普通高等教育“十五”国家级规划教材

钻井地球物理勘探

李舟波　编

地质出版社

·北　京·

内 容 简 介

钻井地球物理包括三部分内容，即方法的原理、数据采集技术和数据处理与解释。在能源需求的强大动力推动下，石油与天然气钻井地球物理的理论、方法和技术发展极为迅速，内容极大的丰富，已不可能在一本教材或一门课程中把三部分内容全部囊括进来。本书是以叙述钻井地球物理的方法原理为主，对不同方法的测量原理和综合解释理论只作了概略介绍。

图书在版编目（CIP）数据

钻井地球物理勘探/李舟波编. —4 版. —北京：地质出版社，2006.5
普通高等教育“十五”国家级规划教材
ISBN 7-116-04738-7

Ⅰ. 钻… Ⅱ. 李… Ⅲ. 油气钻井 - 地球物理勘探 - 高等学校 - 教材 Ⅳ. P618.130.8

中国版本图书馆 CIP 数据核字（2006）第 016674 号

责任编辑：陈 磊
责任校对：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：北京中新伟业印刷厂
开 本：787 mm×1092 mm
印 张：15.75
字 数：390 千字
印 数：1—5000 册
版 次：2006 年 5 月北京第一版·第一次印刷
定 价：20.00 元
ISBN 7-116-04738-7/P·2659

（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

本书的第三次修改本是1995年出版的，至今已经过去十年。近十多年来，钻井地球物理又有了新的发展。为了满足教学需要，经教育部审定，作为普通高等教育“十五”国家级规划教材再次修编此书。

钻井地球物理包括三部分内容，即方法的原理、数据采集技术和数据处理与解释。在能源需求的强大动力推动下，石油与天然气钻井地球物理的理论、方法和技术发展极为迅速，内容极大的丰富，已不可能在一本教材或一门课程中把三部分内容全部囊括进来。本书是以叙述钻井地球物理的方法原理为主，对不同方法的测量原理和综合解释理论只作了概略介绍。

钻井地球物理在石油、天然气、煤、地下水和地热、金属与非金属矿产等资源勘探中，以及基础地质研究和许多工程监测中，凡涉及需要取得钻井中资料时，都需要进行钻井地球物理工作。因为石油与天然气工业发展迅速，相应的钻井地球物理方法的发展也是最为完备，所以本书主要以石油与天然气钻井地球物理方法为主进行叙述。其他相关专业选用本教材时，可根据需要适当增减。本书也可供从事钻井地球物理的工程技术人员和希望全面了解钻井地球物理方法的人员参考。

钻井地球物理是地球物理学的一个重要组成部分，同时它也是工业中实用性很强的一门工程技术，工业部门习惯上称它为地球物理测井或简称测井。在国外也存在着类似的两种称呼。在本书中钻井地球物理和地球物理测井这两种称呼的意义是等同的。

此次修编过程中，主要增加了近十年来发展最为迅速的核磁测井一章，另外对成像测井做了一些补充。由于钻井地球物理的数据处理与综合解释已单独编了教材，所以在本书中把上一版的最后一章“测井资料的计算处理与解释方法”删去。由于这是一本针对本科生的教材，因此在内容和分量上做了适当控制。重点讲述方法的物理原理、测量原理和应用领域及其适用条件。

在原地质矿产部地球物理测井课程教学指导委员会主持下，曾编写了一本与本教材和相关教材配套的习题集（王惠濂，地球物理测井习题集，地质出版社，1993）。因此，在本教材中没有重复编入习题和作业。授课老师可以根据需要从该习题集中选用适当的习题和作业。

本教材在校内外使用过程中，许多同志提出了不少宝贵意见，在此表示衷心感谢。同时，对支持和帮助本教材此次修订的学校和学院有关同志表示真诚的谢意。

编者

2005年于长春

1979 年版前言

本书是作为地质院校石油物探专业的“钻井地球物理勘探”课教材而编写的。书中主要介绍了钻井地球物理勘探的方法原理和资料综合解释原理，全书分两大部分，共十四章。本书按 100 学时教学要求安排的，使用时可根据需要作适当增减。本书也可供石油测井技术人员参考。

本书是在我院编写的“钻井地球物理勘探”(试用教材) 基础上，修改补充而成。参加本书编写工作的有：李舟波 (主编)、岳玉华、张存和、尚林阁等。

在编写过程中，得到了许多兄弟院校和野外生产单位的热情支持，特别是对教材大纲提出了许多宝贵意见。在初稿完成之后，武汉地质学院、成都地质学院、河北地质学院、江苏石油物探研究大队，河南石油指挥部数字测井站，江苏第六普查大队测井队参加了对本书的审阅并提出了有益的意见。在修稿过程中，根据大纲的要求，都已尽量吸收到教材中去。最后又蒙武汉地质学院尉中良、王惠濂同志作了全面审编。对上述各单位及个人给予本书编写工作的支持和帮助，我们表示衷心地感谢！此外，还有些单位和个人也给本书编写工作以支持和帮助，我们在此一并表示谢意。

编者

1979

1985 年版前言

本书是根据地质矿产部“井下地球物理”教材编审委员会审定的“钻井地球物理勘探”教学大纲为地球物理勘探专业编写的。书中主要是叙述了钻井地球物理勘探的方法原理，同时对测井资料综合解释的原理作了简要介绍。全书共十二章，按 80 ～100 学时教学要求安排，使用时可根据教学需要作适当增减。本书也可供石油测井技术人员参考。

本书是在长春地质学院 1979 年编写的《钻井地球物理勘探》（高等学校试用教材）基础上，修改补充而成。书中删除了近年来已经逐渐淘汰和应用范围有限的那部分内容。在仪器方面主要叙述和方法原理有关的内容，对电路或结构的细节作了精简，书中补充了一些日益变得重要的新方法，如自然伽马能谱测井、岩性密度测井、长源距声波测井等。本书使用的单位制已按国务院有关实行法定单位的规定采用法定单位制，只在个别地方，如某些进口设备的尺寸，还暂时保留了英尺或英寸。为方便各读者，书后附有法定单位与 CGSM 单位对照表。

参加本书编写工作的有：李舟波（主编）、岳玉华、张存和、尚林阁和梅忠武。

成都地质学院杜奉屏副教授任本书主审。在教学大纲讨论和教材初稿评审过程中，杜奉屏同志、武汉地质学院王惠濂副教授、地矿部南京石油物探研究所刘大恒工程师、西安地质学院周思明和成都地质学院肖慈珣老师等提出了许多宝贵意见。在修改过程中，根据大纲要求，都已尽量作了补充，在此，对上述各位同志表示衷心地感谢！同时，对为本书编辑出版给予支持和帮助的同志，表示谢意！

编者

1985

1994 年版前言

本书的第二次修改本是 1986 年出版的，至今已经过去将近八年。根据教学的需要，以及近年来钻井地球物理方法的发展，地质矿产部地球物理测井课程教学指导委员会认为有必要再次修编此书。这是一本以叙述钻井地球物理勘探方法原理为主的书，最初是为地球物理勘探专业编写的，最近几年我们还把它作为矿场地球物理专业的地球物理测井方法原理课程的教材。目前，高等院校的教学正处于改革时期，考虑到多方面的需要，本书仍保留了原书的结构，前十一章介绍各种地球物理测井方法的原理，后两章对评价石油天然气储集层的测井资料综合解释原理和处理方法作了简要介绍。全书仍按 80 ～100 学时的教学要求安排，使用时可根据需要作适当增减。本书也可供测井技术人员，以及希望全面了解地球物理测井方法的人员参考。

此次修编过程中，删除了一些近年来已经逐渐淘汰和应用范围很有限的那部分内容，对于变得日益重要的一些新方法，以及随着科学技术进步引入的一些新概念，尽量作了补充。除增加了介电测井一章之外，感应测井、声波测井以及其他一些章节，同前一本书相比，也都作了较大变动。本书使用的单位制，已按规定采用法定单位制，只在个别地方，如某些进口设备的尺寸，还暂时保留了英尺或英寸等。为方便读者，书后附有法定计量单位与非国际单位对照表。

参加本次编写工作的是李舟波和张存和，最后由李舟波对全书作了统编。

中国地质大学王惠濂教授、成都理工学院杜奉屏副教授，地质矿产部地球物理测井课程教学指导委员会各位委员，以及地质矿产部教材室林清湲老师，对本书的内容提出了许多宝贵意见。在此，向上述各位同志表示衷心地感谢！同时，向为本书绘制插图和编辑出版给予支持和帮助的同志，表示谢意。

编者

1994

目　　录

第一章　绪　论 …… (1)
一、钻井地球物理勘探的含义 …… (1)
二、发展历史与现状 …… (2)
三、地球物理测井在油气勘探和开发中的作用和地位 …… (3)
四、测井现场 …… (4)
五、测井的井下环境 …… (4)

第二章　普通电阻率法测井 …… (6)
第一节　电阻率法测井的基本知识 …… (6)
一、岩石电阻率 …… (6)
二、普通电极系电阻率法测井的测量原理 …… (8)
三、描写电场分布的基本方程与边界条件 …… (8)
四、均匀无限各向同性介质中电场的分布 …… (9)
五、泥浆侵入带 …… (11)
六、视电阻率 …… (12)
七、电极系 …… (13)
第二节　视电阻率理论曲线 …… (14)
一、一个水平界面 …… (16)
二、一个水平层 …… (19)
三、倾斜地层与非理想电极系 …… (20)
四、高阻邻层的屏蔽影响 …… (21)
第三节　视电阻率测井曲线的应用 …… (22)
一、钻井地质剖面的划分 …… (22)
二、岩层真电阻率的估计 …… (23)
第四节　微电极系电阻率法测井 …… (25)
一、微电极系测井的基本概念 …… (26)
二、微电极系测井曲线的应用 …… (26)

第三章　聚流电极系电阻率法测井 …… (29)
第一节　三电极侧向测井 …… (29)
一、基本原理 …… (29)

二、三侧向测井仪工作原理 …… (31)
三、影响视电阻率的因素 …… (32)
第二节　七电极侧向测井 …… (37)
一、基本原理 …… (37)
二、影响七侧向视电阻率的因素 …… (38)
三、七侧向测井视电阻率曲线的形状 …… (39)
四、侧向测井的应用 …… (40)
第三节　微侧向测井和邻近侧向测井 …… (40)
第四节　微球形聚焦测井 …… (42)
第五节　电阻率成像测井 …… (44)
一、井壁微电阻率成像测井 …… (44)
二、方位电阻率成像测井 …… (46)

第四章　感应测井 …… (48)
第一节　感应测井的基本理论 …… (48)
一、基本原理 …… (48)
二、均匀介质双线圈系感应测井的电磁场理论 …… (51)
第二节　感应测井线圈系特性 …… (52)
一、双线圈系的纵向探测特性 …… (53)
二、双线圈系的径向探测特性 …… (54)
三、双线圈系存在的问题 …… (55)
四、多线圈系的特性 …… (55)
第三节　感应测井曲线的形状 …… (57)
第四节　感应测井曲线的解释 …… (58)
一、视电导率曲线的分层和取值 …… (58)
二、井眼校正 …… (59)
三、均匀介质传播效应校正 …… (59)
四、厚度和围岩影响校正 …… (60)
五、确定地层电阻率 …… (61)
第五节　阵列感应测井 …… (62)
第六节　多分量感应测井 …… (63)

第五章　介电测井 …… (65)
第一节　岩石的介电性质 …… (65)
第二节　介电测井的基本理论 …… (66)
第三节　介电测井方法 …… (67)
一、浅探测介电测井仪 …… (67)
二、深探测介电测井仪 …… (69)
第四节　解释方法 …… (70)

一、EPT 测井曲线的解释方法 …… (70)
二、深探测介电测井曲线的解释方法 …… (73)

第六章 自然电位测井 …… (75)
第一节 石油钻井中自然电场产生的原因 …… (75)
第二节 影响自然电位曲线幅度和形状的因素 …… (78)
一、影响自然电动势的因素 …… (78)
二、影响自然电流分布的因素 …… (80)
第三节 自然电位曲线的应用 …… (83)
一、划分渗透性岩层 …… (83)
二、确定地层水电阻率 …… (85)
三、估计泥质含量 …… (87)

第七章 声波测井 …… (88)
第一节 声波测井的物理基础 …… (88)
一、声波物理性质简述 …… (88)
二、钻孔内的声波 …… (91)
第二节 声波速度测井 …… (92)
一、单发双收声波速度测井 …… (92)
二、井眼补偿式声波速度测井 …… (93)
三、长源距声波测井 …… (95)
四、阵列声波测井及分波速度提取 …… (97)
五、偶极声波测井 …… (98)
第三节 声波速度测井的解释与应用 …… (101)
一、影响声波速度测井曲线形状的因素 …… (101)
二、声波速度测井在储集层研究中的应用 …… (102)
三、确定地层弹性参数 …… (105)
四、声波速度测井在地震勘探中的应用 …… (106)
第四节 固井声波幅度测井 …… (108)
第五节 声波井壁成像测井 …… (111)

第八章 自然伽马测井 …… (114)
第一节 原子核的基本知识和天然放射性 …… (114)
一、天然放射性 …… (114)
二、放射性单位 …… (116)
三、岩石的天然放射性 …… (117)
第二节 自然伽马测井的测量原理 …… (118)
一、射线探测器 …… (118)
二、自然伽马测井仪的刻度 …… (120)

第三节　自然伽马测井曲线特征 …… (121)
一、“统计涨落”的影响 …… (122)
二、计数率线路时间常数和测井速度对曲线形状的影响 …… (123)
第四节　井的条件对自然伽马测井曲线的影响 …… (124)
第五节　自然伽马测井曲线的应用 …… (127)
一、判断岩性和划分渗透性岩层 …… (127)
二、确定储集层的泥质含量 …… (127)
三、地层对比 …… (128)
第六节　自然伽马能谱测井 …… (129)
一、物理原理 …… (129)
二、测量原理 …… (129)
三、应　用 …… (131)

第九章　伽马 - 伽马测井 …… (132)
第一节　密度测井原理 …… (132)
一、伽马射线和物质的相互作用 …… (132)
二、电子密度与体积密度 …… (134)
三、密度和伽马射线衰减的关系 …… (135)
第二节　影响密度测井的因素 …… (137)
一、源距、γ射线源的能量和强度的影响 …… (137)
二、研究深度 …… (138)
三、泥饼影响和补偿密度测井 …… (139)
第三节　密度测井的应用 …… (142)
第四节　岩性测井 …… (143)
一、基本原理 …… (143)
二、测量原理 …… (145)
三、应　用 …… (145)

第十章　中子测井 …… (147)
第一节　中子测井的物理基础 …… (147)
一、核反应与人工放射性 …… (147)
二、中子源 …… (148)
三、中子与物质的相互作用 …… (149)
第二节　中子 - 中子与中子 - γ测井理论概述 …… (153)
一、热中子空间分布 …… (153)
二、中子 - γ射线的空间分布 …… (157)
第三节　中子测井测量原理及刻度 …… (158)
一、中子测井测量原理 …… (158)
二、中子测井刻度 …… (160)

第四节　中子测井解释与应用 …… (160)
一、影响中子测井的环境因素 …… (160)
二、解释与应用 …… (161)

第十一章　中子寿命测井及其他中子测井 …… (166)
第一节　中子寿命测井 …… (166)
一、基本理论 …… (167)
二、解释方法 …… (169)
三、脉冲中子源的工作原理 …… (172)
第二节　中子 - γ射线能谱测井 …… (173)
第三节　中子活化测井 …… (175)

第十二章　核磁测井 …… (177)
第一节　核磁测井的基本原理 …… (177)
一、原子核的核磁性质 …… (177)
二、原子核系统的磁化强度 …… (178)
三、磁化强度的弛豫过程 …… (179)
四、磁化强度的运动方程与核磁共振 …… (180)
第二节　核磁测井测量原理 …… (182)
一、自由进动法 …… (183)
二、自旋回波法 …… (183)
第三节　岩石和流体的核磁性质 …… (186)
一、自由含氢流体的核磁性质 …… (186)
二、孔隙性岩石的核磁性质 …… (188)
第四节　核磁测井结果的解释与应用 …… (190)
一、反演 T_2 谱 …… (190)
二、孔隙度的确定 …… (191)
三、渗透率的估计 …… (192)
四、综合应用核磁参数判断油气水层 …… (193)

第十三章　井径测量、井斜测量、地层倾角测井和热测井 …… (196)
第一节　井径测量 …… (196)
第二节　井斜测量 …… (197)
第三节　地层倾角测井 …… (199)
一、地层倾角测井原理 …… (199)
二、地层倾角测井数据处理和成果表示 …… (201)
三、地层倾角测井结果的应用 …… (205)
第四节　热测井 …… (208)
一、岩石的热学性质 …… (208)

二、自然热场法 …… (208)
三、人工热场法 …… (211)

第十四章　钻井地球物理资料综合解释原理与方法 …… (212)
第一节　油气储集层的性质 …… (212)
一、储集层的岩性 …… (212)
二、储集层的储集性和含油性 …… (213)
三、储集层的岩性、储集性、含油性与各种物理性质的关系 …… (216)
第二节　确定岩性和孔隙度 …… (221)
一、岩性—孔隙度交会图 …… (221)
二、岩性交会图 …… (222)
三、数值法 …… (224)
第三节　含油饱和度的确定 …… (225)
一、电阻率—孔隙度组合法 …… (226)
二、径向电阻率比值法 …… (229)
三、可动油法 …… (230)
四、含泥质地层饱和度的确定 …… (231)
第四节　渗透率的估计 …… (234)
第五节　钻井地球物理资料综合解释系统的发展概述 …… (235)
主要参考文献 …… (238)
附录　法定计量单位与非国际单位对照表 …… (240)

第一章　绪　　论

一、钻井地球物理勘探的含义

顾名思义，钻井地球物理勘探是在钻孔中进行的各种地球物理勘探方法的统称。工业部门习惯上通常称为地球物理测井，简称测井。它是通过观测钻孔内各种地球物理场的特征，来研究钻孔周围介质的性质和分布状态，从而解决各种地质、工程和有关科学与技术问题的。尽管在原理上井中地球物理方法与地面地球物理方法是相同的，但由于地球物理测井的工作环境、观测方式和需要解决的问题，与地面地球物理勘探方法有较大差别，因而成为应用地球物理学的一个独立分支学科。目前，它在资源勘探与开发、工程与环境监测，以及基础地质研究中都发挥着重要作用，尤其在石油天然气勘探与开发过程中的作用更为突出，成为不可缺少的工作环节，被列为十大石油科学技术之一。

在能源需求的强大动力推动下，石油与天然气钻孔中应用的地球物理方法发展最为迅速，因此将作为本书的主要讨论内容。按照所研究的岩石物理性质不同，目前在石油钻孔中已广泛采用的测井方法可分为以下几类。

(1) 研究岩石电学性质为基础的一组方法。其中包括研究岩石导电性的普通电极系电阻率测井、微电极系测井、侧向测井、微侧向测井、球形聚焦测井、感应测井和微电阻率扫描成像测井等；研究岩石介电性质的电磁波传播测井；研究岩石电化学性质的自然电位测井和人工电位测井等。

(2) 研究岩石声学性质为基础的一组测井方法。其中包括纵、横波和斯通利波的速度测井和幅度测井，以及声波成像测井等。

(3) 研究岩石原子物理和核物理性质为基础的一组方法。其中包括自然伽马测井、密度测井、光电吸收指数测井、中子 - 中子测井、中子寿命测井、自然伽马能谱测井、次生伽马能谱测井、活化测井、同位素测井和核磁测井等。

(4) 其他一些测井方法，如热测井、磁测井、泥浆测井，以及检查井内技术状况的各种测井方法。

地球物理测井的主要研究对象是地质体，是研究和解决地质问题的一种手段，应是地学领域中的一部分；同时地球物理测井的基础理论是物理学，所以也可以属于物理学的范畴；地球物理测井的工作方法是数据采集与数据处理，因此在一定意义上说，它属于信息科学；在油气田开发过程中，有大量工程问题需要测井来解决，所以它和油藏工程的关系非常紧密；地球物理测井的数据采集中采用多种传感器及数据传输技术，与电子工程、遥测技术等的关系也十分密切。因此，地球物理测井是地质学、物理学、信息科学等多学科的边缘学科。

广义地说，地球物理测井或钻井地球物理勘探应包括三部分内容，即各种地球物理测井方法的原理、数据采集技术、数据处理与解释方法。本书主要介绍方法原理，对数据采集原理和数据处理与解释只简要地介绍其基本过程。

二、发展历史与现状

一般认为，现代意义的地球物理测井开始于 1927 年，尽管初期只记录视电阻率和自然电位曲线，但已能用于划分岩性和地层对比，展现了很好的应用前景。电阻率测井的理论和方法以及测量技术得到了迅速发展。1942 年阿奇（G. E. Archie）提出著名的阿奇公式，把纯地层条件下的电阻率、孔隙度和含水饱和度之间的关系定量表示出来，使地球物理测井成为储层评价的重要方法。实际上，后来大部分地球物理测井方法的研究都是围绕着评价油气储层的需要进行的。到 20 世纪 50 年代中期，井下地球物理场的研究从电场扩大到弹性波场、核物理场，发展了声波测井、中子测井和密度测井的理论、方法和技术，并在生产中得到广泛应用。同时，电法测井出现了带有聚焦和屏蔽电极的侧向测井、利用电磁感应原理的感应测井和研究井壁附近冲洗带电阻率的各种微电阻率测井。逐渐形成了包括深、中、浅电阻率测井；中子、密度和声波三种孔隙度测井；反映岩性的自然放射性测井、自然电位测井等方法的比较完整的测井系列，使油气储层的测井评价方法开始进入定量阶段。

20 世纪 60 年代后期，计算机技术开始进入地球物理勘探领域，使测井技术产生很大变化，数据采集逐步由模拟方式向数字方式过渡，并以此为依托，70 年代初，出现了较完整的测井解释计算机处理系统，标志着以井下地球物理信息采集和处理为基础的油气储层评价技术进入综合分析阶段。对于地层厚度较大、岩石矿物成分较简单、地层水矿化度较稳定的粒间孔隙储层，一般都能做出准确评价。但是，随着勘探领域的不断扩大，岩性复杂、孔隙分布不均匀（裂缝发育）及薄交互储层和低孔隙、低渗透储层的评价问题，给地球物理测井提出新的研究课题。从 80 年代开始，陆续出现了一些新方法，如伽马能谱测井（包括自然伽马能谱、散射伽马能谱、次生伽马能谱测井）、电磁波传播测井、声波全波列测井、阵列声波测井、井壁声波成像测井、微电阻率扫描测井等。20 世纪 90 年代以来，核磁测井进入比较成熟阶段，在生产中的应用日益广泛。近年来，井周围介质非均匀性的研究以及油气储层动态变化的研究逐渐提到日程上来，传统的沿井身一维观测的测井曲线已不能满足实际研究的需要。为了更好地研究介质的非均匀性，出现了可以反映径向和不同方位地层变化的成像测井方法，如阵列感应测井、方位电阻率测井。为了预测储层开发过程的动态特征，则要求从更大的范围，而不是只从一口井去认识储层，因此出现了既注意储层的微观精细特征又注意宏观分布规律两个方面研究的发展趋向。元素测井、核磁测井和井壁成像的应用，使得储层的矿物成分、孔隙结构、层理结构和流体性质的研究达到一个新的水平。各种井间成像方法，以及与地震勘探数据和实验室分析数据相结合的储层综合描述，成为地球物理测井发展的新生长点。此外，适应特殊钻井环境的测井方法，如随钻测井、水平井测井，以及套管井的声波测井、电阻率测井，在客观需求的推动下，也取得了重要进展。

我国测井学的发展，大体上与国外经历了相同的发展阶段。1939 年翁文波在四川石

油沟一号井进行了我国第一次测井，成功地划分了气层。1947 年在玉门油矿建立了第一个专门从事测井工作的电测站。尽管当时记录的只有电阻率和自然电位测井曲线，在进行地层对比、划分玉门老君庙油田的 K，L，M 油层和确定断层位置等都取得了明显效果，显示了我国早期测井工作者的作用和能力。我国测井事业的大发展是在 1949 年之后。在高等院校培养了大批专门人才，在北京、上海和西安等地相继建立了仪器制造厂，在借鉴国外技术的同时，很快形成了自己的设计制造能力。我国目前已能生产技术先进的数控测井仪以及相应的井下仪器，如双感应测井仪、双侧向测井仪、微球形聚焦测井仪、自然伽马测井仪、自然伽马能谱测井仪、岩性 - 密度测井仪、补偿中子测井仪、长源距声波测井仪、高分辨率地层倾角仪、碳氧比测井仪和中子寿命测井仪等。根据我国油气田的地质特点，在解释方法、解释模型和数据处理软件研究方面，也取得了许多有实用价值的成果。我国是世界上能够主要依靠本国技术力量和本国制造的仪器设备进行常规油气田测井、煤田测井、金属矿测井和水文工程测井的少数国家之一。

在过去的 70 多年中，随着电子技术和计算机技术的发展，测井仪器也在不断更新，从最早的半自动模拟记录，经过自动模拟记录，20 世纪 60 年代中期进入了数字记录阶段。到 70 年代中期，电子计算机被引入野外测井仪后，测井仪器的发展进入了一个新阶段——程控数字测井记录阶段。井下仪器也在向综合化方向发展，多数都采用“积木”式结构，便于按照测井系列的需要进行组合。为了减小井径、泥浆、泥饼和邻层的影响，井下仪器都采用聚焦、井眼补偿或贴井壁等方式。近 10 年来，数据采集方法又有许多新的进展，例如阵列接收、多频和多极发射等。于是，对测井信号传输设备提出了新的挑战。光纤电缆、高速多路传输技术和大容量的微型计算机已进入现场测井设备中，使得所获得的地质信息进一步丰富，大大提高了解决问题的能力。

现代测井技术的发展特征，可以概括为：方法系列化、仪器综合化、记录数字化、操作程控化、解释自动化和成果显示图形化。但是，也应该看到，现有的方法多数还是间接的，从观测数据到做出地质结论，要经过许多中间解释环节，在这些环节中往往或多或少地加入某些理想化了的条件，因而使解释的精度降低，有时难免发生某些错误。随着勘探领域的不断扩大，对测井方法不断提出新的任务。这些都将推动人们一方面努力改进现有方法，一方面探寻新的方法。

三、地球物理测井在油气勘探和开发中的作用和地位

地球物理测井是目前能以极高的分辨率定量提供岩层纵向变化特征的惟一手段。随着科学技术的进步，地球物理测井解决问题的范围也在逐步扩大，不仅能应用于勘探，也能解决开发中的问题，不但能直接解决和含油气有关的问题，而且在研究地质构造、地层压力、岩石强度和沉积环境等一系列地质问题上也有了新的进展；不仅能解决资源评价问题，也能解决一些工程问题。目前，地球物理测井在石油和天然气勘探与开发中可以解决的任务，可以概括如下：

(1) 划分钻孔的岩性剖面，找出油气储集层，并确定出厚度和深度；

(2) 定量或半定量估计岩层的储集性能——孔隙度和渗透率；

(3) 确定岩层的含油性——含油气饱和度和油气的可动性；

(4) 研究岩层的产状，进行剖面对比以及进行岩性、沉积环境和地质构造研究;

(5) 在油田开发过程中提供油层动态资料;

(6) 研究井的技术情况，如井径、井斜、井温和固井质量等;

(7) 研究地层压力、岩石强度、压裂效果等;

(8) 为地面地球物理勘探资料解释提供必要的参数;

(9) 与地质、地面地球物理勘探、钻井、测试和实验室分析数据相结合，进行储层空间描述和进行盆地分析;

(10) 油井工程事故监测等。

可以看出，对于一口油井从开钻到投入生产，一直到报废为止，整个过程的各个环节都有测井任务。

四、测井现场

测井工作所使用的仪器设备，包括放入井中测量地层物理性质的下井仪器或电极系、电缆、电缆绞车、滑轮以及深度和张力传感器、控制与记录仪器等。测井仪器在井场的布置情况如图 1.1 所示。电缆的作用是用来下放和提升下井仪器，另一个作用是通过电缆的缆心向井下供电、发送控制信号和把记录信号由井下送到地面记录仪。电缆的缆心一般为七心和三心，也有单心电缆。电缆的外皮有钢丝铠装、麻包和橡皮等形式。电缆绕在绞车滚筒上，缆心通过绞车上的集电环与仪器相连接。装在汽车上的绞车一般用汽车的动力提升和下放电缆。在海上钻井平台测井时，绞车是装在拖撬上。电缆上每隔一定距离（一般为 25m）做有磁性深度记号，由深度传感器把与测井数据对应的深度信息送到记录仪。当下井仪器在井下遇到不同阻力时，电缆张力会发生变化，并且由于电缆拉伸情况不同会造成深度误差。电缆张力传感器把张力变化信息送到记录仪记录下来，以便进行深度校正时使用。测井时，井口滑轮有的安装在井口钻台上，有的吊在井架上，绞车与井口对正，停在距离井口大约 30m 的地方。

五、测井的井下环境

测井时，下井仪器是在钻孔的特殊环境下工作。大多数钻孔是由安装在长钻杆头上的旋转钻头完成的。在钻进过程中，流体泥浆从钻杆中间泵入，并从钻头上的孔流出，由钻杆外侧返回地面。泥浆的作用除了润滑、使钻头降温和把岩屑带到地面之外，并通过泥浆柱提供一个可调节的流体静压力，使其超过地层孔隙流体压力，以免发生井喷。这后一个作用，会改变井壁附近地球物理测井研究范围内岩石的性质，因此对测井有重要影响。为了调节泥浆密度，泥浆中含有一些加重的物质，一般为粘土，有时加入重晶石粉。泥浆密度通常在 1.1 ～2.0g/cm^3 之间。由于井壁内外存在一个压力差，泥浆的流体部分将渗入渗透性地层。泥浆滤液将把孔隙中原始的流体推向离井壁更远的地方，在井壁附近形成一个泥浆侵入带（图 1.2）。在泥浆侵入过程中，泥浆中被滤出的固体颗粒在井壁上形成泥饼。随着泥饼的形成，使流体的渗透速率迅速降低，最后达到平衡状态，低渗透的泥饼支撑泥浆柱和孔隙流体之间的压力差。泥饼厚度一般在几个毫米到 2 ～3cm。在侵入带靠近井壁

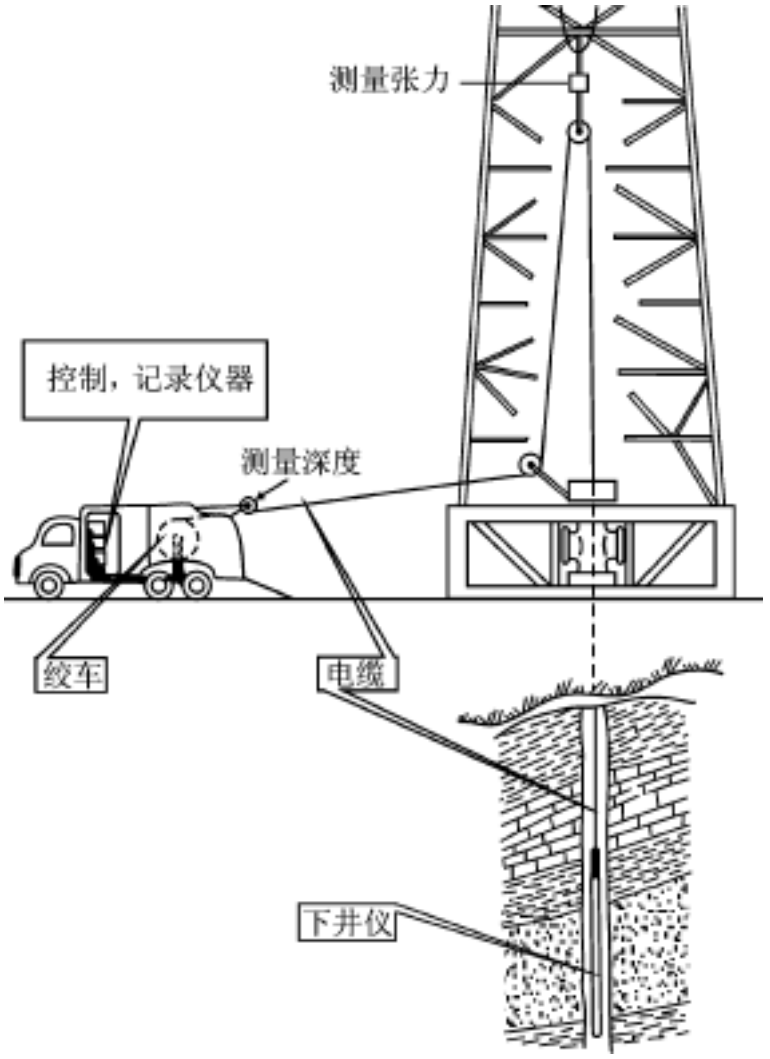


图 1.1　测井现场工作示意图

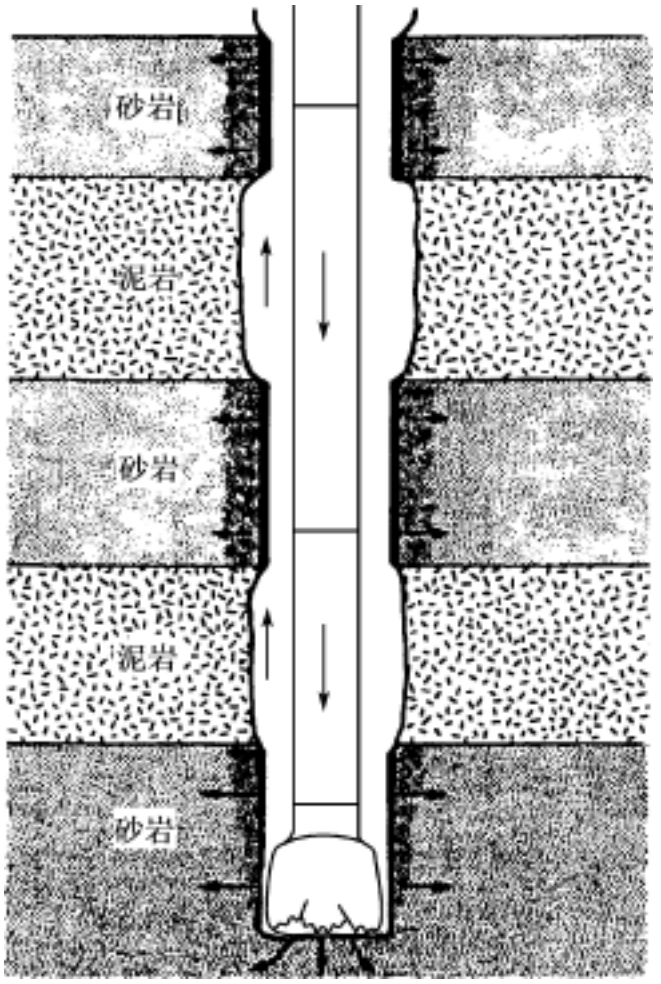


图 1.2　钻井及泥浆侵入示意图

部分，原始孔隙中的可动流体完全被泥浆滤液取代，这部分称为冲洗带。泥浆滤液和孔隙中原始可动流体混合存在部分称为过渡带。

在油田有少数井为取得油气层的原始参数，采用油基泥浆钻井，这时由于油 - 水 - 岩石表面张力的影响，侵入很浅并且几乎没有泥饼存在。油气勘探的钻孔比较深，而且将来可能成为生产油气的井和需要下套管，所以井径比较大，一般在 15 ～25cm 之间。金属矿和煤田勘探的钻孔的直径要小得多，在 2.5 ～10cm 之间。

测井下井仪器绝大多数情况下是在泥浆中工作，所以泥浆和泥饼明显地影响测井仪对地层参数的测量。例如，仪器周围的低电阻率泥浆对高电阻率地层的电阻率测量造成明显短路效应；含有气泡的泥浆将对声波测井的声波幅度产生明显的衰减作用等等。由于贴井壁测量的仪器探测深度比较浅，泥饼性质和厚度的影响也是不能忽视的。

钻孔的直径和横截面形状也是测井的一个重要井下环境因素。当地应力存在方向差异或有网状裂缝时，井眼的截面会偏离圆形而成为椭圆形。在钻机钻进过程中，由于钻杆的机械碰撞和泥浆冲刷，一些软地层和胶结不紧密的地层会坍塌，造成井径扩大。

侵入带是测井必然面对的另一个环境因素。侵入带的深度随地层和泥浆性质不同而不同，可以从若干厘米到几米。不同测井方法受侵入带的影响也不一样，在以后介绍各个方法时将详细介绍。

钻孔中的温度随不同地区地温梯度不同而有些差别，一般地温梯度在每百米 3℃左右。井下压力由井深和泥浆密度决定。温度和压力是设计测井井下仪器时必须考虑的。

第二章　普通电阻率法测井

通常是用电阻率这个物理量来表示岩石的导电能力，所以根据岩石导电能力的差异，在钻孔中研究岩层性质和区分它们的方法，称为电阻率法测井。几十年来，在生产实践和科学研究过程中，为了解决勘探中不断出现的新问题，电阻率法测井也发生了很大变化，出现了许多不同形式的电阻率法测井。例如，侧向测井、微电极测井和感应测井等。这些方法的物理基础都是岩石的电阻率，但在具体方法上、应用范围上都存在一定的差别，因此，我们将分几章来介绍它们。本章介绍普通电阻率法测井，其中包括普通电极系电阻率法测井和微电极系测井。

电阻率法测井的主要任务是根据电阻率曲线划分岩层的厚度、定量确定岩层的电阻率。在油井中，研究岩层的导电能力具有特殊意义，因为石油是一种电阻率极高的物质，而在天然状态下的水却是一种电阻率较低的物质。因此，在相同岩性的储集层中，含油岩层将比含水岩层的电阻率高。直到目前为止，岩层电阻率的高低仍然是判断岩层含油水性质的重要标志。

普通电阻率法测井是电阻率法测井中最基本和最原始的形式，它过去能解决的一些任务，现在已经被新出现的更为有效的方法所代替。但是，在划分钻井地质剖面和作为判断岩层电阻率的辅助手段时，它仍然被广泛地采用。而且，它的一些基本概念及分析问题的基本思路，在说明一些新方法的原理时还要经常用到。因此，有必要花费一定的篇幅加以介绍。

第一节　电阻率法测井的基本知识

一、岩石电阻率

关于导体的电阻的概念，例如一根导线的电阻的概念，大家是比较熟悉的。如果导线的长度为 L，截面为 S，则它的电阻为

$$r = R\frac{L}{S} \tag{2.1}$$

式中 R 是只与导体材料有关的物理量，称为这种材料的电阻率。

可以看出，导体的电阻不仅和导体的材料有关，而且和导体的几何形状有关。因此，在电测井中不宜用电阻这一物理参量，而应该用电阻率来说明岩层的性质。从（2.1）式看出，电阻率的量值等于单位截面积和单位长度的介质的电阻值。当长度单位用米（m），

电阻单位用欧姆（Ω）表示时，电阻率的单位是欧姆·米（Ω·m）。

岩石电阻率的大小受许多因素影响，如岩石的矿物成分和分布形式、孔隙结构和孔隙度、孔隙中流体的性质、温度等。因此，不仅各种岩石间的电阻率有很大差异，而且同一种岩石的电阻率也不是一个固定的数值。表 2.1 列出了几种常见岩石的电阻率一般变化范围。

表 2.1　几种常见岩石和矿物的电阻率

岩　石	泥　岩	疏松砂岩	致密砂岩	灰　岩	白云岩	砾　岩	泥灰岩	花岗岩	片麻岩
电阻率 / Ω·m	1～30	0.3～100	20～5000	2～5000	1～5000	10～2000	3～500	500～10^5	100～10^4
矿　物	石　英	长　石	云　母	方解石	白云石	高岭石	蒙脱石	黄铁矿	石　油
电阻率 / Ω·m	10^{12}～10^{14}	10^8～10^{10}	10^{13}～10^{15}	10^{10}～10^{12}	10^{10}～10^{12}	<1000	<100	<10^{-4}	10^9～10^{16}

构成油气储集层岩石的大多数矿物的导电性都很差（表 2.1），即使在储层岩石中有少量的金属导电矿物，也是呈分散状分布，一般对岩石的导电性无很大影响。但是，当岩石中含有较多的粘土矿物时。由于其表面吸附离子而造成的表面导电性，对岩石的导电性往往会造成较大的影响。

对于大多数油气储集层来说，岩石导电性主要是由岩石的孔隙度和孔隙中流体的导电性质所决定。

综上所述，储集层岩石的电导率，可以表示成如下的一般形式

$$\sigma_t = A\sigma_w + B\sigma_m \tag{2.2}$$

式中：σ_w 为孔隙中流体的电导率；σ_m 表示由粘土矿物表面导电性造成的附加电导率；A 和 B 为系数。

对于不含粘土矿物的纯岩层，用电阻率来表示其导电性时，(2.2) 式可以写成

$$R_t = A\frac{1}{R_w} \tag{2.3}$$

式中 A 为$\frac{1}{A}$，它和岩石孔隙的结构及大小，以及是否含有油气有关。通常 (2.3) 式写成

$$R_t = F \cdot I \cdot R_w \tag{2.4}$$

F 是和孔隙大小、结构有关的系数，称为地层因素，根据实验，可以写成

$$F = \frac{a}{\phi^m} \tag{2.5}$$

式中：ϕ为孔隙度；a 和 m 是和岩性及孔隙结构有关的系数。(2.4) 式中的 I 是和岩石含油气有关的系数，称为电阻率指数，表示由于岩石含油气之后电阻率增大的倍数，所以也叫做电阻增大率，它和岩石的含油气饱和度有关

$$I = \frac{1}{(1 - S_o)^n} = \frac{1}{S_w^n} \tag{2.6}$$

式中：S_o 和 S_w 分别为含油气饱和度和含水饱和度；n 称为饱和度指数。

从 (2.3) 式和 (2.4) 式可以看出，地层水的电阻率 R_w 对岩石电阻率的影响很大。地层水电阻率的大小和所含盐类的化学成分、浓度以及温度有关。水溶液电阻率的公式可

以写成

$$R_w = \frac{1}{CaFn(u+v)} \tag{2.7}$$

式中：C 是溶液的克分子浓度；a 是电离度；F 是法拉第常数；n 是离子价；u 和 v 分别为正负离子的摩尔电导。

盐溶液的电阻率随温度增高而降低，如已知 18℃时溶液的电阻率，可以按下式近似换算成温度为 t℃时的电阻率

$$R_{w,t} = R_{w,18}[1 - \alpha(t - 18)] \tag{2.8}$$

式中：α为水溶液电阻率的温度系数，对 NaCl 溶液近似取 0.02。

二、普通电极系电阻率法测井的测量原理

岩层的导电能力大小或岩层的电阻率，只有当电流通过它的时候，才能表现出来。所以在测量电阻率时，必须向岩层中通入一定的电流，然后研究由于岩层导电性不同对电场分布的影响，即研究电流场的分布，从而进一步达到区分不同岩层的目的。因此，电阻率测井的线路中，必然包括造成电场的供电线路和测量电场的测量线路两部分。图 2.1 是电阻率法测井的测量原理图。电源经 A、B 电极向地层中供电。电场在空间的分布受岩层电阻率的分布所控制。因此，研究岩层电阻率的电阻率法测井，首先必须研究在一定供电电流情况下电场的分布问题，然后再根据电场与电阻率的关系确定出岩层电阻率和划分出不同电阻率地层。图中 M、N 是测量电极，当岩层电阻率变化时，由供电电极 A 和 B 在 M 和 N 处造成的电场也必然变化。反过来，也就可以根据电场的变化推断出岩层电阻率的变化。

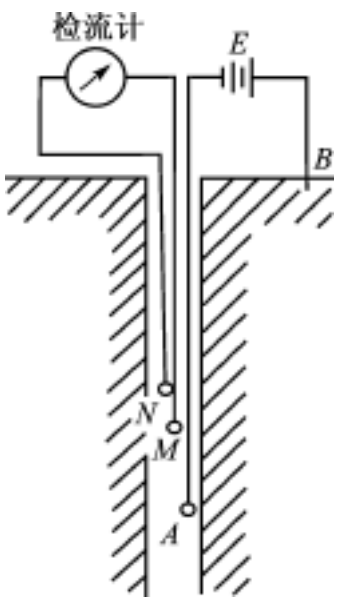


图 2.1　普通电极系电阻率法测量原理示意图

放入井中的几个电极（A、M、N 或 A、B、M）组成所谓电极系。电极系通过电缆与地面上电源和记录仪相连接。当电极系在钻井内移动时（通常是在提升的过程中测量），就可以记录出连续的电阻率测井曲线。

三、描写电场分布的基本方程与边界条件

前面已经指出，电阻率法测井的理论问题实质上就是要研究电场的分布。从物理学中已经知道，描述稳定电流场的基本物理量是电场强度 E、电位 V 和电流密度 j，它们所遵循的基本规律可以表示为

$$j = \frac{E}{R} \tag{2.9}$$

$$\operatorname{div} j = 0 \tag{2.10}$$

(2.9) 式是欧姆定律的微分形式。(2.10) 式表明了电流线的连续性，是基尔霍夫第一定律的微分形式，它说明在空间除了电源以外的任何点上，电流密度不能增加或减少。另

外，根据稳定电流场的性质，电场和电位之间的关系为

$$E = -\,\mathrm{grad}V \tag{2.11}$$

把（2.11）式代入（2.9）式，然后再把（2.9）式代入（2.10）式得

$$\mathrm{div}\left(-\frac{1}{R}\mathrm{grad}V\right) = 0$$

如果介质是均匀各向同性的，则

$$\mathrm{div}\cdot\mathrm{grad}V = 0$$

即得到拉普拉斯方程

$$\Delta^2 V = 0 \tag{2.12}$$

这是我们研究稳定电流场的基本方程。它给出了这一物理过程所遵循的一般规律。为了得到某一问题的具体解答，还必须给出一些条件，在数学上把这些条件叫做定解条件，其中包括初始条件和边界条件。因为我们研究的是稳定电流场，V 和时间无关，所以只取决于边界条件，它们是

（1）在接近点电源处，电位 V 的表示式和在单一介质中的情况相同。

（2）在无限远处（$r\to\infty$），$V\to 0$。

（3）在两种介质的界面上，V 是连续的，即

$$V_1 = V_2 \tag{2.13}$$

（4）电流穿过介质的界面时，电流密度的法向分量是连续的，即

$$\frac{1}{R_1}\frac{V_1}{n} = \frac{1}{R_2}\frac{V_2}{n} \tag{2.14}$$

或

$$j_{1n} = j_{2n} \tag{2.15}$$

根据基本方程和边界条件，就可以算出在一定介质分布情况下电场的分布。在实际生产中，可以根据测得的电场分布情况，按照上述理论知识反过来求得电极系周围介质的分布情况。这是在地球物理勘探工作中常用的工作方法。从一定的介质分布来计算电场的分布，称之为解正问题；从实测的电场分布求介质的分布称之为解反问题。虽然我们在实际生产中所从事的工作是属于后者，但它必须以正问题的知识作为基础。例如，当我们拿到一条电阻率曲线时，怎样划分岩层的界面呢？曲线上的变化和实际岩层电阻率的变化之间有什么关系？要回答这些问题，必须从研究正问题开始，从而得出一些规律性的认识，作为解决实际问题的指南。

四、均匀无限各向同性介质中电场的分布

均匀无限各向同性介质是一种理想的情况，但是，通过对它的讨论可以得到一些有用的基本关系式，也可以作为运用基本方程解决问题的简单例子。

假设供电电极 A 位于坐标原点。因为介质的电性均匀，所以从 A 流出的电流线在各个方向上一样，即对于原点是对称的。在这种情况下，利用球坐标比较方便。因为这时空间任何一点 M 的电位只和到原点的距离 r 有关，于是拉普拉斯方程就简化为

$$\frac{1}{r}\left(r^2\frac{V}{r}\right) = 0 \tag{2.16}$$

对这个式子积分后，得

$$V = -\frac{c}{r} + c_1 \tag{2.17}$$

式中 c 和 c_1 是积分常数。

根据 $r\to\infty$时，$V\to 0$ 的条件，则 $c_1 = 0$。于是

$$V = -\frac{c}{r} \tag{2.18}$$

已知距点电源 r 处的电位 V 可以由电场强度 E 积分得到

$$V(r) = -\int_{\infty}^{r} E\,dr = -\int_{\infty}^{r} jR\,dr \tag{2.19}$$

在距电源为 r 的任意一点的电流密度 j，等于电源电流强度 I 除以半径为 r 的球面积，即 $\frac{I}{4\pi r^2}$。代入 (2.19)，则有

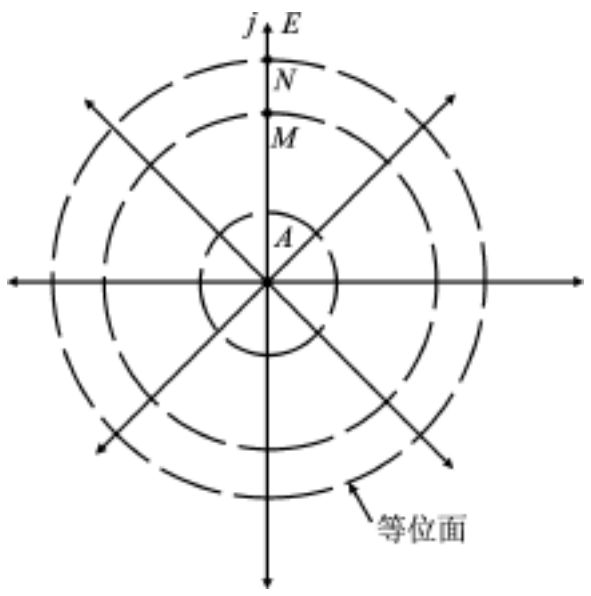


图 2.2　均匀无限各向同性介质中电流和电位分布情况

$$V(r) = -\int_{\infty}^{r}\frac{RI}{4\pi r^2}dr = \frac{RI}{4\pi}\frac{1}{r} \tag{2.20}$$

于是可见 (2.18) 式中的 c 等于 $-\frac{RI}{4\pi}$。根据 (2.20) 和 (2.11) 及 (2.9) 式，得到

$$E = -\frac{V}{r} = \frac{RI}{4\pi}\frac{1}{r^2} \tag{2.21}$$

$$j = \frac{E}{R} = \frac{I}{4\pi r^2} \tag{2.22}$$

上述 (2.20)、(2.21) 和 (2.22) 式是均匀无限各向同性介质中稳定电流场分布的基本公式。等电位面是以 A 为中心的一系列同心球面 (图 2.2)，电力线和电流线则是与等位面垂直的从 A 发出的一簇辐射状直线。

在测井时，利用和供电电极 A 保持一定距离的测量电极 M 和 N，测量空间两点间的电位差。根据 (2.20) 式，这个电位差为

$$\Delta V_{MN} = V_M - V_N = \frac{RI}{4\pi}\frac{1}{\overline{AM}} - \frac{RI}{4\pi}\frac{1}{\overline{AN}}$$

$$= \frac{RI}{4\pi}\left(\frac{1}{\overline{AM}} - \frac{1}{\overline{AN}}\right) = \frac{RI}{4\pi}\left(\frac{\overline{AN} - \overline{AM}}{\overline{AM}\cdot\overline{AN}}\right)$$

解出电阻率，则

$$R = \frac{4\pi\overline{AM}\cdot\overline{AN}}{\overline{MN}}\cdot\frac{\Delta V_{MN}}{I} = K\frac{\Delta V_{MN}}{I} \tag{2.23}$$

式中

$$K = \frac{4\pi\overline{AM}\cdot\overline{AN}}{\overline{MN}} \tag{2.24}$$

称为电极系系数，它只和电极系中各电极之间的距离有关。

(2.23) 式是均匀介质中电阻率和电场之间的关系式。对于某一个电极系来说，K 值是个常数。因此，知道了 I 和 ΔV_{MN} 之后，便可以算出介质的电阻率。在周围介质不是无限均匀时，利用这个关系式得到的不是介质的真电阻率，而是下面将要介绍的视电阻率。但是，当电极距很小时，远处介质的影响很小，近处介质可近似看作是无限均匀，例如在实际生产中，利用泥浆电阻率计测量泥浆电阻率时，就是利用这个公式计算的。

五、泥浆侵入带

在钻井过程中，井内泥浆柱的静压力通常大于地层压力，此压力差使泥浆滤液进入渗透性地层，叫做泥浆侵入。泥浆中固体颗粒沉淀于井壁形成泥饼。泥饼的渗透性较差，因此形成泥饼后泥浆渗透速度便要大大降低。由于泥浆侵入，使得孔隙中原来的流体被排挤，在靠近井壁附近的岩层中，所有地层水几乎全部被泥浆滤液驱走，这部分叫做冲洗带。在冲洗带以外是一个由泥浆滤液和原有流体混合的液体所充满的过渡带。冲洗带和过渡带组成侵入带，离井壁愈向外，泥浆滤液愈少，逐渐过渡到未被侵入的部分。

由于泥浆侵入，使得井眼附近岩层电阻率发生变化。从电阻率径向变化特点来看，由泥浆侵入造成的侵入带有两种类型（图 2.3）。

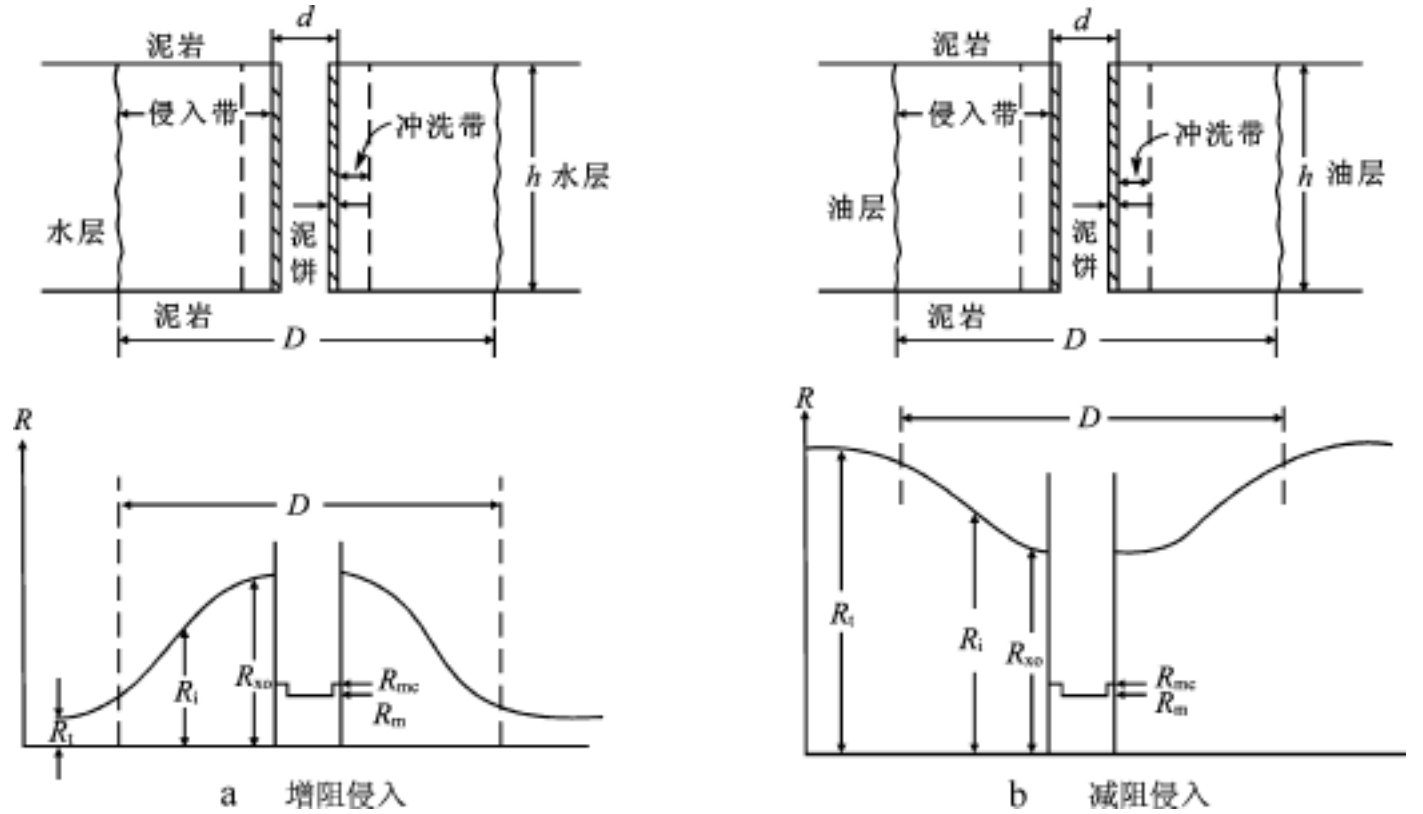


图 2.3 侵入带结构及径向电阻率变化

当地层中原有流体的电阻率比较低时，电阻率较高的泥浆滤液侵入后，侵入带岩石的电阻率将升高，离开井轴沿径向的电性变化如图 2.3a 称为增阻侵入，在地层水矿化度较高的水层发生这种侵入。当地层中原有流体的电阻率比较高时，泥浆滤液侵入后，侵入带岩石的电阻率将降低，径向的电性变化如图 2.3b 称为减阻侵入。一些地层水矿化度不很高的油层，发生这种侵入。

在含油气的地层中，由于油气和水相对渗透率的差别，油气的流动性比较大。因此，同孔隙水相比，油气被泥浆滤液推动得更快些。在泥浆侵入带和未被侵入的原始地层之

间，有时会形成一个含水饱和度较高的低阻环带（图 2.4），这个环带的形成和岩性有关。但随时间增加会逐渐消逝。

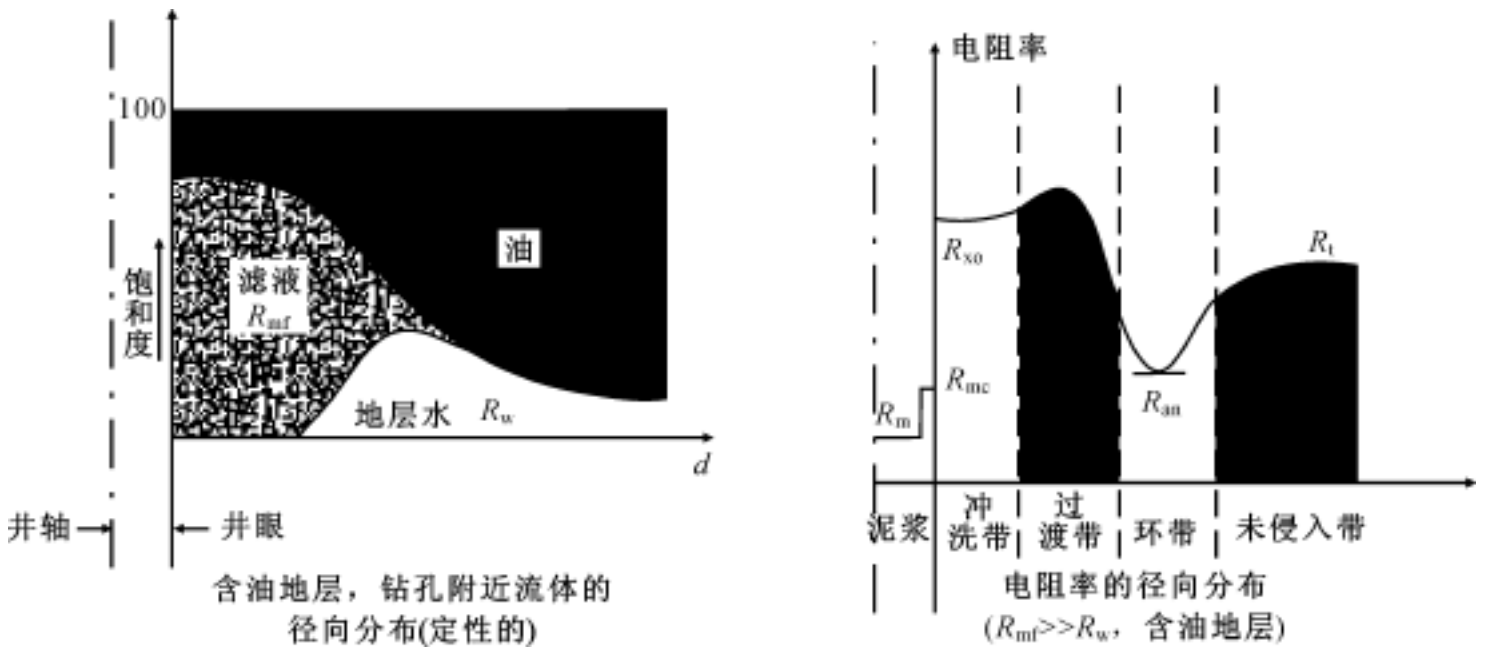


图 2.4　存在环带时地层中流体和电阻率分布

泥浆侵入带对于我们研究岩层的真电阻率是一种干扰因素，在解释测井曲线时需要考虑它的影响。但事物总是“一分为二”的，不利的因素在一定条件下可以转化为有利的因素，有时研究侵入带的特点，可以得到一些有用的资料。例如，通过侵入带和未被侵入部分的对比，可以了解孔隙中液体的变化特点，进一步研究油层的生产能力。

侵入带不仅改变了岩石的电学性质，也使其它的物理性质发生相应的变化。因此，在应用其它测井方法时，往往也需要考虑侵入带的影响。

六、视电阻率

对于均匀介质，电阻率与电位差之间存在着很简单的关系。通过测量电位差，利用(2.23) 式很容易求出介质的电阻率。但是，实际上电极系周围的介质并不均匀，井中有泥浆，上下有围岩，有的岩层还存在泥浆侵入带。这些介质的电阻率并不一样。此时电极系测得的电位差显然和几种介质的电阻率有关。介质电阻率和电位差之间的这种关系是非常复杂的。但实践证明，只要适当选择电极系的尺寸和排列方式，沿井身测得的电位差和岩层电阻率的变化之间仍然可以找到一定规律。为此，根据（2.23）式定义一个视电阻率 R_a，它和在任何非均匀介质中测得的电位差 ΔV_{MN} 之间有下列简单关系

$$R_a = K\frac{\Delta V_{MN}}{I} \qquad (2.25)$$

有了这种关系，就可以把沿井身测得的电位差曲线，直接用（2.25）式表示成视电阻率曲线。只要我们能弄清楚视电阻率变化与岩层真电阻率变化之间的关系，问题也就解决了。因此，我们把普通电阻率法测井通常也叫做视电阻率法测井。实践证明，只要适当选择电极系，沿井身视电阻率的变化就能在某种程度上正确反映地层电阻率的变化。根据视电阻率曲线的变化特征，可以直接划分地层剖面。可见，引入视电阻率的概念对工作很方便。在需要知道地层真电阻率时，问题就变成研究真电阻率与视电阻率之间的关系。

视电阻率曲线的特征和视电阻率与真电阻率之间的关系，一方面和电极系的尺寸、类型有关，另一方面受介质电阻率、厚度、井径等因素影响。在进行测井工作时，地层及钻井的情况是不能改变的，但可以通过对电极系尺寸和类型的选择，使测得的视电阻率曲线能够清晰地反映岩层剖面的变化，进而根据视电阻率曲线划分地层剖面和确定地层真电阻率。在下面几节里我们将要讨论普通电阻率法测井使用的电极系类型、视电阻率曲线形状，以及视电阻率与真电阻率的关系如何受电极系类型、尺寸的影响。

七、电极系

普通电阻率法测井的电路包括供电和测量两部分，共采用四个电极，通常由三个电极组成下井的电极系：两个供电电极，一个测量电极；或者一个供电电极，两个测量电极。另外一个电极放在地面上靠近井口的地方。

为了叙述方便，把电极系中连在同一个线路（指供电线路或测量线路）中的两个电极称为成对电极，把另一个和地面电极连在同一线路中的电极称为不成对电极。

根据成对电极和不成对电极之间的距离不同，电极系分为电位电极系和梯度电极系两类。

1. 电位电极系

在电极系中，成对电极间的距离大于不成对电极到最近一个成对电极间距离时，叫做电位电极系（图 2.5 中右边部分）。通常成对电极间的距离比不成对电极到最近一个成对电极的距离大得多，即认为远离的那个成对电极基本上不影响测量结果，这种电极系称为理想电位电极系。以 AMN 电极系为例，此时 $V_N \to 0$，$\Delta V_{MN} \approx V_M$，则视电阻率关系式可以写成

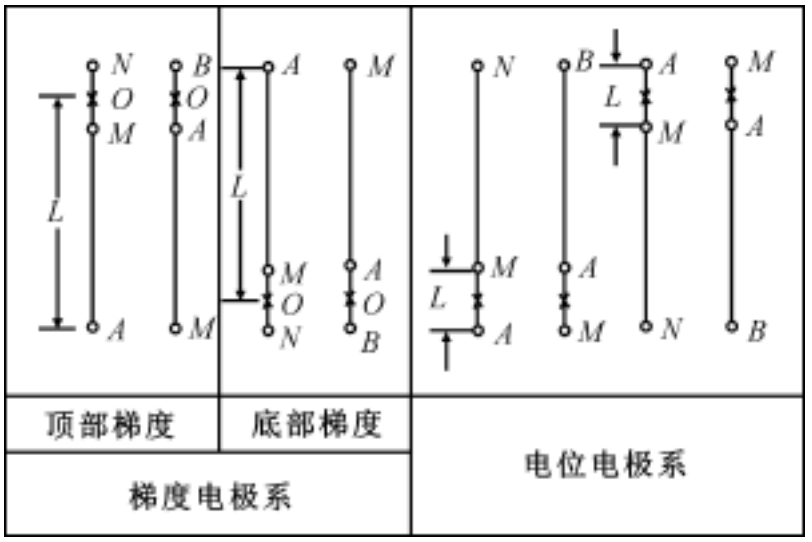


图 2.5　电极系类型

$$R_a = \frac{4\pi \overline{AM} \cdot \overline{AN}}{\overline{MN}} \cdot \frac{\Delta V_{MN}}{I} \approx 4\pi \overline{AM} \frac{V_M}{I} \qquad (2.26)$$

可以看出，视电阻率是和 M 点的电位成正比。这就是把它称为电位电极系的原因。$\overline{AM}$为电极系的电极距，A 和 M 连线的中点定为记录点。视电阻率曲线上各点的深度，就是记录点在井内相应的深度。

图 2.5 右边部分画出了四种电位电极系，因为其中一个成对电极安排得较远，所以电位电极系实际上就可看成是由 A 和 M 两个电极组成。这样，电位电极系就只有两种，一种是 M 在上 A 在下，另一种是 M 在下 A 在上。但是，我们知道如果供电电流不变，A 点供电在 M 点造成的电位，和把供电电极放在 M 点而在 A 点记录电位，所得结果应该一样，因为记录点在 A 和 M 的中点。所以，电位电极系实际上可以看作只有一种。

