁矩是相互抵消的；而对于铁磁性物质，其中的原子磁矩在没有外加磁场时就已形成了局部的有序排列。在磁学理论中，人们将这种自然形成的原子磁矩有序排列称为自发磁化。实验证明铁磁性物质的自发磁化是小区域的，称为磁畴。在每一个磁畴内，原子磁矩的排列方向相同，而在不同的磁畴之间，其原子

磁矩的排列方向是不同的。因此，即使是铁磁性物质，其在外磁场不存在时也是没有磁性显示的。当将铁磁性物质放入到磁场中时，各个磁畴的磁矩转向外磁场的方向。由于磁畴的集体转向效果远远地大于单个磁矩的转向效果，所以只要有一个不大的外磁场，就可以使铁磁性物质的磁化达到饱和。

铁磁性物质的磁畴理论由外斯(Weiss)提出，因此磁畴也称为外斯磁畴。

五、物质的磁化过程

物质的磁化过程用磁化强度和磁场强度之间的关系曲线来表示。对于顺磁性和反磁性物质，磁化强度与外磁场强度成正比，磁化过程比较简单。对于铁磁性物质，当外磁场从零开始逐渐增加时，铁磁性物质的磁化强度也逐渐上升，直到饱和为止。与顺磁性和反磁性物质不同，在铁磁性物质的磁化过程中磁场强度和磁化强度的关系是非线性的。如果在达到饱和后把外磁场降为零，则磁化强度会降到一个非零值，称为剩余磁化强度。如果继续在反方向逐渐加强磁场，磁化强度会逐渐降到零，然后再沿着反向加强的外磁场方向增长直到饱和(图4－1－1)。

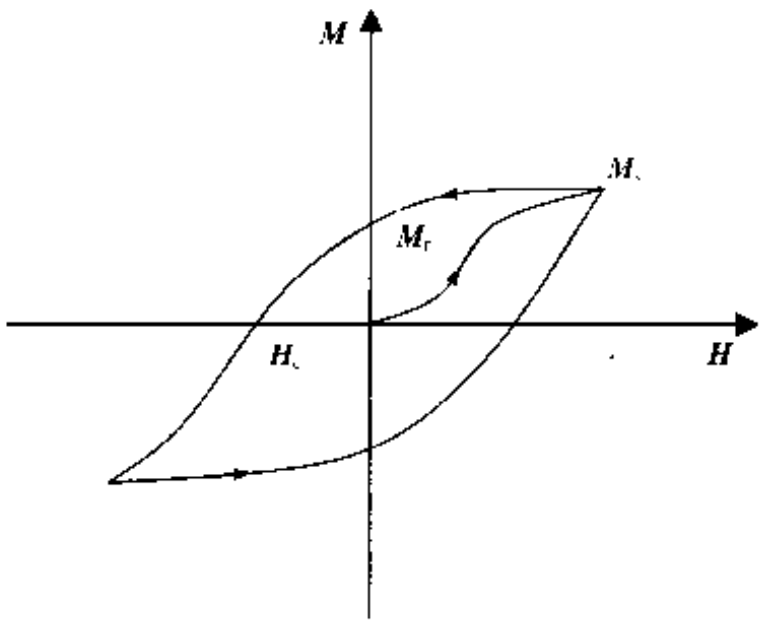


图4－1－1　磁滞回线

H_c——矫顽磁力；M_r——剩余磁化强度；M_s——饱和磁化强度

磁滞回线、剩余磁化强度和校顽磁力是铁磁性物质区别于其他磁性物质的三个主要特点。

六、物质的退磁作用

有限大物体在磁化后会在其边缘出现磁极，因而会在物质内部出现一个与外磁场方向相反或接近相反的磁场，称为退磁磁场。

物体的退磁磁场与物体的几何形状有关。在一般条件下，退磁磁场是不均匀的。所以，即使外磁场是均匀的，在物体内部的磁场也会由于不均匀的退磁磁场而变得不均匀。

令 $\boldsymbol{H}_0(\mathrm{P})$ 代表物体内一点 P 处的外加磁场强度，$\boldsymbol{H}_d(\mathrm{P})$ 代表退磁磁场强度，则物体内的总磁场强度 $\boldsymbol{H}(\mathrm{P})$ 为 $\boldsymbol{H}_0(\mathrm{P})$ 和 $\boldsymbol{H}_d(\mathrm{P})$ 的矢量和，即

$$\boldsymbol{H}(\mathrm{P}) = \boldsymbol{H}_0(\mathrm{P}) + \boldsymbol{H}_d(P) \tag{4-1-16}$$

一般来讲，退磁磁场 $\boldsymbol{H}_d(\mathrm{P})$ 是物体的磁化率、剩余磁化强度及总磁场强度的函数。对于均匀磁化，退磁场与磁化强度成正比：

$$H_d = -NM \tag{4-1-17}$$

式中的 N 称为退磁系数，与物体的几何形状有关。对于规则形体，可以求出退磁系数的表达式。下面是几种规则形体的退磁系数：

1. 均匀磁化球体

$$N = \frac{4}{3}\pi \tag{4-1-18}$$

2. 三轴椭球体

令椭球体的三个主轴分别为 $2a$、$2b$、$2c$，则沿各主轴的退磁系数为

$$N_a = 2\pi abc\int_0^{\infty}\frac{d\theta}{(a^2+\theta)\sqrt{(a^2+\theta)(b^2+\theta)(c^2+\theta)}} \qquad (4-1-19a)$$

$$N_b = 2\pi abc\int_0^{\infty}\frac{d\theta}{(b^2+\theta)\sqrt{(a^2+\theta)(b^2+\theta)(c^2+\theta)}} \qquad (4-1-19b)$$

$$N_c = 2\pi abc\int_0^{\infty}\frac{d\theta}{(c^2+\theta)\sqrt{(a^2+\theta)(b^2+\theta)(c^2+\theta)}} \qquad (4-1-19c)$$

3. 旋转椭球体($e=\sqrt{(a^2-b^2)/a^2}$)

(1)长旋转椭球体($a>b=c$)

$$N_a = 4\pi\frac{1-e^2}{e^2}\left(\frac{1}{2e}\ln\frac{1+e}{1-e}-1\right) \qquad (4-1-20a)$$

$$N_b = N_c = 2\pi e^{-2}\left(1-\frac{1-e^2}{2e}\ln\frac{1+e}{1-e}\right) \qquad (4-1-20b)$$

(2)扁旋转椭球体($a=b>c$)

$$N_a = N_b = 2\pi\left[\frac{\sqrt{1-e^2}}{e^3}\arcsin(e)-\frac{1-e^2}{e^2}\right] \qquad (4-1-21a)$$

$$N_c = 4\pi\left[\frac{1}{e^2}-\frac{\sqrt{1-e^2}}{e^3}\arcsin(e)\right] \qquad (4-1-21b)$$

4. 无限长椭圆柱体($c\gg a>b$)

(1)沿椭圆面长半轴方向　$N_a=4\pi\frac{a}{a+b}$　(4-1-22a)

(2)沿椭圆面短半轴方向　$N_b=4\pi\frac{b}{a+b}$　(4-1-22b)

(3) 沿椭圆柱轴方向　$N_c=0$　(4-1-22c)

5. 无限长圆柱体($c\gg a=b$)

(1)垂直于圆柱轴方向　$N_a=N_b=2\pi$　(4-1-23a)

(2)平行于圆柱轴方向　$N_c=0$　(4-1-23b)

6. 无限薄板

(1)垂直于板面方向　$N_\perp=4\pi$　(4-1-24a)

(2) 平行于板面方向　$N_\parallel=0$　(4-1-24b)

在实际工作中,可以利用上述公式近似地计算地质体的退磁系数。对于不均匀磁化,这些公式不再有效。

在退磁作用的影响下,沿 j 方向上的磁化强度与磁场强度的关系变为 $M_j=\chi_j^{(m)}H_j=\chi_j^{(m)}(H_{0j}-N_jM_j)$。由此得出,$M_j=\chi_{ej}^{(m)}H_{0j}$ 这里,

$$\chi_{ej}^{(m)} = \frac{\chi_j^{(m)}}{1+N_j} \qquad (4-1-25)$$

称为视磁化率。由于 $N_j\geqslant 0$,所以 $\chi_{ej}^{(m)}\leqslant\chi_j^{(m)}$。换句话说,视磁化率永远小于或等于真磁化率。

七、铁磁性物质的热磁作用

铁磁性物质的磁性与温度的关系非常密切。在温度比较低时,热运动对磁矩的自发定

向排列影响比较小，所以呈现出铁磁性。当温度升高时，热运动加剧。当温度高到一定程度后，热运动足以破坏原子磁矩的定向排列，使铁磁性物质不再具有铁磁性性质，变为顺磁性。铁磁性物质由铁磁性转化为顺磁性时的温度称为居里温度（这个温度的定义已在前面引入了）。

铁磁性物质中的自发磁化源于电子之间的交换作用，满足量子交换力的规律。如果把电子之间的静电交换作用等效为一个作用在原子磁矩上的磁场 H_m（等效分子场），则这个分子场的存在会使铁磁性物质的内部出现磁化强度 M（自发磁化强度）。令 γ 代表分子场系数，则有

$$H_m = \gamma M \tag{4-1-26}$$

分子场系数 γ 代表铁磁性物质的特征。

为了找到磁化强度 M 和温度的关系，考察原子磁矩 μ_{Jz} 在分子场 H_m 中的能量。根据量子力学中的有关结果：

$$\mu_{Jz} H_m = J g_J \mu_B \gamma M \tag{4-1-27}$$

式中：J 为原子的总角量子数；g_J 为朗德因子；μ_B 为玻尔磁子。另外，根据热力学和统计物理，原子在做热运动时的能量是 kT。令 α 代表原子在处于外磁场中时其磁能和热能的比值，即

$$\alpha = \frac{J g_J \mu_B \gamma M}{kT} \tag{4-1-28}$$

实验证明，不同温度下的自发磁化强度 M 与这个比值有关。统计物理中的有关理论证明：

$$M = M_0 B_J(\alpha) \tag{4-1-29}$$

这里的 $B_J(\alpha)$ 称为布里渊函数：

$$B(\alpha) = \frac{2J+1}{2J}\coth\left[\frac{(2J+1)\alpha}{2J}\right] - \frac{1}{2J}\coth\left[\frac{\alpha}{2J}\right] \tag{4-1-30}$$

而 M_0 定义为

$$M_0 = \frac{N J g_J \mu_B}{\mu_0} \tag{4-1-31}$$

式中的 N 代表原子的个数。利用方程(4-1-28)，有

$$M = \frac{kT}{J g_J \mu_B \gamma}\alpha \tag{4-1-32}$$

以 α 为自变量，M 为因变量，利用公式(4-1-29)和公式(4-1-32)可以得到 M 与 α 之间的两组关系曲线。这两组曲线之间的交点就是在温度 T 下的自发磁化强度 M（图4-1-2）。

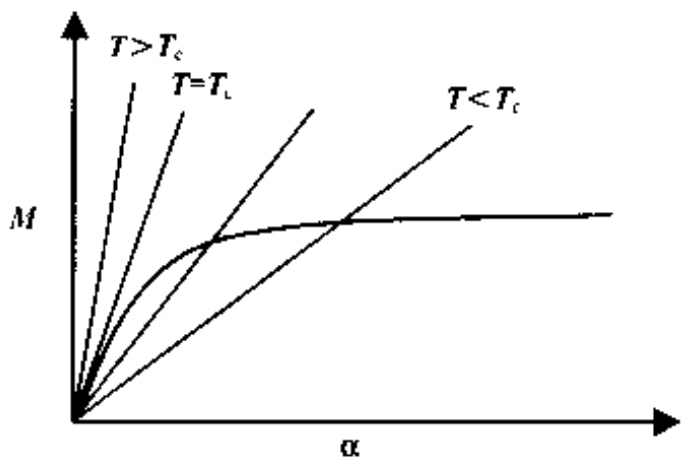


图4-1-2　铁磁性物质的自发磁化图解

在几何上，公式(4-1-32)代表一条直线，其斜率为 $kT/\gamma J g_J \mu_B$，与温度成正比。当 $T \to 0$K 时，交点 α_k 将趋无限大，所得到的磁化强度是 M_0。这意味着所有原子磁矩都处于平行排列的状态。随着温度的升高，α_k 将不断地减小，而磁化强度 M 将不断地沿着 $B(\alpha)$ 曲线下降。当温度上升到居里温度时，$\alpha_k = 0$，由公式(4-1-29)和(4-1-32)确定的两条曲线

在原点相切，自发磁化强度为零。对于居里温度以上的温度，两条曲线只在原点处有交点（相切），所以不再有自发磁化。

第二节　矿物的磁性

矿物的磁性主要由其组分的磁性、化学组成、化学键的结合方式及矿物的结构所决定。实验证明，大部分矿物呈顺磁性或反磁性。铁磁性及亚铁磁性矿物主要以铁和钛的氧化物形式出现，少量的以硫化物形式出现。铁磁性矿物主要有磁铁矿、磁黄铁矿、磁赤铁矿、镍磁铁矿、镁铁矿及钛铁矿等。表4－2－1给出了几种铁磁性矿物和铁磁性金属的饱和磁化强度和居里温度。表4－2－2给出了一些反磁性矿物和顺磁性矿物的磁化率。

表4－2－1　铁磁性矿物和金属的饱和磁化强度和居里温度

矿物	化学式	饱和磁化强度(A/m)	居里温度/K	金属	化学式	饱和磁化强度(A/m)	居里温度/K
磁铁矿	$ZnFe_2O_4$	92000	853	钴	Co	161800	1404
磁黄铁矿	Fe_2S_{1-x}	20000	593	铁	Fe	218000	1053
赤铁矿	Fe_2O_3	85000	853	镍	Ni	54400	631
镍磁铁矿	$NiFe_2O_4$	47000	873	铁镍矿	Ni_3Fe	110000	620
				铁钴矿	CoFe	232000	986

表4－2－2　一些反磁性矿物和顺磁性矿物的磁化率

矿物	化学式	抗磁磁化率 $(4\pi\times10^{-6}SI)$	矿物	化学式	顺磁磁化率 $(4\pi\times10^{-6}SI)$
方解石	$CaCO_3$	－0.5	角闪石	$A_{2-3}B_5(Si,Al)_3O_{22}(OH)_2$： $A=Mg,Fe^{2+},Ca,Na$ $B=Mg,Fe^{2+},Fe^{3+},Al$	13～75
方铅矿	PbS	－0.34	黑云母	$K(Mg,Fe)_3(Al,Fe)Si_3O_{10}(OH)_2$	53～78
石英	SiO_2	－0.5	氧化铜	CuO	3.25
赤铜矿	Cu_2O	－0.14	石榴子石	$A_2B_2(SiO_4)_3$；$A=Ca,Mg,Fe^{2+},Mn^{2+}$； $B=Al,Fe^{3+},Cr$	31～159
自然金	Au	－0.14	辉石	$FeSiO_3$	73

第三节　岩石的磁性

岩石的磁性与其所含矿物的磁性有关，少量的铁磁性矿物含量会对岩石的磁性产生很大的影响。但是岩石的磁性并非只由单个的矿物来确定，而且还依赖于它们的产出方式，起决定性作用的是矿物的粒度。

1. 火成岩的磁性

火成岩（岩浆岩）的磁性具有三个特点：①磁化率由酸性到基性增高（基性岩的磁化率

比酸性岩高);②存在着剩磁现象;③磁化率的变化范围很大。另外,火成岩的磁性与其类型有关。主要的侵入岩都属于弱磁性的范围,喷发岩的磁性较强(表4-3-1)。

2. 变质岩的磁性

在三大岩类中,变质岩的磁化率和天然剩余磁化强度的变化范围最大(表4-3-2)。在野外既可以见到具有很强铁磁性的变质岩岩体,也可以见到具有反磁性的变质岩岩体。

变质岩的磁性与原岩的磁性和变质过程有关。如果原岩是沉积岩,例如大理岩和结晶灰岩,则其磁性较弱;但如果原岩是具有强磁性的岩石,例如铁质石英岩或蛇纹岩,则变质后的岩石也具有很强的磁性。根据变质岩的磁性可以将变质岩分为两类:①铁磁-顺磁性;②铁磁性。

表4-3-1 火成岩的磁化率

岩石	磁化率变化范围($4\pi10^{-6}$SI)	常见值($4\pi10^{-6}$SI)
花岗岩	0~4000	200
流纹岩	20~300	
辉绿岩	8~13000	4500
斑岩	20~16700	5000
玄武岩	20~14500	6000
闪长岩	50~10000	13000
橄榄岩	7600~15600	13000
安山岩		13500

表4-3-2 变质岩的磁化率

岩石	磁化率变化范围($4\pi10^{-6}$SI)	常见值($4\pi10^{-6}$SI)
片岩	25~240	120
千枚岩		130
片麻岩	10~2000	
石英岩		350
蛇纹岩	250~1400	
板岩	0~3000	500

现在讨论不同变质作用对变质岩磁性的影响。

在低相条件下的岩石(绿色片岩等)经区域变质作用后生成的微结晶板岩以铁磁-顺磁性岩石变种为主。天然剩余磁化强度或者不存在,或者只为感应磁化强度的1/10~3/10。这是因为上述岩石生成的变质岩的磁化率小于岩浆岩的磁化率。这个现象可以用磁铁矿和钛铁矿在氧化后生成磁性较小的赤铁矿或褐铁矿来解释。

在区域变质作用更高相(角闪岩相和麻粒岩相)的条件下,生成不同成分的片麻岩、角闪岩和其他岩石。与板岩相比,这些岩石具有较强的磁性。

超变质作用能引起岩石磁性的复杂变化。在岩石的花岗岩化和硅碱交代作用下,含铁的硅酸盐发生分解,生成磁铁矿,致使岩石的磁化率增高。磁化率的增高现象在花岗岩化的中期达到最大,在末期为最小。这是因为在末期铁的带出和磁铁矿的数量减少造成的。

在动力变质作用和接触变质作用下生成的岩石具有不固定的磁性。这既和原岩有关,又和变质时的温度有关。

自变质和热液交代作用(蛇纹石化、角闪石化等)将使岩石的磁化率在大范围内发生变化。

在其他变质作用下,生成岩石的磁性变化是比较接近的。例如,岩石的云英岩化、粘土化、绢云母化和绿泥石化会使岩石的磁化率和天然剩余磁化强度减小。这是由于磁铁矿或钛铁矿的析出或重结晶所致。

3. 沉积岩的磁性

沉积岩的磁性与其铁磁性副矿物(磁赤铁矿、赤铁矿等)的含量及成分有关。由于沉积岩中的主要造岩矿物(石英、方解石、长石、石膏、岩盐等)都具有反磁性或弱磁性,所以它们对岩石的磁性几乎没有贡献。粘土矿物、菱铁矿、黄铁矿、钛铁矿、黑云母等矿物具有强顺磁性,对沉积岩的磁化率有一定的贡献。

表 4-3-3 沉积岩的磁化率

岩石	磁化率变化范围($4\pi10^{-6}$SI)	常见值($4\pi10^{-6}$SI)
白云岩	0~75	10
灰岩	2~280	25
砂岩	0~1560	30
页岩	5~1480	50

沉积岩的磁性(表 4-3-3)具有如下特点:①具有顺磁性和反磁性;②磁性比火成岩的低;③碎屑岩的磁性较高,通常含砂多的岩石磁性低,含泥多的岩石磁性高;④化学和生物沉积岩(碳酸盐岩、石膏、岩盐等)呈微弱的顺磁性和反磁性。

第四节 岩石的剩余磁化强度

由于岩石的磁性来源于其中铁磁性矿物,所以岩石在形成时就具有了一定的磁性。在历经了一系列的地质运动之后,岩石在形成时的磁性会发生变化,其保留在现代岩石中而没有失去的部分被称为剩余磁性,与剩余磁性相对应的磁化强度称为剩余磁化强度。在三大岩类中,岩浆岩和变质岩的剩磁现象比较明显,而沉积岩的剩磁现象比较弱。

剩余磁化强度不是一个刻画岩石磁性的基本物理量。在文献当中发表的剩余磁化强度具有很大的分散性。与剩余磁化强度相对应的、由现代地磁场的磁化而产生的磁化强度称为感应磁化强度。感应磁化强度的方向一般与现代地磁场的方向一致(顺磁性)或相反(反磁性)。与此相反,剩余磁化强度的方向一般与现代地磁场的方向完全不同。

1. 剩余磁化强度的描述

岩石的剩余磁化强度用柯尼斯贝格(Königsberger)比来描述:

$$Q = \frac{M_r}{M_{ind}} \tag{4-4-1}$$

式中:M_r 为剩余磁化强度;M_{ind} 为感应磁化强度。

表 4-4-1 给出了几种岩石的 Q 值。

2. 剩余磁化强度的类型

岩石的剩余磁化强度的分类原则是剩磁的成因。根据这个原则,岩石的剩余磁化强度主要有下列几类:①热剩磁(TRM);②化学或结晶剩磁(CRM);③压力剩余磁化强度(PRM);④沉积或碎屑剩余磁化强度(DRM)。

在这些成因类型中,热剩磁是最重要的一种类型。它是岩石在磁场中从高于居里温度冷却到常温条件下时获得的剩磁。用热剩磁可以解释喷出岩类所具有的强剩余磁化强度。

化学剩磁描述岩石在沉积或结晶后,在经受了某种

表 4-4-1 几种岩石的 Q 值

岩 石	平均值 $\bar{Q}$	最大值 Q_{max}
花岗岩	0.1~0.3	3
橄榄岩	0~5	5
辉长岩	0~0.5	3
流纹岩	1~10	
安山岩	1~15	
玄武岩	1~20	160
云母片岩	0~0.5	2
片麻岩	0~1.5	2
云英岩	0~0.3	3

物理化学变化后而获得的磁性状态。这里的物理化学变化是在地磁场中保持恒温的条件下发生的，可以是氧化还原作用，也可以是相变化、脱水作用、胶泥的沉淀作用、出溶、再结晶或颗粒生长。

压力剩磁是样品在地磁场中经过机械变化过程获得的剩余磁化强度，又称为形变剩余磁化强度。

沉积或碎屑剩磁由碎屑沉积物中的细颗粒在水体的底部沉积而形成。颗粒顺着地磁场的方向优先取向，得到一个在地磁场方向上的净磁矩。

第五节　岩石磁化率计算

根据第六节的讨论，岩石的磁化率分为真磁化率和视磁化率两种。真磁化率是岩石标本的真正磁化率，不包含有退磁作用的影响；视磁化率是没有进行退磁改正的磁化率。

对于磁化率计算来讲，如果矿物组分的磁化率是真磁化率，则计算得出的磁化率也是真磁化率；反之我们得到的是视磁化率。为了方便起见，我们将在下文中省略磁化率的上标，即用χ代替$\chi^{(m)}$。

在一般条件下，岩石的磁化率与其矿物成分和含量之间的关系可以表示为

$$\chi = f(\chi_{p,d}V_{p,d}) + f(\chi_{F1}V_{F1}) + f(\chi_{F2}V_{F2}) \tag{4-5-1}$$

式中：$\chi_{p,d}$和$V_{p,d}$分别代表顺磁性和反磁性矿物颗粒的磁化率和体积含量；χ_{F1}和V_{F1}分别代表铁磁性矿物的分散颗粒（含量在0.01%～0.1%时）的磁化率和体积含量；χ_{F2}和V_{F2}分别代表铁磁性矿物（含量大于0.1%时）的磁化率和体积含量。

由于反磁性和顺磁性矿物的磁性很弱，所以可以对其磁化率采用简单的加权平均而忽略它们之间的相互作用，即

$$f(\chi_{p,d}V_{p,d}) = \sum_i \chi_{p,d}^{(i)}V_{p,d}^{(i)} \tag{4-5-2}$$

$$f(\chi_{F1}V_{F1}) = \sum_i \chi_{F1}^{(i)}V_{F1}^{(i)} \tag{4-5-3}$$

对于铁磁性矿物含量在0.1%～5%的火成岩，如果铁磁性矿物以自形晶体产出，其磁化率满足 Weinberg 方程

$$\chi = \sum_i V_{p,d}^{(i)}\chi_{p,d}^{(i)} + \sum_i \chi_{F1}^{(i)}V_{F1}^{(i)} + V_{F2}\frac{\chi_{F2}}{1+\frac{4}{3}\pi\chi_{F2}} \tag{4-5-4}$$

式中：$4\pi/3$为球体的退磁因子。如果铁磁性组分为他形晶体，则右边第三项的分母应换为$\sqrt[3]{1+4\pi\chi_{F2}}$。

当铁磁性在磁性岩石中占主导地位时，舍去上式右边的第一项和第二项（即只取浓度>0.1%的铁磁性矿物的贡献），有

$$\chi = \frac{V_F\chi_F}{1+P_M\chi_F(1-V_F)} \tag{4-5-5}$$

式中：χ_F为铁磁性及亚铁磁性矿物的磁化率；V_F为铁磁性及亚铁磁性矿物的体积含量；P_M为退磁因子（在3.2～3.9之间变化）。

对于铁磁-顺磁类岩石，$V_{F2}=0$。公式（4-5-2）变为

$$\chi = \sum V_{p.d}\chi_{p.d} + \sum \chi_{fi} V_{fi} \tag{4-5-6}$$

在磁化率与体积含量之间有下列经验公式：

(1) Belsey-Buddington 公式

$$\chi = 0.033 V_F^{1.33} \tag{4-5-7}$$

(2) Jahren 公式

$$\chi = 0.0145 V_F^{1.39} \tag{4-5-8}$$

第六节　岩石磁性的野外和实验室测量

岩矿石磁性参数测定是岩石磁学研究的基础性工作。根据所用测定场地的不同，岩矿石磁性参数测定分为野外现场测定和实验室内测定两大类。在勘探地球物理中，必须通过实验测定的磁性参数是总磁化强度、剩余磁化强度及磁化率。

1. 岩石磁性的实验室测定

在实验室内可以测定岩石磁化率、剩余磁化强度、饱和磁化强度、矫顽磁力、居里点和磁化强度的稳定性等参数。根据所依据的测量原理，可以将实验室内的岩石磁性测量方法分为磁法测量和感应法测量两大类。

(1) 磁法测量：磁法测量所使用的仪器可以是专用的无定向磁力仪，也可以是用于野外生产的常规磁力仪。其测量原理是根据实际所观测到的磁场值，利用磁偶极子的场强公式计算标本的磁化率。根据标本相对于探头的位置，可以将测量方法分为三种：①高斯第一位置法；②高斯第二位置法；③无定向位置法。

在高斯第一位置法中，探头的轴线与标本的中心线相重合，其位置在标本的正上方或正下方；在高斯第二位置法中，探头的轴线与标本的磁轴相垂直；在无定向位置法中，探头与标本之间在位置上没有对应关系。

根据磁场理论，磁偶极矩为 p 的磁偶极子在空间中产生的磁场为

$$H = 2\frac{p}{R^3} \tag{4-6-1}$$

设标本的体积为 V，则

$$p = (\kappa H + M_r)V \tag{4-6-2}$$

利用这两个公式可以根据观测数据计算出标本的磁化率和剩余磁化强度。

(2) 感应测量法：磁法直接测量标本产生的磁场。与此相反，感应法测量标本的感应电动势。根据电磁感应理论，当通有电流的线圈中放入了磁性体后，线圈中要产生附加的感应电动势。同理，当岩石标本相对于通电线圈的位置发生变化时，线圈中的感应电动势也要发生变化。在得到了感应电动势的变化以后，可以根据电磁感应理论中的有关公式计算出剩余磁化强度和磁化率。

感应法测量的专用仪器称为旋转磁力仪。

(3) 退磁：为了测量剩余磁化强度的大小及方向，需要对岩石标本进行退磁处理，以消除掉现代磁场对标本磁性的影响。同时，退磁处理还可以消除一些其他因素的影响。

退磁处理的理论基础是电磁感应理论和温度对磁性的影响理论。

2. 岩石磁性的野外测定

实验室内所测定的标本是处于非自然状态下的岩石样品。因此，在实验室内所得到的岩石磁性参数值与其在自然状态下的参数值会有一定的差别。为了得到岩石在自然状态下的磁性参数，可以采用地面、航空或井中磁测的有关方法技术。在野外观测数据的基础之上，通过利用现代地球物理反演方法，可以计算出地下磁性体的总磁化强度和磁化率。

利用磁化率测井，可以在钻孔中直接测出岩层的磁化率。目前，磁化率测井都是根据电磁感应原理进行的。在磁化率测井仪中，作为探头的灵敏元件一般是一个螺线管或扇形线圈。根据电磁感应原理，自感为 L 的线圈所储存的磁能为

$$W_m = \frac{1}{2}LI^2 \tag{4-6-3}$$

式中：I 为线圈中的电流强度。在线圈外部，空间中任一点处的磁能密度为

$$w_m = \frac{1}{8\pi}\mu H^2 \tag{4-6-4}$$

对这个公式进行积分，得到

$$\Delta L = \frac{\kappa}{I^2}\int_V H^2 \mathrm{d}V \tag{4-6-5}$$

式中积分域 V 包括线圈内外的全空间。

当探头由不导磁的岩层($\mu = 1$)进入到磁性岩层中时，其自感的改变量为

$$L = \frac{1}{4\pi I^2}\int_V \mu H^2 \mathrm{d}V \tag{4-6-6}$$

根据这个公式并假设探头所产生的磁场与磁偶极子的场等效，可以根据测量数据计算出岩层的磁化率。

思考题与习题

(1)物质的磁性分类。

(2) 反磁性与顺磁性的磁化机制。

(3) 铁磁性磁化机制。

(4) 铁磁性物质的磁化过程。

(5) 矿物的磁性。

(6) 岩石磁性的来源。

(7) 岩石产生剩余磁化强度的原因和机制。

(8) 磁化率计算的一般公式。

(9) 火成岩的磁化率计算公式及其物理意义。

(10) 岩石磁性的野外和实验室测量方法。

第五章　岩石电学

岩石电学是研究岩石导电性的科学，其内容包括岩石对稳定电流场和交变电场的传导作用以及在外电场的作用下其内部所发生的电化学作用。与常规的电磁学有所不同，岩石的电学参数除了电导率（电阻率）和介电常数外，还有由于电化学作用所引起的自然极化和激发极化参数。因此，岩石电学是一门源于经典电磁学而又与经典电磁学有所不同的自然科学。

对于地球物理来讲，岩石电学是一门必不可少的专业基础学科。它不仅为地电探测提供理论基础和解释依据，也为关于地球内部物质科学的研究提供理论基础、探测手段和解释方法。具体地讲，岩石电学是直流电法、电磁法、激发极化法、地面和井中无线电波法、地面和井中雷达法以及震电法的理论基础。

岩石电学的内容非常丰富，包含有众多的理论方法和实验技术。但是作为入门性的课程我们不可能也没有必要对这些方法和技术全部加以介绍。我们将主要针对岩石电学的基础部分展开讨论，以便为下一步的专业学习提供必要的知识准备。

第一节　物理学基础

岩石电学的物理学基础主要由固体物理学、金属物理学、电介质物理学、矿物物理学、宏观电磁场论、电化学、多孔介质材料科学等学科中的有关内容组成。如果要讨论组成岩石的矿物的导电机理，还要用到量子力学中的有关结论。

一、基本物理量、场方程及测量单位

岩石电学中的基本物理量是电场强度矢量 $\boldsymbol{E}$、电极化强度矢量 $\boldsymbol{P}$ 和传导电流密度矢量 $\boldsymbol{j}$。其中，电场强度矢量描述单位点电荷在电场中所受到的力；极化强度矢量代表单位体积内的电偶极矩；传导电流密度矢量定义为单位体积内的传导电流强度。在各向同性介质中，电场强度和电流密度矢量之间满足微观欧姆定律（或微分欧姆定律）：

$$\boldsymbol{j} = \sigma \boldsymbol{E} \tag{5-1-1}$$

式中：σ 为媒质的电导率，在数值上等于电阻率 ρ 的倒数，即 $\sigma = 1/\rho$。

在各向异性介质中，电导率变为二阶张量。因此，在各向异性介质中

$$\boldsymbol{j} = \boldsymbol{\sigma} \cdot \boldsymbol{E} = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} & \sigma_{xz} \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} & \sigma_{yz} \\ \sigma_{zx} & \sigma_{zy} & \sigma_{zz} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} \tag{5-1-2}$$

与电流密度矢量和电场强度矢量之间的关系类似，在各向同性介质中电极化强度矢量和电场强度矢量之间的关系为

$$\boldsymbol{P} = \varepsilon_0 \chi^{(e)} \boldsymbol{E} \tag{5-1-3}$$

式中：ε_0 为真空中的介电常数，其数值为 8.854×10^{-12}F/m；$\chi^{(e)}$ 为电极化系数。在各向异性条件下，电极化系数变为一个二阶张量。从而

$$\boldsymbol{P}=\varepsilon_0\boldsymbol{\chi}^{(e)}\cdot\boldsymbol{E}=\varepsilon_0\begin{pmatrix}\chi_{xx}^{(e)} & \chi_{xy}^{(e)} & \chi_{xz}^{(e)}\\ \chi_{yx}^{(e)} & \chi_{yy}^{(e)} & \chi_{yz}^{(e)}\\ \chi_{zx}^{(e)} & \chi_{zy}^{(e)} & \chi_{zz}^{(e)}\end{pmatrix}\begin{pmatrix}E_x\\E_y\\E_z\end{pmatrix} \tag{5-1-4}$$

在电介质中，虽然传导电流无法通过，但随时间变化的电场却能在其内产生交变电流。为了描述这种现象，麦克斯韦(Maxwell)通过电场强度矢量 $\boldsymbol{E}$ 和电极化强度矢量 $\boldsymbol{P}$ 引入了电通量密度矢量 $\boldsymbol{D}$，即

$$\boldsymbol{D}=\varepsilon_0\boldsymbol{E}+\boldsymbol{P}=(1+\chi^{(e)})\varepsilon_0\boldsymbol{E}=\varepsilon_0\varepsilon_r\boldsymbol{E} \tag{5-1-5}$$

式中：$\varepsilon_r=1+\chi^{(e)}$ 为相对介电常数。在物理上，ε_r 定义为一个电容器在其内充满电介质时的电容和以空气为介质时的电容之间的比值：

$$\varepsilon_r=\frac{C_m}{C_0} \tag{5-1-6}$$

式中：C_m 和 C_0 分别代表加入介质前后的电容。因此，介电常数也被称为电容率。

在各向异性时，需要用二阶张量 $\boldsymbol{\varepsilon}_r$(相对介电常数张量)代替标量 ε_r。从而

$$\boldsymbol{D}=\varepsilon_0\boldsymbol{\varepsilon}_r\cdot\boldsymbol{E}=\varepsilon_0\begin{pmatrix}\varepsilon_{rxx} & \varepsilon_{rxy} & \varepsilon_{rxz}\\ \varepsilon_{ryx} & \varepsilon_{ryy} & \varepsilon_{ryz}\\ \varepsilon_{rzx} & \varepsilon_{rzy} & \varepsilon_{rzz}\end{pmatrix}\begin{pmatrix}E_x\\E_y\\E_z\end{pmatrix} \tag{5-1-7}$$

当电场强度 $\boldsymbol{E}$ 随时间发生交替变化时，要产生随时间变化的磁场。在电介质中，变化的电场与其次生的磁场之间的关系由下列麦克斯韦方程组描述：

$$\nabla\times\boldsymbol{H}=\boldsymbol{j}+\frac{\partial\boldsymbol{D}}{\partial t} \tag{5-1-8}$$

$$\nabla\times\boldsymbol{E}=-\frac{\partial\boldsymbol{B}}{\partial t} \tag{5-1-9}$$

$$\nabla\cdot\boldsymbol{B}=0 \tag{5-1-10}$$

$$\nabla\cdot\boldsymbol{D}=q \tag{5-1-11}$$

式中：q 为体电荷密度；∇为矢量微分算符。

在物理上，方程(5-1-8)中的 $\partial\boldsymbol{D}/\partial t$ 相当于电介质引起的附加电流，称为位移电流。

在国际单位制中，电场强度的单位是 V/m，电导率的单位是 S/m，电阻率的单位是 Ω·m，电极化强度的单位是 C/m^2，相对介电常数和电极化率没有量纲。

麦克斯韦方程组描述电磁场的局部特性，是电场和磁场的方程。在有些情况下，将岩石中的电现象等效为电路中发生的电流流动更为方便。根据电路理论，导体两端的电压与流过它的电流 I 成正比：

$$U=IR \tag{5-1-12}$$

式中：R 为导体的电阻。

这是宏观的欧姆定律。对于均匀截面的导体有

$$R=\frac{L}{\sigma S} \tag{5-1-13}$$

式中：L 为导体的长度；S 为导体的横截面积。

二、物质的导电和介电机理

物质之所以能导电的根本原因在于电荷的移动。无论是在导体还是在介电体中，电场的能量都是通过电荷的移动来传递的。按电荷的移动方式，可将传递方式分为：①扩散。电子通过一种有序或无序介质做无序的运动。②渗透。电子通过一种无序介质做规则的运动。③迁移。电子依照外电场的方向所作的扩散或渗透。④对流。电子按照热梯度的方向所做的运动。⑤隧道效应。电荷通过一种能量势垒所作的量子统计运动。在这些传递方式中，迁移和隧道效应是两个最主要的机制。迁移中的扩散和渗透理论基本上描述了电荷在通过块状物质或颗粒表面时的直流电导率。隧道效应主要发生在不同物质间的界面上。

不导电的物质虽然能阻止传导电流通过，但却可以让交替变化的电场能量以电磁波的形式在其内传播。这是由于在外电场的作用下，原来存在于原子之中互相抵消的电性中心将发生分离，形成一定的电偶极矩。这种在外电场的作用下出现附加电偶极矩的现象叫极化。在自然界中，存在着两种不同的极化机制：①分子的正负电荷中心重合，对外没有电偶极矩。外加电场的作用使正负电荷中心被拉开。②分子的正负电荷中心不重合，对外显示有电偶极矩。外加电场的作用使自然偶极矩发生转向。按极化的不同机制，可以将极化分为：