2. 梯度电极系

成对电极比较靠近，不成对电极离得较远的电极系叫做梯度电极系（图 2.5 左边部分）。通常成对电极之间的距离，比这两个电极到另一个电极的距离小得多（即所谓理想

梯度电极系)，则梯度电极系的视电阻率可以写成

$$R_a = \frac{4\pi \overline{AM}\cdot\overline{AN}}{\overline{MN}} \frac{\Delta V_{MN}}{I} \approx 4\pi \overline{AO^2} \frac{\frac{\Delta V_{MN}}{\overline{MN}}}{I}$$

O 点是 M 和 N 电极的中点，$\frac{\Delta V_{MN}}{\overline{MN}}$为 O 点上沿井轴方向的电位梯度，即电场强度沿井轴的分量 E_z，于是

$$R_a = 4\pi \overline{AO^2} \frac{E_z}{I} \qquad (2.27)$$

可以看出，R_a 与 O 点的电场强度成正比。这也就是称它为梯度电极系的理由。

梯度电极系的电极距为$\overline{AO}$，记录点定在 O 点。电极系的电极距用 L 表示。

在图 2.5 (左边) 中列出了四种梯度电极系形式。可以看出，在供电电流不变的情况下，MN 电极与 AB 电极互换位置，测得的电位差是一样的，并且记录点都选在成对电极的中点，所以电极互换后的视电阻率曲线将不变化。这样，梯度电极系实际上只有两种，一种是成对电极在上边，另一种是成对电极在下边。下一节将会看到，成对电极在上边的电极系能够清楚地划分出高电阻率地层的顶界面，故称为顶部梯度电极系；成对电极在下边的电极系能够清楚地划分出高电阻率地层的底界面，故称为底部梯度电极系。

因为不同电极系对同一剖面的反映不同，所以在利用视电阻率曲线划分剖面时，必须首先弄清楚曲线是用什么电极系测出的，在每一张电阻率曲线图的上部都标有电极系类型的符号。通用的表示办法是：依照电极在井内从上到下的次序，写出各电极的代表字母，在字母之间写上相应电极间以米为单位的距离。如 M0.95A0.1B 表示电极距为 1m 的底部梯度电极系。

3. 电极系的探测深度

从理论上讲，在任意一点测得的视电阻率都要受整个空间介质的影响。实际上某一种电极系测得的视电阻率，只能反映电极系周围某一范围内介质的电阻率，这个范围就是所谓电极系的探测深度。探测深度是一个相对概念，引用这个概念是为了定性地判断视电阻率所反映的介质的电阻率范围。当介质分布状况不同时，电场的分布也不同，因此电极系的探测范围也会有某些变化。对于均匀无限的介质，通常认为梯度电极系的探测深度为一个电极距；而电位电极系的探测深度大约为 2 倍电极距。也就是说，随着电极距的加长，电极系的探测深度加大。有了这个概念，便可以定性分析在某些介质分布情况下的视电阻率与电极距的关系。依据这种关系，在一些简单情况下有可能利用视电阻率曲线确定出岩层电阻率。

第二节　视电阻率理论曲线

视电阻率曲线是在电极系沿井身连续移动过程中测出的，视电阻率的变化在某种程度上反映出岩层电阻率的变化。在岩层界面上视电阻率曲线将发生变化，这些变化的特征就是我们用以划分岩层的依据。对这个问题人们进行了许多理论的和实验的研究，图 2.6b

和图 2. 6d 是对水平层用模型试验得到的结果。为了更深刻地认识这些视电阻率曲线变化的规律，首先考虑在井影响很小的情况下视电阻率曲线的变化，然后再考虑井的影响。图 2. 6a和图 2. 6c 就是忽略了井的影响计算出的视电阻率曲线。

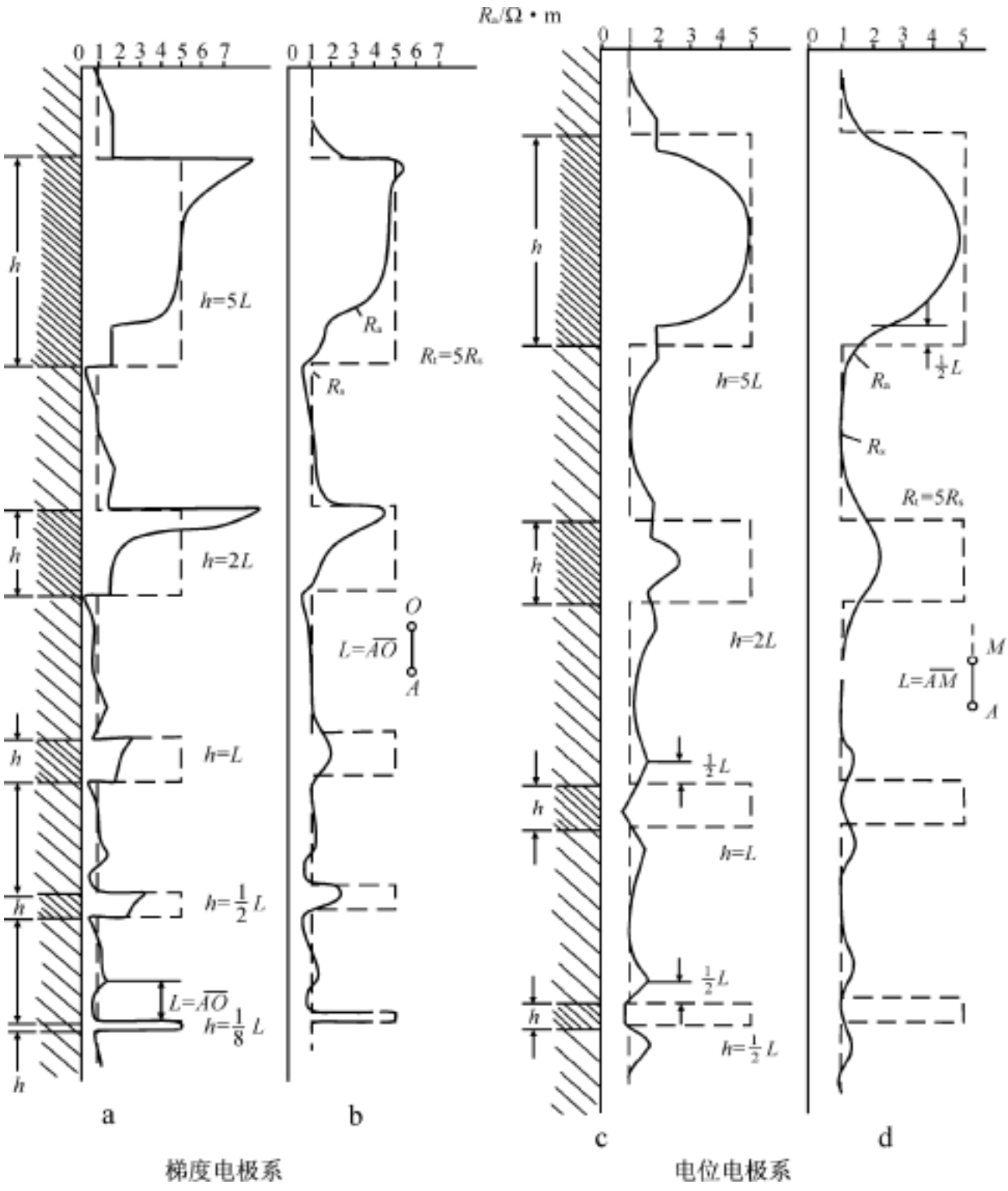


图 2. 6　视电阻率曲线形状

图 2. 6a 和图 2. 6c 与图 2. 6b 和图 2. 6d 的地层条件和电极系完全对应。可以看出，井对视电阻率的影响，主要是使曲线变圆滑和降低了幅度。只要泥浆电阻率不是太低，电极距和井径相比不是很小，视电阻率曲线受岩层界面控制的特征还是清楚的。在下面讨论中，暂时先不考虑井的影响。

不考虑井影响的一个水平界面和一个水平层的视电阻率曲线，可以用严格的计算方法获得。但是对于我们来说，重要的不是如何得到这些曲线，而是如何从物理意义上定性地说明曲线的某些特征，以便学会分析实际曲线的方法。因此，下面我们将着重从物理意义上定性地分析这些曲线的变化规律。

因为实际使用的电位电极系和梯度电极系同理想的电位电极系和梯度电极系之间差别

不大，为了方便，我们先讨论理想电极系的情况，然后再指出使用非理想电极系时曲线将发生些什么变化。

一、一个水平界面

前面已经指出，电位电极系测得的视电阻率是和电源 A 在 M 电极造成的电位成正比，而梯度电极系测得的视电阻率则和供电电极 A 在测量电极附近造成的电场强度成正比。所以，对于电位电极系从电位来分析，而对于梯度电极系从电场强度来分析则比较方便。

1．电位电极系

在均匀介质中，电流从电源出来，均匀流向各个方向，等电位面是一族同心球面。在非均匀介质中，由于电流容易从电阻率低的介质中通过，所以通过低电阻率介质的电流多些，而通过高电阻率介质的电流少些，因此电流线和等位面都将发生畸变。图 2.7 是电阻率为 R_1 和 R_2 的两种介质成水平面接触时，等位面与电流线的分布情况。当电源位于低电阻率介质中时（图 2.7a），从电源向界面相反的方向电流密度加大，从电源向界面的方向电位梯度变小，即等位面之间距离加大。当电源位于高电阻率介质中（图 2.7b）时，从电源向界面方向的电流密度加大，并且电位梯度加大，等位面之间的距离变小。

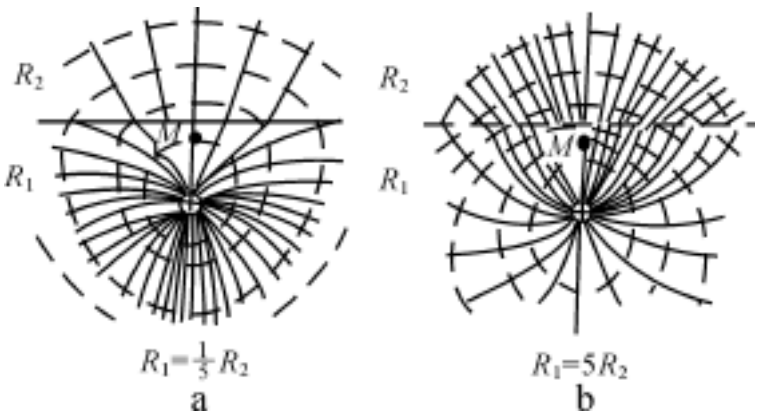


图 2.7　两种介质成水平面接触时等位面与电流线的分布情况

虚线为等位面，实线为电流线

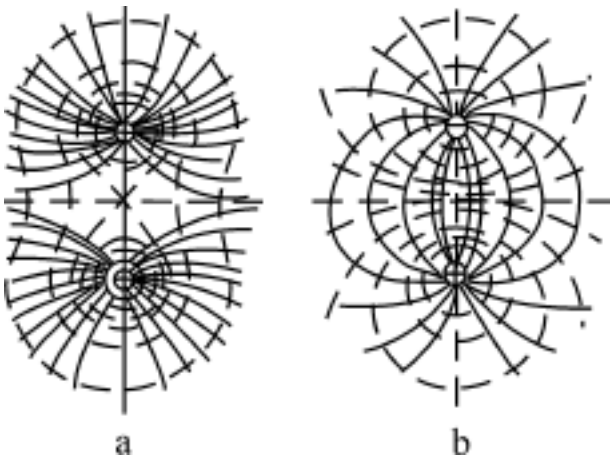


图 2.8　水平界面由假想电源替代时等电位面和电流线的分布

虚线为等位面，实线为电流线

界面对电场分布的影响，可以用一个假想的电源来代替（图 2.8）。对比一下图 2.7 和图 2.8 可以看出，当电源位于低电阻率地层中时，高电阻率邻层的影响相当于一个正的假想电源；当电源位于高电阻率介质中时，低电阻率邻层的影响相当于一个负的假想电源。对于平面界面来说，假想电源位于真电源的镜像位置。加上一个假想电源之后，就使两种介质变成为一种均一介质了。从物理学中我们知道，在均一介质中两个点电源在某一点造成的电位是可以叠加的，即可以直接用代数求和。因此，用镜像法讨论电位电极系的视电阻率曲线是很方便的。

假定 $R_2 > R_1$，电极系位于 R_1 中，则假想电源在 R_2 中。按图 2.8 可以看出，假想电源的符号为正。电极系从 R_1 介质垂直向 R_2 介质移动（如图 2.9 的下半部分）。当电极系离界面比较远时，假想电源离 M 点也比较远，它对 M 点的影响很小，M 电极附近的电位分布和只有一种电阻率为 R_1 的介质时一样，视电阻率 R_a 接近岩层真电阻率 R_1。随着电

极系向上移动，假想电源 A 也跟着向下移动，它的影响逐渐加大，使得 M 点上附加一个正的电位。电极系愈靠近界面，M 点的电位愈高，因而视电阻率也逐渐上升，一直到 M 点靠近界面，视电阻率 曲线接近界面以下$\overline{AM}/2$ 处（因为记录点是在 A 与 M 的中点，所以在 M 接近界面时，视电 阻率曲线上的点到界面以下$\overline{AM}/2$ 处）。继续向上移动电极系，M 点通过界面。根据边界条 件（2.13）式知道，在界面上电位是连续的，所以电位电极系的视电阻率曲线在界面上是连续的。由于利用假想电源代替一种介质的影响，而使整个介质都变成测量电极 M 所在的介质，因此假想电源不可能和测量电极 M 位于同一介质中。当 M 电极进入 R_2 介质而 A 电极仍在 R_1 介质中时，假想电源 A 则由 R_2 介质进入 R_1 介质，并且和 A 重合在同一点上，随着电极系向上移动，A 和 A 一起向上移动。因为在均一介质中 M 点的电位只和到 A 与 A 的距离有关，而此时$\overline{AM}$及$\overline{A'M}$是不变的，所以 V_M 也是不变的。于是，当 M 与 A 分别位于两种介质中时，这一段视电阻率曲线为平行于深度轴的直线。

当 A 电极也越过界面进入 R_2 介质时，假想电源仍留在 R_1 介质中，此时它是在电阻率较小的介质中，所以符号是负的。电极系再向上移动时，假想电源以同样速度向下移动，即 A 在 M 点造成的负电位愈来愈小，R_a 曲线逐渐上升。当电极系离开界面足够远时，A′的影响实际上已经可以忽略了，R_a 就接近于电极系所在介质的电阻率 R_2 了。在理想电位电极系的视电阻率曲线上，界面是在曲线上那段直线部分的中点处。

不难看出，当 A 与 M 调换位置时，曲线形状不变，至于电极系从高电阻率介质进入低电阻率介质的曲线形状，不难用上述方法分析得出（图 2.9 的上半部分）。

2. 梯度电极系

梯度电极系是研究供电电极 A 在记录点 O（MN 中点）的电位梯度，即电场强度。根据微分形式的欧姆定律知道，电场强度 E 与该点的电流密度 j 成正比，而电流密度的大小从电流线分布图上可以很直观的看出。因此，在研究梯度电极系视电阻率曲线时，直接分析 A 电极在 O 点造成的电流密度，比分析假想电源的电位更方便。

从图 2.7 可以看出，当电源 A 在低电阻率介质中时，电流线好像受到高电阻率介质 R_2 的“排斥”，而当电源 A 位于高电阻率介质中时，电流线好像被吸向低电阻率介质 R_1。因此得到一个定性的概念，即低电阻率介质“吸引”电流线，而高电阻率介质“排斥”电流线。

有了以上概念，就不难分析梯度电极系穿过一个水平界面时的视电阻率曲线的形状。现在假设电极系是由低电阻率介质 R_1 垂直向高电阻率介质 R_2 接近，使用的是顶部梯度电极系（见图 2.10 左图下部）。当电极系远离界面时，界面以上的介质对电流线分布的影响很小，所以 O 点的电流密度和在均一介质中一样，此时 $R_a \rightarrow R_1$。当电极系向上移动逐渐靠近界面时，由于电流线受高电阻率介质 R_2 的“排斥”使 O 点的电流密度减小（很明显，当用底部梯度电极系时，由于 O 点在 A 点之下，在同样的情况下电流密度将增加，因此顶部梯度电极系和底部梯度电极系穿过同一界面时的形状，将是不同的），即 O 点的电场强度减弱，视电阻率值也逐渐下降，一直到 O 点到达界面。在界面处，从物理学中知道，电场强度的垂直分量将发生跃变，这一点根据电流密度法线分量是连续的这个边界条件，即 $j_{1n} = j_{2n}$，也很容易导出，因为

$$j_{1n} = \frac{E_{1n}}{R_1}, \quad j_{2n} = \frac{E_{2n}}{R_2}$$

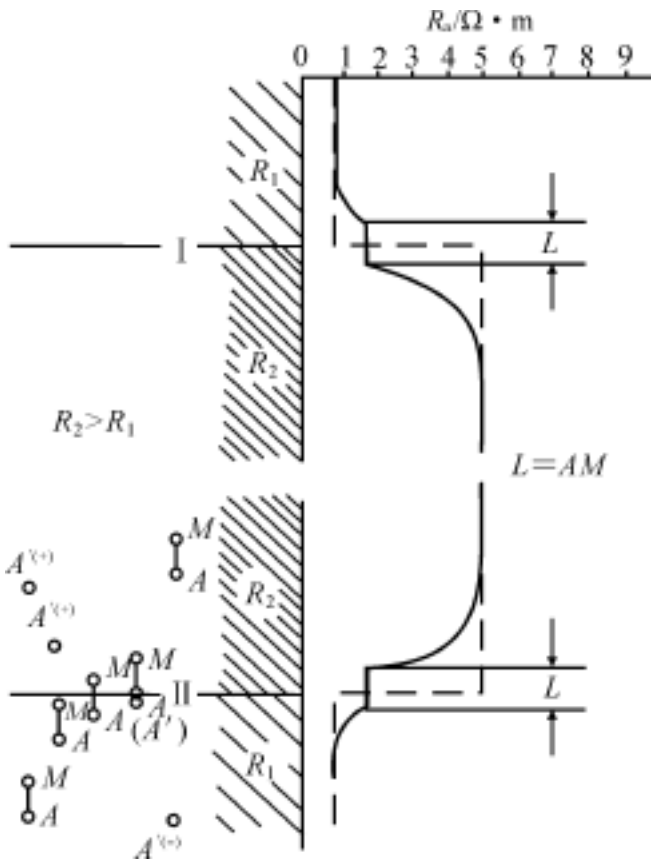


图 2.9　用镜像法说明电位电极系视电阻率曲线的形状

所以

$$\frac{E_{1n}}{R_1} = \frac{E_{2n}}{R_2}$$

或

$$\frac{E_{2n}}{E_{1n}} = \frac{R_2}{R_1}$$

电场强度在界面上跃变的大小，等于界面两侧介质的电阻率比值$\frac{R_2}{R_1}$。因此，视电阻率曲线在界面上也发生幅度比值为$\frac{R_2}{R_1}$的跃变。当 O 点穿过界面而 A 电极仍在下边的介质中时，和在电位电极系时相同，这一段 R_a 曲线为一直线，一直到 A 也穿过界面为止。这一段为一直线的原因是：O 点的电场强度与非常接近的 MN 两电极的电位差成正比，而在电极系横跨界面时，A 电源在 M 和 N 点造成的电位为一常数，因此 MN 之间的电位差也是一个常数，即 O 点的电场强度为一常数。当整个电极系进入 R_2 介质并继续上升时，电流线受低电阻率 R_1 介质的“吸引”作用愈来愈小，则 O 点处的电流密度愈来愈增加，一直到离界面较远，电流线的分布基本上不受低电阻率 R_1 介质的影响时，R_a 逐渐上升到接近于上部介质的电阻率 R_2。

关于顶部梯度电极系由高电阻率介质进入低电阻率介质的曲线，以及底部梯度电极系的曲线也都画在图 2.10 上，分析方法与上面介绍的完全一样，这里不再重述。

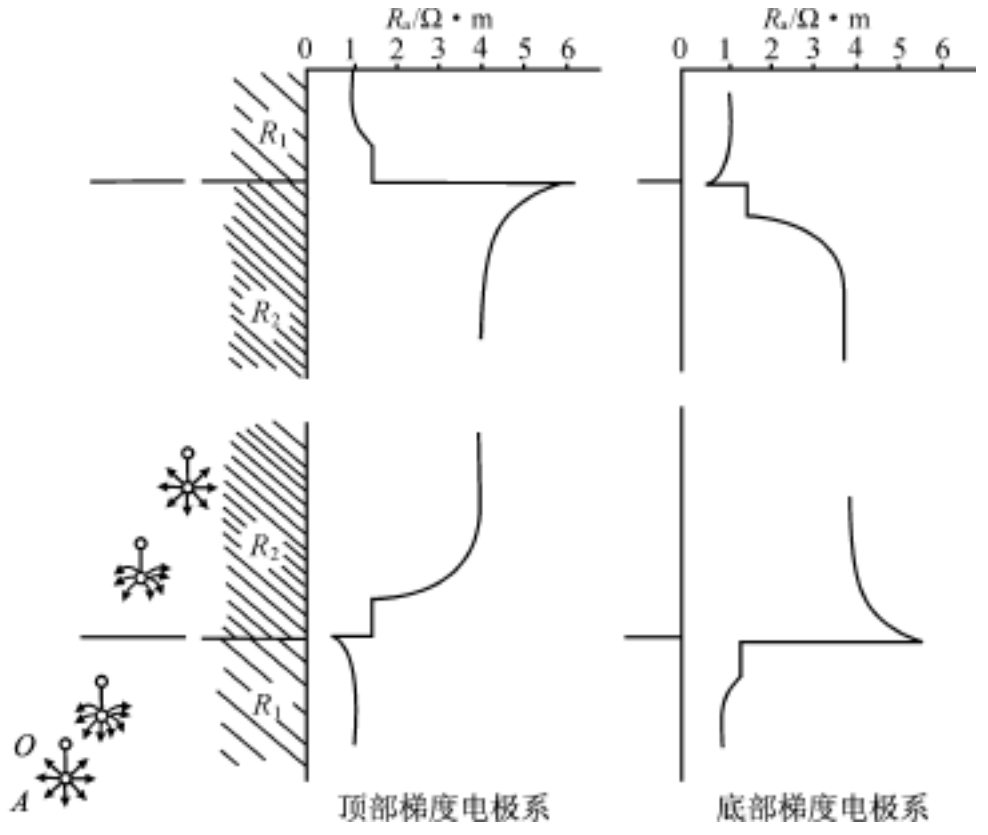


图 2.10　界面附近梯度电极系视电阻率曲线形状及电流线的分布示意图

二、一个水平层

假定有一高电阻率介质层 R_2 夹在 R_1 和 R_3 介质中间。为了讨论方便，令 $R_1 = R_3$。

1. 电位电极系

在地层比较厚时，即地层厚度 h 比电极距$\overline{AM}$大很多时，在两个界面附近的视电阻率曲线和单独一个界面时基本一样。在高电阻率厚地层底界面和顶界面的 R_a 曲线，分别相当于电极系从低电阻率地层进入高电阻率地层，和由高电阻率地层进入低电阻率地层两个单独界面的 R_a 曲线，把它们连接起来就可以得到高电阻率厚地层的 R_a 曲线了，如图 2.6c 中 $h = 5L$ 的曲线。当地层厚度 h 接近于$\overline{AM}$时，由于上下界面的互相影响，曲线上平坦的部分变倾斜，极大值的幅度变低。当 $h \leq \overline{AM}$时，在曲线上对应于电极系横跨上下界面的直线段，已经互相接到一起，使曲线的极大值消失，对着高电阻率地层中心，R_a 曲线反而出现极小值。因此，地层比较薄时不能利用电位电极系清楚地划分出来。

分析图 2.6c、d 所示的电位电极系曲线形状，可以得出以下几点结论:

(1) 上下围岩电阻率基本相同的情况下，R_a 曲线对着地层中心是对称的，可以由曲线突然升起的地方向电阻率较低的方向移半个电极距来确定厚地层的界面。

(2) 当 $h \geqslant \overline{AM}$时，对着地层中心的 R_a 值接近地层的真电阻率 R_2。随着 h 的减小，它们接近的程度变差。

(3) 当$\overline{AM} \geq h$ 时，对着高电阻率地层中心反而出现 R_a 极小值，地层界面没有明显特征。因此，不能利用电位电极系划分厚度接近或小于电极距$\overline{AM}$的地层。

2. 梯度电极系

对于厚地层，梯度电极系的视电阻率曲线，同电位电极系类似，也可以看作是两个单界面的曲线连接起来构成的，如图 2.6a，$h = 5L$。当地层厚度接近于电极距时，曲线上平坦的部分变斜，视电阻率极大值变低，这是由于上部或下部介质对电流分布的影响造成的。

对于高电阻率薄地层，用底部梯度电极系进行测量，视电阻率曲线形状如图 2.11 所示。当电极系在岩层下部较远时，和在均匀介质中相似，$R_a \rightarrow R_3$。随着电极系接近高电阻率地层，电流线被向下“排斥”，引起 O 点处电流密度加大，所以视电阻率增高，直到 A 电极到达地层底界面为止。图 2.11 上 ab 段，在 b 点视电阻率达到极大。继续向上移动电极系，由于上部导电层（R_1）的影响，O 点处的电流密度减小，因而视电阻率值降低，直到电极 A 越过地层顶界面为止（bc 段），在 c 点视电阻率值达到最小，如果薄岩层的电阻率非常大，c 点数值可以降到接近于零，bc 段的垂直长度等于地层厚度。电极系再往上移，由于高电阻率地层的屏蔽作用，视电阻率保持不变，直到 O 点穿过底界面的瞬间（d 点），视电阻率急剧上升。继续向上移动电极系，随着 O 点离开底界面，视电阻率有某些降低（ef 段），这是由于供电电极受下部介质（R_3）影响愈来愈小的缘故。当测

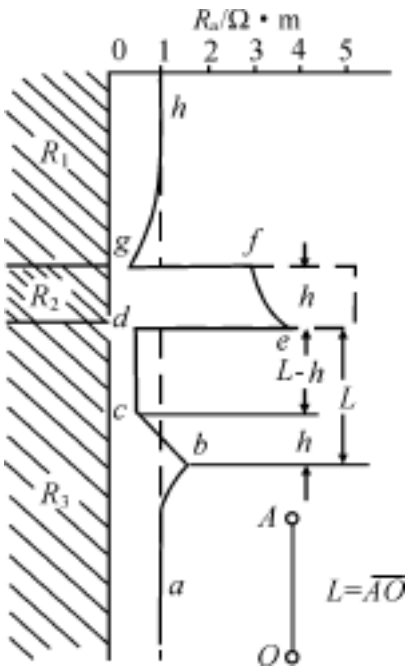


图 2.11　高电阻率薄地层梯度电极系视电阻率曲线形状

量点 O 穿过岩层顶界面时，视电阻率急剧下降，并达到极小值（g 点）。之后，随着电极系远离高电阻率地层，电流线受到的“排斥”愈来愈小，视电阻率值也逐渐升起。在离开岩层足够远时，视电阻率 R_a 值就接近于上面岩层的真电阻率 R_1 值了。

综合图 2.6a、b 和图 2.11 的视电阻率曲线，可以得到以下几点结论:

(1) 梯度电极系的视电阻率曲线是不对称的，对着高电阻率地层，顶部梯度电极系视电阻率曲线在地层顶界面出现极大值，在底界面出现极小值，底部梯度电极系视电阻率曲线在高电阻率地层底界面出现极大值，在顶界面出现极小值。这是划分地层界面的重要特征。

(2) 在地层很厚时，对着地层中间一段的视电阻率曲线和深度轴平行，且 $R_a \rightarrow R_2$。随着电极距接近地层厚度，R_a 极大值变小。

(3) 当电极距大于地层厚度时，在成对电极一方距地层界面一个电极距的地方出现一个小的极大值，这是薄地层梯度曲线的一个特征。

三、倾斜地层与非理想电极系

前节我们讨论了电位电极系和梯度电极系视电阻率曲线形状的特征，它是我们划分岩层界面的主要依据。然而，这些结果都是在地层水平的情况下，使用理想电极系测得的。实际地层总是有某些倾斜的，井轴不垂直于地层界面，从而使视电阻率曲线形状和幅度发生变化。有人对这种情况作过一些实验，图 2.12 是倾斜地层梯度电极系视电阻率曲线的几个例子。

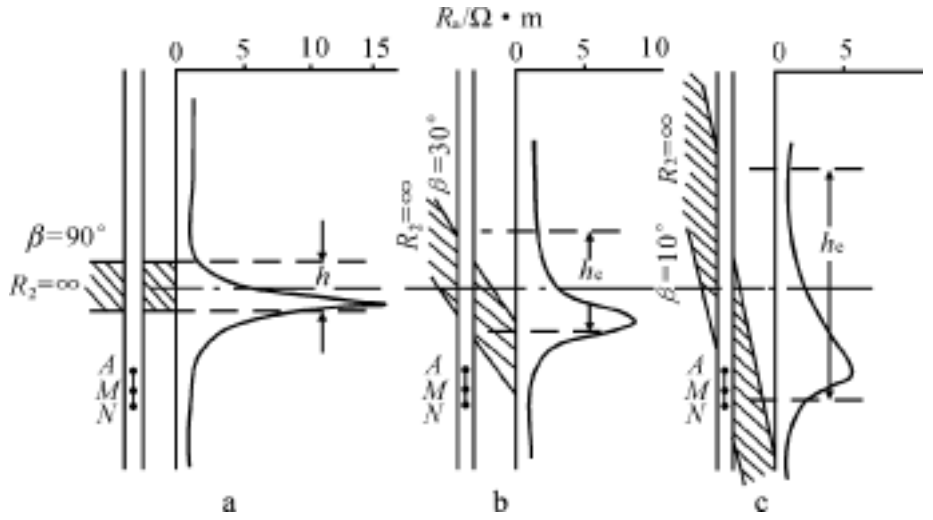


图 2.12　地层倾斜对梯度电极系视电阻率曲线的影响

a—地层层面与井轴夹角 β=90°；b—β=30°；c—β=10°

从图 2.12 上看出，随着 β角减小，视电阻率曲线变得较平缓，极大值向地层中心移动且幅值减小，视电阻率曲线与地层界面的关系变得不清楚了。这主要是由于在地层倾斜时，记录点处的电流密度因受低阻围岩影响而减小造成的。

对于倾斜地层，梯度电极系 R_a 曲线的特点可归纳如下:

(1) 视地层厚度 h_e > 层厚 h。

(2) 曲线极大值变小，位置向岩层中部移动。

(3) 极小值消失，曲线上的异常变得不明显，曲线变化较缓。

在倾斜地层与井轴的夹角不小于 30°时，还保持着曲线的基本特征，只是定出的地层

厚度为视厚度 h_e，它大于实际地层厚度，如图 2.12b 所示。当倾斜地层与井轴夹角小于 30°时，曲线就有较大的畸变，如图 2.12c。

通常使用的电极系只是近似于理想电极系，它和理想电极系总存在着某些差别。例如，电位电极系中比较远的 N 电极，不是放在无限远，而是放在一个有限的距离内。这种电极系可以看作是理想电位电极系和理想梯度电极系的中间过渡形式，它使电位电极系视电阻率曲线的对称性受到某些歪曲，极大值向 N 电极方向有些偏移，但对划分界面没有显著影响。

对于实际的梯度电极系，测量电极 M、N 之间的距离为有限值。它的主要影响是使界面上的极大值减小，并且极大点从分界面向单电极方向移动$\overline{MN}/2$。这是因为 MN 之间距离不为零时，记录点在测量电极 MN 的中点，记录点从电极系最外边向 A 电极移动$\overline{MN}/2$，所以记录的曲线也向 A 电极移动了$\overline{MN}/2$。同样，极小点也向 A 电极一方移动了$\overline{MN}/2$。图 2.13 是用不同$\overline{MN}/\overline{AO}$比值的顶部梯度电极系从高电阻率介质进入低电阻率介质时的 R_a 曲线。

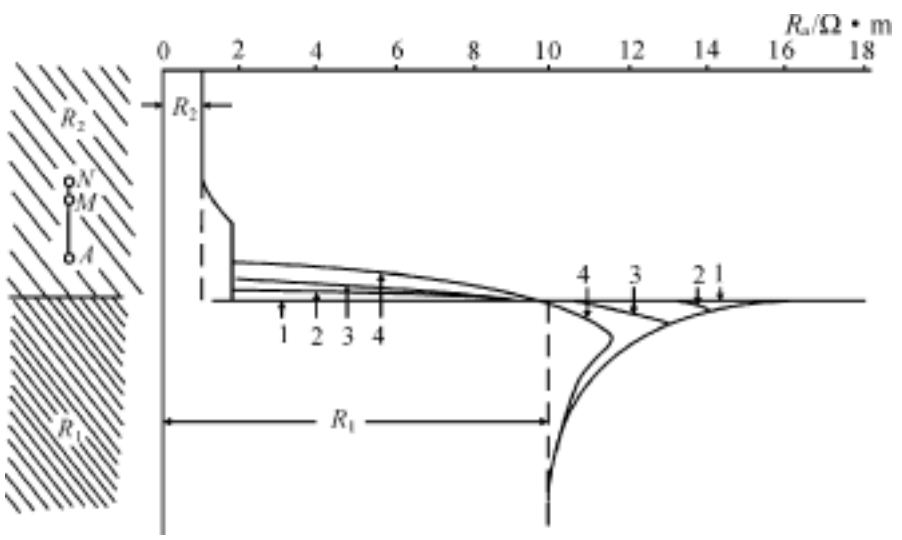


图 2.13　不同$\overline{MN}/\overline{AO}$比值的顶部梯度电极系从高阻层进入低阻层时的 R_a 曲线

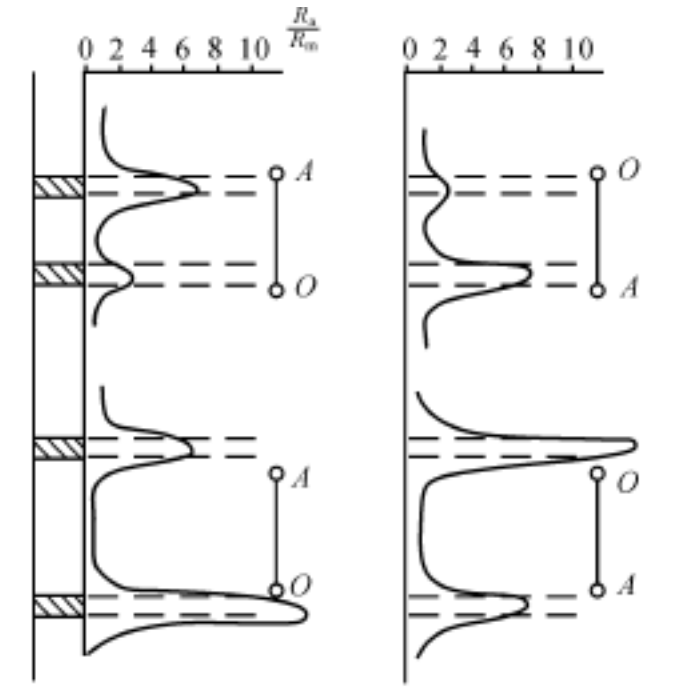
$1-\overline{MN}/\overline{AO}=0$；$2-\overline{MN}/\overline{AO}=0.2$；$3-\overline{MN}/\overline{AO}=0.5$；$4-\overline{MN}/\overline{AO}=1$

一般情况下，MN 之间的距离并不大，例如 10cm。其视电阻率曲线特征基本上与理想电极系的 R_a 曲线相似，划分界面时，可以不考虑$\overline{MN}$的影响。

四、高阻邻层的屏蔽影响

当地层厚度比较薄时，在电极系探测范围内，如果有几个高电阻率地层，它们之中任一高电阻率地层的视电阻率曲线都要受其余高电阻率地层的影响。这时候准确地说明它们之间的互相影响是很困难的，有时曲线的某些特征完全被歪曲，曲线的幅度往往也不能反映出不同地层之间电阻率的高低差异。这种高电阻率相邻地层之间的相互影响，叫做高阻邻层的屏蔽影响。

为了说明高阻邻层的屏蔽影响，我们看一下两个相邻高电阻率地层的情况，如图 2.14 所示。为了讨论方便，假设两个薄地层的厚度和电阻率是一样的。利用底部梯度电极系进行测量时，当电极系的电极距大于两个地层和夹层的总厚度，下面地层因受上面地



使用底部梯度电极系测量　使用顶部梯度电极系测量

图 2.14　两个薄地层共同作用下视电阻率曲线形状

层的屏蔽影响，视电阻率值大大降低；当电极距小于两个地层和夹层的总厚度时，由于上面一层对电源 A 发出的电流的“排斥”作用，而使下面地层的视电阻率值大大增高，如图 2.14 左半部。如果利用顶部梯度电极系，也同样存在着这种影响，被影响的地层刚好与使用底部梯度电极系时相反，如图 2.14 右半部所示。我们在分析实际视电阻率曲线时，要注意这种屏蔽影响，并应用电流线的“排斥”、“吸引”概念来讨论影响的性质。但是，可以想象，当地层电阻率取不同数值、地层厚度和夹层厚度以及电极距不同时，视电阻率受邻层影响所发生的变化，将是很复杂的。同时有些影响因素常常是我们需要求出的未知数。在这种情况下直接从视电阻率曲线去判断岩层电阻率的高低，即使是相对的高低，也可能得出错误的结论。

至于由多个薄地层组成的地层组的情况，其复杂程度更可以想见，它的视电阻率曲线形状与高阻层和夹层的电阻率、厚度和数目，以及岩层组总厚度、电极系类型和电极距有关。

综合上述分析，对于高阻邻层的屏蔽影响，在解释视电阻率曲线时，必须给予重视，不能为一些假象所迷惑，否则就会得出错误的结果。

为了在高阻邻层屏蔽影响情况下也能得到正确的解释结果，可以采用以后陆续要介绍的微电极系测井、侧向测井和感应测井等测井方法进行测量。

第三节　视电阻率测井曲线的应用

前几节我们简略地讨论了视电阻率测井的基本知识和基础理论，诸如电场的基本方程、电场的分布、视电阻率曲线形状等，通常称为解正问题。我们讨论正问题的目的是要依据它，通过实测曲线反过来分析地层的情况，这就是所说的解反问题。本节简要讨论一下当前生产中视电阻率曲线的一些主要应用。

一、钻井地质剖面的划分

为了便于综合分析各种录井资料以研究每口井地质剖面的纵向变化特点，进行井与井之间的剖面对比，了解岩性、厚度、构造等水平方向上的变化，在一个地区内往往采用一种或两种普通电极系作为标准电极系，与自然电位和井径曲线结合起来，构成所谓标准测井。

标准测井的成果图件是标准测井曲线图，它应能把剖面上多数地层区分开，标志层应

反映比较明显，视电阻率标准曲线的幅度变化应能基本上反映出岩层真电阻率的变化，以便估计含油水情况。总之，标准测井应对地质分层、对比、编制构造图等区域性研究，提供可靠的资料。在探井中，应能显示可能含油的地层，以便确定进一步详细研究的井段。因此，标准测井图也是钻井地质人员经常使用的图件之一。

标准测井曲线图的深度比例尺一般为 1∶500，横向比例则视各地区的地质、地球物理条件而定。为了便于井间曲线的对比，同一地区最好采用相同的比例尺。

由于不同类型、不同电极距的电极系测得的视电阻率曲线不同，解决地质问题的能力也不相同，要想用最少的视电阻率曲线解决较多的地质问题，就必须对标准测井所使用的电极系进行选择。根据前面所提到的标准测井的任务，选择标准电极系的基本原则是：能将钻井剖面上各种电阻率和各种厚度的地层区分开来，并能准确地确定其界面，能根据视电阻率曲线较准确地估计地层的电阻率。按照这样的标准，在我国北方砂泥岩剖面的一些油田，多采用 2.5m 底部梯度电极系（A2.25M0.5N），或者 2.5m 底部梯度电极系和 0.5m 电位电极系组合，作为标准电极系。

二、岩层真电阻率的估计

岩层电阻率和含油饱和度有直接关系，所以它是石油测井需要求取的一个重要参数。一般情况下，直接测得的视电阻率不仅和岩层电阻率有关，而且和井内泥浆以及上下围岩的电阻率有关，特别是在储集特性良好的渗透性地层上，还要受泥浆侵入带的影响。如果把视电阻率和有关的各个因素写成函数形式，则有

$$R_a = f(R_t, R_i, R_m, R_s, D, d, h, L) \qquad (2.28)$$

式中：R_t 为岩层电阻率；R_i 为侵入带电阻率；R_m 为泥浆电阻率；R_s 为围岩电阻率；D 为侵入带直径；d 是井径；h 为地层厚度；L 为电极距。(2.28) 式是一个一般关系式，对于一些具体情况，根据不同的介质分布情况，可以得到一系列由 R_a 值和上述参数组成的理论曲线（图版）。在实际确定岩层电阻率时，是用不同电极距实测的视电阻率值构成类似的曲线，然后和理论曲线对比，求出未知数。

在数学上，只是对一些特殊情况，如忽略井眼和侵入带影响的水平多层介质，或忽略邻层影响的无限厚同轴柱状介质，可以给出解析解。对于一般情况下的地层模型，在电法测井的早期是用电阻网络模型获得理论曲线，随着计算数学的进展和计算机的广泛应用，可以利用有限元或有限差分方法计算理论曲线。

下面举两种理论曲线的例子。

假定地层无限厚，且存在侵入带，则（2.28）式简化为

$$R_a = f(R_t, R_i, R_m, D, d, L)$$

变化一下形式

$$\frac{R_a}{R_m} = f\left(\frac{R_t}{R_m}, \frac{R_i}{R_m}, \frac{D}{d}, \frac{L}{d}\right)$$

根据这个关系式，可以绘出以同一种$\frac{D}{d}$和$\frac{R_i}{R_m}$为图版号码（模数），以$\frac{L}{d}$为自变量，$\frac{R_t}{R_m}$为参变量的关系曲线，通常称为三层图版，如图 2.15 所示。为了满足在各种电阻率和侵入

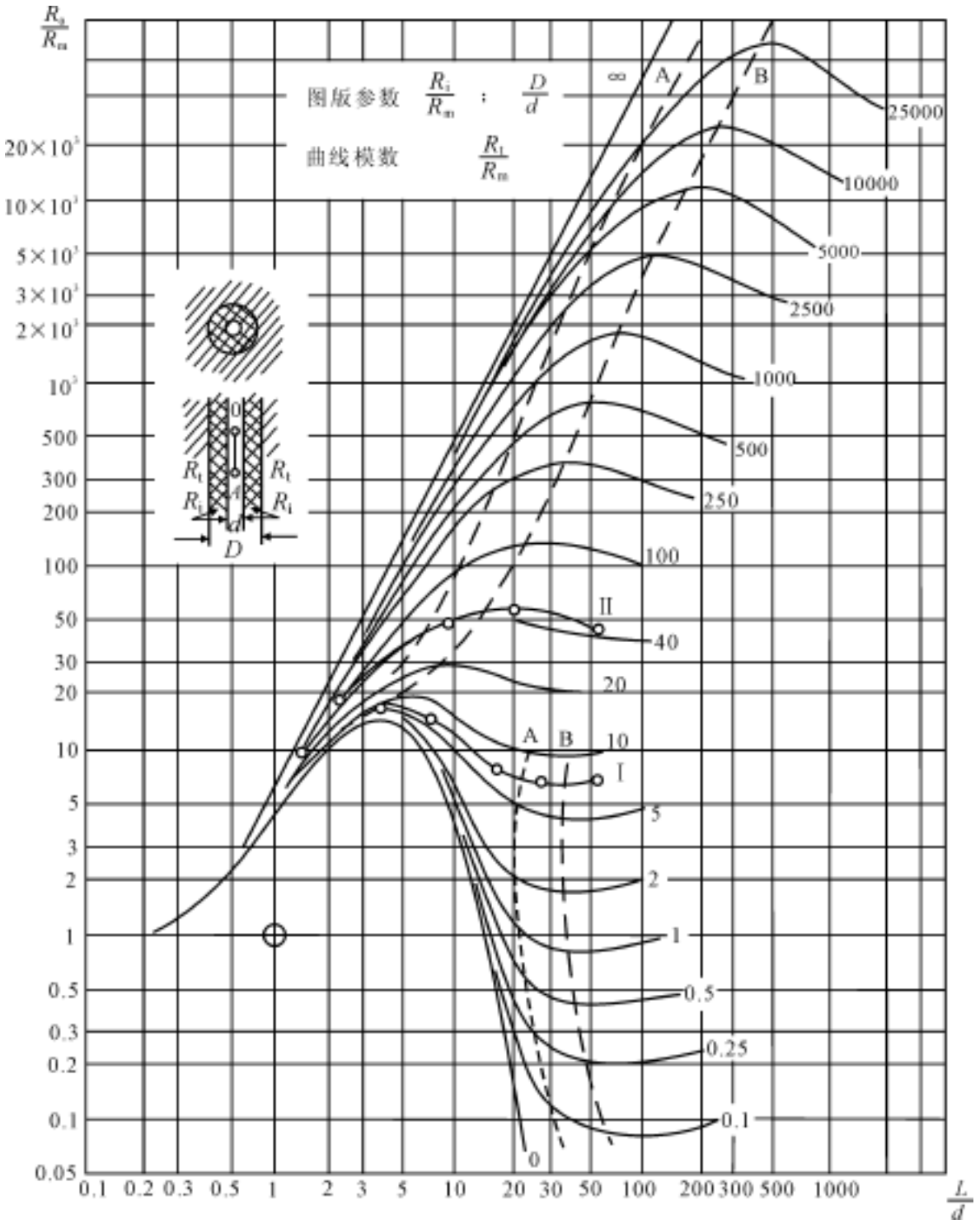


图 2.15　梯度电极系三层图版

直径情况下，由视电阻率求得地层真电阻率的需要，曾制作了一整套这类图版。

假如地层的厚度不是很大，侵入的影响可以忽略时，(2.28) 式可以写成

$$\frac{R_a}{R_m} = f\left(\frac{R_t}{R_m}, \frac{R_s}{R_m}, \frac{h}{d}, \frac{L}{d}\right)$$

绘制的图版如图 2.16 所示。图版的模数为 R_s/R_m 和 $\frac{h}{d}$，曲线的模数为 R_t/R_m。图版的纵坐标为梯度电极系的视电阻率极大值 R_a^{max} 与泥浆电阻率 R_m 之比，横坐标为 L/d。这种图版通常称为薄层图版。

传统上，把利用理论图版由不同电极距的视电阻率求地层真电阻率的这种方法，称为横向测井。概括起来，它是利用一组电极距不同的电极系，对某一井段进行视电阻率测量，并进一步整理出这一井段内各个有意义岩层的视电阻率与电极距的关系曲线，这些曲线称为电探曲线。然后把电探曲线和相应的理论曲线（图版）对比，求出岩层电阻率、侵入带电阻率和侵入带直径。在地层条件比较简单的情况下，用横向测井可以给出满意的

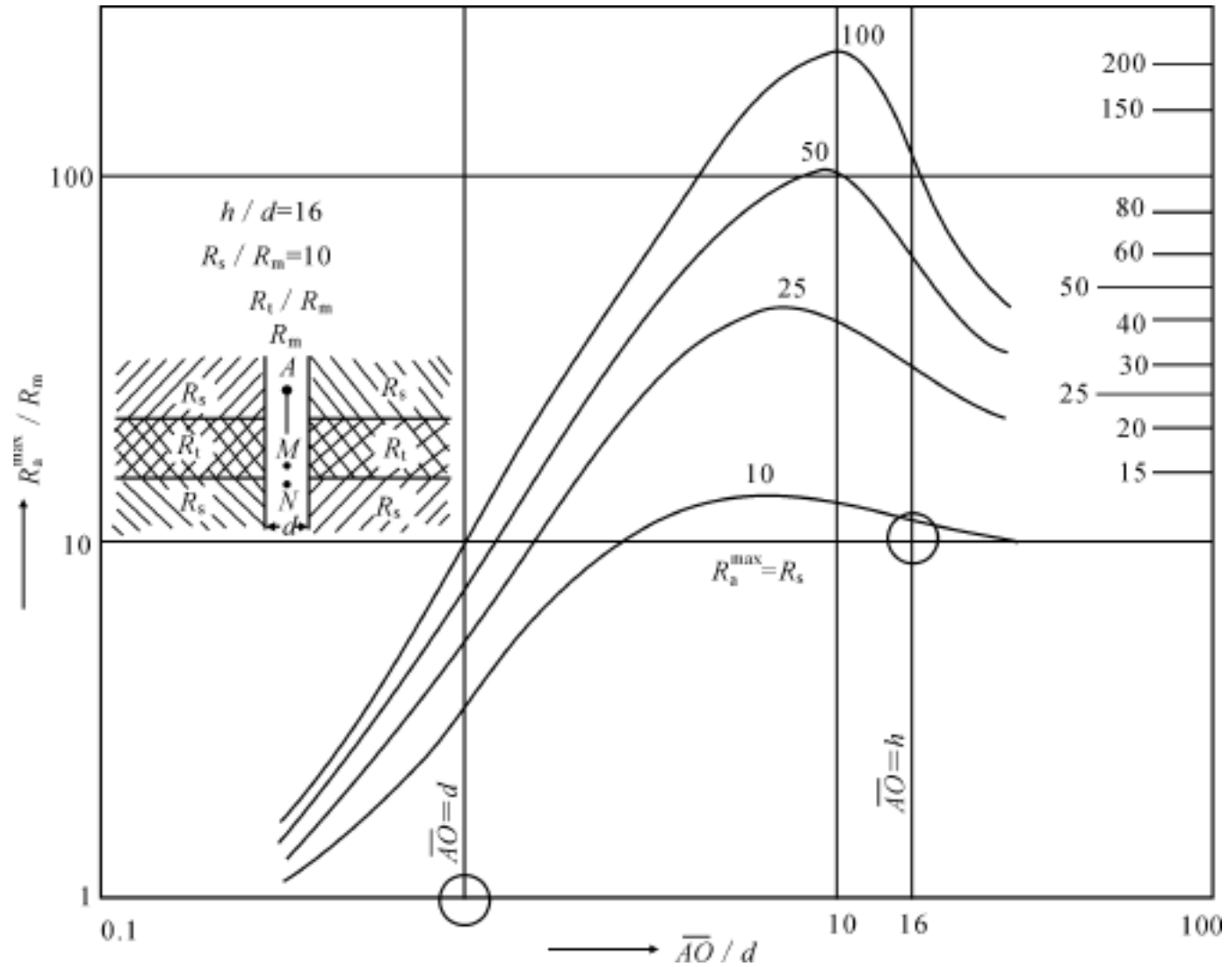


图 2.16　薄层理论图版

结果。当地层情况和图版所规定的情况相差很远时，如地层不均匀、邻层的屏蔽影响较大等等，求得结果的精度将很差。

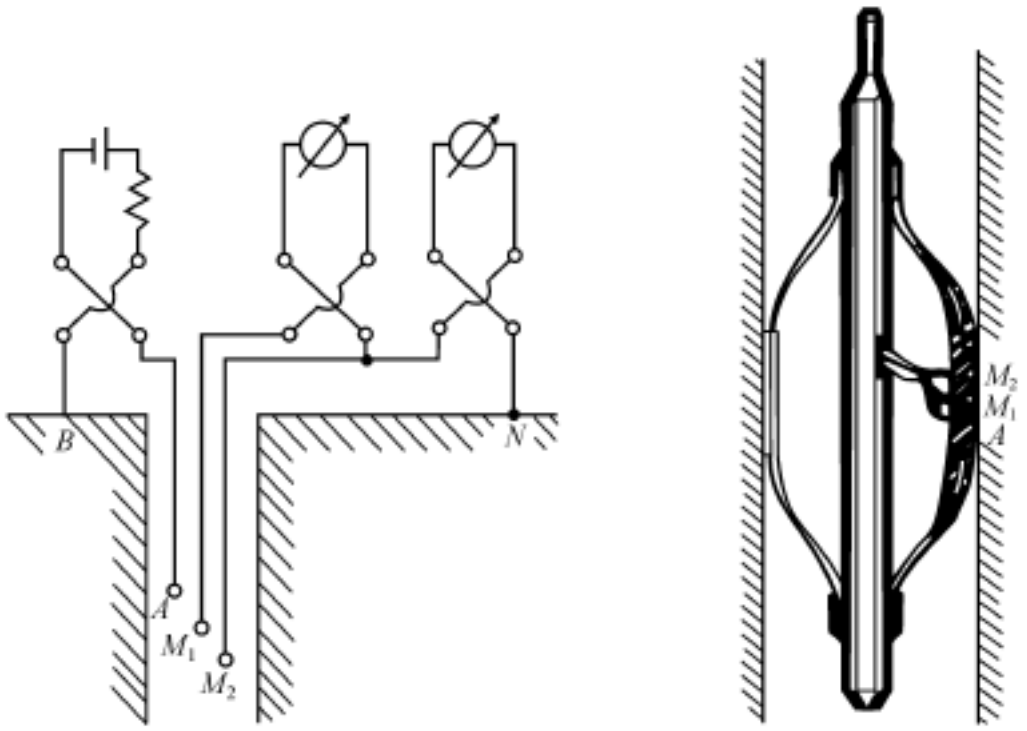
近几年，由于数学理论与方法的进步，以及计算机的广泛使用，横向测井的手工解释方法，已有可能被数学的反演方法取代，并且可以解释更为复杂的地层模型。

电阻率法测井除了解释方法不断进步之外，测井方法也在不断发展。目前，求取地层电阻率的任务，已主要由带有聚焦特点的侧向测井和感应测井所完成。

第四节　微电极系电阻率法测井

微电极系电阻率法测井是电极和电极距都很小的普通电极系电阻率法测井。由于电极距很小，它可以划分薄到几厘米的夹层。但是，它的探测深度也很小，主要是用来研究离井眼较近的侵入带。因此，微电极系对于划分薄的夹层和研究侵入带的电阻率，以及判断储集层的渗透性质都很有意义。为了减小泥浆的影响，把电极固定在耐磨的橡皮绝缘极板上，并且用弹簧板把它压向井壁，使电极系在测量过程中始终贴着井壁滑动（图 2.17）。

微电极系的电极排列方式不同，分为微电位电极系和微梯度电极系。



a 测量原理线路　　b 微电极系在井内测量时的情况

图 2.17　微电极系测井原理

一、微电极系测井的基本概念

普通电极系的电极距较大，视电阻率受邻层及围岩影响较大。为了避免高阻邻层和围岩的影响，电极系的电极距应当愈小愈好。电极距尺寸很小，它的探测深度就很小，所以井壁附近介质对视电阻率的影响，例如泥饼的影响，便不能忽略了。为了估计泥饼的影响，准确地研究侵入带电阻率和判断地层的渗透性，就需要测出两条探测范围不同的微电极系曲线。目前我国使用的一组微电极系是，$A0.05M$ 微电位电极系，电极距 $AM = 0.05m$ 和 $A0.025M_10.025M_2$ 微梯度电极系，电极距 $AO = 0.0375m$。

微电极系的研究范围很小，试验资料表明，微梯度电极系的探测半径约等于它的电极距长度，微电位电极系的探测半径约等于其电极距的 2 倍。

微电极系的测量结果受泥饼、泥浆侵入带和未被侵入的原状地层等的影响，同时还与极板的形状和大小有关。因此，微电极系测量结果仍是视电阻率，其值由下式计算

$$R_a = K\frac{V}{I}$$

式中：K 为微电极系系数，它与电极系尺寸，极板形状和大小有关，可以通过实验方法求得。

二、微电极系测井曲线的应用

微电极系测井曲线的主要用途有三个方面：一是根据泥饼的存在与否，判断岩层的渗透性；二是根据视电阻率值计算侵入带电阻率；三是根据微电极系曲线确定储集层的有效厚度。目前，在生产实际中，除第一方面的应用仍然较广泛外，其余的已被更为有效的、带有聚流电路装置的微电极系——微侧向、邻近侧向和微球形聚焦等方法代替。因此，这

里只对如何利用微电极系视电阻率曲线判断岩层的渗透性作简要介绍。

微电极系测得的视电阻率曲线，反映出井壁附近介质的电阻率。对于非渗透性的岩层，视电阻率基本上反映了井壁岩石的电阻率，特别是在低电阻率的非渗透岩层上，视电阻率接近岩层的电阻率。对于渗透性岩层，由于井壁有泥饼存在，视电阻率是由泥饼和侵入带两部分介质所决定，泥饼电阻率一般比泥浆电阻率高 1.5 ～2 倍，但是比侵入带电阻率低许多，泥饼的影响将使得视电阻率值降低。因为微电位电极系的探测范围比微梯度电极系的探测范围大，所以这两条视电阻率曲线受泥饼的影响并不相同，微梯度受泥饼的影响大些，所以视电阻率曲线的幅度也低些。于是在渗透性地层上，两种微电极系曲线出现了幅度差。我们把微电位高于微梯度的这种幅度差叫做“正幅度差”，反之称为“负幅度差”。根据微电极系曲线的“正幅度差”从剖面上划分出渗透性岩层，是根据测井曲线划分渗透层的最有效手段之一。

对于砂泥岩剖面，渗透性的砂岩在曲线上有明显的幅度差，由于泥饼的影响，视电阻率一般表现为中等数值，大约为 2 ～10 倍泥浆电阻率。

在岩性和泥浆条件相同的情况下，含油砂岩比含水砂岩有较高的幅度和较大的幅度差，这是因为含油砂岩侵入带内有残余油存在的缘故。在其他条件相同情况下，砂岩含泥量增多，微电极曲线的幅度和幅度差都要降低。

非渗透性致密砂岩，没有泥饼存在，所以微电极曲线的幅度较高，并且由于电极系

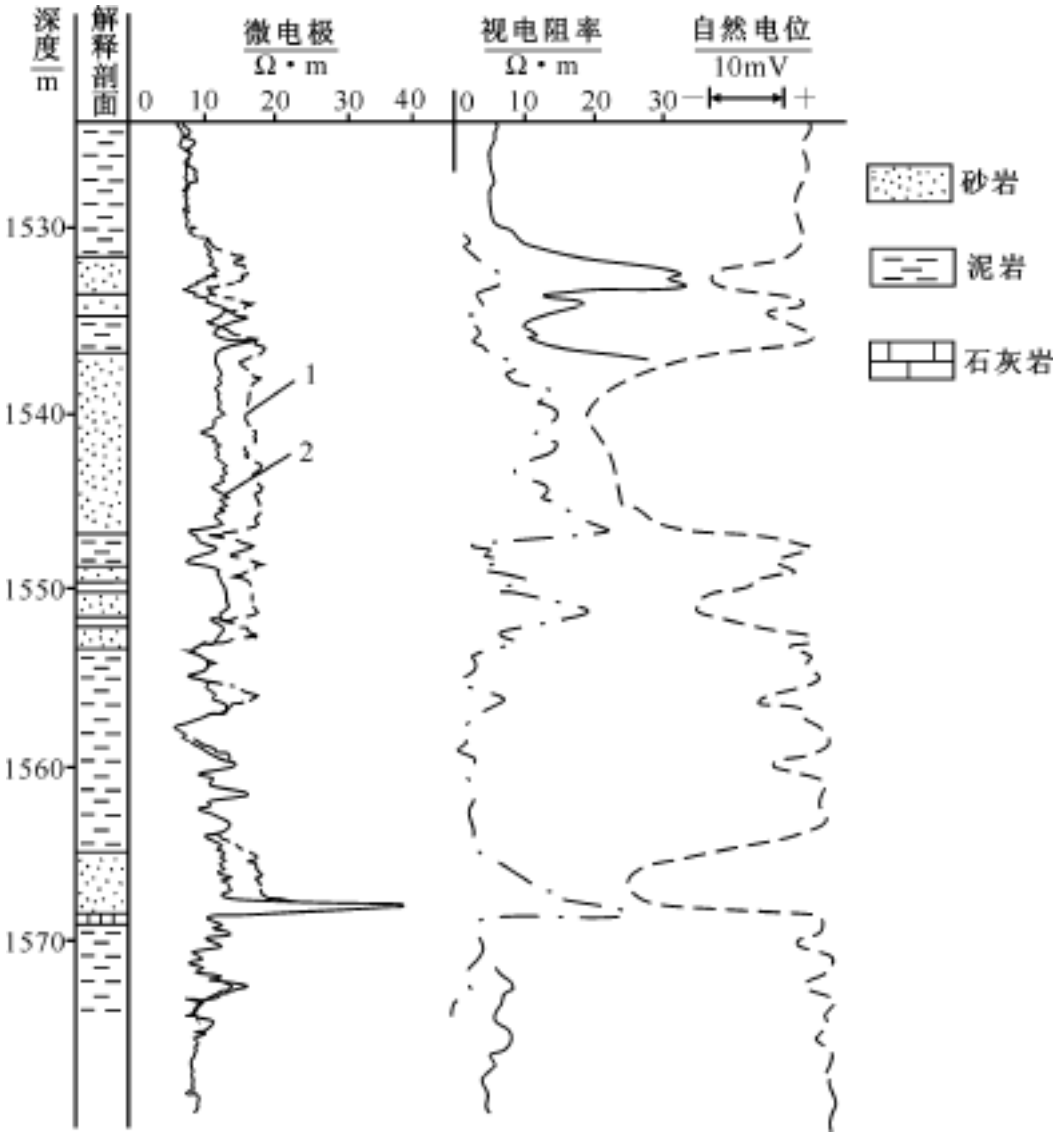


图 2.18　砂泥岩剖面微电极测井曲线实例

1—微电位（A0.05M）；2—微梯度（A0.025M_1 0.025M_2）

极板与岩层接触较差，曲线上出现锯齿状的剧烈变动。个别致密的薄钙质夹层，表现为很高的尖峰值。对于这一类地层没有明显的幅度差。

泥岩和粘土层段，由于没有渗透性，井壁上没有泥饼，如果井径没有明显扩大，微电极系极板与地层接触良好，微电位和微梯度曲线读数都很低，没有明显的幅度差，接近于泥岩电阻率。如果泥岩段井径明显扩大（如大于 40 cm），由于极板不能紧贴井壁，微电极曲线的读数主要反映泥浆电阻率。这一点常常可以被用来确定泥浆电阻率。图 2.18 是砂泥岩剖面微电极系测井曲线的实例。

对于碳酸盐岩剖面，在渗透性好的井段，由于泥饼和地层的电阻率差别显著，所以有很大的正幅度差。在致密的岩层段，由于没有泥饼存在，视电阻率值很高，并且由于电极系极板和井壁的接触条件较差，曲线会发生明显的锯齿状变化。

对于石膏和硬石膏等膏盐地层，电阻率很高，井壁无泥饼存在，微梯度和微电位曲线读数高，无幅度差。盐岩由于易溶解于泥浆，使井径扩大，在微电极曲线上显示低值。

在微电极曲线上，个别情况下也会出现“负幅度差”。当有这种现象出现时，要根据岩层、井内泥浆、电极系结构等条件，进行具体的分析。

第三章　聚流电极系电阻率法测井

为了评价油层的含油性和计算含油饱和度，需要精确地求得地层电阻率。求电阻率的方法很多，比如前一章介绍的普通电极系电阻率法的横向测井，本章的聚流电极系电阻率法测井和下一章将讨论的感应测井等。但是，每种方法都有它特定的条件限制。对于普通电极系电阻率法测井，在地层比较厚、油层电阻率不太高，并且泥浆电阻率不是太低的情况下，能够获得较好的结果。然而，有时会遇到钻井泥浆的矿化度很高（盐水泥浆）、地层电阻率很高并且很薄，因而邻层和围岩的影响很大的情况。这时泥浆的分流作用很强，大部分供电电流进不到地层中去，因此也就无法求得准确的地层电阻率。为了解决这个问题，发展了带聚流电极的电阻率法测井。

按电极系结构特点和电极数目不同，聚流电极系电阻率测井又分为若干种，我们这里只讨论具有代表性的三电极侧向测井、七电极侧向测井、微侧向测井、邻近侧向测井和微球形聚焦测井。最后对电阻率成像测井做了简要介绍。从数学和物理学的角度看，聚流电极系电阻率法测井和普通电极系电阻法测井一样，都属于稳定电流场问题，满足相同的基本关系式。

第一节　三电极侧向测井

一、基本原理

三侧向测井的基本原理是在主供电电极两侧加上两个屏蔽电极，并向屏蔽电极供以相同极性的电流，使其电位与主电极相等，迫使主电极电流不能在井眼中上下流动，而成水平片状进入地层，把井的分流作用和围岩影响减到最小。由于迫使电流只向侧向流动，电流的方向垂直于电极系的轴线，因此称作侧向测井。

不同电阻率测井方法的区别主要反映在它们使用的电极系上，讲方法原理时实际上就是讨论它的电极系的工作原理。

三侧向测井电极系是一个被绝缘物质分成三段的金属圆柱体（图 3.1）。中间一段是主电极 A_0，两侧两段是屏蔽电极 A_1、A_2。电极 A_1 和 A_2 是用导线连接在一起的。主电极 A_0 与屏蔽电极 A_1、A_2 通以相同极性的电流并保持等电位。当电极系运行到不同电阻率的地层时，A_0 与 A_1、A_2 的电位将不相等。这时，仪器的调整电路将自动调节供给 A_1、A_2 的电流，以保持整个电极系处于等电位状态。主电极的电流 I_0 被 A_1、A_2 屏蔽电极的电流 I_1、I_2 所屏蔽，不能像普通电极系供电电流那样向各个方向流动，只能近似成水平片状进入地层。

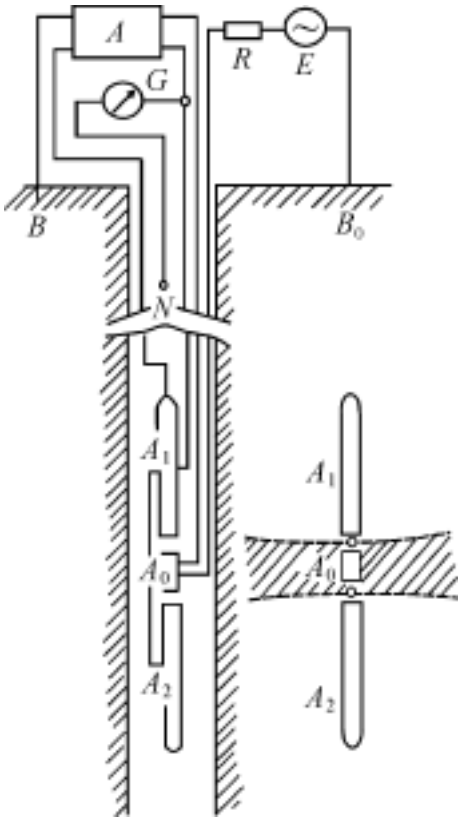


图 3.1　三侧向电极系及测量原理图

根据测得的电位 V 和主电极的电流 I_0，按下式可求出视电阻率 R_a。

$$R_a = K\frac{V}{I_0} \qquad (3.1)$$

式中 K 是电极系系数，可在注满已知电阻率溶液的大水池中测出，也可根据下式近似算出

$$K = \frac{2\pi L_0}{\ln\frac{2L}{d_n}} = \frac{2.73L_0}{\lg\frac{2L}{d_n}}$$

如果考虑各电极之间的绝缘物厚度，则有

$$L_0 = L_m + \frac{2}{3}e$$

这里 L_m 为实际主电极长度，e 为绝缘物厚度（图3.2）。

公式（3.1）中，$\frac{V}{I_0}$是主电极的接地电阻，它表示主电极电流由主电极到回路电极所经过的介质的电阻，若以 r_0 表示，则

$$R_a = Kr_0 \qquad (3.2)$$

即视电阻率反映主电极的接地电阻，因此，三电极侧向测井过去曾叫做屏蔽电极测井或屏蔽接地电阻法测井。

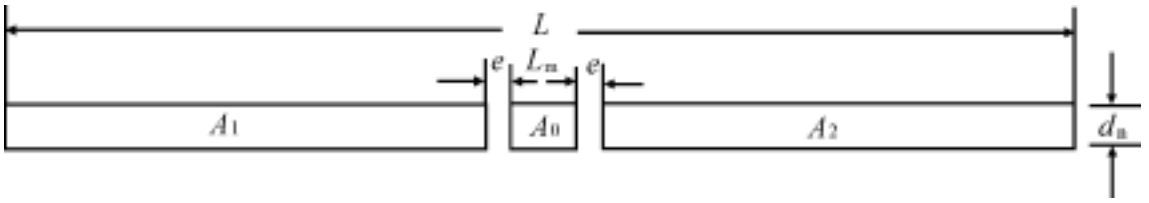


图 3.2　三侧向电极系

根据接地电阻的定义，它应和电流通过的空间所有介质的电阻率都有关。但是，实际上它主要是决定于电极附近介质的电阻率。例如，在均匀介质中，点电源发出的电流成辐射状向各个方向流出，如将电源周围介质分成一系列同心等厚度 dl 的球壳，各壳层的电阻显然为 $r = R\frac{dl}{4\pi l^2}$。可以看出，随着离开电源距离 l 的增大，相同厚度球壳的电阻与距离平方成反比地减小，也就是说，随着离开电源距离的增大，电流迅速散开，介质的面积迅速增加了，所以电阻大大减小。对于侧向测井来说，由于聚流作用，主电极电流不能很快分散，因此它的接地电阻能和较远的介质有关，即聚流作用愈好，侧向测井的探测范围愈大。

由于主电极电流成薄片状水平进入地层，它的接地电阻可以看作是电流片范围内井内泥浆电阻 r_m、侵入带电阻 r_i 和地层未被侵入部分的电阻 r_t 在水平方向上串联起来的结果

$$r_0 = r_m + r_i + r_t \qquad (3.3)$$

画成等效电路，如图 3.3 所示。

r_m、r_i 和 r_t 各部分对 r_0 的影响大小，一方面和各部分介质的电阻率、径向深度有关，另一方面还决定于电极系本身的聚流能力。因为电极系聚流能力强时，电流片在不明显散

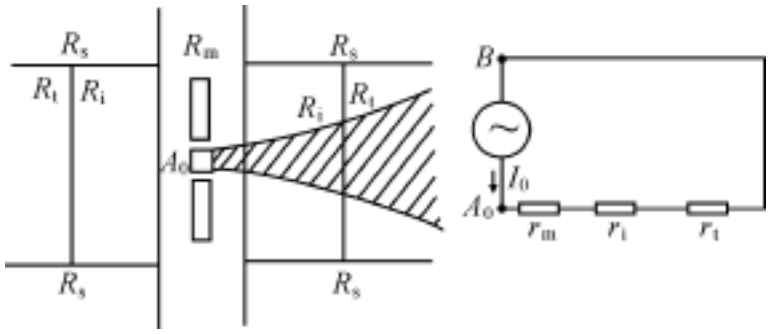


图 3.3　主电流通过的介质及其等效电路

开的情况下能进入地层较远的地方，所以 r_0 中 r_t 的相对贡献就增加，r_m 和 r_i 的影响就相对减小；相反，当电极系聚流能力差时，r_t 对 r_0 的贡献就相对地减少，r_m 和 r_i 的影响就增大。

为了说明主电流经过的空间各部分对测量结果的相对影响，引进所谓几何因子的概念。几何因子是指与介质空间位置、体积大小和形状等几何因素有关的各种影响因素的总和。几何因素的影响是和电极系聚流能力紧密相关的，主电流经过的整个空间的几何因子看作是 1，这样，空间各部分对接地电阻的贡献，可以看作是各部分几何因子与它的电阻率两部分影响的总和，写成视电阻率的表示式为

$$R_a = J_m R_m + J_i R_i + J_t R_t \tag{3.4}$$

式中 J_m、J_i 和 J_t 分别为泥浆、泥浆侵入带和岩层未被侵入部分的几何因子。

二、三侧向测井仪工作原理

侧向测井与一般电阻率法测井的主要区别，就是利用屏蔽电极使主电极的电流“聚焦”并水平进入地层，以克服井内液体的分流作用。由于聚流后的主电流成水平片状，所以电流片上下介质对测量结果的影响就大大减小。为了达到使主电流“聚焦”成水平片状，就必须使主电极和屏蔽电极之间的电位差为零，并且，当电极系在井内移动时，能自动调整屏蔽电极的电流，使主电极“聚流”状态不受周围介质电阻率不断变化的影响。

主电极和屏蔽电极之间的电位平衡，可以通过多种办法实现。常用的一种办法是在主电极和屏蔽电极之间加一个数值很小的电阻 r_0，使主电极和屏蔽电极基本上处于相同电位。

测量时，电路可以按三种状态构成。一种是始终维持主电流不变（图 3.4a），当主电流 I_0 增加或减小时，r_0 上的电位降将增加或减小，通过自动调节电路可使 I_0 减小或增加，从而达到维持 I_0 不变的目的。在 A 电极与 N 电极间测得电位差 V 后，按（3.1）式即可算出视电阻率 R_a。因为测量过程中 I_0 是保持不变的，所以测得的 V 将和 R_a 成正比。

第二种是始终维持主电极对 N 电极的电压不变，当电极 A 与 N 之间的电位差改变时，自动调节电路使主电极对 N 电极的电压 V 保持固定（图 3.4b）。通过测量 r_0 电阻上的电压，可以得到 I_0，于是按（3.1）式可以求出视电阻率 R_a。因为测量过程中 V 保持不变，所以测得的 I_0 将和视电导率 σ_a 成正比。

还有一种方式，在测量过程中并不保持电流 I_0 和电压 V 不变（图 3.4c）。通过记录 I_0 和 V，按（3.1）式求得视电阻率 R_a。

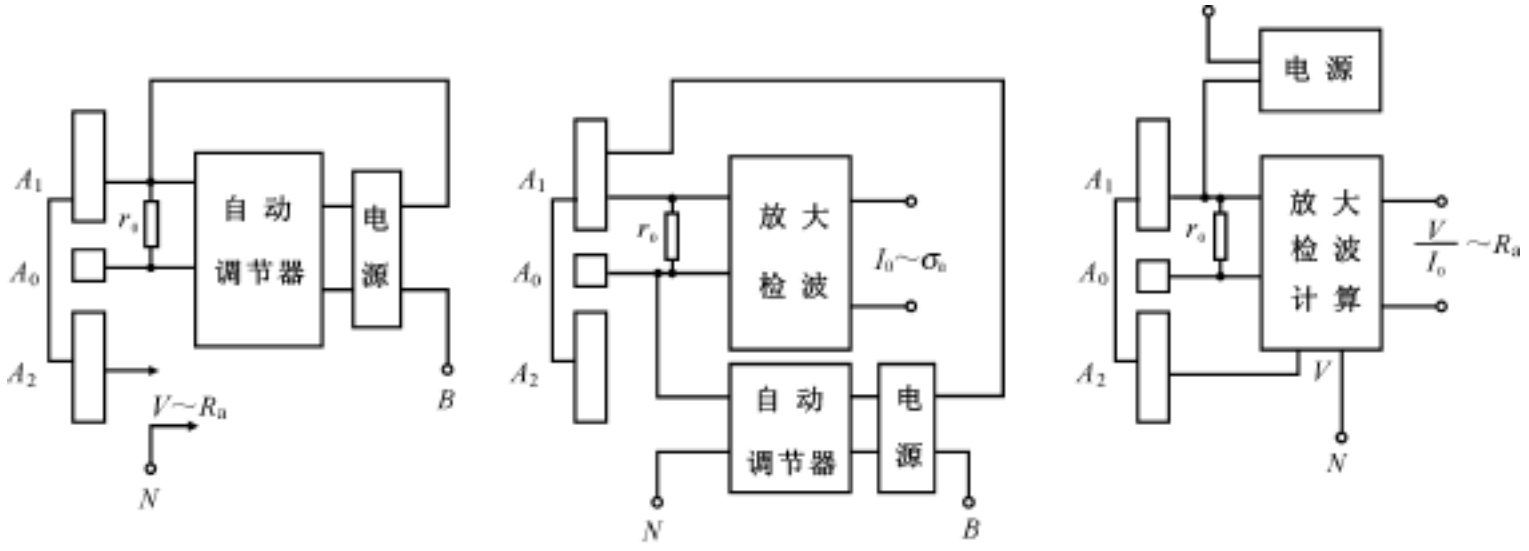


图 3.4　三侧向测井仪的几种工作方式

三、影响视电阻率的因素

三侧向视电阻率，一方面决定于介质的电阻率，另一方面又决定于和电极系特点有关的几何因子。这两方面的因素在影响视电阻率变化时，又互相关联。

(一) 电极系参数的影响

电极系长度 L、电极系直径 d_n、主电极长度 L_m 和电极间距离 (即绝缘物厚度 e)，对视电阻率都有影响。

1. 电极系长度 L 的影响

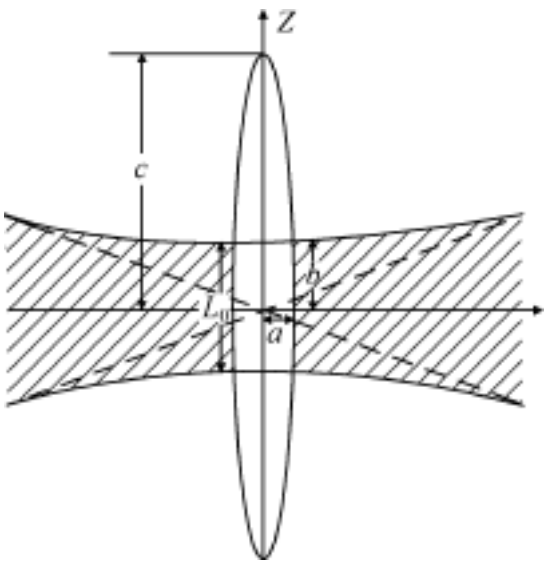


图 3.5　主电极电流片

把三侧向的电极系近似地看作是一个拉长了的旋转椭球体时，等位面是一些旋转椭球面，而由主电极 A_0 发出的电流片，其上下表面均为与等位面相垂直的双曲面 (图 3.5)。初始电流片厚度为 $L_0 = 2b$，在离开电极系轴 r 处的电流片厚度 t 可按下式算出

$$t = L_0 \sqrt{1 + \frac{r^2}{c^2 - a^2 - \left(\frac{L_0}{2}\right)^2}} \qquad (3.5)$$

一般情况下，电极系中 cm a，cm $\frac{L_0}{2}$，所以

$$t = L_0 \sqrt{1 + \frac{r^2}{c^2}} \qquad (3.6)$$

从 (3.6) 式可以看出，为了使电流片厚度不随距离 r 的增加而迅速增大，使电极系有较大的探测深度，则要求 c 值应较大。这里所谓的探测深度，是指在这个范围内主电极的电流片厚度没有明显增大，主电极接地电阻和这部分介质的关系还比较密切，而超出这个范围电流片则明显变厚。因此，探测深度是个相对的概念。电极系总长度 L 愈大主电流聚焦愈好，成层状的电流束进入地层的深度就愈大。实际上屏蔽电极也不能做得很长。一

个圆柱状电极做得太长，首先会给运输和下井带来不便，其次，井底不能测量的地层段也会太长，因为用三侧向电极系时，主电极只能下到离井底还差一个屏蔽电极长度的地方，第三，屏蔽电极的屏蔽作用也不会随屏蔽电极长度的增加而无限增大。

图 3.6 是在不同厚度的地层中，L 的改变对视电阻率 R_a 值影响的实验曲线。

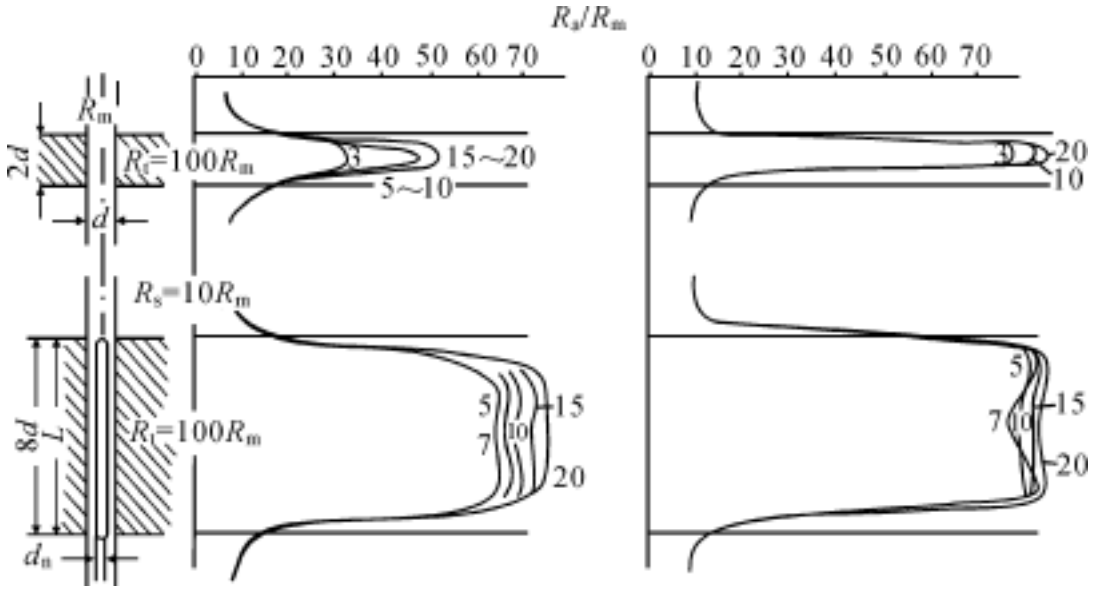


图 3.6　不同 L 值的 R_a 曲线

曲线模数：$\frac{L}{d}$，左图 $d_n=0.3d$；右图 $d_n=0.6d$

当 L 大于地层厚度 h 时，R_a 随着 L 的增加而增加，但增加得很少。在电极系直径 $d_n=0.3d$，$h=2d$ 情况下，L 由 5d 增加到 15d，R_a 极大值仅增大 10%。其他条件下增加得少。分析不同层厚的曲线表明，电极系越长主电流聚焦得越好，但 L 大到一定长度后，无论厚层还是薄层，改变电极系长度，对侧向测井探测深度都不会产生多大的影响。一般为，电极系总长度保持在 6d 至 15d 较好。

根据 L 和探测深度的关系，通过改变屏蔽电极长度和 B 电极的位置，可构成探测深

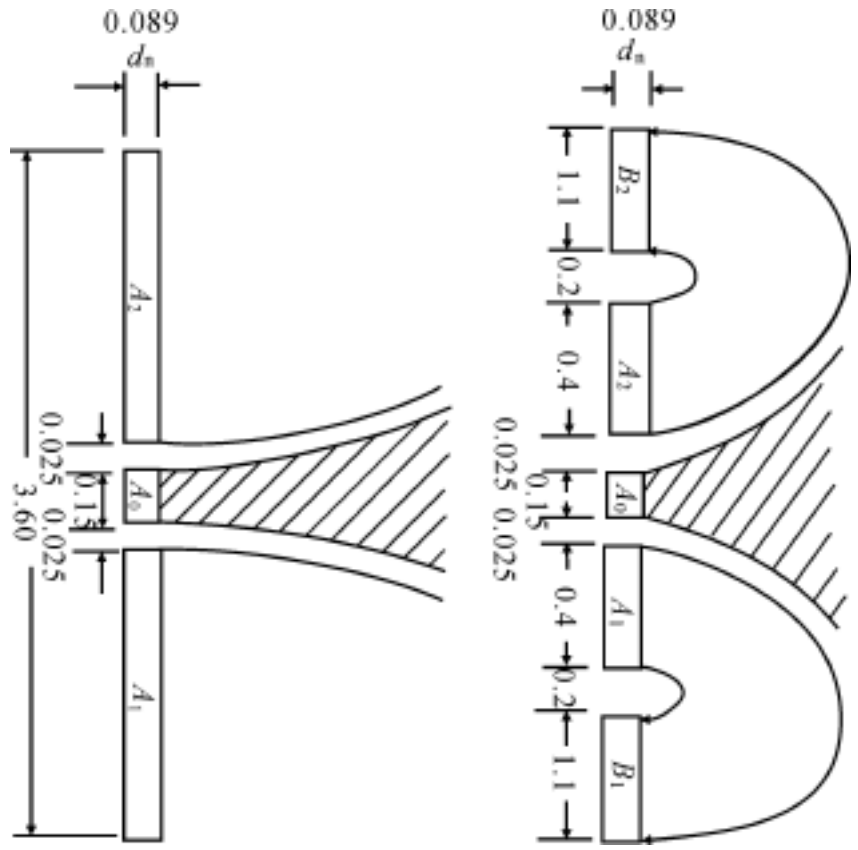


图 3.7　深、浅三侧向电极系及电流线示意图（单位：m）

度不同的三侧向电极系。把 B 电极放在电极系之外距电极系较远的地方（可看作是无穷远），这种电极系探测深度较大，称为深三侧向电极系。如将 B 电极分成两个，并分别放在电极系内靠近 A_1、A_2 的地方，则主电流片发散较快，其探测深度相应减小，这种电极系称为浅三侧向电极系。图 3.7 是两种电极系及电流线分布示意图。

2. 主电极长度 L_0 的影响

主电极的长度决定电流片的厚度。由电模型试验得出如下结果:

(a) 在厚地层（h > L），一般情况下，L_0 的变化对视电阻率影响不大。

(b) 在薄地层，L_0 增加，视电阻率将降低。L_0 愈小，视电阻率极大值 R_{amax} 愈接近 R_t。当 $L_0 > h$ 时，R_a 急剧下降，并趋于围岩电阻率。这是因为 L_0 增大使电流片变厚，通过围岩的电流增多，接地电阻变小，则 R_a 接近围岩电阻率。

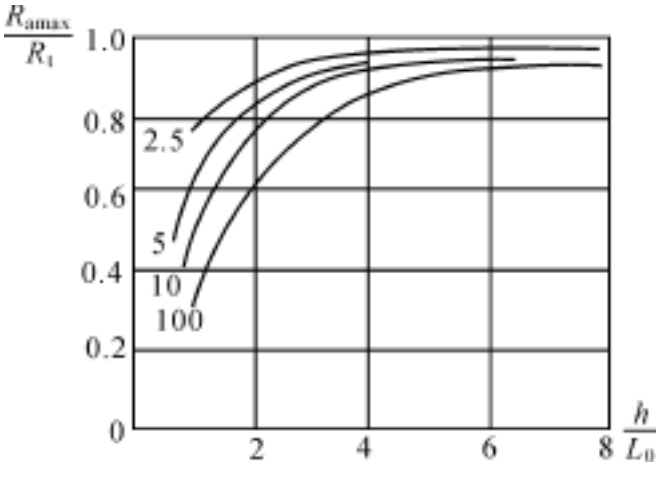


图 3.8 R_{amax} 和 L_0 的关系曲线

$L = 10d$；$d_n = 0.3d$；$L_0 = 0.1d$；曲线模数：R_t/R_s

图 3.8 是根据电模型试验资料做出的 R_{amax} 与 L_0 的关系曲线。由图可以看出，$L_0 > \frac{h}{4}$ 时，R_{amax} 随 $\frac{h}{L_0}$ 减小而迅速减小；$L_0 < \frac{h}{4}$ 时，R_{amax} 基本上和 L_0 无关；L_0 的影响随 $\frac{R_t}{R_s}$ 的增大而增加。

为了清楚地划分地层，应当选择合适的 L_0，L_0 愈小，分层能力愈强。因此，可以根据所研究地区地层剖面特点和分层要求，适当选择 L_0。

3. 电极系直径对视电阻率的影响

电极系直径对视电阻率也有一定影响，电极系直径愈小，从电极系到井壁之间的泥浆层厚度愈大，因此泥浆的影响愈大。但是，泥浆层厚度和电流片深入到地层的深度相比，是很小的。即使在泥浆电阻率较高的情况下，由于电极系直径不同而引起的视电阻率变化也不大。

目前，我国使用的深探测三电极侧向测井电极系的尺寸如下:

$L = 3.6m$，$L_m = 0.15m$，$e = 0.025m$，$L_0 = 0.17m$，$d_n = 0.089m$

(二) 井眼及地层参数的影响

1. 井眼直径和泥浆的影响

如果井眼没有明显扩大，井内充满高矿化度泥浆，井眼直径对所测视电阻率的影响基本上可以忽略。当井眼直径比电极系直径大很多时，就会使测量电流散开，泥浆分流影响很大。因为电流层的截面积增大，接地电阻减小，于是所测视电阻率值下降。在这种情况下，就需要进行井眼影响校正。图 3.9 是三侧向测井井眼影响校正图版的一个例子。

2. 层厚和围岩的影响

对于厚度小于或接近于主电极长度 L_0 的高阻地层，视电阻率受围岩的影响比较明显，这种情况可以用图 3.10a 定性说明。地层厚度愈小，地层电阻率比围岩电阻率愈高，则围岩的分流影响愈大，使视电阻率降低愈多。

在地层为低阻时，测得的视电阻率值将比地层的真电阻率值大。这是因为围岩电阻率

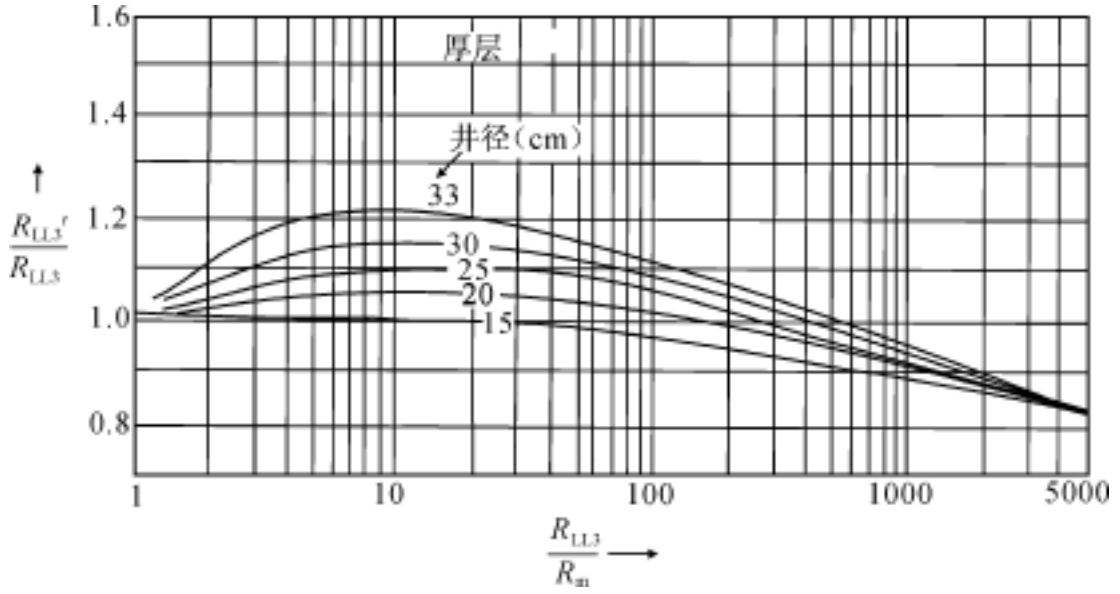


图 3.9　三侧向测井井眼校正图版

R_{LL3}—未进行井眼校正的三侧向视电阻率值；R_{LL3}'—经过井眼校正后的三侧向视电阻率值

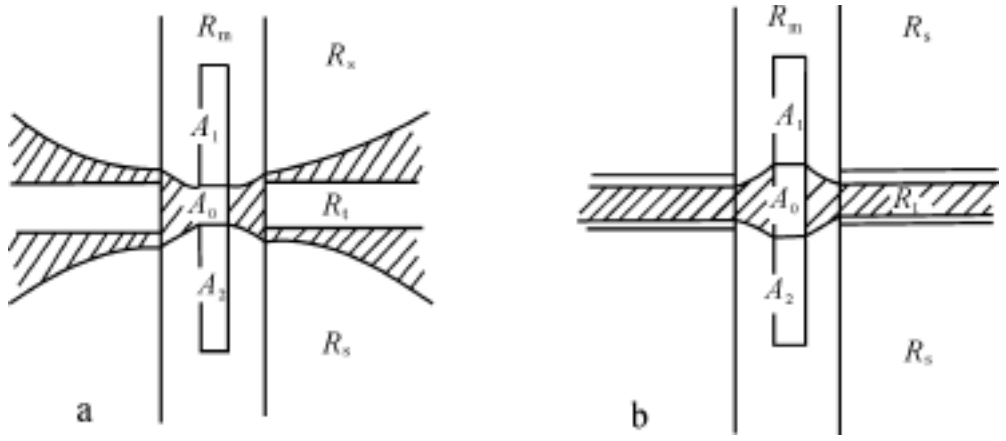


图 3.10　围岩对电流片分布的影响

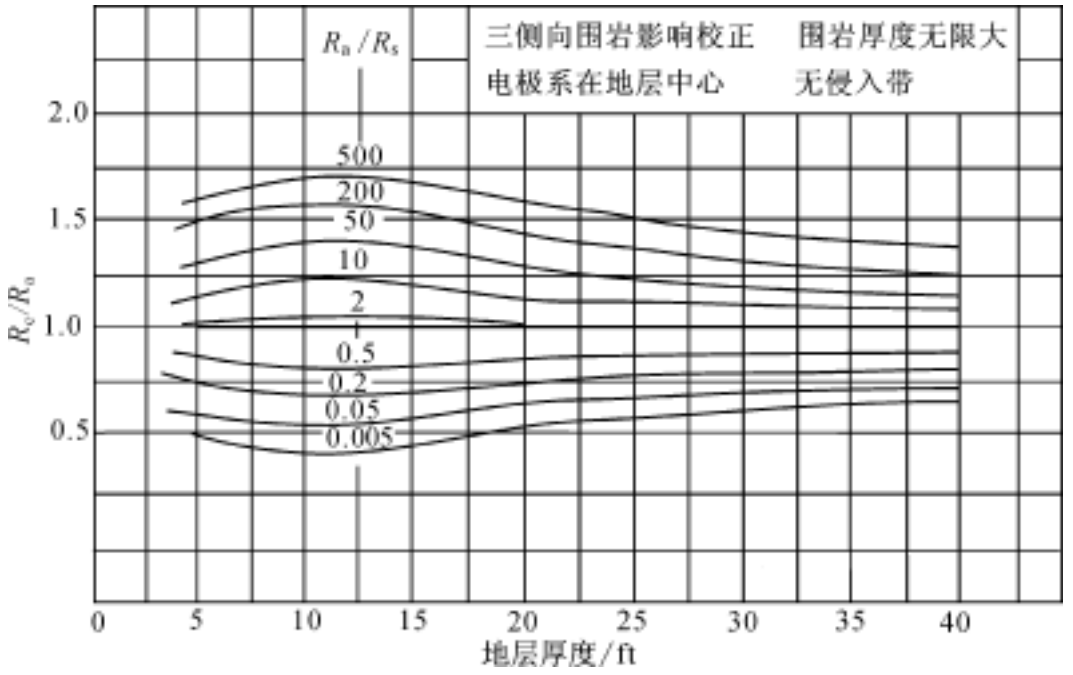


图 3.11　围岩影响校正图版

(1ft = 0.3048m)

较高，使测量电流向低电阻地层集中，减小了电流层的横截面积，使电阻值增大，比值 R_s/R_t 愈大，地层愈薄，视电阻率增大愈明显，如图 3.10b 所示意。

对于围岩影响，可以利用类似图 3.11 所示的这一类图版进行校正。进行校正时，要根据所采用的三侧向电极系选择合适的图版。图版上的 R_a 是经过井眼校正的视电阻率值，R_c 为经

过井眼校正后又经过围岩影响校正的视电阻率值。当没有泥浆侵入时，R_c 便是所求的 R_t 值。

在特定条件下，高阻围岩对测井结果可能产生明显影响。例如，采用把 B 和 N 电极都放入井下的方式测井时，在高阻厚地层下面约 10 ～25m 的低阻层范围内，测得的视电阻率会自下而上逐渐升高。这种现象最初是在美国西德克萨斯德雷伏盆地的德雷伏砂岩上观察到的，称为“ 德雷伏 ”效应，如图 3. 12。

德雷伏砂岩层的上部是不导电的大厚度硬石膏层。由于硬石膏层电阻率极高，而且厚度也很大，所以当 B 电极进入该层时，供电电流实际上几乎全部经过井眼流向 B 电极。当 N 电极进入硬石膏层时，由于受 B 电极电场的影响，不能再保持零电位，而具有某一负电位。随着电极系向上移动，N 电极的负电位将不断增高，于是 A_0 和 N 之间的电位差将不断增大，这就使测得的视电阻率值出现异常升高。

这种现象与电极的布置有关。适当改变电极 B、N 的位置，例如以铠装电缆的外部铠装作为 N 电极，将 B 电极移到地面，这种现象就会减弱或消失。

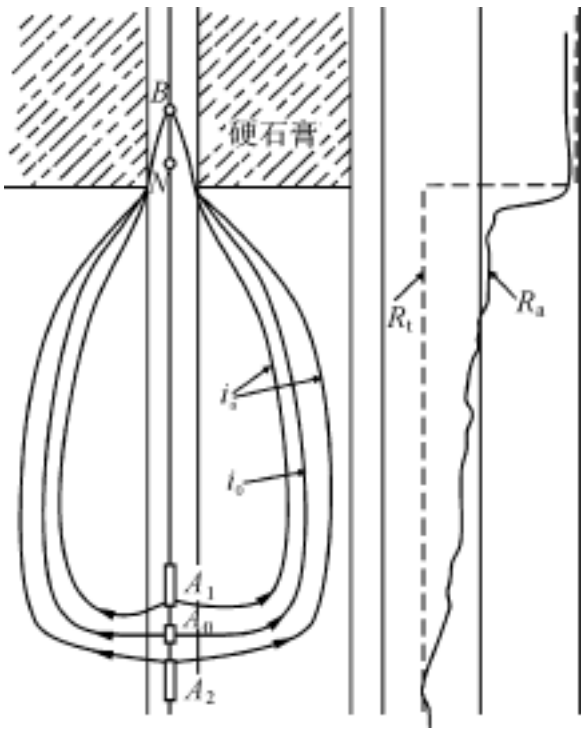


图 3. 12　德雷伏效应示意图

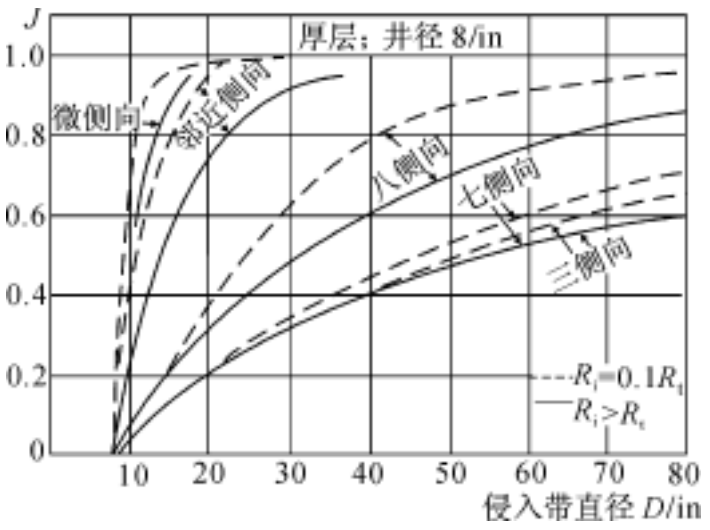


图 3. 13　侧向测井电极系的近似几何因子

(1in = 2. 54cm)

3. 侵入带影响

泥浆侵入带的影响一方面和电极系的聚焦能力有关，另一方面则和侵入带深度及侵入带电阻率有关。从公式 (3. 4) 可以看出，侵入带愈深，或电极系聚焦能力愈差，则侵入带几何因子 J_i 对 R_a 的影响将相对地增加。同样，R_i 增大时，它对 R_a 的影响也相对增加。一般情况下，泥浆高侵比泥浆低侵对视电阻率 R_a 影响大。

为了说明侵入带对侧向测井视电阻率 R_a 的影响，图 3. 13 绘出了几种侧向测井电极系的近似几何因子　。这张图是在电极系外径等于 8in (20. 32cm)，并且和井径一致的情况下做出的，在已知侵入带直径 D 的情况下，可由该图直接查出近似几何因子的数值。实际上，侵入带直径很难用任何单一条曲线来确定，因此侵入带影响的校正一般是通过多条曲线综合应用来实现的。如果测量了深浅两条三侧向测井曲线和一条反映冲洗带电阻率

对于侧向测井来说，非均匀介质中电流线的分布与均匀介质中不同。它在某种程度上与井径、比值 R_i/R_t 有关，因此把它叫做“ 近似几何因子 ”。

R_{x0}的微电阻率曲线，则可以应用类似于图 3.14 的图版进行侵入带影响校正，并得到地层电阻率 R_t。

在消除井眼、围岩和侵入带影响的过程中，需要选用一系列的图版。然而，理论图版的数量不可能满足实际解释的各种需要。这是手工解释测井曲线遇到的一个带普遍性的问题。近年来，电阻率法测井正反演理论和方法的研究取得了很大进展。计算机自动处理与解释电阻率曲线，已逐渐成为常规方法。

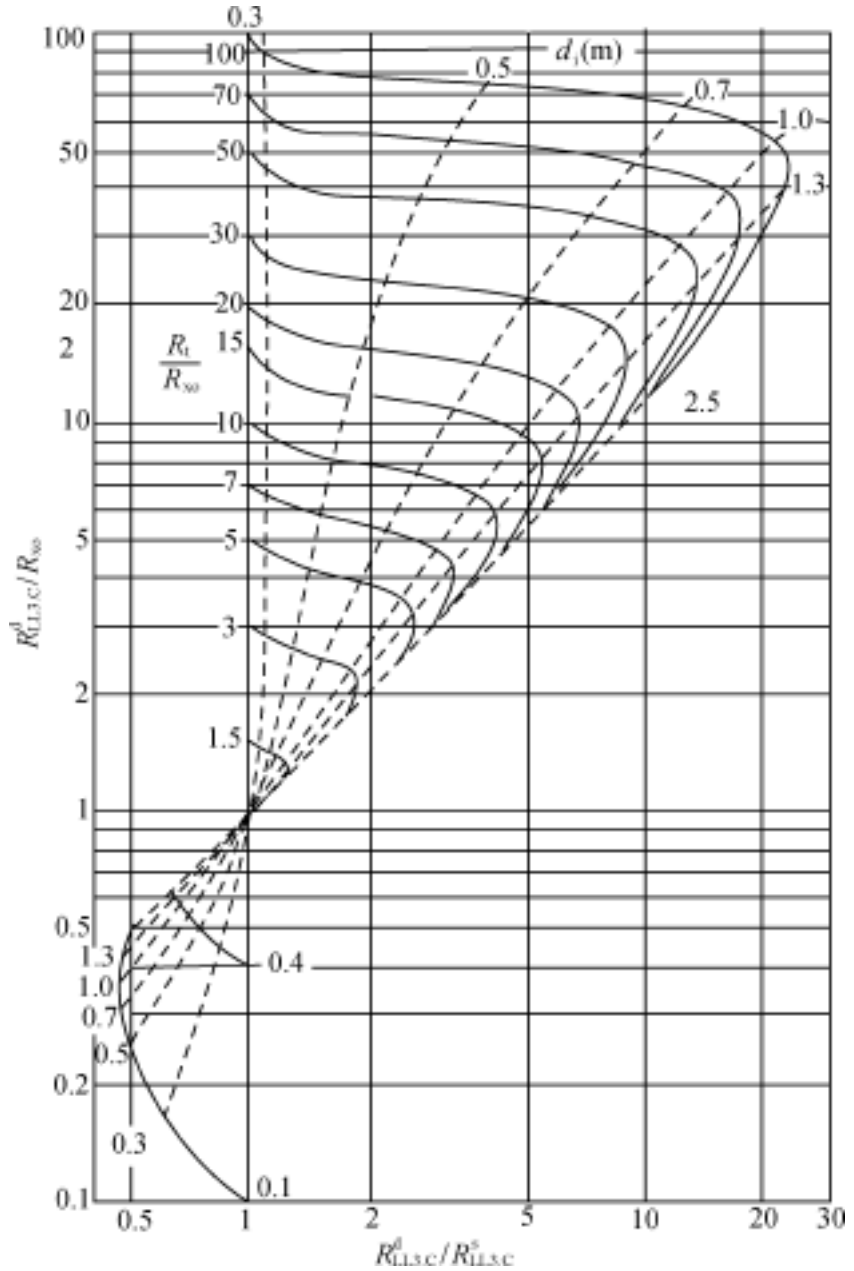


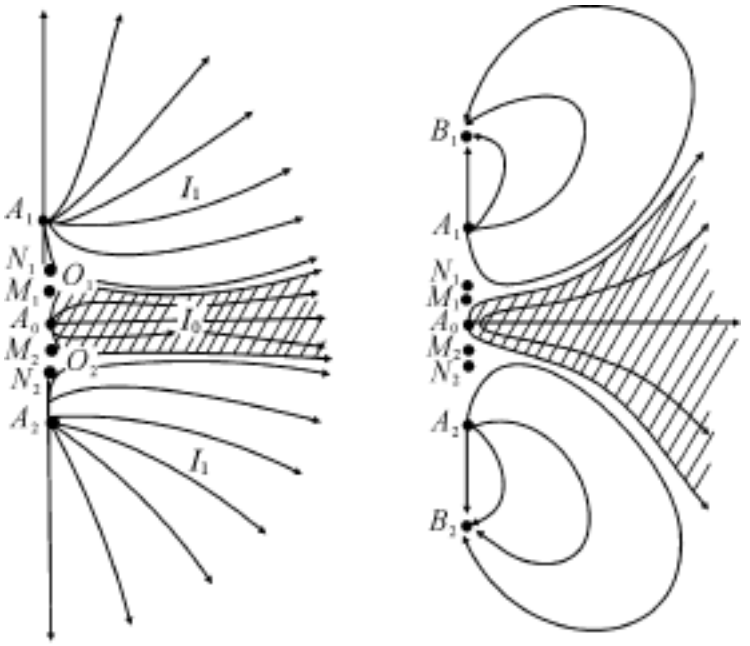
图 3.14　三侧向测井侵入带校正图版

第二节　七电极侧向测井

一、基本原理

七电极侧向测井，在原理上与三电极侧向测井是一样的，只是电极系结构上略有不同。

七电极侧向测井的电极系，由七个金属电极组成，其中包括一个主电极 A_0 和三组对称分布在 A_0 两侧的 M_1M_2，N_1N_2 和 A_1A_2 电极（图 3.15a），M_1 和 M_2，N_1 和 N_2 及 A_1 和



a 深七侧向电极系　　b 浅七侧向电极系

图 3.15　七侧向电极系电极排列及电流线分布

A_2 都分别连接在一起。测量时，向主电极 A_0 供以恒定的电流 I_0，向 A_1 和 A_2 供给与 I_0 同极性，但强度可以调节的电流 I_1，始终保持电极 M_1N_1 和 M_2N_2 处于相同的电位，即 A_0 电极的电流不能经过 M_1N_1（M_2N_2）电极沿井轴方向通过，A_1A_2 的电流也不能经过 M_1N_1（M_2N_2）沿井轴方向通过。这个作用可使主电极电流和三电极侧向测井时一样，成片状水平进入岩层。当 M_1N_1（M_2N_2）电极之间电位不相等时，仪器自动调节 A_1 与 A_2 的电流，使 M_1N_1（M_2N_2）之间的电位差为零。这时测量 M_1（或 N_1、M_2、N_2）电极与远电极 N 之间的电位差 V，通过下式便可计算出视电阻率

$$R_a = K\frac{V}{I_0}$$

式中 K 是七电极侧向测井电极系系数，它由电极间的距离决定

$$K = 4\pi\frac{\overline{A_0M_1}\cdot\overline{A_0N_1}(\overline{A_0M_1}+\overline{A_0N_1})}{\overline{A_0A_2}^{\,2}+\overline{A_0M_1}\cdot\overline{A_0N_1}} \qquad (3.7)$$

K 值也可以在已知电阻率的大水池中测出。

上述七侧向电极系又称为深七侧向电极系，它的 B 电极不在电极系内，而在距电极系较远的地方，实际上可看作是在无穷远处。它的电极排列及电流线分布见图 3.15a。这种电极系探测深度较大。如果将 B 电极分成两个，并分别安置在电极系内靠近 A_1 和 A_2 的地方，那么由于 B 电极的靠近，A_1 和 A_2 发出的屏蔽电流会很快返回 B 电极，这样一来，主电极流出的电流进入地层后也会很快地发散，从而使电极系的探测深度减小。这种电极系叫做浅七侧向电极系（图 3.15b）。

二、影响七侧向视电阻率的因素

七电极侧向测井和三电极侧向测井一样，视电阻率值也是由主电流片范围内介质的电阻率所决定。七电极侧向测井电极系的电流片厚度为 M_1 与 N_1 的中点 O_1 到 M_2 与 N_2 的中点 O_2 之间的距离 $\overline{O_1O_2}$。主电极电流片径向深入的程度，取决于所谓电极系的聚焦参数 q，其值为

$$q = \frac{\overline{A_1A_2} - \overline{O_1O_2}}{\overline{O_1O_2}}$$

式中：$\overline{A_1A_2}$ 称为电极系长度 L_0；$\overline{O_1O_2}$ 称为电极距 L。聚焦参数 q 愈大，电流片愈能深入岩层较深的地方才散开，因此探测半径愈大。聚焦参数也不能太大，否则屏蔽电流需要很大，以致在实际上实现不了。一般取 q = 1.5 ~3。电极系的记录点定在主电极 A_0。

例如，我国一些地区曾使用的深七侧向电极系为 $A_0 0.25M_1 0.112N_1 0.638A_1$，聚焦参数 $q=3.27$，电极系系数 $K=0.636m$；浅七侧向电极系为 $A_0 0.167M_1 0.083N_1 0.25A_1 0.5B$，聚焦参数 $q=2.4$，电极系系数 $K=1.175m$。

为了了解聚焦参数 q 对 R_a 值的影响，首先看一下当邻层影响可以忽略，并且没有泥浆侵入的情况。图 3.16 是不同聚焦参数的 R_a/R_m 和 R_t/R_m 关系曲线。它是在电极系参数 $L_0/d=10$，$L_0/\overline{M_1N_1}=20$ 的条件下做出的。从图上可以看出，当 $q=1.5$ 时，R_a 最接近 R_t（此时 q 值称为最佳值）。若 q 大于最佳值（监督电极移向主电极），对于 $R_t/R_m>1$ 的地层，R_a 相对于 R_t 明显下降，对于 $R_t/R_m<1$ 的地层，则 R_a 急剧上升；如果 q 小于它的最佳值，则是相反的结果。但 R_a 与 R_t 的差别较小。

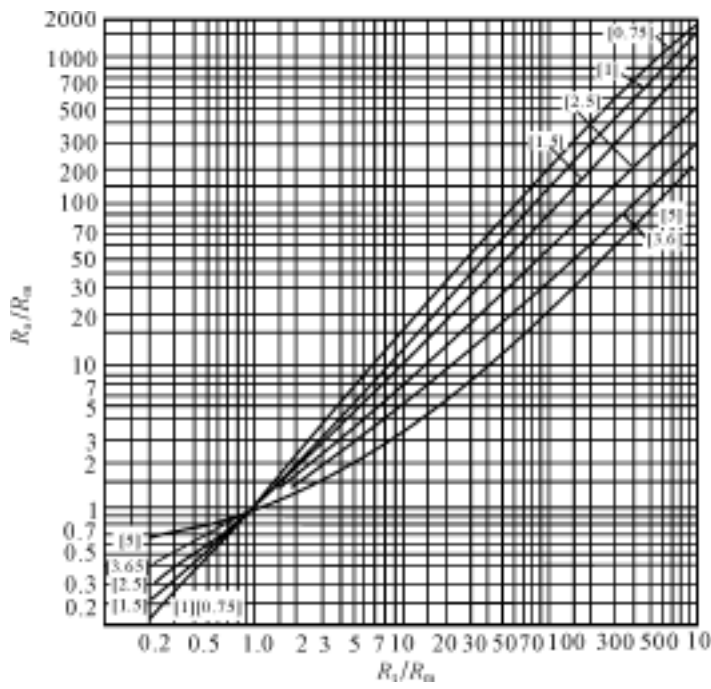


图 3.16　二层介质的 R_a/R_m 与 R_t/R_m 关系曲线

$L_0/d=10$，$L_0/\overline{M_1N_1}=20$，曲线模数：q

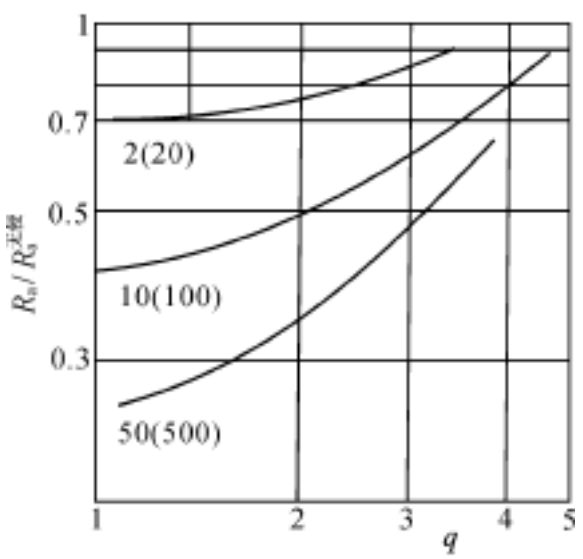


图 3.17　三层介质的 $R_a/R_a^{无侵}$ 与 q 的关系曲线

$D/d=8$；$L_0/d=10$；$L_0/\overline{M_1N_1}=20$；$R_i/R_m=10$；

曲线模数：R_t/R_i；(R_t/R_m)

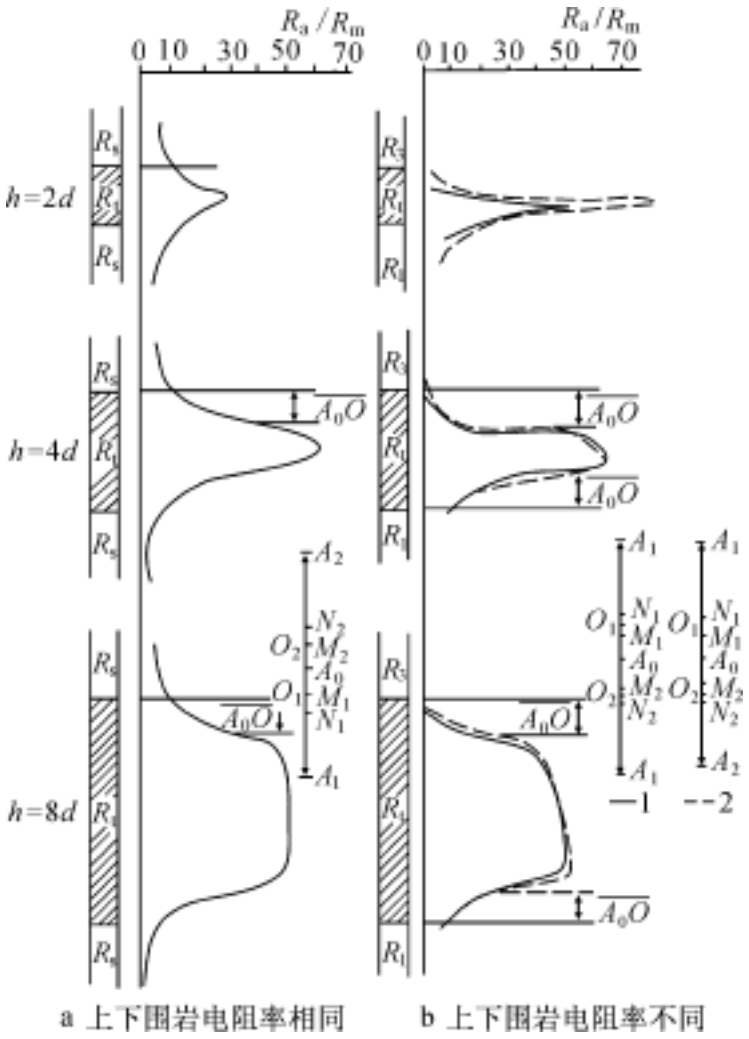
当地层存在侵入带时，R_a 与 q 值的关系可由图 3.17 看出。图上的纵坐标是 R_a 与 $R_a^{无侵}$（无侵入的 R_a 值）之比。可以看出，q 值愈大，R_a 与 $R_a^{无侵}$ 的差别愈小。在侵入带不太深时，选择 $q=2.5\sim3$ 的电极系，由 R_a 估计 R_t 可以得到较好的结果。

井眼和围岩的影响与三侧向测井基本相似，可以利用与所用电极系相对应的图版进行校正。对于侵入带的影响，通常也是利用深浅七侧向测井曲线和一条微电阻率曲线来消除，以求得地层的电阻率。

三、七侧向测井视电阻率曲线的形状

利用模型试验，对于不同厚度地层测得的七侧向测井曲线，如图 3.18 所示。由图上可以看出，曲线有以下特点：

（1）对着高电阻率地层，视电阻率 R_a 为高值。当上下围岩电阻率相同时，单一地层的曲线对地层中心是对称的，当地层较厚时，地层中部的 R_a 曲线与深度轴平行，地层较薄（$h\leq 2L$）时，地层中部呈尖锋状；当上、下围岩电阻率不同时，曲线不再对称，极大值向高阻围一侧移动，厚层中部的曲线也不与深度轴平行。



a 上下围岩电阻率相同　　b 上下围岩电阻率不同

图 3.18　不同厚度地层的七侧向曲线

1—L=2 $\frac{1}{2}$d，q=2.5；2— L=2 $\frac{3}{8}$d，q=2.47

(2) 如果用曲线的拐点(大约为半幅点)确定地层界面时，得到的地层厚度将比实际厚度小一个电极距。因此，确定界面时，先定曲线的拐点，然后由拐点向上、下各定出半个电极距便是地层顶底界面的位置。当地层比较薄时，厚度接近或小于电极距，则不能准确确定地层界面。

七侧向和三侧向相比，探测深度较大，但由于它的主电流片厚度较三侧向大，因而其分层能力不如三侧向。

四、侧向测井的应用

在泥浆矿化度比较高和地层厚度比较薄的情况下，侧向测井是确定地层电阻率，并进一步确定含油饱和度的主要手段。深、浅侧向测井曲线同下一节介绍的微电阻率 R_{xo} 曲线相配合，对于划分渗透性地层和判断地层的含流体性质有重要参考价值。深、浅侧向测井相结合，对于划分碳酸盐岩剖面上的裂缝带和估计次生孔隙度有很好效果。

第三节　微侧向测井和邻近侧向测井

微侧向测井和邻近侧向测井在原理上与侧向测井相同，只是把缩小了的电极系装在极板上，使电极贴井壁移动。由于电极系尺寸小，探测深度较浅，所测得的电阻率是井壁附近地层的电阻率，对于渗透性地层就是泥浆滤液冲洗带的电阻率 R_{xo}。这个数值对于评价地层孔隙度、含水饱和度和残余油饱和度都是非常重要的。同时，也是校正侵入带对侧向测井影响所必不可少的数据。

普通微电极系测井往往不可能可靠地求出冲洗带电阻率，特别是在泥饼电阻率比侵入带电阻率低很多的情况下，仅仅依靠极板推靠的机械作用并不能有效地克服泥浆的分流作用。微侧向测井和邻近侧向测井一方面依靠极板的推靠作用，更重要的是利用电极的聚流作用使电流垂直通过泥饼进入地层中去，因此可以较好地克服泥饼的分流作用。

微侧向测井的电极系结构如图 3.19 所示。中心为主电极 A_0，最外面为环状屏蔽电极 A_1。测量过程中，A_1 与 A_0 通以相同极性的电流。在 A_0 与 A_1 之间的两个环状电极 M_1 和 M_2 为监视电极。测量过程中，通过调节屏蔽电流使 M_1 与 M_2 始终保持等电位，就这使得主电极的电流好像手电筒的光束一样进入地层。如果 M_1 与 M_2 之间电位差不为零，则仪

器可以自动调节 A_1 的电流，使 M_1 与 M_2 之间的电位差恢复到零。与此同时，测量电极 M_1 或 M_2 与 N 电极之间的电位差 ΔV，可按下式换算成视电阻率值

$$R_a = K\frac{\Delta V}{I}$$

式中：I 为主电极的电流；K 为电极系系数，可以用实验方法确定。从上面的讨论不难看出，微侧向测井的原理与七侧向测井的原理是相同的。

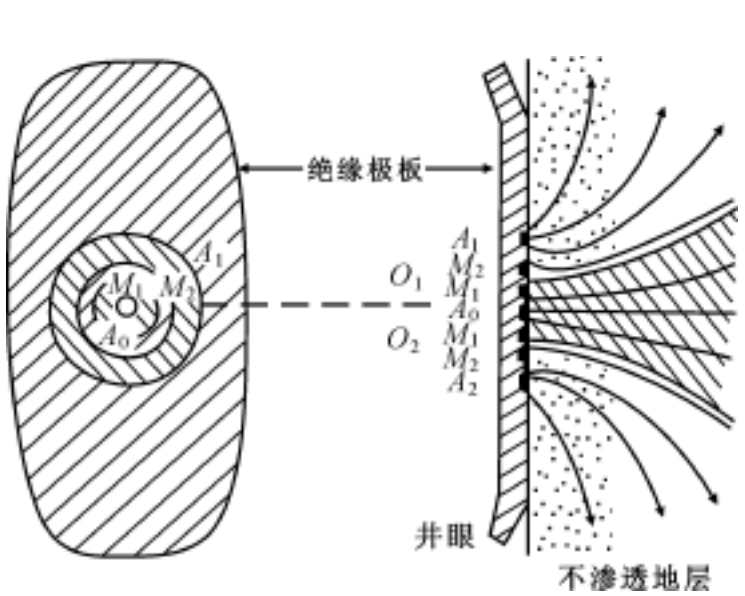


图 3.19　微侧向测井电极系结构及其电流线分布

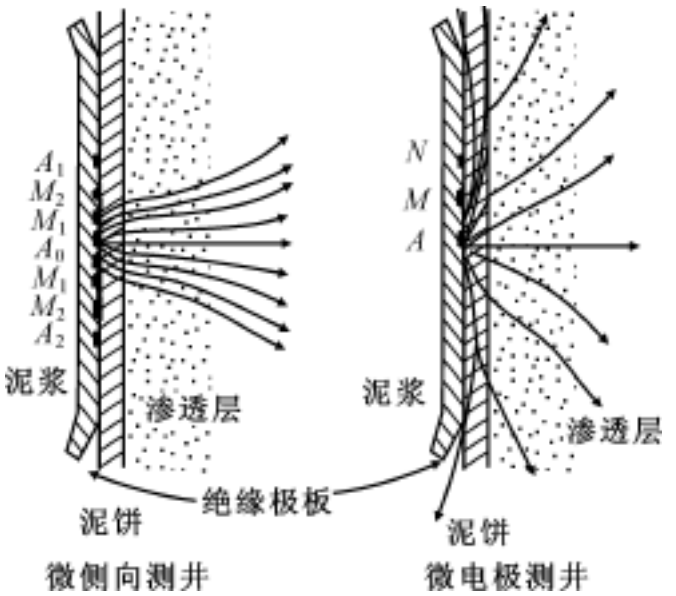


图 3.20　微侧向测井与微电极测井电流线分布情况的比较

我国目前使用的微侧向电极系尺寸为 $A_0$0.014$M_1$0.010$M_2$0.016A_1。由于微侧向电极系尺寸比较小，电流束进入地层后很快就散开了。根据模型试验，主电极电流的电压降，主要发生在离电极 8cm 的范围内，这说明在这个范围以外的介质，对视电阻率基本上不产生影响。因此，微侧向测井的视电阻率主要反映冲洗带范围以内介质的电阻率，而不受未侵入部分岩层的影响。

在非渗透性地层，可以认为视电阻率就等于井壁附近岩层的电阻率；在渗透性地层，视电阻率可以看作是泥饼与冲洗带两部分共同作用的结果。但由于主电流是成束状水平进入地层的，电流经过泥饼的距离比经过地层的距离要小得多，而且泥饼的电阻率比冲洗带电阻率又小很多，使得视电阻率主要取决于冲洗带的电阻率。同样，由于极板接触不好造成的影响也比较小。

图 3.20 是微侧向测井与微电极测井电流分布情况的对比。

由于微侧向电流束的形状比较规则，泥饼对视电阻率的影响也比较容易估计。图 3.2l 是通过模型试验得到的泥饼对视电阻率影响的曲线。由图可以看出，当没有泥饼时，$R_a = R_{xo}$；有泥饼存在时，R_a 降低，泥饼越厚，R_a 降低越多，与 R_{xo} 的差别愈大。在盐水泥浆井中，渗透层上的泥饼厚度很小，一般不超过 10mm。这种情况下使用微侧向测井是很有利的，测得的视电阻率基本上反映冲洗带电阻率。如果泥饼厚度较大，微侧向测井就不能准确地反映冲洗带电阻率。为了克服这个缺点，提出了邻近侧向测井。

邻近侧向测井的电极系结构如图 3.22 所示。中间为一个面积较大的矩形主电极 A_0，除屏蔽电极 A_1 之外，最外面还有一个附加的聚焦屏蔽电极。可以看出，邻近侧向测井在原理上和三侧向测井相同。由于邻近侧向测井的主电极和聚焦电极的横截面比微侧向电极

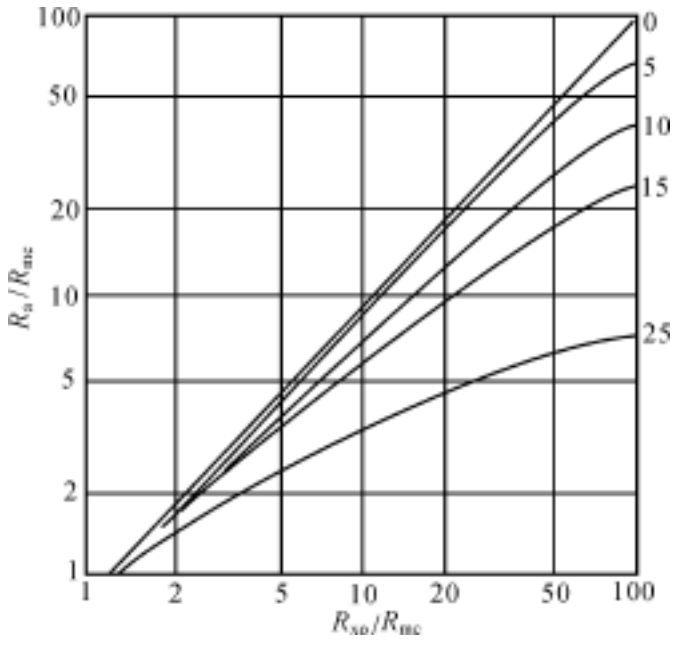


图 3.21　微侧向测井 R_a/R_{mc} 与 R_{xo}/R_{mc} 关系曲线

井径 11 $\frac{3}{4}$in；电极系：$A_0$0.014$M_1$0.010$M_2$0.016A_1；

曲线模数：泥饼厚度（mm）

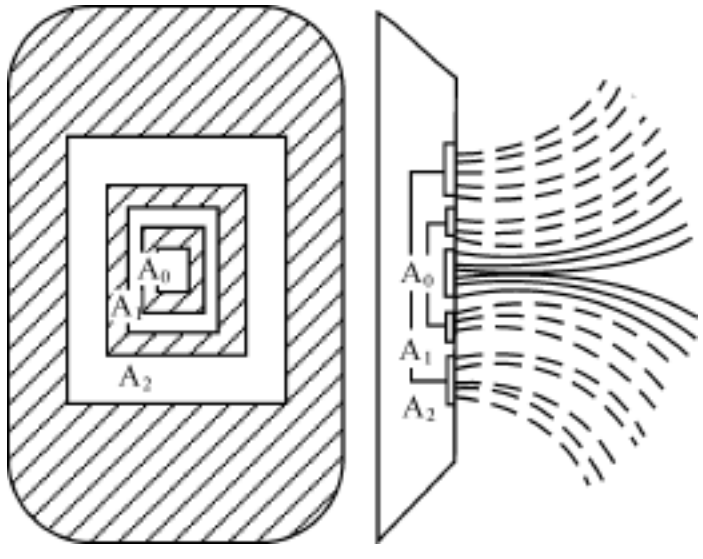


图 3.22　邻近侧向测井电极系及电流线分布示意图

的大，所以就有较深的径向探测特征。由于附加的聚焦屏蔽电极保持一种适当的电位，它把主电极发出的电流进一步压缩，从而减小泥饼的影响，所以邻近侧向测井比微侧向测井的探测深度稍大一些。

由于邻近侧向测井受泥饼的影响比微侧向测井小，它可以在泥浆电阻率较高、泥饼较厚的情况下使用，如果此时的侵入带直径不小于 1m，邻近侧向测井测得的 R_a 与 R_{xo} 差别很小。

第四节　微球形聚焦测井

在侵入比较深，并且泥饼比较薄的情况下，微侧向测井和邻近侧向测井都能够比较准确地确定冲洗带电阻率 R_{xo}。当泥饼厚度 h_{mc} >10 ～15mm 时，探测深度较浅的微侧向测井就不能准确地反映冲洗带的电阻率，而利用邻近侧向测井比较有利，当侵入带直径小于 1m 时，探测深度较大的邻近侧向测井将受到地层未侵入部分电阻率 R_t 的影响，而不能准确求出冲洗带的电阻率。因此，当侵入带比较浅，并且泥饼比较厚时，利用微侧向测井和邻近侧向测井都无法求出准确的冲洗带电阻率。为了解决这个问题，发展了微球形聚焦测井。

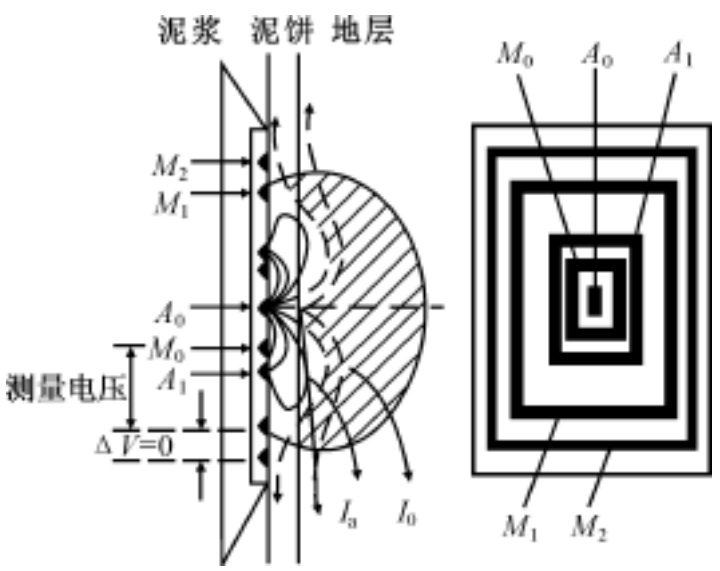


图 3.23　微球形聚焦电极系极板及电流线分布

微球形聚焦电极的极板如图 3.23 所示。在矩形橡胶绝缘极板上镶嵌有主电极 A_0，以及围绕主电极的环状测量电极 M_0、屏蔽电流回路电极 A_1、监督电极 M_1 和 M_2。与微侧向

测井和邻近侧向测井不同，在微球形聚焦电极系中，主电流 I_0 与屏蔽电流 I_a 都通过主电极 A_0 发出。屏蔽电流 I_a 返回到极板上的电极 A_1。主电流 I_0 则返回到较远处的回路电极 B_0，由于极板贴靠在井壁上，屏蔽电流 I_a 将主要在泥饼中流动。主电流则被聚焦进入地层。

测量时，主电流 I_0 保持恒定。监督电极 M_1、M_2 位于电流 I_0 的电场中，因此 M_1、M_2 之间将产生电位差。与此同时，仪器电路将自动调整屏蔽电流 I_a，以抵消 I_0 在 M_1、M_2 电极之间形成的电位差，使 $\Delta V_{M_1M_2}=0$。在整个测井过程中，电极系将一直保持这种工作状态。测量 M_0 电极与 M_1、M_2 中点 O 之间的电位差 V_{M_0O}，根据下式便可以计算出视电阻率

$$R_{MSFL} = K\frac{V_{M_0O}}{I_0}$$

式中电极系系数 K 可由模型试验或理论计算确定。

这种结构的电极系中，电极 A_0 发出的主电流被聚焦成很窄的电流束穿过泥饼，而屏蔽电流则大部分在泥饼中流过，由于主电流 I_0 的回路电极 B 相距较远，因此主电流 I_0 在穿过泥饼后才向四周均匀散开，与电流线相垂直的等位面近似呈球形，故称为微球形聚焦测井。利用微球形聚焦电极系中主电流的这种特殊分布，适当选择电极尺寸，可以在测量结果受泥饼影响较小的情况下减小探测深度。这就使微球形聚焦测井能够在泥饼较厚而侵入带比较浅的情况下较好地测出冲洗带电阻率 R_{xo}。