(1)电子极化。在外电场的作用下，电介质内出现电荷或电荷重心的位移。

(2)离子极化。在离子晶体中，由于外电场的作用，正负离子的相对位置发生变化，阳离子沿电场方向运动，阴离子逆着外电场方向运动，从而出现电偶极矩。

(3)分子极化。在外电场的作用下，一些完整的分子会发生畸变，带负电的变得更负，带正电的变得更正。

(4)固有电偶极矩转向。有些电介质，其组成分子具有固有的电偶极矩。在外电场的作用下，这些固有电偶极矩将转向外电场方向，使其极化强度增大。

(5)界面极化。对于有些由微晶体和小晶体组成的介质，其晶体内部有时会导电。但由于不导电的边界层的存在，这些介质成为绝缘体。在外加交变电场的作用下，电荷会因在晶体内部流动而聚集在边界层附近。这实际上相当于缩短了电容极板之间的距离。因此而产生了有效介电常数的改变。

上述各种极化机制分别只在一定的频率范围内有效，同时可以有简单的叠加。在超高频段(10^{24}Hz)，电子极化是唯一的极化机制。在频率接近于10^{14}Hz时，有分子和离子极化；在接近10^{12}Hz时出现转向极化；在10^{6}Hz以下为界面极化。

三、物质的电性分类

按物质电阻率的大小可将物质分为三类，即导体、半导体和绝缘体。导体是在外电场不存在时有自由电子的物体，外电场的作用是使自由电子形成定向移动。绝缘体是无自由带电粒子存在的物体。对此类物体，外电场只能引起电荷或带电粒子重心的位移(介电极化现象)。半导体是介于导体和绝缘体之间的物体。

对于导体，其具体分类如下：

(1)电子导体(金属导体)。其导电机制是电子的定向移动。纯金属的电阻率的数量级为10^{-8}，纯石墨的电阻率的数量级为10^{-6}。

(2)电子半导体。电子半导体的导电性由电子的热能决定(热运动引起的导电性)。其固有导电性为 $\sigma \sim \exp(-A/kT)$。式中:A 为电子能带参数,k 为玻耳兹曼(Boltzmann)常数,T 为绝对温度。

(3)固体离子导体。由晶格中的离子移动造成,其特点是受温度变化的影响很大,电阻率值大于 $10^8\Omega \cdot m$。绝大多数造岩矿物属于这种导体。

对于绝缘体(介电体),可以从微观结构水平的角度分为两大类:

(1)极性电介质。在无外电场存在时,此类物体内的分子的正、负电荷重心不重合。换句话说,此类物体具有与外电场无关的分子偶极矩。

(2)非极性电介质。在无外电场作用时,其内分子的正、负电荷重心相互重合,整个分子的偶极矩为零。

四、退极化场

电介质在极化过程中要在其与其他物质的分界面上产生面电荷,这些面电荷在电介质内部所产生的场与外加电场的方向相反,反抗外电场的极化作用,被称为退极化场(或去极化场)。设外加电场强度为 E,而极化电荷产生的场是 E_d,则电介质内部的场强 E_n 是 $E - E_d$。由于在电介质内部和其边界没有自由电荷存在,所以电位移矢量连续,即 $D_{in} = D_{out}$。这里,下标 in 和下标 out 分别代表界面的内侧和外侧。根据电位移矢量的定义有

$$D_{in} = \varepsilon_0 E_n + P = \varepsilon_0 (E - E_d) + P \tag{5-1-14}$$

$$D_{out} = \varepsilon_0 E \tag{5-1-15}$$

将这两个公式代入到 $D_{in} = D_{out}$ 中,有 $\varepsilon_0 E = \varepsilon_0 E - \varepsilon_0 E_d + P$。由此得出

$$E_d = P/\varepsilon_0 \tag{5-1-16}$$

注意这个关系式只对与电场方向垂直的板状电介质成立。对于球体,有

$$E_d = P/3\varepsilon_0 \tag{5-1-17}$$

对于一般的几何形体,有

$$E_d = N_d P/\varepsilon_0 \tag{5-1-18}$$

式中:N_d 为退极化因子(或去极化因素),取值范围是 0 ~ 1。

由于 $P = \varepsilon_0 \chi^{(e)} E_n$,所以

$$E_d = N_d \chi^{(e)} E_n \tag{5-1-19}$$

$$E_n = E/(1 + N_d \chi^{(e)}) \tag{5-1-20}$$

五、物质电导率理论简介

如上所述,物质导电的根本原因在于物质内的电子(荷)在外电场的作用下要发生运动。因此,在经典和准经典模型中,人们通过把电子看成是经典粒子的办法,研究电子在外电场中的运动进而得到电导率的微观表达式。

1. 金属的电导率

假设电子是自由、独立的粒子,可以受到散射或经受碰撞。在相继的两次碰撞之间,电子做直线运动满足牛顿定律;采用简单的弛豫时间 τ 来描述电子受到的碰撞和散射。在 dt 时间内,电子受到碰撞的几率为 dt/τ。根据牛顿第二定律,电子的运动方程关于 dt 的一阶近似具有下列形式:

$$m\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{v}_\mathrm{d}}{\mathrm{d}t} = \boldsymbol{F}(t) - m\frac{\boldsymbol{v}_\mathrm{d}}{\tau} \tag{5-1-21}$$

式中：m 为电子的质量；$\boldsymbol{v}_\mathrm{d}$ 为电子的漂移速度；$\boldsymbol{F}(t)$ 为电子感受到的作用力。在物理上，碰撞的作用相当于在牛顿动力学方程中引入了一个依赖于漂移速度的阻尼项，$\boldsymbol{v}_\mathrm{d}/\tau$ 相当于是电子漂移的加速度。

在稳定电流场中，自由电子的运动速度不随时间改变，即 $\mathrm{d}\boldsymbol{v}_d/\mathrm{d}t = 0$；而其所受的力与外加电场成正比，即 $\boldsymbol{F}(t) = -\mathrm{e}\boldsymbol{E}$，其中 e 是电子电荷的绝对值。将这两个关系式代入到方程(5-1-21)得到电子的漂移速度矢量为 $\boldsymbol{v}_\mathrm{d} = \tau\boldsymbol{F}(t)/m = -\tau\mathrm{e}\boldsymbol{E}/m$。从而，电流密度矢量为

$$\boldsymbol{j} = -ne\boldsymbol{v}_\mathrm{d} = \frac{n\tau\mathrm{e}^2}{m}\boldsymbol{E} \tag{5-1-22}$$

式中：n 为单位体积内的电子数(电子密度)。

根据微观欧姆定律 $\boldsymbol{j} = \sigma\boldsymbol{E}$，将此定律与方程(5-1-22)对比得到

$$\sigma = \frac{n\tau\mathrm{e}^2}{m} \tag{5-1-23}$$

当外加电场随时间变化时，要考虑电子与其他粒子发生碰撞的几率。设外电场的变化为 $\boldsymbol{E} = \boldsymbol{E}_0\mathrm{e}^{-j\omega t}$，则由方程(5-1-21)得到 $\boldsymbol{v}_\mathrm{d} = \boldsymbol{v}_{\mathrm{d}0}\mathrm{e}^{-j\omega t} = -\mathrm{e}\tau\boldsymbol{E}/m(1-j\omega\tau)$。将这个结果代入到电流密度公式(5-1-22)并与微观欧姆定律对比，有

$$\sigma = \frac{n\tau\mathrm{e}^2}{m}\frac{1}{1-j\omega\tau} = \frac{\sigma_0}{1-j\omega\tau} \tag{5-1-24}$$

式中：$\sigma_0 = n\tau\mathrm{e}^2/m$ 为直流电导率。

上述公式是根据金属自由电子气体模型计算出的。可以证明，这些结果与电子输运理论得到的结果在形式上完全一样，只不过要把电子的质量换为有效质量 m^*。另外，弛豫时间 τ 与温度有关。在绝对温度远远小于德拜温度时，弛豫时间与温度的 3 次方成反比，而电导率与温度的 5 次方成反比。当温度高于德拜温度时，电导率与绝对温度成反比。

2. 半导体的电导率

在一般的电场中，半导体中的电流密度也服从微观欧姆定律。假定弛豫时间是能量的函数，载流子服从经典的玻耳兹曼统计，则可以证明半导体的电导率的公式与(5-1-23)在形式上完全一致，只需要将弛豫时间理解成其对能量的平均值。在习惯上，一般将半导体的电导率写成下列形式：

$$\sigma = ne\mu_\mathrm{e}, \quad \mu_\mathrm{e} = \frac{\tau\mathrm{e}}{m^*} \tag{5-1-25}$$

式中：μ_e 为载流子的迁移率。

由于半导体往往同时有电子和空穴两种载流子，所以一般将公式(5-1-25)写成

$$\sigma = ne\mu_\mathrm{e} + pe\mu_\mathrm{h} \tag{5-1-26}$$

式中：n、p、μ_e 和 μ_h 分别是电子和空穴的浓度和迁移率。

六、物质介电常数理论简介

物质的介电常数描述束缚电荷对外加电场的响应。在广义上，只要是相对介电常数大于 1 的物质，都是电介质。因此，所有的物质都是电介质。在狭义上，电介质被定义为在物质对电场的响应中束缚电荷起主要作用的物质。上文中的讨论告诉我们，电介质的特征是

以正、负电荷重心不重合的电极化方式来传递或存储电场的作用和影响，其中起主要作用的是束缚电荷。因此，介电常数理论主要研究介质内部束缚电荷在电场的作用下的电极化过程和规律，并阐明电极化过程和规律与电介质结构之间的关系，解释物质的宏观介电性质和微观介电机制。

1. 克劳修斯(Claussius)方程

设单位体积中的分子数为 N，而介质中的每个分子在外电场作用下所产生的分子偶极矩为 $\boldsymbol{\mu}$。则根据电极化强度矢量的定义有

$$\boldsymbol{P} = N\boldsymbol{\mu} \tag{5-1-27}$$

如果作用在分子上的电场强度是 $\boldsymbol{E}_i$，则分子偶极矩为

$$\boldsymbol{\mu} = \alpha \boldsymbol{E}_i \tag{5-1-28}$$

式中：α 为分子极化率，F/m^2。

利用这些关系式，得到下列克劳修斯(Claussius)方程

$$\boldsymbol{P} = \varepsilon_0(\varepsilon_r - 1)\boldsymbol{E} = N\alpha \boldsymbol{E}_i \tag{5-1-29}$$

这个公式还可以写为

$$\varepsilon_r - 1 = \frac{N\alpha \boldsymbol{E}_i}{\varepsilon_0 \boldsymbol{E}} \tag{5-1-30}$$

克劳修斯方程建立了电介质的宏观参数(ε、$\boldsymbol{E}$)和微观参数(N、α、$\boldsymbol{E}_i$)之间的关系。

2. 克劳修斯-莫索谛(Claussius-Mosotti)方程

根据克劳修斯方程(5-1-30)确定电介质的宏观介电常数需要知道作用在每一个分子上的有效电场 $\boldsymbol{E}_i$。一般来讲，$\boldsymbol{E}_i$ 与宏观平均电场 $\boldsymbol{E}$ 并不相等。因此，$\boldsymbol{E}_i$ 也被称为电介质的内电场。莫索谛证明

$$\boldsymbol{E}_i = \frac{\varepsilon_r + 2}{3}\boldsymbol{E} \tag{5-1-31}$$

这个公式被称为莫索谛内电场或洛伦兹内电场。

莫索谛内电场是洛伦兹根据莫索谛假设推导出来的，而莫索谛假设为：在半径比分子半径大许多的球形区域之内的分子作用所产生的电场强度为零。对于非极性电介质和低压力极性气体电介质，由于其分子排列或是漫无规则，或是呈高对称点阵排列，莫索谛假设是成立的。而对于极性液体或具有强烈的分子间相互作用的固体，作用于分子上的内电场不等于莫索谛内电场。

将上述内电场公式代入到克劳修斯方程，有

$$\frac{N\alpha}{3\varepsilon_0} = \frac{\varepsilon_r - 1}{\varepsilon_r + 2} \tag{5-1-32}$$

将这个公式两端乘以电介质的千摩尔体积[千摩尔质量(M)/密度(ρ)]，有

$$\frac{N\alpha}{3\varepsilon_0}\frac{M}{\rho} = \frac{\varepsilon_r - 1}{\varepsilon_r + 2}\frac{M}{\rho} = \frac{N_0\alpha}{3\varepsilon_0} \tag{5-1-33}$$

式中：N_0 为阿伏加德罗常数；$N_0\alpha/3\varepsilon_0$ 为电介质的千摩尔极化。

公式(5-1-33)称为克劳修斯-莫索谛(Claussius-Mosotti)方程，简称为克-莫方程。克-莫方程的使用范围与莫索谛内电场的适用范围一样。

3. 德拜(Debye)方程

对于极性气体，除了电子极化外还有偶极矩转向极化。一般说来，由于极性气体内的分

子间距较大，莫索谛内电场依然适用。于是

$$\frac{\varepsilon_r - 1}{\varepsilon_r + 2}\frac{M}{\rho} = \frac{N_0}{3\varepsilon_0}\left(\alpha_e + \frac{\mu_0^2}{3kT}\right) \tag{5-1-34}$$

式中：k 为玻耳兹曼常数；α_e 为电子极化率；μ_0 为极性分子的固有偶极矩；$\mu_0^2/3kT$ 为偶极子的转向极化率。这个公式称为德拜(Debye)方程。

七、介电弛豫

弛豫的概念是从宏观热力学的唯象理论中抽象出来的。其定义是：一个宏观系统由于周围环境变化或它经受了一个外界的作用而变成非热平衡状态。这个系统经过一定时间由非热平衡过渡到新的热平衡状态的整个过程被称为弛豫。物理上，弛豫过程实际上就是系统中的微观粒子由于相互作用而交换能量，最后达到稳定分布的过程。弛豫过程的客观规律决定子系统中的微观粒子相互作用的性质。因此，研究弛豫现象是获得关子这些相互作用信息的最有效的途径之一。

在电场与物质之间的相互作用中最重要的大概是弛豫过程。因为弛豫过程有的是通过粒子间的各种复杂的、完全混乱的作用或碰撞来实现的，所以在弱电情形下，可用弛豫时间方法来处理近似弛豫过程。

1. 弛豫时间与介电弛豫

首先设 $t < t_0$ 时，极化强度为 P_0。在 $t=0$ 时，突然除去外电场，则在 $t \gg M$（M 为很大的正数）以后，系统的极化强度逐渐下降，最后趋于热平衡时的零值。在这个过程中，极化强度 P 减小的速率与 P 成正比：

$$\mathrm{d}P = -AP\mathrm{d}t \tag{5-1-35}$$

令 $\tau = 1/A$ 为弛豫时间（P 减至其 $1/e$ 时所需要的时间），则

$$P = P_0\exp(-At) = P_0\exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \tag{5-1-36}$$

设在 $t \leqslant 0$ 时，$P=0$。在 $t=0$ 时，突然加上一个恒定的外电场，即

$$\mathrm{d}(P - P_0) = -A(P - P_0)\mathrm{d}t \tag{5-1-37}$$

式中的 P_0 是热平衡时的极化强度（又称为热平衡极化强度）。

以上方程的解是

$$P = P_0\left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)\right] \tag{5-1-38}$$

2. 德拜(Debye)弛豫方程

德拜(Debye)弛豫方程描述相对介电常数与频率的关系。根据傅里叶(Fourier)变换理论，介电常数随频率的变化规律可由下列积分表示：

$$\varepsilon_r(\omega) = \varepsilon_{r\infty} + \int_0^\infty \alpha(t)e^{j\omega t}\mathrm{d}t \tag{5-1-39}$$

这里，$\alpha(t)$ 是衰减因子，它描述在电场突然除去时，介质极化衰减的规律以及迅速加上恒定外电场时介质极化趋向于平衡态的规律。

现在讨论一个特殊情况。设衰减因子为

$$\alpha(t) = \alpha_0\exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \tag{5-1-40}$$

代入到 $\varepsilon_r(\omega)$ 的公式中，有

$$\varepsilon_r(\omega) = \varepsilon_{r\infty} + \int_0^{\infty} \alpha_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) e^{j\omega t} \mathrm{d}t \qquad (5-1-41)$$

因为 $j\omega t - t/\tau = j\omega[t(1 - 1/j\omega\tau)]$，有

$$\int_0^{\infty} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) e^{j\omega t} \mathrm{d}t = \frac{1}{1/\tau - j\omega} \qquad (5-1-42)$$

由此得出：

$$\varepsilon_r(\omega) = \varepsilon_{r\infty} + \frac{\alpha_0}{1/\tau - j\omega} \qquad (5-1-43)$$

设 $\varepsilon_{rs} = \varepsilon_r(0)$ 是静态介电常数，则 $\varepsilon_{rs} = \varepsilon_{r\infty} + \tau\alpha_0$。这里，

$$\tau\alpha_0 = \varepsilon_{rs} - \varepsilon_{r\infty} \qquad (5-1-44)$$

或者

$$\alpha_0 = \frac{\varepsilon_{rs} - \varepsilon_{r\infty}}{\tau} \qquad (5-1-45)$$

将(5-1-45)代入到方程(5-1-40)得到

$$\alpha(t) = \frac{\varepsilon_{rs} - \varepsilon_{r\infty}}{\tau} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \qquad (5-1-46)$$

而

$$\varepsilon_r(\omega) = \varepsilon'_r - j\varepsilon''_r = \varepsilon_{r\infty} + \frac{\varepsilon_{rs} - \varepsilon_{\infty}}{1 - j\omega\tau} \qquad (5-1-47)$$

$$\varepsilon'_r = \varepsilon_{r\infty} + \frac{\varepsilon_{rs} - \varepsilon_{r\infty}}{1 + \omega^2\tau^2} \qquad (5-1-48)$$

$$\varepsilon''_r = \frac{(\varepsilon_{rs} - \varepsilon_{r\infty})\omega\tau}{1 + \omega^2\tau^2} \qquad (5-1-49)$$

公式(5-1-48)和(5-1-49)组成著名的德拜方程。另有

$$\tan\delta = \frac{\varepsilon''_r}{\varepsilon'_r} = \frac{(\varepsilon_{rs} - \varepsilon_{r\infty})\omega\tau}{(\varepsilon_{rs} - \varepsilon_{r\infty})\omega^2\tau^2} \qquad (5-1-50)$$

式中：δ 为是损耗角。当 $\omega \to \infty$ 时，$\varepsilon'_r \to \varepsilon_{r\infty}$，$\varepsilon''_r \to 0$。

德拜方程在实验和技术工作中有很广泛的应用，但它忽略了光频损耗。如果在德拜方程中消去 $\omega\tau$，则有

$$\left[\varepsilon'_r - \frac{1}{2}(\varepsilon_{rs} + \varepsilon_{r\infty})\right]^2 + \varepsilon''^2_r = \frac{1}{4}(\varepsilon_{rs} - \varepsilon_{r\infty})^2 \qquad (5-1-51)$$

以 ε'_r 为横坐标，ε''_r 为纵坐标作图，得到柯尔-柯尔(Cole-Cole)图(图 5-1-1，5-1-2)。在数学意义上，德拜方程是柯尔-柯尔图的参数表达式。

八、混合物介电常数的立方定律

对于由几种不同物质的颗粒混合而成的物质，其介电常数满足立方根相加定律：

$$\varepsilon^{1/3} = \sum_i V_i \varepsilon_i^{1/3} \qquad (5-1-52)$$

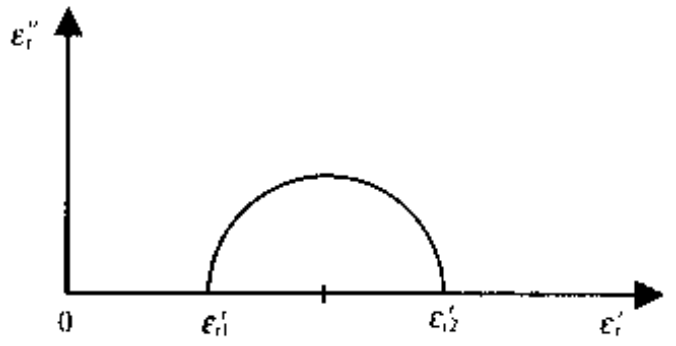


图 5－1－1　满足德拜模型的柯尔-柯尔图

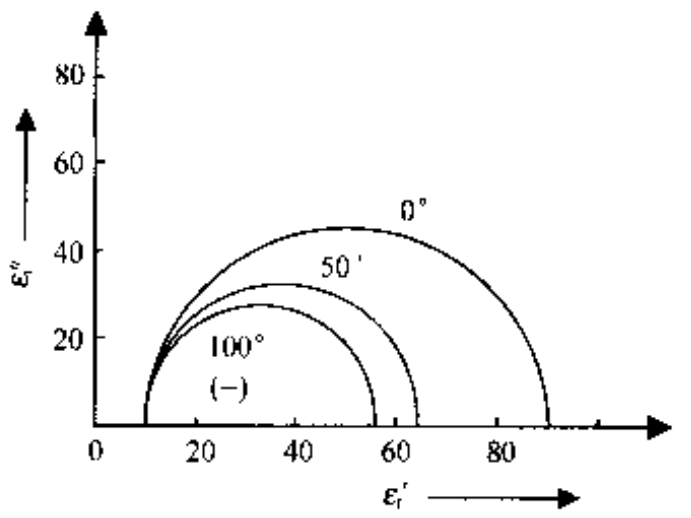


图 5－1－2　不同温度下水的柯尔-柯尔图

式中：V_i 为第 i 种物质的体积含量。这个定律可以通过取平均值的途径证明。令电通量密度矢量 $\boldsymbol{D}$ 和电场强度矢量 $\boldsymbol{E}$ 的平均值为 $<\boldsymbol{D}>$ 和 $<\boldsymbol{E}>$。则 $\boldsymbol{D}=<\boldsymbol{D}>+\delta\boldsymbol{D}$，$\boldsymbol{E}=<\boldsymbol{E}>+\delta\boldsymbol{E}$。同理，$\varepsilon=<\varepsilon>+\delta\varepsilon$。这里，$\delta$ 表示偏离平均值的微小起伏。将这些定义代入到 $\boldsymbol{D}=\varepsilon\boldsymbol{E}$ 中得到

$$<\boldsymbol{D}>=<\varepsilon><\boldsymbol{E}>+<\delta\varepsilon\delta\boldsymbol{E}> \tag{5-1-53}$$

为得到这个方程，要利用到关系式 $<\delta\varepsilon>=<\delta\boldsymbol{E}>=0$。

为了求出上列方程右端的第二项，考虑电通量密度矢量在无源区内所满足的方程 $\nabla\cdot\boldsymbol{D}=0$。在经过了一系列的运算和取平均后有

$$<\delta\varepsilon\delta\boldsymbol{E}>=-\frac{<\boldsymbol{E}>}{3<\varepsilon>}<(\delta\varepsilon)^2> \tag{5-1-54}$$

所以

$$\boldsymbol{D}=\left[<\varepsilon>-\frac{<(\delta\varepsilon)^2>}{3<\varepsilon>}\right]<\boldsymbol{E}> \tag{5-1-55}$$

$$\varepsilon=<\varepsilon>-\frac{<(\delta\varepsilon)^2>}{3<\varepsilon>} \tag{5-1-56}$$

为了得到方程(5－1－52)，现在考虑关系式 $<\varepsilon^{1/3}>=<(<\varepsilon>+\delta\varepsilon)^{1/3}>$。对这个公式应用 Tylor 级数展开并只保留二次项，有

$$<\varepsilon^{1/3}>=<\varepsilon>^{1/3}\left[1-\frac{<(\delta\varepsilon)^2>}{9<\varepsilon>^2}\right] \tag{5-1-57}$$

另一方面，对(5－1－56)开立方得到下列一阶近似：

$$\varepsilon^{1/3}=<\varepsilon>^{1/3}\left[1-\frac{<(\delta\varepsilon)^2>}{9<\varepsilon>^2}\right] \tag{5-1-58}$$

这意味着

$$\varepsilon^{1/3}=<\varepsilon>^{1/3} \tag{5-1-59}$$

由于不同物质成分的颗粒是均匀地掺杂在一起的，所以上述所做的平均与对整个体积取平均的效果相同，即

$$<\varepsilon>=\frac{1}{V}\int\varepsilon\mathrm{d}V \tag{5-1-60}$$

由此得出

$$< \varepsilon^{1/3} > = \frac{1}{V}\int \varepsilon^{1/3} \mathrm{d}V = \sum_i V_i \varepsilon_i^{1/3} \qquad (5-1-61)$$

九、复杂物质电导率和介电常数的宏观描述

复杂物质的含义包括两层：①结构复杂；②物质组成复杂。对于结构复杂的物质，其组成成分可能比较简单，但其内部结构却很复杂。与此相反，结构复杂的物质有时会有比较简单的内部结构。例如，岩石是一种混合物，一般具有复杂的物质成分。但是对于某些具有明显层理的岩石，其内部结构相当于层状介质，所以比较容易处理。再有，比较纯净的砂岩的物质组成比较简单，但由于孔隙的存在和颗粒大小的不均匀性，对其难以用常规的物理定律去处理。

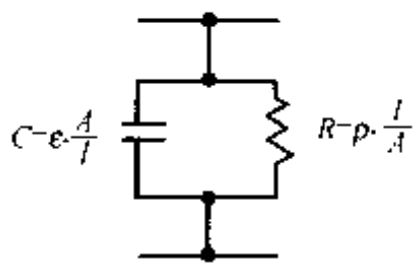


图 5－1－3　岩石电阻率和介电常数的等效电路模型

描述宏观物质的电导率和介电常数的常用方法是先建立等效电路，然后再应用宏观电路理论求出其中的电流和电压之间的关系。例如，对于层状介质模型，沿垂直于层面方向供电时，物质对外电场的反应相当于是一个电阻串联电路。与此相反，当顺着层面供电时，整个物质对外电场的反应等效为一个电阻并联电路。再有，在研究岩石的介电常数时，比较方便的做法是将岩石等效为一个 RLC 串并联电路(图 5－1－3)。

第二节　岩矿石的电阻率

岩矿石的电阻率和其内所含矿物的电阻率有直接的关系。因此我们首先讨论矿物的电阻率(电导率)。

1. 矿物的电阻率及其影响因素

实验证明，矿物的电阻率或电导率的变化范围很大，差别可达 24 个数量级，从极好的导体到最好的绝缘体都有。大部分金属矿物为良导体或半导体，而大部分造岩矿物却是不导电的，其电阻率值大于 $10^7\Omega\cdot m$。具体地可分为：

(1)极低电阻率矿物。此类矿物的电阻率小于 $10^{-5}\Omega\cdot m$。金、铜、锡、铂、汞、银等天然金属属于此类矿物。

(2)低电阻率矿物。电阻率值在 $10^{-5}\sim 1\Omega\cdot m$ 的范围内变动。大部分是硫化物：黄铁矿、磁黄铁矿、斑铜矿、黄铜矿、方铅矿；其次是部分氧化物：磁铁矿、白铁矿、锡石、无烟煤等属于此类矿物。

(3)中等电阻率矿物。其电阻率变化范围是 $1\sim 10^4\Omega\cdot m$。中等电阻率矿物包括有赤铁矿、铝土矿、辰砂、硬石膏、白钨矿、粘土矿物等。

(4)高电阻率矿物。其电阻率变化区间是 $10^4\sim 10^8\Omega\cdot m$。硅酸盐及大部分氧化物属于高电阻率矿物。

(5)极高电阻率矿物。其电阻率大于 $10^8\Omega\cdot m$。大部分造岩矿物具有极高的电阻率。

表 5－2－1 中给出了一些天然金属矿物的电阻率。

统计资料表明，矿物的电阻率与其密度和化学键之间有一定的关系。高密度的矿物，例如自然元素，金属硫化物具有较高的电导率。这与它们内部的化学键有关(金属键、离子－

表 5-2-1　一些矿物的电阻率

矿物	电阻率/(Ω·m)	矿物	电阻率/(Ω·m)
斑铜矿	$10^{-6}\sim10^{-3}$	赤铁矿	$10^{-3}\sim10^{6}$
磁铁矿	$10^{-6}\sim10^{-3}$	锡石	$10^{-3}\sim10^{0}$
磁黄铁矿	$10^{-6}\sim10^{-3}$	辉锑矿	$10^{0}\sim10^{3}$
黄铜矿	$10^{-3}\sim10^{0}$	软锰矿	$10^{0}\sim10^{3}$
黄铁矿	$10^{-3}\sim10^{0}$	菱铁矿	$10^{0}\sim10^{3}$
方铅矿	$10^{-3}\sim10^{0}$	铬铁矿	$10^{0}\sim10^{6}$
辉铜矿	$10^{-3}\sim10^{0}$	闪锌矿	$10^{3}\sim10^{6}$

金属键、共价-金属键)。中等密度的矿物变化很大。当其为共价键时,电阻率很高,但当其为混合键时,其电阻率很低。低密度的矿物,例如绝大部分的硅酸盐矿物、卤族化合物和一部分氧化物矿物,由于其具有离子键或共价键,所以其电阻率很高。

图 5-2-1 给出了单个元素的电阻率和相对原子质量之间的关系。

矿物电阻率随温度的变化一般服从指数定律

$$\rho = \sum_{i=1}^{n} \rho_{0_i} \exp\left(\frac{A_i}{kT}\right) \tag{5-2-1}$$

式中:ρ_{0_i}为各种氧化物的单位电阻率;A_i为常数。

如果在含量上矿物中的高电阻氧化物高于低电阻氧化物,矿物的电阻率增高;反之,矿物的电阻率降低。

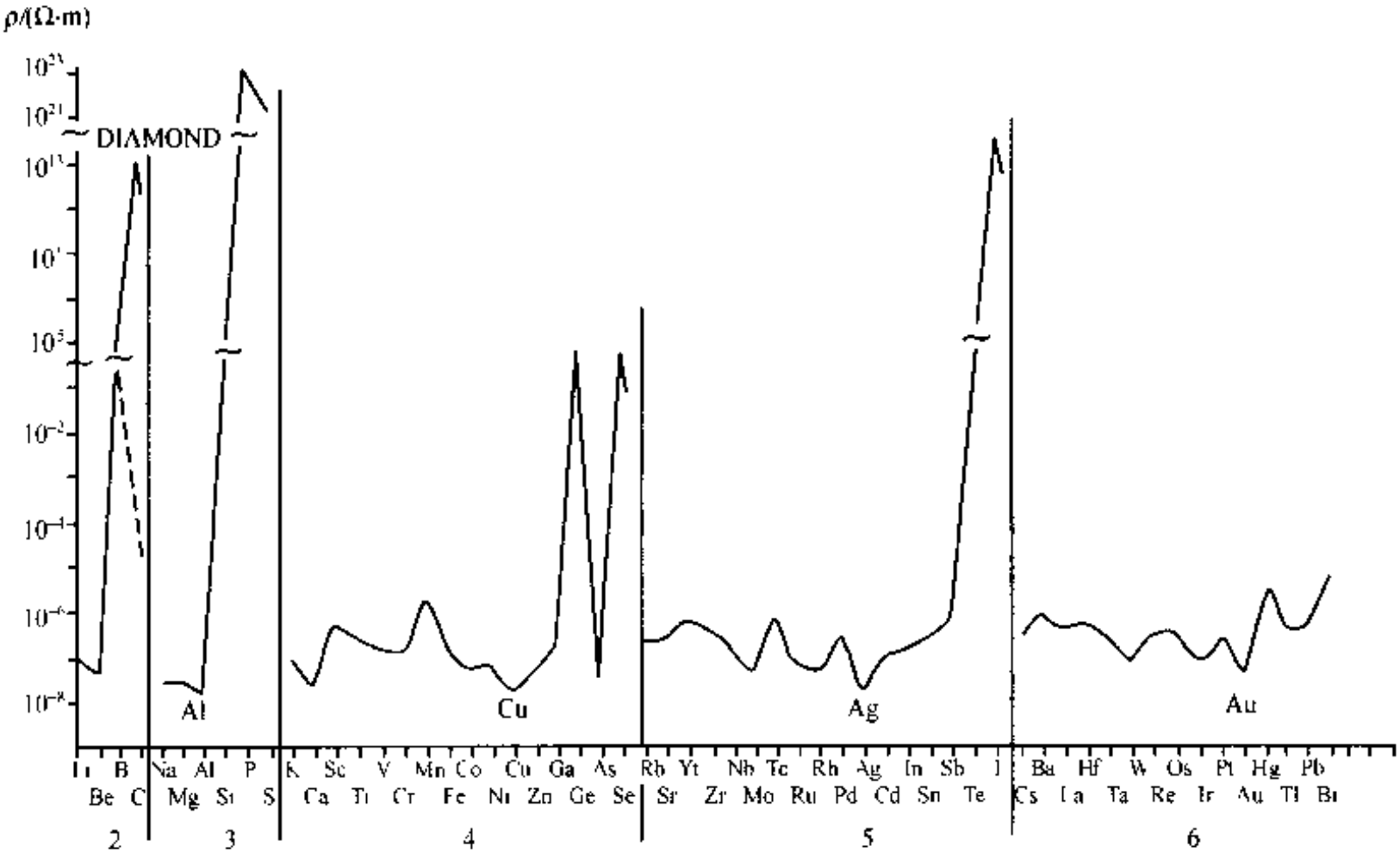


图 5-2-1　元素的电阻率与其相对原子质量之间的关系

2. 岩石的电阻率及其影响因素

岩石的电性由上述 5 类导电矿物的相对含量及岩石中所含的流体决定。按其导电特性可将岩石分成两类:①没有离子导体(电解液)和没有孔隙(裂隙)水极化效应的岩石。这类岩石主要是致密岩石,有孔隙及裂隙;但在孔隙和裂隙中没有水的岩石具有非常高的电阻率。②含有离子导体及有强烈的孔隙(裂隙)水极化效应的岩石。这种岩石主要是含水的孔隙性沉积岩,尤其是碎屑岩、裂隙发育的岩浆岩及变质岩。

岩石的电阻率具有很大的变化范围。火成岩电阻率(Ω·m)的变化范围是 $10^2 \sim 10^6$；变质岩的变化范围是 $10^{1.5} \sim 10^6$；沉积岩的变化范围一般为 $10^0 \sim 10^5$，其中，泥岩的为 1 ~ 50；砂岩的为 $1 \sim 10^5$；灰岩的在几十到几十万的范围内变化。

影响岩石电阻率的因素很多。在实际状态下，岩石具有很复杂的组成、结构：固体矿物、孔隙、裂隙、石油及天然气、重新沉积的物质等。这些物质之间的定量关系依赖于很多因素：①岩石的形成条件；②岩石的埋藏条件；③岩石的孔隙度；④岩石的裂隙度；⑤岩石所处环境的温度；⑥岩石所受到的压力。在诸多的影响因素中，以岩石的成分、结构，含水情况及温度的影响为最大。

(1)成分和结构的影响：大多数岩石和矿石由均匀或不均匀的颗粒组成，而颗粒与颗粒之间由胶结物黏结在一起。因此，岩石和矿石的电阻率取决于这些胶结物和矿物颗粒的电阻率及其含量。设 ρ_1 是胶结物的电阻率，ρ_2 是矿物颗粒的电阻率，则岩石的电阻率 ρ 与矿物颗粒的几何形状和体积分数有关。当矿物的颗粒为球形时，有

$$\rho = \rho_1 \frac{\rho_1 + 2\rho_2 - (\rho_1 - \rho_2)V}{\rho_1 + 2\rho_2 + (\rho_1 - \rho_2)V} \tag{5-2-2}$$

式中：V 为矿物颗粒的体积分数。

当岩矿石的颗粒为针状时，则沿着颗粒的长轴方向和短轴方向的电阻率不同，呈明显的各向异性。令 ρ_t 和 ρ_n 分别代表长轴方向及与长轴方向相垂直的短轴方向的电阻率，则 ρ_t 和 ρ_n 分别为

$$\rho_t = \frac{\rho_1\rho_2}{\rho_1 V + (1 - V)\rho_2} \tag{5-2-3}$$

$$\rho_n = \rho_1 \frac{\rho_1 + \rho_2 - (\rho_1 - \rho_2)V}{\rho_1 + \rho_2 + (\rho_1 - \rho_2)V} \tag{5-2-4}$$

当岩矿石颗粒为片状时，ρ_t 由方程(5-2-3)给出，而 ρ_n 为

$$\rho_n = \rho_1(1 - V) + \rho_2 V \tag{5-2-5}$$

沉积岩和变质岩的一部分具有交替层状结构。对于由两种物质组成的岩石，根据电阻的串并联定律可以证明：

$$\rho_t = \frac{h_1 + h_2}{h_1/\rho_1 + h_2/\rho_2} \tag{5-2-6}$$

$$\rho_n = \frac{h_1\rho_1 + h_2\rho_2}{h_1 + h_2} \tag{5-2-7}$$

式中：h_1 和 h_2 分别为第一层和第二层的厚度。

对于多层情况，可以作类似的处理，将上列两个公式中的分子和分母分别代以 $\sum_{i=1}^{N} h_i\rho_i$、$\sum_{i=1}^{N} h_i$ 和 $\sum_{i=1}^{N} h_i/\rho_i$。式中 h_i 为第 i 层的厚度。

(2)含水量和矿化度的影响：地下水及天然水的电阻率较低，一般在 100 Ω·m 以下。当水中含有盐分时，电阻率会急剧降低。因此，岩矿石中的含水量及其水的矿化度对岩矿石的电阻率有很大的影响。由于岩石中的水是储存在孔隙中的，所以岩石的孔隙度和孔隙结构决定了岩石的含水量大小。如果孔隙是连通的，则其中的水对岩石的电阻率有很大的影响。否则，如果孔隙是不连通的，则其中的水对岩石的电阻率只有很小的影响。

(3)温度的影响:实验表明,以电子导电为主的矿石的电阻率随着温度的升高而升高,而以离子导电为主的岩石的电阻率随着温度的升高而降低。地壳中的温度变化在近地表处与太阳辐射有关,在地下深处与地球的正常地温梯度有关。因此,不同埋深的同一种岩石的电阻率是不同的。例如,在地下 1600 m 处,金属矿物的电阻率大约要增高 20%,而含水岩石的电阻率只有近地表处的一半左右。