图 3.24 是微侧向、邻近侧向和微球形聚焦测井的泥饼校正图版。从图中清楚地看出，邻近侧向测井受泥饼影响最小，微侧向测井受泥饼影响最大，而微球形聚焦测井则介

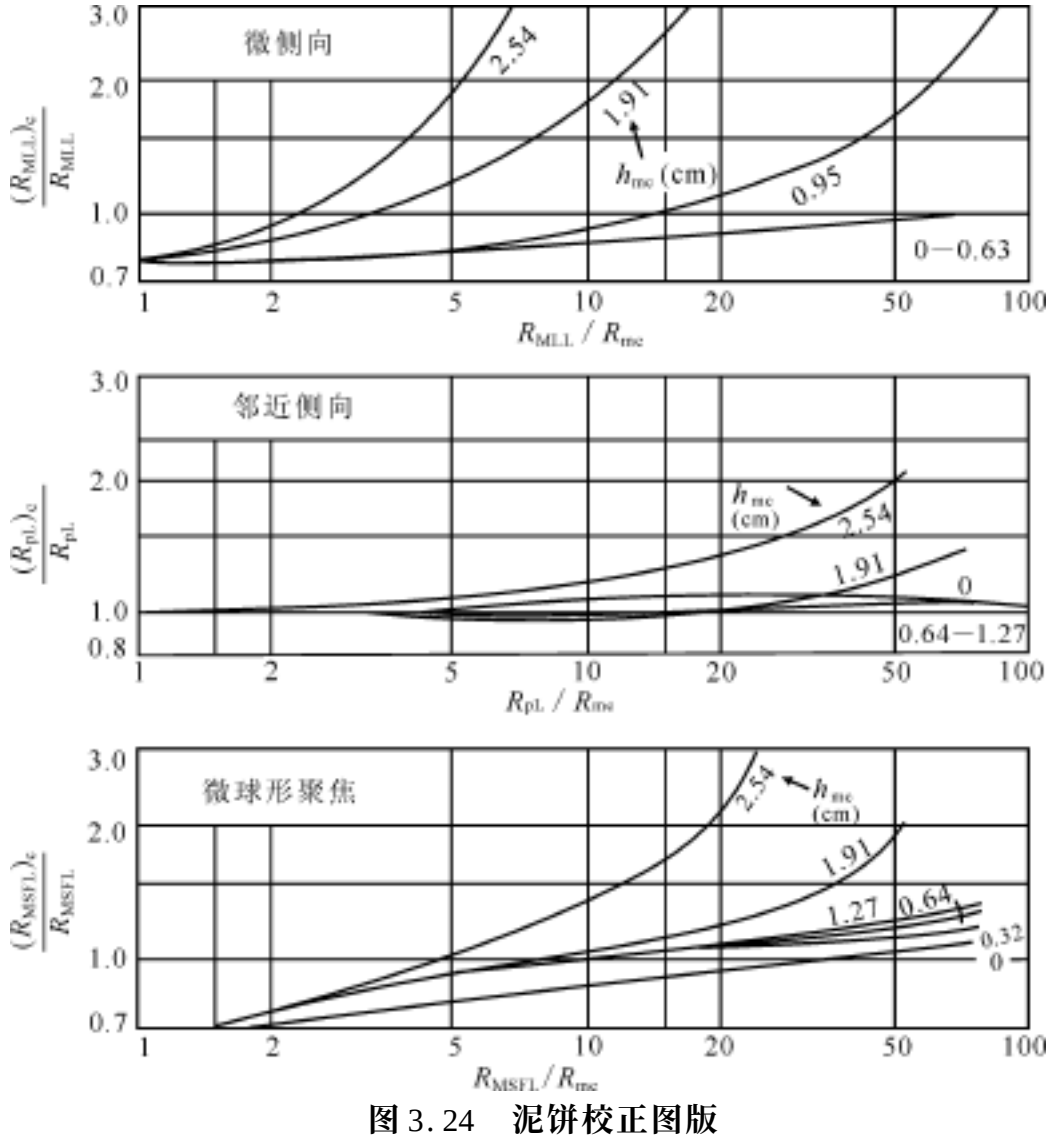


图 3.24　泥饼校正图版

井径 8 in，1 in = 2.54cm

于二者之间。对于邻近侧向测井，只有当侵入较深（D > 1m）时才能使用上述图版。从图中还可以看出，当泥饼厚度 $h_{mc} \leq 1.91cm$ 时，微球形聚焦测井的视电阻率 R_{MSFL} 近似等于冲洗带电阻率 R_{xo}。当 $h_{mc} \geq 1.91cm$ 时，需用泥饼校正图版进行校正。校正后的值为

$$(R_{MSFL})_c = \delta \cdot R_{MSFL}$$

式中：R_{MSFL} 为微球形聚焦测井的视电阻率，δ 为校正系数，即 $\delta = (R_{MSFL})_c / R_{MSFL}$。

除利用主电流求取冲洗带电阻率外，由于屏蔽电流 I_a 绝大部分流过泥饼，因此 I_a 的变化与泥饼电阻率和泥饼厚度有关。将 I_a 的变化记录成曲线称为泥饼厚度曲线。根据它的读数，可在专门的图版上确定出泥饼厚度值。

第五节　电阻率成像测井

广义地说，成像测井包括三部分，即井壁成像测井、井旁成像测井和井间成像测井。本节只介绍前两项内容。

一、井壁微电阻率成像测井

井壁微电阻率成像测井是利用组合的电极阵列经过密集采样测量井壁附近地层的电阻率和图像处理，从而得到井壁的电性图像的方法。这种图像在识别裂缝，分析薄层，进行储层评价及沉积相和沉积构造研究方面都具有重要的应用价值。

在 20 世纪 80 年代最早出现的井壁微电阻率测井仪称为地层微电阻率扫描测井仪（FMS），是一种极板型聚焦微电阻率测井装置，它由电极系统、液压系统、三维加速度计及磁力计、多路转换器、放大器及遥测装置等组成。它是在地层学高分辨率倾角测井仪（SHDT）基础上发展起来的（图 3.25）。电极系统由四个液压推靠极板组成。1 号与 2 号极板和 SHDT 的极板一样，即每个极板上都有两个测量电极和一个速度电极，3 号和 4 号极板除保留了 SHDT 的测量电极外，还增设了一组微电阻率扫描电极。它由 27 个互相绝缘，直径为 0.2in 的小电极组成，被称为纽扣电极。纽扣电极在纵向上分成四排，第一排为 6 个电极，其余 3 排均为 7 个电极，如图 3.25b 所示。两排电极中心间隔为 0.4in，上下两排电极中心横向间隔为 0.1in，以保证电极之间有 50% 的重叠。27 个纽扣电极镶嵌在约 8cm，长约 9cm，厚约 1cm 的铜板上并与铜板绝缘，铜板被固定在 SHDT 仪器的极板，组成地层微电阻率扫描测井仪。极板是按 $8\frac{1}{2}$in 井眼设计的。在 $8\frac{1}{2}$in 的井眼中，两个微电阻率扫描极板对井壁的覆盖范围约为 20%。测井时纽扣电极和极板具有相电位。

仪器上装有一个三维加速度计和三个磁力计，能给出极板的精确方位，并可对资料进行速度校正提供数据。

采用两个极板的 FMS 测井仪一次测井覆盖井壁仅约 20% 左右。在某些情况下，例如合的裂缝、陡倾或垂直裂缝有可能被遗漏。虽然可利用 FMS 进行多次测量，但也不能证增加对井壁的覆盖范围。为此，出现了四极板的 FMS 成像测井仪、全井眼地层微电

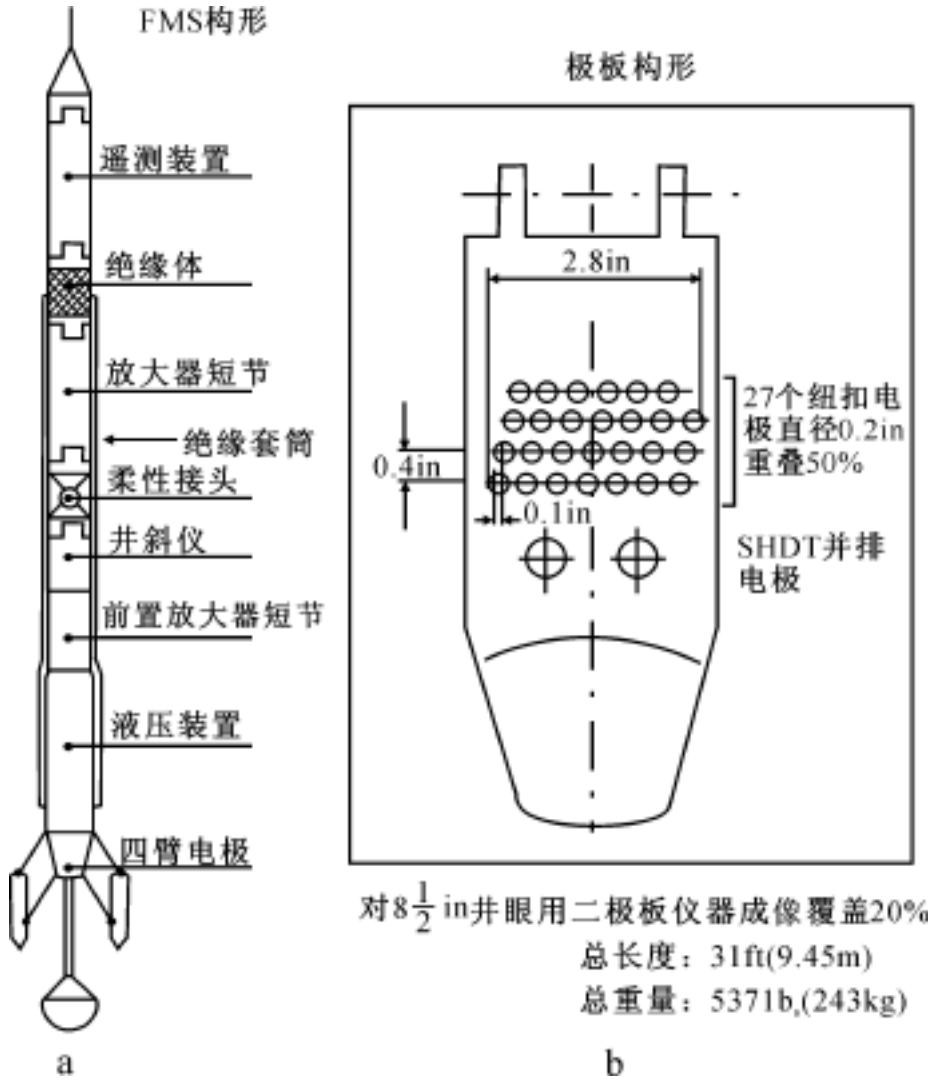


图 3. 25　早期 FMS 结构和极板形状

率扫描成像测井仪（FMI）和六臂微电阻率井眼成像测井仪（EMI）。这些仪器在井壁盖率方面均优于 FMS 仪器。

四臂 FMS 成像测井仪每个极板上安装有 16 个直径为 0.227in 的纽扣电极，分两行排列，每行 8 个。四极板 FMS 的井壁覆盖面积增大一倍，达到 39%。六臂微电阻率井壁成测井仪又叫微电子成像仪，以 EMI 表示。它是由吉尔哈特公司的六臂地层倾角测井仪（SED）演变而来，将 SED 的每个臂上的单纽扣电极换成扫描阵列电极，就成为现在的 EMI。在 6 个极板的每个极板上有 25 个电极，分上下两排交错排列，上排 12 个电极，下 13 个电极。6 个极板上共 150 个电极。采样间隔为 0.1in，对 8in 井眼的覆盖率为 60%。EMI 的 6 个臂彼此独立，任何一个臂的张开程度，与其他臂无关。这种结构使极板与井壁平行，无论在椭圆形井眼，还是在斜井中，甚至在严重不规则的井眼中，极板和井壁都能保持良好接触。全井眼地层微电阻率扫描成像测井仪（FMI）有 4 个臂，每个臂上有一个主极板和一个折页极板，共有 8 个极板。每个极板装有 24 个纽扣电极，共有 192 个电极。在 8in 井眼中，图像几乎覆盖整个井壁，分辨率为 0.2in，从而可以更真实地反映出井壁特征。

1. 井壁微电阻率成像测井测量原理

测井时借助液压推靠器使极板紧贴井壁，供电电路使纽扣电极与极板处于相同电位，并保持稳定。每个纽扣电极的测量原理与微聚焦电阻率测井是相同的。从纽扣电极流出的电流被极板流出的电流聚焦成束状垂直进入井壁地层，形成如图 3.26 所示的电流分布（各个纽扣电极都是一样的）。测量过程保持

$$V_A \approx V_B = V_0 \tag{3.8}$$

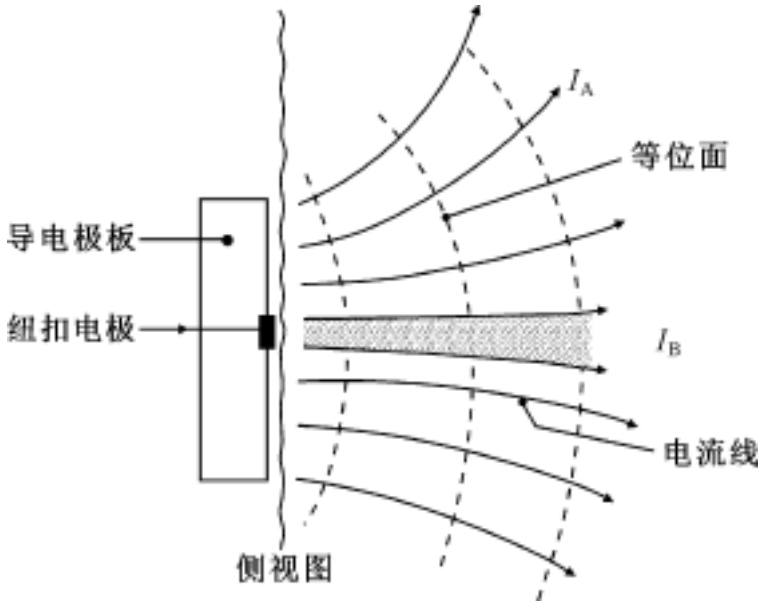


图 3.26　井壁微电阻率成像测井仪的电流分布

式中 V_A 和 V_B 为极板和纽扣电极的电位。由纽扣电极流出的电流为

$$I_B = V_B \sigma_B \qquad (3.9)$$

式中 σ_B 纽扣电极接触的井壁岩石电导率。根据 (3.8) 式和 (3.9) 式可得

$$\sigma_B = I_B / V_0 \qquad (3.10)$$

这样，沿井身依次测量各纽扣电极流出的电流 I_B 和极板电压 V_0 的变化曲线，根据 (3.10) 式便可以得到纽扣电极面对地层的电导率变化，再经曲线的横向比例刻度，就得到一组岩层电阻率 R_a 随深度变化的曲线。

2. 仪器的分辨率及其影响因素

井壁微电阻率成像测井仪器的分辨率是指仪器测量的微电导率对地层特征反映的能力，仪器的分辨率与纽扣电极的几何结构密切相关。纽扣电极越小，分辨率愈高，井壁微电阻率扫描图像越清晰；纽扣电极越小，纽扣电极与井壁之间的泥饼厚度对分辨率影响愈大。纽扣电极周边绝缘环带宽度对仪器测量信噪比有影响，绝缘环带愈宽，噪音愈低，信噪比愈大，井壁微电阻率扫描成像测井仪的仪器分辨率周向和垂向均为 0.2in (5.08mm)。

测量结果的分辨率还和数据采样率有关。根据信号采样定理，在仪器分辨率的间距内至少有两个采样点。换句话说，当井壁微电阻率成像的仪器分辨率是 0.2in 时，如要得到 0.2in 的测量分辨率，仪器应该每 0.1in 采一个样。成像仪器分辨率是二维的，0.1in 的采样率既满足周向 0.2in 分辨率，又满足垂向 0.2in 分辨率的要求。极板和井壁之间的间隙会降低仪器垂向分辨率，而且这种间隙对极板上中心处的纽扣电极和位于边缘部分的纽扣电极垂向分辨率的影响是不一样的，对边缘部分的纽扣电极影响应更大些。实验表明，当极板从 10Ω·m 地层跨过边界移动到 100Ω·m 地层，如极板与井壁之间间隙小于 0.125in 时分辨率降低不明显。这说明在进行井壁微电阻率成像的数据处理和地层解释中应注意极板和井壁的贴合程度。

3. 井壁微电阻率成像测井的应用

电阻率扫描图像的地质应用正在不断开发中，目前主要的地质应用有以下几个方面：①裂缝识别及评价；②地质构造解释；③地层沉积相和沉积环境解释；④储层评价；⑤帮助岩心定位和描述；⑥高分辨率薄层分析与评价。

二、方位电阻率成像测井

方位电阻率成像测井仪 (ARI) 是一种新型的侧向测井仪器。它是由常规双侧向测井仪演变而来的，即在双侧向测井仪 A_2 屏蔽电极的中部增加一个方位电极阵列，以测量井周 12 个方位的定向电阻率值，同时保留了深、浅侧向测量。其中方位电阻率测量的垂向分辨率为 20cm，方位分辨率 30°，探测深度与深侧向相近。每个方位电极的测量原理与前面介绍的聚流电阻率测量方法是一样的。

方位电阻率成像仪可以获得井周围电阻率变化的图像。与微电阻率扫描成像测井相比，虽然其纵向分辨率低一些，但它具有以下两个优点：①探测深度大，不受井眼坍塌、井眼不规则的影响，另外，它能清楚地将自然裂缝与钻井过程引起的裂缝分辨开来；②能与双侧向测井组合测井，无需增加测井时间。

图 3.27 中给出了 ARI 仪器各种测量方法的电流路径，方位电极位于双侧向电极系 A_2 中心。A_2 电极是深侧向（LLD）的聚焦电极，是浅侧向（LLS）的回路电极。与 A_2 电极相比，方位电极的长度很短。

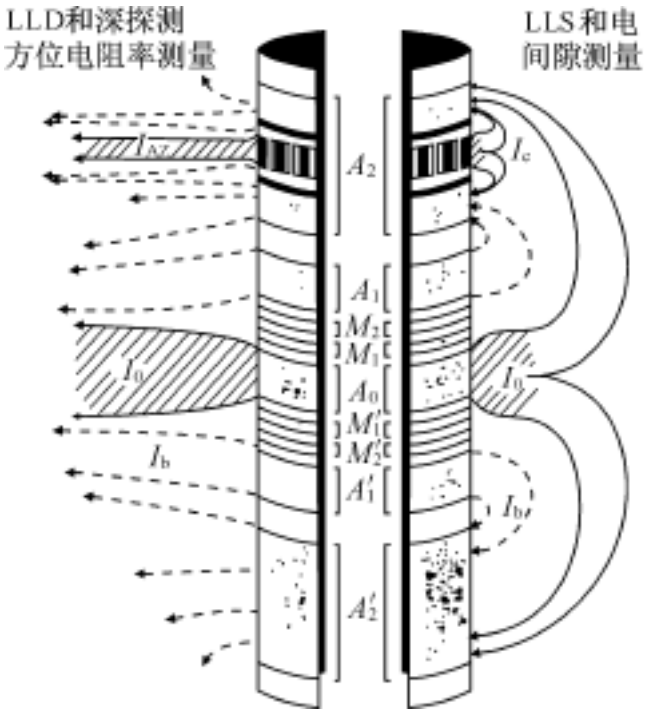


图 3.27　ARI 和侧向测井电极系结构示意图

为满足组合测井的需要，后来又出现了一种高分辨率方位侧向测井仪（HALS）。同 ARI 相比较，HALS 中的方位电极阵列移到了 A_0 主电极中部，而且整个电极系的长度（4.88m）是 ARI 电极系（10.15m）的一半。它的测量原理也是相同的。

第四章　感 应 测 井

感应测井是根据电磁感应原理研究地层导电性的一种方法。因此，和前面讲过的电阻率测井方法不同，它可以在井内介质不导电的情况下，如油基泥浆或井内是空气的情况下使用。在一般导电的水基泥浆井中，感应测井也表现出一系列的优点，例如对于电阻率比较低的地层的电阻率变化反应比较灵敏等，因此也得到了广泛的应用。

第一节　感应测井的基本理论

一、基本原理

和电阻率测井的电极系相似，在感应测井的井下仪器中装有线圈系，其中发射线圈 T 通以交变电流 i_0（通常为 20kHz），这个电流将在周围介质中造成一个交变电磁场 H，处在交变电磁场中的导电介质便会感应出围绕井轴的环形电流 i_1。在均匀各向同性介质中，环形电流的中心是和井轴一致的。该电流在井下仪器的接收线圈 R 中造成二次磁场 H_R 并产生感应电流 i_2。如图 4.1a 所示。在接收线圈中感应电流的大小和环形电流 i_1 大小有关，而环形电流的强度又取决于岩石的导电性。所以，通过测量接收线圈中的感应电流或电动势，便可以了解岩层的导电性。感应测井就是根据上述电磁感应的原理来测定地层电阻率的方法。

从图 4.1a 可以看出，在接收线圈中除了由介质中环形电流造成的感应电流 i_2 之外，还有由发射线圈直接在接收线圈中造成的感应电流 i'_2。根据电磁感应原理，电流 i_0、i_1、i_2 和 i'_2 的相位关系如图 4.1b 所示，可以看出 i_2 与 i'_2 之间存在 90°的相位差，适当地设

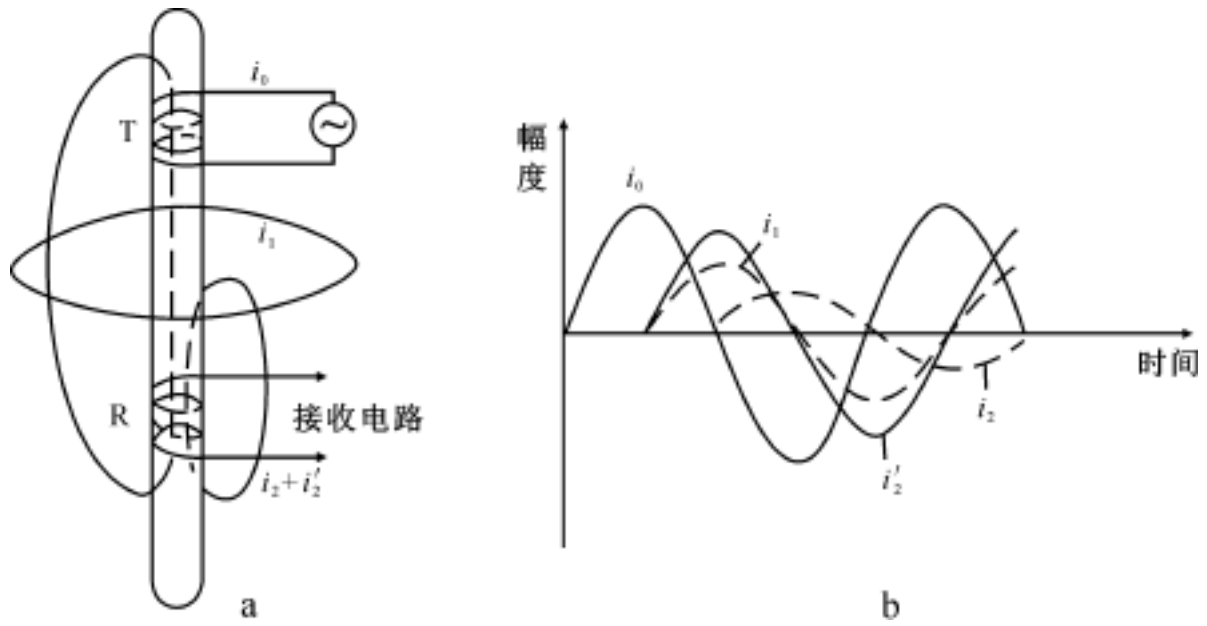


图 4.1　感应测井原理示意图

计感应测井仪的接收电路，可以把它们区分开。下面我们就来仔细讨论一下发射线圈、地层和接收线圈之间电磁感应的过程，并导出接收信号与地层电导率之间的关系式。

首先看一个单元介质环在接收线圈中产生的感应信号。假设发射线圈 T，接收线圈 R 和单元介质环的相互位置如图 4.2 所示。当发射线圈 T 中通以交变电流 $i = I\sin\omega t$ 时，发射线圈在单元环处产生的磁场为

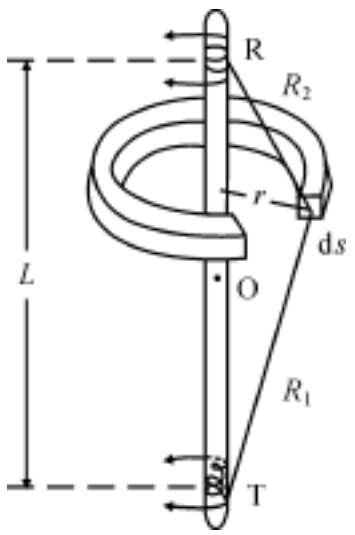


图 4.2　单元介质环位置示意图

$$H = \frac{S_T I}{2\pi R_1^3}\sin\omega t \tag{4.1}$$

通过单元环的磁通为

$$\Phi_1 = \mu HA = \frac{\mu S_T r^2}{2R_1^3} I\sin\omega t \tag{4.2}$$

这里 A 为单元环所圈出的面积，S_T 为发射线圈的总面积，等于匝数乘线圈截面。磁通 Φ_1 随着发射线圈电流的变化而变化，于是在单元环中引起感应电动势为

$$de = -\frac{d\Phi_1}{dt} = -\frac{\omega\mu S_T r^2}{2R_1^3} I\cos\omega t \tag{4.3}$$

在 de 的作用下，单元环中产生的涡流为

$$dI_1 = \frac{de}{\frac{2\pi r}{\sigma ds}} = -\frac{\omega\mu S_T r\sigma ds}{4\pi R_1^3} I\cos\omega t \tag{4.4}$$

涡流 dI_1 在接收线圈 R 处产生的磁场为

$$H_R = \frac{\pi r^2 dI_1}{2\pi R_2^3} = -\frac{r^2}{2R_2^3}\cdot\frac{\omega\mu S_T r\sigma ds}{4\pi R_1^3} I\cos\omega t = -\frac{\omega\mu S_T r^3\sigma ds}{8\pi R_1^3 R_2^3} I\cos\omega t \tag{4.5}$$

在接收线圈中的磁通为

$$\Phi_R = \mu H_R S_R = -\frac{\omega\mu^2 S_T S_R r^3\sigma ds}{8\pi R_1^3 R_2^3} I\cos\omega t \tag{4.6}$$

S_R 为接收线圈的面积。由涡流在接收线圈中产生的感应电动势为

$$dV_2 = -\frac{d\Phi_R}{dt} = -\frac{\omega^2\mu^2 S_T S_R r^3\sigma ds}{8\pi R_1^3 R_2^3} I\sin\omega t = -\frac{\omega^2\mu^2 S_T S_R r^3\sigma i}{8\pi R_1^3 R_2^3} ds \tag{4.7}$$

整理（4.7）式得

$$dV_2 = -\frac{\omega^2\mu^2 S_T S_R i}{4\pi L}\cdot\frac{L}{2}\frac{r^3}{R_1^3 R_2^3}\sigma ds = Kg\sigma ds \tag{4.8}$$

式中

$$K = -\frac{\omega^2\mu^2 S_T S_R i}{4\pi L} \tag{4.9}$$

因为沉积岩的 μ 值近似为一常数，所以 K 可视为一常数，它主要由线圈系的线圈面积（$S_T S_R$）、线圈距 L 和交变电流频率 ω 等线圈系参数所决定，所以称为线圈系系数。

$$g = \frac{L}{2}\cdot\frac{r^3}{R_1^3 R_2^3} \tag{4.10}$$

是由单元环与线圈的相对位置和距离所决定的函数，称为单元环的几何因子。可以证明

$$\int_{\infty} g\,ds = \int_{-\infty}^{\infty}\int_{0}^{\infty} g\,dz\,dr = 1 \qquad (4.11)$$

即全空间地层的几何因子为 1。这样，g 的物理意义可以理解为，在均匀无限介质中通过任意一点截面为一个单元的单元环对总信号的相对贡献。

在均匀无限介质中，由（4.8）式和（4.11）式可以得出

$$V_2 = K\sigma = -\frac{\omega^2\mu^2 S_T S_R i}{4\pi L}\sigma \qquad (4.12)$$

对于非均匀介质，（4.12）式可以写成如下的一般形式

$$V_2 = K\int g\,\sigma\,ds \qquad (4.13)$$

当介质是由一个地层和上下围岩及侵入带几部分组成时（如图 4.3），则

$$V_2 = K\left(\sigma_A\int_A g_A\,ds + \sigma_B\int_B g_B\,ds + \sigma_C\int_C g_C\,ds + \cdots\cdots\right) \qquad (4.14)$$

式中 $\int_A g_A\,ds$、$\int_B g_B\,ds$、$\int_C g_C\,ds$ 等为 A、B、C 等各部分的几何因子，分别用 G_A、G_B、G_C 等表示时，则（4.14）式可写成

$$V_2 = K(\sigma_A G_A + \sigma_B G_B + \sigma_C G_C + \cdots\cdots) \qquad (4.15)$$

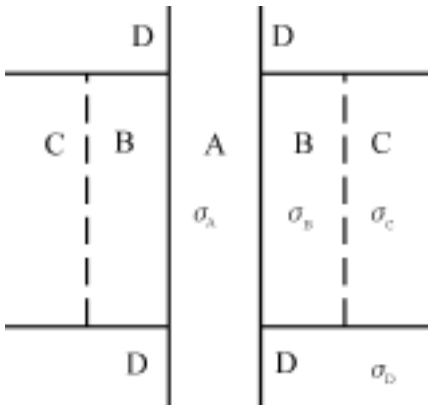


图 4.3　介质非均匀分布示意图

A—井；B—侵入带；
C—未侵入部分；D—围岩

当仪器周围是均匀无限介质时，

$$\frac{V_2}{K} = \sigma(G_A + G_B + G_C + \cdots\cdots) = \sigma \qquad (4.16)$$

当仪器周围的介质不均匀时，和电阻率法测井中引用的视电阻率概念相类似，V_2/K 为视电导率 σ_a，即

$$\sigma_a = \frac{V_2}{K} = \sigma_A G_A + \sigma_B G_B + \sigma_C G_C + \cdots\cdots \qquad (4.17)$$

从（4.17）式可以看出，空间各部分介质对总感应电动势的贡献大小，是由每部分介质的电导率与它的几何因子两个因素决定的。因此，必须对线圈系的几何因子的空间分布有所了解，才能研究各部分介质对感应电动势的贡献。几何因子的空间分布是和线圈系的结构有关的，因此研究不同结构线圈系的几何因子，就是研究这些线圈系的特性。这个问题将在下一节仔细讨论。

根据（4.12）式，V_2 和电流 i 是同相位的，并且和地层电导率成正比。

关于发射线圈和接收线圈之间的直接耦合电动势，按照上面相同的方法，类似（4.3）式可以写成

$$V_1 = -\frac{d\Phi}{dt} = -\frac{\omega\mu S_T S_R}{2\pi L^3} I\cos\omega t \qquad (4.18)$$

或用复数符号表示

$$V_1 = -j\frac{\omega\mu S_T S_R i}{2\pi L^3} \qquad (4.19)$$

式中 j 为单位虚数，$j = \sqrt{-1}$，可以看出，电动势 V_1 与地层电导率无关，并且与电流 i 和电动势 V_2 有 90°的相位差。因此，习惯上把 V_2 称为有用信号，把 V_1 称为无用信号。但是，需要注意，上面的讨论忽略了电磁波在介质中传播过程中的幅度衰减和相位移动，即

所谓趋肤效应或传播效应的影响。如果考虑这些影响时（见下一节），将会看到，V_1 和地层电导率也还是有一些关系的。因此，新的感应测井仪同时记录 V_2 和 V_1。

二、均匀介质双线圈系感应测井的电磁场理论

几何因子理论对于直观理解感应测井的原理是很有用的。但是，它没有考虑电磁波在导电介质中传播的衰减和有限速度，而这两点正是影响对感应测井最为重要的地层涡流的幅度、相位和空间分布的因素，其结果将导致接收线圈中信号的相位移动和幅度减小。通常，把这种影响称为传播效应或趋肤效应。

为了深入了解趋肤效应，下面简要地介绍一下由麦克斯韦方程出发的感应测井理论。这项讨论只限于均匀无限各向同性介质的情况。已经有许多著作给出了这个问题的解，下面介绍的是 Moran 和 Kunz（1962）的方法。

假定发射电流随时间变化的规律为 $e^{-j\omega t}$，则由这个场源引起的所有电磁场量将具有相同的随时间变化关系，所以时间变量可以不考虑．化简后的麦克斯韦方程写成

$$\Delta\times E - j\omega\mu H = 0 \qquad (4.20a)$$

$$\Delta\cdot E = \rho/\varepsilon \qquad (4.20b)$$

$$\Delta\times H - (\sigma - j\omega\varepsilon)E = J_s \qquad (4.20c)$$

$$\Delta\cdot H = 0 \qquad (4.20d)$$

式中：ρ是电荷密度；J_s 为发射电流密度；E 为电场强度；H 为磁场强度；ε为介电常数；μ为磁导率。在发射电流频率为 20kHz 左右的情况下，$\omega\varepsilon \ll \sigma$，所以（4.20c）式变为

$$\Delta\times H - \sigma E = J_s \qquad (4.20c')$$

当坐标系按图 4.4 的方式选择时，电场只有方位角分量 E_ϕ 不为零，因此在介质中形成的涡流全是呈环形的（$J_\phi = -\sigma E_\phi$），并且没有电荷积累，即 $\rho=0$，则（4.20b）变为

$$\Delta\cdot E = 0 \qquad (4.20b')$$

由 $H = \Delta\times A$ 定义一个矢量势 A，并代入（4.20a）、（4.20b′）、（4.20c′）和（4.20d）式，整理后便得到波动方程

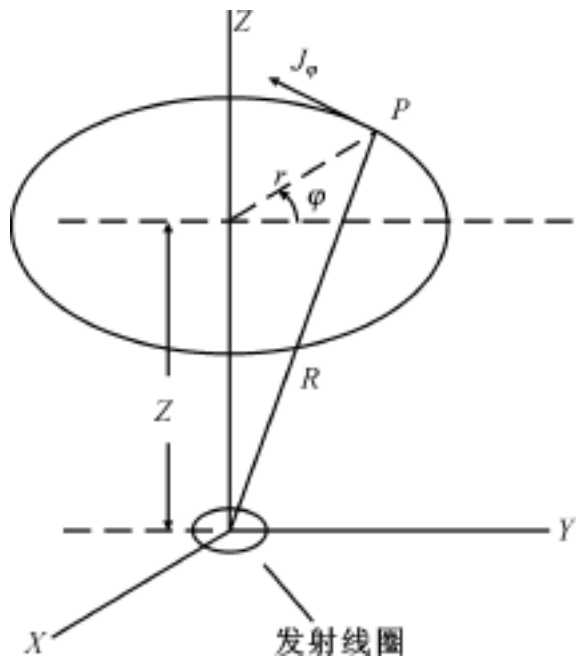


图 4.4　由小发射线圈造成的电磁场示意图

$$\Delta^2 A + k^2 A = -J_s \qquad (4.21)$$

式中 $k = j\omega\mu\sigma$。当发射线圈的长度和直径非常小时，（4.21）式的解为

$$A_\Phi = \frac{S_T ir}{4\pi R^3}(1 - jkR)e^{jkR} \qquad (4.22)$$

A_Φ 是 A 的唯一非零分量，R 是发射线圈到场内点 P 的距离，r 为 P 点的径向坐标。在这种近似中，场源可以看作是位于坐标原点的矩为 $S_T i$ 的磁偶极子。S_T 为发射线圈的总面积，即匝数 N_T 与线圈面积的乘积。

现在对

$$E_\Phi = j\omega\mu A_\Phi \qquad (4.23)$$

沿环路积分，可以得到在环路上的电动势。这

样，在井轴上距发射线圈为 L，总面积为 S_R 的接收线圈中的电动势为

$$V = 2\pi a N_R E_\Phi \tag{4.24}$$

把 A_Φ 的表达式代入（4.24），并使 r 等于线圈的半径 a，R = L，$\pi a^2 N_R = S_R$，则

$$V = \frac{j\omega\mu\sigma_T S_R i}{2\pi L^3}(1 - jkL)\, e^{jkL} \tag{4.25}$$

为了和几何因子理论对比，把 V 分解为实数部分和虚数部分是有意义的。按交流电路常用的名词，它们一般分别称为有功分量（R 分量）和无功分量（X 分量）。

把（4.25）式展开成 kL 的级数，R 分量为

$$V_R = K\sigma\left[1 - \frac{2}{3}\frac{L}{\delta} + \frac{2}{15}\left(\frac{L}{\delta}\right)^2 - \cdots\cdots\right] \tag{4.26}$$

式中 $\delta = \sqrt{2/(\omega\mu\sigma)} = (1+j)/k$ 为趋肤深度；$K = -\omega^2\mu^2 S_T S_R i/(4\pi L)$ 为（4.9）式已定义的线圈系系数。

（4.26）式的第一项就是几何因子理论的结果。因此严格地说，几何因子理论只是在频率为零或电阻率为无限大的介质中才是正确的。其余各项表示趋肤效应对信号 R 分量的影响，总的结果是使 V_R 减小。

通常，感应测井仪的刻度是在几何因子理论是正确的假设下进行的，即认为 V_R 与 σ 成线性关系。这样，即使对于均匀介质，由于趋肤效应的影响，由感应测井仪测得的 σ_a 也不等于 σ。按（4.26）式取 L/δ 的一次项，则为

$$\sigma_a = \frac{V_R}{K} = \sigma\left(1 - \frac{2}{3}\frac{L}{\delta}\right) \tag{4.27}$$

这个近似的趋肤效应校正，通常由仪器加在 σ_a 上，使得记录的 σ_a 值尽量接近 σ。如果需要的话，$\frac{L}{\delta}$ 的高次项也可以进行校正。

接收线圈中 X 分量，表达式为

$$V_X = -\frac{2K}{\omega\mu L^2}\left[1 - \frac{2}{3}\left(\frac{L}{\delta}\right)^3 + \frac{1}{2}\left(\frac{L}{\delta}\right)^4 - \cdots\cdots\right] \tag{4.28}$$

这个公式中的第一项，正好就是几何因子理论的无用信号，与介质导电率 σ 无关，表示发射线圈与接收线圈的互感电动势。这个值同精确表达式（4.25）在 σ = 0 时的结果是一样的。（4.28）式中其余各项就是几何因子理论忽略了传播效应引起的相位移的反映。如果取该式的前两项，则有

$$V_X = -\frac{2K}{\omega\mu L^2} + K\sigma\frac{2L}{3\delta} \tag{4.29}$$

可以看出，（4.29）式的第二项与（4.26）式的第二项除符号不同外，完全一样。因此，在测井时如测井仪记录 V_X 有可能自身提供对 V_R 的校正。

第二节　感应测井线圈系特性

线圈系是感应测井仪的重要组成部分，它的特性好坏直接影响感应测井效果，直接决

定着探测深度和分层能力。分析感应测井曲线时，必须对线圈系特性有清楚的了解，正像研究视电阻率曲线时，对相应的电极系的特性必须仔细了解一样。为了获得好的感应测井曲线，对感应测井仪线圈系的基本要求可以归纳为以下几点:

(1) 线圈系总的直接耦合电动势（无用信号）应为零;

(2) 线圈系径向特性应保证使钻孔对测量结果的影响最小;

(3) 线圈系的纵向特性应使上下围岩对测量结果的影响小，即分层能力强;

(4) 为了便于解释，在上下围岩电导率相同的情况下，对于均匀地层，曲线应是对称的。

下面我们先研究简单的双线圈系（只有一个发射线圈和一个接收线圈的线圈系)。

线圈系的特性可以有不同的表示方法，但是从实用角度来看，研究它的纵向特性和径向特性，对于了解线圈系的分层能力和径向探测深度最有直接意义。

一、双线圈系的纵向探测特性

纵向特性是指沿线圈系轴线方向不同距离处介质对读数影响的相对大小。为此把介质分割成无限多个垂直于线圈轴的单元水平层。沿线圈轴各单元水平层的几何因子，称为纵向微分几何因子，如果发射线圈 T 和接收线圈 R 分别放在 Z 轴上的 - L/2 和 L/2 两点上，则可从 (4.10) 式表示的单元环几何因子 g 对 dr 从 0 到∞积分求得，即

$$g_z = \int_0^{\infty} g\,dr = \frac{L}{2}\int_0^{\infty} \frac{r^3\,dr}{[r^2 + (z + \frac{L}{2})^2]^{3/2}[r^2 + (z - \frac{L}{2})^2]^{3/2}} \tag{4.30}$$

经过积分运算，结果是

$$g_z = \begin{cases} \dfrac{1}{2L} & \text{当 } |z| \le \dfrac{L}{2} \text{ 时} \\ \dfrac{1}{8z^2} & \text{当 } |z| \ge \dfrac{L}{2} \text{ 时} \end{cases} \tag{4.31}$$

图 4.5a 是按式 (4.31) 画出的纵向几何因子曲线。可以看出，在发射线圈与接收线圈之间一段，几何因子最大，并且为一常数 1/2L。在线圈系范围以外的水平层的几何因子，随距离增大，与 z 值的平方成反比的迅速减小。还可以看出，L 越小，$g_z = 1/2L$ 越大，对读数影响大的纵向范围越窄，说明 L 的大小决定双线圈系的分层能力，L 越小分层能力越强。

为了研究厚度为 h 的水平层的几何因子，可以对 g_z 从 - h/2 积分到 h/2 得到

$$G_z = \int_{-\frac{h}{2}}^{\frac{h}{2}} g_z\,dz \tag{4.32}$$

积分运算后得到

$$G_z = \begin{cases} \dfrac{h}{2L} & \text{当 } h \le L \text{ 时} \\ 1 - \dfrac{L}{2h} & \text{当 } h \ge L \text{ 时} \end{cases} \tag{4.33}$$

当 h = L 时，$G_z = 1/2$。这就是说，在均匀介质中，正对着线圈系的厚度等于线圈距的

地层，提供全部信号的一半，另一半来自线圈系范围以外的介质。

由图 4.5a 和式（4.33）可以看出，在均匀介质中，正对线圈系的地层提供的有用信号 G_z 与其厚度 h 的关系。当 $h < L$ 时，随着 h 的增加，G_z 成正比地增大；当 $h = L$ 时，$G_z = 1/2$；当 $h > L$ 时，随着 h 的增加，G_z 按 $1 - L/2h$ 缓慢的增加，h 愈大，G_z 增加得愈慢，$h \to \infty$ 时，围岩的影响消失，此时 $C_z = 1$。

为了和单位厚度水平层几何因子 g_z 相区别，把厚度为 h 的水平层的几何因子 G_z 称为纵向积分几何因子。

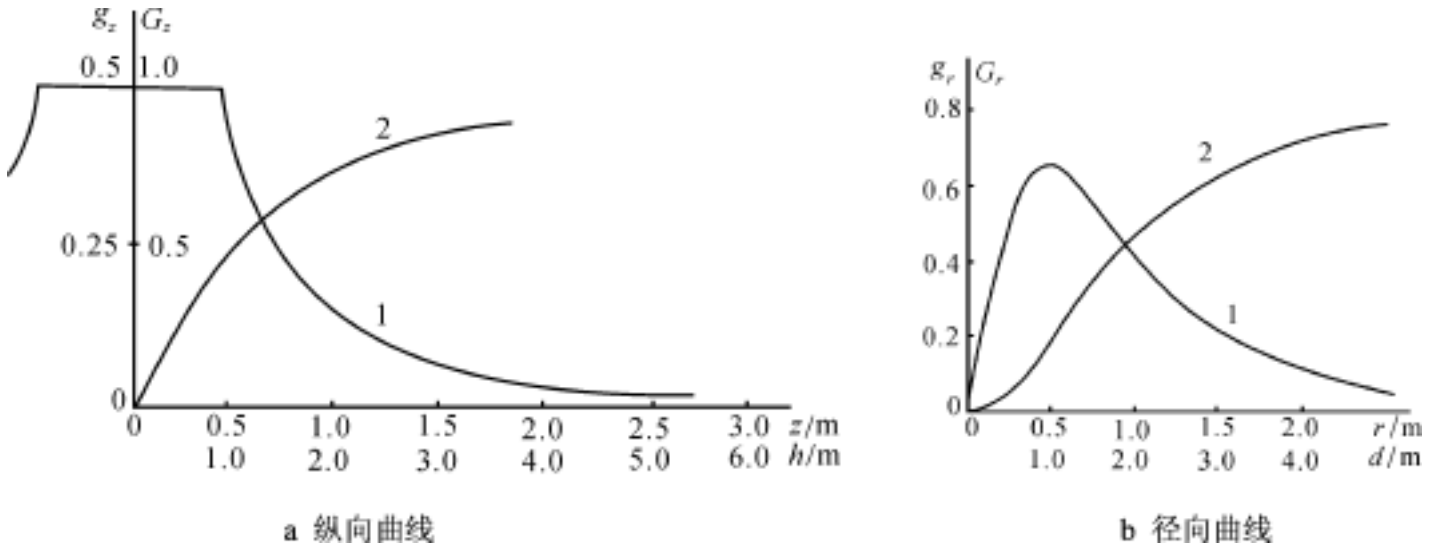


图 4.5　1m 双线圈系特性曲线

1—微分几何因子曲线；2—积分几何因子曲线

二、双线圈系的径向探测特性

径向特性是指沿垂直于线圈系轴的方向上不同距离处介质对读数影响的相对大小。为此，将介质分割成无限多个以线圈系轴为轴线的单位厚度圆筒。和纵向几何因子相类似，把单位厚度无限延伸圆筒的几何因子叫做径向微分几何因子 g_r，把以线圈系轴为中心的半径为 d/2 的无限圆柱的几何因子，称为径向积分几何因子 G_r。

径向微分几何因子由下式计算

$$g_r = \int_{-\infty}^{\infty} g\,dz \tag{4.34}$$

图 4.5b 中曲线 1 是按（4.34）式算出的 $L = 1\,m$ 的双线圈系径向微分几何因子曲线。从图上可以看出，半径 r 不同则 g_r 的值不同，即距井轴不同距离的无限长圆筒形介质对测量结果的贡献不同。距井轴 0.45L 处的介质对读数影响最大，它说明增大线圈距 L 时，可以使双线圈系的探测深度增加。当 $r > 2L$ 后，介质对测量结果的影响就很小了。在 r 从零到 0.45L 范围内的介质仍然对结果有很大影响，说明井孔的影响很大。

径向积分几何因子可以通过对径向微分几何因子从 0 到 d/2 求积分得到

$$G_r = \int_0^{\frac{d}{2}} g_r\,dr \tag{4.35}$$

图 4.5b 中曲线 2 是根据公式（4.35）计算并画出的径向积分几何因子曲线，它反映了距井轴任一距离内的介质对感应测井读数影响的相对大小。

三、双线圈系存在的问题

从讨论中发现，双线圈系的纵向特性和径向特性都不够理想。在分析纵向特性时已经指出，在均匀介质中有 50% 的信号是由线圈系范围以外的介质贡献的。这说明在研究比薄的地层时，上下围岩的影响将比较大，同时地层界面在曲线上的反映也不够明显。在论径向特性时我们看到，紧靠近线圈系的介质（$r < 0.45L$）对读数仍有较大的影响。这说明井对读数的影响很大。这些都不符合前面提到的对线圈系的基本要求。

另外，仔细分析（4.12）和（4.19）式还可以看出，简单双线圈系的无用信号远大于有用信号，例如 $L = 1m$，$f = 20kHz$，地层电导率 $\sigma = 1000 \sim 10mS/m$ 时，有用信号与无用信号的比值 $\frac{V_2}{V_1} = 0.079 \sim 0.00079$，有用信号比无用信号小数十到数千倍。尽管它们有 90°的相位差，可以用仪器中的相敏检波器把它们区别开，但是数值有这样大的差别，要能严格的区别开，势必增加仪器设计上的困难。

为了克服上面提到的缺点，在生产中采用多线圈系。多线圈系的设计，主要是考虑如何克服上面提到的三个主要缺点。多线圈系可以看作是由几个双线圈系组合而成，每一个发射线圈与任意一个接收线圈都组成一个双线圈系。这些双线圈系的信号互相叠加，如果线圈结构选择得恰当（包括线圈的个数、圈数、面积、线圈的相对位置和线圈间距离），就可以使多线圈系的总特性得到改善，以达到对线圈系的基本要求。

四、多线圈系的特性

多线圈系是由许多双线圈系组合而成的。双线圈系的特性是计算多线圈系特性的基础，也是设计多线圈系的基础和依据。为了改善线圈系的径向特性和纵向特性，在原来双线圈系中附加一些线圈。与原来的线圈（主线圈）构成新的线圈对。设计时，使这些线圈对的有用信号，即主要来自浅部（井眼和侵入区）和围岩的信号去抵消主线圈对相应部分的信号，从而提高地层及其深部信号的比例，起到“聚焦”的作用。

我们先来看一下在双线圈系中增加一个辅助线圈 t 时（图 4.6），对径向特性有什么影响。

主发射线圈 T_0 和主接收线圈 R_0 组成的双线圈系的特性曲线如图 4.6 中 1 所示，辅助线圈 t 和 R_0 组成的双线圈系的径向特性如图 4.6 中曲线 2，由于在主线圈对中加进一个与 T_0 反向连接的 t 线圈，所以它具有负的径向几何因子。而 T_0tR_0 复合三线圈系的径向特性如图 4.6 中曲线 3 所示，是曲线 1 和曲线 2 叠加而成。曲线 3 在靠近井轴部分（r 较小）的径向微分几何因子接近于零，说明 AB 段内灵敏度已经大大降低，井的影响很小了，和我们提出的要求已经靠近了

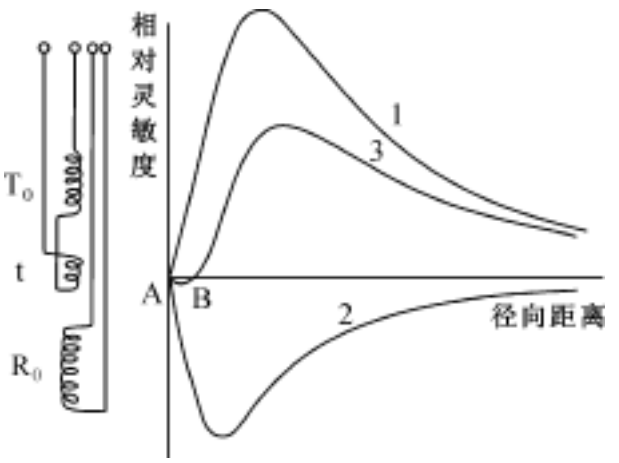


图 4.6　三线圈系及其径向特性

1—由 T_0 和 R_0 组成的双线圈系特性曲线；
2—辅助线圈 t 和 R_0 组成的双线圈系特性曲线；
3—T_0tR_0 复合三线圈系径向特性曲线

一步，但还有一个负的峰。同时看出，曲线 3 位于曲线 1 下边，说明三线圈系的有用信号比双线圈系小了。分析曲线可知，附加线圈的极性必须为负（即与主线圈的绕向相反），否则主线圈对的信号就得不到补偿。同时，附加线圈与主线圈的距离应小于主线圈之间的距离，否则井和侵入带的信号得不到很好的补偿，反而把主线圈对的深部信号给补偿掉了。

为了获得较好的探测特性，还可以继续加辅助线圈。这样，可以把选择复合线圈系的任务，看作是如何把一系列简单双线圈系做适当的组合，以达到前面对线圈系提出的各项要求。在组合过程中，复合线圈系的径向特性和纵向特性是组成该线圈系的各个简单双线圈系的径向特性和纵向特性的线性叠加。通常称它为叠加原则。由于线圈系的特性满足叠加原则，这就可以比较方便地对各种复合线圈系进行定性或定量分析。

在组合复合线圈系时，为达到线圈系总的直接耦合电动势为零的要求，则应该满足下列关系式

$$\sum_{\substack{i=1\\j=1}}^{\substack{i=m\\j=n}} \frac{(\pm S_{Ti})(\pm S_{Rj})}{L^3_{TiR_j}} = 0 \qquad (4.36)$$

式中：S_{Ti} 是第 i 个发射线圈的总面积；S_{Rj} 是第 j 个接收线圈的总面积；L_{TiRj} 是第 i 个发射线圈和第 j 个接收线圈之间的距离。

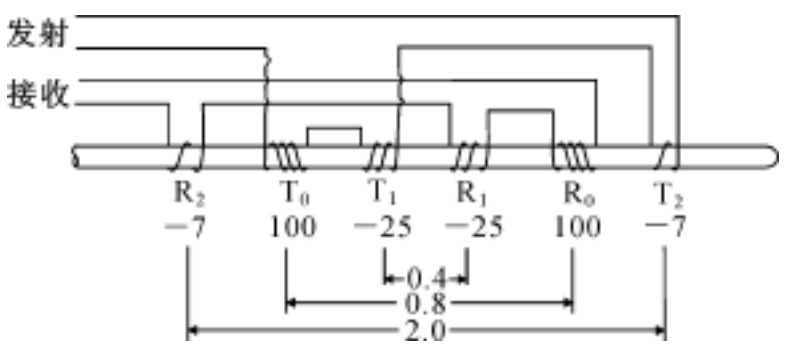


图 4.7　0.8m 六线圈系

（单位：m）

为了达到曲线对称的要求，则必须满足下列条件：①偶数个线圈时，各对对应的异名线圈的排列对于线圈系中点应该对称，并且它们的总面积之比为一常数 $S_T/S_R = C$；②奇数线圈系时，对应的同名线圈的排列对于线圈系中点应该对称，并且它们的总面积相等，即 $S_i = S_i'$。

目前我国使用的感应测井线圈系是六线圈系，线圈系的排列及圈数如图 4.7 所示。因为它的主发射线圈 T_0 和主接收线圈 R_0 的距离是 0.8m，所以通常也叫做 0.8m 六线圈系。

图上 R_1 和 T_1 叫做辅助接收线圈和辅助发射线圈，它们对于改善线圈系的径向特性，消除井的影响有较大作用，R_2 和 T_2 叫做聚焦接收线圈和聚焦发射线圈，它们对于改善线圈系的纵向特性有较大作用。图上线圈下面的数字表示圈数，数字前面的符号表示线圈的连接方向，与主线圈连接方向相同的为正，相反的为负。

图 4.8a 是 0.8m 六线圈系的纵向特性曲线，与双线圈系的纵向特性曲线（图 4.5a）比较可以看出，线圈系范围以外的纵向微分几何因子曲线迅速降低，说明线圈系范围以外介质的影响大大减小了。

图 4.8b 是 0.8m 六线圈系的径向特性曲线，与双线圈系的径向特性曲线（图 4.5b）相比较，曲线右移且靠近线圈系附近的几何因子几乎等于零，说明井内介质对读数的影响大大减小了。

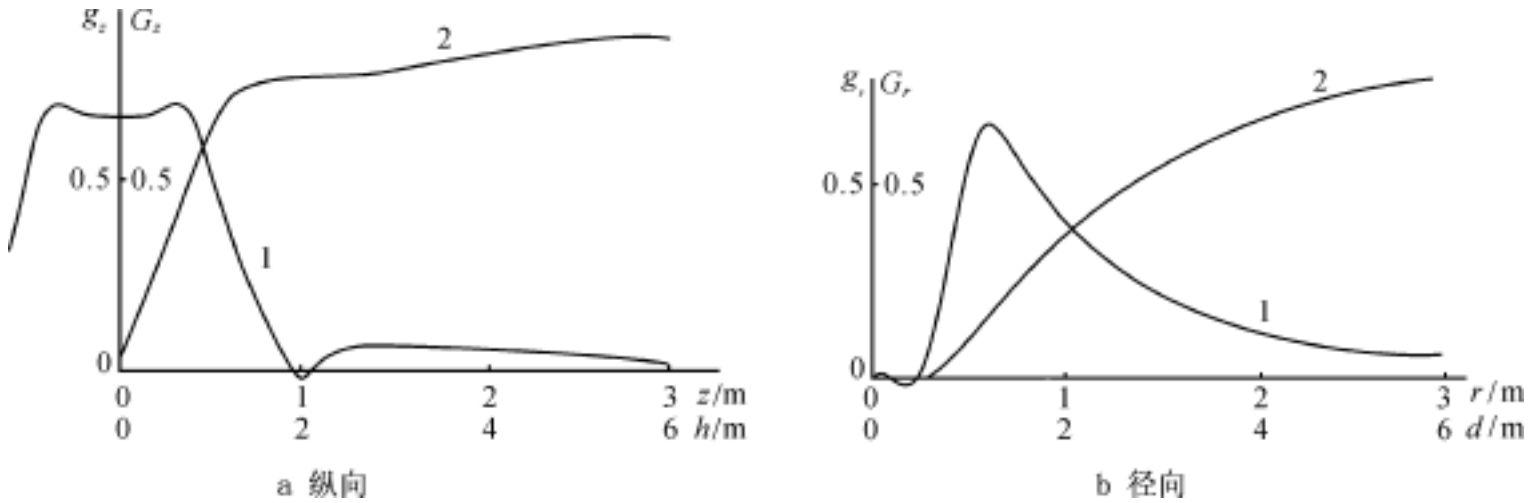


图 4.8　0.8m 六线圈系特性曲线

1—微分子几何因子；2—积分几何因子

第三节　感应测井曲线的形状

讨论感应测井曲线形状的目的，是为了掌握在不同介质分布情况下感应测井曲线的特征，从而为分析实际感应测井曲线做准备。根据介质的不同情况求出感应测井曲线的问题，即所谓正演问题，目前比较常用的方法，一种是比较精确的数值法——有限元法，另一种是各种改进的几何因子法。因为我们的目的只是讨论曲线的特征，所以采用近似的几何因子理论来讨论是比较方便的。至于由几何因子理论对视电导率值产生的影响，可以通过趋肤效应校正来解决。

按照几何因子理论，接收线圈中的总有用信号是各部分介质中感应电流分别在接收线圈中产生的有用信号之和，如图 4.3 所示，各点的视电导率值按式 (4.17)，有

$$\sigma_a = \frac{V_2}{K} = \sigma_A G_A + \sigma_B G_B + \sigma_C G_C + \sigma_D G_D \qquad (4.37)$$

因此，只要求出线圈系处于不同位置时 A、B、C、D 几部分介质的几何因子 G_A、C_B、G_C、G_D，就可以算出各点的 σ_a 值。

图 4.9 是用 0.8m 六线圈系按几何因子理论对不同厚度地层算出的一组视电导率曲线。从图上看出，地层界面对应于曲线的半幅值点，只是在地层比较薄时，按半幅值点定出的厚度才稍大于实际厚度。图 4.9a 部分的曲线是在上下围岩电导率相等的条件下，对不同厚度地层做出的，所以曲线对称。图 4.9b 部分的曲线是在上下围岩电导率不相等的条件下，对不同厚度地层做出的，由于受不同围岩的影响，其视电导率曲线不对称，但界面仍可按各自的半幅值点确定。

从图上还可以看出，除非地层厚度比较薄，视电导率值和岩层电导率都非常接近，受上下围岩电阻率的影响并不大，这是和感应测井的电流分布情况有关。和普通电极系电阻率法测井的供电电流不同，感应电流是围绕井轴成环形分布。在地层倾角不大的时候，电流线不穿过地层界面，并且由于聚焦线圈和辅助线圈的作用，在径向使得井内泥浆的影响很小，在纵向使得线圈系范围以外的岩层影响很小。因此，信号主要和线圈系所对应的岩层的电导率有关。在大多数情况下，根据视电导率曲线能够对岩层电阻率做出正确判断。

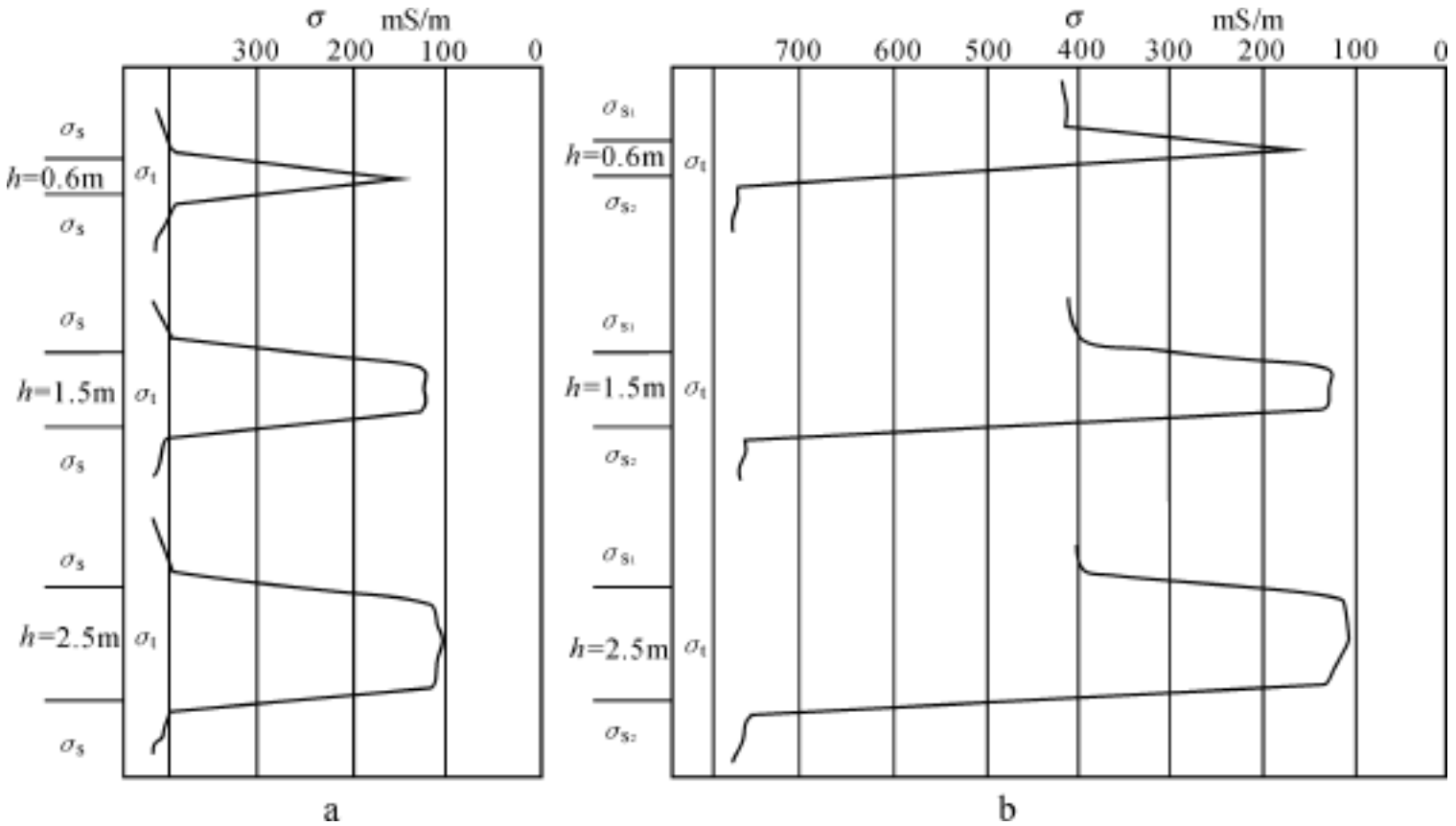


图 4.9　不同厚度地层的视电导率曲线形状（0.8m 六线圈系）

σ_t—100mS/m；　σ_s—500mS/m；　σ_{s_1}—500mS/m；　σ_{s_2}—1000mS/m

第四节　感应测井曲线的解释

解释感应测井曲线的最重要任务是确定岩层的电阻率。尽管感应测井的线圈系具有纵向和径向的聚焦作用，受围岩、泥浆和侵入带的影响较小，使得感应测井视电导率曲线比普通电极系电阻率法测井曲线能更正确地反映岩层电阻率。但是这些影响并没有完全消除，有时视电导率与真电导率的差别还是较大的，特别是为了提供进一步定量研究岩层的储集特性和含油性所需要的电阻率资料，则仍需要对感应测井的视电导率值作一系列的校正。

解释感应测井曲线的基本作法，是从测量结果中消除各种影响因素，即对感应测井视电导率值进行各种影响校正，最后得到岩层电导率值。实际上，这些校正已经完全可以用计算机按照程序自动完成，但是为了更好地理解曲线的解释原理与过程，下面将按手工解释的步骤加以说明。

一、视电导率曲线的分层和取值

利用感应曲线进行分层时，对于 0.8m 六线圈系，在层厚 $h > 2m$ 时，可根据曲线的半幅值点划分界面；$h < 2m$ 时，界面不在半幅值点处，而是向峰值移动，这时应根据微电阻率曲线，如微电极、微侧向或微球形聚焦测井等曲线划分地层界面。

从地层的视电导率曲线来看，无论是高电导率还是低电导率地层，曲线的极值都与地层中点相对应。因此，对低电导率地层应取极小值，对高电导率地层应取极大值。如果地

层电导率不均匀，可根据实际情况取值。若曲线的微小变化是岩性不均匀或含油性不均匀引起的，则可选取面积平均值、极大（或极小）平均值，若地层中含有薄的泥质或钙质夹层，则可取扣除夹层部分的平均值，若地层各部分视电导率有明显的差别，则应分段取平均值。

围岩的视电导率值也从曲线上读取。若围岩是均匀的，可直接从对应的曲线上读得；若围岩是不均匀的，则应在靠近目的层的围岩处取值，因为这部分围岩对地层的视电导率影响最大，一般说来应取距地层中点 5m 范围以内的围岩读数作为围岩的视电导率值。

二、井眼校正

井眼所造成的信号为 $\sigma_m G_A$，这里 σ_m 是泥浆电导率，G_A 为井的几何因子，它可以从所使用的线圈系的径向特性曲线上查得。从感应测井曲线的读数中减去 $\sigma_m G_A$，就是井眼校正后的数值。对于现在我国使用的 0.8m 六线圈系，G_A 值一般不大。例如当 $d < 0.3$m 时，$|G_A| < 0.001$，可以不进行校正。但是，当井眼直径扩大很厉害和泥浆导电性很强时，这一项的影响就不能忽视了。因此，是否有进行井眼校正的必要，要根据具体情况来决定。

三、均匀介质传播效应校正

感应测井仪的刻度是按几何因子理论进行的，它忽略了所谓传播效应的影响，认为单元环涡流之间互相没有作用，电磁波在介质中传播时没有幅度衰减和相位移动。几何因子理论的近似程度如何，取决于介质的电导率、发射线圈中电流的频率 ω 和线圈距 L。后两项在仪器中是固定的，所以主要取决于介质的电导率。电导率愈高，L/δ 愈大，(4.27) 式中的趋肤效应校正项也就愈大。只有当介质电导率较低时，接收线圈中的 R 分量才近似与介质的电导率成正比。根据计算，对于 0.8m 六线圈系，供电频率为 20kHz 的情况下，在 $\sigma = 1000$mS/m 的均匀介质中测得的视电导率只有 778mS/m，可见影响之大。随着 L/δ 值不同，即随着介质电导率 σ 不同，由于传播效应影响，使测得的视电导率 σ_a 与介质电导率 σ_t 之间产生的差别如图 4.10 所示。利用图 4.10 所示的 $\sigma_t = f(\sigma_a)$ 关系曲线，可以对均匀介质的传播效应进行校正。