(4)压力的影响:压力对电阻率的影响反映在三个方面:①岩石在压力的作用下要产生裂隙甚至破碎;②压力的作用使岩石中的孔隙闭合;③在高压下岩石的化学成分要发生变化。所有这些变化都会影响到岩石的电阻率。

3. 岩石电阻率变化的一般规律

如上所述,在天然状态下岩石的电阻率与很多因素有关,其中的一个就是岩性。对于火成岩和变质岩,由于这两类岩石均为结晶岩,内部结构致密,而且它们的组成矿物几乎全部为绝缘体,所以其导电性主要取决于岩石的含水量。当这些岩石位于潜水面以上时,其导电作用主要取决于岩石内的吸附水,电阻率在 $10^3 \sim 10^6\ \Omega \cdot m$ 之间。造成电阻率有如此之大的变化范围的原因是气候的变化。当火成岩和变质岩位于潜水面以下时,岩石的含水量主要取决于其中的束缚水(毛细管水)和自由水(重力水)。对于风化带以下的非破碎岩石,毛细管含水量决定了整个岩石的含水量。在褶皱和断裂发育的地区,岩石中的自由水主要以裂隙水、断层水和裂隙-岩溶水的形式存在。

充满水的结晶岩比未受构造破坏的结晶岩的电阻率低得多,而不同地区的岩石的电阻率也不相同。这主要是由于不同地区岩石中的水在矿化度方面的差别。另外,岩石内毛细管的连通情况也是造成同种岩石的电阻率差别的重要原因。

对于沉积岩,其特点是离子导电。由于沉积岩的含水量主要由层间地下水决定,所以地下水的矿化度、动态和水文化学特点对岩石的电阻率有很大的影响。在众多的沉积岩中,白云岩和致密结晶灰岩的电阻率最高,可达到 $10^6\ \Omega \cdot m$,而砂岩的电阻率在几十到 $100\ \Omega \cdot m$ 之间。另外,由于沉积岩具有明显的成层性,所以其电阻率具有显著的各向异性。

第三节　岩矿石导电性实验定律

岩石物理学的理论是建立在众多的实验定律基础之上的。在这些实验定律中,最著名的是阿尔奇(Archie)于 1942 年发表的阿尔奇公式。

1. 阿尔奇公式——完全含水纯砂岩的电阻率

1942 年,阿尔奇通过对实验数据的分析发现,对于百分之百含水的纯砂岩,其电阻率 ρ_0 和地层水的电阻率 ρ_w 之间存在下列关系:

$$\rho_0 = F\rho_w \tag{5-3-1}$$

式中:F 为地层因子或地层电阻率因子。在物理上,F 代表当骨架不导电时,岩石的电阻率相对于地层水的电阻率的放大倍数。换句话说,当骨架不导电时,岩石的电阻率要大于地层水的电阻率,而 F 则代表增大的倍数。经验证明,F 与下列因素有关:①孔隙度;②孔隙的结构和几何形状;③孔隙的连通情况。阿尔奇通过分析实验数据发现:

$$F = \frac{1}{\varphi^m} \tag{5-3-2}$$

式中:φ 为孔隙度;m 为胶结指数。

根据定义,φ 是储层参数,ρ 是岩石物理参数,而地层因子 F 则是将两者联系在一起的纽带和桥梁。

2. 阿尔奇公式的变形

在阿尔奇公式发表以后,许多作者对其进行了研究和改进。下列公式是一些改进公式的例子。

(1)Homble 公式

$$F = \frac{0.62}{\varphi^{2.15}} \tag{5-3-3}$$

(2)Dachnov 公式(1959)

$$F = \frac{a}{\varphi^{m}}(a:\text{经验常数}) \tag{5-3-4}$$

(3)Kermabon 公式——大孔隙的海洋沉积岩的地层因子(1969)

$$F = \frac{a}{(a+\varphi)^{m}} \tag{5-3-5}$$

3. 阿尔奇公式——部分孔隙含水岩石的电阻率

若在岩石的孔隙内只有部分是含水的,则空气或天然气的绝缘作用将导致电阻率升高。令 ρ_t 代表含水饱和度大于零、小于等于 1 时的电阻率,而 i 为由关系式

$$i = \frac{\rho_t}{\rho_0} \tag{5-3-6}$$

定义的比例常数,则实验证明

$$i = S_w^{-n} \tag{5-3-7}$$

式中:n 为饱和度指数。因此,

$$\rho_t = \rho_0 S_w^{-n} = F\rho_w S_w^{-n} = \frac{a}{\varphi^{m}}\rho_w S_w^{-n} \tag{5-3-8}$$

4. 胶结指数与饱和度指数的经验公式

实验证明,m 与 φ 有关。具体的经验公式有

$$m = u\varphi + v \tag{5-3-9}$$

$$m = m_0 - (m_0 - 1)\varphi \tag{5-3-10}$$

式中:u 和 v 为经验常数。

饱和度指数的分散性很大,作为中值,一般取 $n \approx 2$,实验指出,n 应在 1.3 ~ 2 之间。

5. 阿尔奇公式的优点与问题

阿尔奇公式具有下列优点:①阿尔奇公式是利用测井资料定量计算饱和度的基础,是通过实验得到的客观规律;②阿尔奇公式能够将测井信息转换成地质参数(储层参数),同时也能将地质参数转换成测井信息。

但是,导出阿尔奇公式所用的岩石样品具有高孔隙度和高渗透率,且 ρ_0 的测量是先对岩样用有机溶液清洗后完成的。在实际条件下,储层岩石承受着一定的压力,有一定的温度,具备有湿润性质。故实验室条件与真实的地质条件有一定的差距。因此,能否直接利用阿尔奇公式计算油层的饱和度尚存在下列问题:①由 ρ_0 到饱和度的转换的可靠性取决于岩石样品的数量,孔隙度的变化范围,孔隙结构及导电性等;②m 和 n 的物理意义不明确,而且

其控制因素还处于不清楚的状态。因此，用孔隙度、地层水电阻率及胶结指数求出的 ρ_0 来计算饱和度存在着多解性。

6. 骨架导电时的岩石电阻率——泥岩的电阻率公式

阿尔奇公式中的一个基本假设是骨架不导电，这与实际情况有一定的差距。在自然状态下，岩石的骨架中都或多或少地含有泥质。实验证明，含有泥质的岩石与不含有泥质的岩石在导电性方面差别很大。含泥质岩石的地层因子与地层水的电阻率有关，即地层因子 F 是地层水电阻率的函数：

$$F_n = P_F F_c \tag{5-3-11}$$

式中：F_n 为含泥质岩石的地层因子；F_c 为纯砂岩的地层因子；P_F 为比例因子。

由于其矿物结构的原因，泥质（粘土）矿物在外电场的作用下将形成偶电层。电化学作用使粘土矿物的导电性发生变化。当孔隙流体的矿化度很高时，泥质颗粒对岩石电导率的贡献下降，故有

$$\lim_{\rho_w \to 0} F_n \to F_c \tag{5-3-12}$$

含泥质岩石的导电性理论主要基于偶电层模型。除体积电阻率外，还有面积电阻率。假设粘土矿物表面吸附有水，而孔隙中又有流体存在，则除了由孔隙流体形成的体积导电率之外同时还有通过粘土矿物表面的面积导电率。因此，泥岩的电阻率具有下列形式（Pathode，Wyllie，1950；Dewitte，1955）

$$\frac{1}{\rho_0} = A + \frac{B}{\rho_w} \tag{5-3-13}$$

式中：A 和 B 为常数。令 $A = C_q$，$B = 1/F$，有（Schopper，1974）

$$\frac{1}{\rho_0} = C_q + \frac{1}{F\rho_w} \tag{5-3-14}$$

式中：C_q 为界面电导率。

第四节　岩石导电性理论

研究岩石的电性是一个很复杂的问题，因为岩石具有很复杂的组成成分和结构。另外在自然状态下岩石所处的环境非常复杂，除了温度和压力等环境的影响外，岩石的年龄以及埋藏深度都会给理论研究带来问题。

1. 岩石的数学物理模型

在一级近似下，可将岩石模拟为两相介质，即由矿物骨架（固相）和水（液相）组成。其中的固相部分可以是良导体（金属硫化物、石墨、无烟煤），也可以是不良导体（石英、硬石膏、冰等）。根据材料科学中的有关研究结果，两相介质的主要特征是：①电导率与一次场的变化速度有关；②对正弦电磁场，电导率具有复数的性质；③在超低频频段，电导率的复数性质由扩散过程的惰性及由惰性所决定的极化现象所决定；④在高频频段，电导率的复数性质是在岩石的分布电容和分布电感性质的作用下由电动过程的惰性所决定。如果地下的岩石被近似地模拟为两相介质，则与一般的两相介质相比有以下特点：

（1）载流子及其流动机制不同。在有限导电率的固相介质中（岩石骨架），电流是电子的有规律的运动。这一运动所产生的电流强度将取决于电场强度、自由电子的数量、温度等

其他因素。由于自由电子的质量可以忽略不计，所以在固体中不会出现任何物质运动。

(2)液相中的电流形式与离子的定向移动有关。所以，在导电的同时将发生电解质物质的迁移。由于离子的迁移速度很慢，所以迁移过程将依赖于单向通电时间的长短。

(3)在某些情况下，离子的重新分布将导致扩散和二次电动势的产生。该电动势反作用于外电场。这一现象形式上可以认为是介质的电阻率增加，用等效电阻率来表征。二次电动势的形成过程与扩散现象有紧密的联系，具有惰性。所以介质的电阻率依赖于一次场的变化速度。换句话说，在正弦变化的电磁场中，这种电阻率具有复数的特征(性质)。当频率很高时，由于惰性的原因，扩散和极化现象将不会出现。

(4)在自然状态下，矿物骨架和裂隙孔隙中的两相界面上由于偶(双)电层的出现而具有电动势差。若固相一侧为电子导电矿物，则形成自由电子层；若固相一侧为介电矿物，则形成束缚电荷层。偶电层的固相一侧可以认为是无穷薄的面电荷，偶电层的液相一侧是相反极性的离子层(包括紧密层和扩散区)。跨越扩散区的电位降落称为 ζ 电位。在紧密层与固相之间则存在着电位跳跃。电极电位是指液相和固相间的总电势差。

(5)两相介质中存在有分布电容。高频电流通过此电容以位移电流的形式由一相传递到另一相。

对于宏观的研究，可以将岩石中的导电通路模型化为具有确定性或随机性分布的电阻网络。运用宏观欧姆定律和随机函数理论，可以定量地刻画岩石的导电性和其矿物组成、内部结构的关系。

对于沉积岩，常假设两相介质为水平层状(水平层状模型，包括细密分层介质模型)、离散单元集合、分散分布和具有可变内部的模型。具体地讲，有①毛细管模型(Kozeny-Carman)；②空心粉模型(Conell-Katz)；③统计网络模型(Schopper)；④毛细管截面随机分布模型等。

2. 单个毛细管模型——纯砂岩电阻率的宏观理论公式

阿尔奇公式及其变种描述了砂岩的电阻率和孔隙度及其饱和度之间的关系。现在我们利用宏观欧姆定律和毛细管模型来推导出阿尔奇公式，并确定出胶结指数 m 的数值。

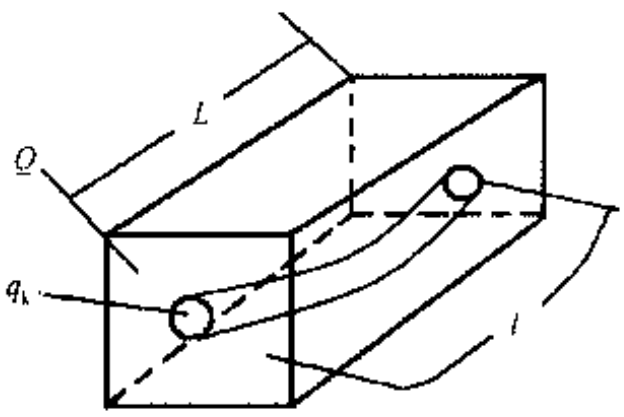


图 5-4-1　单个毛细管模型示意图

假设在岩石标本中只有一根弯曲的毛细管(图 5-4-1)。为了讨论我们的问题，引入下列符号：①Q(岩石标本的截面积)；②q_k(毛细管的截面积)；③l(毛细管的长度)；④L(岩石标本的边长)；⑤ρ_w(地层水电阻率)；⑥R_k(毛细管中所含导电物质的总电阻)；⑦R(整个岩石标本的总电阻)；⑧ρ_0(纯砂岩的电阻率)；⑨ρ_m(骨架的电阻率)，$\rho_m \to \infty$。根据欧姆定律，岩石标本的电阻和毛细管充填物的总电阻分别为 $R = \rho_0 L/Q$ 和 $R_k = \rho_w l/q_k$。由于骨架不导电，有 $R = R_k$，或 $\rho_0 L/Q = \rho_w l/q_k$。根据地层因子的定义和上式可知：

$$F = \frac{\rho_0}{\rho_w} = \frac{l}{L}\frac{Q}{q_k} \tag{5-4-1}$$

根据孔隙度的定义，有

$$\varphi = \frac{q_k}{Q}\frac{l}{L} = T^* \frac{q_k}{Q} \tag{5-4-2}$$

式中：$T^* = l/L$ 为曲折度。将(5-4-2)代入到(5-4-1)，有

$$F = \frac{\rho_0}{\rho_w} = \frac{T^{*2}}{\varphi} \tag{5-4-3}$$

另外，根据关系式

$$F = \frac{1}{\varphi^m} = \frac{T^{*2}}{\varphi} \tag{5-4-4}$$

有

$$T^* = \varphi^{\left(\frac{1-m}{2}\right)} \tag{5-4-5}$$

这是孔隙度和曲折度之间的关系。

3. 水平层状介质模型——泥岩电阻率的宏观理论公式

水平层状介质模型是应用最广泛的电阻率模型之一，其处理的基础是宏观欧姆定律和电阻的串并联公式。

(1)骨架不导电：在水平层状模型中假设骨架不导电，即假设 $\rho_m \to \infty$，则当电流平行于层面时，有

$$\rho_0 = \frac{\rho_w}{\varphi}, F = \frac{1}{\varphi}, \sigma_m = 0 \tag{5-4-6}$$

这正是阿尔奇公式。其中，ρ_w 是孔隙充填物的电阻率，为有限值。

为证实上述结论，考虑电阻的并联模型，将电导率 σ 作为基本物理参数。考虑到 $\sigma_m = 0$ 的事实，有

$$\sigma_0 = \frac{V_m}{V}\sigma_m + \frac{V_w}{V}\sigma_w = \frac{V_w}{V}\sigma_w = \frac{\varphi}{\rho_w} \tag{5-4-7}$$

式中：V_m 为骨架的体积；V_w 为孔隙充填物的体积；V 为岩石的体积。这个方程正是我们想要的结果。

当电流垂直于层面时，$\rho_0 \to \infty$，$F \to \infty$。这个结论的物理意义是电流不能穿过不导电的层面。

(2)水平层状分布的泥质：假设泥质成层状地分布在不含泥质的砂中。如果电流的流向与层的方向一致，则与并联电路相同，即

$$\frac{1}{\rho_0} = \frac{V_{lam}}{\rho_t} + \frac{1 - V_{lam}}{\rho_{sd}} \tag{5-4-8}$$

式中：V_{lam} 为成层状泥质的体积分数；ρ_t 为粘土的电阻率；ρ_{sd} 为纯砂的电阻率。

根据阿尔奇公式 $\rho_{sd} = F_{sd}\rho_w$，所以有

$$\frac{1}{\rho_0} = \frac{V_{lam}}{\rho_t} + \frac{1 - V_{lam}}{F_{sd}\rho_w} \tag{5-4-9}$$

当岩石含水时，用

$$\rho_t = \rho_w S_w^{-n}\frac{a}{\varphi} \tag{5-4-10}$$

代替上式中的 $F_{sd}\rho_w$。值得提到的是，层状模型中的电磁参数呈各向异性。

4. 分布型泥质模型——泥岩的电阻率

假设泥质在岩石中按统计规律分布，黏在砂粒上，或充填在孔隙中。形式上，这种模型的电阻率可按阿尔奇公式进行计算：

$$\rho_0 = F_\Sigma \rho_{w,T}, \qquad F_\Sigma = \frac{a}{\varphi_\Sigma^m} \tag{5-4-11}$$

式中：$\rho_{w,T}$为当泥质存在时的等效地层水电阻率，F_Σ和φ_Σ为相应的孔隙度和地层因子。

当孔隙被地层水所充填及泥质随机分布时，则可按电阻的并联方式计算电阻率：

$$\frac{1}{\rho_{w,T}} = \frac{V_{dis}}{\rho_T} + \frac{1 - V_{dis}}{\rho_w} \tag{5-4-12}$$

$$\frac{1}{\rho_0} = \frac{1}{F_\Sigma}\left(\frac{V_{dis}}{\rho_T} + \frac{1 - V_{dis}}{\rho_w}\right) \tag{5-4-13}$$

式中：V_{dis}为随机分布的泥质的体积分数；ρ_T为泥质的电阻率；ρ_w为地层水的电阻率。

5. 离散颗粒堆积介质模型——纯砂岩地层因子的理论公式

离散颗粒堆积模型包括球体堆积模型、柱型管堆积模型和直毛细管堆积模型。下面，我们将以球形堆积模型为例介绍离散颗粒堆积模型的有关结果。

球体堆积模型由麦克斯韦在1904年提出。其基本思想是在均匀的背景中有球体的集合，球体与背景介质的电阻率(电导率)各不相同，球体间的电流场之间无相互作用，球体由不导电的矿物组成，即$\rho_m \to \infty$。介质由孔隙水的电阻率ρ_w来表征。其地层因子为

$$F = \frac{3 - \varphi}{2\varphi} \tag{5-4-14}$$

在所给的前提条件下，上式对大孔隙沉积岩及悬浮液体比较适用。更普遍适用的公式是

$$F = 1 + P\frac{1 - \varphi}{\varphi} \tag{5-4-15}$$

对于球体，上式中的P等于3/2。

6. 泥质砂岩电导率的韦克斯曼-斯密斯(Waxman-Smith)方程

阿尔奇公式在通过孔隙的体积电导占优势而沿孔隙壁表面的表面电导可以忽略不计的假设下，描述了纯砂岩的电阻率与孔隙度之间的关系。对于自然界中的含泥质岩石，阿尔奇公式不再适用。韦克斯曼等人认为粘土导电的根源在于粘土表面吸附有阳离子，而这些被吸附的阳离子可以和孔隙流体中的阳离子交换位置。因此，粘土导电对岩石电导率的贡献与可交换阳离子的数量有关。在这种思想的指导下，韦克斯曼等人假设含泥质岩石的等效电路由两个电导并联组成，一个电导代表孔隙流体的导电作用，另一个代表由粘土矿物表面的离子交换所引起的电导，即$\sigma_0 = x\sigma_e + y\sigma_w$。这里，$\sigma_0$、$\sigma_e$和$\sigma_w$分别是岩心、粘土离子交换和平衡矿化水的电导率，$x$和$y$是相应的常数。在韦克斯曼-斯密斯理论中，假设孔隙系统中的电解液的电导率与平衡态液体的电导率相同。进一步，韦克斯曼等人假设在离子运动的过程中正负离子的路径相同，因此$x = y$。仿照地层因子的定义，有$x = y = 1/F^*$。式中，F^*是泥质砂岩的地层因子。于是

$$\sigma_0 = (\sigma_e + \sigma_w)/F^* \tag{5-4-16}$$

对于实测泥岩电导率曲线的直线部分，有$\sigma_e = F_f \mu'_{Na} Q_v / 1000$。这里，$F_f$是法拉第常数($F_f \approx$

9.65×10^4 C/mol)；μ^e_{Na}是最大的钠离子交换速率(平方厘米/伏·秒)；Q_V 是单位体积内钠离子的交换容量(摩尔/升)。最后，有

$$\sigma_0 = \frac{1}{F^*}(BQ_V + \sigma_w) \tag{5-4-17}$$

式中：B 为与孔隙水中的粘土伴生的带相反电荷离子的等价电导。在经验上

$$B = 4.6[1 - 0.6\exp(-0.077\sigma_w)] \tag{5-4-18}$$

对于部分水饱和的情况，方程(5-4-17)被修改为

$$\sigma = \frac{1}{F^*}(BQ_V S_w^p + \sigma_w S_w^n) \tag{5-4-19}$$

式中：S_w 为含水饱和度；n 为饱和度指数；p 为粘土粒级。

7. 泥质砂岩电导率的双水模型

韦克斯曼方程在发表之后得到了广泛的认可和接受，除少数情况外，其计算结果与实验室测量数据吻合得很好。一般认为，少数的不吻合是由于忽略了粘土和水的交界面处存在有无矿化水的事实。根据电化学的有关结论，这种无矿化水是存在的。

双水模型从导出韦克斯曼方程的物理模型出发，在地层水电导率的基础上加入粘土平衡离子的电导率。但与原始模型不同的是将这两种不同的电导率等同为两种不同类型的水。一种是粘土表面的束缚水(粘土水)，另一种是远水(自由水)。如果令 V_{cw} 和 V_{fw} 分别代表粘土水和自由水的体积分数，则

$$V_{cw} = v_Q Q_v \varphi_t \tag{5-4-20}$$

$$V_{fw} = V_w - V_{cw} = \varphi_t(S_{wT} - v_Q Q_v) \tag{5-4-21}$$

式中：φ_t 为总孔隙度；S_{wT} 为总含水饱和度；v_Q 为单位孔隙水中的平衡离子数量；Q_v 为平衡离子的浓度。

令 σ_{cw} 和 σ_w 分别代表粘土水和自由水的电导率，则 σ_{cw} 和 σ_w 的按体积加权平均给出地层水的电导率 σ_{we}，即

$$\sigma_{we} = \frac{(S_{wT} - v_Q Q_v)\sigma_w + v_Q Q_v \sigma_{cw}}{S_{wT}} \tag{5-4-22}$$

根据阿尔奇公式，地层的总电导率为 $\sigma_t = \sigma_{we} S_{wT}^n / F_0$。将上式代入后得到

$$\sigma_t = \frac{S_{wT}^n}{F_0}\left[\sigma_w + \frac{v_Q Q_v}{S_{wT}}(\sigma_{cw} - \sigma_w)\right] \tag{5-4-23}$$

当含水饱和度 $S_{wT} = 1$ 时，上述方程简化为

$$\sigma_{we} = (1 - v_Q Q_v)\sigma_w + v_Q Q_v \sigma_{cw} \tag{5-4-24}$$

$$\sigma_t = \frac{1}{F_0}[\sigma_w + v_Q Q_v(\sigma_{cw} - \sigma_w)] \tag{5-4-25}$$

在实际生产中，由于粘土束缚水的存在，有可能在砂泥岩高含水饱和度的条件下仍然能够得到无水的油气。因此，在实践中最好使用自由水孔隙度

$$\varphi_{fw} = \varphi_t - v_Q Q_v \varphi_t \tag{5-4-26}$$

和自由水饱和度

$$S_{fw} = \frac{V_{fw}}{\varphi_{fw}} = \frac{S_{wT} - v_Q Q_v}{1 - v_Q Q_v} \tag{5-4-27}$$

双水模型是砂泥岩地层测井解释评价中的解释模型，能合理地解释泥质砂岩的导电性。

第五节　岩矿石的介电常数

岩矿石的介电性由其相对介电常数来描述。与电导率类似，岩矿石的介电常数与它们所含有的矿物的介电常数密切相关。因此，下面将首先讨论矿物的介电常数。

1. 矿物的介电常数及其影响因素

自然矿物的介电常数在很大的范围内变化，而且具有强烈的频散现象。在微波波段，介电常数的变化高达 2 到 4 个数量级；在低于微波的频段内，介电常数的变化范围更大；只有到了非常高的光频段，介电常数的变化范围才有所缩小。

对于绝大多数的造岩矿物，包括硅质类，相对介电常数为 6 ~ 8。硫化物的相对介电常数可达几十。属于这一类的矿物有：黄铁矿、磁黄铁矿、辉钼矿、钛铁矿、铬铁矿等。另外一些硫化物的相对介电常数不超过 10（例如：闪锌矿、辰砂等）。表 5 - 5 - 1 给出了一些矿物的介电常数。

表 5 - 5 - 1　一些矿物的介电常数

矿　物	相对介电常数	矿　物	相对介电常数
金刚石	5.7	赤铁矿	25.0 ~ 170
石墨	<81.0	萤石	6.26 ~ 6.79
方铅矿	17.0 ~ 81.0	橄榄石	6.8
黄铁矿	33.7 ~ 81.0	云母	5.4
磁黄铁矿	<81.0	正长石	4
石英	3.8	透辉石	2.9
石膏	6.16	普通角闪石	4.9 ~ 5.8

影响矿物介电常数的因素很多：频率、成分、结构、含水量、温度、压力、孔隙度、变质程度及地层产状。

（1）频率：频率是引起物质介电常数变化的重要原因之一，但大多数造岩矿物在无线电波频段（$10^2 \sim 10^6$ Hz）呈很弱的介电常数频散特性。

（2）水分：水的相对介电常数高达 80，因此，水对矿物的介电性有很大的影响。在矿物当中，水以结构水和吸附水两种形式存在。实验表明，结构水对矿物的介电常数影响不大，而吸附水则严重影响矿物的相对介电常数，尤其是对于粘土矿物，大量的吸附水会表现出自由水的性质，明显地影响矿物的介电性。

（3）成分和结构：根据固体物理学的有关结果，构成矿物的离子类型、离子半径和离子极化率的大小决定了其电极化强度的高低。因此，矿物的成分将直接影响到其介电常数的大小。另外，矿物中的杂质和缺陷对矿物的介电常数也有影响。这是因为当矿物晶格中的离子被杂质取代后，将影响矿物内部的固有电偶极矩。矿物的结构对矿物的介电性有比较复杂的影响。

（4）地质产状：地质作用具有较强的区域性，因此，产于不同地区的同一种矿物会因为经历了不同的地质作用而具有不同的杂质。从而，不同产地的同一种矿物的介电常数值会有所不同。

（5）温度：温度对介电常数的影响的一般规律是温度升高，介电常数减小。在理想条件下，温度和介电常数的关系为

$$\varepsilon = \varepsilon_\infty + \frac{4\pi A}{T[1 + \omega^2 C^2 \exp(2B/T)]} \tag{5-5-1}$$

式中：A、B 和 C 均为常数。当温度很高、频率很低时，分母中的第二项减小，介电常数几乎与温度成反比。如果温度低但频率高，第二项的值随温度的增加而增加，导致介电常数增大。因此，矿物的介电常数随温度的变化是一条带有极值的曲线。

2. 岩石的介电常数及其影响因素

岩石的相对介电常数与岩性有很大的关系。单矿物多晶岩石的介电常数总是大于其组成矿物的介电常数。例如，沉积岩的主要造岩矿物是石英、方解石、白云石和各种粘土矿物，而方解石和白云石的介电常数比石英的介电常数要大 1.5～2 倍。所以碳酸盐岩的介电常数比主要组分是石英的砂岩的介电常数要高。一般地讲，沉积岩的相对介电常数值在 2.5～40 的范围内变化。在岩浆岩中，相对介电常数的变化范围是 6～10，超基性岩和基性岩的值偏高，酸性岩偏低。变质岩的相对介电常数在 5～17 的范围内变化。表 5－5－2 给出了一些岩石的相对介电常数。

表 5－5－2　一些岩石的相对介电常数

岩　石	相对介电常数	岩　石	相对介电常数
干燥砂岩	4.6～5.9	花岗闪长岩	6
天然气	1	砂岩	5
石油	2～2.4	白云岩	6.9
灰岩	7.5～9.2	火山凝灰岩	3.8～4.5
泥岩	5～25	黑云母花岗岩	6～8
砂质泥岩	5.53	辉绿岩	11.6
干燥白云岩	7～11	盐岩	5.6～6.35

影响岩石的相对介电常数的重要因素是岩石中的含水量。潮湿岩石的相对介电常数要远高于干燥岩石的相对介电常数。另外，组成岩石的颗粒形状对介电常数也有影响。例如，当岩石颗粒为球形时，由两种物质组成的岩石的介电常数为

$$\varepsilon = \varepsilon_2 \frac{2\varepsilon_2 + \varepsilon_1 - 2V_1(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)}{2\varepsilon_2 + \varepsilon_1 + V_1(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)} \tag{5-5-2}$$

式中：V_1 为第一种物质颗粒的体积分数。对于由 n 种物质颗粒组成的岩石，有

$$\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} = \frac{\varepsilon_1 - 1}{\varepsilon_1 + 2}V_1 + \frac{\varepsilon_2 - 1}{\varepsilon_2 + 2}V_2 + \cdots + \frac{\varepsilon_n - 1}{\varepsilon_n + 2}V_n \tag{5-5-3}$$

这个公式称为 Lorenz-Lorenz 方程。

影响岩石介电常数的另一个重要因素是观测频率。实验证明，岩石的介电常数值存在着严重的频散现象。

第六节　岩石的介电常数的经验公式

岩石中地层水的矿化度对地层水的介电常数的影响由下列经验公式给出：

$$\varepsilon_r = \varepsilon_{rd} + 3.79\sqrt{C} \tag{5-6-1}$$

式中：ε_{rd} 为纯水的相对介电常数（$\varepsilon_{rd} \approx 81$）；$C$ 为以 mol/L 表示的浓度（或 mol/cm^3）。

对于作为混合物的松散岩石，其介电常数满足下列实验公式：

$$\varepsilon = V_w\varepsilon_{wa} + (\varphi - V_w)\varepsilon_a + (1 - \varphi)\varepsilon_m, \quad V_w \leqslant V_t \tag{5-6-2}$$

其中：$\varepsilon_{wa} = \varepsilon_i + \gamma(\varepsilon_w - \varepsilon_i)V_w/V_t$，

$$\varepsilon = V_t\varepsilon_{wa} + (V_w - V_t)\varepsilon_w + (\varphi - V_w)\varepsilon_a + (1 - \varphi)\varepsilon_m, \quad V_w > V_t \tag{5-6-3}$$

其中，$\varepsilon_{wa} = \varepsilon_i + \gamma(\varepsilon_w - \varepsilon_i)$。

式中：ε 为松散岩石的介电常数；ε_a 为空气的介电常数；ε_m 为骨架的介电常数；ε_i 为冰的介电常数；ε_w 为自由水的介电常数；ε_{wb} 为束缚水的介电常数；φ 为岩石的孔隙度；γ 为实现与实验数据最佳拟合所引入的优化参数；V_w 为自由水的体积分数；V_t 为束缚水的体积分数。

地层水的介电常数对岩石的介电常数影响很大，而这种影响又与频率密切相关。令 w 代表含水量，则

$$\varepsilon_r = \varepsilon_{r(w=0)} w^n \tag{5-6-4}$$

式中：n 为经验常数，要通过实验确定。

另外，根据电路的串并联理论，有下列介电常数的算术平均公式

$$\varepsilon_{//} = \sum_{i=1}^{n} V_i \varepsilon_i \tag{5-6-5}$$

$$\varepsilon_{\perp}^{-1} = \sum_{i=1}^{n} V_i \varepsilon_i^{-1} \tag{5-6-6}$$

此外，还有下列对数和指数平均公式

$$\ln\varepsilon = \sum_{i=1}^{n} V_i \ln\varepsilon_i \tag{5-6-7}$$

$$\varepsilon = \prod_{i=1}^{n} \varepsilon_i^{V_i} \tag{5-6-8}$$

在上列 4 个公式中，ε_i 和 V_i 分别代表第 i 种成分的介电常数和体积分数。

第七节　岩石介电常数的宏观理论描述
——分级组合电路模型

自然界中的岩石大部分同时具有导电性和介电性。因此，当外加电场存在时，岩石中既有传导电流又有位移电流。如果岩石中相邻组分的电导率不同，则要发生界面极化。为了使电流通过岩石中的这些物质界面，需要有电压梯度。在这种条件下，上节中给出的简单平均公式不再有效。如果在水平层状模型中层的厚度很小，则可以利用组合电路模型研究岩石的介电常数。

1. 基本思想

如上所述，在岩石中既有传导电流又有位移电流。由于岩石中各组分的电导率均为有限，所以它们对电流均有阻力作用。另外，在外电场存在时，在岩石中有与传导电流共存的位移电流。这说明，岩石在阻止电流流过的同时又在其内产生积累的束缚电荷，起到电容的作用。由于岩石内的每一组分都有电阻和电容的作用，所以该组分可以等效为一个电阻和电容并联的电路。在这个电路中，电阻描述岩石对电流的传导作用，电容描述岩石在外电场作用下所产生的极化作用（对位移电流）。由于岩石组分的电阻率和介电常数各不相同，所以应对每一种组分分别建立等效电路，而整个岩石的电路模型由各组分的电路模型串联而成（图 5－7－1）。利用电路模型求岩石的介电常数要利用电容和电介质介电常数之间的关系。

2. 平行板电容器的电容与介电常数的关系

设 C_0 是真空时的电容，Q 是极板上的电荷，i 是通过电容器的交变电流，V 是电动势，E

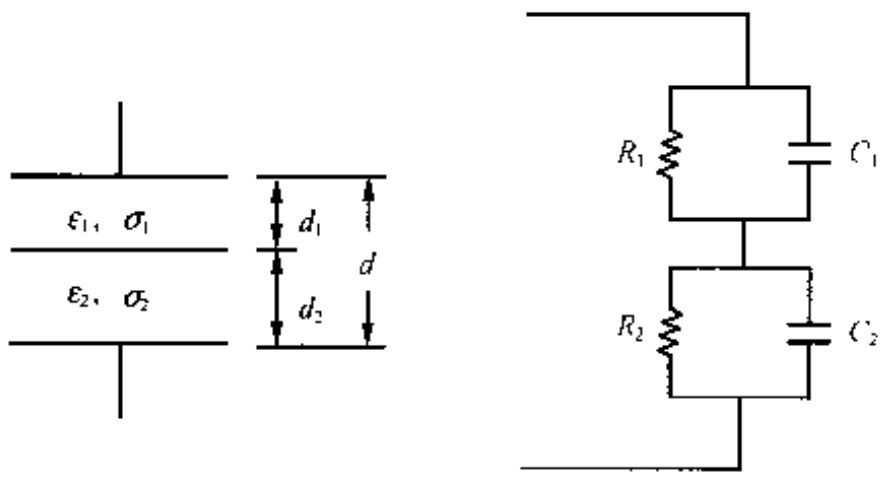


图 5－7－1　双层损耗介质模型的等效电路

是电场强度。根据电磁学的基本方程，电位移矢量 D 可写成单位面积的电荷：

$$D = \varepsilon_0 E = \frac{Q}{S} \tag{5-7-1}$$

式中：S 为平行板电容器的极板面积。

电容器两端的电压是

$$V = lE = \frac{Q}{\varepsilon_0 S/l} \tag{5-7-2}$$

式中：l 为两个平行板之间的距离。

电容器的电容量定义为单位电压在极板上产生的电荷，即 $C_0 = Q/V$。将这个公式代入到电容的定义式中，有 $C_0 = Q/V = \varepsilon_0 SQ/Ql$，或者

$$C_0 = \frac{\varepsilon_0 S}{l} \tag{5-7-3}$$

当电容器中加入电介质时，$E = D/\varepsilon_0\varepsilon_r$，$V = lD/\varepsilon_0\varepsilon_r = lQ/\varepsilon_0\varepsilon_r S$。由此得出，$C = Q/V = \varepsilon_0\varepsilon_r SQ/lQ = \varepsilon_r\varepsilon_0 S/l$。这说明，

$$C = \varepsilon_r C_0 \tag{5-7-4}$$

因此，只要求出了电容 C 和 C_0，就可以得到无损耗条件下的相对介电常数。

第八节　岩石的自然极化

岩石的自然极化是一种重要的岩石电学现象。1928 年，法国地球物理学家 Schlumberger 在野外试验中发现当外电场不存在时，在测量电极上仍会观测到一定数量的电位差。这种现象被称为岩石的自然极化。在此之后，以 Doll 为代表的一些岩石物理学家对岩石的自然极化现象进行了深入的研究，证实岩石的自然极化现象主要与岩石中发生的动电效应和电化学过程有关。在数值上，自然电场的幅度在几十毫伏到几百毫伏之间变动。

由于自然电场是地壳中一种自然产生的电化学现象，所以在对其进行观测时不需要向地下供电。这使得自然电场法的观测设备轻便简单，因而有很高的工作效率。在地面电法勘探的历史上，基于岩石自然极化现象的自然电场法是最早获得实际应用的勘探方法，在寻找电子导电型的金属和非金属矿床，确定地下水流速、流向，以及在解决某些地质填图问题上得到了广泛的应用并取得了较好的地质效果。在金属矿地球物理测井中，利用井中自然电位观测可以配合其他测井曲线确定矿层和划分观测井段的地质剖面，并帮助了解矿层的

性质。在石油天然气测井中,利用自然电位测井曲线可以划分地层、区分岩性、求地层水电阻率以及估计泥质含量。

1. 动电电位

动电电位也称为流动电位,是具有一定黏滞性的流体在外力的作用下通过毛细管或孔隙性介质时产生的。当具有一定含盐度的流体通过岩石进行渗透时,岩石颗粒将有选择地吸附溶液中的正、负离子,因而引起正、负离子分布的不均匀,形成了自然电位。在地面电法中,流体即可以从地表向岩石中渗透,也可以在岩石中沿着水平方向进行渗流。在测井当中,流动电位主要是由于井液在压力的作用下通过泥饼向地层中侵入而产生的。

Lynch 在 1962 年提出,在流体流动的路径两端由动电效应产生的动电电位满足下列公式:

$$U_k = -\frac{\Delta p \varepsilon \zeta}{4\pi\sigma\eta} \tag{5-8-1}$$

式中:Δp 为流体通道两端的压力差;ε 为流体的介电常数;ζ 为吸附电位(zeta 电位);σ 为流体的电导率;η 为流体的黏度。

动电效应产生的动电电位一般远小于由于电化学效应产生的电化学电位。但动电效应在某些特殊条件下会引起相当可观的自然电位异常。

2. 扩散电位

当两种浓度不同的溶液相接触时,溶质要从浓度大的溶液迁移到浓度小的溶液里以达到均匀的浓度分布,这种现象叫做扩散。在溶质移动的过程中,溶液中的正、负离子将随溶质一起移动,但其运动速度(迁移率)不同。因而在两种不同浓度的溶液中分别出现了剩余的(过量的)正离子或负离子,形成电动势。这种由扩散现象所引起的电位被称为扩散电位,由此而产生的电场是扩散电场。