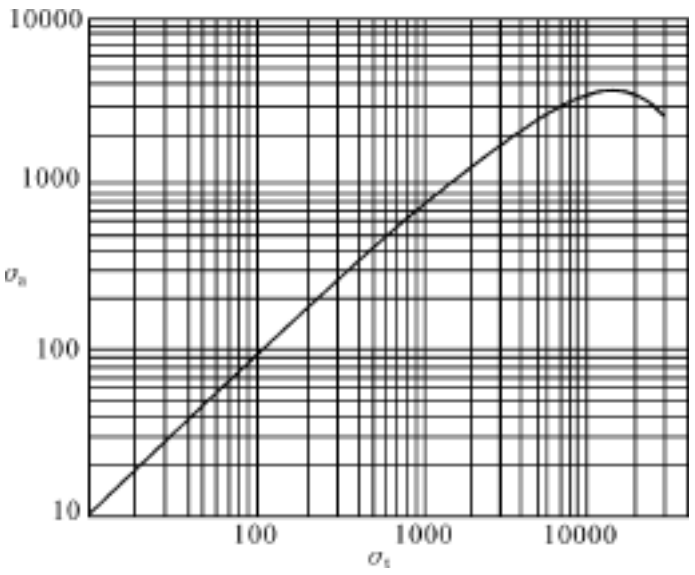


图 4.10　0.8m 六线圈系均匀介质传播效应校正图版

（单位：mS/m）

对于均匀介质进行传播效应校正时，把经过井眼校正的厚地层的视电导率 σ_a 作为纵坐标，引水平线与曲线相交，交点的横坐标即为所求的地层电导率 σ_t。

有些感应测井仪器有专门线路对传播效应进行校正，使用这种仪器测得的视电导率 σ_a，就不再需要进行传播效应校正了。

四、厚度和围岩影响校正

围岩影响与地层厚度有关，地层愈薄围岩影响愈大，地层愈厚围岩影响愈小。因此，对围岩和层厚两个因素的影响同时校正。围岩和层厚校正是利用预先制好的厚度 - 围岩校正图版进行。图 4.11 是厚度 - 围岩校正图版中的一张。图版参数是井径 d、泥浆电导率 σ_m 和围岩电导率 σ_s。图版上曲线的参数是地层电导率 σ_t 或电阻率 R_t，地层厚度 h 为横坐标，σ_a 为纵坐标，根据参数选择的不同，可以做出许多张这样的图版。

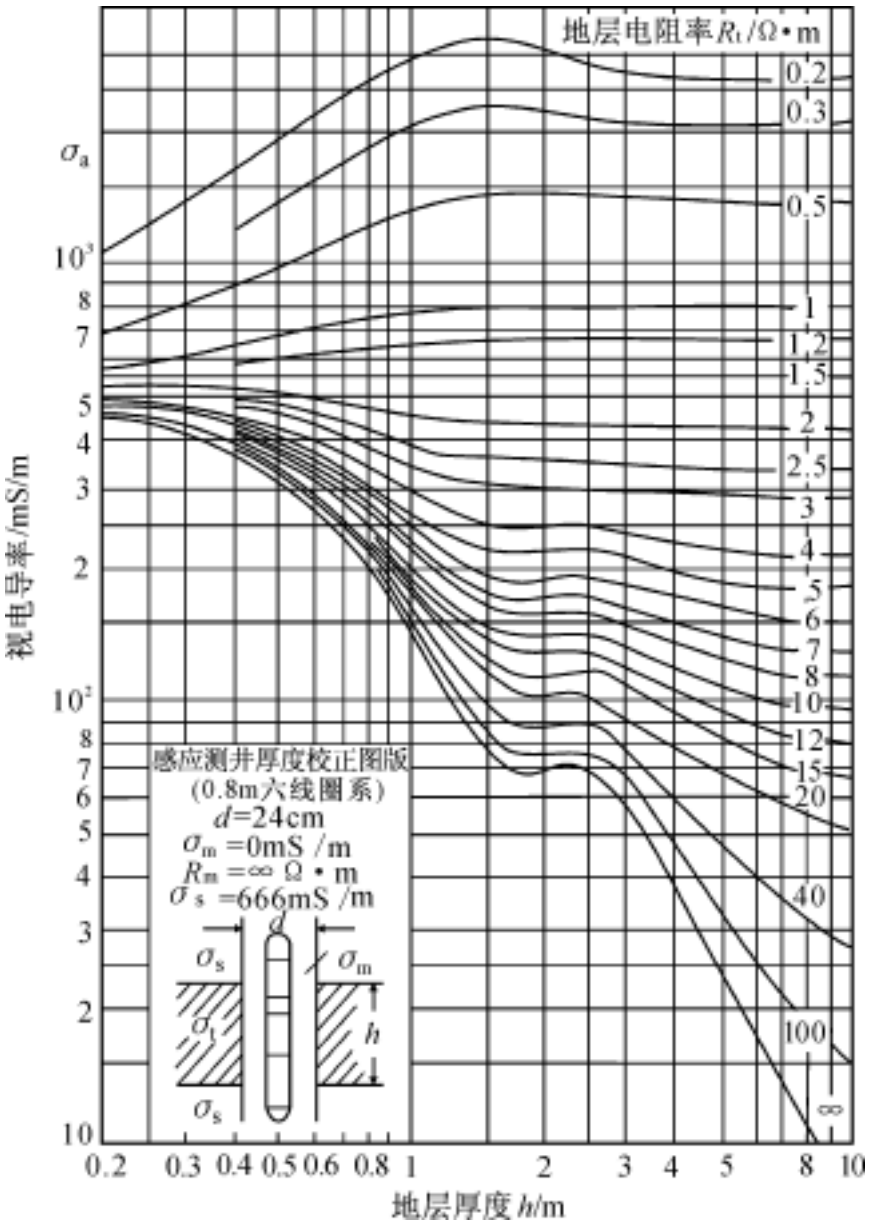


图 4.11　厚度 - 围岩校正图版

分析厚度 - 围岩校正图版可以看出，对于 $\sigma_t > \sigma_s$ 的地层，围岩影响较小，在 $h > 2.5 \sim 3$m 时，基本上不受围岩影响，因而可以把地层看作是无限厚的。对于电导率低于围岩电导率（$\sigma_t < \sigma_s$）的地层，围岩影响较大，随 σ_t 与 σ_s 比值的不同，可以把地层看作无限厚的界限是大约从 3m 变到 10m。

当地层比较薄时，曲线的左渐近线趋于围岩电导率 σ_s。因此，比较薄的高阻夹层，在视电导率曲线上反映不出来。

在地层厚度小于 1.5m 时，视电导率受厚度和围岩影响很大，尤其是对 $\sigma_t < \sigma_s$ 的地层。所以对于厚度小于 1.5m 的地层就必须作围岩—厚度校正。

在制作围岩—厚度校正图版时，已经考虑了传播效应的影响。因此，利用这个图版校正了围岩和厚度影响之后，就无须再做传播效应校正了。但是，在根据围岩电导率 σ_s 选择图版时，σ_s 必须是经过传播效应校正后的数值。

为了说明厚度—围岩校正图版的使用方法，举例如下。

[例]　在 $d = 9\frac{3}{4}''$，$\sigma_m = 0$mS/m 的井中，有一厚度为 1.5m 的地层，地层中点的视电导率 $\sigma_a = 433$mS/m，上下围岩的视电导率为 545mS/m，求此地层的电导率。

解：1）由于泥浆电导率 $\sigma_m = 0\text{mS/m}$，说明泥浆是不导电的，故可以不做井眼校正。

2）已知厚度为 1.5m，因此围岩的影响不能忽略，必须进行厚度 - 围岩校正。应用考虑了传播效应校正的厚度 - 围岩校正图版。根据围岩选择图版时，对围岩视电导率 σ_s，要进行校正，为此，利用均匀介质传播效应校正图版来进行校正，校正后的 σ_s 值为 650mS/m。

根据 $\sigma_m = 0\text{mS/m}$，$\sigma_s = 650\text{mS/m}$，$d = 9\frac{3}{4}''$，选择相应的厚度 - 围岩校正图版，求得 $R_t = 2\ \Omega\cdot\text{m}$，则其电导率为

$$\sigma_t = \frac{1}{R_t} = \frac{1}{2}\times 1000 = 500\text{mS/m}$$

五、确定地层电阻率

经过井眼和厚度校正之后，地层已相当于无限厚的情况。但在一般情况下，侵入带的影响仍然存在，即视电导率值仍然受地层电导率 σ_t（或地层电阻率 R_t）、侵入带电导率 σ_i（或侵入带电阻率 R_i）和侵入带直径 D 三个变量的影响。因此，为了求出准确的地层电导率，只依靠一条感应测井曲线是不够的。目前，在利用感应测井曲线求地层电导率时，通常采用的测井组合为双感应—聚焦或双感应—微球形聚焦测井。

双感应是指深感应和中感应两条测井曲线，聚焦测井可以是浅八侧向或球形聚焦测井。图 4.12 是解释中所使用的理论图版的一个例子，它是假设在侵入带与原状地层间的界面是圆柱面，即电阻率是突然变化的（台阶型的侵入）条件下做出的。该图版的纵坐标为聚焦测井视电阻率（R_{LL8}）与深感应视电阻率（R_{ILD}）的比值 R_{LL8}/R_{ILD}，横坐标为中感应视电阻率（R_{ILM}）与深感应视电阻率的比值 R_{ILM}/R_{ILD}。图中的三组曲线的模数是：纵实线为 D，纵虚线为 R_t/R_{ILD}，横实线为 R_{xo}/R_t。使用该图版时，需对感应测井读数进行井眼和层厚校正。根据校正后的感应测井读数和聚焦测井读数确定比值 R_{LL8}/R_{LLD} 和 R_{ILM}/R_{ILD}，并在纵、横坐标上找到相应的数值点，然后过此点引各自所在坐标轴的垂线，由两条线的交点读出侵入带直径 D、比值 R_{xo}/R_t 和 R_t/R_{ILD}，最后求出 R_t 和 R_{xo}。

用双感应 - 聚焦测井求地层电阻率时，在低电阻率和中等电阻率地层，能取得较好的效果。

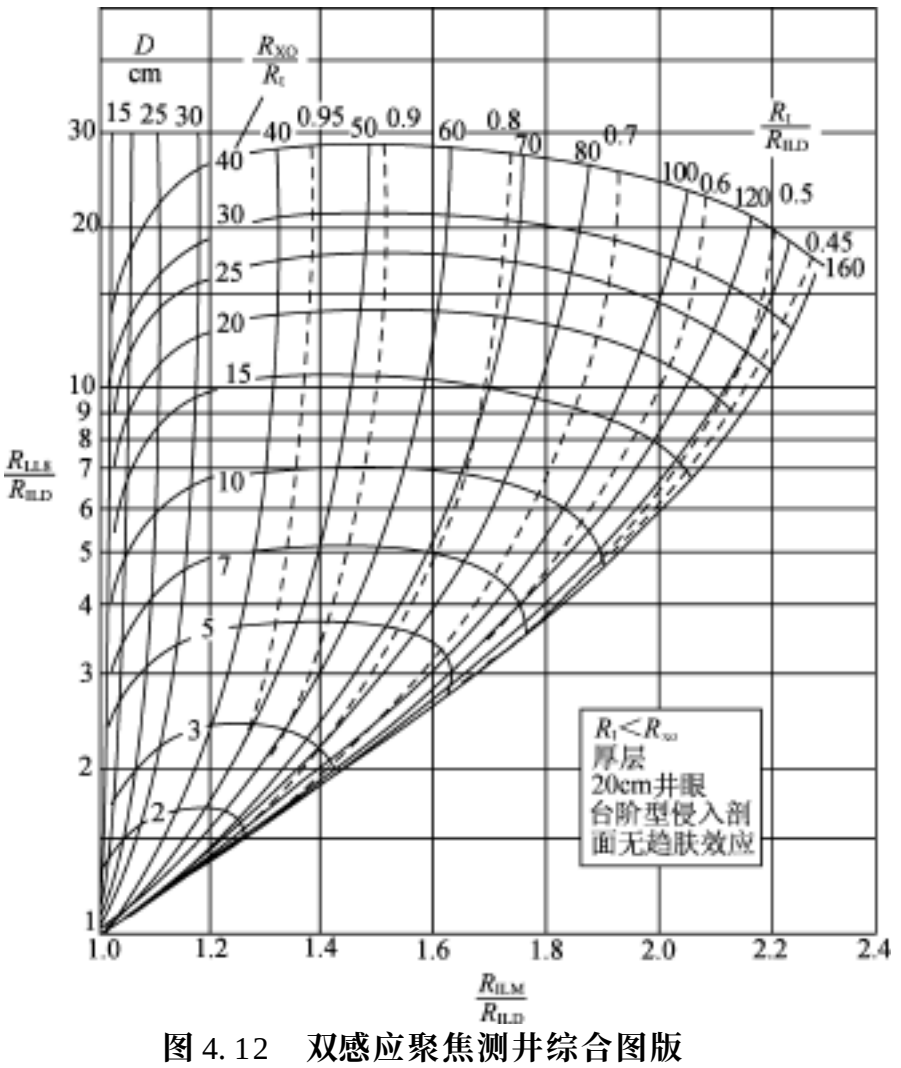


图 4.12　双感应聚焦测井综合图版

第五节　阵列感应测井

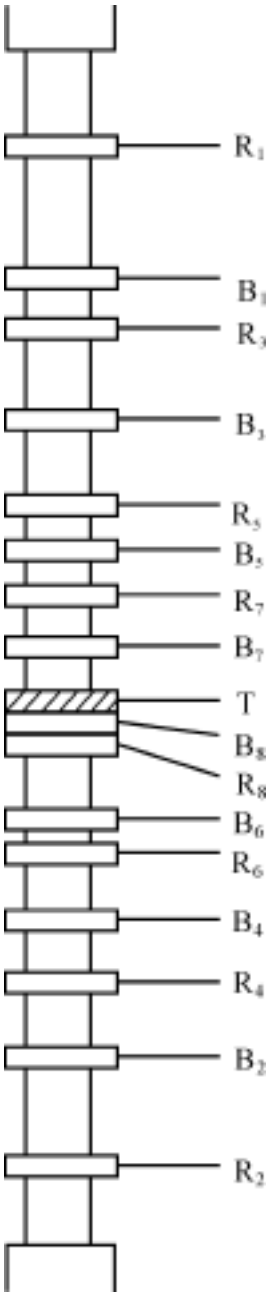


图 4.13　阵列感应线圈系示意图

为了获得更准确的地层电阻率信息，人们对感应测井的测量技术进行了大量的研究工作。20 世纪 80 年代初出现了既测量实分量也测量虚分量的相量感应测井仪，随后又研制出高分辨率感应测井仪，以及采用多种工作频率的感应测井仪，使仪器的探测深度、划分薄层的能力和观测的电阻率动态范围都得到了较大提高。在这些进步的基础上，90 年代初以来又先后研制出不同类型的阵列感应测井仪，使感应测井结果不仅提供沿井轴地层和侵入带的电阻率变化，而且可以给出沿井轴井旁 2m 左右范围内电阻率的分布情况，从而大大提高了对储层评价的精度。传统的双感应 - 聚焦测井提供的地层和侵入带电阻率，由于受仪器分辨率、探测深度和频率特性不匹配的影响，使反演结果的精度大打折扣。

设计阵列感应测井仪的一个主要思路，是不直接采用把数对线圈连接在一起的硬件聚焦方法，而是采用记录多条由一个公用的发射线圈和多个接收线圈组成的多个单元线圈系给出的结果，然后由计算机实时处理系统来完成合成记录。

图 4.13 是斯仑贝谢公司的一种阵列感应测井仪（AIT）的线圈系示意图。共有 17 个线圈，中间是公用的发射线圈，在发射线圈两边分布有 8 个接收线圈和 8 个补偿线圈，由发射、接收和补偿线圈组成三线圈系阵列单元，如图 4.14 所示，共组成 8 个阵列单元，可以在很宽的电阻率范围内（0.2～500Ω·m）工作。其主线圈距分别为 6in、12in、15in、21in、27in、39in 和 72in。短阵列单元测量井眼附近地层的情况，而长阵列单元测量深部地层。

现代的 AIT 测井曲线具有三种垂向分辨率，即 1ft、2ft 和 4ft，探测深度为 10in、20in、30in、60in、90in。1ft 垂向分辨率测井曲线组设计在光滑井眼中使用。每一种分辨率有 5 条不同探测深度测井曲线，可以准确地估算出地层径向电阻率，给出二维电阻率图像，显示出直观的径向侵入剖面。

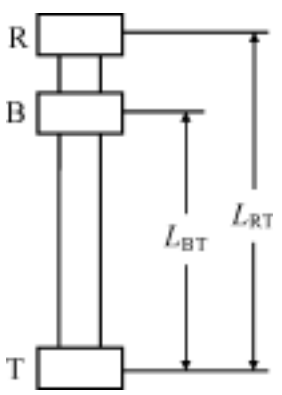


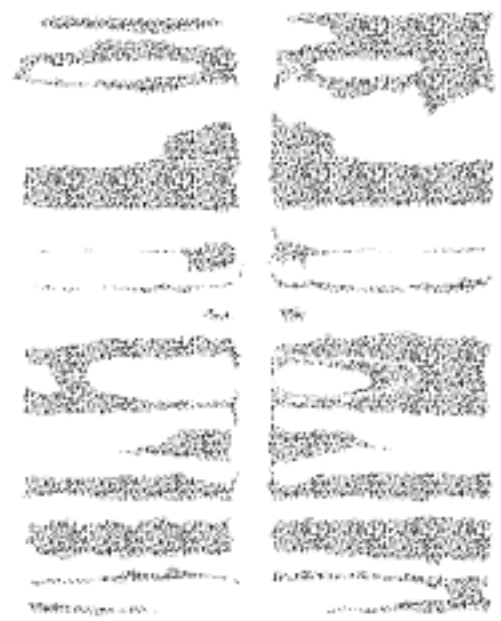
图 4.14　阵列单元线圈系示意图

AIT 阵列感应测井仪采用三种工作频率，分别为 25kHz、50kHz 和 100kHz。每个接收线圈不仅测量 R 分量，还测量 X 分量。这样 AIT 中的 8 个阵列单元要测 16 个参数，其中 6 个阵列单元是在多频率条件下工作的，又加 12 个参数，所以 AIT 共测量 28 个参数。

根据阵列感应线圈单元响应理论，阵列感应测井每个阵列单元的原始读数是井下每一部分地层电导率贡献的积分效果。即井下各部分地层电导率的加权求和。不同的线圈系，

各部分地层电导率的权系数不同。线圈系的二维响应，反映了不同地层电导率加权系数的相对大小。

阵列感应测井的数字合成处理是利用多个线圈阵列在不同深度测量的原始读数进行加权求和，以得到所要求的测井曲线，它具有所要求的纵向分辨率和径向探测深度。利用阵列感应测井 3 种纵向分辨率和 5 种探测深度的曲线提供的丰富测井信息，可以划分薄地层，求取原状地层电阻率 R_t 和冲洗带电阻率 R_{xo}，并可研究侵入带的变化，得出过渡带的内外半径。图 4. 15 是 AIT 阵列感应测井仪的一组 2ft 分辨率曲线和处理后得到的二维电阻率图像。在黑白图像上，按电阻率大小分 14 个灰度级。如果结合孔隙度和地层水及泥浆电阻率资料，也可以绘成二维含水饱和度图像。



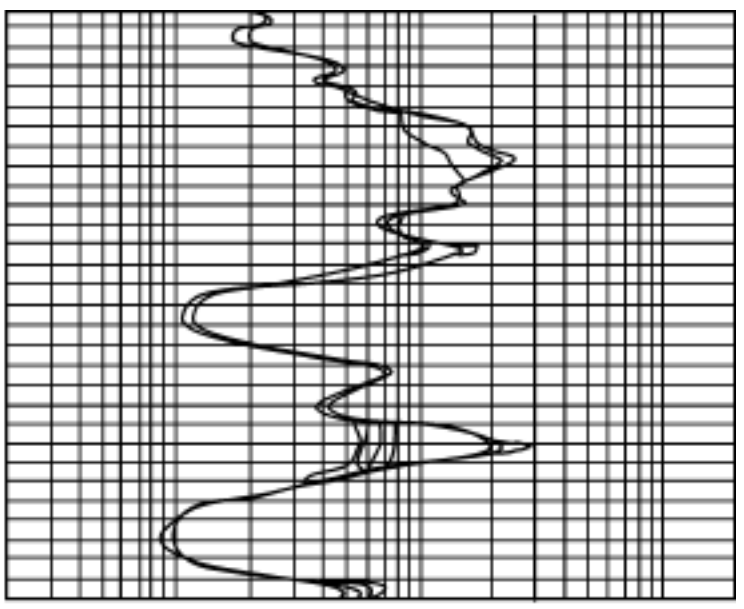


图 4. 15　阵列感应测井电阻率成像图

第六节　多分量感应测井

根据地质统计学研究指出，深水浊积岩的勘探对进一步油气资源勘探具有十分重要的意义，世界油气储量的很大比例，有可能蕴藏在薄砂泥岩交互层中。这样的储层在电性上表现出明显的各向异性。高电阻含油砂岩和低电阻的泥岩呈交互层时，顺层的方向表现出明显为低阻，垂直层面方向为高阻。而原有感应和侧向测井仪器只能测出并联状态顺层的横向电阻率。使得含油气的高阻薄层常常被漏掉。图 4. 16 是薄交互层纵向和横向电阻率随含泥质夹层多少而变化的关系。可以看出，在泥质夹层占 25% 的情况下，当泥质和砂岩夹层的电阻分别为 1Ω · m 和 10Ω · m 时，垂向的电阻率为8Ω · m, 而顺层的横向电阻率只有 3Ω · m。为了解决这个问题，储层各向异性的研究成为一个热门课题，提出了不少方法。例如，利

感应测井和普通电阻率测井相结合、利用阵列感应与阵列侧向测井相结合、利用高频随测井、利用微电阻率成像测井等。多分量感应测井仪的出现为解决这个问题提供一种新更直接的有效手段。这种仪器包括三个互相垂直的发射线圈和三个互相垂直的接收线圈(图 4.17)，它既可以测量常规感应测井仪所测量的平行井轴分量 H_{ZZ}，还可以测量垂直轴的两个分量 H_{XX} 和 H_{YY}，以及两个交叉分量 H_{XY} 和 H_{XZ}。对这些数据进行反演可以得到垂直和平行层面的电阻率，大大提高了薄互层中含油砂岩的饱和度解释精度。在井与地层层面垂直的简单情况，H_{XX} 和 H_{YY} 相等，两个交叉分量 H_{XY} 和 H_{XZ} 等于零。垂直方向的发射线圈 T_Z 引起的感应电流平行层面，只对顺层的横向电阻率敏感。发射线圈 T_X、T_Y 引起的感应电流则既对垂向也对横向电阻率敏感，但是更趋向在横向流动，所以电流线呈椭圆形(图 4.18)。各向异性越明显，椭圆越扁。

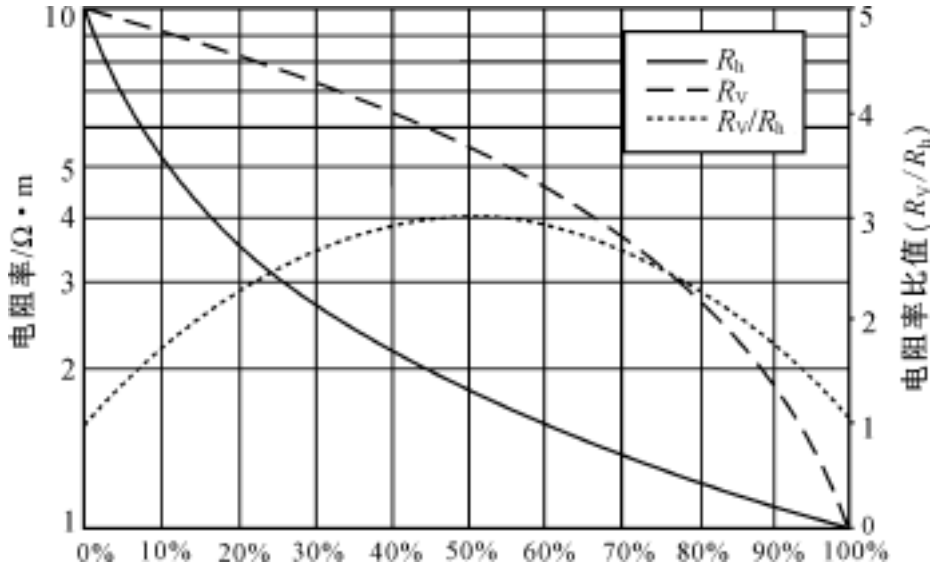


图 4.16　薄交互层纵向和横向电阻率与含泥质夹层多少的关系

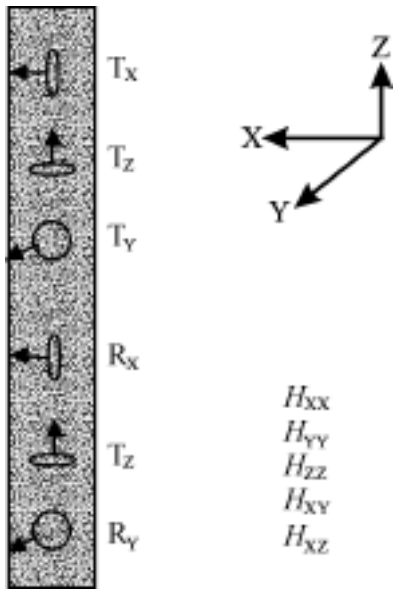


图 4.17　三分量感应测井仪发射与接收线圈的方向示意图

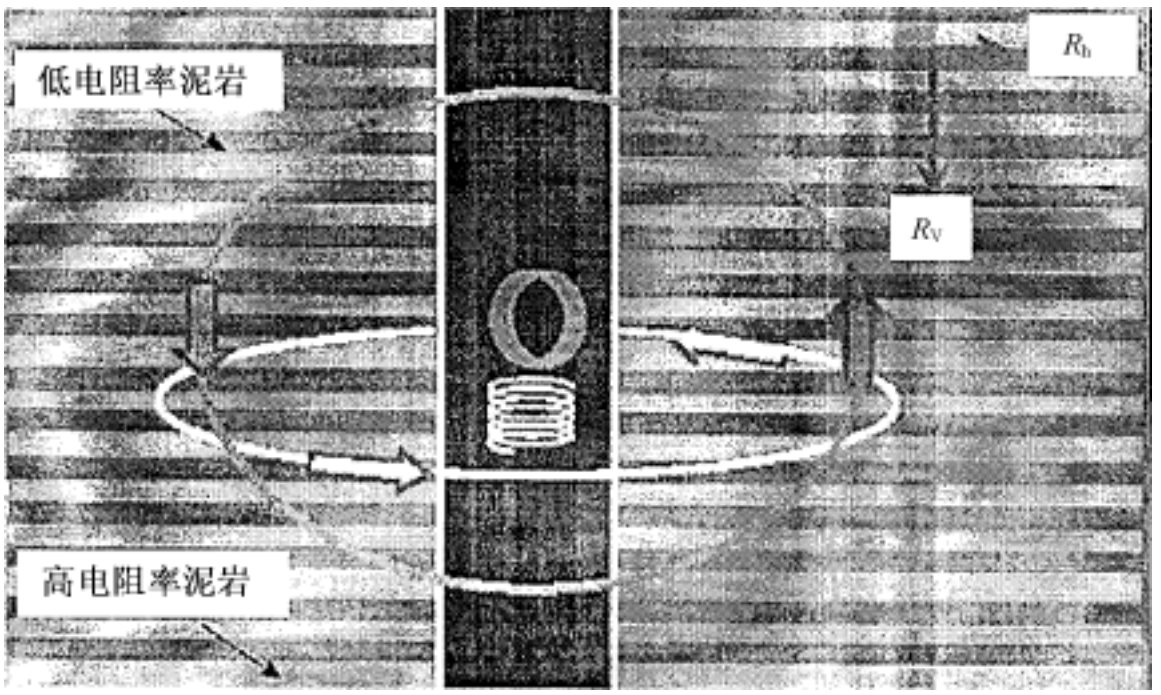


图 4.18　井与交互层层面垂直情况下感应电流示意图

第五章　介 电 测 井

介电常数是物质的一个重要电学参数，它是反映物质在外电场作用下，引起电荷分布和聚集发生变化的电荷分离或极化现象的参数。极化现象与频率有关。在地球物理测井实际达到的高频范围，水分子造成的定向极化起着决定作用。在石油测井中，区分油水层和计算含油饱和度是一项最基本的任务。一般情况下，是依据地层的导电性——电阻率或电导率来完成这个任务。但是，当地层水矿化度很低时，电导率方法将减弱或失去区分烃和水的能力。另外，在依据电导率求地层含油饱和度时，需要知道地层水的矿化度，而有些地区地层水含盐量变化很大。此外，注水开发的油田中，注入水的含盐量也可能变化很大，造成油水层判别的困难。因此人们希望能找到一种与地层水含盐量无关，并能区分油水的参数。介电常数正是这样一个参数。因此，介电常数测井成为石油测井的一个重要方法。

第一节　岩石的介电性质

大多数物质的电极化强度 P 和所加的电场强度 E 成正比，可以表示成

$$P = \chi\varepsilon_0 E \tag{5.1}$$

式中：比例系数 χ 称为电极化率；ε_0 为真空中的介电常数。已知电介质中电位移矢量 D，电场强度 E 和电极化强度之间有如下关系

$$D = \varepsilon_0 E + P = \varepsilon_0 E + \chi\varepsilon_0 E = \varepsilon_0(1+\chi)E = \varepsilon_0\varepsilon_r E = \varepsilon E \tag{5.2}$$

式中：ε 为介质的介电常数；ε_r 称为相对介电常数，等于 $\varepsilon/\varepsilon_0$。式 (5.2) 说明，在各向同性介质中，电位移等于电场强度的 ε 倍。

介质电极化的机制随电场的频率不同而不同，在非常高的频率 ($\sim 10^{24}$ Hz) 时，主要是电子极化，电子云在外电场作用下发生畸变。随着频率降低依次是分子极化、离子极化、定向极化和界面极化。在地球物理应用中，水分子造成的定向极化和界面极化起主要作用。由于介质电极化与频率有关，介电常数并不是一个常数。表 5.1 是 1.1GHz 情况下一些物质的相对介电常数。从表中可以看出，在沉积岩的环境下，水的相对介电常数比其他物质大得多，这是由于水分子的极化结构造成的。当频率从 1.1GHz 继续增高时，介电常数将由于分子极化影响而发生变化。在 1.1GHz 以下，一般可以认为 ε_r 基本保持不变。

如果水的温度增高，极性分子受外电场定向的作用将减弱，因此 ε_r 随温度增加而减小。根据 Helgeson 和 Kirkham (1974) 的资料，当温度由室温增加到 150℃时，ε_r 大约降低到 80℃时的一半，当温度增加到 350℃时，ε_r 降到 20 以下。

当纯水中加入盐时，离解的离子在溶液中发生水合作用，吸引水分子在其周围。这样，一方面由于水分子被盐代替，另一方面由于水合作用而使一部分水分子不能自由运动，造成 ε_r 减小。Olhoeft（1981）给出 ε_r 与盐浓度 C（mol/L）的经验关系为

$$\varepsilon_r = \varepsilon_r(T) - 13C + 1.065C^2 - 0.03006C^3 \tag{5.3}$$

式中 ε_r（T）为温度校正后的 ε_r 值。从这个表达式看出，当水中溶解 1mol/L 的 NaCl（58g/L），ε_r 由 78.3 降到 66.3，大约降低 15%。

前面分别说明了岩石骨架和孔隙中水的介电性质（表 5.1）。关于含水岩石的介电常

表 5.1　1.1GHz 时一些物质的相对介电常数

物质	ε_r	物质	ε_r
石英	4.2～5.0	云母	6.2～9.3
方解石	7.8～8.5	泥岩	5～25
白云石	6.8～8.0	石油	2.0～2.4
岩盐	5.7～6.2	淡水（25℃）	78.3
石膏	5.0～11.5		

数，不同的研究人员曾给出不同的表达式，目前还没有得到一个通用的混合模型用来说明不同孔隙度含水岩石的介电常数。Olhoeft（1981）建议用下式近似表示含水岩石的 ε_r:

$$\varepsilon_r = 2^{\rho}\varepsilon_{rw}^{\phi} \tag{5.4}$$

式中：ρ为体积密度；φ为孔隙度；ε_{rw}为水的 ε_r。Hearst 等建议用公式

$$\varepsilon^{\xi} = (1-\phi)\varepsilon_{ma}^{\xi} + \phi\varepsilon_w^{\xi} \tag{5.5}$$

Calvert 等建议用

$$\varepsilon = (1-\phi)^2\varepsilon_{ma} + \phi^2\varepsilon_w \tag{5.6}$$

其他人还有另外的建议。这个问题有待今后深入研究，这里只是使读者了解这个问题的复杂性。

第二节　介电测井的基本理论

介电测井的场源为高频正弦场，并可看作是沿井轴 z 传播的平面波。于是，解麦克斯韦尔方程的问题变成解如下亥姆霍兹方程的问题

$$\Delta^2 E + \gamma^{*2}E = 0 \tag{5.7}$$

其解为

$$E = E_0 e^{-\gamma^* z} e^{j\omega t} \tag{5.8}$$

式中 γ^* 为复传播常数

$$\gamma^{*2} = -\omega^2\mu\varepsilon^* = -\omega^2\mu(\varepsilon' - j\varepsilon'') = -\omega^2\mu[\varepsilon' - j(\varepsilon_d + \sigma/\omega)] \tag{5.9}$$

式中 ε^* 称为复介电常数。它的虚部 ε''代表电磁波在导电介质中的损耗，包括导电损耗 σ/ω和极化损耗 ε_d 两部分。复介电常数的虚部和实部的比值定义为损耗角正切

$$\mathrm{tg}\,\delta = \frac{\varepsilon''}{\varepsilon'} \tag{5.10}$$

电磁波在介质中传播时，相位变化和幅度衰减与所在介质的介电特性紧密相关，则复传播常数可以表示成

$$\gamma^{*2} = (\alpha + j\beta)^2 \tag{5.11}$$

式中：α称为衰减常数（奈培/米）；β称为相移常数（弧度/米）。令（5.11）式和(5.9) 式的实部和虚部分别相等，则有

$$\frac{\beta^2 - \alpha^2}{\mu\omega^2} = \varepsilon' \tag{5.12}$$

$$\frac{2\alpha\beta}{\omega^2\mu} = \varepsilon'' \tag{5.13}$$

因此，通过平面电磁波衰减和相移的测量，原则上可以得到所需要的地层参数——复介电常数 ε^*。

第三节　介电测井方法

为了在井中测得介电常数 ε，必须用一个发射器建立一个电磁波场，并用两个或若干个接收器测量它的传播特性。目前，有两种井下测量装置，一种采用狭缝天线，工作在超高频（UHF)；一种采用线圈式天线，工作在甚高频（VHF）或稍低些。按照探测深度，前者属于浅探测仪器，后者属于深探测仪器。

一、浅探测介电测井仪

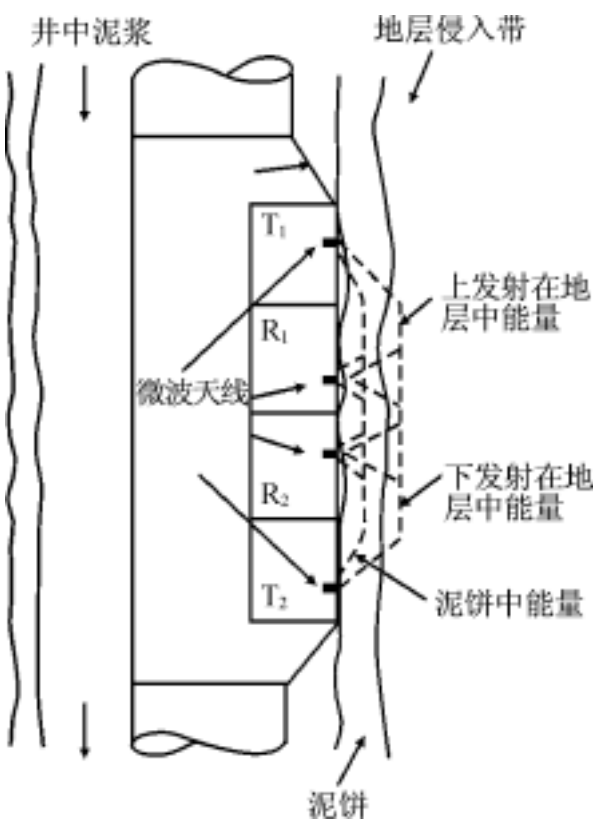


图 5.1　EPT 下井仪天线示意图

斯仑贝谢公司的 EPT 电磁波传播测井仪属于这种类型。发射与接收天线装在极板上，测量时保持贴井壁状态，天线的排列如图 5.1 所示。两个发射线圈 T_1、T_2 对称地分布在接收线圈 R_1、R_2 的两侧。这样的结构是为了补偿由于井壁不平造成的传播路径差异带来的误差。因为接收线圈的间距很小，所以 EPT 测井曲线具有很高的垂向分辨率。仪器工作时，依次从两个发射器发出 1.1GHz 的电磁波，在每个接收器中都记下这个波列的幅度和相位（图 5.2)。

根据每发射一次两个接收器的记录，就可以确定出波的衰减和相移。取上下两个发射器发射的测量结果的平均值为一次记录，以达到井眼补偿的目的。

把（5.11）式代入（5.8）式中，得

$$E = E_0 e^{\alpha z} e^{-j(z\beta - \omega t)} \tag{5.14}$$

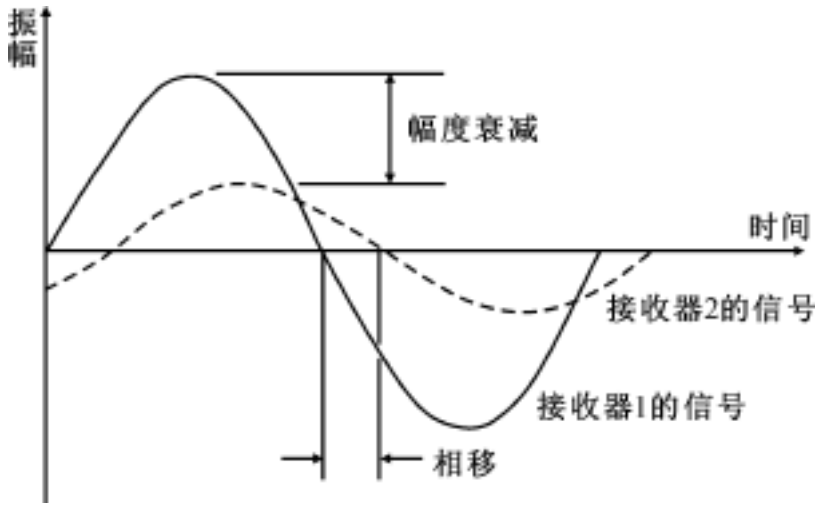


图 5.2　电磁波传播信号

等相位面上的点满足

$$z\beta - \omega t = \text{const} \tag{5.15}$$

则损耗介质平面波的相速度 υ_p 为

$$\upsilon_p = \frac{dz}{dt} = \frac{\omega}{\beta} = \frac{1}{t_{pl}} \tag{5.16}$$

t_{pl}为波阵面前进单位距离所需的时间。把 t_{pl}代入（5.12）和（5.13）式得

$$\varepsilon' = \frac{t_{pl}^2}{\mu} - \frac{\alpha^2}{\omega^2 \mu} \tag{5.17}$$

$$\varepsilon'' = \frac{2\alpha_{pl}}{\omega\mu} \tag{5.18}$$

因此，根据测量的 t_{pl}值和衰减值 α 便可以计算复介电常数 ε^*。

对于无损耗介质，即$\frac{\sigma}{\omega\varepsilon} \ll 1$时，平面电磁波的传播速度

$$\upsilon_{p_0} = \frac{1}{\sqrt{\mu\omega}} \tag{5.19}$$

在无损耗介质中电磁波穿过单位距离的时间

$$t_{p_0} = \frac{1}{\upsilon_{p_0}} = \sqrt{\varepsilon\mu} \tag{5.20}$$

把（5.17）式代入（5.20）式，取平方得

$$t_{p_0}^2 = t_{p1}^2 - \frac{\alpha^2}{\omega^2} \tag{5.21}$$

根据衰减系数 α的定义，有

$$\alpha = \frac{1}{L}\ln\frac{E_1}{E_2} \tag{5.22}$$

式中：L 为两接收器间的距离（m）；E_1 和 E_2 为两接收器记录的幅值。如果单位长度上平面电磁波的衰减 A_e 用（$dB \cdot m^{-1}$）为单位表示，则

$$A_e = \frac{8.686}{L}\ln\frac{E_1}{E_2} \tag{5.23}$$

于是

$$\alpha = \frac{A_e}{8.686} \tag{5.24}$$

对于 1.1GHz 发射信号

$$\frac{\alpha^2}{\omega^2} = \left(\frac{A_e}{8.686\times 2\pi f}\right)^2 = \frac{A_e^2}{3604} \tag{5.25}$$

则

$$t_{p_0} = \sqrt{t_{pl}^2 - \frac{A_e^2}{3604}} \tag{5.26}$$

式中：t_{pl}和 t_{p_0}的单位为 ns·m^{-1}；A_e 的单位为 dB·m^{-1}。

因为接收器与发射器非常靠近，实际记录的是球面波而不是平面波。因此，对测量的衰减系数值必须加上一个校正因子 SL 来补偿球形传播的损失

$$A_c = A_e - SL \tag{5.27}$$

A_c 为校正后的衰减系数。根据实验结果，SL 可由下面的经验关系表示

$$SL = 45.0 + 1.3t_{pl} + 0.18t_{pl}^2 \tag{5.28}$$

EPT 仪器的探测深度随地层电阻率不同，大约在 2.5～10cm 之间变化。阿特拉斯公司设计了另一种贴井壁式的浅探测介电测井仪，使用的频率为 200MHz，因而探测深度比 EPT 深些，可达 12.5cm。哈里巴顿设计的高频介电测井仪（HFD）也属于这一类，它使用 1GHz 频率，这个仪器的特点是同时记录四个不同探测深度的曲线，在极板上有一个发射天线和三个接收天线，在每个接收器上记录相位和幅度的绝对值。在发射天线上还接收一个反射信号的相位和幅度。绝对值测量结果，既可以得出和以前一样的由接收器之间的结果计算的介电常数和电阻率，还可以得到由每个接收器和发射器上得到的结果计算的介电常数和电导率。源距最大的接收器所提供的探测深度较过去的仪器深。由于记录了零源距的反射信号使分辨率进一步提高。

二、深探测介电测井仪

深探测介电测井仪同浅探测仪器类似，电磁波由发射天线发出，利用轴向上分开的接收器测量幅值和相位，然后根据衰减系数和相移，计算出地层的电阻率和介电常数。由于深探测介电测井仪的频率比较低，一般为几十兆赫，所以井眼的影响相对较小，在结构上不采用贴井壁方式。目前，发展趋势是采用多频或多源距方式测量，以便记录径向上不同深度的信息。在几十兆赫频率下，电导率和介电常数对电磁波传播均有影响，通过幅度衰减和相位差测量，可以同时确定出介电常数和电导率。

图 5.3 是斯仑贝谢公司的 DPT 仪器天线的排列示意图。四个接收器分为“近”和“远”两对，分别进行衰减系数和相移测量。然后利用式（5.12）和式（5.13）或图 5.4 求出电阻率和介电常数。

根据不同接收线圈的记录结果，可以进行多种介电常数计算。这些计算结果一方面给出剖面参数的径向变化，有时还可以提供自身的质量控制。

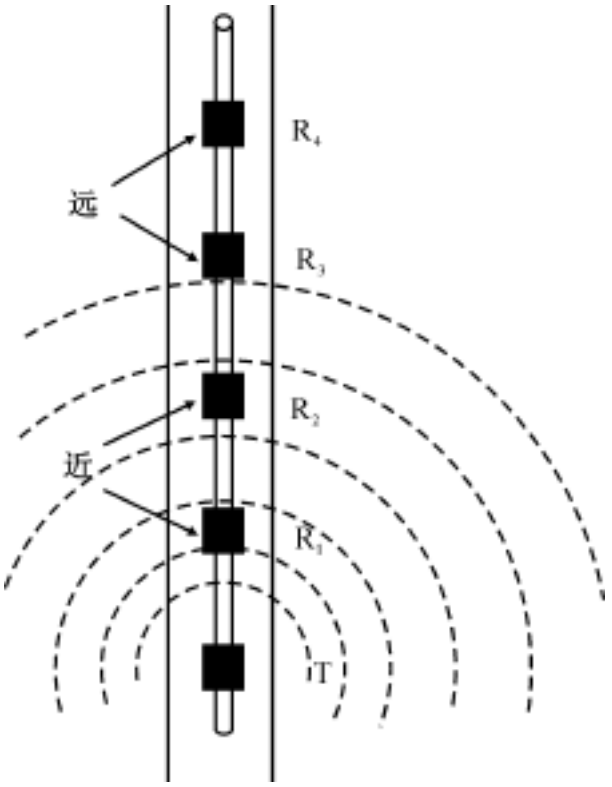


图 5.3　深探测介电测井仪

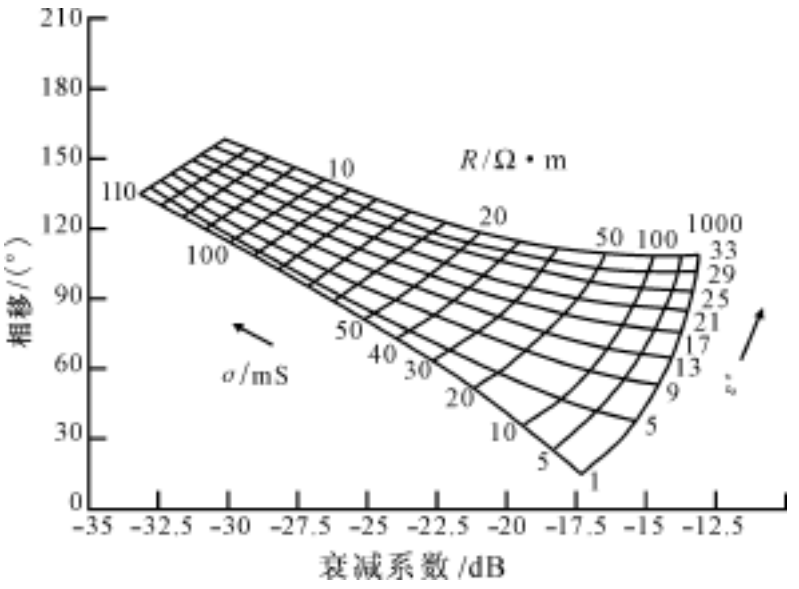


图 5.4　由 DPT 相移和衰减系数变换到 ε和 σ的图版

第四节　解 释 方 法

测井曲线解释包括两部分内容，一是考虑井内流体、泥饼、邻层、侵入带、仪器偏离井轴和井壁不光滑的影响，以便求得准确的真介电常数，二是根据得到的介电常数，利用一定的混合规则求出储层特性。

一、EPT 测井曲线的解释方法

EPT 测量结果主要反映地层中水的含量，而对骨架或其他流体不敏感。因为 EPT 探测深度较浅，所以在渗透性地层主要反映冲洗带中的泥浆滤液。在不渗透的泥岩地层，则反映泥岩的束缚水。

在正常环境下，使用淡水泥浆时，电磁波传播时间基本上不受水的矿化度的影响(图 5.5)。但是，当水的电阻率低于 0.3Ω·m 时，t_{pl}增大。衰减系数随水含盐量增加而增大，矿化度增加使 ε增大，使 ε减小，两种影响趋于抵消。在水溶液的盐达到饱和时，衰减系数将增大到使电磁波严重衰减，以致难以进行测量。

在泥饼厚度小于 1.0cm 情况下，只要极板和井壁接触良好，井眼尺寸和泥饼的影响可以忽略。当泥饼比较厚时，以及井壁不规则使极板与地层间有泥浆存在时，将产生错误读数，需要利用和所用仪器对应的图版或公式进行校正。

我们知道，由导电物质混合律给出的岩石电阻率和含水饱和度之间的关系，称为Archie公式。前面已经指出，反映岩石介电常数与含油或含水饱和度之间关系的混合律还没有一致认识。目前，解释 EPT 测井曲线最流行的表达式有以下几个。

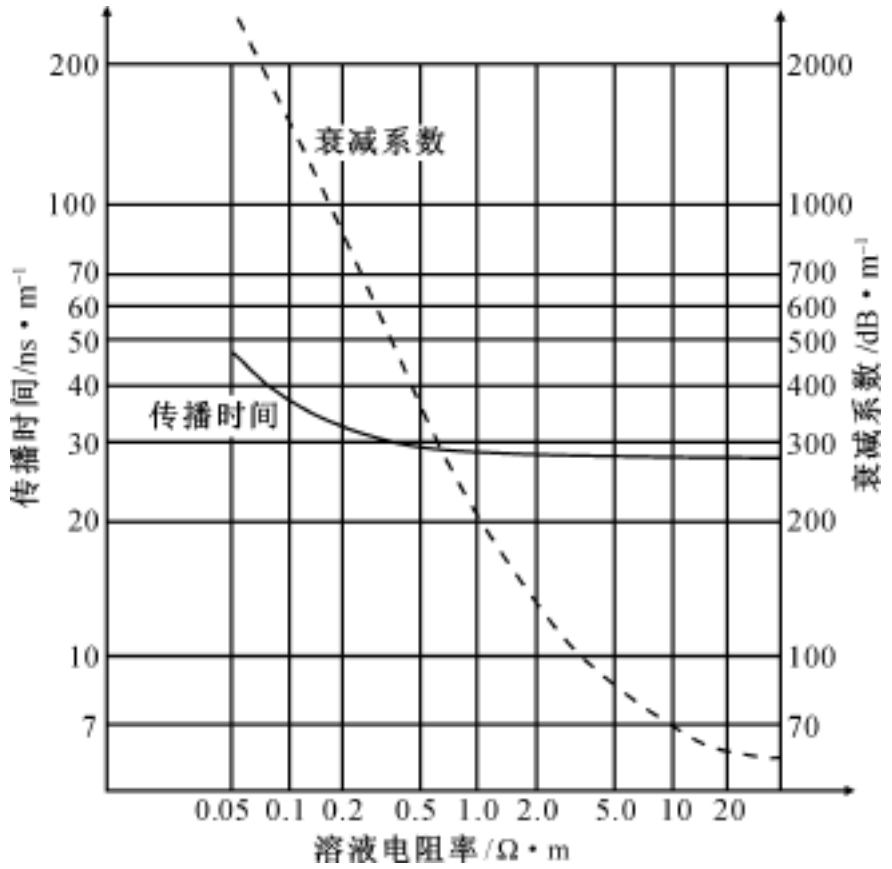


图 5.5　传播时间和衰减系数随矿化度的变化关系

1. t_{p_0}法

t_{p_0}法利用的公式为

$$\sqrt{\varepsilon'} = \phi S_{xo} \sqrt{\varepsilon'_w} + \phi(1 - S_{xo}) \sqrt{\varepsilon'_h} + (1 - \phi) \sqrt{\varepsilon'_{ma}} \tag{5.29}$$

式中 ε'、ε'_w、ε'_h和 ε'_{ma}分别为岩石、孔隙中地层水、烃和岩石骨架复介电常数的实数部分。实际应用时，ε'_w要用地层温度下的纯水（无损耗）的 ε'_{wo}代替。这个公式就是根据(5.5) 式，取 ξ=0.5 得到的。

利用 (5.20) 式，把介电常数用测量值代替，则得到无损耗电磁波传播时间 t_{p_0}方程

$$t_{p_0} = \phi S_{xo} t_{pw_0} + \phi(1 - S_{xo}) t_{ph} + (1 - \phi_t) t_{pma} \tag{5.30}$$

或

$$S_{xo} = \frac{(t_{p_0} - t_{pma}) + \phi_t(t_{pma} - t_{ph})}{\phi(t_{pw_0} - t_{ph})} \tag{5.31}$$

式中：S_{xo}为冲洗带含水饱和度；ϕ_t为总孔隙度；t_{ph}和 t_{pma}为烃和岩石骨架的电磁波传播时间。t_{pw_0}为不导电水的电磁波传播时间，它和温度的关系为

$$t_{pw_0} = 20\left(\frac{10490 - 9T}{6820 + 9T}\right) \tag{5.32}$$

式中 T 为摄氏温度。

如果地层是不含烃的水层，(5.30) 式可以写成

$$\phi = \frac{t_{p_0} - t_{pma}}{t_{pw_0} - t_{pma}} \tag{5.33}$$

如果近似把烃和岩石骨架的电磁波传播时间看作相等，则 (5.31) 式变成

$$S_{xo}\phi = \frac{t_{p_0} - t_{pma}}{t_{pw_0} - t_{pma}} = \phi_{EPT} \tag{5.34}$$

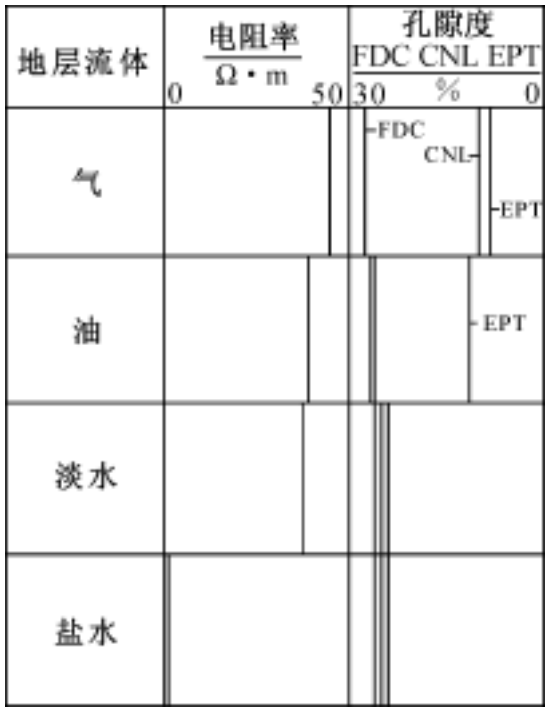


图 5.6　在油、气、水层上各种测井曲线变化示意图

比较（5.33）和（5.34）式可以看出，当地层为水层时，$\phi_{EPT}=\phi$；当地层含有油气时，$\phi_{EPT}<\phi$。因此，利用中子密度测井求得的总孔隙度 ϕ，与 EPT 求得的 ϕ_{EPT} 进行比较，可以划分出含油层。图 5.6 是油、气和水层在电阻率、中子孔隙度、密度孔隙度和 EPT 孔隙度曲线上显示的示意图。利用这个方法的条件是，地层水矿化度必须比较低。

2. 复折射系数法

这个方法的基本关系式为

$$\sqrt{\varepsilon^*}=\phi_{EPT}\sqrt{\varepsilon_w^*}+(1-\phi_{EPT})\sqrt{\varepsilon_{ma}} \tag{5.35}$$

星号表示为复数。因为大多数骨架没有损耗，所以骨架的介电常数只用实部（Rau 等，1980）。用损耗因素表示复介电常数时

$$\varepsilon^*=\varepsilon'-j\varepsilon''=\varepsilon'(1-j\tan\delta) \tag{5.36}$$

运用三角恒等式

$$\tan\delta=\frac{2\tan\delta/2}{1-\tan^2\delta/2} \tag{5.37}$$

代入（5.36）式后再代入（5.35）式，并把实部与虚部分离，得到

$$\frac{\sqrt{\varepsilon'}}{\sqrt{1-\tan^2\delta/2}}=\frac{\phi_{EPT}\sqrt{\varepsilon'_w}}{\sqrt{1-\tan^2\frac{\delta_w}{2}}}+(1-\phi_{EPT})\sqrt{\varepsilon_{ma}} \tag{5.38}$$

和

$$\frac{\sqrt{\varepsilon'}\tan\frac{\delta}{2}}{\sqrt{1-\tan^2\frac{\delta}{2}}}=\frac{\phi_{EPT}\sqrt{\varepsilon'_w}\tan\frac{\delta_w}{2}}{\sqrt{1-\tan^2\frac{\delta_w}{2}}} \tag{5.39}$$

式中：ε'、ε'_w 分别是地层和水的介电常数实数部分；$\tan\delta$、$\tan\delta_w$ 分别是地层和水的损耗因素。

作为温度和含盐量函数的水的介电常数由下式给出：

$$\varepsilon'_w=87.84-0.4112T+0.0008T^2-0.1556-0.413C+0.00158C^2 \tag{5.40}$$

式中：T 为摄氏温度；C 为水的矿化度（g/L）。

$$\varepsilon'_w\tan\delta_w=5.66+2.65C+0.0045C^2 \tag{5.41}$$

根据 EPT 测井提供的 t_{pl} 和衰减系数，可以算出 ε 和 $\frac{\delta}{2}$

$$\varepsilon'=0.09t_{pl}^2-2.4972\times10^{-5}A_c^2 \tag{5.42}$$

$$\varepsilon''=1.832\times10^{-4}A_ct_{pl} \tag{5.43}$$

和

$$\tan\delta=\varepsilon''/\varepsilon' \tag{5.44}$$

反复应用下列步骤解式（5.38）和式（5.39）求 ϕ_{EPT} 和水的含盐量。首先假设一个

侵入带中水的初始含盐量值（通常泥浆滤液含盐量是最好的一级近似）。应用已知的温度值，根据式（5.40）算出这个水的介电常数值 ε'_w。根据式（5.41）确定出水的损耗因素 $\tan\delta_w$。把这些数值和利用测井曲线求出的 ε' 和 $\tan\frac{\delta}{2}$［式（5.42）、（5.43）和（5.44）］代入式（5.38），求出 ϕ_{EPT}。利用算出的 ϕ_{EPT}，由式（5.39）可以算出一个校正后的水的损耗因素。利用这个损耗因素值可以求出一个新的水的含盐量值。这项技术确定的不仅是 EPT 仪器探测范围内的含水孔隙度，而且包括水的含盐量。

3．复时间平均法

这个方法对电磁波传播时间和衰减系数分别写成加权平均公式的形式，即

$$t_{pl} = \phi S_{xo} t_{pw} + \phi(1 - S_{xo}) t_{ph} + (1 - \phi) t_{pma} \tag{5.45}$$

和

$$A = \phi S_{xo} A_w \tag{5.46}$$

骨架和烃的衰减系数为零。

上面介绍了三种常用的混合律关系式，其他研究人员还提出了另一些关系式。这个问题还在继续研究中。

二、深探测介电测井曲线的解释方法

由于深探测介电测井仪在结构上与感应测井仪相似，都是用线圈作为发射和接收装置。20～50MHz 的深探测介电测井仪的探测深度（离井壁距离）大约在 30～50cm 左右，所以对于井内流体和侵入带是敏感的。选择下井仪器的间距和工作频率，使其在地层电阻率和泥浆电阻率变化范围很宽的情况下，尽可能对原状地层的介电常数和电阻率敏感。泥浆和地层电阻率愈低，接收信号的电平愈低。此外，地层电阻率愈低，介电常数测量结果的分辨率愈低。

在泥浆电阻率等于或大于 0.2Ω·m，地层电阻率等于或大于 10Ω·m，井眼直径为 8in（1in = 2.54cm）时，斯仑贝谢公司的 DPT 可以得到满意的精度。如果侵入非常浅，用近接收器在 0.1Ω·m 的泥浆和 3Ω·m 的地层中，可以得到满意的介电常数值。在这种情况下，电阻率可以精确到 1Ω·m。

对于 DPT 仪器，对厚度大于 2.4m 的地层可以得出定量解释结果，小于 2.4m 但不小于 1.2m 厚的地层，可以做出定性解释。

事实上，介电常数和电导率都是随频率变化的。当频率降低时，介电常数增加；相反，当频率降低时，电导率随着降低，这种现象称为频散。图 5.7 是用 4 种矿化度水溶液饱和的岩样的

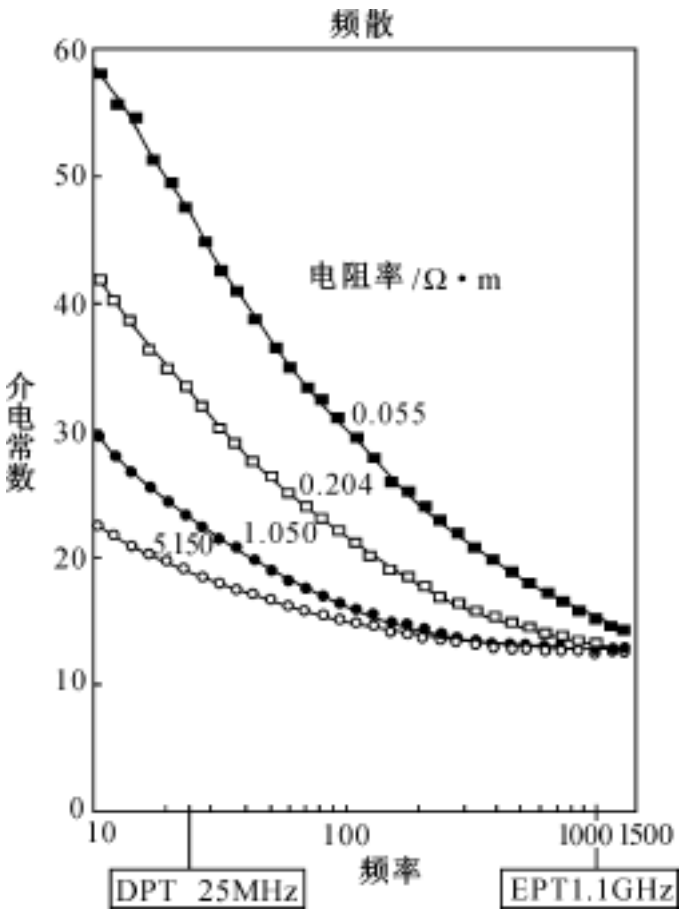


图 5.7　4 种矿化度水溶液饱和岩样在不同频率时的介电常数

实验室介电常数测量结果。在图上可以看出频散现象也与水的矿化度有关。另外，还可以看出当频率大于 1GHz 时，频散现象不明显，所以在解释深探测介电测井曲线时，同解释 EPT 曲线不同，需要考虑频散。

在解释浅探测介电测井曲线时，“t_{p_0}”法的基本关系式为（5.29）式。考虑到频散的影响，在深探测介电测井解释时，采用如下改进形式的公式

$$\sqrt{\varepsilon'} = \phi S_w \sqrt{\varepsilon'^{p}_{w}} + \phi(1 - S_w) \sqrt{\varepsilon'^{p}_{h}} + (1 - \phi) \sqrt{\varepsilon'^{p}_{ma}} \qquad (5.47)$$

式中符号的意义同前面说明的一样，p 称为极化指数，它是引起频散的各种原因，如岩石结构和流体矿化度等的综合反映，可以在矿化度不变的含水纯地层上，利用（5.47）式反推出 p 值，或者利用已知的地层水电阻率由图 5.8 近似确定出。

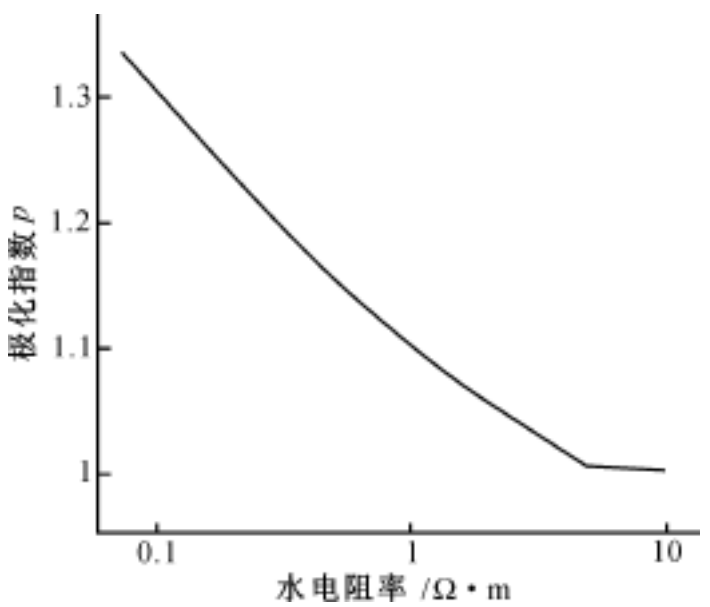


图 5.8　极化指数与水的电阻率的关系

介电测井是处于发展阶段的测井方法，无论仪器、方法理论和解释方法，都还没有达到电阻率测井现在的水平。

第六章　自然电位测井

利用图 6.1 所示的线路，当井下电极 M 在井内移动时，在没有人为供电情况下记录仪中有时可以观测到电位的变化，这就是自然电位。在井内观测自然电位并根据自然电位曲线研究钻孔地质剖面的方法，就叫做自然电位测井。自然电位或自然电流的存在，说明有某种自然电动势存在。那么自然电动势是怎样产生的呢？它和岩层的性质有什么关系？能否用来为石油勘探工作服务呢？这就是本章所要讨论的问题。

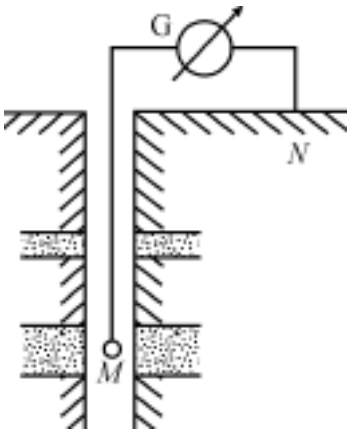


图 6.1　自然电位测井示意图

第一节　石油钻井中自然电场产生的原因

人们在实践中注意到，自然电位与岩性有密切关系。夹在泥岩层中的渗透性砂岩层相对于泥岩有自然电位的异常表现。通常泥岩的自然电位很稳定，在自然电位曲线上表现为一条平行于深度轴的直线，称为泥岩基线。同时还注意到，砂岩层的自然电位异常幅度，不仅和岩性有关，而且同泥浆矿化度和地层水矿化度有某种关系。在个别井中还看到，浅处砂岩层与深处砂岩层的自然电位异常方向有相反的现象。图 6.2 中包括一条实测的自然电位曲线。

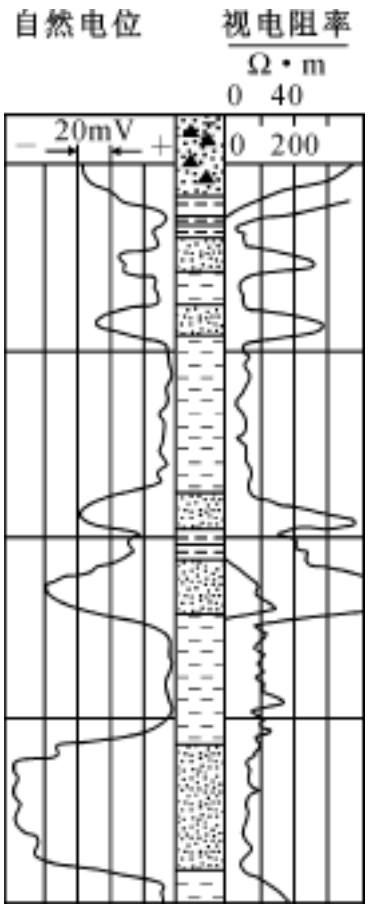


图 6.2　自然电位曲线实例

上述这些现象，最初人们认为，既然泥岩在自然电位曲线上是条直线，那么自然电动势可能主要出现在砂岩层上，其原因是由于不同矿化度的泥浆与地层水之间离子扩散所造成的。我们知道两种不同浓度的盐溶液相接触时。离子将由浓度大的溶液向浓度小的溶液扩散（图 6.3），在扩散过程中，由于正负离子的扩散速度不同（表 6.1），扩散速度较快的离子将在低浓度的溶液中相对增多，扩散速度较慢的离子则在高浓度溶液中相对增多，所以两种溶液将呈现不同电性。由于离子相对集中所形成的电场，反过来影响离子的扩散速度，使原来速度小的加快，速度大的减慢，直到正负离子扩散达到动平衡状态。这时在两种溶液之间形成一个固定的电动势，叫扩散电动势。