例如,在钻井附近的地层中,经过泥饼过滤后的侵入水和地层中的原生水之间存在有一个接触面。在该面两边水的含盐(NaCl)浓度不同,因而要发生扩散。由于钠离子(Na^+)的迁移速率小于氯离子(Cl^-)的迁移速率,在浓度小的一方将出现剩余的氯离子,获得负电位;而在浓度大的一方将出现剩余的钠离子,获得正电位。当由扩散作用产生的电动势形成后,由此而产生的电场将阻止氯离子的进一步积累,达到了一种动平衡的状态。

扩散电位满足下列关系式:

$$U_d = -\frac{RT(I_+ - I_-)}{F_f n(I_+ + I_-)} \ln\left(\frac{C_1}{C_2}\right) \tag{5-8-2}$$

式中:$R = 8.31$ J/℃ 为气体常数;$F_f = 9.65 \times 10^4$ C/mol 为法拉第常数;T 为绝对温度;n 为原子价;I_+ 和 I_- 分别为正离子和负离子的迁移率;C_1 和 C_2 分别为溶液的浓度。对于氯化钠溶液,$I_+/I_- = 1.49$,当温度为 25℃时,以毫伏为单位的扩散电位是:

$$U_d = -11.6 \lg(C_1/C_2) \tag{5-8-3}$$

3. 薄膜电位

当两种浓度不同的溶液被叶片状泥质分开时,带电离子要从浓度高的一方通过泥质向浓度低的一方进行扩散。由于以片状泥质存在的粘土矿物主要由铝、硅、氧等形成的晶格组成,负 2 价的氧(O^{2-})离子占据了最外层的末端。由此产生的后果是:溶液中带正电的钠离子被这些带负电的氧离子所吸引,通过泥片而达到低浓度一方;而溶液中带负电的氯离子将

被排斥而不能通过泥饼。这样一来，钠离子将可以在两种不同浓度的溶液之间进行迁移，在浓度低的一方有净流入量，而在浓度高的一方有净流出量。由于在泥饼两而钠离子浓度的不平衡所产生的电位被称为薄膜电位或泥饼电位：

$$U_m = -\frac{RT}{F_r n}\ln\left(\frac{C_1}{C_2}\right) \tag{5-8-4}$$

4. 电化学电位

电化学电位是薄膜电位和扩散电位之和：

$$U_c = U_m + U_d \tag{5-8-5}$$

对于氯化钠，在摄氏温度 T_c 下，有

$$U_c = -70.7\,\frac{T_c + 273}{273}\lg\left(\frac{C_1}{C_2}\right) \tag{5-8-6}$$

5. 电极电位及氧化-还原电位

除上述几种自然极化电位外，还有电极电位、氧化-还原电位及其他类型的自然极化电位。这里，我们只介绍在金属矿区常见的电极电位和氧化-还原电位。

(1)电极电位：当某种金属(电极)处于本身的盐类电解液中时，它本身的金属离子可以离开电极进入溶液成为离子状态，这时，电极由子失去正离子而带负电。另一方面，溶液中的金属离子在处于金属电极附近时，可以沉淀到电极表面上，这时电极便带正电。当进入和沉淀这两种运动达到动态平衡时，在金属电极和溶液的交界面处将出现电位跳跃。此时电极相对于溶液的电位被称为电极电位。一般来讲，地下流体或钻井液中不会含有金属离子，所以金属矿体中的金属离子会进入到其周围的流体中而使金属矿体带负电。目前，电极电位的绝对值还无法测出，人们只能测量电极电位相对于某种金属电极的电极电位差。

(2)氧化-还原电位：氧化-还原电位是在矿体和围岩的界面上由于氧化还原作用所形成的电位跃变。当金属矿体被氧化时，由于失去电子而带正电。反之，当金属矿体被还原时，则会由于得到电子而带负电。产生氧化-还原电位的典型例子是内部彼此连通的电子导体被潜水而所切割。由于潜水面上方为渗透带，其中富含氧气，所以矿体在潜水而上方的部分是处在氧化环境之中。与此相反，潜水面下部由于含氧较少而相对呈还原的环境，所以，在金属矿体的上方可以观测到明显的负电位异常。另外，从地面上看，自然极化电流是从远处流向矿体，电流的方向在矿体内是由上到下，而在矿体外则是由下到上。自然电位的极小点出现在矿体的最顶端。

在自然状态下，在金属矿体周围要同时产生电极电位和氧化-还原电位。至于哪种机制的电位占有优势，要视具体的地质和地球化学情况而定。在一般的硫化物矿床和磁铁矿上，可以观测到几十到 500 mV 的负电位异常；在石墨矿或石墨化程度较高的岩层上，可以观测到最高达 900 mV 的负电位异常。

第九节　岩石的激发极化

在研究岩石中的稳定电流场时，人们会发现在电流供人地下以后，测量电极之间的电位差并不是马上达到饱和值，而是随着时间缓慢变大(也有变小的时候)，并且在相当的一段时间之后(一般为几分钟)趋向于一个稳定的饱和值。当外加人工电场断开时，测量电极之

间的电位差也并不是马上降到零值，而是在电流断开的瞬间很快下降到一定的数值，然后随时间缓慢地下降，并在相当长的时间后（一般为几分钟）衰减至零。在物理上，这种缓慢上升和衰减的电位差与一个和人工电场有关的附加电场相对应。

这种在电流接入和断开时产生随时间变化的附加电场的现象称为岩石的激发极化。在实质上，岩石的激发极化效应是岩石中的含水溶液在外电场的激发下产生的一种电化学现象，与岩石中所发生的各种不同物理化学过程有关。但到目前为止，对于岩石的激发极化效应的产生机制仍没有一个统一的认识，各种假说共存。

尽管如此，岩石的激发极化效应得到了广泛的应用。到目前为止，激发极化法仍是找寻硫化物矿床的有效方法，在找寻地下水和进行环境与工程勘察方面也是效果良好的手段之一。

一、岩石的激发极化特性与描述

对于致密的金属矿或石墨，激发极化效应发生在矿体（极化体）与围岩中流体的接触面上，因而称其为面极化。对于浸染状的金属矿体和矿化岩石，微小的金属或石墨颗粒均匀地分布在矿体或矿化带之中，对观测者来说相当于存在有极化体积，因此称其为体极化。

体极化和面极化之分只具有相对意义。在微观上，所有的激发极化效应都发生在金属或石墨颗粒与地下流体的接触面上。但是在野外实践中，要研究的是宏观物体的激发极化效应。所以将激发极化现象看作是一种体积效应更便于处理。

无论是体极化还是面极化，都同时具有时间特性和非线性。这里，时间特性指的是电位随时间的变化，而非线性指的是激发极化效应和人工稳定电流场的电流密度之间的关系。

首先讨论激发极化效应的时间特性。在刚开始供电时，在金属矿标本上测得的电位随时间的增长很快；随着时间的延续，观测电位的增长速度逐渐变慢；最后趋于一个饱和值。在断电的瞬间，电位随时间很快下降；随着时间的延续，电位的衰减速度逐渐放慢；在断电后时间足够长时，电位衰减至零。

实验证明，电位在供电时的上升速度和人工电场的电流密度有关。外电场的电流密度越大，电位达到饱和的时间就越短。在野外的条件下，电流密度一般小于 $1\mu A/cm^2$。所以，充电到 2 分钟，甚至到 5 分钟都远未达到饱和值。另外，充放电时间和地质条件有关。因此，利用激发极化电位的时间特性可以在一定程度上区分引起激发极化效应的地质体的性质。

现在讨论激发极化效应和外加人工电场的强度之间的非线性关系。实验室内的观测结果表明，当人工电场的电流密度小于 $1\mu A/cm^2$ 时，在观测误差的范围之内（$<10\%$）由激发极化效应产生的附加电场与外加电场（电流密度）成正比（方向相同，大小成比例）。当外加电流密度（电场强度）很大时（例如 $>40\mu A/cm^2$），激发电位不再与外加电流密度成正比，呈非线性关系。

在地面和井中电法勘探及电法测井中，一次场的电流密度一般比较小，因此对于面极化效应有

$$\Delta U = -kj \tag{5-9-1}$$

式中：ΔU 为二次电位；j 为电流密度；负号为二次电流的方向与一次电流的方向相反；k 为一个与电流密度无关的比例常数，称为面极化系数。一般来讲，k 值与岩性和矿石的种类有

表 5-9-1　几种矿物的面极化系数

矿物	石墨	黄铜矿	磁铁矿	黄铁矿	方铅矿	磁黄铁矿
$k/(\Omega \cdot m^2)$	14.1	10.0	9.9	7.5	2.5	0.4

关,其数值在 0 到几十的范围内变化。

表 5-9-1 给出了一些矿物的表面极化系数值。测量是在浓度为 0.1 mol/L 的 Na_2SO_4 溶液中进行的。观测条件是:pH = 7,$j = 1\mu A/cm^2$,充电时间为 1 min,断电后 0.5 s 测量。

在二次电位与一次电流密度成正比的条件下,可以用二次电位与一次电位的比值来描述体极化岩石的激发极化特性,并称其为极化率:

$$\eta(T,t) = \frac{\Delta U_2(t)}{\Delta U(T)} \times 100\% \qquad (5-9-2)$$

式中:$\Delta U(T)$为在供电时间为 T 时的测量电位差;$\Delta U_2(t)$为在断电后的时刻 t 上的观测电位(二次电位)差。

由于二次场和总电位场均与供电电流成正比,所以极化率 $\eta(T,t)$是个与电流强度无关的常数。但 $\eta(T,t)$与供电时间 T 和测量延迟时间 t 有关。所以在提到极化率时必须给出供电和观测时间。当 $T\to\infty$ 而 $t\to 0$ 时,

$$\eta(\infty,0) = \eta(T,t)\big|_{\substack{T\to\infty \\ t\to 0}} = \frac{\Delta U(\infty) - \Delta U(0)}{\Delta U(\infty)} \times 100\% \qquad (5-9-3)$$

如果供电时间有限,而在断电的一瞬间马上测量时,有

$$\eta(T,0) = \eta(T,t)\big|_{t\to 0} = \frac{\Delta U(T) - \Delta U(0)}{\Delta U(T)} \times 100\% \qquad (5-9-4)$$

极化率 $\eta(T,t)$描述电位差在放电的过程中随时间的变化,因而描述的是时间域内的激发极化特性。换句话说,极化率 $\eta(T,t)$描述的是在稳定电流场或直流脉冲的激发下二次电场随时间的变化(充放电过程)。如果激发电场是在频率很低时的交流电场($H = n\times 10^{-2} \sim n\times 10^{2}$ Hz),则由于激发极化效应和电磁感应效应的共同作用观测电场将随频率的变化而变化。仿照极化率的定义公式,定义下列参数来描述低频交变电场中的激发极化效应:

$$P(f_1,f_2) = \frac{\Delta U_{f_1} - \Delta U_{f_2}}{\Delta U_{f_2}} \times 100\% \qquad (5-9-5)$$

式中:ΔU_{f_1}和 ΔU_{f_2}分别表示在频率 f_1 和 f_2($f_1 < f_2$)上观测到的电位差幅值。显然,参数 $P(f_1,f_2)$描述在这两个频率上电场幅值的相对变化,因而被称为频散率或百分频率效应。

二、电子导电岩石的激发极化机制

对于电子导体(包括大多数金属矿、石墨矿及其石墨矿化岩石),激发极化效应的产生是由于电子导体在与其围岩中的流体在接触时产生超电位(过电位)。关于这一点,国内外学术界的见解比较一致。

在一般条件下,金属内的金属离子和电子都不能跃出金属物体之外。但如果热运动比较剧烈,使得一些金属离子和电子具备有较大的能量,足以克服晶格间的结合力,迁跃出金属物体之外。当金属离子脱出金属进入金属周围具有电中性的溶液中时,金属会因失去金属离子而带负电,而溶液会由于得到金属离子而带正电。金属内的负电荷反过来吸引溶液中过剩的阳离子,使之分布于金属表面附近的溶液之中,形成双电层(偶电层)。在没有外电场存在时,由双电层产生的电位是平衡电极电位 U_p。当有外加电流流过位于溶液中的电

子导体时，电子导体内部的电荷将在外加电场力的作用下形成重新分布：自由电子将逆着电流流动的方向移动到电流的流入端，产生负电荷剩余，形成“阴极”；而在电流的流出端，出现正电荷剩余，形成“阳极”。与此同时，在包围电子导体的溶液中将在阳极和阴极附近分别形成阴离子和阳离子堆积。由此产生的后果是正常情况下（无外电场存在）形成的双电层将在外电场的作用下产生形状上的变化。在电化学中，这种在外电流的作用下在“电极”（电子导体的阴极和阳极统称为电极）和溶液界面上的双电层电位相对于无外加电场时的平衡双电层电位的变化被称为“过电位”或“超电压”，即

$$\Delta U = U - U_p \tag{5-9-6}$$

当电流断开时，在阳极和阴极附近堆积的电荷要再次发生运动，以使电子导体和溶液组成的系统恢复到供电以前的电平衡状态。换句话说，断电后堆积在金属与溶液的接触面上的电荷将通过电子导体内部、溶液以及界面形成回路放电。这个放电过程是形成电子导体的激发极化效应的重要原因。

三、离子导电岩石的激发极化机制

通过大量的野外和实验观测发现，在其内没有任何电子导体的一般岩石上也能产生明显的激发极化效应。正如以前提到的那样，一般岩石属于离子导体。关于离子导体的激发极化机制问题，存在有若干个有争议的假说。尽管这些假说的出发点有所不同，而且都不能对观测资料给予合适的解释，但都认为离子导体的激发极化效应与岩石颗粒和其周围溶液接触面上的双电层有关。

1. 电渗-流动电位假说

当外电流通过岩石孔隙时，扩散区内过剩的阳离子沿电流的方向流动，带动溶液一起流动。溶液可以克服重力形成静水头，或者可能由于不透水的岩石的阻塞作用而造成静水压力，阻碍电流的流动，直到两者达到平衡时为止。在外电流断开后，该静水压力将推动溶液往回流，产生一个流动电位或过滤电位，因而出现激发极化效应。

2. 岩石颗粒表面的双电层变形假说

在外电流的作用之下，岩石颗粒表面的双电层的扩散区中的阳离子要发生移动，形成双电层形变。当外电流断开后，堆积的电荷放电，以恢复到平衡状态，从而产生激发极化效应。由双电层产生的电位为

$$U_{2z} = U_p(\psi_{in} - \psi_{out}) \tag{5-9-7}$$

$$\psi_{in} = \frac{2RT}{F_f}\ln(Q_{v3} + \sqrt{Q_{v3}^2 + 1}) \tag{5-9-8}$$

$$\psi_{out} = \frac{4RT}{F_f}\tan^{-1}\left[\exp(-p\varphi^n)\sqrt{C}\tan\left(\frac{F_f\psi_{in}}{4RT}\right)\right] \tag{5-9-9}$$

式中：U_p 为激发电场的电位；ψ_{in} 和 ψ_{out} 为双电层内层和外层的电位，mV；R 为气体常数；F_f 为法拉第常数；T 为绝对温度；φ 为孔隙度；C 为岩石极化后的离子浓度；p 和 n 为由实验确定的常数；$Q_{v3} = Q_v/\sqrt{C_0}$；C_0 为原始的离子浓度；Q_v 为阳离子交换率，m mol/mL。

3. 薄膜极化假说

当岩石之间的孔隙很小，截面直径与岩石中颗粒-溶液界面上双电层的扩散区厚度差不多时（$10^{-6} \sim 10^{-7}$ m），则整个孔隙都处在双电层的扩散区内，其中包含有过剩阳离子，它吸引

阴离子而排斥正离子。在外电场加入时，正离子迁移率大（故称这样的孔隙为阳离子的选择带），阴离子由于孔隙中的阳离子的吸引而呈被阻塞的状态（由于受阳离子的吸引，孔隙中的阴离子的迁移速率很小，故称上述孔隙为阴离子的薄膜）。

当外电流流过截面大小不同的孔隙时，由于在窄孔隙中（阳离子选择带或薄膜中）电流的形成主要靠阳离子，所以电流将大量的阳离子带走，结果在窄孔隙的电流流出端，形成阳离子的堆积。与此同时，由于阴离子在宽孔隙中（非选择带）大于在窄孔隙中（薄膜）的迁移率，因而在阳离子堆积或不足之处，同样出现阴离子的堆积或不足。这样就形成了离子浓度沿孔隙的变化。这样形成的离子浓度梯度将阻碍离子的运动（即阻碍电流流动），直到达到平衡为止。

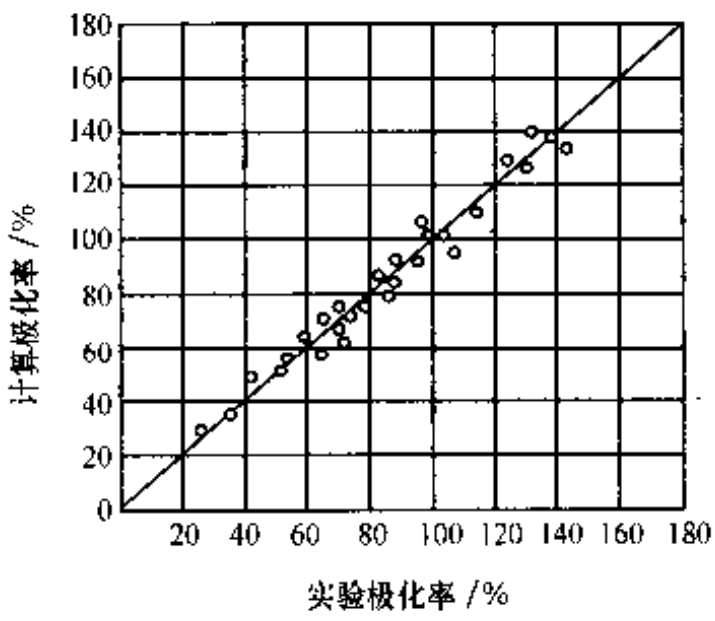


图 5－9－1　理论计算极化率和实验观测极化率的对比

在断电以后，由于离子的扩散作用，离子浓度梯度将逐渐消失，恢复到原来的状态，与此同时形成扩散电位，这就是在离子导体上观测到的激发极化效应。

由浓度差引起的电位（以毫伏为单位）满足下列表达式：

$$U_{2r} = \frac{U_p RT}{F_f}\frac{(v_a - v_k)}{(v_a - v_k)}\ln\left[\frac{(v_a + v_k)\sqrt{Q_{v3}+4C^2} - (v_a - v_k)Q_{v3}}{(v_a + v_k)\sqrt{Q_{v1}+4C_0^2} - (v_a - v_k)Q_{v1}}\right] \quad (5-9-10)$$

式中：$Q_{v1} = Q_v/\sqrt{C}$；v_a 和 v_k 分别为阴离子和阳离子的迁移率，$cm^2/V \cdot s$。

图 5－9－1 给出的是利用上述理论计算出的极化率值与实验观测值的对比，其相关系数是 0.98。

四、激发极化效应的频谱特征——Cole-Cole 模型

仿照直流电阻率法的计算公式，定义随频率变化的视电阻率 $\rho_s(\omega)$ 为

$$\rho_s(\omega) = K\frac{\Delta U}{I} \quad (5-9-11)$$

式中：K 为装置系数；$\rho_s(\omega)$ 代表视电阻率。由于激发极化效应的存在，电位差相对于供电电流有相位移，因而视电阻率是复数，在其他条件不变时随频率的变化而变化。

交流视电阻率的频率特性是在交变电流场激发下形成的激发极化效应的标志，并且与稳定电流场中的激发极化效应有着对应的关系。事实上，利用 Fourier 积分，可将时间域内的电位差表示为

$$\Delta U(t) = \int_{-\infty}^{\infty}\Delta\overline{U}(\omega)\exp(j\omega t)\,dt \quad (5-9-12)$$

式中的频谱函数 $\Delta\overline{U}(\omega)$ 由下式定义：

$$\Delta\overline{U}(\omega) = \frac{1}{2\pi}\int_0^{\infty}\Delta U(t)\exp(-j\omega t)\,dt \qquad (5-9-13)$$

这里利用了在 $t\leqslant 0$ 供电电压为零这一事实。

在 20 世纪 70 年代，Pelton 等人通过野外露头和岩矿石标本的大量测量发现，对于均匀岩矿石，由激发极化效应引起的复电阻率随频率的变化（复电阻率谱）可由下式表示

$$\rho(\omega) = \rho_0\left\{1 - m\left[1 - \frac{1}{1 + (j\omega\tau)^c}\right]\right\} \qquad (5-9-14)$$

式中：ρ_0 为频率为零时的电阻率；m 为极限极化率（充电率）；τ 为时间常数；c 为常数，其物理意义将在下文中介绍。

公式（5－9－14）与 20 世纪 40 年代初期 S. Cole 和 R. H. Cole 用以描述介电极化的公式在形式上完全相同，故称其为 Cole-Cole（柯尔-柯尔）模型。

令 ρ_∞ 代表频率趋于无限大时的电阻率，则

$$\frac{\rho_0 - \rho(\omega)}{\rho(\omega) - \rho_\infty} = (\omega\tau)^c\exp\left(\frac{jc\pi}{2}\right) \qquad (5-9-15)$$

因此，在复平面上复电阻率的 Cole-Cole 模型描述的是一个半圆。

五、体积极化等效电路理论

公式（5－9－14）可以利用等效电路理论导出。为此考察矿化岩石（极化体）内的一个小体积单元（图 5－9－2）。在这个小单元体内有两条离子导电的通道：一条未被电子导电矿物堵塞（通道 1）；另一条中有一个金属硫化物颗粒（通道 2）。在通道 1 中，只有纯电阻 R_1；在通道 2 中，除离子导体和电子导体内部的纯电阻 R_2 外，还串联有电子导电颗粒的表面极化等效阻抗 Z_s。通道 1 和通道 2 成并联关系，即：

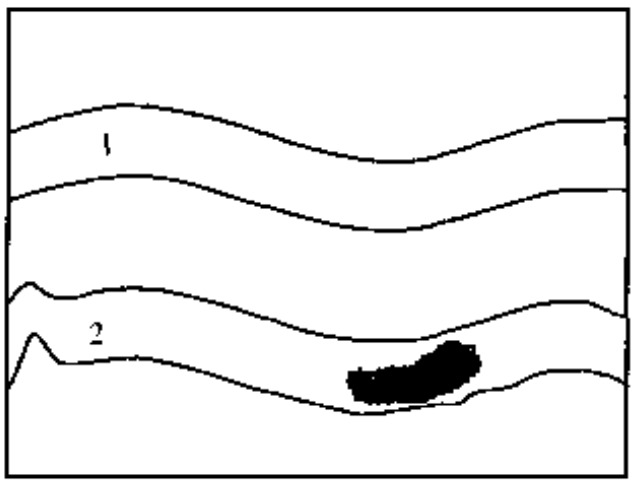


图 5－9－2　岩石的极化单元

$$\frac{1}{Z} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2 + Z_s} = \frac{R_2 + Z_s + R_1}{R_1(R_2 + Z_s)} \qquad (5-9-16)$$

其中：Z_s 可以表示成为一个纯电阻 R_0 和电抗 $(j\omega X)^{-c}$ 的并联，即

$$Z_s = \left[\frac{1}{R_0} + (j\omega X)^c\right]^{-1} = \frac{R_0}{1 + R_0(j\omega X)^c} = \frac{R_0}{1 + (j\omega\tau^{(s)})^c} \qquad (5-9-17)$$

式中

$$\tau^{(s)} = R_0^{1/c}X \qquad (5-9-18)$$

具有时间的量纲，是描写面极化效应的频率特性或时间特性的参数，称为面极化效应的时间常数；c 表征面极化等效阻抗与频率依从关系的密切程度，称为频率相关系数。

当 $\omega = 0$ 时，$Z_s = R_0$，

$$Z(0) = \frac{R_1(R_2 + R_0)}{R_1 + R_2 + R_0} \qquad (5-9-19)$$

当 $\omega\to\infty$ 时，$Z_s\to 0$，

$$Z(\infty) = \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2} \tag{5-9-20}$$

由此可以计算充电率(极限极化率)

$$m = \frac{Z(0) - Z(\infty)}{Z(0)} = \frac{R_0 R_1}{(R_1 + R_2)(R_2 + R_0)} \tag{5-9-21}$$

引入新参数

$$\tau = X\left[\frac{R_0(R_1 + R_2)}{R_1 + R_2 + R_0}\right]^{1/c} \tag{5-9-22}$$

则可将等效网络阻抗写成

$$Z(\omega) = Z(0)\left\{1 - m\left[1 - \frac{1}{1 + (j\omega\tau)^c}\right]\right\} \tag{5-9-23}$$

将阻抗 $Z(\omega)$ 和 $Z(0)$ 对测量装置作归一化,计算电阻率 $\rho = K\Delta U/I = KZ$(K:装置系数),则可得在体极化条件下的复电阻率公式(5-9-14)。

将公式(5-9-22)与(5-9-18)对比得到

$$\tau = \tau^{(s)}\left(\frac{R_1 + R_2}{R_1 + R_2 + R_0}\right)^{1/c} \tag{5-9-24}$$

这表明,体极化效应的时间常数总是小于面极化单元(导电矿物颗粒)的时间常数。激化矿物颗粒越小,表面电阻值 R_0 越大,τ 相对于 $\tau^{(s)}$ 越小;反之,极化矿物颗粒越大,R_0 越小,τ 接近于 $\tau^{(s)}$。在极化矿物颗粒大到充满整个矿化岩(矿)石的极限情况下,体极化变成面极化,因而 $\tau \to \tau^{(s)}$。表5-9-2给出了几种岩石的频率相关系数。

表5-9-2 几种岩矿石的频率相关系数

岩矿石名称	风化闪长岩	大理岩	闪长斑岩	铁帽	矿化闪长岩
c 值范围	0.44~0.72	0.35~0.69	0.29~0.41	0.14~0.48	0.20~0.22
c 的平均值	0.58	0.52	0.38	0.31	0.21

六、影响岩矿石激发极化效应的主要因素

影响岩矿石激发极化效应的主要因素有围岩电阻率、矿物成分及矿物颗粒大小、地层水的矿化度、地层水的阳离子交换率、孔隙度。

1. 围岩电阻率的影响

围岩的电阻率既影响一次激发电流场的强度又影响二次电流场的衰减时间。当标本的电阻率小于围岩电阻率的1/10时,可以得到饱和的极化效应。当围岩的电阻率小于极化矿物的电阻率时,极化效应很小。当围岩的电阻率远远地大于矿物的电阻率时(10倍以上),难以观测到矿物的激发极化效应。

2. 矿物成分及矿物颗粒大小的影响

岩石的矿物成分直接影响到岩石的激发极化效应。实验证明,能产生可观测激发极化效应的矿物均为硫化物。另外,矿物颗粒的尺度和在岩石中的分布形式也是一个非常重要的影响因素。事实上,浸染状矿物产生的激发极化效应远高于块状矿物所产生的激发极化效应。

3. 地层水的矿化度的影响

岩石的极化率与地层水的矿化度没有一一对应的关系。当地层水的矿化度(含盐量)较低时,其电阻率较高,激发极化效应随着矿化度的增加而上升。随着含盐量的升高,地层水的电阻率下降,激发极化效应减小。这是因为在矿化度高的地层水中,偶电层的厚度减小,离子的可活动性降低,致使电解质的活性减小。当矿化度高到一定程度时,偶电层破裂,激发极化效应消失(图 5-9-3)。

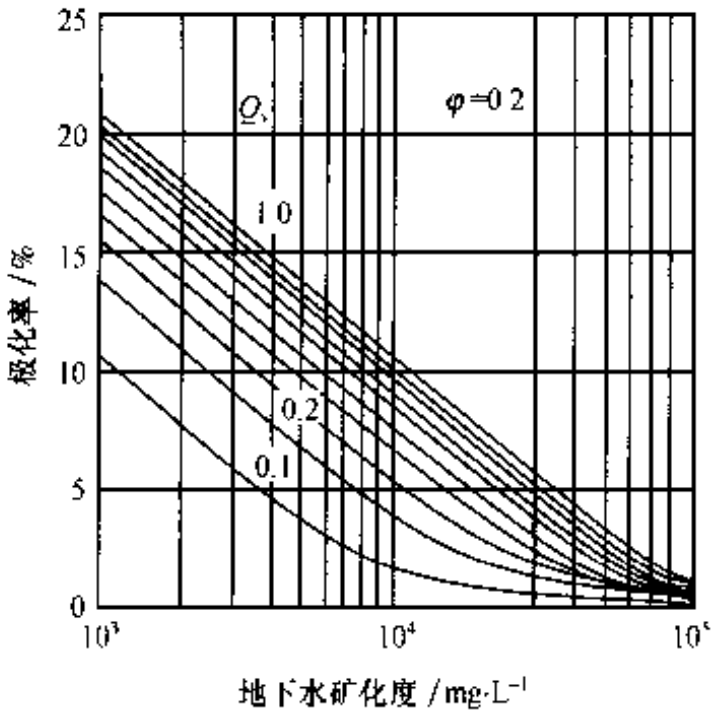


图 5-9-3 极化率和矿化度的关系

4. 地层水的阳离子交换率的影响

阳离子交换率与激发极化效应也同样没有一一对应的关系(图 5-9-4)。当阳离子交换率为零时,极化率为零。因此,在理论上纯砂岩是没有激发极化效应的。这是因为没有粘土矿物时,岩石中不会出现偶电层,所以也就不会有极化电位存在。当阳离子交换率小于 1%时。极化率与阳离子交换率成正比。当阳离子交换率高到某一个值后,激发极化效应将随着阳离子交换率的增加而下降。这是因为在粘土矿物含量很高时,岩石内的离子浓度梯度很小,接近于零。没有离子浓度梯度,离子就不会迁移,自然就不会出现激发极化效应。

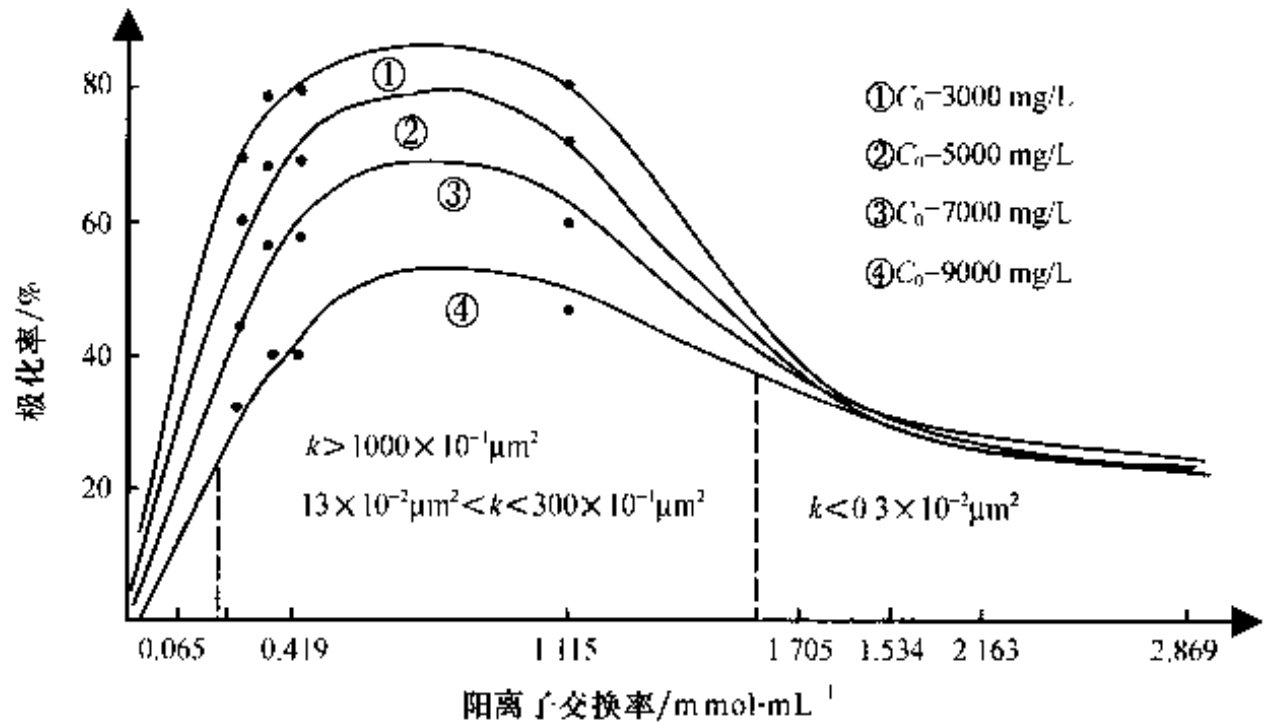


图 5-9-4 极化率与阳离子交换率

5. 孔隙度的影响

图 5-9-5 给出了激发极化效应与孔隙度的关系曲线。随着孔隙度的升高,极化率增大。当孔隙度小于 10%时,极化率的增加速度较快,但数值较低。孔隙度大于 10%时,极化率的升高曲线变缓。孔隙度每变化 1%,极化率变化约 0.1%。

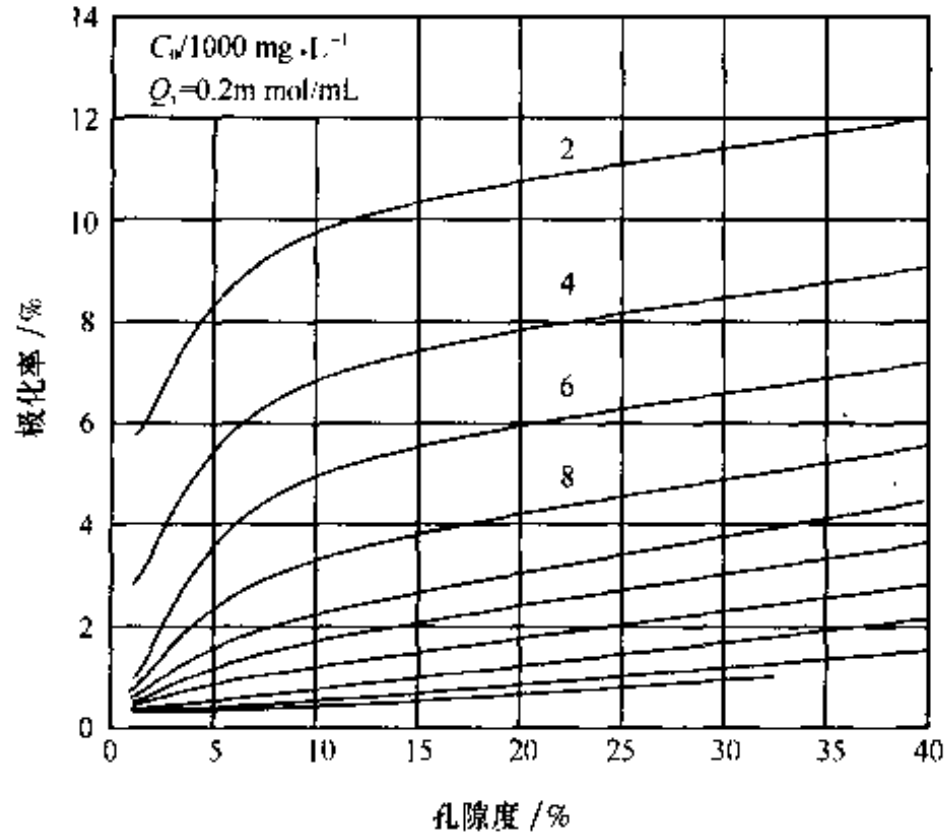


图 5－9－5　极化率与孔隙度之间的关系

图上的数字代表的是 C_0 值(单位:1000 mg/L)

第十节　岩石电磁参数的野外及实验室测量

岩石的电磁参数很多,我们这里只简单地介绍一下岩石的电阻率、极化率和介电常数的测量方法。

1. 电阻率的测量方法

(1)实验室内测量:在实验室内测定岩石电阻率的方法很多。如果测量装置为对称四极装置,则称为对称四极法。这与野外所用的测量装置完全相同。在测得电位差和电流强度后,按下列公式计算标本的电阻率:

$$\rho = \frac{\Delta U_{MN}}{I}\frac{S}{l} \qquad (5-10-1)$$

式中:S 和 l 分别为标本的横截面积和长度;ΔU_{MN} 为测量电极间的电位差;I 为供电电流强度。

上述对称四极测量法要求标本具有规则的形状。由于岩石标本在脱离母岩体及在经过人工加工后其内部含水量和矿物结构情况会发生变化,所以实验室内的观测结果并不能完全代表野外自然条件下的岩石电阻率值。

(2)野外现场测量:在野外条件下,可以在露头上利用小极距进行测量。另外,可以利用电阻率测井测量岩层的电阻率值。

2. 极化率的测量方法

极化率的测量方法一般采用对称四极装置,其过程与上述电阻率测量过程相似。在得到一次和二次电压后,利用极化率的定义公式计算标本极化率。为了补偿电极电位的影响,在测量中要利用铜质材料制作电极。