表 6.1　在 18℃时几种离子的摩尔电导率 (S · cm^2 /mol)

正离子	摩尔电导率	负离子	摩尔电导率
Na^+	43.5	Cl^-	65.5
K^+	64.6	$\frac{1}{2}SO_4^{2-}$	68
$\frac{1}{2}Ca^{2+}$	51	HCO_4^{2-}	46.7
$\frac{1}{2}Mg^{2+}$	45	$\frac{1}{2}CO_4^{2-}$	60
H^+	315	OH^-	174

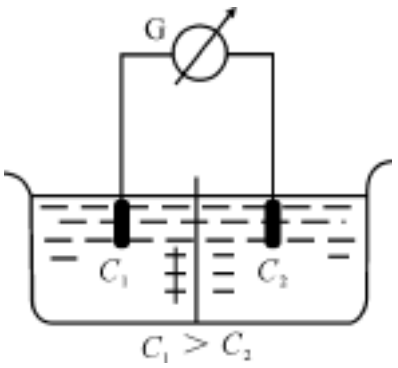


图 6.3　离子扩散示意图

扩散电动势由下式表示

$$E_d = \frac{RT}{F}\frac{n_kU - n_aV}{n_kZ_kU + n_aZ_aV}\ln\frac{C_1}{C_2} \qquad (6.1)$$

或

$$E_d = 2.3\frac{RT}{F}\frac{n_kU - n_aV}{n_kZ_kU + n_aZ_aV}\lg\frac{C_1}{C_2} = K_d\lg\frac{C_1}{C_2} \qquad (6.2)$$

式中：R 是气体常数，为 8.314J/K；F 为法拉第常数，为 96500C/mol；T 为温度，单位是 K；n_a 和 n_k 为每个分子离解后形成的正负离子数；Z_a 和 Z_k 为离子价；U 和 V 为正负离子的摩尔电导率，单位为西门子平方厘米每摩尔；C 为溶液的浓度；K_d 称为扩散电动势系数

$$K_d = 2.3\frac{RT}{F}\frac{n_kU - n_aV}{n_kZ_kU + n_aZ_aV} \qquad (6.3)$$

通常情况下，地层水和泥浆中溶解的主要盐类是 NaCl，这时 $n_k = n_a = 1$，$Z_k = Z_a = 1$，(6.2) 式变为

$$E_d = 2.3\frac{RT}{F}\frac{U - V}{U + V}\lg\frac{C_1}{C_2} \qquad (6.4)$$

扩散电动势系数为

$$K_d = 2.3\frac{RT}{F}\frac{U - V}{U + V} \qquad (6.5)$$

在 18℃情况下，按表 6.1 所列的 Na 和 Cl 摩尔电导率数据，可以算出 $K_d = -11.6$mV，则

$$E_d = -11.6\lg\frac{C_1}{C_2} \qquad (6.6)$$

当 C_1 等于 10 倍 C_2 时，$E_d = -11.6$mV。

在实验室中，如以纯砂岩代替陶瓷隔板放在图 6.3 所示两种溶液之间，重复上述实验 (图 6.4a) 。在 $C_1 = 10C_2$ 的同样条件下，仪器 G 中测得的结果与图 6.3 实验所得结果完全相同，$E_d = -11.6$mV，在浓度低的一边为负。这说明，纯砂岩地层上的自然电位是和矿化度不同的泥浆与地层水之间的离子扩散，即扩散电动势有关。在井中，当地层水矿化度大于泥浆矿化度时，砂岩的自然电位相对于泥岩为负，这种情况和实验结果相符合。但是，在井中对着纯砂岩层测得的自然电位幅度，比在地层水和泥浆的矿化度比值相同的情况下按实验 (图 6.4a) 或公式 (6.1) 所得到的数值大得多。这说明还有另外的因素起作用。

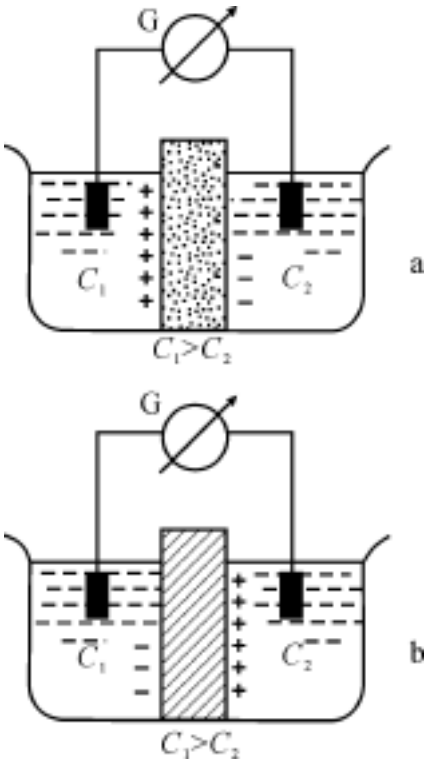


图 6.4　离子通过砂岩 a 和泥岩 b 扩散的示意图

为了弄清上述问题，作了如图 6.4b 的实验。在两种不同浓度的 NaCl 溶液中间放入泥岩，这时在两种溶液之间测得的电位差不仅在数值上比图 6.4a 实验得到的大，而且方向刚好相反：低矿化度的溶液带正电，高矿化度的溶液带负电。例如，当 $C_1 = 10C_2$，常温下（18℃）测得的电位差为 58mV。这种现象可以作如下解释：当离子经过泥岩从高矿化度的溶液向低矿化度的溶液扩散时，由于泥岩中粘土矿物表面带有负电荷，对负离子 Cl^- 有阻挡作用，使它不能通过，只有正离子 Na^+ 通过。所以在低矿化度溶液中正离子相对增多，而在高矿化度溶液中负离子相对富集。由于泥岩对负离子的阻挡和允许正离子通过的作用，在两种溶液之间造成的电动势称为薄膜电动势 E_m。可见，薄膜电动势相当于 $V=0$ 时的扩散电动势，所以溶液为 NaCl 时的泥岩薄膜电位 E_m 为

$$E_m = K_m \lg \frac{C_1}{C_2} = 2.3 \frac{RT}{F} \lg \frac{C_1}{C_2} \qquad (6.7)$$

式中 K_m 叫做薄膜电动势系数。

当 $C_1 = 10C_2$ 时，$E_m = 58mV$。这个数值和图 6.4b 实验所得结果完全相同。因此可以看出，夹在泥岩中间的砂岩层的自然电位异常，不仅和砂岩层本身有关，而且和围岩有关。图 6.5a 左边图中的箭头方向是表示离子扩散方向，在图上还用正负号标出了正负离子相对增多的情况。图 6.5b 画出了由于扩散电动势 E_d 和薄膜电动势 E_m 造成井内自然电流的方向。对造成自然电流来说，E_m 和 E_d 是串联的，总电动势称为电化学电动势，以 E_{ec} 表示

$$E_{ec} = K_{ec} \lg \frac{C_1}{C_2} \qquad (6.8)$$

式中 K_{ec} 称为电化学电动势系数。

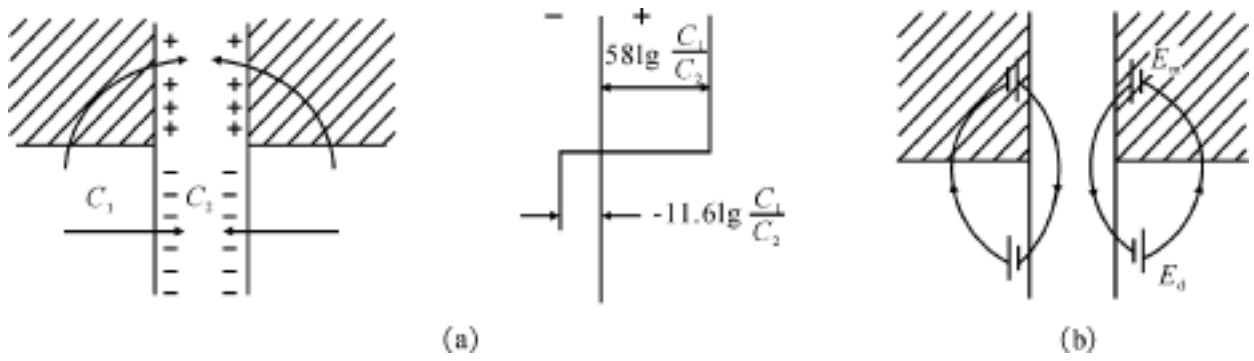


图 6.5　井内离子扩散方向（a）和自然电流方向（b）示意图

上面各式中的溶液浓度 C_1 和 C_2 可以近似地用溶液的电阻率倒数 $1/R$ 代替，如地层水电阻率用 R_w 表示，泥浆滤液电阻率用 R_{mf} 表示，则 $C_1 = \frac{1}{R_w}$，$C_2 = \frac{1}{R_{mf}}$，所以（6.8）式可以写成

$$E_{ec} = K_{ec} \lg \frac{R_{mf}}{R_w} \qquad (6.9)$$

由于自然电位曲线是以泥岩为基线，对于 NaCl 溶液，在 18℃情况下

$$E_{ec} = -69.6\lg\frac{R_{mf}}{R_w} \tag{6.10}$$

当 $R_{mf}=10R_w$ 时，$E_{ec}=-69.6\,mV$，这个数值和在井内纯砂岩上观测到的自然电位相当接近。因此，可以认为井内的自然电位主要由电化学电动势造成的。

根据实验和钻孔内的观察，在井中还存在着另一种自然电动势，称为过滤电动势(也叫做动电电动势)。它是在泥浆柱和地层压力差作用下，泥浆向地层渗滤时产生的。Hill、Anderson（1959）和 Gondouin、Scalar（1958）等人分别证实，在泥岩、渗透性地层井壁上的泥饼和被侵入的渗透性地层，都能产生过滤电动势。

岩石固体颗粒与溶液接触时，由于多种原因固体表面带有电荷，在界面会形成偶电层。例如，砂岩和灰岩表面带负电，粘土表面带很强的负电，于是溶液中的正离子浓度在表面附近加大，紧靠近表面形成一个很薄的“固定层”，接着是扩散层，然后过渡到电中性的溶液。扩散层随液体的运动是可动的。如果假定中性溶液的电位为零，则扩散层与“固定层”交界处的电位称为 ξ电位。当孔隙流体在压力差作用下流动时，带有多余正电荷的扩散层也将随着一起运动。于是在流动液体两端产生不同符号电荷的积累而形成电位差。Lynck（1962）对过滤电动势 E_k 提出如下关系式

$$E_k = \frac{\xi\varepsilon R_{mf}}{4\pi\mu}\Delta P \tag{6.11}$$

式中：ΔP 为流体两端压力差；ξ为 ξ电位；ε、μ和 R_{mf}分别为泥浆滤液的介电常数、黏滞系数和电阻率。

因为泥饼的渗透性很差，和泥岩相似，泥浆柱和地层间的压力差主要降在泥饼上。同时，泥饼上和泥岩上产生的过滤电动势在方向上一致、大小相近。因此，通常情况下泥饼和泥岩上的过滤电动势可以互相抵消，观测到的，过滤电位很小，可以忽略不计。然而，在泥浆柱压力与地层压力差别很大，如枯竭层或泥浆比重很大的情况下，或者地层渗透率很低，因而泥饼很薄时，过滤电动势则不能忽略。因为在这种情况下，泥饼和泥岩上的过滤电动势不能相互抵消。

顺便指出，在金属矿和煤田钻孔中也观测到自然电位，但是金属矿层和煤层的自然电位则是由另外的氧化还原电动势造成的。

第二节　影响自然电位曲线幅度和形状的因素

自然电位曲线的幅度和形状首先取决于自然电动势的大小，其次和自然电流分布有关，而自然电流的分布是受介质的电阻率和几何形状及体积大小所控制的。例如，地层电阻率、地层厚度、泥浆电阻率、井径和围岩电阻率等。

一、影响自然电动势的因素

如果过滤电动势可以忽略（大多数情况下是如此），则自然电动势主要和温度、岩性、泥浆滤液与地层水电阻率的比值，以及泥浆与地层水的离子成分有关。

1. 温度的影响

温度的变化将引起电化学电动势系数的改变。当地层温度为 t 时，它的电化学电动势由下式决定

$$E_{ec} = K_{ec}^{18} \frac{273 + t}{291} \lg \frac{R_{mf}}{R_w} \qquad (6.12)$$

式中 K_{ec}^{18} 为温度等于 18℃时的电化学电动势系数。

2. 岩性影响

当砂岩中含有泥质时，由于泥质颗粒对负离子阻挡作用，使得负离子的摩尔电导率发生变化，于是扩散电动势系数将和纯砂岩的不同。例如，对于 NaCl 溶液来说，在常温下扩散电动势系数将大于 - 11.6mV，随着泥质含量的增多，甚至可以变成正的，因此自然电位幅度与含有相同地层水的纯地层的自然电位幅度相比将要降低。泥质含量继续增多，扩散电动势系数也继续增大，当泥质多到一定程度时，负离子完全不能通过，其数值达到 58mV，这时岩层就同泥质围岩没有区别了。

在讨论自然电动势产生原因时，把通过纯砂岩扩散产生的电动势叫扩散电动势，通过泥岩扩散产生的电动势叫薄膜电动势，而实际上在石油钻井中观测到的自然电位是由相邻两层扩散和薄膜电动势共同作用的结果。另外，在每一岩层中（除理想的纯砂岩处），扩散和薄膜作用往往也是同时存在，不能截然分开。

如果泥质围岩不能很好地阻止负离子通过，即负离子的摩尔电导率 V≠0，薄膜电动势将要减少。例如，对 NaCl 溶液来说，将小于 58mV。遇有这种情况，还可能见到泥岩基线偏移现象。

因此，不论是砂岩层含有泥质，还是泥质围岩的薄膜作用减弱，都将使总的自然电动势减小。如果泥岩比较稳定，则总自然电动势将随岩层泥质增多而减小。根据这个关系，有可能利用自然电位曲线估计砂岩层的泥质含量。

在一些地区，如根据实验得到了不同岩性地层的电化学电动势系数值，这对仔细研究本地区的自然电位曲线是很有用的。当然，电化学电动势系数还和溶液的化学成分等其他一些因素有关。

3. 泥浆和地层水中电解质成分的影响

扩散电动势系数值与溶液的化学成分有直接关系，通过下面一些数据的比较，可以看出电解质成分对自然电位的影响。

当相接触的两种溶液含有相同电解质时，它们的 K_d 值如表 6.2 所示（Вендельштейн, 1966）。

表 6.2　含相同电解质溶液接触时的扩散电动势系数 K_d（18℃）

电解质	NaCl	$NaHCO_3$	$CaCl_2$	$MgCl_2$	Na_2SO_4	KCl
K_d	- 11.6	+2.2	- 19.7	- 22.5	+5	- 0.4

如果相接解的溶液含有不同的电解质，例如地层水中除了 NaCl 之外还含有 $NaHCO_3$，或 $CaCl_2$ 时，在地层水矿化度大于泥浆矿化度的情况下 18℃时的扩散电动势系数如表 6 - 3 所列。

表 6.3　NaCl 溶液与 $NaCl + CaCl_2$ 和 $NaCl + NaHCO_3$ 溶液接触时的扩散电动势系数 K_d（18℃）

$CaCl_2$ 含量/	0	10	30	50	100
K_d	- 11.6	- 15.7	- 18.7	- 22	- 22.3
$NaHCO_3$ 含量/	0	10	30	50	100
K_d	- 11.6	- 10.3	- 7.6	- 4.1	- 3.6

如果地层水中电解质的主要成分为 NaCl，而在泥浆中除 NaCl 之外还含有 NaOH 时，在 18℃和地层水矿化度大于泥浆矿化度的同样条件下，K_d 值如表 6.4 所列。

表 6.4　$NaCl + NaOH$ 溶液与 NaCl 溶液接触时的扩散电动势系数 K_d（18℃）

NaOH 含量/	0	10	20	30
K_d	- 11.6	- 11.2	- 9.7	- 8.9

在不同地区，应该根据本地区地层水的化学成分和泥浆的化学成分，来研究它们对自然电位的影响。

4. 地层水和泥浆的矿化度比值的影响

从公式（6.8）或（6.9）明显看出，当地层水矿化度与泥浆矿化度比值不同时，电化学电动势将不同：在地层水矿化度大于泥浆矿化度（或地层水电阻率小于泥浆电阻率）时，砂岩相对于泥岩有负的自然电位异常；在地层水矿化度小于泥浆矿化度时，砂岩相对于泥岩有正的自然电位异常，当地层水矿化度等于泥浆矿化度时，电化学电动势为零，无自然电位异常。地层水与泥浆的矿化度差别愈大，电动势愈大。

根据上述关系，当已知泥浆矿化度（或电阻率）时，则根据自然电位异常就可以估计地层水矿化度。

二、影响自然电流分布的因素

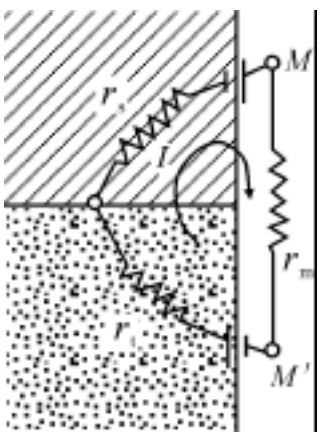


图 6.6　自然电流等效电路示意图

自然电位在井内的分布直接决定自然电位曲线的形状，它和自然电流在井内的分布有关；而自然电流分布是由介质的几何分布和电阻率高低所决定。

在自然电动势作用下，通过井内泥浆、岩层和围岩造成自然电流回路，如图 6.5，其等效电路如图 6.6 所示。图中 r_m、r_s、r_t 分别为泥浆、围岩、岩层的等效电阻。根据闭合线路中总电位降等于总电动势的道理，按图 6.6 应有

$$E_{ec} = Ir_m + Ir_s + Ir_t \qquad (6.13)$$

式中 Ir_m 为自然电流在井中的电位降，这里用 V_{SP} 表示，则

$$V_{SP} = E_{ec} - I(r_t + r_s) \qquad (6.14)$$

V_{SP} 就是自然电位幅度 SP，这里用 V_{SP} 表示只是为了强调它是自然电流在井中的电位降。

从（6.13）式解出 I 代入（6.14）式，则有

$$V_{SP} = E_{ec} \frac{1}{\left(1 + \frac{r_t + r_s}{r_m}\right)} \tag{6.15}$$

从（6.14）式和（6.15）式看出，一般情况下自然电位幅度比自然电动势要小，并且随着 r_m 与 r_s 和 r_t 的数值大小不同，V_{SP} 与 E_{ec} 的差别程度将不同。

当围岩和岩层的电阻率相对于泥浆电阻率增大时，$I(r_t + r_s)$ 增大，自然电位幅度 SP 将减小。围岩与岩层的电阻率相同时，电流线在界面两侧成对称分布，所以自然电位曲线在界面两侧的形状相同。当岩层电阻率大于围岩电阻率（$R_t > R_s$）时，岩层部分的电流线比围岩部分的要疏一些，所以界面两侧的曲线形状不同，对着地层部分比较平缓。当岩层电阻率低于围岩电阻率（$R_t < R_s$）时，自然电位曲线对着围岩部分比较平缓，如图 6.7 所示。

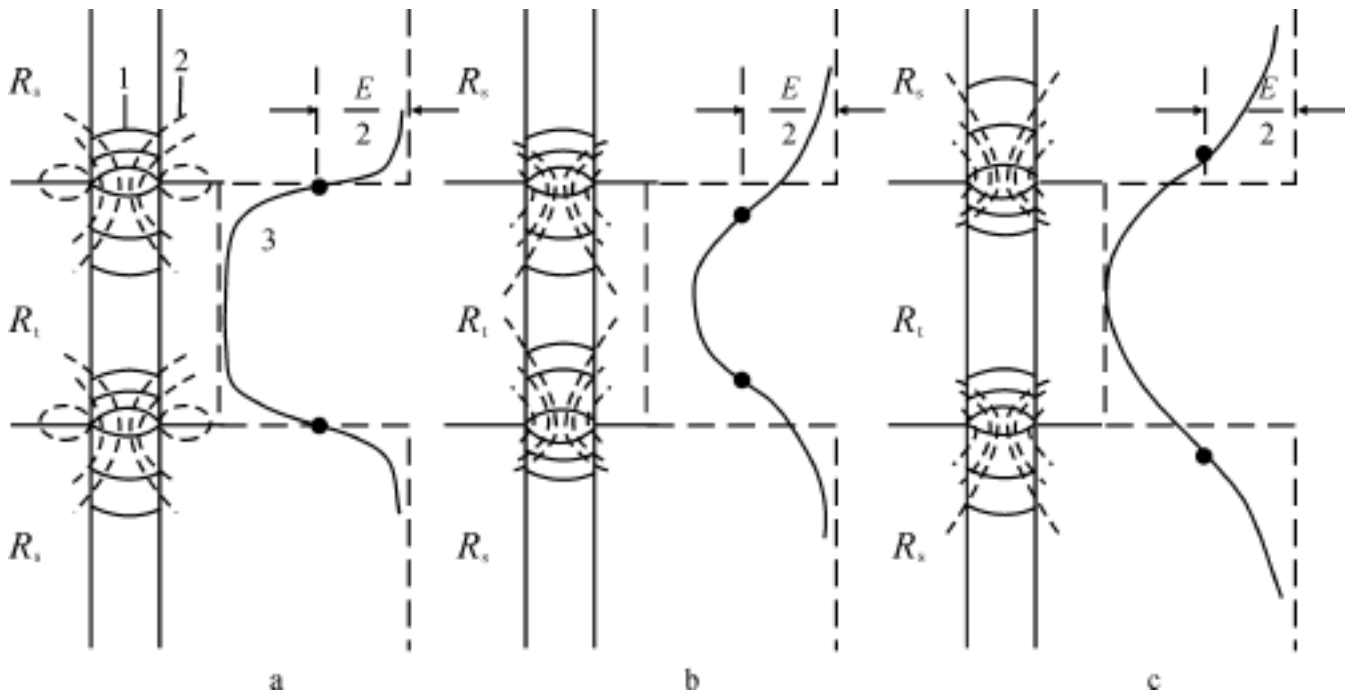


图 6.7　井中自然电场分布示意图

a—$R_s = R_t$；b—$R_s < R_t$；c—$R_s > R_t$；1—等位面；2—电流线；3—SP 曲线

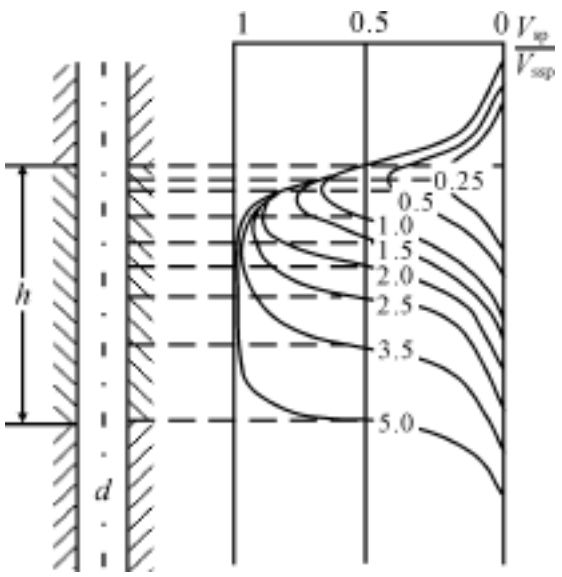


图 6.8　不同厚度地层的自然电位曲线

曲线模数 $\frac{h}{d}$

在岩层厚度比较大，各部分介质的电阻率差别不大（$R_t \approx R_m \approx R_s$）的情况下，$I(r_t + r_s)$ 和 Ir_m 相比，可以忽略不计。因为这时岩层和围岩对自然电流的截面积比井的截面大得多，所以电阻就小得多。因此

$$V_{SP} \approx E_{ec} \tag{6.16}$$

对于纯砂岩层，接近于自然电动势的自然电位幅度值，称为静自然电位（V_{SSP}），对于含泥质砂岩层称为假静自然电位（V_{PSP}），它相当于自然电流断路时在图 6.6 中 M 和 M 两点间的电位差。

当岩层厚度比较小时，自然电流在岩层中的电位降将增加，V_{SP} 和 E_{ec} 之间差别将比较明显。地层愈薄，它对自然电流的截面积愈小，电阻就愈大，所以自然

电位幅度愈低。图 6.8是在围岩很厚，岩层导电性均匀，并且没有侵入的情况下理论计算的结果。

从图 6.7 和图 6.8 可以看出，地层的自然电位曲线形状和特点是：曲线对称于地层的中点，在地层足够厚时，界面处的异常值等于曲线异常幅度的一半（半幅度点）。因此，当地层足够厚时，可以根据半幅度点来划分地层界面。随着地层厚度变薄，界面逐渐移向曲线异常幅度的顶部，这时就不能用半幅度点来确定地层界面了。

图 6.8 中的厚度是以井径 d 为单位表示的，所以井径扩大和地层厚度减小的作用相当，井径愈大，泥浆柱的电阻愈小，自然电位幅度值就愈低。

当井内充满盐水泥浆时，由于 r_m 很小，自然电位幅度将大大降低。这时由于曲线变化不明显将很难用以划分地层。

当地层电阻率 R_t 增大时，自然电流在地层内电位降加大，则 SP 下降。因此，对于厚度相同。岩性一样的油层和水层，自然电位幅度将不同，低电阻率含水层的自然电位幅度

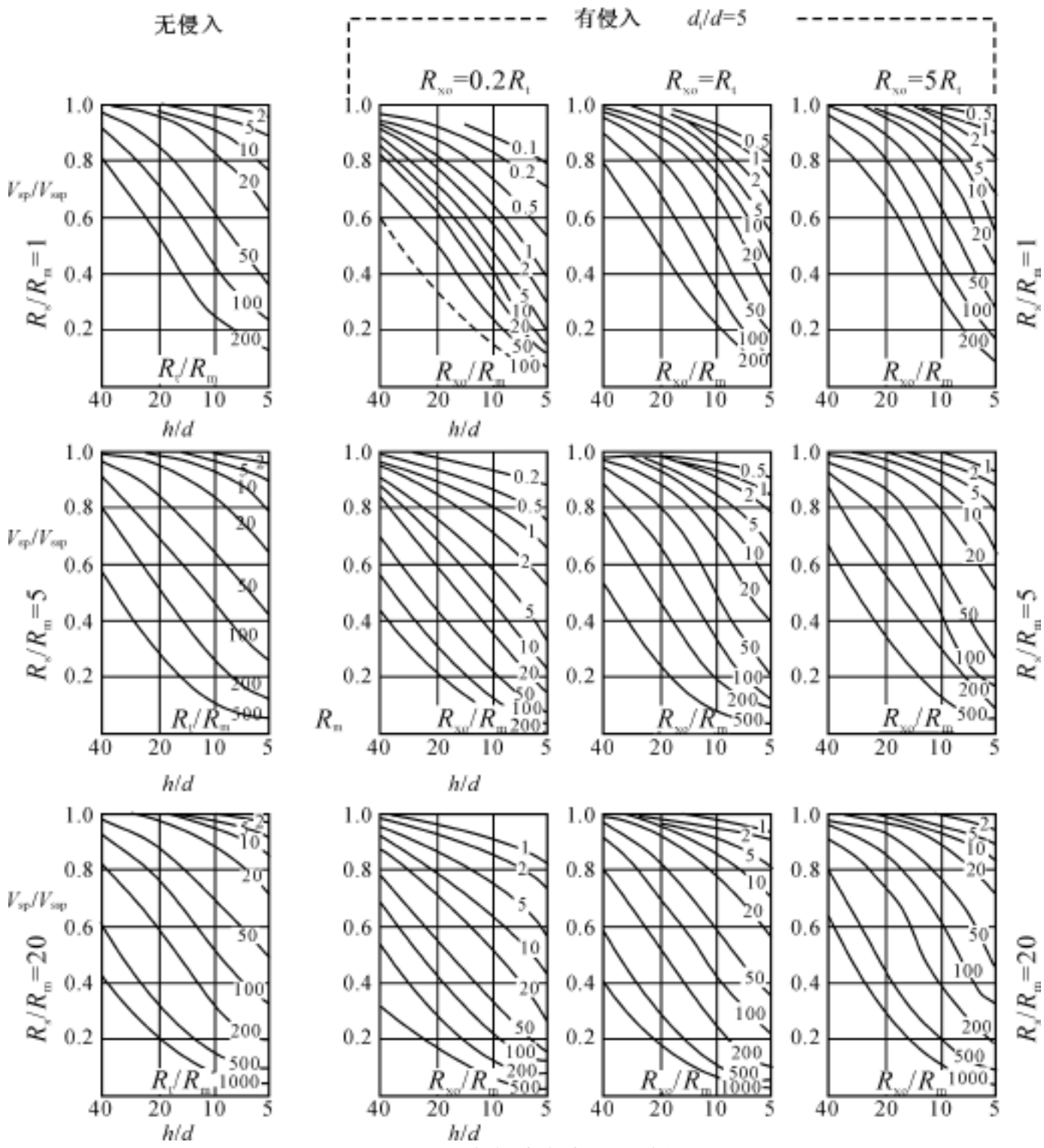


图 6.9　自然电位校正图版

大于高电阻率油层的自然电位幅度。油层比水层的自然电位幅度低，还和另外一些因素有关，特别是与地层的泥质含量有关。

泥浆侵入对自然电位也有影响，泥浆侵入相当于井径扩大，泥浆侵入带中的液体是泥浆滤液，扩散电动势发生在冲洗带和原状地层之间。因此，侵入带愈深，自然电位幅度也相应地降低。

以上各种因素对自然电位幅度的影响，综合反映在图 6.9 中。左边一列的三个图版是在无侵入条件下作出的，右边三列九个图版是在有泥浆侵入条件下作出的，每一列对应一定的冲洗带电阻率 R_{xo} 与地层电阻率 R_t 的比值。各横排对应不同的 R_s/R_m。曲线参数为 R_t/R_m，(无侵入时) 或 R_{xo}/R_m (有侵入时)。知道了这些有关参数之后，就可以利用图版根据实测自然电位值 V_{SP} 求得静自然电位值 V_{SSP}。

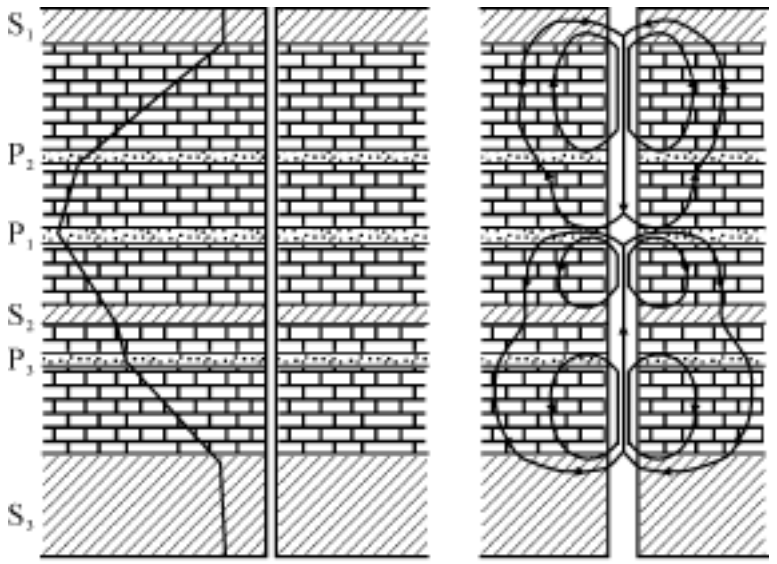


图 6.10　高电阻率地层中自然电位曲线形状示意图

1—泥岩；2—致密高阻层；3—渗透层

如果渗透性地层与泥岩夹在高电阻率地层之间，高电阻率地层对自然电流分布的影响如图 6.10 所示。由泥岩 S_1 流向渗透性地层 P_2 的自然电流，大部分被限制在 S_1 和 P_2 之间的井眼中，因为在这个井段中地层的电阻率很高。在这个井段中，井眼里的自然电流强度保持为常数，如果井眼直径不变，则自然电流在井内单位长度上的电位降为常数，则自然电位曲线表现为一条倾斜直线。

在这类地层中，自然电流只能从泥岩层或渗透性岩层进入或离开井眼。在自然电位曲线上有一系列直线段，直线段的斜率在每个渗透层处 (曲线凹进的一边朝着泥岩基线) 和泥岩层处 (曲线凸出的一边朝着泥岩基线) 发生变化。在这种高电阻率岩层剖面中，渗透层的界面不能按自然电位曲线准确地划分出来。

第三节　自然电位曲线的应用

目前，自然电位曲线主要有以下三方面用途：划分渗透性地层、确定地层水电阻率和估计地层中泥质含量。

一、划分渗透性岩层

一般情况下，井内泥浆和地层水的矿化度总是有比较明显的差别，也就是说具备产生自然电动势的条件。渗透性地层在自然电位曲线上一般都有明显的异常显示，因此，自然电位测井是从砂泥岩剖面上划分出渗透性地层的重要手段。

砂岩层的渗透性好坏和岩石中含泥质多少有直接关系，而自然电位曲线也受岩石中泥质含量的影响。一般渗透性好的地层（颗粒粗、分选好、含泥质少），在地层水矿化度大于泥浆矿化度的情况下，自然电位为较大的负异常；渗透性差、致密的地层（颗粒细、分选差、含泥质多），自然电位为较小的负异常。因此，根据自然电位曲线可以粗略地判断岩层的渗透性。

在砂岩中含有泥质夹层时，如果夹层的厚度不是很薄，在自然电位曲线上往往也能比较清楚地反映出来。所以，在一些地区不仅利用自然电位曲线定性地划分渗透性地层，而且还利用自然电位曲线和微电极曲线相配合，确定储集层的有效厚度。

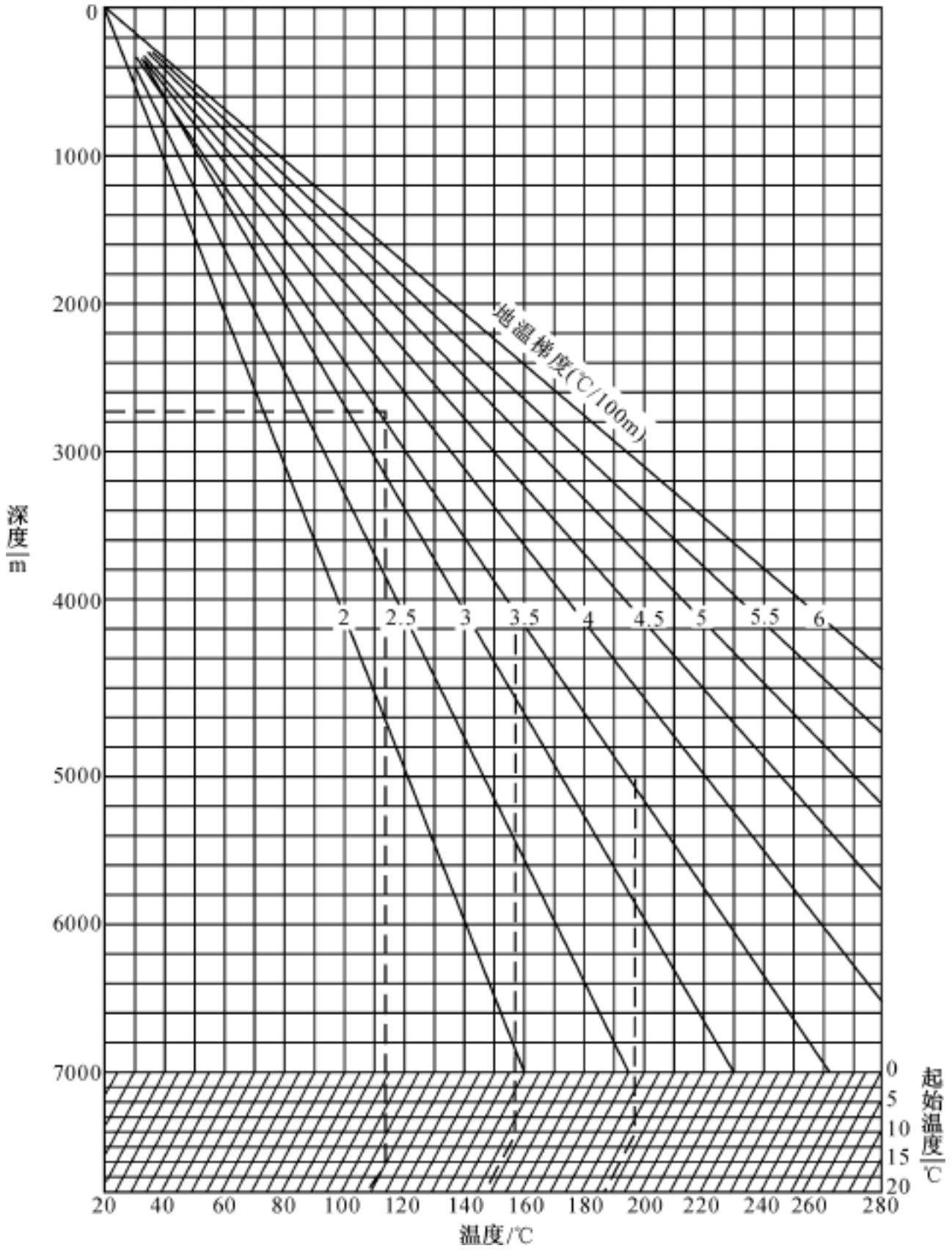


图 6.11　估计地层温度的图版

二、确定地层水电阻率

利用自然电位曲线确定地层水电阻率时，要选择地层厚度足够大、泥浆侵入不深、地层泥质含量很低的含水砂岩层。首先根据已知岩层电阻率、泥浆电阻率、地层厚度和井径等数据，把自然电位曲线校正到静自然电位（即电化学电动势），然后利用关系式(6.9)，在已知 K_{ec}、R_{mf}值情况下，便可以求出地层水电阻率 R_w。

求地层水电阻率 R_w 的步骤归纳如下：

(1) 从自然电位曲线上读出幅度值 V_{SP}，然后利用图 6.9 按已知岩层厚度 h、井径 d、岩层电阻率 R_t、围岩电阻率 R_s、冲洗带电阻率 R_{xo}和泥浆电阻率 R_m 求出校正系数 υ(自然电位/静自然电位)，则静自然电位 V_{SSP}（或电化学电动势 E_{ec}）为

$$V_{SSP} = E_{ec} = \frac{V_{SP}}{\upsilon} \tag{6.17}$$

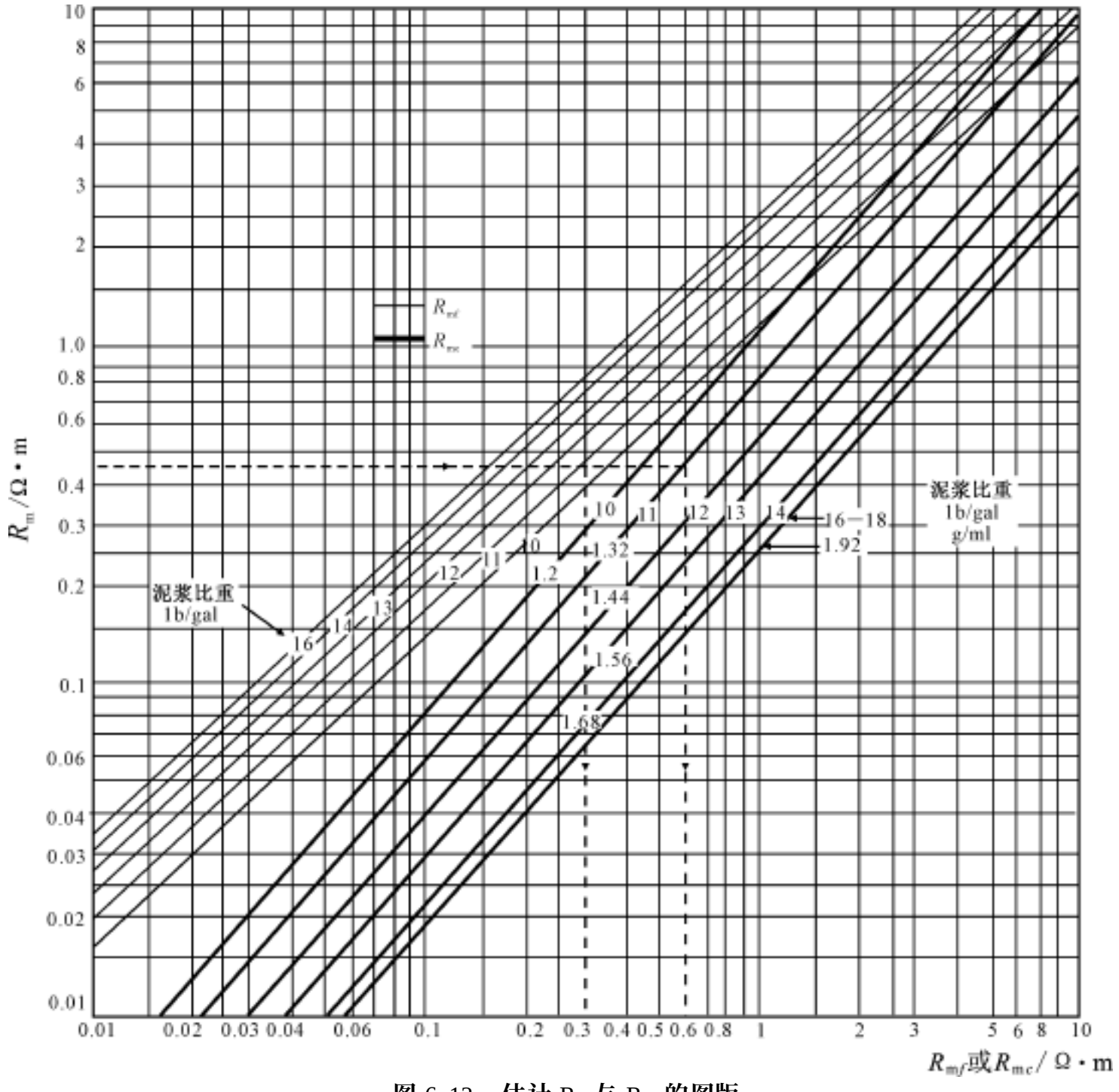


图 6.12　估计 R_{mf}与 R_{mc}的图版

(1b/gal = 0.1198kg/m³)

(2) 根据地层温度 t 和已知的电化学电动势系数 K_{ec}^{18}，按下式算出对应于地层温度 t 的电化学电动势系数

$$K_{ec}^{t} = \frac{273 + t}{291} K_{ec}^{18}$$

当地层水中溶解的主要盐类为 NaCl 时，$K_{ec}^{18} = -69.6$。

地层温度 t 可以根据图 6.11 的图版进行估计。使用图版时，只要知道地层深度、地温梯度和起始（地表）温度，就可以在横坐标上求出地层温度。

(3) 根据地层温度下的泥浆电阻率 R_m，按图 6.12 的图版可以确定出泥浆滤液的电阻率 R_{mf}。图版的纵坐标为泥浆电阻率 R_m，横坐标为泥浆滤液电阻率 R_{mf}，曲线的模数为泥浆的比重。使用图版时，根据已知 R_m，在纵坐标上找出相应的点，由该点引水平线交于模数为已知泥浆比重的曲线上，由该交点向下引垂线交于横坐标轴的一点，则该点读数即为 R_{mf}。

(4) 根据 K_{ec}，按（6.9）式求出比值 $\frac{R_{mf}}{R_w} = X$。

(5) 根据以上求得的 R_{mf} 和 X，则地层水电阻率 R_w 为

$$R_w = \frac{R_{mf}}{X}$$

需要注意，只是对于浓度不太高的 NaCl 溶液，电阻率才和浓度成反比，即在这个条件下，(6.8) 式才能写成 (6.9) 式。在浓度高或其他水型时，浓度和电阻率就不保持准确的反比关系（图 6.13）。这时如果仍按反比关系计算，求出的溶液电阻率称作该溶液的等效电阻率，记作 R_{we} 或 R_{mfe}，所以按（6.9）式求得的比值为 R_{mfe}/R_{we}。

按图 6.12 求出 24℃的 R_{mf} 如果大于 0.1Ω·m，则根据经验可以取 $R_{mfe} = 0.85R_{mf}$，如

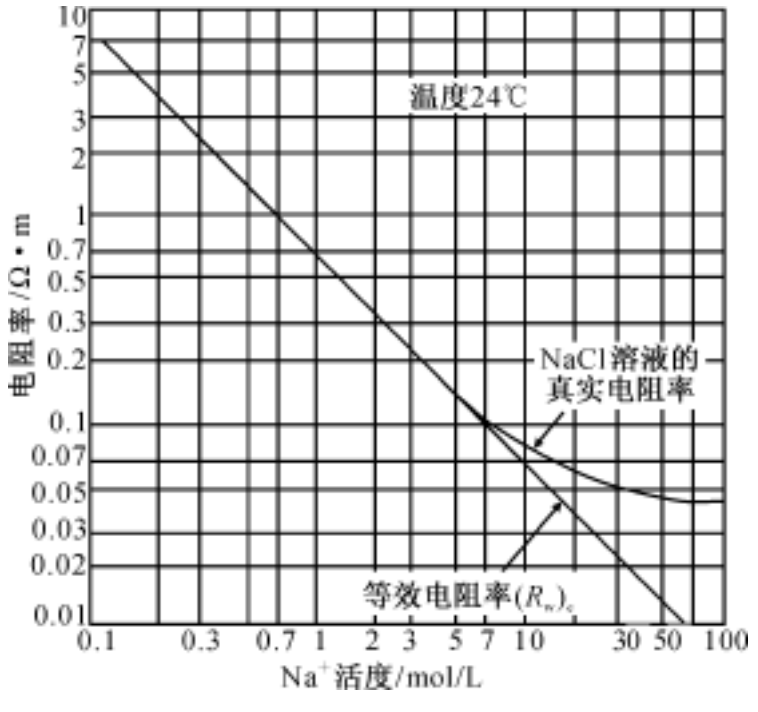


图 6.13　溶液电阻率和离子活度关系曲线

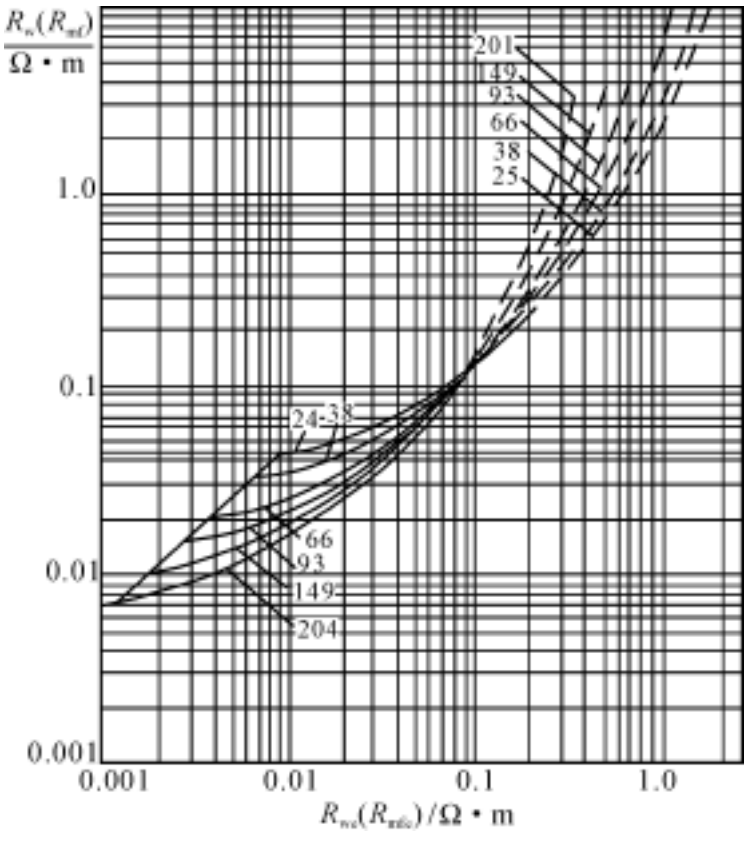


图 6.14　R_w 和 R_{we}（也是 R_{mf} 和 R_{mfe}）的关系曲线
（曲线模数：温度℃）

果小于 0.1Ω·m，则利用图 6.14 实线部分由 R_{mf} 求出 R_{mfe}。由 R_{mfe} 按下式求出 R_{we}：

$$R_{we} = \frac{R_{mfe}}{X}$$

最后再利用图 6.14 由 R_{we} 求出 R_w。

如果地层水和泥浆中的电解质成分和 NaCl 差别很大，最好先求出相应的 K_{ec} 值，然后计算地层水电阻率 R_w。但是，如果有明显的过滤电动势存在，就不能再用此法求 R_w 了。

三、估计泥质含量

泥质和岩石中其他固体成分在物理性质上有很大差别，它的存在几乎对各种测井结果都发生影响。另一方面泥质对于岩石储集性也有重要影响，因此，确定岩石中泥质含量是测井解释的一项重要任务。

利用自然电位测量结果估计泥质含量的方法，是以大量实验研究工作为基础的。在一个地区。根据具体条件可以用实验直接确定自然电位（经过厚度和岩层电阻率等校正）和泥质含量之间的关系，或者含泥质地层与纯砂岩地层的自然电位比值同泥质含量之间的关系。有了这种关系曲线，就不难根据自然电位曲线确定岩层的泥质含量。

对于含层状泥质的泥质砂岩层，通常利用下面公式近似估计地层泥质含量

$$V_{ah} = 1 - \frac{V_{PSP}}{V_{SSP}} \qquad (6.18)$$

式中：V_{SSP} 是解释层段中含水纯地层的静自然电位；V_{PSP} 是被解释地层的假静自然电位，它是该层在自然电位曲线上的幅度值 V_{SP}，经（6.17）式校正后得到。

当地层含有分散状泥质时，由这个关系式给出的泥质含量将偏高。对于含油地层，由于 V_{PSP} 比相同地层含水时的 V_{PSP} 小，所以给出的泥质含量也将偏高。因此，一般情况下，由这个方法给出的泥质含量是上限值。

第七章　声 波 测 井

声音是大家最熟悉的物理现象。声音以波的形式在各种物质中传播，故也称声波。声波的传播速度在各种物质中差别很大。就是在岩石中传播，也有很大差别。这种差别与岩石的致密程度和结构以及岩石孔隙中充填的物质等有着密切的关系。

利用声波进行地质勘探已有多年历史。大家熟悉的地震勘探大约在 70 年前已经开始。在海洋勘探、国防和其他国民经济部门中，声波的利用也是很广泛的。声波测井是依据声学原理建立的多种井中探测方法的统称。它通过记录由井内激发源经井内流体和井外介质传播到达接收器的瞬态脉冲波列，进而对地层岩性和储集性进行定量解释以及对井孔技术状况做出评价的一门应用学科。

在石油钻井中现在广泛采用的声波测井方法有：研究声波速度变化的声波速度测井；研究声波幅度衰减以检查固井水泥封固情况的声波幅度测井；研究井壁反射声波的声波电视测井等。利用声波其他特征的测井方法仍在不断出现。

声波速度测井于 1951 年提出。最初是想通过声波测井取得岩层声波速度资料，提供地震勘探进行解释。但是，通过实践经验的不断总结，发现声波速度同岩层孔隙度之间有密切关系。目前，声波速度测井已成为确定岩层孔隙度的重要手段，所以声波速度测井在各类地区的测井组合中都占有相当重要的地位。声波测井目前仍有许多可利用的信息有待进一步开发。

第一节　声波测井的物理基础

一、声波物理性质简述

对于声波测井来说，声源的能量较小，作用的时间较短，岩石可以被看作是弹性体。

弹性波在介质中的传播是介质质点振动的传播过程。描写这一过程的基本关系式，就是大家熟知的波动方程

$$\rho \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} = V^2 \Delta^2 \psi$$

有关声波的大多数理论文献，主要讨论在不同的初始条件和边界条件下波动方程的解。

振动传播过程中，质点的振动方向与波的进行方向一致时，称为纵波（压缩波）。质点的振动方向与波的前进方向垂直时，称为横波（剪切波）。弹性介质中声波速度可以用介质的弹性模量表示。纵波速度由下式给出

$$v_P = \sqrt{\frac{E}{\rho} \cdot \frac{(1-\mu)}{(1+\mu)(1-2\mu)}} = \sqrt{\frac{K + \frac{4}{3}G}{\rho}} \qquad (7.1)$$

式中：E 为杨氏模量；μ为泊松比；K 为容积模量；G 为切变模量；ρ为介质密度。

横波速度 v_S 由下式给出

$$v_S = \sqrt{\frac{E}{\rho} \cdot \frac{1}{2(1+\mu)}} = \sqrt{\frac{G}{\rho}} \qquad (7.2)$$

对比（7.1）和（7.2）式可以看出，纵波速度永远大于横波速度。纵波和横波速度之比，在 1.6 到 2 之间。

还需要指出，在流体中 G 始终等于零，横波不能在液体和气体中传播，只能在固体中传播。

一些岩石和介质中纵波的传播速度，如表 7.1 所列。

表 7.1　在岩石和某些物质中纵波的传播速度

介　质	声波速度 v_P ($m \cdot s^{-1}$)	传播时间 Δt ($\mu s \cdot m^{-1}$)	介　质	声波速度 v_P ($m \cdot s^{-1}$)	传播时间 Δt ($\mu s \cdot m^{-1}$)
空气	330	3000	泥岩	1830～3962	548～252
甲烷（0℃大气压下）	442	2260	致密砂岩	5500	182
石油	1070～1320	985～757	致密灰岩	6400～7000	156～143
水（普通泥浆）	1530～1620	655～620	致密白云岩	7900	125
氯丁橡胶	1620	620	盐岩	4600～5200	217～193
铁	5340	187	无水石膏	6100～6250	164～163
冲积层	610	1640	泥灰岩	3050～6400	330～156

声波传播过程中，介质某一质点的振动可以用图 7.1 所示的振动图表示。u 为质点离开平衡位置的位移，t_1 表示声波开始到达这点的时间，称为波的初至时间。经 Δt 时间后，由于能量的损耗，振动逐渐停止。质点离开平衡位置的最大位移，如 A_1、A_2、A_3 等叫做波的振幅。波的能量和振幅平方成正比。

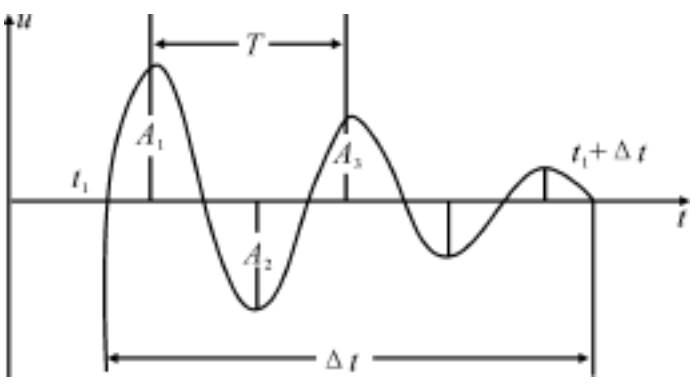


图 7.1　质点振动图

声波在介质中传播时，由于介质有内摩擦存在，声波能量将逐渐衰减。因为波的能量与振幅的平方成正比，所以声波幅度也将逐渐减小。

声波幅度随传播距离按指数规律衰减，即

$$a = a_0 e^{-ky}$$

式中：a 是离开振源的距离为 y 时的声波幅度；a_0 是 y = 0 时的声波幅度；k 为吸收系数，与介质性质、声波频率等有关，表 7.2 列出一些岩石对频率为 50Hz 的声波吸收系数。

表 7.2

岩　石	花岗岩	玄武岩	闪长岩	灰　岩	砂　岩	页　岩
吸收系数 k ($10^5 \cdot m^{-1}$)	0.21～0.384	0.414	0.21	0.04～0.366	1.77～0.71	2.32～0.68

在平面波的情况下，介质密度 ρ与介质中声波传播速度 v 的乘积 ρv 叫做声阻抗。声波传播经过两种声阻抗不同的介质分界面时，除了垂直入射的情况之外，都要发生波的转换。例如，在液体中传播的纵波到达液体与固体的分界面时，在界面处将产生波的反射和透射。在液体中不存在横波。只产生反射的纵波。透射波则产生纵波和横波。反射及透射波的方向和振幅与波的入射角度及两种介质的声阻抗有关。

声波到达界面时，部分能量透过界面进入第二种介质，其余能量返回第一种介质，按声强表示的反射系数 $R_{反}$ 和透射系数 $R_{透}$ 为

$$R_{反} = \frac{I_1}{I_0} = \left(\frac{Z_2\cos\theta - Z_1\cos\theta_2}{Z_2\cos\theta + Z_1\cos\theta_2}\right)^2 \tag{7.3}$$

$$R_{透} = \frac{I_2}{I_0} = \frac{4Z_1Z_2\cos^2\theta}{(Z_2\cos\theta + Z_1\cos\theta_2)^2} \tag{7.4}$$

式中：I_0 为入射的声强；I_1 为反射的声强；I_2 为透射的声强；θ是从介质 1 到界面的入射角；θ_2 是进入介质 2 后的折射角；Z_1 和 Z_2 分别是第一种介质和第二种介质的声阻抗。

当垂直入射时，按声压 P 表示的反射系数 α_0 和透射系数 β_0 分别为：

$$\alpha_0 = \frac{P_1}{P_0} = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} \tag{7.5}$$

$$\beta_0 = \frac{P_2}{P_1} = \frac{2Z_2}{Z_1 + Z_2} \tag{7.6}$$

声压 P 是指在声波传播路径上介质单位面积所受到的压力。它和声强的关系是

$$I = \frac{P^2}{Z} \tag{7.7}$$

或

$$I = P \cdot C \tag{7.8}$$

式中 C 是介质质点振动速度的有效值。在（7.7）和（7.8）式中 I 和 P 也都是用有效值。根据（7.7）和（7.8）式可以看出，如果把声压比作电压，把声强（或声功率）比作电功率，把质点振动速度比作电流，把声阻抗比作电阻，则这些声学物理量所满足的关系式和大家熟悉的相应电学关系式完全一样。声压和声阻抗及质点振动速度也满足类似于欧姆定律形式的关系式

$$P = Z \cdot C \tag{7.9}$$

根据（7.3）至（7.6）式可以看出，相接触的两种介质的声阻抗差别愈大，能量传递也愈少。

声波在声阻抗界面上发生反射时，与光遵循同样的反射定律，即反射角等于入射角。声波在声阻抗界面上发生透射时，也与光遵循相同的透射定律，即

$$\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = \frac{v_1}{v_2} \tag{7.10}$$

式中：v_1 和 v_2 分别为波在入射介质和透射介质中的速度；α是入射角；β是透射角。

当入射角 α增大时，透射角 β也增大。当 $v_2 > v_1$ 时，$\beta > \alpha$，所以在 α增大到某一角度 i 时，将出现透射角 $\beta = 90°$。此时透射波就在第二种介质中以速度 v_2 沿界面滑行（图 7.2）。i 称为临界角，在界面上波产生全反射。

$$\sin i = \frac{v_1}{v_2} \tag{7.11}$$

在临界角产生的沿界面以 v_2 速度传播的滑行波，它所经过的每一点如同一个小振源在介质中引起新的扰动，并把能量传回介质 1 中，如图 7.3 所示，这个波称为首波。在介质 1 中沿界面离开源一定距离的接收器，将先于介质 1 中的直达波接收到首波的扰动。以后会看到，声波速度测井通常就是记录首波到达的时间。

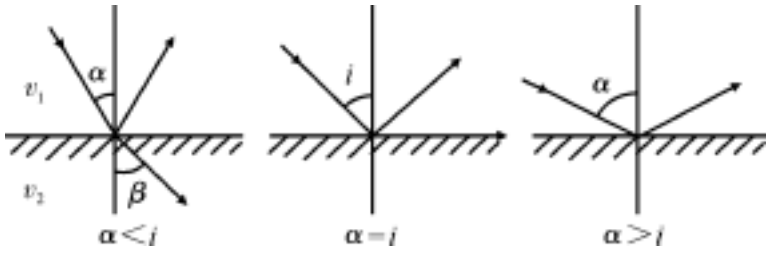


图 7.2　在 $v_2 > v_1$ 情况下，界面上声波的反射、透射图

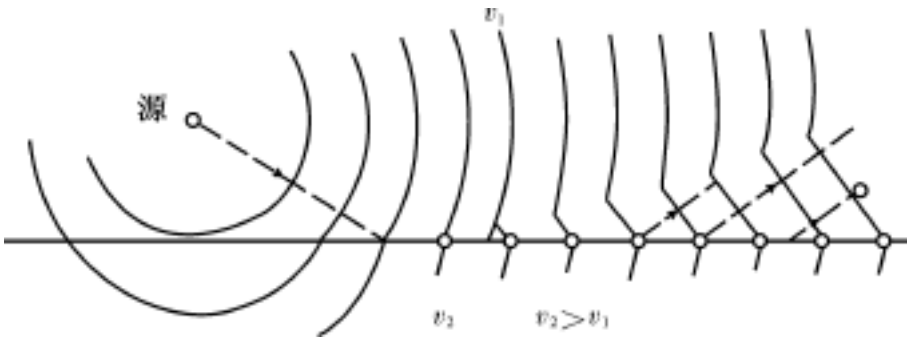


图 7.3　首波示意图

二、钻孔内的声波

声波测井最原始的观测方式，是由一个声波发射器（T）和一个接收器（R）（图 7.4）组成。由发射器发出的声波通过泥浆传向井壁，当射向井壁的声波小于临界角时，一部分发生反射，一部分透射到地层中。同时入射的纵波在井壁上发生波的转换，透射波中不仅有纵波而且有横波，由于泥浆中不能传播横波，所以反射波中只有纵波。当射向井壁的声波达到临界角时，透射的纵波将沿井壁滑行，在接收器中将接收到纵波首波。由于地层内的横波速度低于纵波速度，此时透射横波的折射角仍小于 90°。因此，对横波可以定义另一个临界角，即当入射波达到这个入射角时，同样将产生一个沿井壁传播的横波首波。在地层纵波和横波速度大于泥浆波速度的条件下，只要接收器和源的距离不是太近，在接收器中将先后记录到纵波首波和横波首波信号。

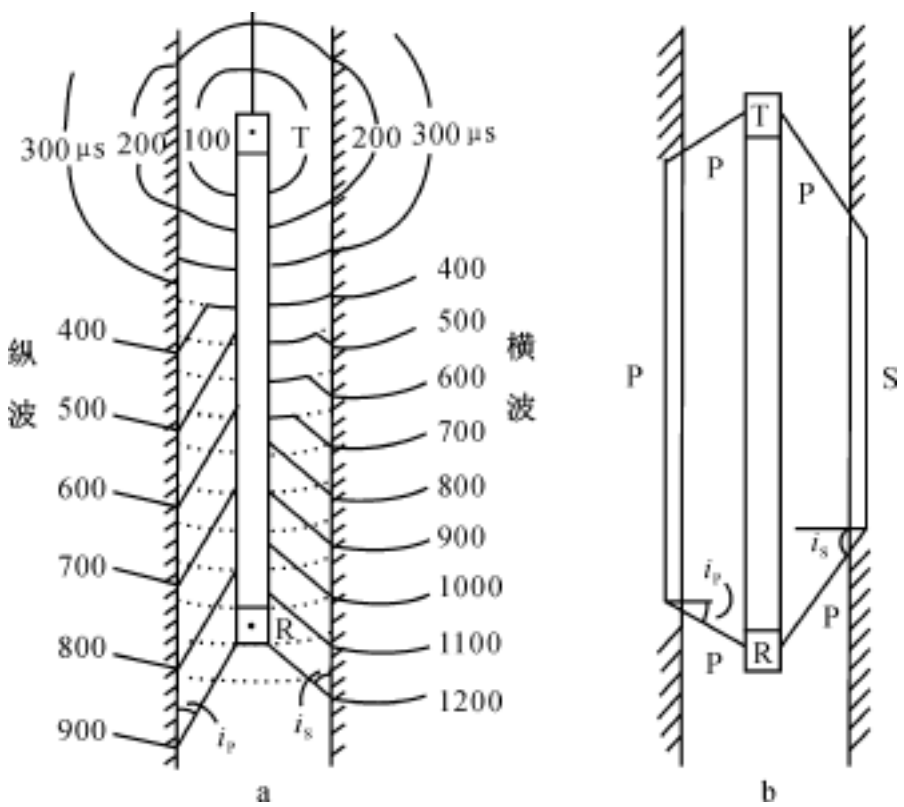


图 7.4　井中纵、横波传播示意图

除了纵波和横波之外，井内泥浆的直达波、井壁的反射波、仪器外壳的反射波、泥浆波与滑行波相互作用产生的各种复杂面波也都将出现在接收的记录中。因此，尽管振源的脉冲波形并不太复杂，而由于声波在钻孔中传播过程中的多种

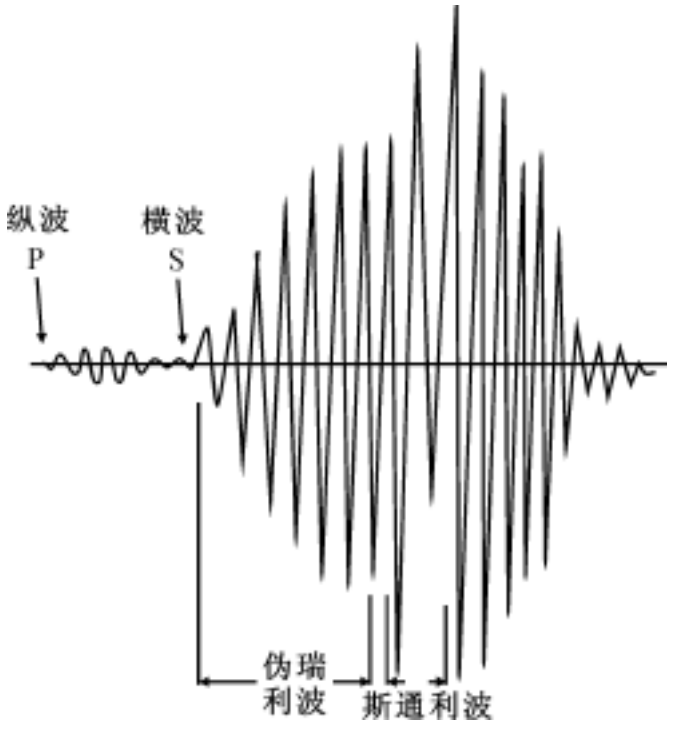


图 7.5　计算的典型声波波列

反射、干涉，使得记录到的波形是相当复杂的。

Biot（1952）从理论上证实，除纵波和横波之外，在钻孔中传播的还有两种波，一种称为伪瑞利波，它的速度一般介于泥浆波速与井壁岩石横波速度之间，但随频率的变化有很大变化。另一个是斯通利波，它的速度略低于泥浆波速度，但和频率的关系不明显。后两种波有时被合称为流体波（Paillet，1982）。

图 7.5 是由计算得到的钻孔中声波的典型图形。在波列中纵波始终处于第一位。在软地层中，地层的横波速度低于泥浆波速度时，记录不到横波。流体波或伪瑞利波和斯通利波的幅度比首波大得多。

首波能谱明显地集中在某些频率，并且纵波和横波不同。这一点已用来区分纵波和横波。

第二节　声波速度测井

从上一节的讨论知道，纵波首波在波列中是处于第一位的。最容易被精确地记录下来，所以最初的声波速度测井，实际上都是测量地层的纵波速度，随着声波测井理论、数据采集技术和数据处理技术的进展，横波速度乃至斯通利波速度的利用也逐步开始。下面就按照历史发展顺序介绍一下各种声波速度测井。

一、单发双收声波速度测井

在声波测井仪的下井仪器中装有声源（或叫发射器）T，它以脉冲形式发出一系列的声波。脉冲频率一般选在 20Hz，声波的频率选在 20kHz 左右。20kHz 的声波属于超声波的范围，因此声波测井也叫做超声波测井。在这里，声源可以比作是一个锣，脉冲频率就是每秒敲的次数，而声音的振动频率由锣本身的固有振动频率决定。在离发射器一定距离的地方装有接收器 R。发射器到接收器的距离叫做源距，用 L 表示。

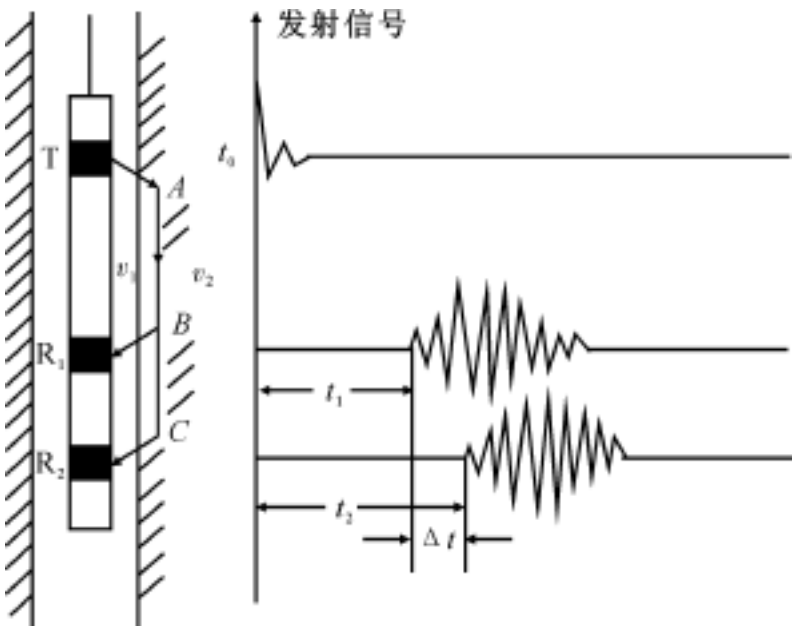


图 7.6　单发射双接收声波速度测井原理图

图 7.6 所示声速测井仪有两个接收器 R_1 和 R_2，称为单发双收声波速度测井仪。假设在 t_0 时刻由发射器发出一个声脉冲，以临界角射向井壁的声波经路径 $TABR_1$ 到

达接收器 R_1 所需时间为 t_1

$$t_1 = \frac{\overline{TA}}{v_1} + \frac{\overline{AB}}{v_2} + \frac{\overline{BR_1}}{v_1} \tag{7.12}$$

式中：v_1 为泥浆中的声波速度；v_2 为岩层中的声波速度。

在（7.12）式中，第一和第三项是声波在井内泥浆中传播需要的时间。显然根据 t_1 不能直接求出地层的速度 v_2，而必须进行井眼校正。当井径不同时，井眼校正值也不同。这是很麻烦的。为了解决这个问题，在井下仪器中装有两个接收器 R_1 和 R_2，测定声波在两个接收器之间的旅行时间 Δt。R_1 和 R_2 之间的距离叫做间距，以 l 表示。

根据图 7.6 声波从发射器到第二个接收器的旅行时间 t_2，可以写成：

$$t_2 = \frac{\overline{TA}}{v_1} + \frac{\overline{AC}}{v_2} + \frac{\overline{CR_2}}{v_1} \tag{7.13}$$

两个接收器测得的时间差为

$$\Delta t = t_2 - t_1 = \frac{\overline{BC}}{v_2} + \frac{\overline{CR_2}}{v_1} - \frac{\overline{BR_1}}{v_1} \tag{7.14}$$

当在测量范围内（两接收器之间的范围）井径没有变化，并且仪器轴与井轴平行时，$CR_2 = BR_1$。于是上式变成

$$\Delta t = \frac{\overline{BC}}{v_2} \tag{7.15}$$

因为 $\overline{BC} = l$，则

$$\Delta t = \frac{l}{v_2} \tag{7.16}$$

于是岩层的速度为

$$v_2 = \frac{l}{\Delta t} \tag{7.17}$$

声波测井曲线习惯上是用声波通过每米岩层的旅行时间（μs/m），即速度的倒数表示。

二、井眼补偿式声波速度测井

（7.17）式是在井径没有变化的条件下导出的。当岩层速度不变而井径变化，或仪器在井中倾斜时，单发射双接收声速测井曲线在井径变化部位上将出现异常，如图 7.7 所示。当声波测井仪的发射器在上面，接收器在下面，如图 7.7b 所示。在井径扩大部分的上部边界，时差增大，在下部边界，时差减小。这是由于两个接收器位于不同井径的井段时，井对两个接收器的影响不同造成的。当第一个接收器位于井径扩大井段，第二个接收器位于井径没有变化的井段时，从图 7.7a 可以看出，由于声波在岩石中的传

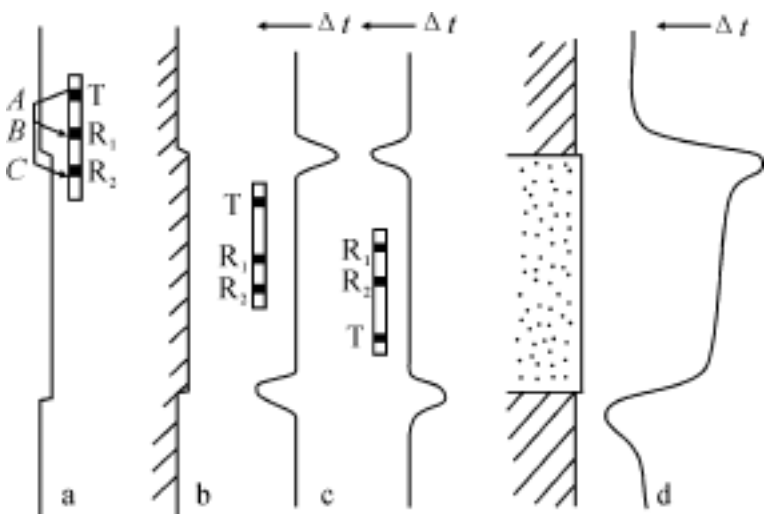


图 7.7　井径变化对声波速度测井曲线的影响

播速度大于在泥浆中的传播速度，声波通过$\overline{BR_1}$的时间将大于通过$\overline{CR_2}$的时间。因此按(7.14)式算出的时差 Δt 将小于按(7.15)式算出的 Δt。同样道理，当第一接收器位于正常井段而第二接收器位于井径扩大井段时，测得的 Δt 将大于井径没有变化时测得的 Δt 值。

井径变化是很普通的现象，而且井径变化是和岩性变化密切相关的。井径扩大经常出现在机械强度较弱的泥岩段。因此，由于井径影响使单发射双接收式仪器（发射器在上时）测得的声波时差曲线在砂岩层上界面出现 Δt 减小的异常，在砂岩层下界面出现 Δt 增大的异常，见图 7.7d。在储集层比较薄的地区，由于井径变化的影响往往不能读准时差数值，给判断岩性和确定孔隙度带来困难。

把发射器在上部和发射器在下部两种情况测得的曲线对比后发现，发射器放在接收器下面时，井径变化处出现的异常刚好和发射器放在接收器上面时的异常反向。如果在同一个井段用这两个仪器进行测量，然后对两次测得的时差 Δt 取平均值，则刚好把井径造成的异常消除掉。根据这个道理，发展了把上述两个仪器结合到一起的井眼补偿声波速度测井仪。井眼补偿声波测井有效地克服了井径变化和仪器在井中倾斜所造成的影响，提高了测量精度。

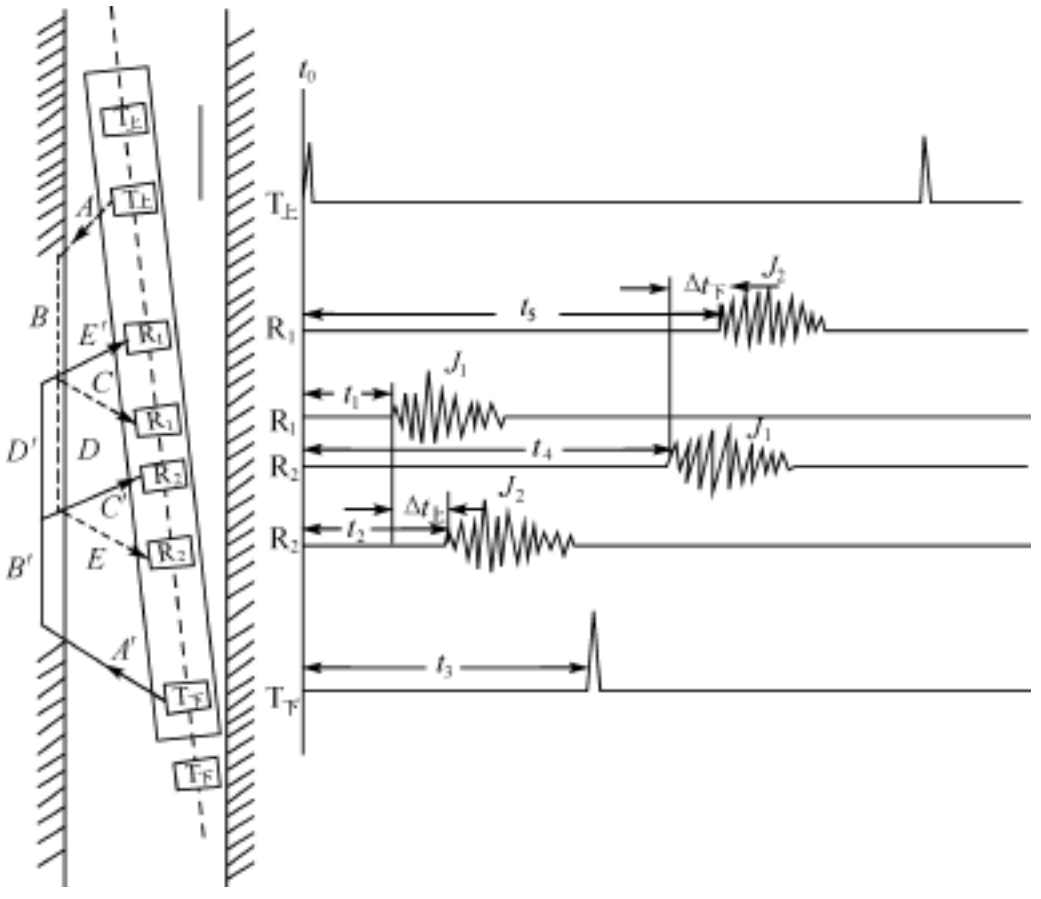


图 7.8　眼补偿声波速度测井仪原理图

图 7.8 为井眼补偿声波速度测井原理图。在它的井下仪器中装有上、下对称的两个发射器，分别称为上发射器 $T_{上}$ 和下发射器 $T_{下}$，在上下两发射器之间有两个接收器 R_1、R_2。上下发射器交替地发射声脉冲。

上发射器发射时，声波经过泥浆 A、地层 B 和泥浆 C 到接收器 R_1。到接收器 R_2 的路径是经过泥浆 A、地层 B 和 D，以及泥浆 E。到两接收器的时间差用 $\Delta t_{上}$ 表示

$$\Delta t_{上} = \frac{A}{v_1} + \frac{B}{v_2} + \frac{D}{v_3} + \frac{E}{v_1} - \left(\frac{A}{v_1} + \frac{B}{v_2} + \frac{C}{v_1}\right)$$

$$= \frac{D}{v_3} + \frac{E}{v_1} - \frac{C}{v_1} \qquad (7.18)$$

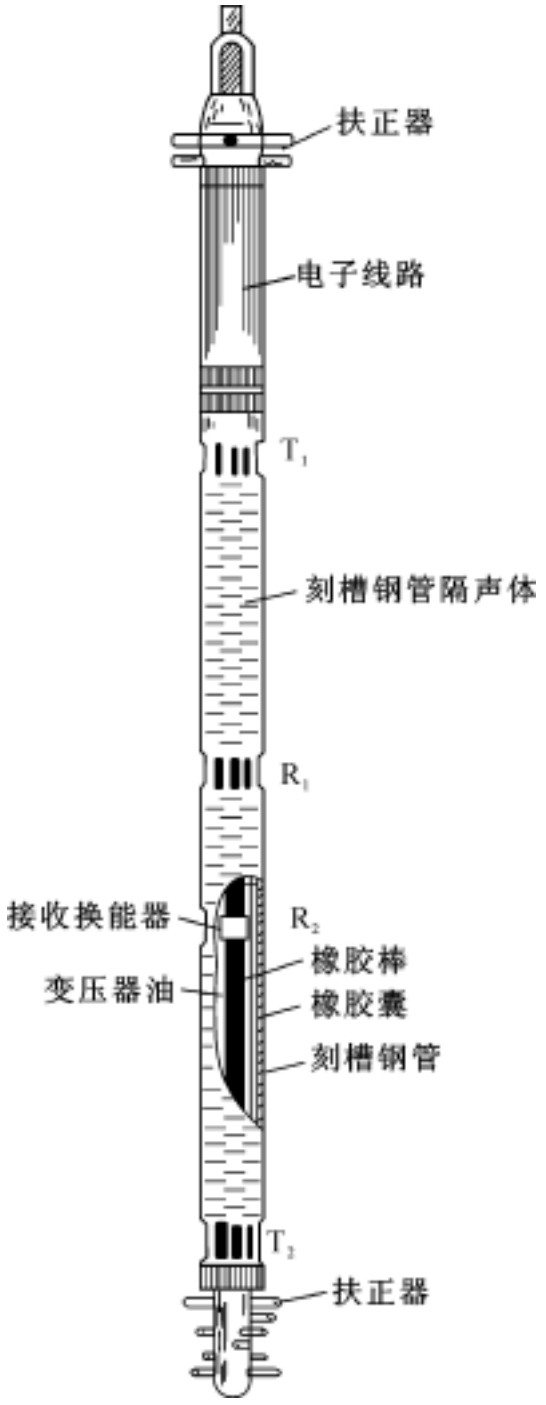


图 7.9　声波速度测井井下仪器外形及结构示意图

式中：v_1 为泥浆中的波速；v_2 为 B 段地层中的波速；v_3 为 D 段地层中的波速。

下发射器发射时，声波传播路径在图 7.8 中用实线表示。声波到达两接收器 R_1 和 R_2 的时间差 $\Delta t_{下}$ 为

$$\Delta t_{下} = \frac{A'}{v_1} + \frac{B'}{v_2'} + \frac{D'}{v_3'} + \frac{E'}{v_1} - \left(\frac{A'}{v_1} + \frac{B'}{v_2'} + \frac{C'}{v_1}\right)$$

$$= \frac{D'}{v_3'} + \frac{E'}{v_1} - \frac{C'}{v_1} \qquad (7.19)$$

将 $\Delta t_{上}$ 和 $\Delta t_{下}$ 发送到地面仪器加以平均得到 Δt 为

$$\Delta t = \frac{\Delta t_{上} + \Delta t_{下}}{2} = \frac{1}{2}\left(\frac{D}{v_3} + \frac{E}{v_1} - \frac{C}{v_1} + \frac{D'}{v_3'} + \frac{E'}{v_1} - \frac{C'}{v_1}\right) \qquad (7.20)$$

如果图 7.8 中的 E = C′、C = E′、D = D′时则 $v_3 = v_3'$。于是 (7.20) 式可写成

$$\Delta t = \frac{D}{v_3} \qquad (7.21)$$

时差 Δt 只和声波在地层中的传播速度有关，而和井径变化及仪器倾斜无关。

实际上，图 7.8 中上发射和下发射时的声波可能并不通过完全相同的一段地层，即 (7.20) 式中 D≠D′、E≠C′、C≠E′。这就会给测量结果造成误差。但是，通过适当调节仪器的发射频率和测井速度，可以使上下发射器发射的声波通过近似相同的一段岩层，即实现 D≈D′、E≈C′、C≈E′。我们把这种状态称作最佳补偿。

井眼补偿声波速度测井，虽然还不能实现绝对补偿作用，但和单发射双接收声波速度测井相比已经大大提高了测量精度。

补偿声波速度测井井下仪器外形及结构如图 7.9 所示。

三、长源距声波测井

前面讲过的单发射双接收和双发射双接收声波速度测井仪的源距都比较短 (1m)。采用较短的源距可以得到较清晰的初至波信号。但是，如果采用较短的源距来记录声波全波列，则由于声波传播路径短而不能在记录上把纵波、横波和其他低速波明显区分开。这就妨碍了对全波列中其他有用信息的提取和应用。人们通过生产实践还发现，根据声波测井求得的总旅行时间往往大于地震测井求得的总旅行时间。另外，当源距增大时，测得的声速值也增大。这两种现象都说明声波速度测井记录的地层速度与真实速度有某些差别。特别是后一种现象说明，在井壁附近存在一个速度较低的过渡带。造成这个过渡带，可能有

多种原因，例如井与地层的温差、压力差以及井壁附近岩石在钻井过程中和泥浆浸泡过程中的破坏等。源距增大时，测得的声速值增大这一现象说明源距加大后，探测深度也随之增大。可见，要得到从未遭破坏的地层返回的折射波，需要有足够大的源距。根据过渡带大约在 15 ～125cm 的估计，有人曾计算，源距大致要在 2. 5m 左右才可满足这个要求。为此，人们研制了长源距声波测井仪。

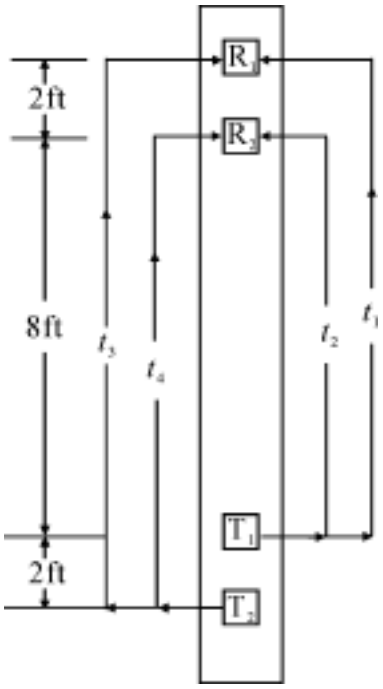


图 7. 10　长源距声系中发射器与接收器的排列

(1 ft = 0. 3048m)

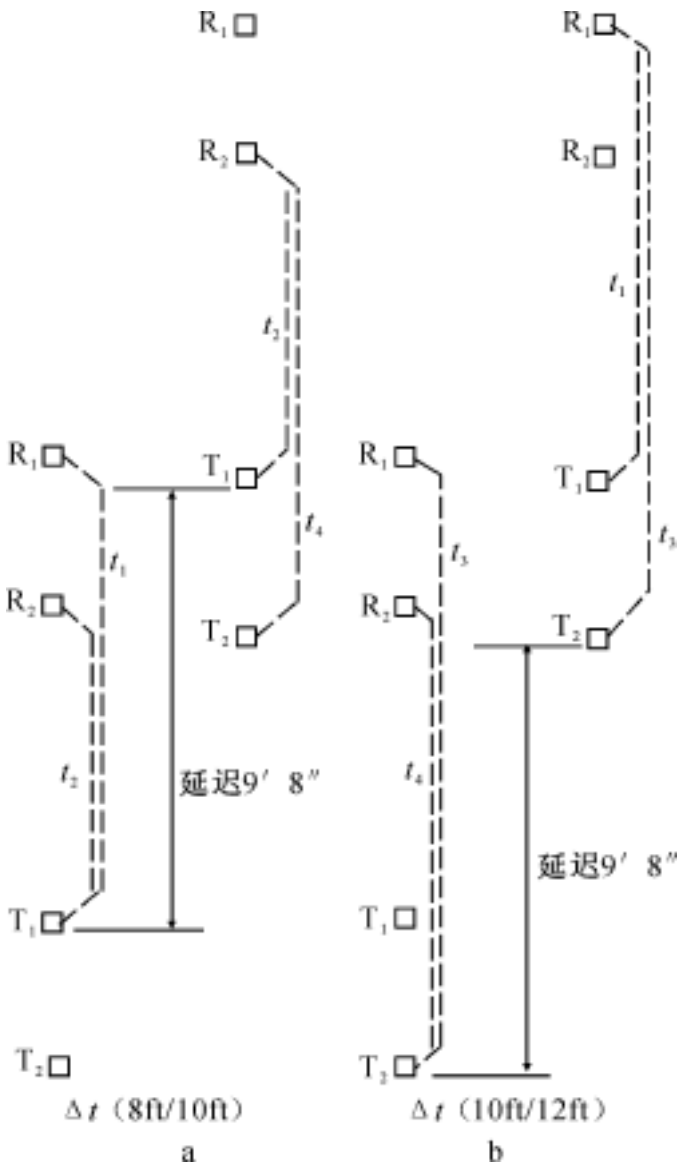


图 7. 11　长源距声波测井仪测量示意图

目前，现场使用的一种长源距声波测井仪声系中探头的排列如图 7. 10 所示。该类型仪器中，声系由两个发射器和两个接收器组成。不同的发射器和接收器互相结合，可以得到 8ft、10ft 和 12ft 等几种不同的源距。如果分别记录下声波在相应发射器和接收器间的旅行时间 t_1、t_2、t_3 和 t_4 (图 7. 11)，便可根据下面两个公式来计算时差

$$\Delta t(8\text{ft}/10\text{ft}) = \frac{(t_1 - t_2) + (t_4 - t_2)}{2\times l} \tag{7.22}$$

$$\Delta t(10\text{ft}/12\text{ft}) = \frac{(t_3 - t_4) + (t_3 - t_1)}{2\times l} \tag{7.23}$$

式中：t_1 为 T_1 和 R_1 之间的旅行时间；t_2 为 T_1 和 R_2 之间的旅行时间；t_3 为 T_2 和 R_1 之间的旅行时间；t_4 为 T_2 和 R_2 之间的旅行时间。

从图 7. 11a 可以看出，当选择 8ft 源距工作时，仪器在井下某一位置由发射器 T_1 发射声波，接收器 R_1 和 R_2 分别可记录到旅行时间 t_1 和 t_2。此时可算出一个时差 $(t_1 - t_2)$，将这个时差存储在车装计算机系统中。待仪器提升 $9\frac{2}{3}$ft 后再与得到的时差 $(t_4 - t_2)$ 相加

并求出平均时差 Δt（8ft/10ft）。从图 7.11 中可以看出，这个时差是经过井眼补偿的。采用这种井眼补偿测量方式，可以使仪器不至于过长，采用 10ft 源距求取时差 Δt（10ft/12ft）也是同样原理。

在井壁附近岩石声速不同于原状地层声速的情况下，采用长源距声波测井。由于它的探测深度增大，因而能够准确测出未遭破坏地层的声波速度。此外，由于发射器与接收器之间距离较大，声波传播路径较长，因此不同速度的波彼此间在记录上有较大的间隔，便于识别。这对于全波测井曲线的解释以及计算纵、横波速度、幅度等参数都是十分有利的。

四、阵列声波测井及分波速度提取

声波测井仪的每一个进步都是为了克服一些不利的影响因素，以便能从记录的声波波列中获得更多、更准确的信息。为了能有效的压制干扰，准确提取纵波、横波，以及斯通利波的速度，要求采用多条曲线相关或叠加处理技术，同时为了满足薄储层研究的需要，希望用较小的间距进行测量。因此，从 20 世纪 80 年代中期开始，先后出现了几种多接收器的阵列声波测井仪。例如，斯仑贝谢公司的一种阵列声波测井仪，它有两个发射器和十个接收器。这种仪器可以按照处理技术的要求，获得不同的数据。例如，可以给出单发射八个接收器的线性阵列数据，也可以给出普通长源距的测量结果，等等。阵列声波测井仪的出现，是由于突破了大数据量快速由井下向地面传输技术问题的结果。

地层横波速度是很有用的信息。但是，由于横波在波列中出现在纵波之后，一方面它受纵波尾部的影响，另一方面还受到井壁反射声波的干扰，尽管采用长源距测量使得纵横波的初至时间拉开，从声波波列中准确提取它的到达时间仍然是一个比较困难的问题。许多研究人员针对这一问题，发展了许多处理方法。下面简要介绍其中的几个方法。

（1）相关对比法。如果每一个接收器接收的声波波列可以写成时间函数 $g_i(t)$，在均匀厚地层上，各个接收器测得的波列除时间上有移动之外，它们应是相似的。两个接收器的相关函数，可以写成

$$C(\tau) = \frac{1}{T_W}\int_{T_0}^{T_0+T_W} g_1(t)\, g_2(t+\tau)\, dt \qquad (7.24)$$

式中：g_i 和 C 均是归一化的。当 g_1 和 g_2 完全相同时，$C(\tau)=1$。通常，两个波形不可能完全一致，但可以找到一个 $\tau=\tau_m$ 使 $C(\tau)$ 为极大。因为两个接收器之间的距离是已知的，由 τ_m 便可以计算出声波时差或波速。这种方法可以用于多条曲线的相关对比，例如 Aron（1978）提出用这个方法处理由四个接收器记录的全波曲线。

（2）直接相位法。这个方法是确定两接收器窗口波形中相同频率成分的相位差。在讨论钻孔中声波时曾指出，纵波和横波的频谱是不同的，根据频谱可以分离它们。因此，根据相同频率成分的相位差，可以分别求出两接收器之间的纵波和横波时差。

进行处理时，首先对窗口波形进行傅氏变换，从时间域转换到频率域，然后在频率域中做相关分析。

（3）相似对比法（Semblance Correlation）。同前面两种方法相比，它不仅考虑了波的形 状，而且考虑了波的幅度。由阵列声波测井仪在均匀地层上得到的一组波形之间的相似性，可以用下面这个量表示

$$S(s,\tau)=\frac{\frac{1}{M}\int_{T=0}^{T_W}\{\sum_{m=1}^{M}g_m[t+s(z_m-z_1)+\tau]\}^2dt}{\sum_{m=1}^{M}\int_{T=0}^{T_W}\{g_m[t+s(z_m-z_1)+\tau]\}^2dt} \tag{7.25}$$

式中：M 为阵列声波测井仪中接收器的个数；沿井轴排列的接收器距发射器的距离为 z_1，z_2，…，z_m；$g_m(t)$ 为位于 z_m 处接收器记录的波形；s 是波前通过阵列接收器的慢度（速度的倒数）；τ是波前到达第一个接收器的时间。在垂向上均匀的地层中，将有 $\tau=sz_1$。

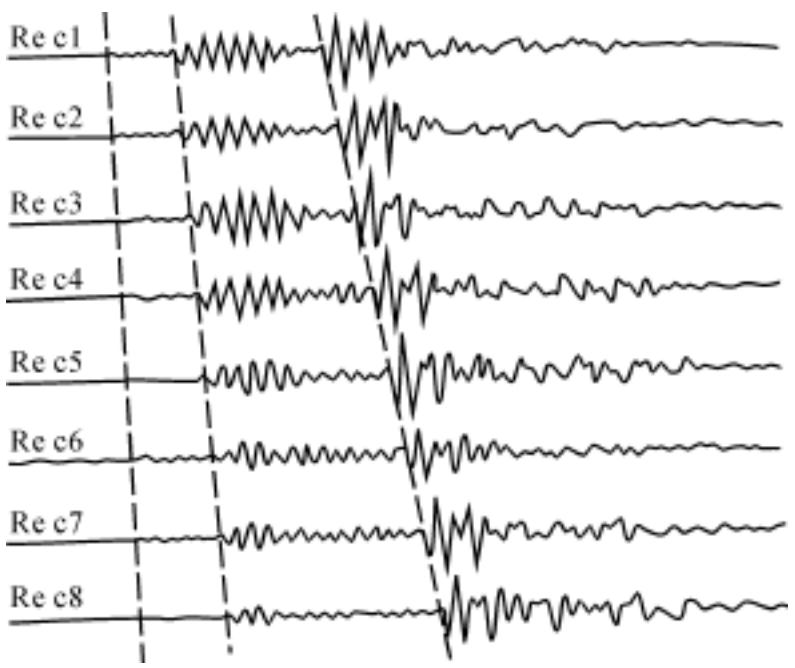


图 7.12　阵列声波测井仪记录的典型波形图

利用阵列声波测井仪测量时，在每一个深度点上将得到一组如图 7.12 所示的波形。于是通过给定一系列 τ（在第一个波列上窗口的起始位置）和 s（慢度），便可以用（7.25）式计算出一系列 S（s，τ）值。如果 $g_m(t)$ 是归一化的，S（s，τ）将变化在 0 和 1 之间。如果 M 个窗口内的波形完全一致，S（s，τ）将等于 1，若假定的慢度和初至时间与实际的不相符合，将得到较小的 S（s，τ）值。用图 7.13 所示的图形方法可以形象地表示这个结果。图的横坐标为 τ，纵标为 s。在这个图上可以得到对应纵波、横波和斯通利波的等值线，由等值线的极值将分别得出这些波的时差。

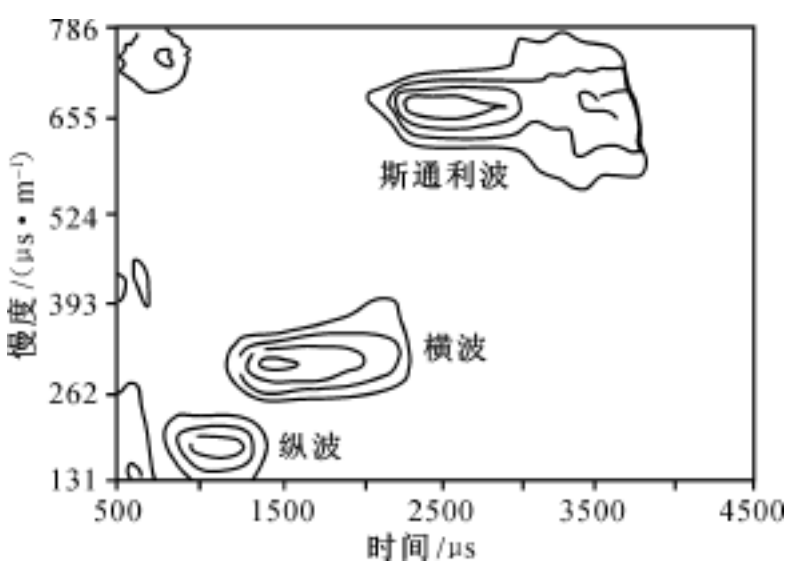


图 7.13　慢度—时间相关等值线图

到现在为止，所谈到的声波测井仪都是使用单极性的发射器，它是无方向性的压力源。只是波以临界角到达井壁的情况下，才会在井壁产生纵波首波和横波首波。当地层为胶结很差的软地层时，泥浆波的速度大于地层的横波速度，将不会产生横波首波，因此也就记录不到地层的横波速度。最近设计了一种用偶极源的仪器直接测定横波速度。

五、偶极声波测井

前面介绍的声波震源是采用径向均匀胀缩振动的换能器，称之为单极声源。当地层横波速度低于井内流体声速时，采用单极声源记录不到横波。为了适应疏松或软地层情况，又发展了定向激发和测量的偶极子或多极子声波震源。将偶极子和单极子声源组合，扩大了声波测井获取地质信息的范围。偶极子声源可看作是两个相距很近、强度相同、相位相反的点声源的组合（多极子声源则是多个相距很近、强度相同、相位相反的点声源的组

合)。当偶极子声源在井内振动时，在井壁附近产生挠曲波。挠曲波是一种频散界面波，其传播速度 v_f 随声波频率而变化，在低频时趋近横波速度，在高频时低于横波速度（图 7.14)。偶极源声波测井实际上是通过对挠曲波的测量来计算地层横波速度，因此为确保横波速度的测量精度，应尽量降低偶极子声源的发射频率。

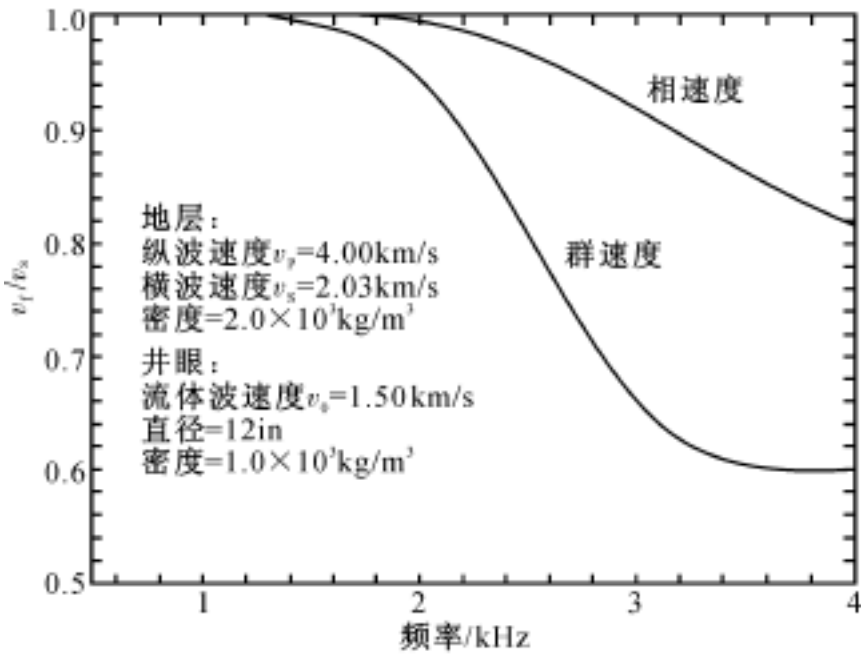


图 7.14　井中挠曲波与横波速度比值随频率的变化

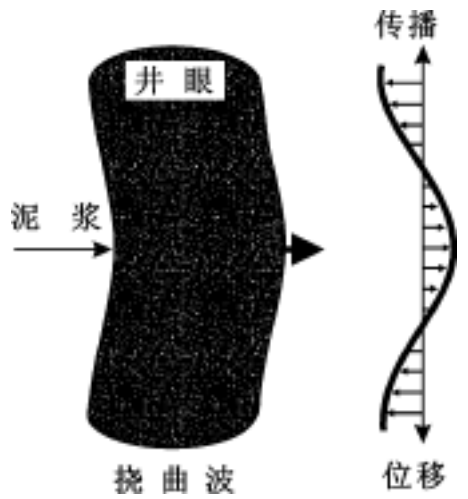


图 7.15　偶极子声源形成挠曲波示意图

声偶极子声场中的声压比球面声场的衰减快，并具有指向性，在声偶极子轴的方向上，声压振幅具有最大值但相位相反，在垂直于声偶极子轴的方向上，声压恒为零。因此，当把偶极声源置于井眼中央并让偶极子轴和井壁垂直时，偶极声源振动使井壁的一侧压力增大而另一侧压力减小，于是在井壁附近产生挠曲波并沿井壁传播，如图 7.15。

到目前为止，已有几种型号的偶极横波测井仪器，如斯仑贝谢测井公司的偶极横波成像仪（DSI)、阿特拉斯测井公司的多极子阵列声波测井仪（MAC）和哈里伯顿公司的 LFD 等。下面以 DSI 为例，简要介绍其结构和工作方式。

DSI 井下仪器结构简图如图 7.16 所示。它主要包括发射器、隔声体、接收器和数据采集电路等四个部分。发射器部分包括一个单极压电陶瓷换能器和两个相互垂直相距 6in 的偶极电动换能器（上偶极发射器和下偶极发射器)。发射器电子线路，包括功率放大器和能够根据程控波形驱动两个交叉偶极和一个单极发射器的转换开关线路。隔声体部分能在整个频率范围内有效地隔离声能量，使得仪器能在时差很大的软地层中进行慢度测量。另一方面，隔声体的挠性设计允许将仪器下到斜井和水平井中使用。接收器部分包括 8 个接收器组，每组有两对接收器。一对同上偶极发射器在一条直线上，用于接收上偶极发射器的信号；另一对同下偶极发射器在一条直线上，用于接收下偶极发射器的信号。当单极声波源工作时，将每个接收器组的 4 个检波器的输出结果求和得出单极等效信号。接收器电子线路处理来自间隔 6in 的 8 个测点上的 32 个接收器信号，对它们进行多路传输、滤波、放大，并将其分配到 8 条并行的信号通路上。

数据采集电路对 8 道并行模拟信号进行两项基本信号调整处理。第一项处理是将它们送入 8 个并行的 12 位模/数转换器，在那里同时进行波形数字化。在数字化之后，将 8 个数字波形送入井下控制器的存储部分。这种井下控制器还可以叠加重复激发产生的波形，

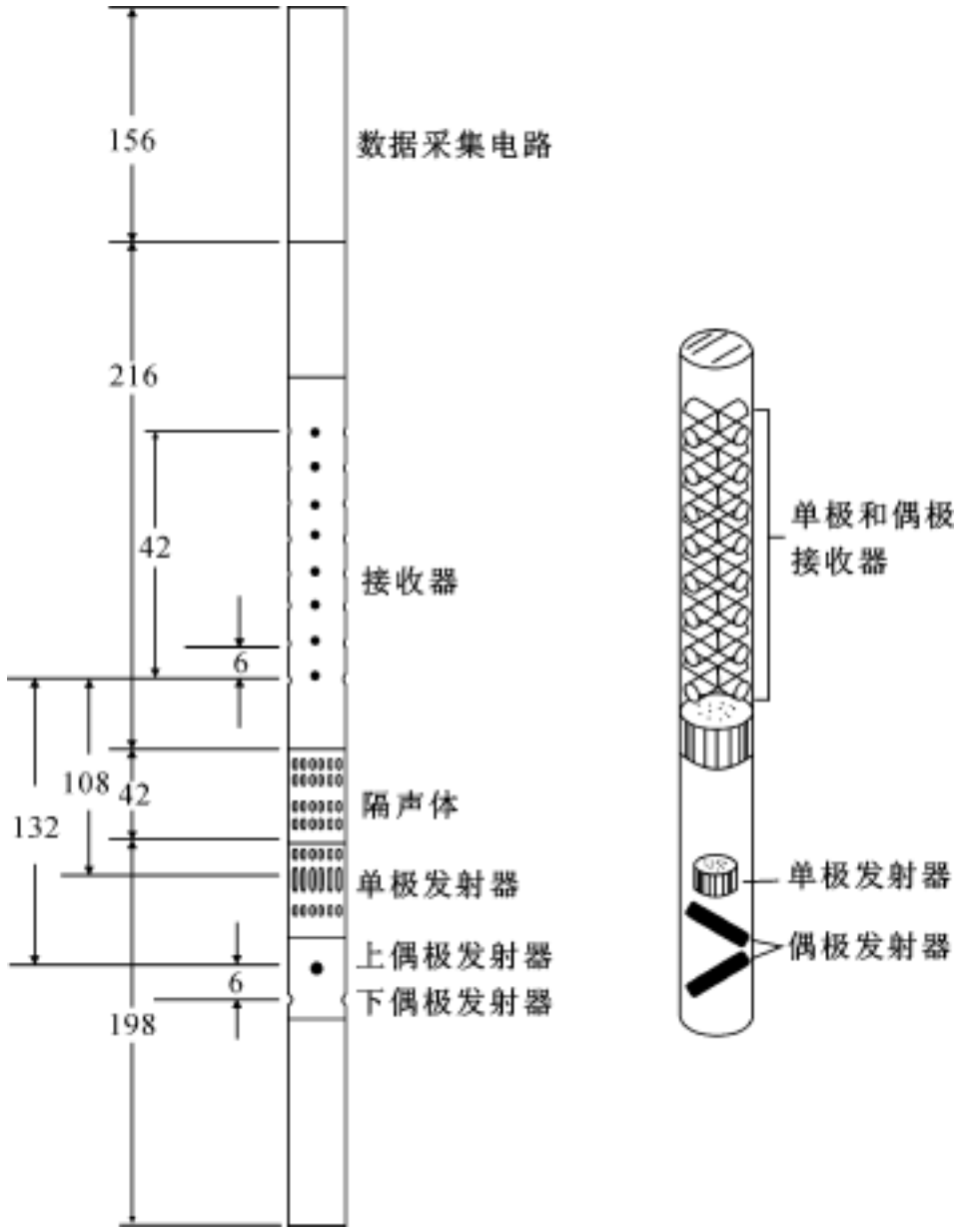


图 7.16　DSI 井下仪器结构简图

(以英寸为单位)

以便降低噪声。第二项处理是将 8 个模拟接收信号送入过阈检测电路或数字初至探测电路，检测出全部上行和下行过阈时间。然后，数字化波形数据和过阈时间数据被送到地面，进行处理和记录。

偶极横波成像仪 DSI 共有如下六种基本工作方式。

(1) 下偶极方式：采集和处理下偶极发射器激发的 8 个偶极波形，每次采样 40 μs，每个波形采样 512 个点，提供横波时差的测量结果 DT1;

(2) 上偶极方式：采集和处理上偶极发射器激发的 8 个偶极波形，每次采样 40 μs，每个波形采样 512 个点，提供横波时差的测量结果 DT2;

(3) 斯通利波方式：采集和处理由低频脉冲激励单极发射器产生的 8 个单极波形，每次采样 40 μs，每个波形采样 512 个点，提供斯通利波时差的测量结果 DTST;

(4) 纵横波方式：采集和处理由高频脉冲激励单极发射器产生的 8 个单极波形，每次采样 10 μs，每个波形采样 512 个点，提供单极纵、横波时差的测量结果 DT4P 利 DT4S;

(5) 首波检测方式：采集和处理由高频脉冲激励单极发射器产生的 8 组单极过阈数据，主要用于探测初至纵波，提供单极纵波时差的测量结果 DT5;

(6) 专家方式：采集和选择处理由各种特制的非标准的仪器配置和试验方式所提供的波形数据或过阈数据。

上述前五种方式是标准工作方式，控制它们进行数据采集和处理的参数是固定不变的，可以单独测量，也可以任意组合测量。专家方式是非标准工作方式，可以设置控制参数，使其满足所期望的数据采集和处理。

在实际测井时，一般选择纵、横波方式、斯通利波方式和一种偶极方式，提供纵波、横波和斯通利波的测量结果。也可以选择交叉偶极方式，所采集的正交极化资料用于井眼附近地层的各向异性研究。

第三节　声波速度测井的解释与应用

一、影响声波速度测井曲线形状的因素

井眼补偿声速测井基本上克服了井径变化和仪器倾斜对声波时差曲线的影响。除此之外还有一些影响因素，为了合理使用时差曲线还必须加以讨论。

1．周期跳跃

在正常情况下，第一接收器 R_1 和第二接收器 R_2 应该被首波的同一个波峰（一般为头一个周期的负峰）的前沿所触发。由于某种原因造成声波衰减严重，使两个接收器不是被同一个峰触发而造成的曲线跳动，称为周期跳跃。由于每差一个峰，在时间上造成的误差恰好是一个周期，所以叫周期跳跃。

周期跳跃现象既和仪器结构，如间距长短、灵敏度等有关，也和岩层特点有关。根据生产实践中的观察发现，下列情况可以引起周期跳跃:

(1) 裂隙地层或破碎带;

(2) 含气的未胶结的纯砂层（含油水的纯砂层或含泥质的砂层，一般不引起周期跳跃);

(3) 声速非常高的岩层，由于岩层的波阻抗和泥浆差别非常大，声波从泥浆进入地层或由地层折射回泥浆时，能量传递是很小的。实践中观察到，坚硬致密地层的声波幅度明显降低，就是这个道理;

(4) 井径扩大很厉害的地层，以及泥浆中溶有气体时。

虽然在一些情况下周期跳跃现象可以用来指示气层或裂隙带，但它是一种无规律的现象，结果很难解释。应该不断改进仪器，尽量避免它的干扰。

2．源距和间距的影响

在选择源距时，首先要考虑使首波先于直达波到达接收器。根据这一点，选择 1m 的源距就足够了。在井壁附近存在声速过渡带的情况下，为测得未遭破坏地层的速度，应接收从这部分地层传播的折射波，这时应采用 2.5m 以上的源距进行长源距测井。

间距的大小影响分层能力。间距小分层能力强，间距大分层能力差。当仪器的记录点选在间距 l 的中点时，一个水平界面上的声波速度测井理论曲线形状如图 7.17a 所示。高速地层位于低速地层之间，当 $l < h$ 时，高速地层有明显的时差异常显示如图 7.17b；当 $l > h$ 时高速地层与围岩之间的时差减小如图 7.17c。从图上看出，无论 l 大或小，时差曲线上异常宽度均为 $h + l$。

3. 探测范围

声波测井的探测范围一般是指井壁滑行波的影响范围，它和声波的波长 λ有关。大家知道，波长 λ、频率 f 和声波速度 v 之间有下列关系

$$\lambda = \frac{v}{f}$$

在频率为 20kHz、岩层中声波速度为 1500 ～7600m/s 时，波长为 8 ～38cm。根据实验，声波测井的探测范围大约等于三倍波长。在上述条件下，研究深度大约为 25 ～115cm（这个距离应从滑行界面算起）。

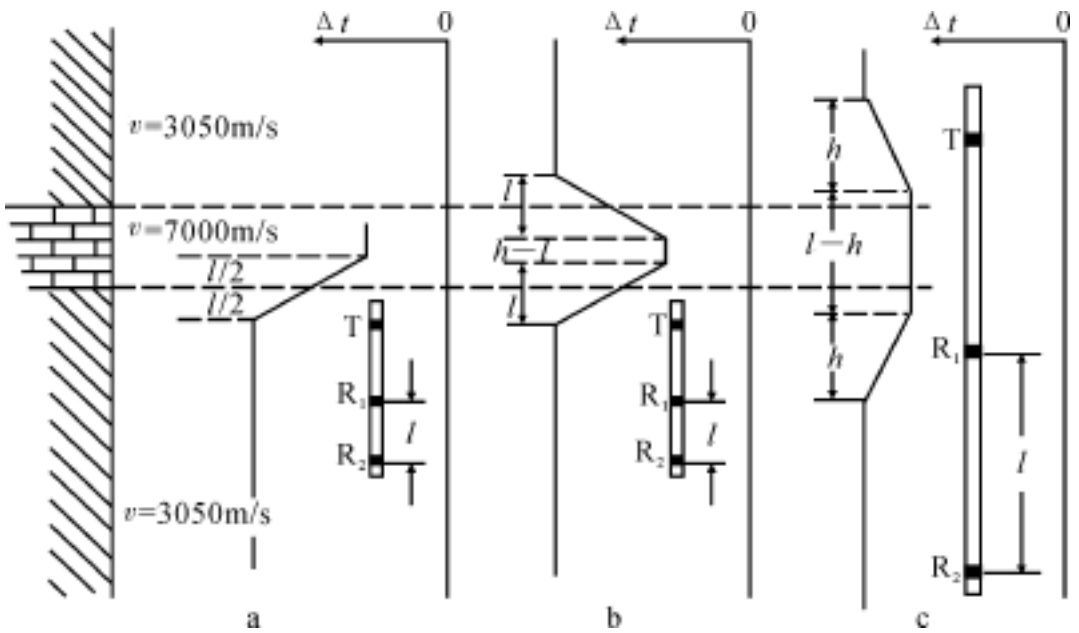


图 7.17　声波速度测井理论曲线形状

二、声波速度测井在储集层研究中的应用

1. 利用地层纵波速度确定孔隙度

根据实验室对岩样的研究，对固结的（压实的）纯岩石，声波传播速度与孔隙度和孔隙中液体性质之间存在下列关系

$$\frac{1}{v} = \frac{\phi}{v_f} + \frac{1-\phi}{v_{ma}} \tag{7.26}$$

或者写成

$$\Delta t = \phi\Delta t_f + (1-\phi)\Delta t_{ma} \tag{7.27}$$

式中：v、v_f、v_{ma}分别为弹性波在岩石中、在孔隙流体中和在“岩石骨架”中的速度；φ为孔隙度；Δt、Δt_f 和 Δt_{ma}的值分别为$\frac{1}{v}$、$\frac{1}{v_f}$和$\frac{1}{v_{ma}}$，表示在相应物质中声波每传播 1m 所需要的时间。

(7.27) 式还可改写成

$$\Delta t = (\Delta t_f - \Delta t_{ma})\phi + \Delta t_{ma}$$

或

$$\phi = \frac{\Delta t - \Delta t_{ma}}{\Delta t_f - \Delta t_{ma}} \tag{7.28}$$

当岩石骨架成分（岩性）和孔隙中流体性质已知时，Δt_f 和 Δt_{ma} 则为常量，所以（7.28）式为一直线方程

$$\Delta t = a\phi + b \tag{7.29}$$

这种关系在很多油田和地区为实际资料所证实。在不同地区，由于岩石成分、颗粒大小、胶结程度以及孔隙中流体性质不同，（7.29）式中的系数将不同。通过实验室岩心分析和时差之间建立起的关系，是这些地区根据声波曲线确定岩层孔隙度的依据。

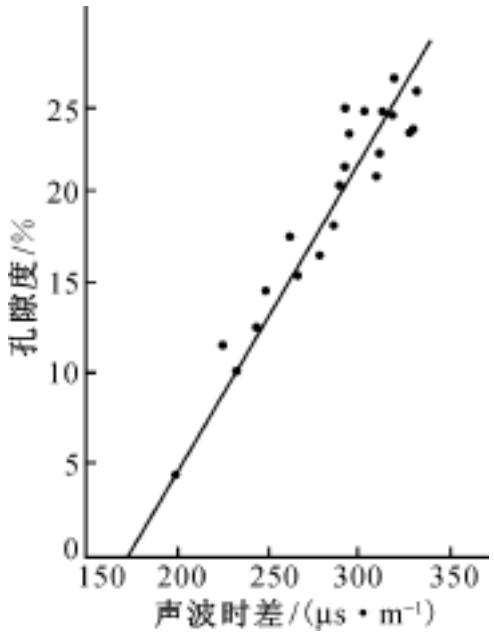


图 7.18　某油田 S 层孔隙度与声波时差关系曲线

图 7.18 是我国某油田 S 层的孔隙度和声波时差实际关系曲线。这个曲线可以用下面的经验关系式表示:

$$\Delta t = 563\phi + 177$$

一般认为，应用声波速度测井确定的孔隙度是原生孔隙度。原生孔隙是指和岩石同时生成的孔隙（一般指均匀的粒间孔隙），不包括后期产生的不规则孔洞及裂缝造成的次生孔隙。当存在次生孔隙时，由声波速度测井求得的孔隙度将比实际的孔隙度偏低。因此，当总孔隙度可以用后面介绍的密度或中子测井求出时，按下式可以算出所谓次生孔隙度指数

$$I_{SP} = \phi_{总} - \phi_{声} \tag{7.30}$$

当岩层固结不好或未胶结时（如疏松砂层），声波经过这种地层的传播时间比在固结好的纯岩层中传播时间要长，而且能量损耗大。这样，用（7.28）式计算出的孔隙度将比地层真孔隙度值偏高。因此，需要进行校正。判断砂岩层固结好坏，可用和它邻近的泥岩层的时差值与本地区可作为标准的固结好的泥岩层时差值相比较来确定。如果邻近泥岩层时差比固结好的泥岩时差小或者相同，则认为砂岩层是固结好的，不需要校正。如果邻近泥岩层时差比固结好的泥岩时差大，则认为砂岩层固结不好，可以用下式求孔隙度

$$\phi = \phi_a \cdot \frac{\Delta t_{sh固}}{\Delta t_{sh}} \tag{7.31}$$

式中：ϕ 为实际孔隙度；ϕ_a 为用（7.28）式计算出的视孔隙度；$\Delta t_{sh固}$ 为固结好的泥岩层时差；Δt_{sh} 为目的层附近的泥岩层时差。

（7.31）式中 $\frac{\Delta t_{sh固}}{\Delta t_{sh}}$ 可用 $\frac{1}{C_p}$ 来代替，C_p 称压实系数，即

$$\phi = \phi_a \cdot \frac{1}{C_p} \tag{7.32}$$

对固结好的砂岩 $C_p = 1$，对固结不好的砂岩 $C_p > 1$，系数 C_p 可以用不同方法确定，例如可以用已知的真孔隙度与（7.28）式算出的视孔隙度 ϕ_a 进行比较来确定。真孔隙度值可用其他测井方法求出，例如用密度测井或在含水纯砂岩层用电阻率法测井求出。

当岩层含有分散泥质时，声波传播时间较相同条件下具有相同孔隙度的纯岩石要长，因此，用（7.28）式计算的孔隙度值将比真孔隙度值偏高。对这种地层，可采用下面的经验公式进行校正

$$\phi = \phi_a \cdot \frac{1}{(2 - \alpha)} \tag{7.33}$$

式中：α为泥质含量校正系数。α值可用目的层泥质砂岩的自然电位偏转幅度（V_{PSP}）与静自然电位幅度（V_{SSP}）的比值确定，即

$$\alpha = \frac{V_{PSP}}{V_{SSP}}$$

应该指出，近年来通过声波测井实践，人们发现孔隙度 φ与声波时差 Δt 之间的关系，并不是像（7.29）式所确定的那种线性关系，而是一种非线性关系，如图 7.19 中虚线所示。随着 φ的增大，虚线逐渐偏离线性公式所确定的直线．而当 φ继续增大时，虚线又逐渐向直线靠拢，并在 φ大约为 30% 时与直线相交。此后 φ值愈大，两条线偏离愈远。利用 φ与 Δt 之间这种非线性关系来确定孔隙度，会得到较（7.29）式更精确的结果。

横波速度与孔隙度的关系，也具有和纵波速度与孔隙度之间关系类似的形式。

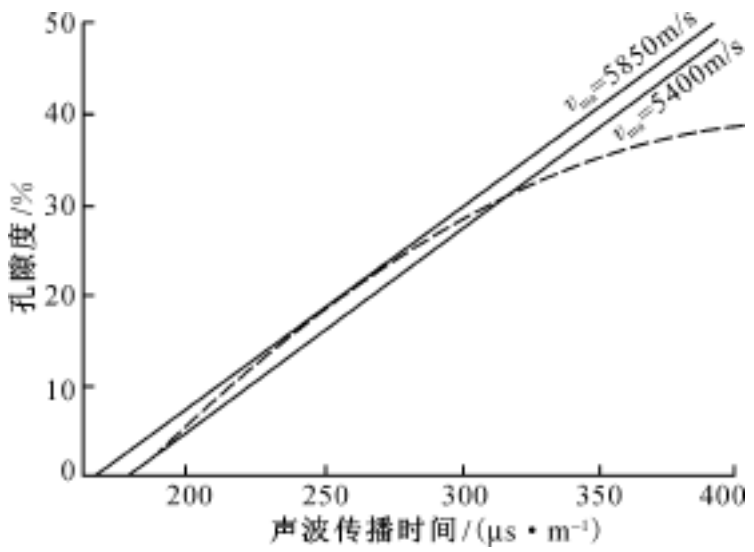


图 7.19　孔隙度与声波时差间的非线性关系

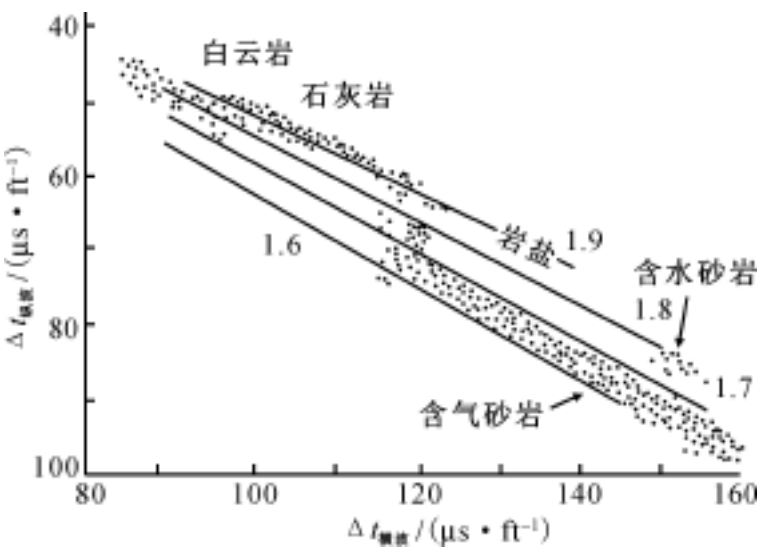


图 7.20　纵波时差与横波时差交会图

(1 μs/ft 相当于 3.28 μs/m)

2．划分岩性和地层对比

由于各类岩石声波速度不同（表 7-1），所以根据声速曲线可以划分不同岩性的岩层。例如，砂泥岩剖面中砂岩一般显示低的时差，泥岩一般为高的时差。在含膏盐剖面中，岩盐为高的时差，无水石膏为低的时差。碳酸盐岩剖面中，灰岩和白云岩时差最低，泥灰岩和泥岩时差较高。当白云岩或灰岩有裂隙时，时差明显增大。

有证据说明，横波传播时间也可以用于识别岩石骨架矿物和孔隙流体。图 7.20 是纵波时差与横波时差的交会图。从图上可以看出，不同岩性的岩石可以明显的区分开。实验室的工作表明，轻烃饱和度增加时，纵波速度减小，而横波速度增大。

岩层类型一定，且孔隙度和岩性在横的方向上大体稳定时，时差曲线可以用来作地层对比。它的优点是不受井眼大小和井内泥浆矿化度的影响。

3．预测压力异常地层

正常情况下，随着埋藏深度加大，泥岩地层的压实程度加大，孔隙中流体被排除而减少，地层的声波速度则逐渐增大。在某些特殊构造和沉积环境下，由于沉降过快，压实程度较低，使一些泥岩层含有过多的孔隙水。这时，泥岩孔隙水的压力将不只是静水压力，而且承受一部分上覆地层压力。这个压力将传递给被其覆盖的储层，形成超压储层。预测超压储层对钻井工程和地质研究均有重要意义。地层的声波速度可以反映地层的压实程度和孔隙度变化，因此利用声波速度测井可以发现超压带。正常情况下，泥岩声波速度的变

化趋势是随深度增加而增大。当出现超压地层时，速度变化将偏离正常趋势，如图 7.21 所示。在不同地区，常常可以根据经验从实测时差值与正常时差值的偏离程度，估计出超压幅度。

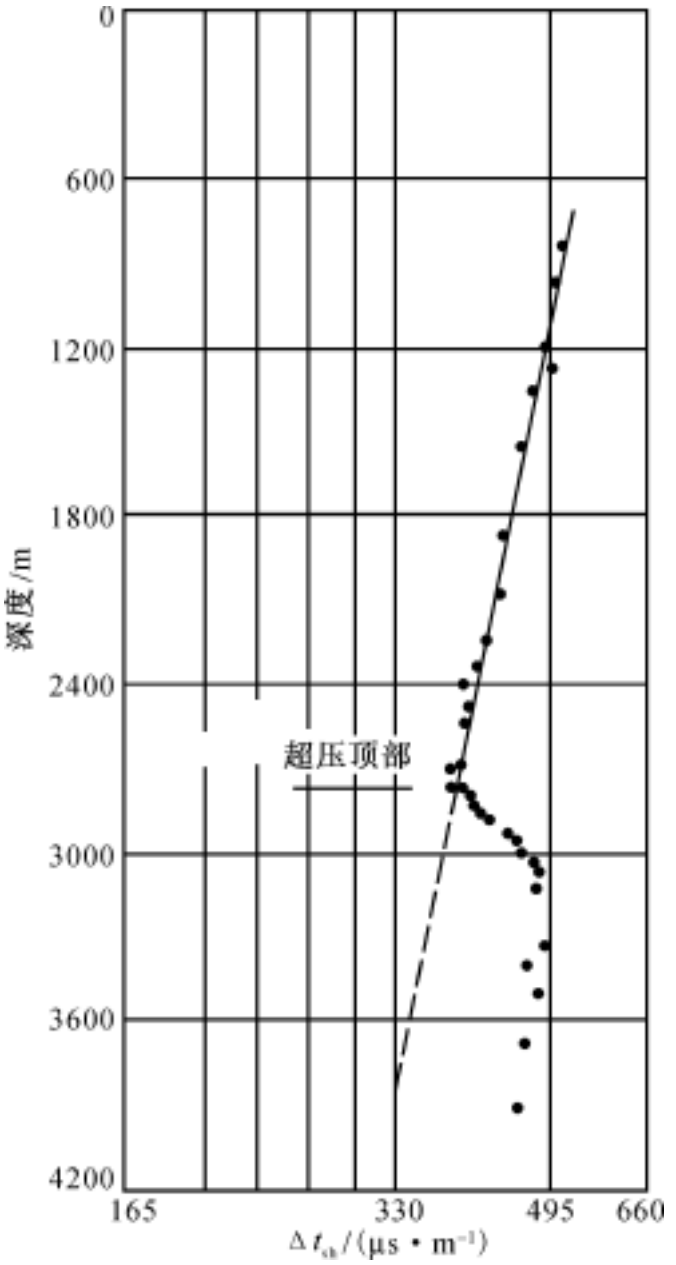


图 7.21　利用声波探测超压带

三、确定地层弹性参数

研究岩石的弹性系数可以确定地层的机械强度。地层强度参数在油田开发和建筑工程等方面有着重要用途。

固体物质的相对强度是由一组弹性模量来定义的，这些系数可以确定该固体物质在失去弹性或破碎之前所能承受的应力大小。

用测井方法确定弹性模量是以弹性系数和介质密度、纵波速度、横波速度等参数之间的关系为依据的。如果用测井方法获得了上述地层参数，即可根据下述公式确定弹性模量

杨氏模量　$$E = \frac{9K\rho v_S^2}{3K + \rho v_S^2} \qquad (7.34)$$

体积模量　$$K = \rho\left(v_P^2 - \frac{4}{3}v_S^2\right) \qquad (7.35)$$

切变模量　$$G = \rho v_S^2 \qquad (7.36)$$

泊松比　$$\mu = \frac{\frac{1}{2}\left(\frac{v_P^2}{v_S^2}\right) - 2}{\left(\frac{v_P^2}{v_S^2}\right) - 1} \qquad (7.37)$$

式中：ρ为介质密度；v_P 为纵波速度；v_S 为横波速度。

如果以时差代替速度，则上面公式可写成

$$E = \frac{\rho}{\Delta t_S^2}\left(\frac{3\Delta t_S^2 - 4\Delta t_P^2}{\Delta t_S^2 - \Delta t_P^2}\right) \times 1.34 \times 10^{10} \qquad (7.38)$$

$$K = \rho\left(\frac{3\Delta t_S^2 - 4\Delta t_P^2}{3\Delta t_S^2 - \Delta t_P^2}\right) \times 1.34 \times 10^{10} \qquad (7.39)$$

$$G = \left(\frac{\rho}{\Delta t_S^2}\right) \times 1.34 \times 10^{10} \qquad (7.40)$$

$$\mu = \frac{1}{2}\left(\frac{\Delta t_S^2 - 2\Delta t_P^2}{\Delta t_S^2 - \Delta t_P^2}\right) \qquad (7.41)$$

式中：Δt_P 为纵波时差；Δt_S 为横波时差。

四、声波速度测井在地震勘探中的应用

声波测井信息在地震勘探数据解释和验证方面的应用，近年来有很大发展，尽管这部分工作主要是由从事地震资料处理的部门进行，对从事测井的人员来说也应对此有一个简单的了解。

随着数字记录系统的应用和地震资料数字处理技术的发展，地震勘探从主要用于查明构造情况逐步扩展到岩性勘探。在综合利用测井资料和地质资料的基础上，地震勘探可以提供地层圈闭的信息以及可能含油气构造部位的有关岩性的信息。利用反射波法进行地震勘探时，由于波的传播过程十分复杂，使地震资料的解释往往不是单一的。为了得到准确的结果，可采用地震模拟技术。进行这项工作时，需根据已知的测井资料或地质资料，按照可能的地层岩性组合，假设出地层厚度、密度和速度，建立一种地震地层模型，并做出相应的理论地震记录道。用这种理论地震记录道与实际的地震时间剖面记录道相比较，并不断调整模型的层厚、密度和速度等参数的假设值，直到理论记录道与实际记录道波型特征达到最佳拟合为止。这种经过反复调整后的地层岩性剖面模型，便可作为地层岩性解释结果。声波速度测井和密度测井资料可以为地震地层模型提供准确的数据，制作出合成地震记录。

反射波法地震勘探中，在反射界面的反射系数不太大的情况下，反射记录 f (t) 近似的是地震子波 b (t) 与反射系数序列 R (t) 的褶积

$$f(t) = b(t) * R(t) = \int_0^t b(\tau) R(t-\tau)\,d\tau \qquad (7.42)$$

在一定的子波 b (t) 波形条件下，如果给定反射系数序列 R (t) 就可以计算出理论的反射波形 f (t)，这就是合成地震记录。地震子波在地震勘探中可由不同的途径取得，而反射系数数列 R (t) 则需根据声波速度测井和密度测井曲线来确定。

声波测井曲线是以深度为纵坐标的。因此，利用声波测井曲线合成地震记录时，模型的反射界面的位置、地层厚度、密度、速度等参数都是按深度 h 给定的。为了和已知时间剖面记录道进行比较和拟合，必须将空间坐标转换为时间坐标，也就是要把深度的有关信息转换为双程反射时间 t 的有关信息。

假设空间坐标以 z 表示，地震波在地层内的传播速度以 v (z) 表示，可按

$$t = 2\int_0^h \frac{dz}{v(z)}$$

式将 v (z) 与 ρ(z) 转换为 v (t) 与 ρ(t)，然后计算反射系数。

如果双程反射时间为 $t = t_n$ 的反射界面的反射系数用 R_n 表示，按照反射系数的定义则有

$$R_n = R(t)\big|_{t=t_n} = \frac{Z(t_n+\delta) - Z(t_n)}{Z(t_n+\delta) + Z(t_n)} \qquad (7.43)$$

式中：δ 为无限小时间增量；Z (t) 为地层声阻抗。根据 $t = t_n$ 和 $t = t_n + \delta$ 时的声阻抗值，反射系数 R_n 可能是一个正数，也可能是一个负数。计算出反射系数后，即可构成合成地震记录。