3. 介电常数的测量方法

介电常数测量所依据的原理是当标本放入测量系统时,系统的电容要发生变化。虽然

测量介电常数的方法很多,但大体上可将其分为谐振法和电桥法。在这两类方法中,都将待测标本作为测量电容器的电介质。

思考题与习题

(1)微观欧姆定律及其物理意义。
(2)物质的导电机制及电性分类。
(3)物质介电性质的产生机制与分类。
(4)介电弛豫及其基本理论。
(5)退极化场及其描述。
(6)岩矿石的电阻率及其影响因素。
(7)泥质砂岩的导电理论。
(8)阿尔奇公式的基本形式及物理意义。
(9)阿尔奇公式的主要问题。
(10)岩矿石的介电常数及其影响因素。
(11)介电常数的经验公式。
(12)混合物介电常数的立方定律。
(13)岩石的自然极化现象与机理。
(14)岩石的激发极化现象与机理。
(15)直流和交流激发极化效应的基本参数。
(16)岩石体积极化效应的等效电路模型。
(17)一块岩石标本的体积是2,孔隙部分的体积是0.5。求该岩石标本的孔隙度。
(18)一个毛细管的实际长度是20 cm,直线长度是8 cm。求该毛细管的曲折度。
(19)在一块体积为2的岩石标本中有体积为0.5的孔隙。设骨架的电阻率为10000 Ω·m,孔隙流体的电阻率是40Ω·m。假设在水平层状介质模型中沿垂直于层面的方向供电。求该岩石标本的电阻率。
(20)一块长方体形的岩石标本的长度是2,横截面积是1,其内有一充满流体且长度为3.5,体积为0.20的毛细管。毛细管的两端位于标本横截面内。设骨架的电阻率为无穷大,毛细管中流体的电阻率是30 Ω·m。求岩石的电阻率。
(21)一块毛细管的曲折度是5,直线长度是8 cm。求该毛细管的实际长度。
(22)在一块体积为2的岩石标本中有体积为0.5的孔隙。根据实际资料得到的地层因子是16。求该岩石标本的胶结指数。
(23)在一块体积为2的岩石标本中有体积为0.2的孔隙。设骨架的电阻率是8200 Ω·m,孔隙流体的电阻率是30 Ω·m。假设在水平介质模型中沿平行于层面的方向供电。求该岩石标本的电阻率。
(24)一块长方体的岩石标本的边长是2,端面面积是1,其内有一长度为3.5,体积为0.20的毛细管。毛细管的两端位于长方体的端面内。设骨架的电阻率为无穷大,毛细管中流体的电阻率是30 Ω·m。若毛细管中有20%的空间被天然气占据,求该岩石标本的电阻率(饱和度指数为2,沿长方体的长边供电)。

第六章　岩石声学

岩石声学利用连续介质力学的一般规律研究声波(地震波)在岩石中的产生、传播、接收及声波在其传播过程中与构成岩石的物质之间的相互作用。它是声学的一个分支,是固体地球物理学和勘探地球物理学的重要组成部分,是地震学和勘探地震学以及声波测井技术的物理基础和资料解释依据,在现代勘探地震学和油储地球物理中占有重要的地位。

本章介绍岩石声学的基本内容,并把重点放在对地震波速度的讨论上。这样做的原因是:①能直接从地震波传播时间中提取的物理量只有速度一个;②速度是岩性(弹性)参数的函数,因此可以利用速度资料反演地层的岩性参数。虽然在理论上岩石的弹性参数还可以利用地震波的振幅信息来提取,但由于所用知识已经超出了本教材的范围,所以在此只讨论声波振幅的衰减及其发生机制,而不讨论声波振幅和弹性参数之间的关系。

第一节　物理学基础

连续介质力学是一个完整的理论体系,用到了很多现代数学工具。在此仅介绍一些基本概念和结论,对连续介质力学感兴趣的读者可以参考有关专著和教材。

一、弹性、塑性、黏弹性

弹性是物体在外加机械力的作用下,反抗自身在形状和容积上发生变化(固体)、或者只反抗在容积上发生变化(液体和气体)的一种性质。如果在外力消失后,物体能恢复到原来的形状和容积,则称物体在外力的作用下发生了弹性形变;如果物体在外力停止作用后只能部分地恢复到原来的形状和容积,而保留一部分永久性的形变,则称物体发生了塑性形变;如果一个物体在外力的作用下其形变不是马上发生,而是随着时间逐渐地增长或消失,则称该物体是黏弹性体。黏弹性体的特点是在外力施加和卸除时,没有瞬时发生和消除的变形能量,全部变形都是逐渐发生和消除的。

大多数物体在受力时既产生弹性形变,又产生塑性形变。至于以哪种形变为主,要看组成这个物体的物质的性质、外力的大小和作用时间;同时还要看外力的特点(延续性和变化快慢等)和物体所处环境的温度和压力。当外力很小而且作用时间很短时,大部分物体都接近于弹性体。反之,如果外力很大,作用时间很长,则所有物体都将变为塑性体。如果外力作用的时间非常的长,则物体的形变将随着时间的推延而不断地增大,这种现象叫作蠕变。

二、应力

连续介质力学将力分为两类,即体力和面力。体力作用在物体的体积元上,而面力作用在物体内的一个给定面上。体力总是由外力引起的。例如,自然界中的重力和电磁力都是体力。与此相反,面力既可以由外力引起,也可以在没有外力的作用下由物体内部的相互作

用而自然产生。在连续介质力学中,由物体内部的一部分和与其相邻的另一部分之间的相互作用所引起的力称为内力。例如,在外力的作用下物体内部的分子状态要发生变化,产生一个附加力,这就是内力。由于分子力是"短程力"(在宏观尺度内作用距离很小的力称为"短程力"),所以它只作用在宏观的面上。由此可知,在实质上所有的面力都是由内力所引起的。在自然界中,流体的压力、固体之间的摩擦和压力等都是面力。

如果设 $\boldsymbol{r}$ 为一给定物体内任一点的位置矢量,$\boldsymbol{F}_{\text{out}}(\boldsymbol{r})$ 为在 $\boldsymbol{r}$ 点上给定外力的合力,而 $\boldsymbol{f}(\boldsymbol{r})$ 为单位体积上的体力,则在一个给定点 $\boldsymbol{r}_0$ 处的体力定义为

$$\boldsymbol{f}(\boldsymbol{r}_0) = \lim_{\boldsymbol{r}\to\boldsymbol{r}_0,\Delta V\to 0} \frac{\boldsymbol{F}_{\text{out}}(\boldsymbol{r})}{\Delta V}, \boldsymbol{r} \in \Delta V \tag{6-1-1}$$

设 ΔS 为一给定物体内包含 $\boldsymbol{r}_0$ 点的分割平面元,其中心点在 O,法线方向为 $\boldsymbol{q}$。那么在 $\boldsymbol{r}_0$ 上的面力定义为

$$\boldsymbol{\sigma}_{\boldsymbol{q}} = \lim_{\boldsymbol{r}\to\boldsymbol{r}_0,\Delta S\to 0} \frac{\boldsymbol{F}_{\text{in}}(\boldsymbol{r})}{\Delta S}, \boldsymbol{r} \in \Delta S \tag{6-1-2}$$

式中:$\boldsymbol{F}_{\text{in}}(\boldsymbol{r})$ 为作用在 ΔS 上的内力。由割体分离法可知,如果物体被一个小面元分为两部分,则必须在其被分割处引入互为作用力和反作用力的内力 $\boldsymbol{F}_{\text{in}}(\boldsymbol{r})$ 和 $\boldsymbol{F}'_{\text{in}}(\boldsymbol{r})$,以抵消分割带来的影响。考虑到面元的法线方向和力的方向在规定上可以人为地保持一致,所以只考虑 $\boldsymbol{F}_{\text{in}}(\boldsymbol{r})$ 就足够了。

在连续介质力学中,$\boldsymbol{\sigma}_{\boldsymbol{q}}$ 称为 $\boldsymbol{r}_0$ 点上的应力。换句话说,应力定义为单位面积上的作用力。应力的大小既和位置有关,又和面元的方向有关。对于一个给定的点来讲,可以通过它做无限多个面元,而利用每一个面元所定义的应力是互不相同的。我们把物体内通过同一点的面元上的应力情况称为应力状态。

在给定的直角坐标系下,$\boldsymbol{\sigma}_{\boldsymbol{q}}$ 可以分解为 3 个分量:

$$\boldsymbol{\sigma}_{\boldsymbol{q}} = \sigma_{qx}\boldsymbol{e}_x + \sigma_{qy}\boldsymbol{e}_y + \sigma_{qz}\boldsymbol{e}_z \tag{6-1-3}$$

如果直角坐标系的 z 方向与面元的法线矢量 $\boldsymbol{q}$ 重合,则称 σ_{qx} 和 σ_{qy} 为切应力,而称 σ_{qz} 为正应力。

物体内一点的应力状态可以由过该点相互垂直的 3 个平面上的应力来完整地描述。设这 3 个平面与以 $\boldsymbol{r}_0$ 点为原点的直角坐标系的坐标面重合,则可以将公式(6-1-3)中的下标 $\boldsymbol{q}$ 分别换成 $\boldsymbol{e}_x$、$\boldsymbol{e}_y$ 和 $\boldsymbol{e}_z$。利用矩阵乘法,可以将 $\boldsymbol{\sigma}_{\boldsymbol{e}_x}$、$\boldsymbol{\sigma}_{\boldsymbol{e}_y}$ 和 $\boldsymbol{\sigma}_{\boldsymbol{e}_z}$ 组合在一起,即

$$\begin{pmatrix} \boldsymbol{\sigma}_{\boldsymbol{e}_x} \\ \boldsymbol{\sigma}_{\boldsymbol{e}_y} \\ \boldsymbol{\sigma}_{\boldsymbol{e}_z} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \boldsymbol{\sigma}_{\boldsymbol{e}_x x} & \boldsymbol{\sigma}_{\boldsymbol{e}_x y} & \boldsymbol{\sigma}_{\boldsymbol{e}_x z} \\ \boldsymbol{\sigma}_{\boldsymbol{e}_y x} & \boldsymbol{\sigma}_{\boldsymbol{e}_y y} & \boldsymbol{\sigma}_{\boldsymbol{e}_y z} \\ \boldsymbol{\sigma}_{\boldsymbol{e}_z x} & \boldsymbol{\sigma}_{\boldsymbol{e}_z y} & \boldsymbol{\sigma}_{\boldsymbol{e}_z z} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \boldsymbol{e}_x \\ \boldsymbol{e}_y \\ \boldsymbol{e}_z \end{pmatrix} \tag{6-1-4}$$

因此,$\boldsymbol{r}_0$ 点的应力状态完全地由这个公式中的系数矩阵所决定。可以证明,这个系数矩阵是一个对称的二阶张量,所以将其称为应力张量。

为了方便起见,我们一般用 $\boldsymbol{\sigma}$ 代表应力张量,而将公式(6-1-4)中的下标 $\boldsymbol{e}_x$、$\boldsymbol{e}_y$ 和 $\boldsymbol{e}_z$ 分别换成 x、y 和 z。考虑到上文中引入的正应力和切应力的概念,可以将应力张量写成下列形式:

$$\boldsymbol{\sigma} = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} & \sigma_{xz} \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} & \sigma_{yz} \\ \sigma_{zx} & \sigma_{zy} & \sigma_{zz} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \tau_{xy} & \tau_{xz} \\ \tau_{yx} & \sigma_{yy} & \tau_{yz} \\ \tau_{zx} & \tau_{zy} & \sigma_{zz} \end{pmatrix} \tag{6-1-5}$$

其中，σ_{xx}、σ_{yy}和σ_{zz}称为应力张量的法向分量，而$\sigma_{ij}, i \neq j(i,j=x,y)$称为应力张量的切向分量。在连续介质力学(弹性理论)中，规定拉应力为正，压应力为负；而在岩石力学中规定压应力为正，拉应力为负。岩石声学采用了连续介质力学中的规定，即正应力表示拉伸，负应力表示压缩。

由于对称性，$\sigma_{ij}=\sigma_{ji}$。所以在(6-1-5)中只有6个分量是独立的。在静水压力的特殊情况下，只有$\boldsymbol{\sigma}$的法向分量不为零，且$\sigma_{xx}=\sigma_{yy}=\sigma_{zz}=-p$。这里$p$代表静水压力，负号表示力的作用是压缩。

令$\sigma_0=(\sigma_{xx}+\sigma_{yy}+\sigma_{zz})/3$，则可将$\boldsymbol{\sigma}$分解成为两部分，即

$$\boldsymbol{\sigma}=\begin{pmatrix}\sigma_0 & 0 & 0\\ 0 & \sigma_0 & 0\\ 0 & 0 & \sigma_0\end{pmatrix}+\begin{pmatrix}\sigma_{xx}-\sigma_0 & \sigma_{xy} & \sigma_{xz}\\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy}-\sigma_0 & \sigma_{yz}\\ \sigma_{zx} & \sigma_{zy} & \sigma_{zz}-\sigma_0\end{pmatrix} \tag{6-1-6}$$

其中，等号右边的第一个张量称为球张量，第二个称为偏应力张量。为了方便起见，我们将利用$\tilde{\boldsymbol{\sigma}}$表示偏应力张量。

应力的单位是Pa，它表示每平方米所承受的压力，即N/m^2。在实际应用中，Pa显得太小，所以一般用MPa或GPa：1 MPa$=10^6$Pa，1 GPa$=10^9$Pa。

三、应变

物体在外力的作用下要发生形状上的变化，称为形变。设$\boldsymbol{r}$为物体内一点的位置矢量。如果物体在受到外力的作用后使该点的位置矢量由$\boldsymbol{r}$变为$\boldsymbol{r}+\Delta\boldsymbol{r}$，则该点产生的位移是$\mathrm{d}\boldsymbol{u}=\mathrm{d}u_x\boldsymbol{i}+\mathrm{d}u_y\boldsymbol{j}+\mathrm{d}u_z\boldsymbol{k}$。单位长度的位移是

$$\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{u}}{\mathrm{d}\boldsymbol{r}}=\begin{pmatrix}\frac{\partial u_x}{\partial x} & \frac{\partial u_x}{\partial y} & \frac{\partial u_x}{\partial z}\\ \frac{\partial u_y}{\partial x} & \frac{\partial u_y}{\partial y} & \frac{\partial u_y}{\partial z}\\ \frac{\partial u_z}{\partial x} & \frac{\partial u_z}{\partial y} & \frac{\partial u_z}{\partial z}\end{pmatrix} \tag{6-1-7}$$

这个公式右端的矩阵构成一个二阶张量，称为相对位移张量。可以证明，相对位移张量可以分解为一个对称张量和一个反对称张量之和：$\mathrm{d}\boldsymbol{u}/\mathrm{d}\boldsymbol{r}=\boldsymbol{\varepsilon}+\boldsymbol{\omega}$，其中

$$\boldsymbol{\varepsilon}=\begin{pmatrix}\frac{\partial u_x}{\partial x} & \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_x}{\partial y}+\frac{\partial u_y}{\partial x}\right) & \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_x}{\partial z}+\frac{\partial u_z}{\partial x}\right)\\ \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_y}{\partial x}+\frac{\partial u_x}{\partial y}\right) & \frac{\partial u_y}{\partial y} & \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_y}{\partial z}+\frac{\partial u_z}{\partial y}\right)\\ \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_z}{\partial x}+\frac{\partial u_x}{\partial z}\right) & \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_z}{\partial y}+\frac{\partial u_y}{\partial z}\right) & \frac{\partial u_z}{\partial z}\end{pmatrix} \tag{6-1-8}$$

$$\boldsymbol{\omega}=\begin{pmatrix}0 & \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_x}{\partial y}-\frac{\partial u_y}{\partial x}\right) & \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_x}{\partial z}-\frac{\partial u_z}{\partial x}\right)\\ \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_y}{\partial x}-\frac{\partial u_x}{\partial y}\right) & 0 & \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_y}{\partial z}-\frac{\partial u_z}{\partial y}\right)\\ \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_z}{\partial x}-\frac{\partial u_x}{\partial z}\right) & \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_z}{\partial y}-\frac{\partial u_y}{\partial z}\right) & 0\end{pmatrix} \tag{6-1-9}$$

在物理上,对称张量 $\boldsymbol{\varepsilon}$ 描述物体中微元体的形变,称为应变张量;反对称张量 $\boldsymbol{\omega}$ 描述物体中微元体的刚性转动,称为转动张量。在岩石声学中,我们只讨论应变张量 $\boldsymbol{\varepsilon}$。

与应力张量类似,应变张量也可以分解为两个张量之和:一个是球应变,一个是偏应变

$$\boldsymbol{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon_0 & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_0 & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} - \varepsilon_0 & \varepsilon_{xy} & \varepsilon_{xz} \\ \varepsilon_{yx} & \varepsilon_{xx} - \varepsilon_0 & \varepsilon_{xz} \\ \varepsilon_{zx} & \varepsilon_{zy} & \varepsilon_{zz} - \varepsilon_0 \end{pmatrix} \tag{6-1-10}$$

这里,$\varepsilon_0 = (\varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy} + \varepsilon_{zz})/3 = \theta/3$。根据应变张量的定义,

$$\theta = \nabla \cdot \boldsymbol{u} \tag{6-1-11}$$

在物理上,θ 代表物体在受力后出现的相对体积变化。在下文中,我们将利用 $\tilde{\varepsilon}$ 代表偏应变张量。

物体在受力时其形变的快慢与应变张量随时间的变化快慢有关。单位时间内的应变变化称为应变率,即

$$\dot{\boldsymbol{\varepsilon}} = \frac{\mathrm{d}\boldsymbol{\varepsilon}}{\mathrm{d}t} \tag{6-1-12}$$

四、应力-应变关系

早在 17 世纪人们就通过实验发现,在变形很小的条件下应力可以表示成应变的线性组合(虎克定律)。在一般条件下,应力和应变之间的关系可以写为

$$\boldsymbol{\sigma} = f(\boldsymbol{\varepsilon}) \tag{6-1-13}$$

这是个复杂的函数关系式,与物体本身的物理性质有关,即使是对于具有最简单的物理性质的物体(均匀各向同性),一般也很难通过实验确定其具体形式。但是在小形变条件下,

$$\boldsymbol{\sigma} \approx f(\boldsymbol{\varepsilon} = \mathbf{0}) + \nabla f(\boldsymbol{\varepsilon})_{\varepsilon=0} \cdot \boldsymbol{\varepsilon} \tag{6-1-14}$$

式中 $f(\boldsymbol{\varepsilon}=\mathbf{0})$ 代表应变为零时的初始应力。在没有初始应力时,$f(\boldsymbol{\varepsilon}=\mathbf{0}) = \mathbf{0}$。这时,令 $\nabla f(\boldsymbol{\varepsilon})_{\varepsilon=0} = \boldsymbol{C}$,则有

$$\boldsymbol{\sigma} = \boldsymbol{C} \cdot \boldsymbol{\varepsilon} = \boldsymbol{C} \cdot \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} & \varepsilon_{xy} & \varepsilon_{xz} \\ \varepsilon_{yx} & \varepsilon_{yy} & \varepsilon_{yz} \\ \varepsilon_{zx} & \varepsilon_{zy} & \varepsilon_{zz} \end{pmatrix} \tag{6-1-15a}$$

或者写成指标形式:

$$\sigma_{ik} = C_{iklm}\varepsilon_{lm} \tag{6-1-15b}$$

式中 C_{iklm} 是个四阶张量,共有 81 个分量。但根据对称性,至多有 21 个相互独立的分量。对各向同性介质,C_{iklm} 只有两个分量。因此,在各向同性介质中,应力应变关系简化为常规的虎克定律:

$$\sigma_{ik} = \lambda\delta_{ikmm}\varepsilon_{mm} + 2\mu\varepsilon_{ik} \tag{6-1-16}$$

式中:λ 和 μ 为拉梅常数;δ_{ikmm} 为克郎奈克尔(Kronecher)符号。

公式(6-1-15)称为广义虎克定律。由于在岩石声学中遇到的形变总是很小的,所以我们只利用广义虎克定律就足够了。

五、弹性参数

拉梅常数 λ、μ 只对理论研究有用。在工程技术中,人们一般应用下列弹性参数:

(1) E:杨氏模量(描述柱或杆的轴向形变)

$$E = \frac{\sigma_{xx}}{\varepsilon_{xx}} \tag{6-1-17}$$

(2)ν:泊松比(横向及纵向的形变比)

$$\nu = -\frac{\varepsilon_{yy}}{\varepsilon_{xx}} \tag{6-1-18}$$

(3) K:体积模量(静水压力与体积变化之比),即

$$K = -\frac{\Delta P}{\Delta \theta} = \lambda + \frac{2}{3}\mu \tag{6-1-19}$$

(4)α:可压缩率(体积模量的倒数)

$$\alpha = \frac{1}{K} \tag{6-1-20}$$

表6-1-1 给出了几个弹性常数和拉梅常数及泊松比之间的关系。

表6-1-1 部分弹性常数之间的关系

K	E	λ	μ
$\lambda+\frac{2}{3}\mu$	$\mu\frac{3\lambda+2\mu}{\lambda+\mu}$		$\frac{\lambda}{2(\lambda+\mu)}$
	$9K\frac{K-\lambda}{3K-\lambda}$		$\frac{\lambda}{3K-\lambda}$
	$\frac{9K\mu}{3K+\mu}$	$K-\frac{2}{3}\mu$	$\frac{3K-2\mu}{2(3K+\mu)}$
$\frac{E\mu}{3(3\mu-E)}$		$\mu\frac{E-2\mu}{3\mu-E}$	$\frac{E}{2\mu}-1$

在国际单位制中,E ,λ ,μ 的单位是 Pa,其量纲是 $N/m^2 = m^{-1} \cdot kg \cdot s^{-2}$;可压缩率 α 的单位是 $Pa^{-1} = N^{-1} \cdot m^2$;泊松比 ν 无量纲。

六、弹性波的速度

根据牛顿第二定律,物体在局部应满足下列平衡方程:

$$\sigma_{ij,j} + f_j = \rho \ddot{u}_j \tag{6-1-21}$$

式中 f_j 代表体力在 j 方向上的分量。将应变与位移之间的关系代入到岩石的本构关系中,并将所得结果代入到上列方程,可以得到描述岩石中粒子位移的运动方程。在各向同性条件下,以矢量形式给出的运动方程为:

$$(\lambda + 2\mu)\nabla\nabla\cdot \boldsymbol{u} - \mu\,\nabla\times\nabla\times \boldsymbol{u} - \rho\ddot{\boldsymbol{u}} = -\boldsymbol{f} \tag{6-1-22}$$

通过引入标量位 $\Phi(\boldsymbol{u} = \nabla\Phi)$ 和矢量位 $\Psi(\boldsymbol{u} = \nabla\times\Psi)$,可以得到膨胀波(P 波、纵波)和剪切波(S 波、横波)的速度分别为

$$v_P = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}} \tag{6-1-23}$$

$$v_S = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}} \tag{6-1-24}$$

利用杨氏模量和泊松比，可将 v_P 和 v_S 改写成：

$$v_P^2 = \frac{E}{\rho}\frac{1-\nu}{(1+\nu)(1-2\nu)} = \frac{M}{\rho} \tag{6-1-25}$$

$$v_S^2 = \left[\frac{E}{\rho}\frac{1}{2(1+\nu)}\right] \tag{6-1-26}$$

弹性波速度 v_P 和 v_S 还可以用其他弹性模量给出，具体见表 6-1-2。

表 6-1-2　各向同性介质中横波和纵波速度与几个弹性参数之间的关系

ρv_P^2	$3K-2\lambda$	$K+\frac{4}{3}\mu$	$3K\frac{3K+E}{9K-E}$	$\lambda\frac{1-\nu}{\nu}$	$3K\frac{1-2\nu}{2+2\nu}$
ρv_S^2	$3(K-\lambda)/2$		$\frac{3KE}{9K-E}$	$\lambda\frac{1-2\nu}{2\nu}$	

在国际单位制中，弹性波速度的单位是 m/s。

七、相速度与群速度

由普通物理可知，简谐波的特征量是频率、振幅和相位，即

$$u(x,t) = U\exp[j(\omega t + kx)] \tag{6-1-27}$$

式中：U 为振幅；$k=\omega/v$ 为波数；kx 为相位的变化，与频率成正比。如果波数 k 与频率无关，则在传播过程中质点振动的形式和波形均不会随着传播距离的增大而发生变化。由于速度 v 描述了等相位面的传播速度，故将其称为相速度。

在一般条件下，波数 k 是频率的函数，满足频散方程（波数和频率之间的关系称为频散方程或频散关系）：$k=k(\omega)$。对于以频率 ω_0 为中心频率，频谱为 $U(\omega)$、频散关系为 $k(\omega)$ 的瞬态波 $u(x,t)$，有

$$u(x,t) = 2\mathrm{Re}\left\{\int_{\omega_0-\Delta\omega}^{\omega_0+\Delta\omega} U(\omega)\exp[j(\omega t + k(\omega)x)]\mathrm{d}\omega\right\} \tag{6-1-28}$$

在 ω_0 附近，有

$$k(\omega) = k(\omega_0) + \left.\frac{\mathrm{d}k}{\mathrm{d}\omega}\right|_{\omega=\omega_0}(\omega-\omega_0) \tag{6-1-29a}$$

$$U(\omega) = U(\omega_0) \tag{6-1-29b}$$

与 $k=\omega/v$ 对比，$\mathrm{d}k/\mathrm{d}\omega$ 相当于是速度的倒数。因此定义

$$v_G = \frac{\mathrm{d}\omega}{\mathrm{d}k} \tag{6-1-30}$$

事实上，将公式(6-1-29)代入到公式(6-1-28)中，可以证明 $u(x,t)$ 具有下列形式

$$u(x,t) = F\left(t-\frac{x}{v_G}\right)\cos[\omega_0 t - k(\omega_0)x + \varphi_0] \tag{6-1-31}$$

这意味着，v_G 代表着波包的传播速度，故称为群速度。

八、固体的力学模型

固体的力学模型给出了一种对固体进行分类的途径，其基础是固体的本构关系。对于具有不同的本构关系的介质，声波（地震波）将表现出完全不同的性质。因此，了解固体的

力学模型对于岩石声学研究来讲具有重要的意义。

1. 完全弹性体

应力和应变呈线性关系的物体是完全弹性体，也叫虎克体。用一个服从虎克定律的弹簧可以直观地表示这种物体。在三维条件下，弹性体的本构方程是(6－1－15)。

在一维条件下，设纵向力为 σ、剪切(横向)力为 τ、纵向应变为 ε、剪切(横向)应变为 γ，则 $\sigma = E\varepsilon, \tau = \mu\gamma$。

2. 黏滞体

理想的黏滞体是一种最简单的非完全弹性体，也叫牛顿体。对于这种物体，偏应力和偏应变的关系为

$$\tilde{\sigma}_{ij} = \eta \frac{\mathrm{d}\tilde{\varepsilon}_{ij}}{\mathrm{d}t} \tag{6-1-32}$$

式中，η 是剪切黏滞性系数。我们可以用阻尼器直观地表示这种物体。阻尼器可以看成是在黏滞流体中移动的活塞，服从牛顿粘滞性定律(作用力正比于速率)。

在一维条件下，剪切应力 τ 和应变 γ 之间的关系为：

$$\tau = \eta \frac{\mathrm{d}\gamma}{\mathrm{d}t} \tag{6-1-33}$$

3. 完全塑性体

完全塑性体也叫圣·维南体。如果物体在所受应力 $\tilde{\sigma}_{ij}$ 小于某定值 $\tilde{\sigma}_{ij}^{(0)}$ 时为完全弹性体，而当应力等于 $\tilde{\sigma}_{ij}^{(0)}$ 时就开始流动。换句话说，对于完全塑性体，当 $\sigma_{ij} > \sigma_{ij}^{(0)}$ 时偏应变 $\tilde{\varepsilon}_{ij}$ 可以任意大。$\tilde{\sigma}_{ij}^{(0)}$ 可以被比作摩擦力。当应力小于它时，比拟成位移的应变与应力正比；当应力等于它而克服了摩擦力时，位移可以无限制地增大。

4. 宾干姆体(D. K. Bingham)

如果物体在应力小于某定值 $\tilde{\sigma}_{ij}^{(0)}$ 时表现为完全弹性，而在应力大于该定值时为黏滞体，即

$$\tilde{\sigma}_{ij} = \mu\tilde{\varepsilon}_{ij}, \qquad (\tilde{\sigma}_{ij} < \tilde{\sigma}_{ij}^{(0)}) \tag{6-1-34}$$

$$\tilde{\sigma}_{ij} = \tilde{\sigma}_{ij}^{(0)} + \eta \frac{\mathrm{d}\tilde{\varepsilon}_{ij}}{\mathrm{d}t}, (\tilde{\sigma}_{ij} > \tilde{\sigma}_{ij}^{(0)}) \tag{6-1-35}$$

那么这种物体就叫作宾干姆体。

如果 $\tilde{\sigma}_{ij}$ 是一个大于 $\tilde{\sigma}_{ij}^{(0)}$ 的常数，则在对上述公式中的第二个求积分后得到

$$\tilde{\varepsilon}_{ij} = \frac{\tilde{\sigma}_{ij} - \tilde{\sigma}_{ij}^{(0)}}{\eta} t + \frac{\tilde{\sigma}_{ij}^{(0)}}{\eta} \tag{6-1-36}$$

这说明，在上述情况下，宾干姆体的应变随时间呈线性变化。

5. 黏弹性体

黏弹性体也叫开尔芬(Lord Kelvin)体或伏格特(Voigt)体，它的特点是其应力由两部分组成，一部分和应变成正比，另一部分和应变率成正比，即

$$\tilde{\sigma}_{ij} = \mu\tilde{\varepsilon}_{ij} + \eta \frac{\mathrm{d}\tilde{\varepsilon}_{ij}}{\mathrm{d}t} \tag{6-1-37}$$

我们可以用弹簧和阻尼器并联来表示黏弹性体，弹簧服从虎克定律，阻尼器服从牛顿黏滞性定律。

若在 $t=0$ 时，$\tilde{\varepsilon}_{ij}=0$，而 $\tilde{\sigma}_{ij}=\tilde{\sigma}_{ij}^{(0)}$ 为常数，则对上式积分后有

$$\tilde{\varepsilon}_{ij}=\frac{\tilde{\sigma}_{ij}^{(0)}}{\eta}\left[1-\exp\left(-\frac{t}{\tau'}\right)\right] \tag{6-1-38}$$

式中 $\tau=\eta/\mu$，具有时间的量纲，称为应变弛豫时间。如果在 $t=0$ 时，$\tilde{\varepsilon}_{ij}=\tilde{\varepsilon}_{ij}^{(0)}$，然后应力 $\tilde{\sigma}_{ij}$ 突然降为零，则

$$\tilde{\varepsilon}_{ij}=\tilde{\varepsilon}_{ij}^{(0)}\exp(-t/\tau') \tag{6-1-39}$$

它表明，在应力消失后，物体在恢复原状时有一个时间延迟。

如果偏应力是时间的简谐函数，即 $\tilde{\sigma}_{ij}=\tilde{\sigma}_{ij}^{(0)}e^{j\omega t}$，则可以想象偏应变也是时间的简谐函数，即 $\varepsilon_{ij}=\varepsilon_{ij}^{(0)}e^{j\omega t}$。将这两个关系式代入到应力-应变关系(6-1-37)中得到

$$\tilde{\sigma}_{ij}=\mu\tilde{\varepsilon}_{ij}+j\omega\mu\tilde{\varepsilon}_{ij}=(\mu+j\omega\eta)\tilde{\varepsilon}_{ij} \tag{6-1-40}$$

如果令 $\mu^*=\mu+j\omega\eta$，则黏弹性体相当于具有复弹性系数 μ^* 的完全弹性体。

6. 弹滞性体

弹滞性体也叫麦克斯韦(A. E. Maxwell)体，它的偏应变 $\tilde{\varepsilon}_{ij}$ 包括两部分：一部分是完全弹性应变，另一部分是黏滞性应变，且两部分应变对应的应力相等。设 $\tilde{\varepsilon}_{ij1}$ 代表弹性应变，$\tilde{\varepsilon}_{ij2}$ 代表黏滞性应变，则总应变 $\tilde{\varepsilon}_{ij}$ 为 $\tilde{\varepsilon}_{ij1}$ 与 $\tilde{\varepsilon}_{ij2}$ 之和，即 $\tilde{\varepsilon}_{ij}=\tilde{\varepsilon}_{ij1}+\tilde{\varepsilon}_{ij2}$。另外，$\tilde{\sigma}_{ij}=\mu\tilde{\varepsilon}_{ij}=\eta\mathrm{d}\tilde{\varepsilon}_{ij}/\mathrm{d}t$。由此得出：

$$\frac{\mathrm{d}\tilde{\varepsilon}_{ij}}{\mathrm{d}t}=\frac{\mathrm{d}\tilde{\varepsilon}_{ij1}}{\mathrm{d}t}+\frac{\mathrm{d}\tilde{\varepsilon}_{ij2}}{\mathrm{d}t}=\frac{1}{\mu}\frac{\mathrm{d}\tilde{\sigma}_{ij}}{\mathrm{d}t}+\frac{\tilde{\sigma}_{ij}}{\eta} \tag{6-1-41}$$

由于 $\tilde{\varepsilon}_{ij1}$ 和 $\tilde{\varepsilon}_{ij2}$ 分别对应着弹簧和阻尼器，所以弹滞性体可以用弹簧和阻尼器串联来表示。若当 $t\geqslant 0$ 时，$\tilde{\varepsilon}_{ij}=\tilde{\varepsilon}_{ij}^{(0)}=$ 常数(在 $t=0$ 时突然加上应变 $\tilde{\varepsilon}_{ij}^{(0)}$ 并使之保持不变)，则对上式积分后有

$$\tilde{\sigma}_{ij}=\mu\tilde{\varepsilon}_{ij}^{(0)}\exp\left(-\frac{t}{\tau}\right),\qquad t\geqslant 0 \tag{6-1-42}$$

式中 $\tau(=\eta/\mu)$ 称为应力弛豫时间。这个结果表明，当应变施加到麦克斯韦体上后，应力立即达到最大值(弹性应力)，然后应力按指数规律逐渐松弛(衰减)，将机械能转化为热能并最终消失。消失的快慢用应力弛豫时间 τ 来表征。

若在 $t=0$ 时在无应变的弹滞性体上作用一恒定的偏应力 $\tilde{\sigma}_{ij}^{(0)}$，则

$$\tilde{\varepsilon}_{ij}=\tilde{\varepsilon}_{ij}^{(1)}\left(1+\frac{t}{\tau}\right),\qquad t\geqslant 0 \tag{6-1-43}$$

式中 $\tilde{\varepsilon}_{ij}^{(1)}=\tilde{\sigma}_{ij}^{(0)}/\mu$。这表明，在 $t=0$ 时刻作用的偏应力 $\tilde{\sigma}_{ij}^{(0)}$ 会立刻引起一个偏应变 $\tilde{\sigma}_{ij}^{(0)}/\mu$；然后应变以恒定的速率 $\tilde{\sigma}_{ij}^{(0)}/\eta$ 增加，像黏滞流一样，它可以变到无限大。

如果 $t=t_1$ 时应力突然从 $\tilde{\sigma}_{ij}^{(0)}$ 降到零，则偏应力立刻减少 $\tilde{\sigma}_{ij}^{(0)}/\mu$，而残存一大小为 $t_1\tilde{\sigma}_{ij}^{(0)}/\eta$ 的偏应变。

如果偏应力和偏应变都是时间的简谐函数，即 $\tilde{\sigma}_{ij}=\tilde{\sigma}_{ij}^{(0)}e^{j\omega t}$，$\tilde{\varepsilon}_{ij}=\tilde{\varepsilon}_{ij}^{(0)}e^{j\omega t}$，则根据公式(6-1-37)有

$$\tilde{\sigma}_{ij}=\mu^*\tilde{\varepsilon}_{ij},\quad \mu^*=\frac{j\omega\eta}{1+j\omega\tau} \tag{6-1-44}$$

这说明，弹滞性体相当于具有复弹性系数 μ^* 的完全弹性体。

7. 一般线性体

真实的固体在施加或取消偏应力后，通常立即发生一定数量的应变，然后再发生长时间的缓慢运动（蠕动）。这种现象叫作弹性后效或弹性滞后。为了描述弹性滞后，引入由弹簧和阻尼元件的串并联组成的一般线性体：

$$\tilde{\sigma}_{ij} + \tau \frac{\mathrm{d}\tilde{\sigma}_{ij}}{\mathrm{d}t} = \mu \tilde{\varepsilon}_{ij} + \eta \frac{\mathrm{d}\tilde{\varepsilon}_{ij}}{\mathrm{d}t} \tag{6-1-45}$$

根据这个公式，对于一般线性体，如果在 $t<0$ 时不发生应变，而在 $t\geqslant 0$ 时施加一恒定的偏应力 $\tilde{\sigma}_{ij}=\tilde{\sigma}_{ij}^{(0)}$，则对上式积分：

$$\int_0^t \tilde{\sigma}_{ij}^{(0)}\,\mathrm{d}t + \tau\tilde{\sigma}_{ij} = \mu\int_0^t \tilde{\varepsilon}_{ij}^{(0)}\,\mathrm{d}t + \eta\tilde{\varepsilon}_{ij} \tag{6-1-46}$$

$$\tilde{\varepsilon}_{ij} = \frac{\tau_\sigma \tilde{\sigma}_{ij}^{(0)}}{\eta}\left[\left(1-\frac{\tau_\varepsilon}{\tau_\sigma}\right)e^{-t/\tau'} + \frac{\tau_\varepsilon}{\tau_\sigma}\right], \left(\tau = \frac{\eta}{\mu}\right) \tag{6-1-47}$$

这说明，在 $t=0$ 时刻发生了 $(\tau_\sigma/\mu)\tilde{\sigma}_{ij}^{(0)}$ 的瞬时偏应变。当 $t\to\infty$ 时，偏应变为 $\tilde{\sigma}_{ij}^{(0)}/\mu$。

第二节　孔隙流体的弹性参数

孔隙流体的弹性参数依赖于地层的温度、压力和流体的种类。由于流体对于剪切应力没有反抗作用，所以流体的弹性参数只有一个，即体积模量 K。

1. 气体（天然气）的体积模量

孔隙中的气体（天然气）主要是碳氢化合物，有轻气体和重气体之分。根据理想气体理论并考虑到孔隙气体的实际情况，可以证明，在绝热条件下的气体体积模量 K_G 具有下列形式：

$$K_G = \frac{\gamma p}{\left(1-\dfrac{p}{Z}\dfrac{\partial Z}{\partial p}\right)_T} \tag{6-2-1}$$

式中：p 为压力；γ 为比例常数；Z 为由公式（3-2-12）给出的压缩因子。

根据图 6-2-1，天然气的体积模量与温度、压力及气体构成有关。当温度上升时，孔隙气体的体积模量下降；当压力升高时，K_G 的值也随着升高；气体构成对 K_G 的影响在低温段很剧烈，而在高温段则比较平缓。

公式（6-2-1）可以近似地由下列公式代替：

$$K_G = \frac{\gamma_0 p}{\left(1-\dfrac{p_{pr}}{Z}\dfrac{\partial Z}{\partial p_{pr}}\right)_T} \tag{6-2-2}$$

其中，拟归一化压力 p_{pr} 由公式（3-2-14）

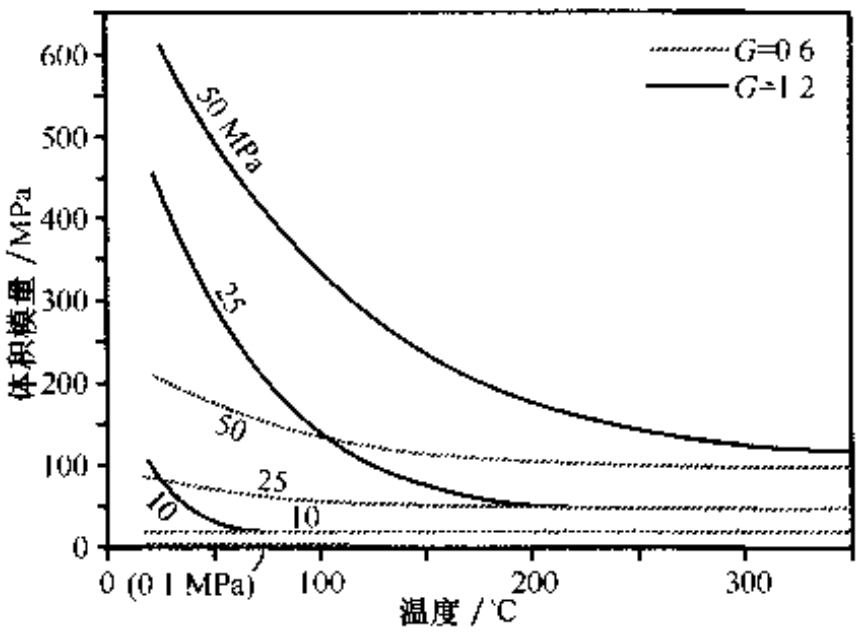


图 6-2-1　孔隙流体的体积模量与温度、压力和气体成分之间的关系

G—温度在 15.6℃ 时天然气的密度和空气密度的比值

给出，

$$\gamma_0 = 0.85 + \frac{5.6}{(p_{pr}+2)} + \frac{27.1}{(p_{pr}+3.5)^2} - 8.7\exp[-0.65(p_{pr}+1)] \quad (6-2-3)$$

因子 $\partial Z/\partial p_{pr}$ 可以根据公式(3－2－12)计算。

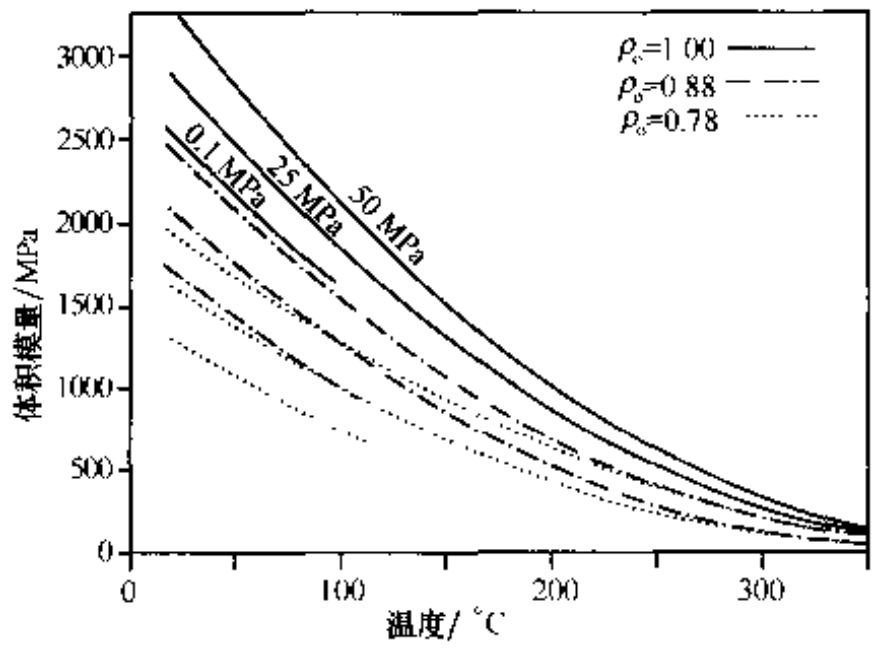


图 6－2－2　石油的体积模量与温度、压力及组成成分的关系曲线

2. 石油(原油)的体积模量

原油的体积模量可以利用其密度和纵波速度算出，即 $K_o = \rho_o v_{op}^2$。这里，ρ_o 代表原油的密度；v_{op} 代表原油的纵波速度。根据图(6－2－2)，在温度较低时，原油的密度对其体积模量的影响较大，各曲线分离程度较大。当温度很高时，各曲线随着温度的升高而互相靠拢。

3. 地层水的体积模量

地层水的体积模量与其所含有的气体有关。设 K_{WG} 是地层水在含气时的体积模量，而 K_W 是地层水在不含气时的体积模量，则

$$K_{WG} = \frac{K_W}{1 + 0.0494R_G} \quad (6-2-4)$$

式中，R_G 是在室温和室内压力下的气-水比。图 6－2－3 给出了地层水的体积模量随温度、压力及矿化度的变化。

4. 多相流体混合物的体积模量

到目前为止我们已经讨论了单相流体的弹性常数 K_o。在天然地层中，单相流体几乎是不存在的。因此有必要讨论多相流体混合物的体积模量。

设孔隙流体由 A 和 B 两种流体组成。根据 Wood 公式，有

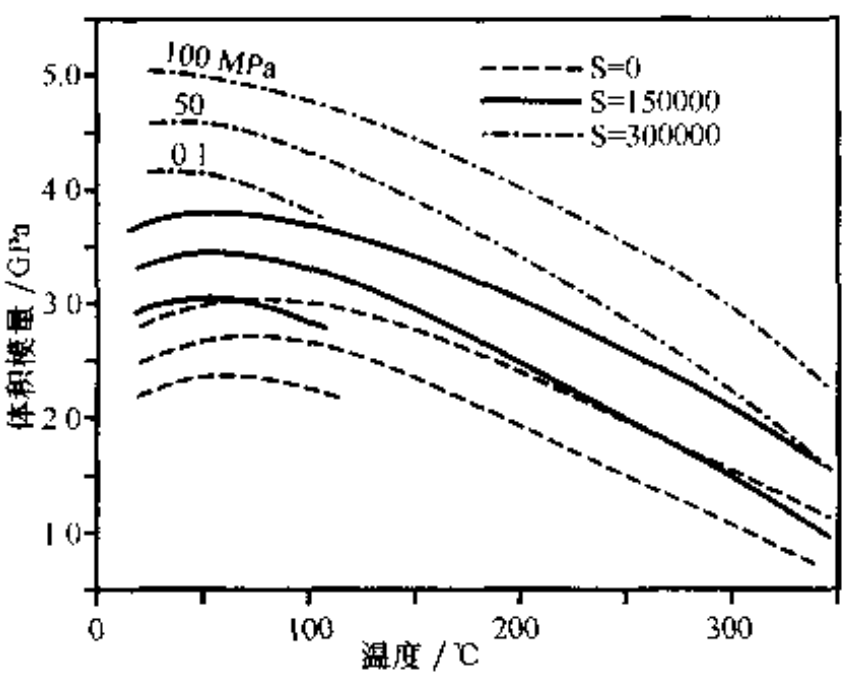


图 6－2－3　地层水的体积模量随温度、压力和矿化度的变化

S 代表以 10^{-6} 为单位的氯化钠浓度

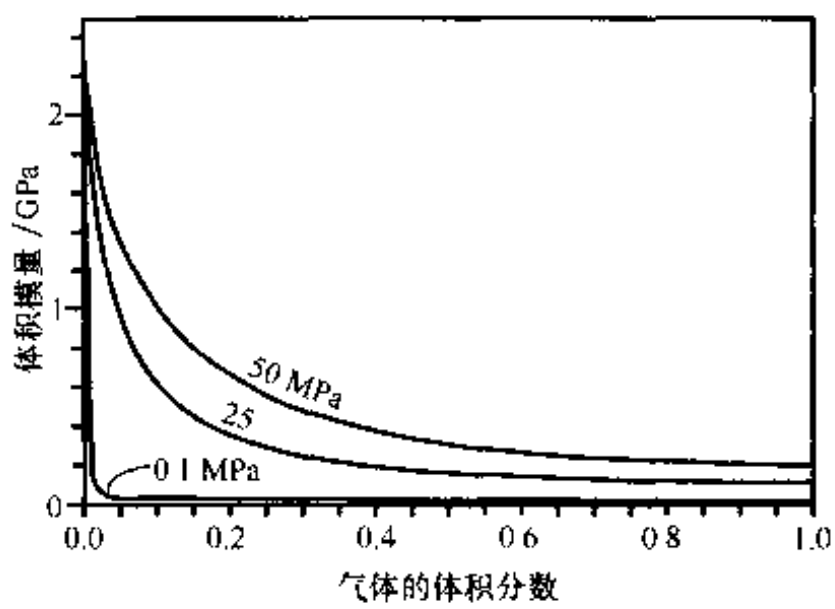


图 6－2－4　天然气(G=0.6)和地层水(50000×10^{-6}NaCl)混合物的体积模量与温度和压力的关系

对于每一个压力值，所对应的温度近似地等于地层的温度：(0.1 MPa—20℃；25 MPa—68℃；50 MPa—116℃)

$$\frac{1}{K_{WM}} = \frac{V_A}{K_A} + \frac{V_B}{K_H} \tag{6-2-5}$$

这里，V_A 和 V_B 是体积分数。图 6-2-4 是根据上式计算出的理论曲线。

第三节　矿物和岩石的弹性——实验结果

岩石是由矿物和孔隙流体组成的复杂混合物，具有双相或多相介质的特点。所以岩石的弹性参数既取决于矿物的弹性参数，又取决于孔隙流体的弹性参数；还与岩石的孔隙度有关。因此，无论是在实验室或是在野外测到的岩石弹性参数，在实质上都是一种有效参数。

1. 矿物的弹性参数

矿物的弹性主要取决于构成矿物的元素、成分、亲和方式及其原子结构。由于原子核的密度很高，所以原子核的弹性可以忽略不计。与此相反，原子的电子壳层具有一定的结构，在外力的作用下会出现反抗形变的内力。所以，矿物的弹性在微观上来源于其组成元素的电子壳层。表 6-3-1 给出了一些典型造岩矿物的弹性模量。

2. 岩石的弹性参数

岩石是矿物和孔隙充填物的堆积混合体，具有不连续性、不均匀性和各向异性。所以将岩石看成是完全弹性体是有条件的。当外力很小而且力的作用时间很短时，岩石接近于弹性体。但由于岩石中所含流体的作用，在理论上岩石永远也不会是理想的完全弹性体。不过在远离震源的观测点处，由声波（地震波）所产生的力很小，而流体的作用在频率很低时可以忽略不计。所以在进行地震波研究中利用完全弹性介质的假设具有合理性。但在声波测井中，由于所用的频率很高，由流体和固体间的相互作用所引起的现象不能忽略，所以必须对完全弹性的假设进行必要的修正。换言之，弹性理论只能在一定的范围内应用于岩石声学。

岩石的弹性与岩石的孔隙度密切相关。虽然许多结晶岩的孔隙度很小，但其对岩石弹性参数的影响却很大。例如，具有 1% 孔隙度的花岗岩在其孔隙压实前后的弹性参数可相差 5 倍之多。表 6-3-2 给出了几种常见岩石的弹性参数。

表 6-3-1　几种造岩矿物的弹性模量

矿　物	杨氏模量 E/GPa	体积模量 K/GPa	泊松比 ν
方解石	68.8	74.4	0.31
黑云母	33.8	50.5	0.27
白云母	56.8	42.9	0.25
钠长石	69.0	57.0	0.28
黄铁矿	286.8	143.9	0.16
磁铁矿	230.3	161.7	0.26

表 6-3-2　几种常见岩石弹性模量的平均值

岩　石	杨氏模量 E/GPa	体积模量 K/GPa	泊松比 ν
辉绿岩	84.42	57.85	0.26
花岗岩	62.44	45.43	0.25
砂岩	65.27	40.08	0.16
粉砂岩	61.64	48.00	0.23
灰岩	68.59	48.41	0.25
白云岩	80.64	65.57	0.27

第四节　岩石的弹性参数模型

岩石的弹性参数除了与岩性有关外，还与岩石的结构有关。虽然岩石在微观上或在局部范围内是不均匀的，但是它们对于频率足够低的声波（弹性波）的响应却可以等效为某种均匀介质的响应。因此，可以根据岩石的结构建立岩石的弹性参数模型，进而求出岩石的平均弹性参数。

1. 层状介质的平均弹性参数

层状固体介质的弹性参数计算理论由 Bruggeman 在 1935 年提出。如果岩石的分层特性比较明显（例如沉积岩），则可以利用层状介质模型计算岩石的平均弹性参数。

与岩石电学中的情况类似，层状固体的平均弹性参数与外力的方向有关，而计算平均弹性参数的思路是先求出平均应变，然后再根据应力和应变的关系得到平均弹性参数的具体表达式。

假设岩石由 n 个平行层组成。如果应力沿着层面作用面应变保持为常数，则根据应力-应变关系证明：

$$K = \sum_{i=1}^{n} V_i K_i, \quad \mu = \sum_{i=1}^{n} V_i \mu_i \tag{6-4-1}$$

这是一个 K 和 μ 按体积分数的加权平均公式，由 Voigt 在 1910 年给出。1929 年，Reuss 在应力方向垂直于层面且保持不变的假设下证明：

$$\frac{1}{K} = \sum_{i=1}^{n} \frac{V_i}{K_i}, \frac{1}{\mu} = \sum_{i=1}^{n} \frac{V_i}{\mu_i} \tag{6-4-2}$$

这是一个按着体积分数对 $1/K$ 和 $1/\mu$ 所做的加权平均。

实验证明，Voigt 平均对应于岩石弹性模量的上限，而 Reuss 平均对应于岩石弹性模量的下限。换句话说，实验室观测数据一般位于 Voigt 平均和 Reuss 平均之间。

为了更好地逼近实验数据，人们提出了两种方案：

（1）对根据（6－4－1）和（6－4－2）计算出的弹性参数取平均，即

$$K = \frac{K_V + K_R}{2} \quad \text{（算术平均，Hill，1952）} \tag{6-4-3}$$

或

$$K = \sqrt{K_V K_R} \quad \text{（几何平均，Kumazawa，1969）} \tag{6-4-4}$$

（2）根据变分原理改善方程（6－4－1）和（6－4－2）的逼近精度（假设岩石由两种物质组成，相应的弹性参数是 K_i 和 μ_i，$i=1,2$），具体的计算公式为：

$$K_S = K_2\left[1 - V_1(1-a) - \frac{V_1 V_2 (1-a)^2}{\alpha_1 + V_1(1-a)}\right] \tag{6-4-5a}$$

$$\mu_S = \mu_2\left[1 - V_1(1-b) - \frac{V_1 V_2 (1-b)^2}{\beta_1 + V_1(1-b)}\right] \tag{6-4-5b}$$

$$K_x = K_2\left[1 - V_1(1-a) - \frac{V_1 V_2 (1-a)^2}{\alpha_2 + V_2(1-a)}\right] \tag{6-4-6a}$$

$$\mu_x = \mu_2\left[1 - V_1(1-b) - \frac{V_1 V_2 (1-b)^2}{\beta_2 + V_2(1-b)}\right] \tag{6-4-6b}$$

在上述公式中，下标 V 和下标 R 分别代表 Voigt 和 Reuss 平均值，而下标 S 和下标 x 分别代表相应弹性模量的上界和下界。另外，下标 1 和下标 2 分别标识组成岩石的第一种和第二种矿物成分，$a = K_1/K_2$，$b = \mu_1/\mu_2$，$\alpha_i = (3K_i + 4\mu_i)/3K_2$，$\beta_i = 5(3K_i + 4\mu_i)\mu_1/6(K_i + 2\mu_i)\mu_2$。

除了 Voigt 和 Reuss 公式之外，还有 Alexanderov 和 Eisenberg 在 1966 年提出的对数平均公式：

$$\ln K = \sum_{i=1}^{n} V_i \ln K_i, \ln\mu = \sum_{i=1}^{n} V_i \ln\mu_i \tag{6-4-7}$$

表 6-4-1 给出了由实验得到的体积模量和利用理论公式计算出的体积模量之间的对比。

表 6-4-1　实测与计算的弹性参数对比

岩　石	$K/10^{10}$Pa（实验数据）	$K/10^{10}$Pa（Hill 平均）	$K/10^{10}$Pa（对数平均）	孔隙度/%
花岗岩	4.91	4.90	4.91	0.5
花岗岩	5.46	5.23	5.10	0.46
花岗闪长岩	6.04	5.73	6.08	1.0
辉长-闪长岩	7.53	8.69	8.65	0.91
辉长-闪长岩	8.15	8.48	8.46	0.46

2. 离散颗粒堆积介质的平均弹性参数

与层状介质模型相反，离散颗粒堆积模型假设岩石是由矿物颗粒堆积而成的。根据 Herz(1881) 和 Mindlin(1949) 所建立的球体接触模型，岩石的等效体积模量为：

$$K_{eff} = \left[\frac{C^2(1-\varphi)^2\mu^2}{18\pi^2(1-\nu^2)}p\right]^{1/3} \tag{6-4-8}$$

而等效剪切模量为：

$$\mu_{eff} = \frac{5-4\nu}{5(2-\nu)}\left[\frac{3C^2(1-\varphi)^2\mu^2}{2\pi^2(1-\nu)^2}p\right]^{1/3} \tag{6-4-9}$$

在这两个公式中：C 为每个球的平均接触点数；p 为静水压力。

3. Gassmann 方程

Gassmann 方程描述岩石在流体饱和（孔隙中百分之百含流体）情况下的弹性参数，其基本假设是：①岩石中的流体和固体骨架一起运动，而岩石的密度是孔隙流体和固体骨架的加权平均，即 $\rho = \varphi\rho_f + (1-\varphi)\rho_s$；②在骨架的切变模量改变时，流体与固体之间没有耦合，相互不发生影响，即岩石的平均切变模量为骨架的切变模量，即 $\mu = \mu_s$；③岩石是个封闭系统，其总体积变化是流体的体积变化和固体的体积变化之和，即 $\Delta V = \Delta V_f + \Delta V_s$；④总压力是骨架压力和流体压力之和，即 $\Delta p = \Delta p_f + \Delta p_s$。

根据定义，$K = -\Delta p/(\Delta V/V)$。对于流体，$\Delta V_f/V_f = -\Delta p_f/K_f$，$V_f = \varphi V$。所以，$\Delta V_f = -\varphi V\Delta p_f/K_f$。同理，由流体压力引起的固体压缩为 $\Delta V_{s1} = -(1-\varphi)V\Delta p_f/K_s$。另外，骨架所承受的压力也要引起固体体积的变化，即 $\Delta V_{s2} = -V\Delta p_s/K_s$。综合这些关系式得到

$$\frac{\Delta V}{V} = -\left(\frac{\varphi}{K_f} + \frac{1-\varphi}{K_s}\right)\Delta p_f - \frac{1}{K_s}\Delta p_s \tag{6-4-10}$$

当一个呈立方体的岩石标本受压时，其体积变化由两部分组成：①当岩石中不含流体时骨架压力变化引起的体积变化；②由于流体压力增大所导致的骨架体积变化（骨架收缩）。因此有

$$\frac{\Delta V}{V} = -\frac{1}{K_s}\Delta p_f - \frac{1}{K_0}\Delta p_s \tag{6-4-11}$$

式中：K_0 为岩石不含流体时的弹性模量。

将(6-4-11)代入到(6-4-10)，有：

$$\Delta p_s = \varphi\left[\frac{1}{K_s} - \frac{1}{K_f}\right]\Delta p_f \Big/ \left[\frac{1}{K_s} - \frac{1}{K_0}\right] \tag{6-4-12}$$

将这个结果代入到(6-4-11)，有

$$\frac{\Delta V}{V} = -\left[\frac{1}{K_s} + \frac{\varphi}{K_0}\frac{\frac{1}{K_s} - \frac{1}{K_f}}{\frac{1}{K_s} - \frac{1}{K_0}}\right]\Delta p_f \tag{6-4-13}$$

利用这个公式并结合公式(6-4-12)及关系式 $\Delta p = \Delta p_f + \Delta p_s$ 得到

$$K = -\frac{\Delta p}{\Delta V/V} = \frac{\varphi\left[\frac{1}{K_s} - \frac{1}{K_f}\right] + \frac{1}{K_s} - \frac{1}{K_0}}{\frac{\varphi}{K_0}\left[\frac{1}{K_s} - \frac{1}{K_f}\right] + \frac{1}{K_s}\left[\frac{1}{K_n} - \frac{1}{K_0}\right]} \tag{6-4-14}$$

这个公式就是著名的 Gassmann 方程。

第五节　孔隙流体的速度

孔隙流体的速度对孔隙性岩石的速度有重要的影响。

1. 石油的速度

石油的纵波速度与温度和压力有关：

$$\begin{aligned} v_o = {} & 2096\left(\frac{\rho_0}{2.6 - \rho_0}\right)^{1/2} - 3.7T + 4.64p \\ & + 0.0115\{4.12(1.08\rho_0^{-1} - 1)^{1/2} - 1\}Tp \end{aligned} \tag{6-5-1}$$

式中：速度的单位是 m/s；ρ_0 为参考密度（注：正常大气压力下或“常压下”，温度为 15.6℃）。图 6-5-1 给出了根据上式计算出的理论速度曲线与经验公式的对比。

2. 地层水的速度

地层水的声波速度 v_b 可以利用下列公式计算：

$$\begin{aligned} v_b = {} & v_w + S(1170 - 9.6T + 0.055T^2 - 8.8 \times 10^{-5}T^3 \\ & + 2.6p - 0.0029Tp - 0.0476p^2) + S^{1.5}(780 - 10p \\ & + 0.16p^2) - 1820S^2 \end{aligned} \tag{6-5-2}$$

式中：p 为压力，MPa；T 为温度，℃；S 是以 10^{-6} 为单位的矿化度；v_w 为纯水的速度：

$$v_w = \sum_{i=0}^{4}\sum_{j=0}^{3} w_{ij}T^i p^j \tag{6-5-3}$$

式中：权系数 w_{ij} 列在了表 6-5-1 中。图 6-5-2 给出了纯水速度的理论曲线。

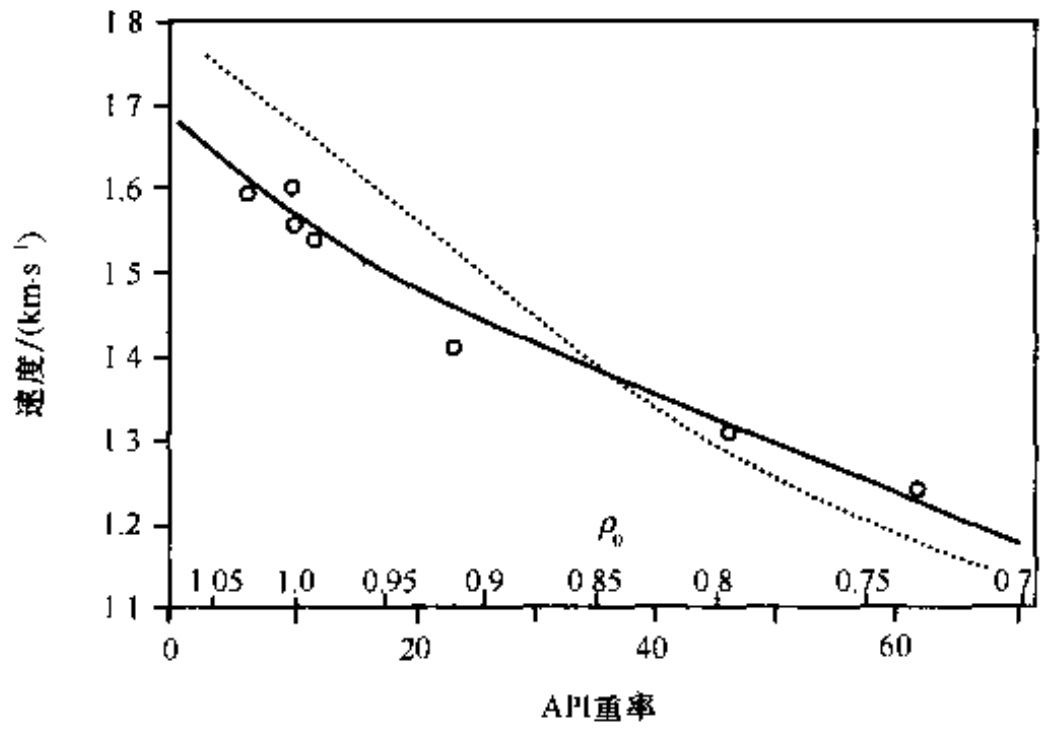


图 6－5－1　原油的纵波速度与参考密度 ρ_0

(或 API 重率,1API 重率 = 141.5/ρ_0 － 131.5)之间的关系

实线:根据公式(6－5－1)计算的理论速度值;虚线:根据经验公式计算出的速度值;图中的小圆圈代表在室内的温度和压力条件下的观测值

表 6－5－1　计算 v_w 用到的权系数

$w_{00} = 1402.85$	$w_{01} = 1.524$	$w_{02} = 3.437 \times 10^{-3}$	$w_{03} = -1.197 \times 10^{-5}$
$w_{10} = 4.871$	$w_{11} = -0.0111$	$w_{12} = 1.739 \times 10^{-4}$	$w_{13} = -1.628 \times 10^{-6}$
$w_{20} = -0.04783$	$w_{21} = 2.747 \times 10^{-4}$	$w_{22} = -2.315 \times 10^{-6}$	$w_{23} = 1.237 \times 10^{-8}$
$w_{30} = 1.487 \times 10^{-4}$	$w_{31} = -6.503 \times 10^{-7}$	$w_{32} = -1.455 \times 10^{-8}$	$w_{33} = 1.327 \times 10^{-10}$
$w_{40} = -2.197 \times 10^{-7}$	$w_{41} = 7.987 \times 10^{-10}$	$w_{42} = 5.230 \times 10^{-11}$	$w_{43} = -4.614 \times 10^{-13}$

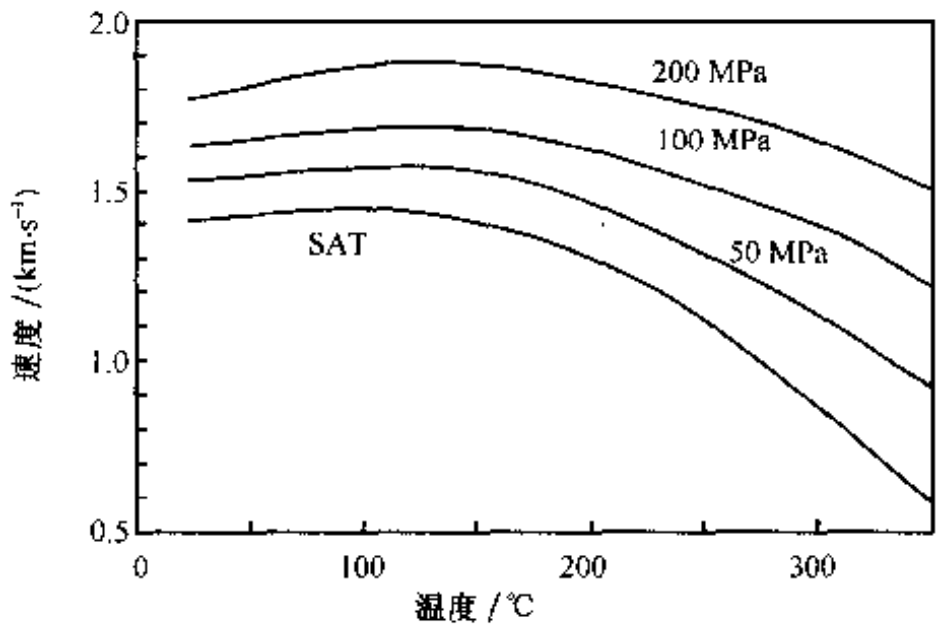


图 6－5－2　纯水的纵波速度

SAT 表示流体和蒸汽处于平衡状态时的压力

第六节　矿物和岩石的速度——实验结果

声波(弹性波)在岩石中的传播速度是岩石声学的主要研究内容。早在 20 世纪 30 年

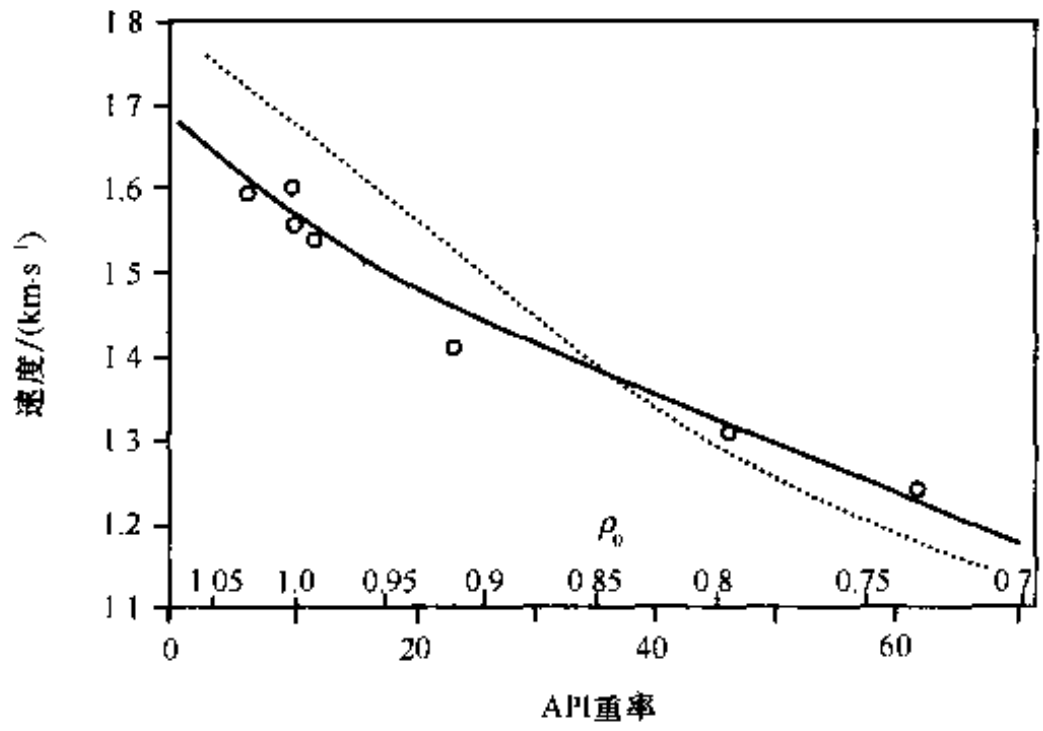


图 6－5－1　原油的纵波速度与参考密度 ρ_0

(或 API 重率,1API 重率 = 141.5/ρ_0 － 131.5)之间的关系

实线:根据公式(6－5－1)计算的理论速度值;虚线:根据经验公式计算出的速度值;图中的小圆圈代表在室内的温度和压力条件下的观测值

表 6－5－1　计算 v_w 用到的权系数

$w_{00} = 1402.85$	$w_{01} = 1.524$	$w_{02} = 3.437 \times 10^{-3}$	$w_{03} = -1.197 \times 10^{-5}$
$w_{10} = 4.871$	$w_{11} = -0.0111$	$w_{12} = 1.739 \times 10^{-4}$	$w_{13} = -1.628 \times 10^{-6}$
$w_{20} = -0.04783$	$w_{21} = 2.747 \times 10^{-4}$	$w_{22} = -2.315 \times 10^{-6}$	$w_{23} = 1.237 \times 10^{-8}$
$w_{30} = 1.487 \times 10^{-4}$	$w_{31} = -6.503 \times 10^{-7}$	$w_{32} = -1.455 \times 10^{-8}$	$w_{33} = 1.327 \times 10^{-10}$
$w_{40} = -2.197 \times 10^{-7}$	$w_{41} = 7.987 \times 10^{-10}$	$w_{42} = 5.230 \times 10^{-11}$	$w_{43} = -4.614 \times 10^{-13}$

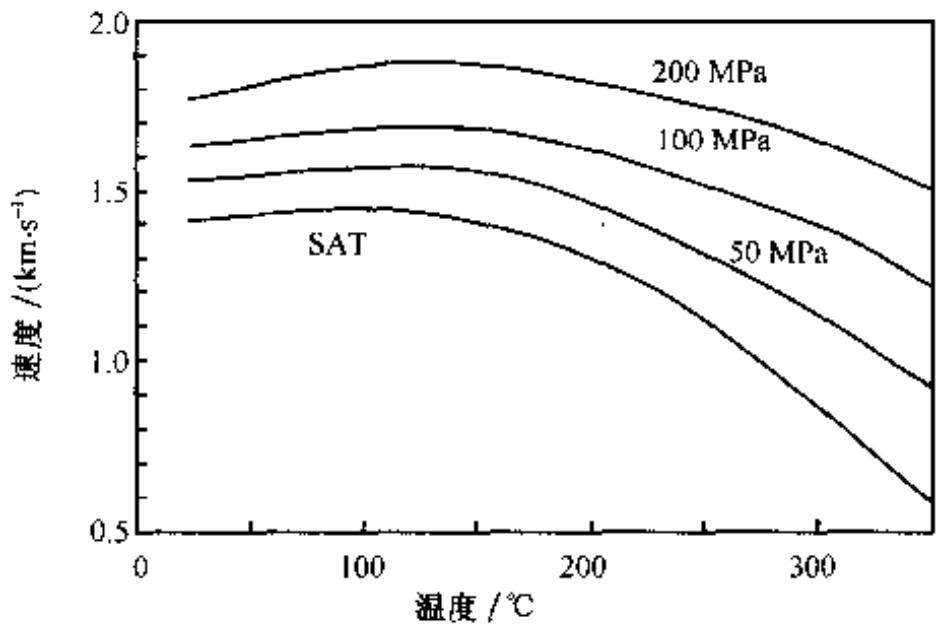


图 6－5－2　纯水的纵波速度

SAT 表示流体和蒸汽处于平衡状态时的压力

第六节　矿物和岩石的速度——实验结果

声波(弹性波)在岩石中的传播速度是岩石声学的主要研究内容。早在 20 世纪 30 年

表 6-6-3　常见变质岩的声波(地震波)速度

岩石	v_p / m·s^{-1}	v_s / m·s^{-1}	岩石	v_p / m·s^{-1}	v_s / m·s^{-1}
板岩	5770	3370	大理岩	5870	3210
片岩	4030	2880	矽卡岩	5490	2960
片麻岩	4760	2880	混合岩	4970	3040
变粒岩	6010	3380	角闪岩	6800	2850
角闪岩	5920	3480	花岗片麻岩	5650	2800
榴辉岩	5460	3540	角闪石片麻岩	5900	2850
石英岩	5400	3260	斜长麻粒岩	5750	2750
磁铁石英岩	5470	3330	角岩	6220	3490
石英脉	6050	3760	闪长片麻岩	6200	2950

表 6-6-4　常见沉积岩的声波(地震波)速度

岩石	v_p / m·s^{-1}	v_s / m·s^{-1}	岩石	v_p / m·s^{-1}	v_s / m·s^{-1}
砾岩	5070	3000	硬石膏	6000	3000
砂岩	5290	3200	角砾岩	5600	2800
粉砂岩	5440	3030	粘土	3000	1800
凝灰岩	5700	3170	细粒岩	5400	3240
灰岩	5520	3110	石膏	4600	2380
白云岩	6240	3400	泥灰岩	4500	2250

第七节　地震波(声波)速度公式

在层状介质的假设下,Wylli 等人于 1956 年提出了目前在地球物理测井解释中广泛应用的时间平均方程:

$$t = t_1 + t_2 = \frac{l}{v} = \frac{l\varphi}{v_p} + \frac{(1-\varphi)l}{v_m} \tag{6-7-1}$$

或

$$\frac{1}{v} = \frac{\varphi}{v_p} + \frac{(1-\varphi)}{v_m} \tag{6-7-2}$$

式中:v 为纵波速度;v_p 为孔隙充填物的速度;v_m 为骨架的速度。

Korvin 等人认为时间平均方程有些和 Fermat 原理不符,因此对该方程进行了仔细的修改:

$$\frac{1}{v} = \left[\frac{0.22\varphi}{v_f} + \frac{1-\varphi}{v_m} + \frac{bv_f/v_m}{v_f}\right]\left[1 - 0.78\varphi + b\frac{v_f}{v_m}\right]^{-1} \tag{6-7-3}$$

式中:v_f 为孔隙流体的速度。

1960 年,Millican 假设岩石由沙粒层和泥质层组成,得到适合于泥质砂岩的时间平均方程:

$$\frac{1}{v} = \frac{1-\varphi-T_n}{v_s} + \frac{T_n}{v_n} + \frac{\varphi}{v_p} \tag{6-7-4}$$

式中:T_n 为泥质的体积分数;v_n 为泥质的速度。

时间平均方程没有考虑岩石的弹性骨架和孔隙流体之间的耦合,因此只能粗略地估算孔隙介质中的声波速度。1956 年,Biot 利用 Gassmann 提出的弹性模量公式研究了多孔介质内的弹性(声)波传播问题。在这个理论中,Biot 分别对骨架和孔隙充填部分应用不同的应力-应变公式,而骨架和流体在运动上的耦合通过流体力学参量实现。由于考虑了孔隙流体和固体骨架之间的相对运动,Biot-Gassmann 理论在一定程度上描述了孔隙性岩石对声波能量的吸收和衰减。

Biot-Gassmann 理论的主要结论是：含饱和流体的多孔介质中存在着 3 种体波，其中的两种为纵波，另一种为横波；第一类纵波称为快纵波，其性质与常规 P 波类似；第二类纵波称为慢纵波，以低于横波的速度传播，并且有很强的衰减性质；横波与常规的 S 波类似。

根据 Biot 理论，White 于 1965 年提出适用于纵波的 White-Gassmann 速度公式：

$$v^2 = \frac{1}{\rho}\left[K_d + \frac{4}{3}\mu_d + \frac{\left(1 - \frac{K_d}{K_m}\right)^2}{\frac{1 - \varphi - K_d/K_m}{K_m} + \frac{\varphi}{K_f}}\right] \tag{6-7-5}$$

式中：K_d 和 μ_d 分别代表干燥岩石的体积模量和剪切模量；K_m 为骨架的体积模量；K_f 为孔隙流体的体积模量，而密度的计算公式为：

$$\rho = \varphi\rho_f + (1 - \varphi)\rho_m, \qquad \rho_f = S_w\rho_{fw} + (1 - S_w)\rho_{fo} \tag{6-7-6}$$

式中：ρ_f 为油水混合物形成的孔隙流体的密度；ρ_m 为骨架的密度；ρ_{fo} 为油的密度；ρ_{fw} 为水的密度；S_w 为含水饱和度。

White 公式考虑了气体和液体混合对纵波速度的影响。在物理上，因子

$$K_d + \frac{4}{3}\mu_d \tag{6-7-7}$$

代表干岩石的速度，而因子

$$\frac{\left(1 - \frac{K_d}{K_m}\right)^2}{\frac{1 - \varphi - K_d/K_m}{K_m} + \frac{\varphi}{K_f}} \tag{6-7-8}$$

代表流体影响。如果用泊松比 ν_d 代替 μ_d 有：

$$\mu_d = \frac{3K_d(1 - 2\nu_d)}{2(1 + \nu_d)} \tag{6-7-9}$$

$$v^2 = \frac{1}{\rho}\left[\frac{3(1 - \nu_d)}{(1 + \nu_d)}K_d + \frac{\left(1 - \frac{K_d}{K_m}\right)^2}{\frac{1 - \varphi - K_d/K_m}{K_m} + \frac{\varphi}{K_f}}\right] \tag{6-7-10}$$

一般来讲，干岩石的泊松比为 0.1 ~ 0.5，砂岩的泊松比为 0.1 ~ 0.15。值得注意的是：公式(6-7-10)只能计算纵波速度，而且要求孔隙内充满流体或纯气体。

White 公式相当于是对 Biot 理论在频率为零时的近似。当频率提高时，纵波速度有相应的提高。为了考虑频率的影响，Geestma 在 Biot 理论的基础之上对上述公式进行了改进，完善了气液混合项的影响，同时对 White-Gassmann 方程中部分参数的物理意义进行了解释。

设 c_m 为流体与干岩石(岩石骨架)的耦合系数($c_m \to \infty$ 时，孔隙流体与岩石颗粒为完全的紧密耦合)，则 Geestma 的改进公式为

$$v^2 = \frac{1}{\rho\left(1 - \frac{\rho_f}{\rho}\frac{\varphi}{c_m}\right)}\left[K_d + \frac{4}{3}\mu_d + \frac{\frac{\rho_f}{\rho}\frac{\varphi}{c_m} + \left(1 - \frac{K_d}{K_m}\right)\left(1 - \frac{K_d}{K_m} - \frac{2\varphi}{c_m}\right)}{\frac{1 - \varphi - K_d/K_m}{K_m} + \frac{\varphi}{K_f}}\right] \tag{6-7-11}$$

其中的密度由下列公式计算：

$$\rho = \varphi S_w \rho_{fw} + \varphi(1 - S_w)\rho_{fg} + (1 - \varphi)\rho_m \qquad (6-7-12)$$

式中,ρ_{fg}为气体的密度。如果孔隙流体是气水混合物,则

$$\rho_f = S_w \rho_{fw} + (1 - S_w)\rho_{fg} \qquad (6-7-13)$$

孔隙流体的体积模量:

$$\frac{1}{K_f} = \frac{S_w}{K_{fw}} + \frac{1 - S_w}{K_{fg}} \qquad (6-7-14)$$

注意,耦合系数 c 是频率的函数。

1977 年,Dominico 发表了下列公式:

$$v^2 = \left(K_m - \frac{4}{3}\mu_m\right) + \left[\frac{\frac{\varphi\rho}{c\rho_p} + (1-\beta)\left(1 - \beta - \frac{2\varphi}{c}\right)}{(1 - \varphi - \beta)/K_F + \varphi/K_p}\right] \frac{1}{\rho - \rho_p \frac{\varphi}{c}} \qquad (6-7-15)$$

式中:K_p 为孔隙充填物的体积模量;K_m 为骨架的体积模量;K_F 为矿物颗粒的体积模量;$\beta = K_f/K_m$;c 为耦合系数,密度 ρ 由公式 $\rho = \varphi\rho_f + (1-\varphi)\rho_m$ 确定。

除了上述公式外,对于大孔隙度海洋沉积物经常利用 Wood 于 1930 年提出的速度公式:

$$v^2 = \left[\frac{1}{(1-\varphi)/K_s + \varphi/K_p} \frac{1}{(1-\varphi)\rho_s + \varphi\rho_p}\right] \qquad (6-7-16)$$

第八节　影响岩石速度的主要因素

实验证明,岩石的地震(声)波速度主要与下列因素有关:①岩性;②密度;③孔隙度;④压力和埋深;⑤含水饱和度;⑥孔隙流体的黏度;⑦地质年代;⑧温度;⑨频率。

1. 岩性的影响

岩性是影响岩石声速的一个重要因素。对于不同的岩性,其速度值可能相同(图 6-8-1)。因此,利用地震波的速度值不能区分岩性。尽管如此,地震波的速度与岩性还是有一定相关关系的。例如,对于沉积岩,速度高可能意味着目的层是碳酸盐岩,而速度低一般代表砂岩或泥岩、对于位于中间的速度值,可能同时对应着碳酸盐岩和砂泥岩。另外,对于泥岩,其速度值在很大的范围内变化。这是由于位于不同地点的泥岩在颗粒大小和胶结程度上具有很大的不同。

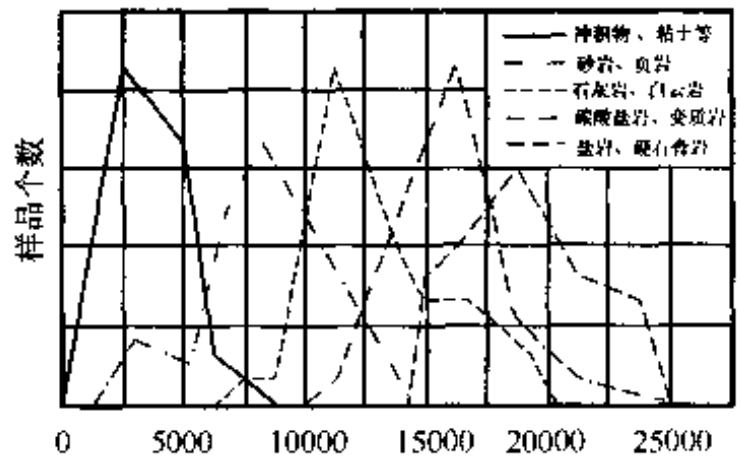


图 6-8-1　速度随岩性的变化

2. 密度的影响

密度对速度的影响直接反映在速度的定义公式(6-1-24)和(6-1-25)中。由于密度直接由元素的平均相对分子质量所决定,所以矿物和岩石的密度对地震波速度的影响可以由平均相对分子质量与地震波速度的关系导出。根据 Brich 在 1961 年发表的结果,地震波的速度与矿物的平均相对分子质量大致成比例。1974 年,Gardner 等人研究了速度和密度之间的关系(图 6-8-2),发现了著名的 Gardner 公式:

$$\rho = 0.31 v_p^{1/4}$$

式中:速度的单位是 m/s;密度的单位是 g/cm^3。

3. 孔隙度的影响

孔隙度是影响孔隙性岩石地震波速度的重要因素之一。根据第七节中给出的理论公式,孔隙度对速度的影响规律比较复杂。在最简单的条件下,孔隙度对速度的影响由时间平均方程(6-7-1)和(6-7-2)给出。图 6-8-3 给出了由 Wyllie、Gregory 和 Gardner 于 1958 年发表的速度-孔隙度关系图。

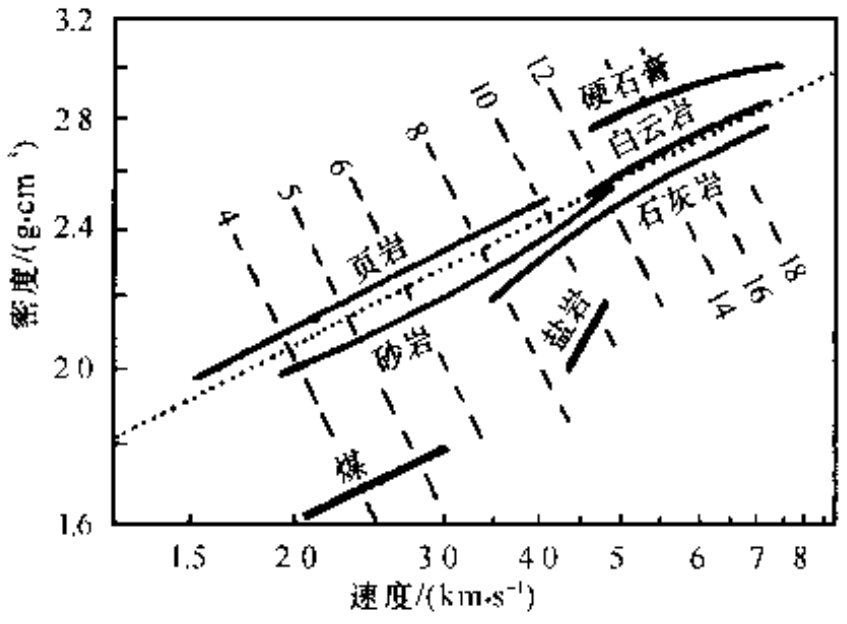


图 6-8-2 速度随岩石密度的变化(双对数坐标)

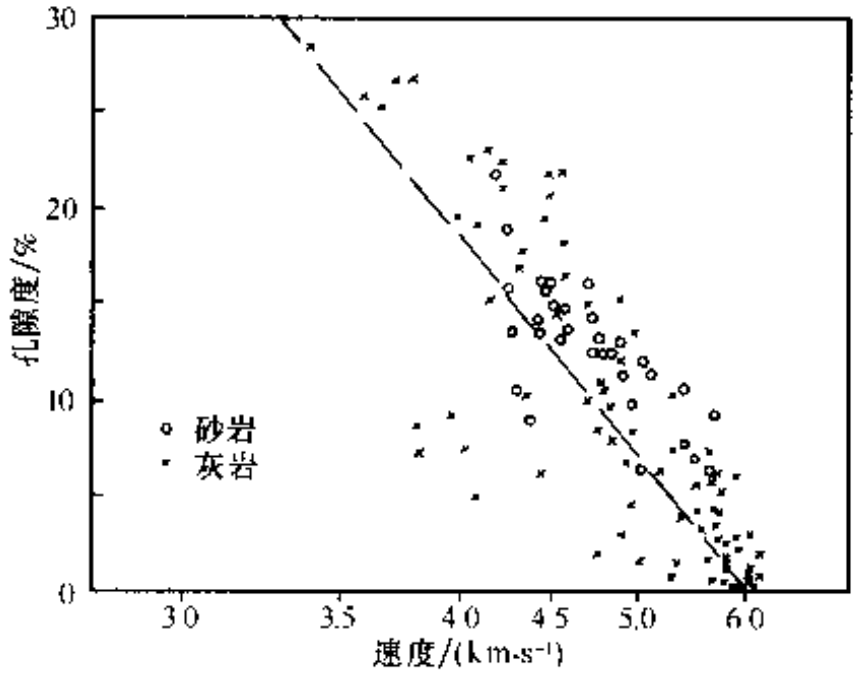


图 6-8-3 孔隙度对速度的影响

4. 压力和埋深的影响

当压力增加时,岩石中的孔隙和裂隙被压实,因而速度增加。如果岩石的孔隙度和裂隙度均接近于零,则速度基本上与压力无关。

在地球内部,压力是随着埋藏深度的变化而增加的。因而,埋藏深度的增大一般会导致速度的增加。图 6-8-4 给出了墨西哥湾某地区砂岩和泥岩的速度随深度的变化关系曲线。

5. 含水饱和度的影响

速度与岩石的含水饱和度之间有一定的关系(图 6-8-5)。当含水饱和度为零(干燥岩石)和 1(百分之百含水)时,速度值明显增大。如果岩石的含水饱和度位于 10% 和 90% 之间,则速度和含水饱和度之间的关系比较弱。

6. 孔隙流体黏度的影响

孔隙流体的黏度对速度有很大的影响。一般来讲,速度随着黏度的增大而增大。

7. 地质年代的影响

岩石的地质年代对其声波速度有一定的影响,但到底有多大的影响还是一个有待于进一步研究的问题(图 6-8-6)。一般的规律是:年代越老的岩石其速度值越高。这是因为年代老的岩石受构造应力和胶结作用的时间长,因此具有很小的孔隙度。

8. 温度

温度对速度的影响很小(图6-8-7)。温度每增加100℃,速度会减小5%~6%。但

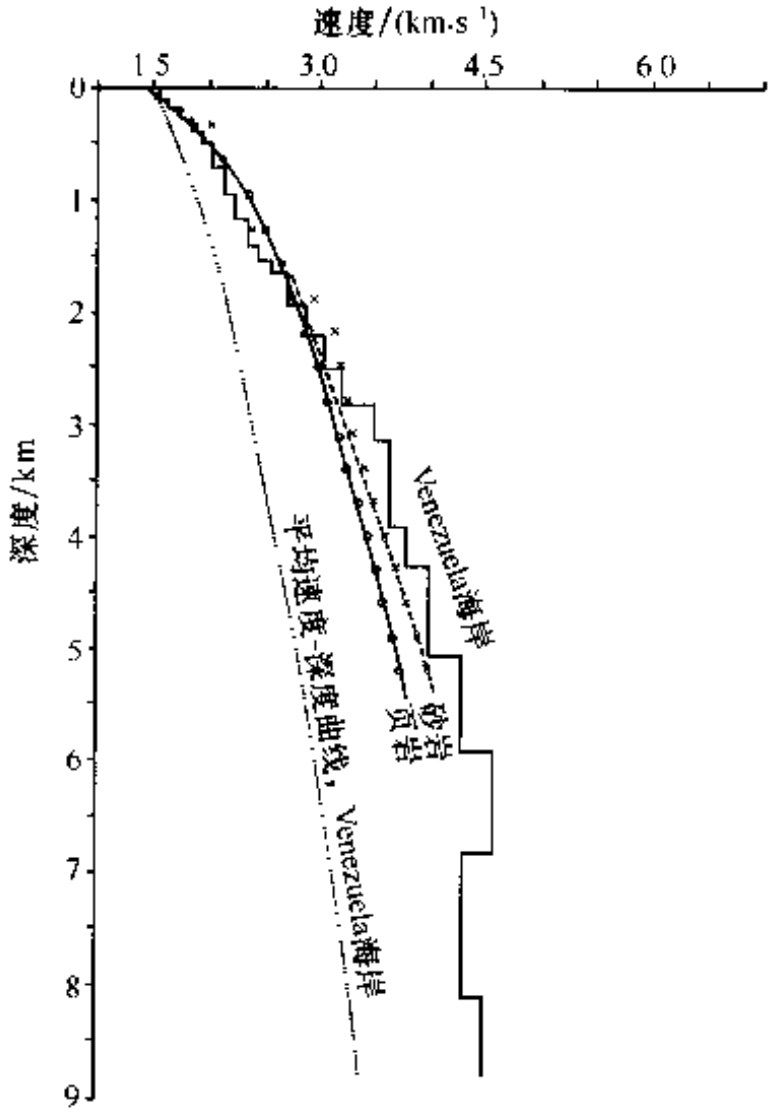


图 6－8－4　速度与压力和埋深的关系

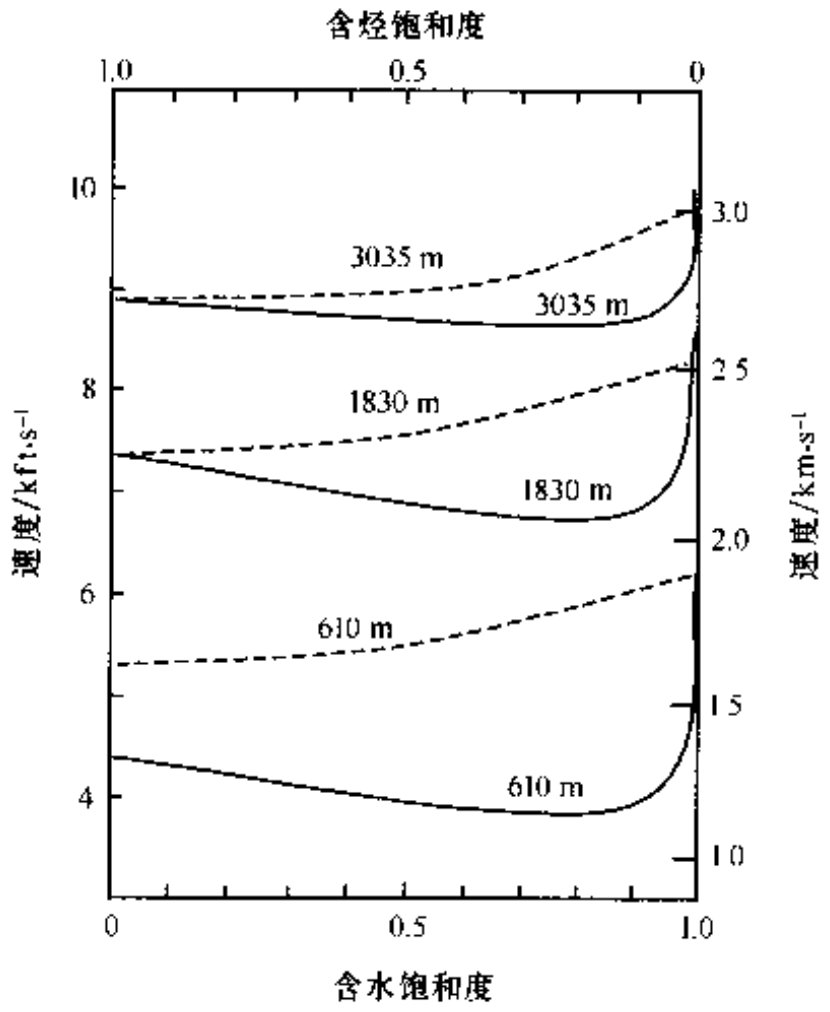


图 6－8－5　各种饱和度对速度的影响

实线：含气砂岩；虚线：含油砂岩；1ft＝0.3048 m

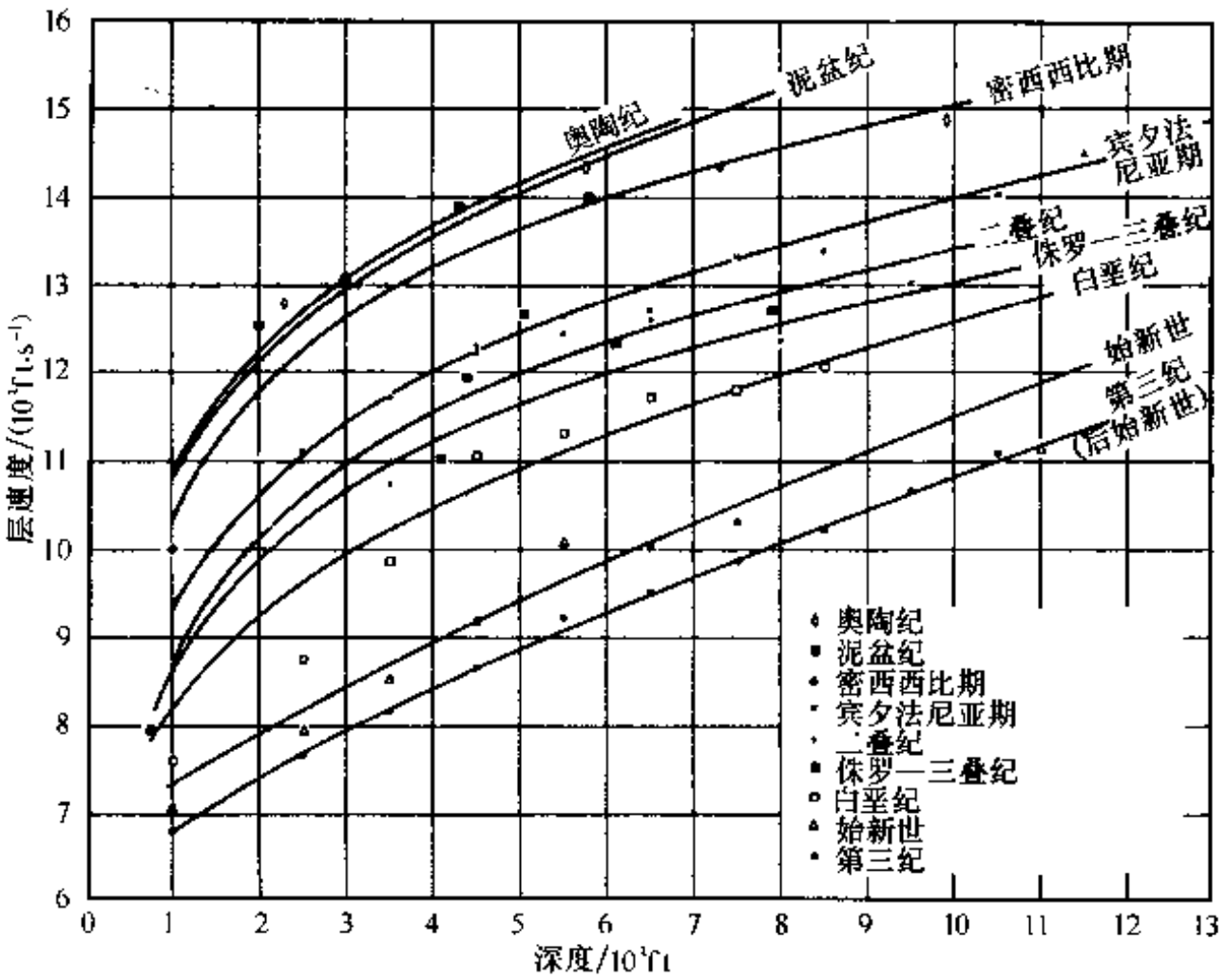


图 6－8－6　地质年代对速度的影响

注：1ft＝0.3048 m

是当岩石的孔隙流体含有重质原油和焦油时，温度对速度的影响比较大。当岩石的温度低于冰点时，水饱和岩石的速度会有明显的提高(图 6－8－7)。

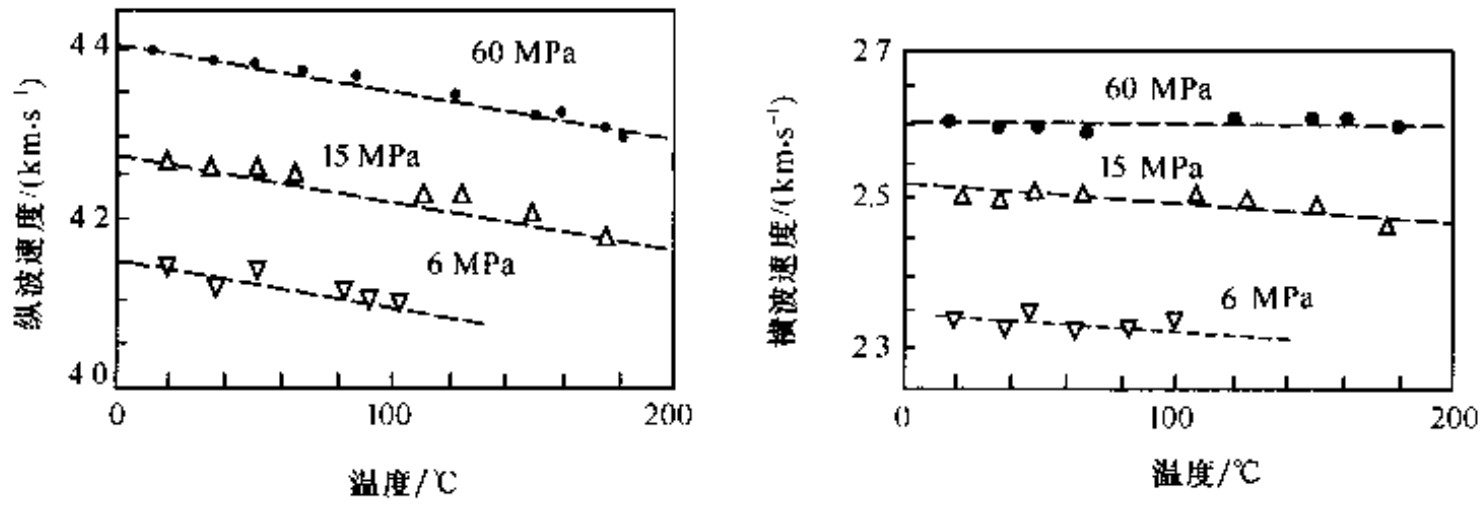


图 6－8－7　温度对速度的影响

9. 频率

在衰减介质中速度与频率有关。随着频率的增高，速度加大。实验证明，当频率在 Hz 级到 MHz 级内变化时，频散现象很弱。换句话说，在这个频率范围内速度基本上与频率无关。这意味着，在常规的地面地震勘探中，频散现象可以忽略。

当频率在 MHz 级以上时，频散现象变得明显。在实验室内可以观察到，液体饱和的岩石中存在着频散现象，但在气体饱和的岩石内却没有频散出现。关于出现频散现象的机理，已有很多研究成果问世，但距彻底解决问题还有很长的路。

第九节　岩石对声波(地震波)能量的吸收

声波能量在岩石中传播时要不断地减弱。除了由于几何扩散所引起的能量衰减外，岩石基质部分及孔隙流体的固有黏弹性和非弹性等特性也要引起声波能量的衰减。由于在这种减弱过程中伴随着能量的转换(由弹性能转换成热能)，我们把这种声波能量减弱现象称为吸收。换句话说，吸收是弹性能转换成热能的过程。

由于吸收现象的存在，岩石中的声能量将会随着传播距离的增大而逐渐减弱，直至最后消失。在机制上，目前认为下列诸因素会引起吸收：①孔隙流体的相对流动；②岩石颗粒之间及岩石裂隙面之间的摩擦；③孔隙和流体之间的接触面的相对运动；④大孔隙岩石中的喷流效应和局部饱和效应；⑤几何漫射和薄层效应。

1. 吸收现象的描述

野外和实验室观测显示，地震波在岩石中传播时，其振幅呈指数衰减，即

$$A_2 = A_1\exp[-\alpha(z_2 - z_1)] = A_1\exp(-\alpha\Delta z) \qquad (6-9-1)$$

式中：α 为吸收系数；A_1 和 A_2 分别代表的 z_1 和 z_2 处所观测到的振幅值。在 SI 单位制中，吸收系数具有量纲 m^{-1}。在实际应用中，吸收系数的常用单位是 dB/m。

公式(6－9－1)是一维表达式，假设波沿 z 轴传播。在三维情况下，z_1 和 z_2 应被分别置换为两观测点相对于参考点的距离 r_1 和 r_2。另外，公式(6－9－1)与吸收的机制无关，其正

确性由野外实验给出。

除了吸收系数以外，我们还可以利用品质因素 Q 来对吸收现象进行定量描述。假设声波（地震波）是随时间做简谐运动的单频波。仿照电路理论中对品质因素 Q 的定义，将岩石的品质因素定义为单位周期内总弹性能量（E）与在传播过程中耗散掉的能量（ΔE）之间的比值乘以 2π，即

$$Q = 2\pi \frac{E}{\Delta E} \tag{6-9-2}$$

由这个公式可知，品质因素是一个无量纲的数。

现在考虑 Q 和 α 之间的关系。由于声波的能量与振幅的平方成正比，所以可以将 Q 写为下列形式：

$$Q = 2\pi \frac{A_1^2}{A_1^2 - A_2^2} \tag{6-9-3}$$

根据公式（6-9-1），$A_1/A_2 = \exp(-\alpha\Delta z)$。因此，$Q = 2\pi/[1 - \exp(-2\alpha\Delta z)]$。根据级数理论，$\exp(-2\alpha\Delta z) = 1 - 2\alpha\Delta z + (2\alpha\Delta z)^2/2! - \cdots$。由此得出：

$$1 - \exp(-2\alpha\Delta z) \approx 2\alpha\Delta z \tag{6-9-4}$$

将这个公式代到（6-9-3），有

$$Q = \frac{\pi}{\alpha\Delta z} \tag{6-9-5}$$

根据波动理论，在一个周期内波场传播的距离是一个波长。因此，在一个周期之内，$\Delta z = \lambda$（λ 为波长）。由此得出声波的品质因素为

$$Q = \frac{\pi}{\alpha\lambda} = \frac{\pi f}{\alpha v} \tag{6-9-6}$$

式中：f 为频率；v 为声波在岩石中的传播速度。

由公式（6-9-6）可知，吸收系数越大，品质因素值越小。对于常见的岩石，Q 值一般在几百到几千以上。

2. 黏弹性介质的吸收系数

根据黏弹性介质的 Kelvin-Voigt 模型，

$$\sigma_{ij} = \lambda\delta_{ij}\varepsilon_{kk} + 2\mu\varepsilon_{ij} + \lambda'\delta_{ij}\frac{\partial\varepsilon_{kk}}{\partial t} + 2\mu'\frac{\partial\varepsilon_{ij}}{\partial t} \tag{6-9-7}$$

这里，λ'和μ'是为描述黏弹性应力-应变关系所引入的常数。利用这个应力-应变关系并通过引入复波数可以证明，在黏弹性介质中，纵波速度 v_p 和吸收系数 α_p 分别为：

$$v_p = \bar{v}_p\left\{\frac{2[1 + (\omega/\omega_0)^2]}{1 + [1 + (\omega/\omega_0)^2]^{1/2}}\right\}^{1/2} \tag{6-9-8}$$

$$\alpha_p = \frac{\omega}{\bar{v}_p}\left\{\frac{[1 + (\omega/\omega_0)^2]^{1/2} - 1}{2[1 + (\omega/\omega_0)^2]}\right\}^{1/2} \tag{6-9-9}$$

式中

$$\omega_0 = \frac{\lambda + 2\mu}{\lambda' + 2\mu'} \tag{6-9-10a}$$

$$\bar{v}_p = \left(\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}\right)^{1/2} \tag{6-9-10b}$$

在物理上，ω_0 具有角频率的量纲，其数值刻画吸收系数与频率的关系。当 $\omega \ll \omega_0$ 时（低频情形），速度 v_p 与频率无关，而吸收系数与频率的平方成正比，即

$$v_p = \bar{v}_p = \left(\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}\right)^{1/2} \tag{6-9-11}$$

$$\alpha_p = \frac{\omega^2}{2\omega_0 v_p} \tag{6-9-12}$$

当频率很高时（$\omega \gg \omega_0$），速度和吸收系数均与频率的平方成正比。

3. 由岩石的非弹性骨架引起的吸收系数

岩石骨架的非弹性主要由下列两个因素所引起：①构成骨架颗粒的矿物成分具有非弹性；②由骨架颗粒之间、裂隙面之间的相对摩擦所造成的非弹性。

对于具有裂隙的岩石，利用椭球状颗粒模型可以证明：

$$\frac{1}{Q_P} = \frac{E_{eff}(1 - \nu_{eff})}{E_F(1 - 2\nu_{eff}^2)} \frac{nl^3}{\Omega} F_P(\chi, \nu_{eff}) \tag{6-9-13}$$

$$\frac{1}{Q_S} = \frac{E_{eff}}{E_F(1 + \nu_{eff})} \frac{nl^3}{\Omega} F_S(\chi, \nu_{eff}) \tag{6-9-14}$$

式中：n 为裂隙的条数；l 为裂隙的半长度；Ω 为所考察的体积元；χ 为摩擦系数；$F_P(\chi, \nu_{eff})$ 和 $F_S(\chi, \nu_{eff})$ 是依赖于摩擦系数 χ 和有效泊松（Poisson）比 ν_{eff} 的函数。另外，下标 P 为纵波；下标 S 为横波；下标 F 为岩石中的固体颗粒；下标 eff 为有效；E_{eff} 为有效弹性参数：

$$E_{eff} = E_F\left(1 + \frac{4\pi l^3}{3\Omega} A_E\right)^{-1} \tag{6-9-15}$$

$$\nu_{eff} = \left(1 + \frac{4\pi l^3}{3\Omega} A_\nu\right) \tag{6-9-16}$$

其中，对于张开裂隙：

$$A_E = A_\nu = 1 \tag{6-9-17}$$

对于闭合裂隙：

$$A_E = \frac{1}{5}\left\{\frac{2 + 3\chi^2 + 2\chi^4}{(1 + 2\chi^2)^{2/3}}\right\} \tag{6-9-18}$$

$$A_\nu = \frac{(1 - 2\nu_F)(1 - \nu_F^2)}{2} A_E \tag{6-9-19}$$

对于没有裂隙的岩石，有两种不同的情况：①颗粒接触面间的光滑滑动（用下标 g 代表）；②颗粒接触面间的黏滞性摩擦（用下标 h 代表）。对于第一种情况，

$$\frac{1}{Q_S} = \frac{2}{9\pi} \frac{\Delta\sigma_t}{\chi_g \Delta\sigma_n} \tag{6-9-20}$$

对于第二种情况：

$$\frac{1}{Q_S} = \frac{4}{\pi}\left(\frac{\chi_h - \chi_g}{\chi_g}\right)^2 \tag{6-9-21}$$

与这两种情况相对应的吸收系数是：

$$\alpha_s = \frac{2}{9} \frac{\Delta\sigma_t}{\Delta\sigma_n} \frac{f}{v_S} \qquad \text{（第一种情况）} \tag{6-9-22}$$

$$\alpha_s = 4\left(\frac{\chi_h - \chi_g}{\chi_g}\right)^2 \frac{f}{v_S} \qquad \text{（第二种情况）} \tag{6-9-23}$$

4. 由黏滞性孔隙流体引起的吸收系数

根据 Biot 关于孔隙介质中声波传播的唯象理论，可以计算出由地震波所引起的孔隙流体在孔隙中的流动所造成的能量吸收。令 η 代表黏度，k 代表渗透率。根据 Biot 的研究工作，在描述孔隙介质中弹性波传播的微分方程中含有一个衰减项：

$$\frac{\eta\zeta^2}{k}F(\kappa) \tag{6-9-24}$$

式中：ζ 为分数孔隙度；$F(\kappa)$ 为一个与频率有关的复值函数。假设孔隙具有圆柱形，其半径为 a，则

$$\kappa = \left(2\pi a^2\rho_f\frac{f}{\eta}\right)^{1/2} \tag{6-9-25}$$

式中：f 为频率；ρ_f 为孔隙流体的密度。

当频率较低时，Biot 理论给出的吸收系数具有下列形式：

$$\alpha_p = \frac{2\pi^2}{v_p}\frac{\rho_f}{\rho}\frac{k_h}{\eta}\left(1-\frac{\rho}{\rho_f}\frac{K_m}{M}\frac{1-K/K_m}{1-\varphi+\varphi K_m/K_f-K/K_m}\right)f^2 \tag{6-9-26}$$

$$\alpha_s = \frac{2\pi^2}{v_s}\frac{\rho_f}{\rho}\frac{k_h}{\eta}f^2 \tag{6-9-27}$$

式中：k_h 为动态渗透率；K 为体积模量；下标 m 为固体骨架；下标 f 为孔隙流体。另外，密度 ρ 根据公式 $\rho=(1-\varphi)\rho_m+\varphi\rho_f$ 进行计算。

方程(6-9-26)和(6-9-27)说明，在低频段吸收系数与频率的平方成正比。根据 Biot 理论可以证明，在高频段吸收系数与频率的平方根成正比。

5. 由瑞利(Rayleigh)散射引起的吸收系数

瑞利(Rayleigh)散射是一种高频散射。当波长与岩石不均匀性的线度相当时，会出现由于瑞利散射造成的能量损失。假设孔隙性介质由直径为 R 的球体堆积而成，则利用散射理论可以证明：

$$\alpha_p \sim Rf^4 \tag{6-9-28}$$

6. 由传热过程引起的吸收系数

假设在声波通过介质时，介质受压缩部分变热，而受拉伸部分将变凉。这时，品质因素与频率的倒数成正比。如果在考虑传热过程的同时引入内摩擦力，则可以证明：

$$\alpha_p = \frac{\omega^2}{2\rho v_p^3}\left\{\frac{4}{3\eta}+\xi+\lambda_t T\rho^2 v_p^2\left(\frac{a}{c_p}\right)^2\left(1-\frac{3}{4}\frac{v_s^2}{v_p^2}\right)^2\right\} \tag{6-9-29}$$

式中：λ_t 为热导率；T 为温度；η 和 ξ 为柔性系数；a 为导温率；c_p 为等压比热容。

对于横波，有

$$\alpha_s = \frac{\omega^2\eta}{2\rho v_s^3} \tag{6-9-30}$$

对比(6-9-29)和(6-9-30)可以发现，由传热和内摩擦过程引起的吸收系数与频率的平方成正比。

第十节　岩石声波速度的测量方法

岩石声波速度测量是研究岩石声学的一项基础性工作。由于目前地球物理观测所用的

频率在 10^{-1} Hz(天然地震)到 10^{6} Hz(实验室测量)之间,所以在考虑频散和孔隙流体对声波速度的影响时,要分别在实验室和野外对速度进行测量。

1. 实验室内测量

在实验室内进行岩石声速测量需要特殊的测量系统和特殊的标本形状,所用频率一般在 10^{6} Hz 以上。因此,实验室内测量得到的实际上是超声波在岩石中的速度。

实验室内观测的主要方法是行波法。通过特殊的换能器(一般是压电晶体),首先将电磁振荡能量转换为声波能量,然后测量声波通过标本的时间。如果标本的长度是 L,而实际测得的时间是 t',则速度为 $v_p = L/t'$。

2. 野外现场测量

在野外,常用的速度测量方法是常规的地震测井、VSP 和常规及全波列声波测井。

地震测井是利用一条电缆将检波器(或水听器)放入到井中,然后在井口附近放炮,激发地震波。通过记录从炮点到检波器的传播时间,可以根据公式 $v_p = \Delta z/\Delta t$ 计算出地震波的速度。

VSP 是垂直地震剖面的英文缩写,是由常规地震测井发展起来的一种地震勘探方法。通过对 VSP 资料的处理和解释,可以计算出 v_p 和 v_s。

在声波测井中,声脉冲发生器和接收器被固定在下井仪器内。通过测量两个或多个接收器之间的时间差,可以实现沿井轴的连续速度测量。

除了上述几种方法以外,还可以根据几何地震学中的有关公式直接从反射地震资料中提取速度信息。

思考题与习题

(1)弹性参数的定义及其物理意义。

(2)各弹性参数之间的关系。

(3)弹性(声)波速度的定义。

(4)弹性波速度与弹性参数之间的关系。

(5)岩石的弹性参数模型。

(6)孔隙性岩石的速度与孔隙度和孔隙充填物之间的关系。

(7)Gassmann 方程的基本假设条件。

(8)层状介质模型的缺陷。

(9)影响岩石声学性质的主要因素。

(10)设一种给定岩石的骨架速度和孔隙充填物的速度为已知,如何根据传播时间求出岩石的孔隙度?

第七章　岩石热学

岩石热学研究岩石在受热时其内能和体积所发生的变化及岩石对热能的传导能力。由于地球内的温度(热)场分布对于研究各种地质过程、构造演变及寻找地热资源有意义,所以对岩石热学参数的研究既有助于解决一些基本的地学问题,也有助于解决一些国民经济建设中遇到的类似于核废料处理和油气、地热开发等实际问题。

第一节　物理学基础

热是能量的一种形式。因此,可以用其他形式的能量来描述热能的数量,即热量。对于一个给定的系统,设该系统对外界所做的功为 W,而系统内能的改变为 δ,则该系统所吸收的热量是

$$Q = W + \delta \tag{7-1-1}$$

式中:Q 为热量,J,与功的量纲相同。

实验证明,物体有储存热能的能力。为了定量地描述这种能力,定义单位质量的物质温度升高一度时所吸收的热量为物质的比热容。如果令 c 代表物质的比热容,则

$$c = \frac{Q}{m\Delta T} \tag{7-1-2}$$

式中:m 为质量;ΔT 为温度增量。比热容的单位是 J/(kg·K),或 J/(kg·℃)。

热能在物体中以三种方式传播,即传导、对流和辐射。其中,在热传导方式中没有物质的迁移,而在对流过程中热能是通过物质输运传递的。在热辐射方式中温度较高的物体将其所含热能以电磁波的形式辐射出去。

单位时间内通过单位面积的热量称为热流。令 j 代表热流,令 T 代表绝对温度,则 j 和 T 的梯度之间通过傅立叶定律联系在一起,即

$$j = -\lambda \nabla T \tag{7-1-3}$$

式中,比例系数 λ 称为热导率,其物理意义是沿热传导方向,单位厚度的岩石两侧的温度差为 1K 时,在单位时间通过单位面积的热量。热导率的单位是 W/(m·K),或 W/(m·℃)。另外,上式中的负号代表热流的方向与温度梯度的方向相反,即由温度高的地方流向温度低的地方。

热扩散率表示岩石在加热和变冷时各部分温度趋于一致的能力。令 a 代表热扩散率,则其数学表达式为

$$a = \frac{\lambda}{\rho c} \tag{7-1-4}$$

热扩散率的单位是 m^2/s。

固体中的热传导机制主要由两部分组成:①电子传导;②晶格原子传导(晶格传热)。金属中的传热主要由电子传导;硅质物质中的传热主要由晶格原子完成。

固体的导热理论由 Debye 建立。其概要是:①介电体及大多数半导体的导热由晶格激发(声子)引起;②声子散射可以发生在声子与声子、声子与晶体边缘及声子与缺陷之间,由此可见,固体的传热能力与固体的结构有关;③固体的比热容是温度的函数,其中称为Debye温度的参量起很大的作用(与磁学中的居里温度类似);④在 Debye 温度以上,热导率随温度的上升而下降,即 $k \propto T^{-1}$;⑤玻璃质(非晶质)的物质的热导率随温度上升而上升,即$k \propto T$。

第二节　矿物和岩石的导热性质

矿物的热导率与矿物的结构、化学成分、密度、弹性模量及矿物所处的环境(温度、压力)有关。在造岩矿物当中,石英具有相对高的热导率,而云母的热导率具有较低的值。金属矿物具有较高的热导率。

表 7-2-1　几种常见造岩矿物的热导率和比热容

矿　物	热导率 W/(m·K)	比热容 J/(kg·K)
α-石英	6.5~7.2	750
长石	2.31	711
云母	2.32	760
橄榄石	5.15	980
白云石	5.51	870
方解石	2.9	820
硬石膏	5.0	560

由于晶格构造的原因,矿物的热导率呈各向异性,尤其是云母,其层状构造形成很强的各向异性。表 7-2-1 中给出了几种常见造岩矿物的热导率和比热容。

岩石的热力学特点主要取决于岩石的结构构造和其中所含的造岩矿物及胶结物的热学性质。对于致密的岩浆岩和变质岩,其导热性与矿物成分、内部构造、温度和压力有关。如果在岩石中存在有裂隙,则其导热性与压力、裂隙的性质及裂隙几何形状的关系增强。这主要是由于下列原因造成的:①大部分矿物的热导率随着压力的增大而增大;②在压力的作用下裂隙将部分或全部闭合。

对于致密、孔隙度近于零的沉积岩,其导热性与矿物成分、内部构造、温度和压力有关。这一点与岩浆岩和变质岩相同。对于孔隙性及带有裂隙的沉积岩,其导热性与孔隙度和孔隙充填物的热学性质有很大的关系。实验证明,下列因素均可以引起岩石热导率的上升:①孔隙度下降;②孔隙充填物的热导率上升;③含水量上升;④固体矿物成分的热导率上升;⑤胶结程度提高。

作为一种混合物,岩石的比热容可以用以体积含量为权系数的加权平均公式来进行估算:

$$c = \sum_{i=1}^{n} \frac{V_i}{V} c_i \qquad (7-2-1)$$

式中:V_i 为第 i 种成分的体积,c_i 为第 i 种成分的比热容。

对于碳酸盐岩,热导率和密度之间有下列经验关系(Plewa,1969):

$$\lambda = -A + B\rho \qquad (7-2-2)$$

$$\lambda = 9.82\varphi + 4.12 \qquad (7-2-3)$$

式中:A 和 B 为经验常数。利用这两个关系式和密度的加权平均公式 $\rho = (1-\varphi)\rho_s + \varphi\rho_p$,可以得到:

$$k = -A + B\rho_s - B\varphi(\rho_s - \rho_p) \tag{7-2-4}$$

对于孔隙性沉积岩，Dachnov 和 Djiakonov 在 1952 年提出了下列经验公式：

$$\lambda = 0.51\rho^{3.1} \tag{7-2-5}$$

这里，热导率 λ 的单位是 W/(m·K)，密度 ρ 的单位是 g/cm^3。

当岩石含水饱和度小于 1 时，热导率与含水量的关系具有明显的非线性。设 λ_0 为岩石不含水时的热导率，而 w 以体积含量给出的含水量，则对于固结良好的岩石有下列经验关系：

$$\lambda = \lambda_0 \exp(0.08w) \tag{7-2-6}$$

如果令 λ_w 为岩石在含水饱和度 S_w 为 1 时的热导率，则有

$$\lambda = \lambda_w S_w^{-n} \tag{7-2-7}$$

这个公式与岩石电学中的阿尔奇公式类似，其中的参数 n 可以通过实验来确定。

第三节　热导率计算公式

热导率计算公式是岩石热学理论研究中的重要内容，其研究方法与研究岩石电学和岩石弹性的方法相同。这里我们将只列出基于水平层状介质模型和基于球体堆积模型的计算公式。

对于水平层状介质模型，有如下平均公式：

$$\lambda_{/\!/} = \sum_{i=1}^{n} \frac{V_i}{V}\lambda_i \tag{7-3-1}$$

$$\lambda_{\perp}^{-1} = \sum_{i=1}^{n} \frac{V_i}{V}\lambda_i^{-1} \tag{7-3-2}$$

$$\lambda_H = \frac{1}{2}(\lambda_{/\!/} + \lambda_{\perp}) \tag{7-3-3}$$

$$\lambda = \prod_{i=1}^{n} \lambda_i^{V_i/V} \tag{7-3-4}$$

式中：$\lambda_{/\!/}$ 和 $\lambda_{\perp}$ 分别表示平行和垂直于层面的热导率，λ_H 为热导率的 Hill 平均值；V 为岩石标本的体积；V_i 为岩石标本中第 i 种成分的体积。

如果岩石只由固体骨架和孔隙充填物组成，则公式(7-3-1)和(7-3-2)分别简化为

$$\lambda_{/\!/} = \varphi\lambda_p + (1-\varphi)\lambda_s \tag{7-3-5}$$

$$\frac{1}{\lambda_{\perp}} = \frac{\varphi}{\lambda_p} + \frac{(1-\varphi)}{\lambda_s} \tag{7-3-6}$$

式中：λ_s 和 λ_p 分别为固体骨架和孔隙充填物的热导率。

对于由球状颗粒堆积而成的模型，仿造岩石电学中的麦克斯韦公式可以证明

$$\lambda = \lambda_s \frac{[(2\lambda_s/\lambda_p) - 1] - 2\varphi[(\lambda_s/\lambda_p) - 1]}{[(2\lambda_s/\lambda_p) + 1] + \varphi[(\lambda_s/\lambda_p) - 1]} \tag{7-3-7}$$

如果球状颗粒是悬浮在孔隙流体中，则有

$$\lambda = \lambda_p \frac{(3\lambda_s/\lambda_p) - 2\varphi[(\lambda_s/\lambda_p) - 1]}{3 + \varphi[(\lambda_s/\lambda_p) - 1]} \tag{7-3-8}$$

第四节　岩石热导率和温度的测定方法

岩石热导率测量的理论基础是热传导方程

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a\nabla^2 T \qquad (7-4-1)$$

在均匀或分层均匀介质中的解。式中：T 为温度；a 是在(7－1－4)中定义的热扩散率。

1. 实验室内测量方法

在实验室内测量热导率的途径有两种：①基于热流测定；②基于热量测定。在基于测定热流的方法中，按热流是否随时间变化分为恒定热流法和非恒定热流法两种。恒定热流法具有较高的精度，但需要很长的测量时间，且仪器笨重，边界条件难以重复实现。非恒定热流法需要专用的实验设备。

在一维条件下，如果温度不随时间变化，热传导方程简化为 Laplace 方程：

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}x}\left(\lambda \frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}x}\right) = 0 \qquad (7-4-2)$$

由此得出

$$\lambda \frac{T_2 - T_1}{x_2 - x_1} = -j_x \qquad (7-4-3)$$

式中：j_x 是热流密度 j 在 x(沿一维样品的长轴)方向上的分量；$x_2 - x_1$ 是等温面之间的距离；$T_2 - T_1$ 是等温面之间的温度差。对公式(7－4－3)进行变换，有

$$\lambda = j_x \frac{x_2 - x_1}{T_1 - T_2} \qquad (7-4-4)$$

这是恒定热流法的基本计算公式。

(1)分棒技术：分棒技术通过测量参考棒上的温度梯度来实现对标本热导率的测量。典型的参考棒由黄铜制成，其热导率 λ_b 为已知。根据传热理论，在参考棒上，单位时间内单位面积上的热量 Q 为

$$Q = \lambda_b \left.\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}x}\right|_b \qquad (7-4-5)$$

根据标本上的温度降(热流)和流过标本的热量(已知)，可以根据(7－4－4)计算出被测标本的热导率。

(2)堆垛碟状体技术：在这种测量方法中，两个参考物体呈碟状，其热导率为已知。对未知标本热导率的测量通过测定穿过碟状体的温度降来实现。

(3)圆柱热流技术：圆柱热流技术采用加热探头供应热量，其长度远远地大于直径。在稳态下，传感器在径向距离 r_1 和 r_2 处测得的温度是 T_1 和 T_2。标本的热导率为

$$\lambda = \frac{Q}{2\pi} \frac{\ln(r_1/r_2)}{T_1 - T_2} \qquad (7-4-6)$$

2. 钻孔测量方法

在钻孔中测量温度的方法又称为井温测井，是研究区域地热场的直接方法。根据温度沿井孔的变化，可以推断出在钻孔前地层内的原始温度场。

在钻孔中测量岩石导热率的理论基础是温度沿钻孔随时间和深度的变化公式。根据

Ramey 的研究结果，在下了套管的钻孔中，井液温度由下式给出：

$$T_w = T_G - g_G Z \tag{7-4-7}$$

式中：T_w 为井内流体的温度；T_G 为原始地层内的温度；g_G 为地温梯度；Z 为弛豫距离：

$$Z = \frac{T_G - T_w}{\mathrm{d}T_w/\mathrm{d}z} \tag{7-4-8}$$

式中：z 代表由井口起算的钻孔深度。

根据定义，如果 c_{pf} 代表流体的比热容；$f(t)$ 为计算热量传导到地层的时间变化函数；w 为流体的质量流量，则

$$Z = \frac{wc_{pf}f(t)}{2\pi\lambda} \tag{7-4-9}$$

对比(7-4-9)与(7-4-8)，有

$$\lambda = \frac{wc_{pf}f(t)}{Z} \tag{7-4-10}$$

公式(7-4-10)说明，在已知井内流体的比热容、温差及地温梯度的前提下，可以求出岩层的热导率。反之，若岩石的热导率、井内流体的比热和地温梯度为已知，则可以通过井温测井确定流体的质量流量：

$$w = \frac{2\pi\lambda Z}{c_{pf}f(t)} \tag{7-4-11}$$

在温度测井中，井内流体的温度由井温仪测定。井温仪可以单独下井，也可以与其他测井仪器组合下井。根据井温仪的输出量，可以将井温仪分为梯度井温仪和梯度微差井温仪两种类型。其中，梯度井温仪测量井内流体的各点处的温度值，而梯度微差井温仪测量井轴上两点之间的温度差。

3. 大地热流密度的测定

根据公式(7-1-4)，大地热流密度是地温梯度和热导率的乘积，表示地表单位面积上、单位时间内由地球内部以热传导的方式传递到地球表面的热量。作为一个综合参数，大地热流密度是地热学中一个非常重要的物理量。

大地热流密度测量既可以在陆地上也可以在海洋上实施。在陆地上，为了避开各种干扰，一般在钻孔中进行地温测量，在实验室内测定热导率。在海洋上，一般在深海区(2000 m 以下)进行温度测量。由于在深海区大范围内的温度基本不遂时间的改变而改变，所以海底表面的热流密度就代表了地球内部的热流密度。

思考题与习题

(1)主要热学参数的定义及其物理意义。

(2)岩石与矿物的热学特性。

(3)岩石热导率的计算公式与岩石电学中的电导率计算公式相同，为什么？

(4)影响岩石热学性质的主要因素。

(5)设一种给定岩石的骨架热导率和孔隙充填物的热导率为已知，如何根据实测热导率求出岩石的孔隙度？

(6)岩石的热学性质主要取决于岩石中所含固体矿物的热学性质，为什么？

第八章　岩石物理参数之间的关系

在前面的各章中，我们分别介绍了岩石的密度、磁学、电学、声学和热学理论。通过对比有关的公式可以发现，几乎所有的岩石物理参数都与岩石的一些固有特性（孔隙度、颗粒形状和尺寸）有关。另外，在一些岩石物理参数的公式之间存在着相似性。通过一定的参数替换规则，可以从一种参数公式出发导出其他岩石物理参数的公式。例如，可以从岩石电学中的有关公式出发，得到岩石弹性参数和岩石热学参数的有关公式。

在物理上，这种相似性来源于电学和力学及电学和热学之间的相似性（力电相似和热电相似）。根据这种相似性，我们可以建立一些岩石物理参数之间的相关关系。另外，也可以根据实验结果找出各种岩石物理参数之间的相关关系。

第一节　德拜温度和地震波速度

德拜温度和地震波速度之间的关系建立在固体物理学研究结果的基础之上，主要适用于致密的岩浆岩。根据晶格动力学的有关理论，固体的热导率 λ 和比热容 c、密度 ρ、分子的自由程 l 之间有下列关系：

$$\lambda \sim cl\rho v_m \tag{8-1-1}$$

式中：v_m 为声子的速度。有关实验证明，声子的速度和地震波速度的关系为

$$v_m = \left(\frac{1}{v_P^3} + \frac{2}{v_S^3}\right)^{1/3} \tag{8-1-2}$$

而对于德拜温度 T_D 有

$$T_D = \frac{h}{k}\left(\frac{9}{4\pi}\frac{\rho N_0}{\overline{m}}\right)^{1/3} v_m \tag{8-1-3}$$

式中：h 为普朗克常数；k 为玻耳兹曼常数；N_0 为阿伏加德罗常数；$\overline{m}$ 为原子的平均质量。将有关常数的值代入到上式后得到

$$T_D = 251.45\left(\frac{\rho}{\overline{m}}\right)^{1/3} v_m \tag{8-1-4}$$

式中：温度的单位为 K；密度的单位为 g/cm^3；速度的单位为 km/s。

公式（8-1-3）给出了德拜温度和物质性质参数 $\rho/\overline{m}$、声子速度 v_m 之间的关系。1965 年，Anderson 证明

$$\frac{\rho}{\overline{m}} = A\left(v_P^2 + \frac{4}{3}v_S^2\right)^n \tag{8-1-5}$$

式中，A 和 n 是经验常数。将这个关系式代入到公式（8-1-4）中，就得到了德拜温度和地震波速度之间的关系。

第二节　速度、弹性模量及泊松比

根据实验室观测数据，弹性模量比 K/G 和地震波纵横波速比之间的关系为

$$\frac{K}{G} = -4.59 + 3.57\frac{v_P}{v_S} \qquad \text{（沉积岩）} \qquad (8-2-1)$$

$$\frac{K}{G} = -4.514 + 3.588\frac{v_P}{v_S} \qquad \text{（火成岩）} \qquad (8-2-2)$$

$$\frac{K}{G} = -4.242 + 3.444\frac{v_P}{v_S} \qquad \text{（变质岩）} \qquad (8-2-3)$$

杨氏模量和纵横波速比之间的关系是

$$E = 6.26 - 5.25\frac{v_S}{v_P} \qquad (8-2-4)$$

泊松比和纵横波速比之间的关系是

$$\nu = -0.661 + 0.504\frac{v_P}{v_S} \qquad \text{（沉积岩 Ⅰ）} \qquad (8-2-5)$$

$$\nu = 4.51\left(\frac{v_P}{v_S}\right)^7 - 59.39\left(\frac{v_P}{v_S}\right)^6 + 334.4\left(\frac{v_P}{v_S}\right)^5 - 1044\left(\frac{v_P}{v_S}\right)^4 + 1952\left(\frac{v_P}{v_S}\right)^3 - 2192\left(\frac{v_P}{v_S}\right)^2 + 1373\frac{v_P}{v_S} - 370.8 \qquad \text{（沉积岩 Ⅱ）} \qquad (8-2-6)$$

$$\nu = -0.523 + 0.432\frac{v_P}{v_S} \qquad \text{（火成岩）} \qquad (8-2-7)$$

$$\nu = -0.76 + 0.561\frac{v_P}{v_S} \qquad \text{（变质岩）} \qquad (8-2-8)$$

$$\nu = 7.17\left(\frac{v_P}{v_S}\right)^7 - 94.38\left(\frac{v_P}{v_S}\right)^6 + 530.6\left(\frac{v_P}{v_S}\right)^5 - 1652\left(\frac{v_P}{v_S}\right)^4 + 3080\left(\frac{v_P}{v_S}\right)^3 - 3411\left(\frac{v_P}{v_S}\right)^2 + 2135\frac{v_P}{v_S} - 56.92 \qquad \text{（变质岩）} \qquad (8-2-9)$$

第三节　速度和密度

在纵波速度和密度之间存在有下列经验关系

$$\rho = Av_P^{0.25} \quad \text{（Gardner 公式）} \qquad (8-3-1)$$

$$v_P = B\rho^4 \qquad (8-3-2)$$

$$v_P = a\rho + b \qquad (8-3-3)$$

$$v_P = 2.64\rho - 4.73 \qquad \text{（喷出岩）} \qquad (8-3-4)$$

$$v_P = 2.47\rho - 1.55 \qquad \text{（变质岩）} \qquad (8-3-5)$$

在这些公式中：密度的单位是 g/cm^3；速度的单位是 km/s。

第四节　速度和电阻率

在纵波速度和电阻率之间存在着统计相关关系。令 H 代表埋藏深度，则电阻率和纵波速度之间的关系为

$$v_p = 2 \times 10^3 (\rho H)^{1/6} \qquad \text{(Faust 公式)} \qquad (8-4-1)$$

或

$$v_p = 2 \times 10^3 H^a \rho^b \qquad (8-4-2)$$

式中：电阻率 ρ 的单位是 Ω · m；埋深的单位是 m；速度的单位是 m/s；a 和 b 是经验常数。另外，有

$$\rho = 1.9 \times \left[1 - \left(\frac{v_p}{4.9}\right)^2\right]^{-2} \times 10^{-3} \qquad \text{(花岗岩 1)} \qquad (8-4-3)$$

$$\rho = 1.1 \times \left[1 - \left(\frac{v_p}{6.4}\right)^2\right]^{-2} \times 10^{-2} \qquad \text{(花岗岩 2)} \qquad (8-4-4)$$

在这两个公式中：电阻率的单位为 Ω · m；速度的单位为 km/s。

第五节　横波速度和纵波速度

横波速度与纵波速度之间的关系有两类：①根据岩石物理理论建立的理论关系式；②通过对实验室观测数据的统计分析建立的经验关系式。我们在这里主要介绍经验关系式。

(1) Castagna 公式

$$v_p = 1.360 + 1.16 v_s \qquad (8-5-1)$$

(2) Smith 公式

$$v_p = 0.790 + 1.425 v_s \qquad (8-5-2)$$

(3) 甘利灯公式

$$v_p = 0.937 + 1.35 v_s \qquad (8-5-3)$$

(4) 李庆忠抛物公式

$$v_p = 1.250 + 0.994 v_s + 0.0874 v_s^2 \qquad (8-5-4)$$

当砂岩含气后，抛物拟合公式为：

$$v_p = 1.41 v_s + 0.07 v_s^2 \qquad (8-5-5)$$

图 8-5-1 是李庆忠对公式(8-5-1)～(8-5-3)的研究结果。从图中可以看出，甘利灯线与 Smith 线非常接近，但其斜率与 Castagna 线不一致。另外，三条线都在 $v_p = 3.9$ km/s 处相交，但在速度坐标线的两头相差很远。造成这种现象的原因是：①Castagna 分析的是一些纯净的石英砂岩标本，而在实际上砂岩大都含有一定数量的钙质和泥质。所以，对于大多数砂岩，尤其是对于埋藏深度较大的砂岩，由于长期受到地下水的作用，很容易形成钙质胶结。因而其纵横波速度曲线要偏离纯砂岩线。②Smith 和甘利灯线在 $v_p < 3.0$ km/s 时，只有少量的疏松砂岩数据，所以离开了实际砂岩的观测曲线。李庆忠综合了上述三人的研究结果，采用抛物拟合的方式得到了公式(8-5-4)。在速度坐标的左端，李庆忠的结果接近于 Smith 和甘利灯的结果；在速度坐标轴的右端，李庆忠线大致在 Castagna 和 Smith 线

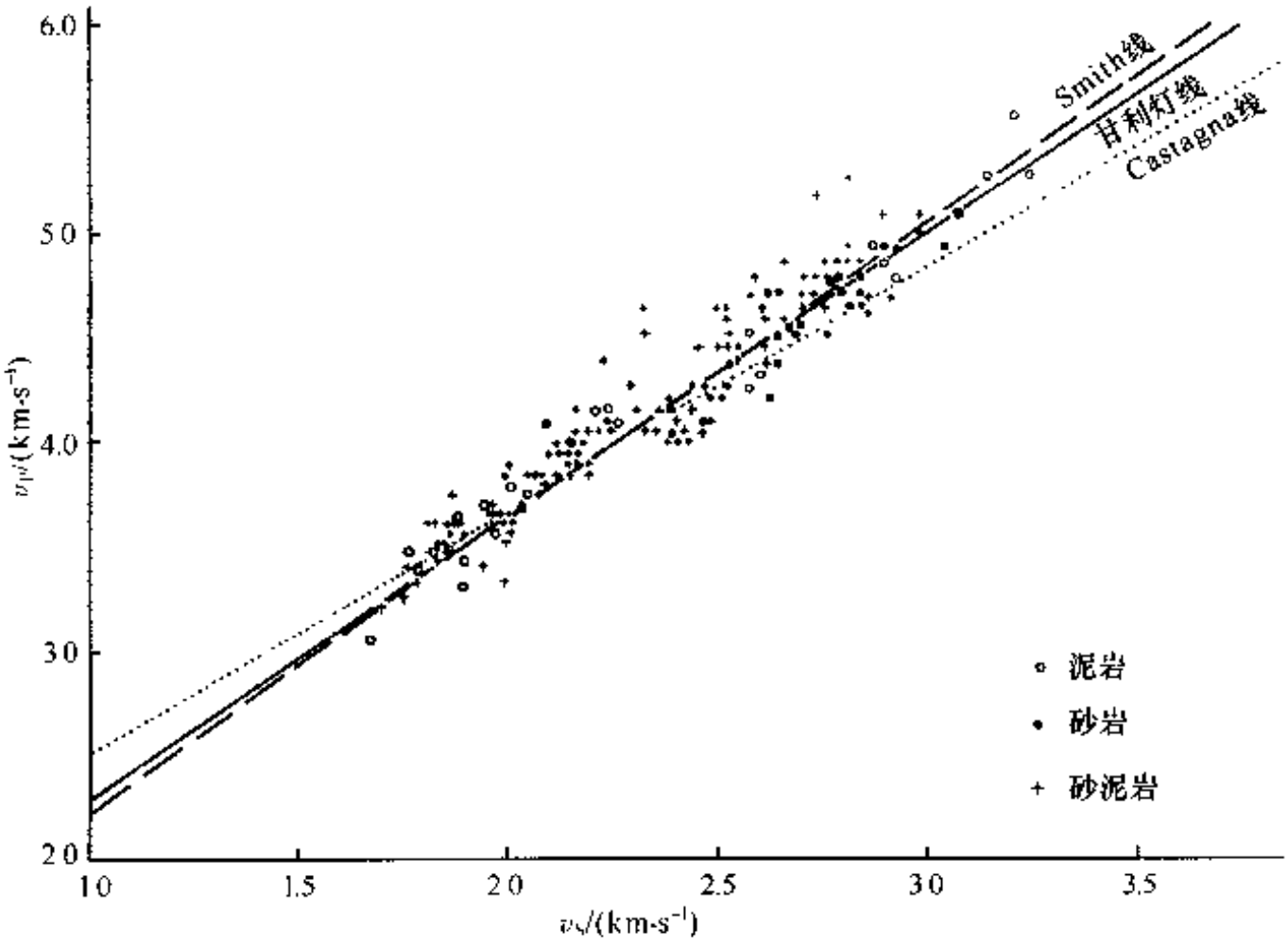


图 8－5－1　砂泥岩纵、横波速度之间的关系

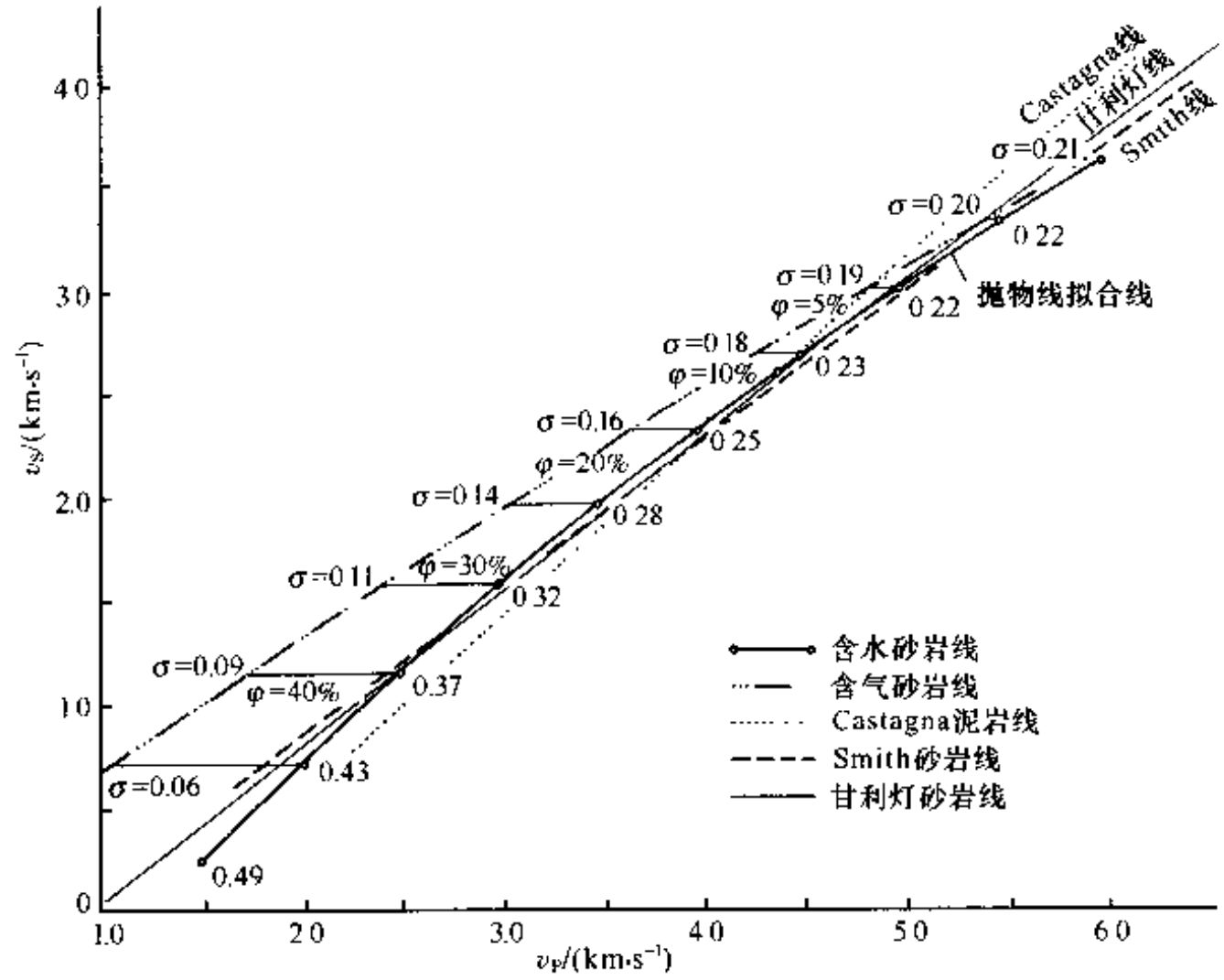


图 8－5－2　含气砂岩和饱和含水砂岩的纵、横波速度之间的关系

之间。实践证明，公式(8－5－4)比较合理地反映了地下饱和含水砂岩的纵横波速度关系。

图 8－5－2 给出了含气砂岩和饱和含水砂岩的纵、横波速度之间的关系及相应的泊松比值。从图中可以看出，砂岩含气后，其泊松比并不永远地接近于 0.1。对于疏松砂岩，气

泊松比可以接近于零;对于致密砂岩,其泊松比可以接近于0.2。当纵波速度大于4.5 km/s时,无法根据纵横波之间的关系区分岩层是含水还是含气。

思考题与习题

(1)试从基本的物理学原理出发证明力学、电学和热学之间存在着相似性。

(2)地震波纵横波速度之间的关系具有地区性,原因何在?

(3)如何在工程地球物理实践中应用岩石物理参数之间的关系?

主要参考文献

布尔贝 T，库索 O，甄斯纳 B. 1994. 孔隙介质声学. 北京：石油工业出版社

蔡柏林等. 1980. 金属矿钻孔地球物理勘探. 北京：地质出版社

蔡圣善，朱耘，徐建军. 2002. 电动力学（第二版）. 北京：高等教育出版社

陈丰等. 1995. 矿物物理学概论. 北京：科学出版社

陈洪孙. 1996. 金属的弹性各向异性. 北京：冶金工业出版社

陈季丹，刘子玉. 1982. 电介质物理学. 北京：机械工业出版社

陈颙，黄庭芳. 2001. 岩石物理学. 北京：北京大学出版社

都城秋穗，久城育夫. 1984. 岩石学. 北京：科学出版社

多尔特曼 H Б. 1985. 岩石和矿物的物理性质. 北京：科学出版社

多尔特曼 H Б 等. 1966. 岩石和矿石物理性质测定方法指南. 北京：中国工业出版社

方俊鑫，殷之文. 1998. 电介质物理学. 北京：科学出版社

费业泰（主编）. 1981. 误差理论与数据处理. 北京：机械工业出版社

冯慈璋，马西奎. 2000. 工程电磁场导论. 北京：高等教育出版社

伏拉罗维奇 M П. 1982. 高温高压下岩石和矿物物理性质的研究. 北京：地震出版社

傅承义，陈运泰，祁贵仲. 1985. 地球物理学基础. 北京：科学出版社

何更生. 1994. 油层物理. 北京：石油工业出版社

贺绍英，孙世伟，杨辟元等. 1986. 岩石磁化率各向异性. 北京：地质出版社

怀特 J E. 1987. 地下声波. 北京：石油工业出版社

黄昆（原著），韩汝琦（改编）. 1988. 固体物理学. 北京：高等教育出版社

黄昆. 2001. 固体物理学. 北京：高等教育出版社

柯林 D W. 1989. 岩石磁学与古地磁方法. 北京：地震出版社

孔祥言. 1999. 高等渗流力学. 合肥：中国科学技术大学出版社

李国栋. 1999. 当代磁学. 合肥：中国科技大学出版社

李金铭，罗延钟主编. 1996. 电法勘探新进展. 北京：地质出版社

李色篆，蒲绍东，张益民等. 1988. 岩矿石磁性研究方法及其应用. 北京：冶金工业出版社

廖振鹏. 2002. 工程波动理论导论. 北京：科学出版社

刘国昌. 1979. 地质力学及其在水文地质工程地质方面的应用. 北京：地质出版社

刘崧. 1998. 谱激电法. 武汉：中国地质大学出版社

陆明万，罗学富. 1990. 弹性理论基础. 北京：清华大学出版社

罗延钟，史保连，朴化荣主编. 1996. 勘察地球物理勘察地球化学文集（第 20 集）—电法专集. 北京：地质出版社

裘怿楠，陈子琪（主编）. 1996. 油藏描述. 北京：石油工业出版社

石油测井情报协作组. 1998. 测井新技术应用. 北京：石油工业出版社

苏现波，陈江峰，孙俊民等. 2001. 煤层气地质学与勘探开发. 北京：科学出版社

孙岩，韩克从. 1985. 断裂构造岩带的划分. 北京：科学出版社

谭廷栋（主编）. 1998. 测井学. 北京：石油工业出版社

托鲁基安 Y S，贾德 W R，罗伊 R F 等. 1990. 岩石与矿物的物理性质. 北京：石油工业出版社

万明浩，秦顺亭，起风梧等. 1994. 岩石物理性质及其在石油勘探中的应用. 北京：地质出版社

王大纯，张人权，史毅虹. 1980. 水文地质学基础. 北京：地质出版社

王家林，王一新，万明浩. 1991. 石油重磁解释. 北京：石油工业出版社

王计甲. 1997. 声波岩石分级和岩石动弹性力学参数的分析研究. 北京：地质出版社

王仁，熊祝华，黄文彬. 1998. 塑性力学基础. 北京：科学出版社

吴家龙. 2001. 弹性力学. 北京：高等教育出版社

武汉地质学院金属物探教研室. 1980. 电法勘探教程. 北京：地质出版社

薛禹群、朱学愚、吴吉春等. 1997. 地下水动力学. 北京：地质出版社

阎守胜. 2001. 固体物理学基础. 北京：北京大学出版社

殷八斤、曾濑、杨在岩. 1995. AVO 技术的理论与实践. 北京：石油工业出版社

永田武. 1959. 岩石磁学. 北京：地质出版社

张赛珍等译. 1960. 地球物理勘探专集（3）. 北京：地质出版社

张赛珍等译. 1965. 地球物理勘探专集（7）. 北京：地质出版社

郑玉东. 1982. 通信电缆. 北京：机械工业出版社

Batzle M, Wang Z. 1992. Seismic properties of pore fluids. Geophysics, 57 (11): 1396 ~ 1408

Clavier C, Coates G, Dumanoir J. 1984. Theoretical and experimental bases for the dual-water model for interpretation of the shaly sands. The Society of Petroleum Engineers Journal, 24 (2): 153 ~ 168

Doll H G. 1950. The SP log in shaly sands. Petroleum Development and Technology, 189: 205 ~ 214

Polard H F. 1977. Sound waves in solid. London: Point Limited

Schoen J. 1983. Pertrophysik. Stuttgart: Ferdinand Enke Verlag

Serra O. 1984. Fundamentals of well-log interpretation. 1. The acquisition of logging data. Elsevir

Sharma P V. 1986. Geophysical methods in geology. New York: Elsevie

Telford W M, Geldart L P, Sheriff R E. 1990. Applied geophysics (Second Edition). Cambridge University Press

Wang Z. 2001. Fundamentals of seismic rock physics. Geophysics, 66 (2): 398 ~ 412

Waxman M H, Smits L J M. 1968. Electrical conductivities in oil-bearing shaly sands. The Society of Petroleum Engineers Journal, 8 (2): 107 ~ 122

[General Information]
书名=岩石物理学基础
作者=
页数=130
SS号=0
出版日期=