计算声阻抗所需的密度值，可根据密度测井曲线求得。如果没有密度资料，也可利用速度与密度之间的经验关系式 $\rho = K \cdot v^m$ 由速度 v 换算出密度 ρ 式中 K 和 m 是大于零的常数。由于沉积岩密度变化不大，声阻抗的变化主要取决于速度的变化，因此也可将密度视为常数，而仅利用速度 v 来计算反射系数。

上述合成地震记录仅考虑了各界面单一反射的最简单情况，没有考虑界面间的相互影响，实际上还应考虑各界面的透过现象和多次反射的情况。根据这样计算出的 R_n 构成合成地震记录与已知时间剖面记录道将拟合得更好。

根据声波测井信息在地震勘探中应用的基本原理，实际应用的过程可以概括为以下三个步骤:

(1) 对所有有关的数据进行编辑加工整理，如对声波测井和密度测井曲线进行井眼影响较正，删除不合格的数据点。如果井眼有倾斜，需要校正到垂直井情况。如果在这口井中进行了作控制和检查用的地震测井工作，也需要对数据进行整理和校正到垂直井的情况。

(2) 根据地震测井数据修正声波测井曲线. 以前曾经指出过，由于声波测井探测范围内的岩石受到钻井过程的影响，其物理性质可能发生某些变化而不同于原始地层，所以常常发现声波测井的旅行时间与地震测井的旅行时间有某些差别。因此在利用声波测井构成合成记录之前，应根据地震测井对声波测井进行校正。

(3) 计算反射系数和构成合成地震记录

图 7. 22 是合成地震记录示意图。图 7. 23 是合成地震记录计算实例。其中的速度函数是由声波速度测井资料转换得到的，计算时认为剖面上密度为常数。合成地震记录首先是确定计算时采用的地震子波波形。与井旁野外地震记录道相比可以看出，合成地震记录在主要波形特征方面与野外记录的符合程度是令人满意的。因此，利用合成记录与野外记录对比，能更好地控制地震层位的对比、分辨多次波，使地震资料的地质解释更为可靠。合成地震记录还可以检验地震勘探的野外工作方法技术是否合适，为进一步改进技术提供依据。

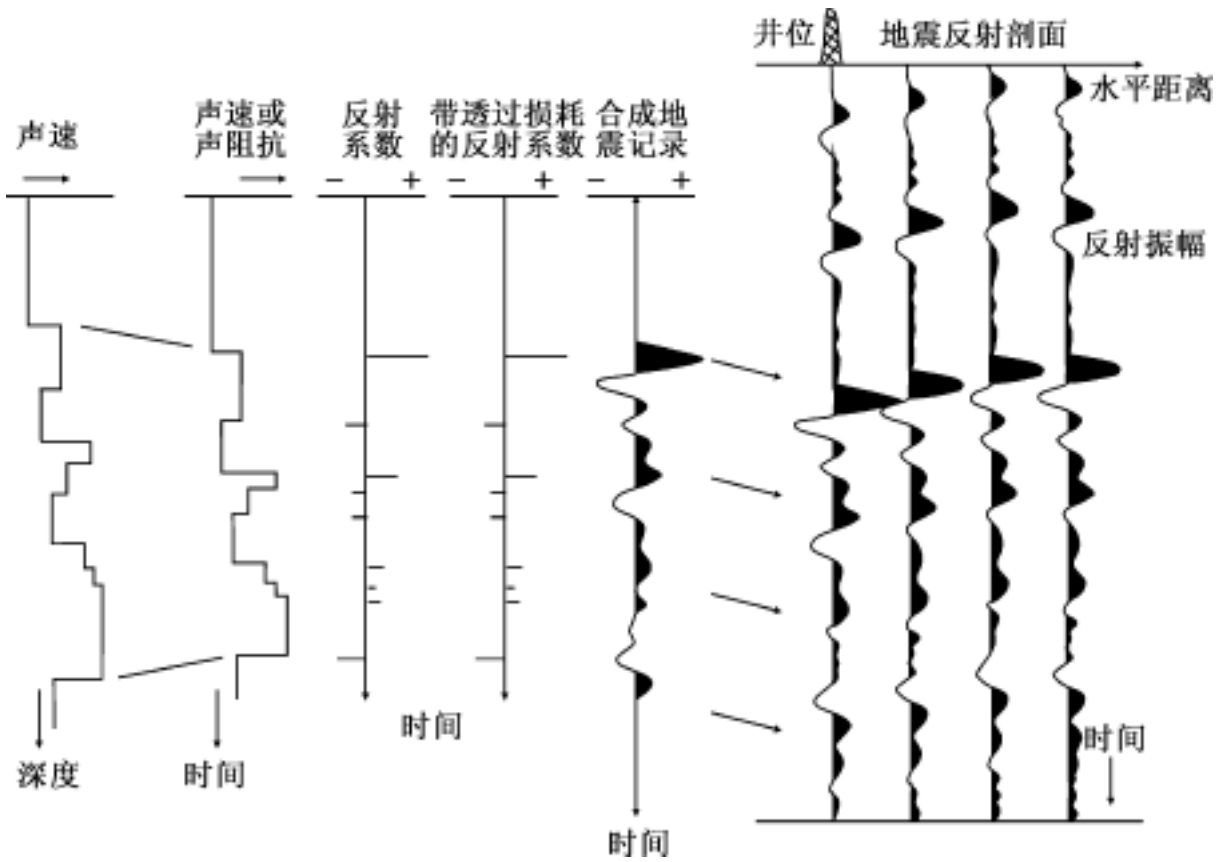


图 7. 22　合成地震记录示意图

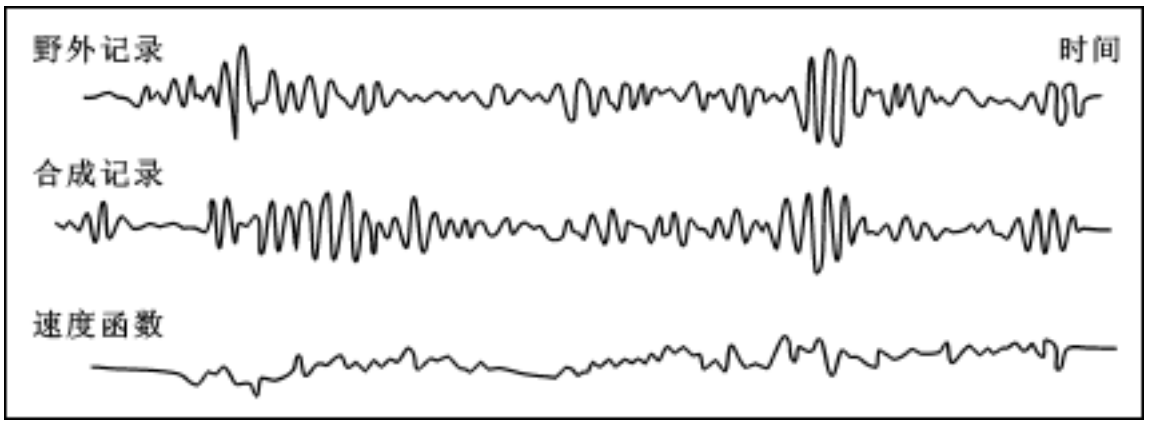


图 7.23　合成地震记录计算实例

第四节　固井声波幅度测井

目前，声波幅度测井主要用于检查水泥固井的质量。固井质量的好坏，对油井施工和油层的合理开发有着重要影响。因此，在固井之后检查固井质量是非常必要的。

过去检查固井质量是用井温测量和放射性同位素法，这些方法的缺点是只能探测套管外是否存在水泥，而不能说明水泥与套管的胶结情况。目前，在生产中利用声波水泥胶结测井检查固井质量，已经是行之有效并且普遍使用了的方法。

固井声波幅度测井使用单发射单接收的井下仪器（图 7.24）。从发射器发出的声波，最先到达接收器的是沿套管传播的滑行波所产生的折射波。当套管外没有水泥环或水泥环与套管胶结不好时，沿套管传播的声波衰减很小，当套管外固结水泥时，能量大部分传到水泥环，使声波幅度大大降低。图 7.25 是水泥胶结良好与胶结不好的情况，在示波仪上观察的波形图。

固井声幅测井是测量初至波第一个波峰的幅度。因为套管中声波速度是固定的，测量仪器只要在发射器发射声脉冲后一定时间把“门”打开，让第一个波峰进来，然后再把这些断续测得的幅度值积分，就可以得到连续的声幅变化曲线了。

如果以没有水泥环的情况下接收的声幅作为 100%。胶结好坏可以按声幅的百分数来划分。根据实验，接收幅度低于 20%，一般认为胶结良好，接收幅度在 20% ~30%（有的地方用 20% ~40%），认为是胶结中等；大于 30%（或 40%），认为是胶结很差的。图 7.26 是固井声测井的一个例子。从图中能够看出水泥环的回返高度和各个井段上水泥环的封固情况。

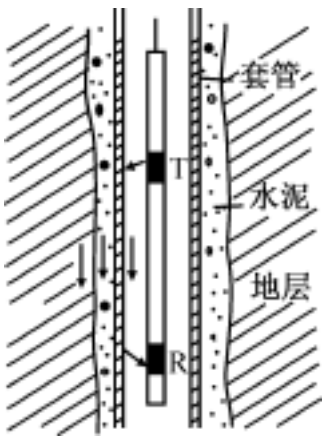


图 7.24　声波幅度测井原理图

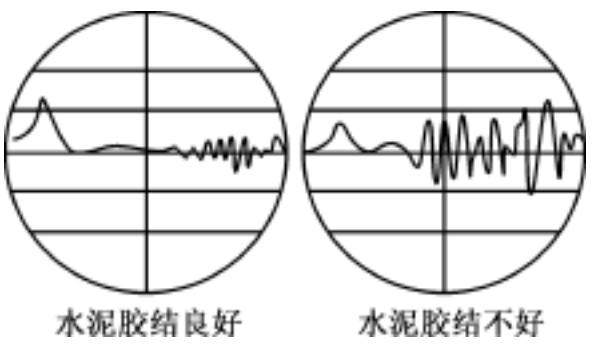


图 7.25　声幅测井波形图

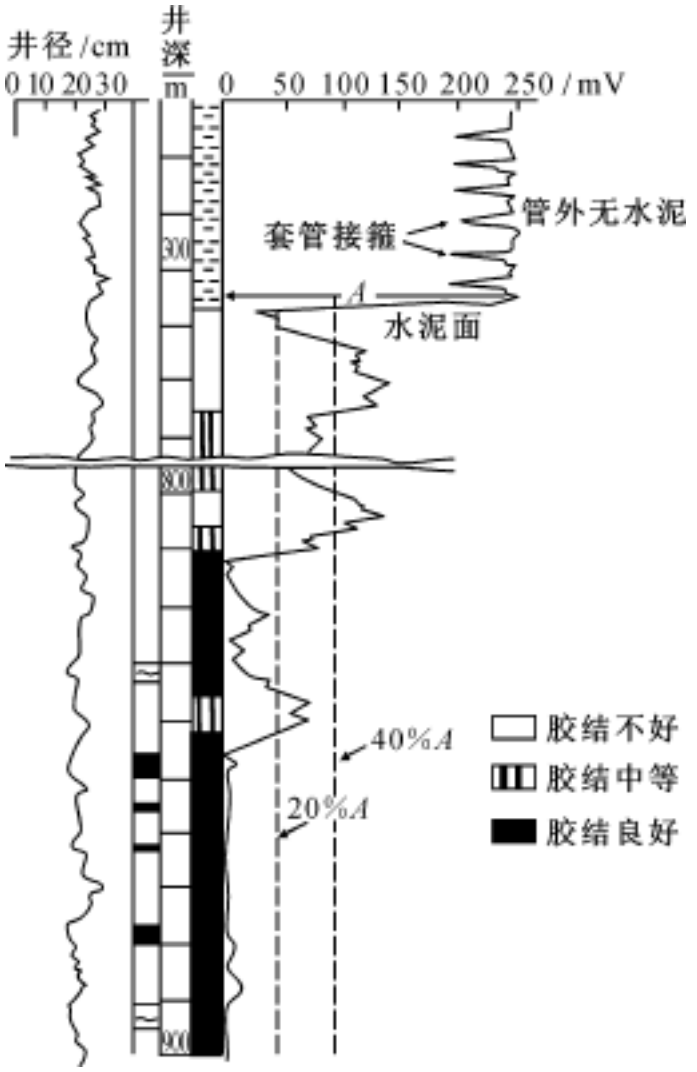


图 7.26　固井声幅测井曲线实例

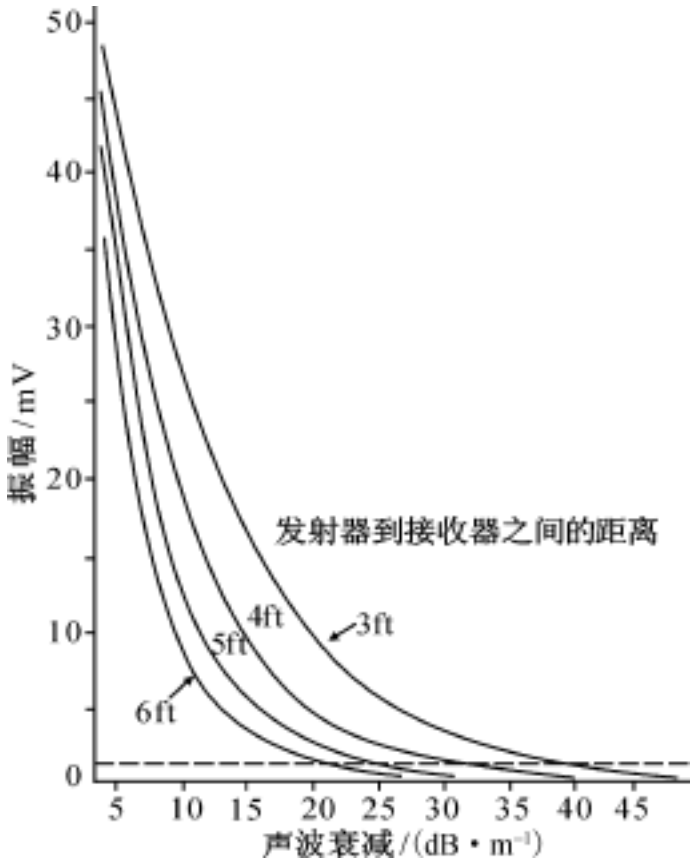


图 7.27　套管中采用不同源距测得的声波幅度与声波衰减的关系

(1ft = 0.3048m)

在进行固井声幅测井时，必须注意下列影响因素，才能正确解释声幅测井结果。

(1) 声幅测井仪中，源距的选择对声幅测量有较大影响，不同源距条件声波衰减与幅度的关系如图 7.27 所示。从图上可以看出，源距越小仪器分辨力越强。国产声幅测井仪多采用 1m 源距。

(2) 声波衰减与水泥胶结时间有关。在注水泥后的不同时间测固井声幅，其结果受水泥固结程度影响而不同。根据我国目前生产的水泥的性质和施工技术，经现场试验证明，在注入水泥后 20 ~40h 进行声幅测井效果最好。测井时间过早，所测声幅曲线幅度偏高，似未胶结显示，而测井时间过迟，所测曲线幅度偏低，似胶结良好显示。

(3) 声波衰减与水泥的性质 (例如水泥的抗压强度等) 有关，固井声波幅度测井存在一个缺陷，它只能研究套管与水泥环的胶结情况，而不能反映出水泥环与地层之间的胶结情况。同固井声波幅度测井相配合，如果同时进行全波记录，则根据套管波幅度、地层纵波幅度和横波幅度可定性判断套管 - 水泥、水泥 - 地层间的胶结质量。

固井全波幅度测井一般采用全波调辉变密度或全波调宽变密度记录方式。这两种记录方式的全波测井又叫做声波变密度测井。

调辉变密度记录，是将接收器接收到的声波波列中每个波按振幅变换为不同亮度显示在测井记录上。当仪器在井中提升测量时，记录仪连续地同步记录下，一条条明暗不同的“相线”，这就是调辉变密度记录。在这种记录中，从黑到白之间的不同色调，对应于幅度从高到低的变化。

调宽变密度记录是将声波波列中每个波按幅度转换成不同长度的亮线，幅度愈大，亮线愈长。记录仪随井下仪器同步移动，连续地把不同长度的亮线记录下来，形成一条条宽窄不同、明暗相间的“相线”。在这种记录中，声波幅度愈大，相线愈宽。图 7.28 是调辉和调宽的示意图。

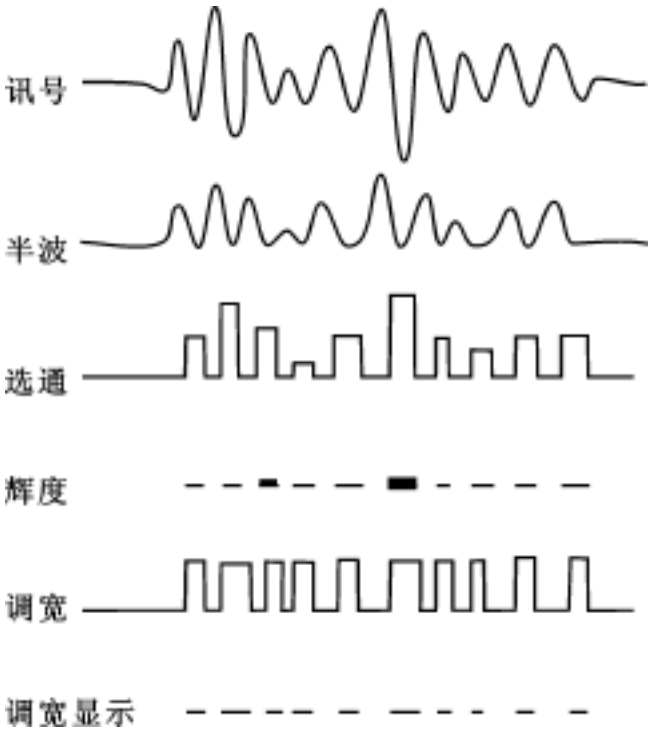


图 7.28　声波信号调制示意图

水泥固井情况不同时，变密度记录和幅度测井曲线的显示（图 7.29），可归纳如下。

（1）套管外无水泥，套管和地层之间存在空隙，大部分声能将通过套管传到接收器，而很少传递到地层中去。因此，套管波很强，地层波很弱或完全没有。在变密度测井记录上，除套管接箍处有明显人字纹曲线外，幅度和传播时间均无变化，呈反差明显的明暗条带。固井声幅测井曲线为高幅值。

图 7.29　变密度记录和幅度测井曲线示意图

(2) 套管与水泥胶结良好，水泥与地层声耦合良好，这时套管与水泥及地层可看成一个整体，声能将由套管传到水泥再传到地层。结果套管波很弱，地层波很强（如果地层对声波衰减不大)，水泥波一般均很弱可忽略不计。

由于地层波传播时间随深度变化而变化，在变密度图上不是直线，而呈不规则的摆动。可以较容易的和先到达的套管波及后到的泥浆波区分。固井声波幅度测井曲线为低幅值。

(3) 套管与水泥胶结良好，水泥与地层声耦合不好或地层对声波衰减大，声能从套管传递给水泥，水泥使声能衰减，很少传递给地层。表现出套管波很弱，地层波也很弱或没有。固井声幅曲线表现为低幅度值。

(4) 套管与水泥胶结不够紧密，有小的空隙，但水泥与地层声耦合良好，声能大部分留在套管中，但也有相当大的能量进入地层。表现出套管波和地层波为中等强度。套管中的声能衰减和胶结在套管四周的水泥环的百分数成正比。固井声幅曲线可能表现为弱胶结特征。

第五节　声波井壁成像测井

声波井壁成像测井有时也称为声波电视测井，是一种能够直接观察井壁情况的测井方法。它和雷达利用电磁波的发射与反射来发现目标相似，是利用声波发射器向井壁发射一束束的声脉冲，然后将井壁反射回来的声波强度用振幅 - 辉度调制为图像。反射波信号的强度和井壁介质密度及光滑程度等反射条件有关。根据反射波幅度衰减情况，既可反映井壁岩性又可反映是否有裂缝、洞穴及坍塌等情况。声波成像比一般的可见光成像优越，它克服了普通井壁照相测井只能用于透光的清水井中的缺点，而对井条件有较好的适应性。

声波井壁成像测井仪的外部和内部结构，如图 7.30a、b 所示意。内部主要包括驱动电机、换能器和磁力仪。图 7.30c 是井壁成像脉冲—回波信号。超声换能器既作为发射器又作为接收器，每秒钟发射 1500 ～3000 次、频率为 1 ～2MHz 的超声窄脉冲。驱动电机以 3 ～6 转/s 的速度匀速转动，带动换能器和磁力仪旋转。磁力仪在裸眼井内每转到磁北方向，就以电脉冲形式将换能器方位信息发送到地面。由于是匀速转动，所以不论在任何时刻都可以知道换能器在井下的指向，不过

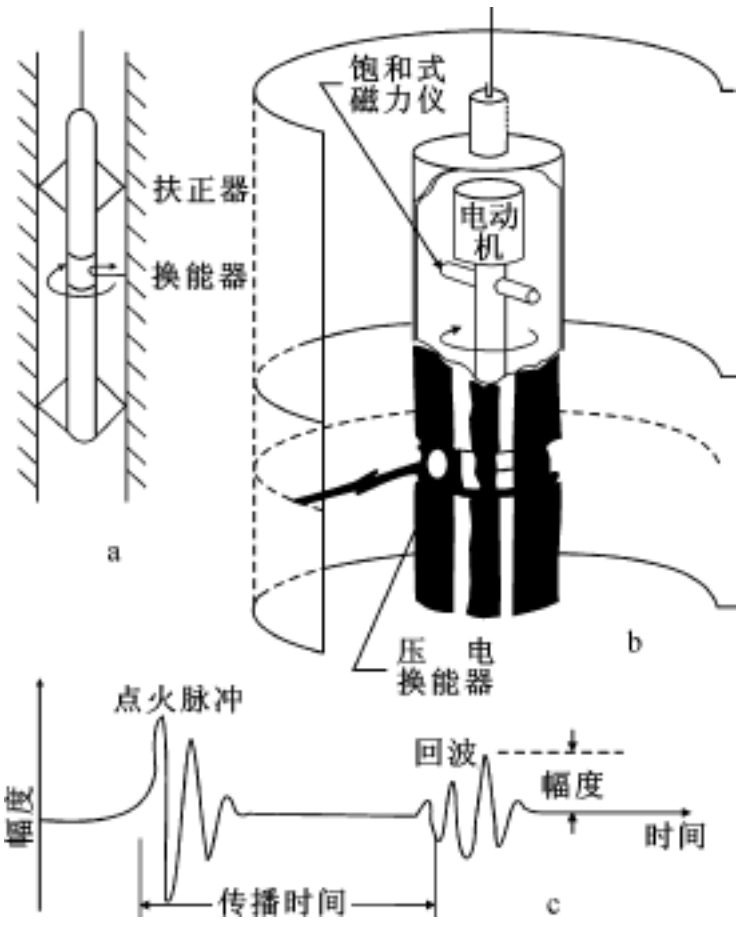


图 7.30　井壁声波成像测井仪的外部和内部结构及脉冲 - 回波信号示意图

在套管井中或在含有铁磁性矿物的裸眼井中，不能使用磁力仪来指示方位。换能器在井下的深度信息，可通过测井电缆的深度记号来确定。

进行声波井壁成像测井时，先将井下仪器放至某预定深度，当仪器以规定的测井速度向上缓慢提升时，发射脉冲超声波束的旋转发射器对井壁进行扫描，同时记录反射声波的强度和旅行时。图像上显示的井壁，仿佛把井筒垂直切开平展于图纸上。声波换能器接收反射脉冲的强度和井壁的几何形态及表面状态有关。由于井壁上地层的裂缝和孔洞能够散射入射声束的能量，使接收的回波信号强度减弱，在幅度成像图上产生可以识别的黑色特征线或区域。坚硬光滑井壁的反射信号较强，在幅度成像测井图上显示为一片白色区域。

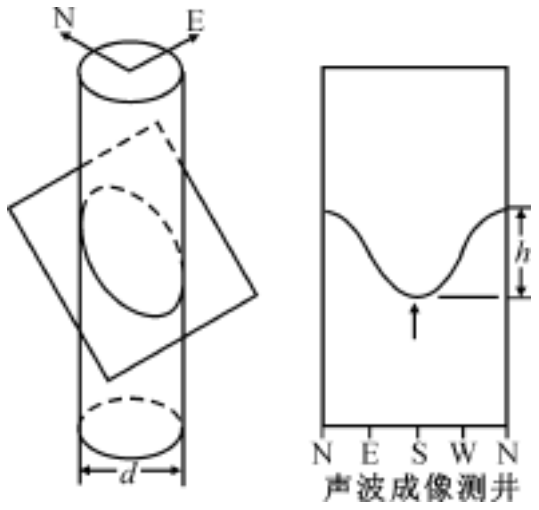


图 7.31　与井眼斜交平面（裂缝或层面）的立体图和平面展开示意图

和井眼相交的平面裂缝，如果是和井轴垂直相交的水平裂缝，在图上显然是一条直线，如果是与井轴斜交的裂缝（或层面），在成像图上显示为黑色的正弦曲线（图 7.31）。裂缝平面的倾斜方向，可以由图上正弦曲线上最小值的位置确定。裂缝的倾角则可以根据正弦曲线的峰值 h 和井眼直径 d 由下式计算出

$$\alpha = \arctan \frac{h}{d} \tag{7.44}$$

井壁岩石中的孔洞对于储层评价也是具有重要意义的。在成像测井图上表现为孤立的暗色斑痕。

此外，由于不同岩石的声阻抗不同，具有不同的声反射系数（表 7.3），所以不同岩性的地层在井壁声波幅度成像图上也存在差异。在有利条件下，对于识别岩性也可以提供有用信息。

表 7.3　井内流体为水时不同井壁介质的声反射系数

不同井壁介质	钢套管	砂岩	泥岩	石灰岩	白云岩	花岗岩	硬　煤
声反射系数	0.93	0.71	0.49	0.85	0.86	0.79	0.55

井壁声波成像测井的声脉冲传播时间不但与换能器到井壁的距离有关，而且也和井内流体的性质有关。如果换能器到井壁的距离为 l，井内流体声速为 c，则声脉冲由换能器发射到井壁再由井壁返回到换能器的双程传播时间为

$$t = \frac{2l}{c} \tag{7.45}$$

如井内流体声速已知，通过声脉冲传播时间的精确测量，能够得到准确的井径资料，并绘制出井眼三维立体图。

对于张开的裂缝，井壁声波传播时间成像与幅度成像的特征相似。如果是已充填的封闭裂缝，幅度成像图上由于岩性不同可能产生相应的图像，而在传播时间成像图上则没有明显显示。因此，井壁声波成像测井的幅度成像和传播时间成像经常被并排显示在一起，以便对比分析（图 7.32）。



图 7. 32　声波井壁成像测井图

声波井壁成像测井具有直观的优点，但是它的分辨率比较低（约 6mm)，微小的裂缝往往显示不出来，多条微小裂缝也可能被错误地显示为单个大裂缝。

声波井壁成像测井还有许多应用，如在套管井中可以用来检查套管上的射孔位置和裂隙等。

第八章　自然伽马测井

自然伽马测井或称自然放射性测井，是以研究岩层或矿体天然放射性为基础，进而研究岩层性质和有关地质问题的一种方法。它是发展较早，但直到目前仍然比较重要的一种方法。在石油勘探中应用它可以解决下列问题:

(1) 按天然放射性强弱，判别岩性和划分钻井的地质剖面。

(2) 估计岩石中泥质含量，从而判断岩层的储集性能。特别是在泥浆矿化度比较高的地区，由于自然电位曲线不能清楚地反映渗透性岩层，自然伽马测井的作用就显得比较突出。

(3) 在一个含油气区或单独构造上，各井的剖面进行对比。

此外，由于伽马射线可以穿透套管，自然伽马测井可以在下套管的井中进行测量。它与测定套管接箍的磁定位曲线相配合，能够准确地确定射孔位置，这也是该方法的一个重要用途。

第一节　原子核的基本知识和天然放射性

原子是由原子核和围绕着它的电子所组成。原子核是由质子和中子构成。质子带有正电，其电荷和一个电子所带的电量相等。原子核中的质子数等于外围的电子数，所以原子呈中性，这个数值叫做元素的原子序数，通常用符号 Z 表示。原子核中质子与中子的总数叫做该元素的质量数，用符号 A表示。因此，原子核里中子的数目为 A - Z。质子与中子的质量几乎相等，接近于一个原子质量单位（质量数为12 的碳原子质量的1/12 为一个原子质量单位 。这种原子质量单位叫做碳单位)。因为原子的质量绝大部分集中在原子核上，所以质量数 A基本上代表了这个元素的质量。

具有相同质子数 Z 和中子数 N 的一类原子或原子核，称为一种核素，或把具有相同原子序数 Z 和质量数 A的一类原子或原子核，称为一种核素。核素是用它所属的化学元素的符号按下列方式表示: ${}^{A}_{Z}X$，X 是元素符号。例如，${}^{16}_{8}O$ 是氧元素的一种核素。

质子数相同，中子数不同的核素称为同位素。例如，${}^{1}_{1}H$、${}^{2}_{1}H$、${}^{3}_{1}H$ 是氢的三种同位素。

一、天然放射性

核素分为稳定的和不稳定的两种。不稳定核素的原子核能自发地放射某种射线，这种现象称为放射性，所以不稳定核素也叫做放射性核素。原子核由于放射出射线而发生的转

原子质量单位用 u 表示，1u = 1.6605655× 10^{-27} kg。

变，称为原子核衰变。因此，放射性与原子核衰变密切相关。由于放射性现象是由原子核的变化引起的，与核外电子状态的改变关系很小，所以元素的放射性一般不受它所处的物理状态和化学状态的影响。

放射性核素放射出的射线主要有三种：α、β和γ。通过研究发现，α射线带正电，β射线带负电，γ射线不带电。实际上，α粒子就是氦原子核，β粒子就是电子，γ射线为波长极短的电磁波。

放射性核素经α和β衰变后的剩余核，叫做子核，往往处于激发状态。激发状态的原子核要向基态跃迁，在跃迁过程中将放出γ射线。由于核处于不同的激发能级，放射出的γ射线往往也具有几种不同的能量。例如，^{60}Co 经β衰变变成^{60}Ni 的过程，99%以上是成激发态的^{60}Ni，能级为 2.505MeV（兆电子伏特），放出 1.172MeV 的γ射线，变到级为 1.333MeV 的^{60}Ni，然后放出 1.333MeV 的γ射线，回到基态。

放射性核素的衰变遵从统计规律，在某一时间的衰变率和当时存在的可以衰变的原子核数 N 成正比，即

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda N \tag{8.1}$$

比例系数λ称为衰变系数。负号是表示原子核数随时间增加而减少。

如果开始时的原子核数是 N_0，把（8.1）式积分则得

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \tag{8.2}$$

放射性核素的衰变率（单位时间的衰变数 - dN/dt）叫放射性活度，由（8.1）和（8.2）式可得

$$A = -\frac{dN}{dt} = \lambda N_0 e^{-\lambda t} = A_0 e^{-\lambda t} \tag{8.3}$$

式中：$A_0 = \lambda N_0$ 是 t=0 时的放射性活度。可见放射性活度和放射性核素的数目具有同样的指数衰减规律。

在实际运用中，经常通过测定放射性衰变过程中单位时间放出射线数，即射线强度来了解放射性活度。放射性活度和放射性强度是有区别的物理量。仅当放射源的一次衰变只放出一个粒子时，该放射性源的射线强度和放射性活度才相等。

描述放射性衰变的几率，除了用衰变常数λ以外，通常还用下面两个量——半衰期 T 和平均寿命τ表示。原子核数衰减一半所需的时间，叫做半衰期 T。把 $N = N_0/2$，t = T 代入（8.2）式则得

$$T = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0.693}{\lambda} \tag{8.4}$$

平均寿命τ是指放射性原子核平均生存的时间。假定在开始时有 N_0 个衰变系数为λ的原子核，从 t 到 t + Δt 时间内衰变了 λNΔt 个，这个数目等于“活”t 秒的原子核数，于是全部原子核（N_0）的总寿命可以写成

$$\int_0^{\infty} t\lambda N dt$$

电子伏特（eV）是能量单位，1eV 是一个电子在真空中通过 1V 电位差所获得的动能。这个动能的数值需由实验得出，现在的数据为 $1eV = (1.6021892 \pm 0.0000048) \times 10^{-19}J$。

因此，N_0 个原子核的平均寿命为

$$\tau = \frac{1}{N_0}\int_0^{\infty} t\lambda N dt = \frac{1}{\lambda} \qquad (8.5)$$

放射性核素有天然的和人工生产的两种。天然放射性核素是自然界中天然存在的，它又包括两部分：一部分是原子序数大于 81 的重元素，一部分是中等质量的元素。最早发现的重天然放射性核素有三个系列：铀系、钍系和锕系。系列中原子核衰变后往往又形成新的放射性原子核，例如铀系中的$^{238}_{92}U$，经 α衰变（半衰期 4.5×10^{9}a）形成放射性的$^{234}_{90}Th$，然后$^{234}_{90}Th$又经 β衰变（半衰期 24.1d）形成$^{234}_{91}Pa$，而$^{234}_{91}Pa$ 也是放射性的，直到最后形成稳定的铅同位素为止。

还有一个重元素的放射性系列——镎系，其中寿命最长的$^{237}_{93}Np$ 的半衰期也只有 2.2×10^{6}a，所以天然状态下已经不存在了。

目前已经知道的中等质量的天然放射性元素有^{40}K、^{87}Rb、^{115}In、^{138}La、^{147}Sm、^{176}Lu 和^{187}Re 等，近年来还在陆续发现。其中^{147}Sm 是放射 α的，其他都是放射 β的，衰变过程中大多数还伴随着 γ射线。

目前，地球上没有半衰期低于 10^{8}a 的天然放射性核素，但是地球存在的初期，半衰期更短的放射性核素肯定是有过的，只是都已经衰变完了。根据这一点，非常粗略地估计，地球的年龄大约在五十亿年以上。

需要说明的是，有一些半衰期短的放射性核素存在于地球表面或大气中，例如$^{2}_{1}H$ 和$^{14}_{6}C$，它们都是放射 β的物质，半衰期各为 12.4a 和 5400a。这两个核素是由宇宙线产生的。

二、放射性单位

在国际单位制中，放射性活度的单位名称为“贝可勒尔”（Becquerel）。它的国际符号为 Bq，中文符号是“贝可”。1“贝可”等于每秒一次核衰变，即

$$1Bq = 1s^{-1}$$

贝可是一个很小的单位，因此往往需要较大的单位，如兆贝可等。

放射性活度的旧单位叫做居里（Ci）。居里的定义是：如果有一放射源，每秒钟产生 3.7×10^{10} 次衰变，这个源的活度就是 1Ci。显然

$$1Ci = 3.7\times 10^{10} Bq$$

前面已经说过，活度是按核的衰变数定义的，并不表示放射性物质放出的射线数量。

当需要说明或测量放射性对其他物质的作用时，往往要涉及射线的数量和能量，所以只用放射性活度的概念是不够的。

射线对物质的作用是多种多样的，对物质造成的影响也是多方面的，但是许多方面的影响都直接和射线对物质的电离作用有关，而这种电离作用又与物质从射线中吸收的能量有关，因此可以用物质从射线吸收的能量来反映射线对物质在这方面的作用。在考虑射线对物质的作用时，应考虑到质量不同将受到不同的影响，所以要用单位质量的物质所吸收的能量来表示，这个量叫做吸收剂量。

在国际单位制中，吸收剂量的单位叫做戈瑞（Gray）。1 戈瑞表示 1 千克物质吸收 1 焦耳的辐射能量时的吸收剂量，戈瑞的国际符号为 Gy，即

$$1\text{Gy} = 1\text{J/kg}$$

因为直接测定在放射线照射下物质吸收的能量比较困难，而用电离室测定电离电量较方便，所以常常测定照射量或称照射剂量，而很少直接测吸收剂量。

照射量是指单位质量的物体（空气）在受 X 射线或 γ射线辐射后产生电离的电量。在国际单位制中，照射量的单位是库仑每千克，即 C/kg。

过去采用的照射量单位为伦琴（R），它与国际单位的换算关系为

$$1\text{R} = 2.578\times 10^{-4}\text{C/kg}$$

在过去也用克镭当量来衡量 γ放射性强弱。凡放出 γ射线的物质和 1 克镭在同样条件下所引起的电离作用相等时，则这一物质的放射量为 1 克镭当量。通常测定岩石的放射性浓度时，采用克镭当量每克为单位。

美国的测井公司和石油公司采用 API 单位表示物质的总 γ射线强度。在休斯敦美国石油研究所的 γ射线刻度井中，低放射性层和高放射性层的放射性差值，被定义为 200API 单位。

三、岩石的天然放射性

岩石中能够放射出足够强的 γ射线，并为现代测井技术所探测的放射性核素，只有 ^{40}K、^{238}U 和 ^{232}Th。其中 ^{40}K 衰变后变成稳定的 ^{40}Ar，放出单一能量（1.46MeV）的 γ射线，而 ^{238}U 和 ^{232}Th 分别经过复杂的衰变过程才变成稳定的 ^{206}Pb，因此放出的 γ射线能谱也比较复杂，如图 8.1 所示。铀系和钍系中比较突出的 γ射线分别为铋（1.76MeV）和铊（2.62MeV）放出的。

地壳中钾、钍、铀三种元素的相对丰度，分别为 2.35%、12×10^{-6} 和 3×10^{-6}。它们单位重量相对 γ射线活度，分别为 1、1300 和 3600。

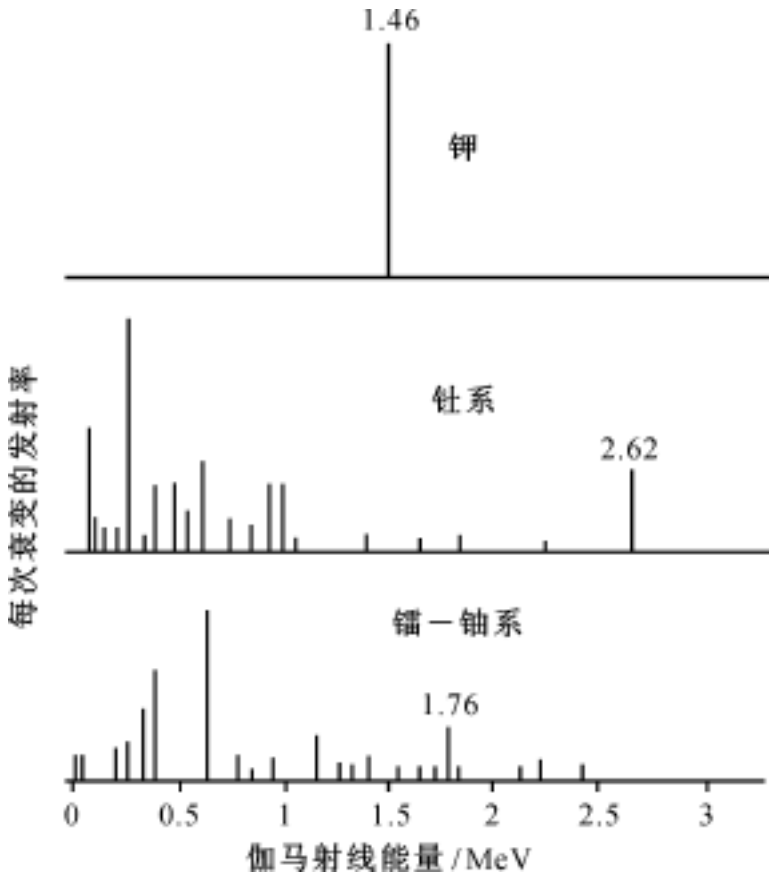


图 8.1　放射性元素发射的 γ射线能谱

钾是地壳中常见的元素，是构成地壳的前十种主要元素之一。沉积岩中含钾的矿物有许多种，如蒸发岩中的钾盐、钾芒硝、无水钾镁矾和钾盐镁矾等；砂岩中的长石是除石英之外出现最多的矿物，其中一组是富钾的，晶格中含钾的粘土矿物，如伊利石、云母、海绿石等，在沉积岩中也是常遇到的。

相比之下，铀和钍的矿物是比较稀少的。由于铀的化合物易溶于水，可以被搬运和吸附在有机质上，因而在泥岩中富集。钍不溶于水，所以常常和重矿物独居石或锆石等汇集在一起，这些矿物也称为残余物。

不同地区、不同时代、不同岩性和不同成分的岩石，其平均放射性核素含量往往有很大差别。但一般规律是，岩浆岩中放射性核素含量比沉积岩高，钍铀比大。

岩浆岩中，酸性岩浆岩放射性核素含量最高，钍铀比最大，且含量随岩石酸性减弱而有规律地降低；中性岩浆岩中放射性核素含量约为酸性岩浆岩的二分之一，基性岩中的含量则为酸性岩的四分之一到五分之一，超基性岩中含量最低。

沉积岩中放射性核素含量与沉积物来源、沉积条件和后生作用等密切相关。沉积岩中的粘土岩类，放射性核素含量较高，这是由于粘土矿物具有较强的吸附能力造成的，其中特别是蒙托石和伊利石由于比面很大，对岩石的放射性贡献最大。砂岩中放射性核素含量变化较大，它与砂岩成分和粘土含量有关。纯石英砂岩的放射性核素含量很低，当砂岩中含有长石、云母和粘土矿物时，砂岩的放射性将随这些矿物的含量增多而加大。碳酸盐岩的放射性一般较低。岩盐、石膏、硬石膏等也都是低放射性的矿物。钾盐是高放射性的岩石。

变质岩类岩石的放射性核素含量，与变质前岩石的放射性核素含量，以及以后的变质过程有关，而且依据具体的地质条件不同而不同。

第二节　自然伽马测井的测量原理

自然伽马测井就是沿井身测量地层的自然放射性，并进一步研究地层性质的方法。测量自然伽马射线强度的方法有两种，一种是记录每一点上接收的自然伽马射线总强度，另一种是记录每一点上不同能量段的射线强度，从而获得该点的能谱。关于自然伽马能谱法，在本章后面介绍。图 8.2 是记录自然伽马射线总强度的原理图。射线在探测器中被转换成电脉冲。脉冲数目的多少，反映射线强度的大小。因此，放射性测井仪实质上是一个计数电路。因为测井是连续进行的，为了能记录出反映不同深度的放射性强度，脉冲信号必须进入一个叫做计数率器的电路，使输出信号与单位时间的脉冲数成正比，然后用记录仪记录下自然伽马测井曲线。为保证输出与输入脉冲数成比例，仪器中还包括有整形、鉴别、放大等电子线路。为了更好地理解自然伽马测井的测量原理，下面简单介绍一下射线探测器。为了叙述的方便，核测井有关的探测器也一并在此做了概略介绍。

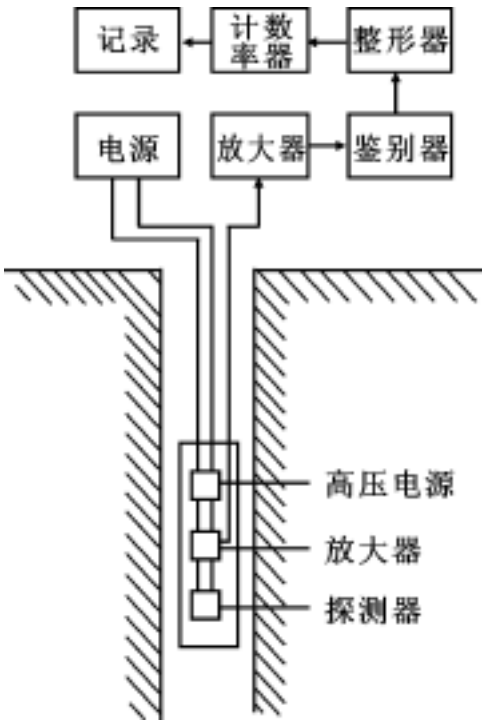


图 8.2　自然伽马测井测量原理图

一、射线探测器

射线探测器是利用放射性射线通过物质时，对物质有电离或激发等作用，间接地测出它的存在、强度和能量。

利用射线对气体的电离作用制成的探测器叫气体电离式探测器。目前用于核测井中的气体电离式探测器有正比计数管和盖革计数管。

电离式探测器通常是在一个玻璃管内装一个金属圆筒作为阴极，中间装一根细导线作为阳极。管内充以气体，阴极接地并与电源负极相接，阳极通过一个电阻与电源正极相接（图 8.3）。

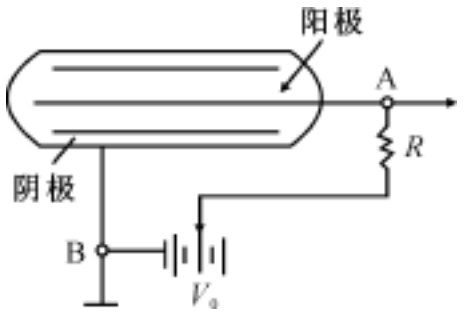


图 8.3　气体电离式探测器

在管子里没有电离电流时，阳极电压为 V_0。若有一带电粒子进入管内，管内气体将产生电离，阳极因收集了所产生的负离子，电压瞬时降低，在这一瞬间供电电流经过电阻流向阳极，于是在 A 点处就产生一个电压脉冲。在相同射线的照射下，脉冲大小是随两极间的电压高低而改变的。它们之间的关系如图 8.4 所示。

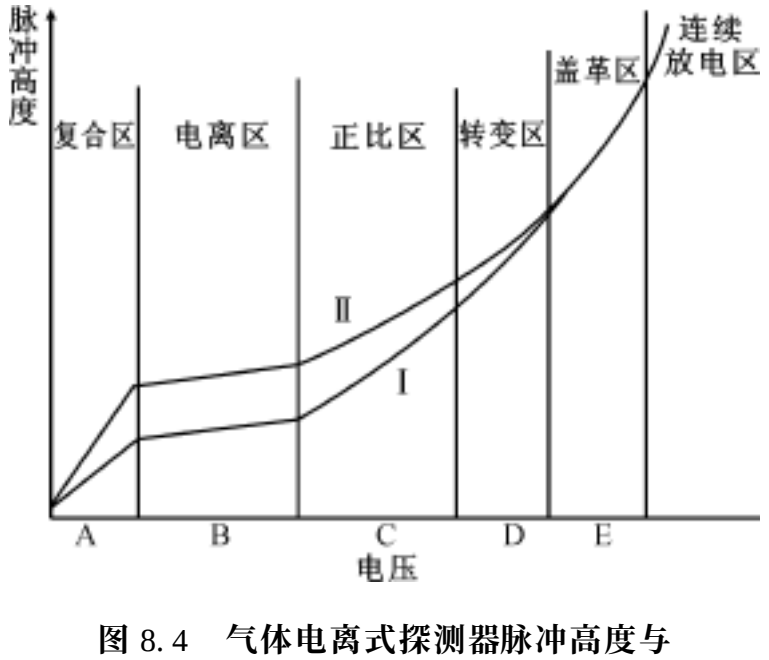


图 8.4　气体电离式探测器脉冲高度与电压关系曲线

图中Ⅰ、Ⅱ是表示由不同带电离子引起的原始离子数目不同的两条曲线。

工作在正比区的叫正比计数管。在测井中目前它用于探测热中子和超热中子。这种正比计数管通常充有含硼的气体。用于探测超热中子的含硼正比计数管还需在外边加一层石蜡，并在石蜡外加一薄层镉。

盖革计数管的玻璃管内壁涂上一层导电物质或另放进一金属圆筒作为阴极。盖革计数管工作在盖革区，对于不同能量的射线都给出大小相同的脉冲。因此，它只能探测射线的强度，而不能区别射线的能量。用盖革管测量 γ射线，是利用 γ射线打到管内壁时，管壁放出的光电子或康普顿电子所引起的放电现象。盖革管对 γ射线的探测效率很低，一般只有 1% ～2%。为了提高计数率减小统计起伏误差，常把几个盖革计数管并联起来使用。

目前使用较为普遍的探测器是闪烁计数器。闪烁计数器是由荧光体和光电倍增管组成。γ射线进入荧光体引起发光，光电倍增管将闪光转变成电脉冲，电脉冲的数量与进入荧光体的 γ射线数量成正比，这就是闪烁计数器的基本工作过程。γ射线不能直接引起荧光体发光，而是先使荧光体产生光电子或康普顿电子（或生成电子偶），然后再由这些电子激发荧光体的分子使其发光。发光光子的总能量与射线能量之比，称为荧光体的发光效率。多种荧光体的发光效率都是常数。因此，根据发光的强弱有可能鉴别射线能量的大小。

荧光体分有机和无机两种，测量 γ射线主要用无机的，如碘化钠（铊激活）［NaI（Tl）］晶体。

光电倍增管的结构及工作原理如图 8.5所示，它包括三部分：①光阴极；②联极；③阳极。光阴极和联极上都有锑铯化合物。光电子在电场作用下射入第一联极，联极受到光电子的轰击，发出比轰击电子更多的电子，这些电子在电场作用下依次向以后的各联极射出。每到一个联极，电子数目都增加一些，当这一束电子最后到达阳极时，它所含的电子数目比原来的光电子增大约 10^5 ～10^8 倍。阳极是个收集电极，当它收到由最后联极来的电子流后，电位瞬时降低，产生一个幅度与原来光电子数成正比的负脉冲。

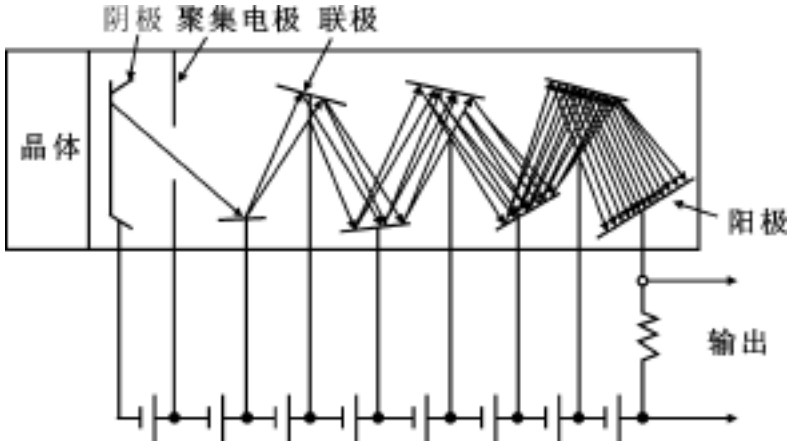


图 8.5　光电倍增管的结构及工作原理图

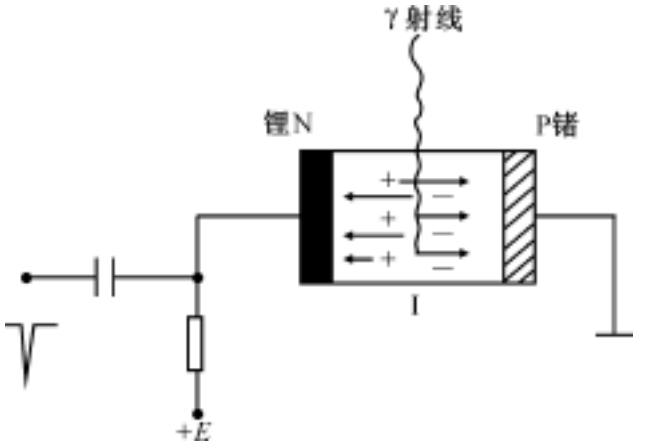


图 8.6　半导体探测器原理图

荧光体安装在紧贴光阴极处，为避免因反射损耗光强，其间涂以光学硅油，实现光耦合。

闪烁计数器对于带电粒子的探测效率几乎可以达到 100%，而对于 γ射线的探测效，只能达到 20% ～30%，但这已比盖革管高得多了。另外，荧光体内闪光的停留时间短，只有 10^{-8}s 左右，所以闪烁计数器的分辨时间要比盖革计数管短几个数量极（盖革一般为 10^{-4}s)。

目前存在的另一种探测器是半导体探测器。其中锗（锂）探测器对 γ射线能谱有非常良好的分辨率，是目前进行伽马能谱测量较为理想的探测元件。

半导体探测器实际上是一个特殊的 PN 结二极管。当射线射入探测器的灵敏区，即探测器的 PN 结的结区（也称为耗尽层或阻挡层)，产生新的载流子——电子和空穴（图 8.6)。当二极管上加反向电压时，结区中由射线引起的电子和空穴对在反向高电压造成的电场作用下，很快分离并分别被拉到正极和负极，于是输出一个脉冲。

锗（锂）探测器 Ge（Li)，叫做锂漂移锗探测器。由于经过特殊工艺处理，形成很厚的灵敏区，见图 8.6 上的 I 区。只有灵敏区足够厚才能保证 γ射线能量在灵敏层中耗尽，从而可以给出较宽的能量测量范围。

需要指出的是，Ge（Li）探测器要求连续低温储存。低温条件破坏后，反向漏电流会增大，探测器性能降低。

Ge（Li）探测器探测 γ射线的效率比 NaI（Tl）差，但对 γ射线能量的分辨率比 NaI（Tl) 高一个数量级。

Si（Li）半导体探测器叫做锂漂移硅探测器，它的 γ射线探测效率比 Ge（Li）低，但温度稳定性优于 Ge（Li)。近年来又发展了温度稳定性好、探测效率高的碲化镉（CdTe）半导体探测器，但它的缺点是对 γ射线能量分辨率较差。

二、自然伽马测井仪的刻度

自然伽马测井仪以脉冲数/分钟为单位的输出，不仅和岩层的放射性强度有关，而且和测量仪器（包括探测器和整个记录系统）的灵敏度有关，即在相同的地层条件下，使用不同的仪器可能得到不同的输出信号。为了便于资料对比和定量解释，必须使仪器标准化。标准化的基本方法是把不同的测量仪器在同一个已知的放射性标准化装置上进行检查

测量，并调节仪器系统的灵敏度使它们有相同的输出，或者求得不同仪器的换算系数。

选择合适的标准化单位，可以使仪器输出直接按所需要的单位刻度，因此标准化的工作也叫做对仪器进行刻度。刻度单位通常根据测井的目的来选择，例如以寻找放射性矿床为目的时，伽马测井使用反映岩石中放射性元素总浓度（微克镭当量每吨岩石）作为刻度单位比较方便。再如，在石油勘探中伽马测井的主要目的是划分岩性和判断泥质含量，在美国则采用所谓 API 单位，这个单位是根据泥岩层的放射性强度定义的。也可以采用剂量单位，例如 C/kg·h 作为刻度仪器的标准单位。

为了提高刻度的精度，刻度装置应该和地层的实际情况相似（包括形状和放射性元素）。因为探测器的灵敏度和射线的能量有关，所以刻度装置中的放射性元素应和地层中的放射性元素相接近。因此，最好的刻度装置应该是实际的模拟地层。但这样的装置不能携带，也不能建立很多。通常把刻度装置按照刻度的精度划分为不同等级。作为行业统一标准的可以叫做一级，各个制造厂和大的油田所建立的标准可以叫做二级，一般现场使用的可以叫做三级。低级的刻度装置必须定期用高一级的刻度装置进行检查。

下面举例说明现场刻度仪器的方法。如使用标准源刻度仪器，则根据源的说明书给出的数据，可以按下式算出距源不同距离处以剂量单位表示的射线强度

$$J = \frac{A}{R^2} \qquad (C/kg \cdot h)$$

式中：A 为换算系数，在源的说明书中可以查到；R 为距离。刻度时，把源吊在与仪器不同的距离处，同时记录仪器的读数 $J'_{(min^{-1})}$，则可求出仪器的灵敏度 K_γ

$$K_\gamma = \frac{J'_{(min^{-1})}}{J_{(C/kg \cdot h)}}$$

利用 J 和 J 之间的关系曲线，还可以检查仪器的线性。

如果使用的刻度装置是经过标准试验井校验，并且已知它的刻度值，例如 API 值，则利用这种装置就可以使记录结果按 API 单位刻度。例如，斯仑贝谢公司在测井前用 3.7×10^6 Bq（0.1mCi）的镭源对仪器进行现场刻度时，当源放在距仪器 1.35m 的地方，对于外径为 $3\frac{5}{8}$in（1in = 2.54cm）的 GNT - F/G 仪器，代表 165API；对于外径为 2in 的 GNT - K 仪器，代表 155API，等等。

第三节　自然伽马测井曲线特征

假定有一含放射性元素的介质，每立方厘米一秒钟可以发出 Q 个 γ射线，则其中一小体积元 dV 在空间某点 P 的 γ射线强度可以表示成

$$dJ = \frac{Q}{4\pi R^2} e^{-\mu R} dV \qquad (8.6)$$

式中：R 为 P 点到体积元 dV 的距离；μ为射线源 dV 与 P 点之间介质的 γ射线吸收系数。如果含放射性元素介质的总体积为 V，则 P 点的 γ射线强度为

$$J = \int_V \frac{Q}{4\pi R^2} e^{-\mu R} dV \qquad (8.7)$$

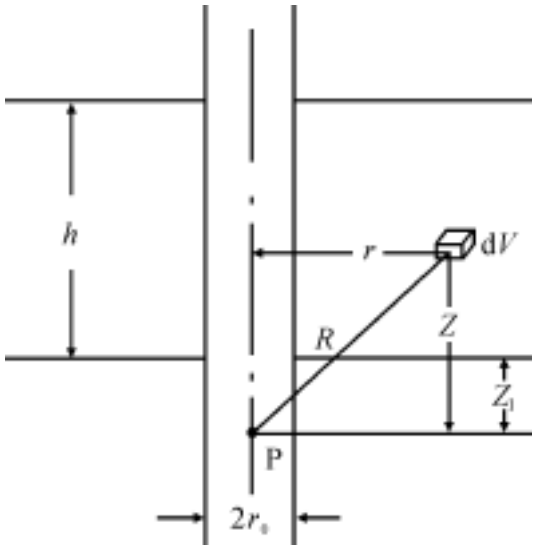


图 8.7　厚度为 h 的放射性地层示意图

对于一个如图 8.7 所示的含放射性元素地层，如假定地层和井内泥浆的吸收系数相同，则井轴上各点的放射性强度，可以写成如下形式的函数

$$F(Z) = \int_{Z_{1r}}^{Z_{1r}+h_r} -E_i\left(-\mu r_0 \sqrt{1+Z_r^2}\right) dZ_r \qquad (8.8)$$

式中：r_0 为井的半径；$Z_{1r} = Z_1/r_0$；$h_r = h/r_0$；$Z_r = Z/r_0$；函数 $-E(-x)$ 为指数积分，即

$$-E_i(-x) = \int_x^{\infty} \frac{e^{-t}}{t} dt \qquad (8.9)$$

根据 (8.8) 式计算的一组不同厚度放射性地层的 γ 测井理论曲线，如图 8.8 所示。从图上可以看出，γ 射线强度的分布，对地层中心是对称的，中心出现极大值。当地层厚度小于三倍井径时，γ 射线强度的最大值随厚度变化而变化。当厚度大于三倍井径时，γ 射线强度的极大值与厚度无关，并且对着地层界面处的放射性强度大约为极值的 1/2。

实际测得的自然伽马曲线形状由于受下列因素影响，一般不同于理论曲线的形状。

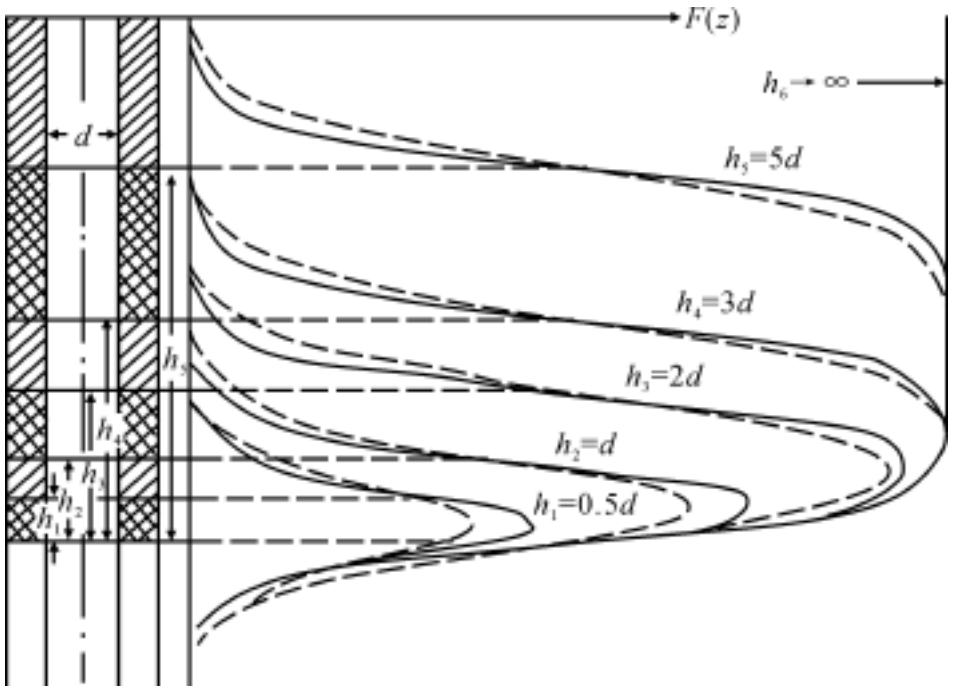


图 8.8　水平放射性岩层在井轴上造成的放射性强度

实线表示点状计数器的结果；虚线表示有限长计数器 (L = d) 的结果

一、“统计涨落”的影响

放射性衰变是一种符合统计规律的随机现象。因此，测量结果的“统计涨落”现象是不可避免的。就是说，在相同的条件下，同样的时间间隔 Δt 内，做重复测量，每次测得的读数 N_i 是不同的，N_i 和其重复测量结果的平均值 $\bar{N}$ 之间总有一个差值 ΔN_i。当 $\bar{N}$ 相当大时，差值 ΔN 服从于正态分布 (高斯分布) 规律，其分布密度的表示式为

$$P(\Delta N) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\bar{N}}} e^{-\frac{\Delta N^2}{2\bar{N}}} \qquad (8.10)$$

根据随机变量的方差理论，“统计涨落”的误差可用均方差（也称标准误差）表示

$$\sigma = \pm \sqrt{\int_{-\infty}^{\infty} P(\Delta N)(\Delta N)^2 d(\Delta N)}$$

$$= \pm \sqrt{\frac{1}{\sqrt{2\pi \bar{N}}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{\Delta N^2}{2\bar{N}}} (\Delta N)^2 d(\Delta N)}$$

$$= \pm \sqrt{\bar{N}} \qquad (8.11)$$

若用相对标准误差表示时

$$\delta = \frac{\sqrt{\bar{N}}}{\bar{N}} = \frac{1}{\sqrt{\bar{N}}} \qquad (8.12)$$

由于自然 γ测井一般是沿井身连续记录的，所以通常采用计数率线路。这个线路的主要部分是一个 RC 电路。整形后的脉冲向 RC 电路充电，如果每个脉冲的充电电荷为 q，当计数率（即单位时间的脉冲数）为 J 时，单位时间充入电容器 C 中的电荷 $I_i = Jq$。与此同时，从电容器经电阻 R 放电的电荷为 $I_0 = V/R$。在平衡时，$I_i = I_0$，即 $Jq = V/R$ 或 $V = JRq$。由此可见，输出电压与单位时间脉冲数（计数率）成正比。当单位时间的脉冲数由 J_1 突然变到 J_2 时，由于 RC 电路的滞后作用，电压 V 不能立即改变，而是

$$V(t) = J_1Rq + (J_2 - J_1)qR[1 - \exp(-t/RC)] \qquad (8.13)$$

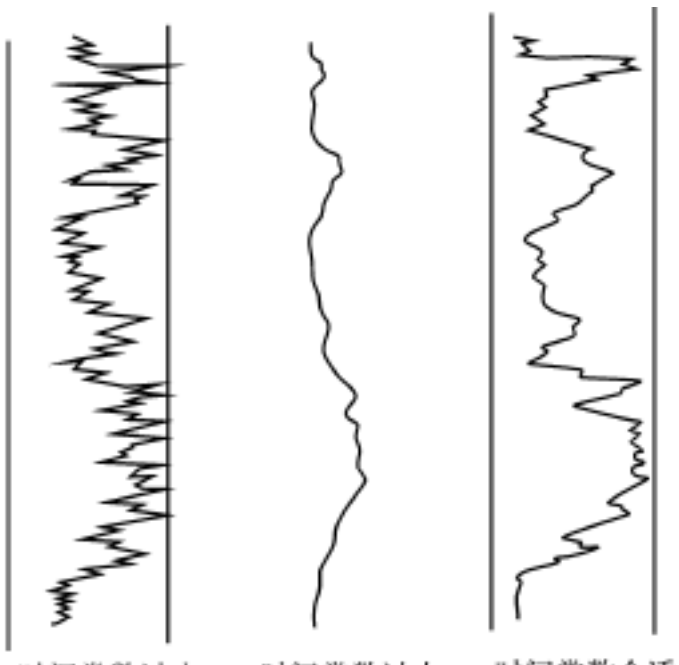


图 8.9　时间常数 RC 对放射性测井曲线的影响

计数率电路对于统计起伏起到一定的平滑作用。这时的标准误差可以写成

$$\sigma = \pm \sqrt{\frac{J}{2RC}} \qquad (8.14)$$

标准误差的意义是：由于统计涨落的影响，观测结果要有“起伏”，而“起伏”摆动的范围出现在 $J \pm \sigma$ 之内的几率为 68.3%。有的书可用误差 ε表示“统计涨落”，它表示观测值现在 $J \pm \varepsilon$ 范围内的几率为 50%。ε与 σ的系为 $\varepsilon = 0.6745\sigma$。

由于放射性的统计性质，所以放射性曲线在表面上就和电测井等曲线不同，有较多的小的摆动，一般只有当幅度变化大于 2～3σ值时，才能认为这种变化是有意义的。

从（8.14）式看出，RC 愈大，测得的 γ射线强度和其平均值相差愈小。单从这一点出发，我们希望仪器的积分常数尽量大。但是，过分增大 RC，会使整个曲线发生畸变。图 8.9 是说明 RC 值对曲线影响的例子。

二、计数率线路时间常数和测井速度对曲线形状的影响

假设有一厚度为 h 的地层，其平均放射性强度为 $\bar{J}$。由于计数率电路时间常数的影

响，在输出端不能立即得到这个数值，而是按指数关系逐渐达到 $\bar{J}$ 值

$$J = \bar{J}[1 - \exp(t/\tau)] \qquad (8.15)$$

式中：$\tau = RC$；t 为仪器通过这个地层的时间，$t = h/v$，v 为测井速度。因此，随 v 和 τ不同，曲线达到最大幅度的快慢也就不同，即曲线向仪器移动方向所发生的偏移也不同，并且所能达到的最大幅度也受到影响。当 $t = \frac{h}{v}$ 等于两倍 τ时，J 能够达到 $\bar{J}$ 的 86%；$t = 3\tau$ 时，J 达到 $\bar{J}$ 的 95%（图 8.10）。

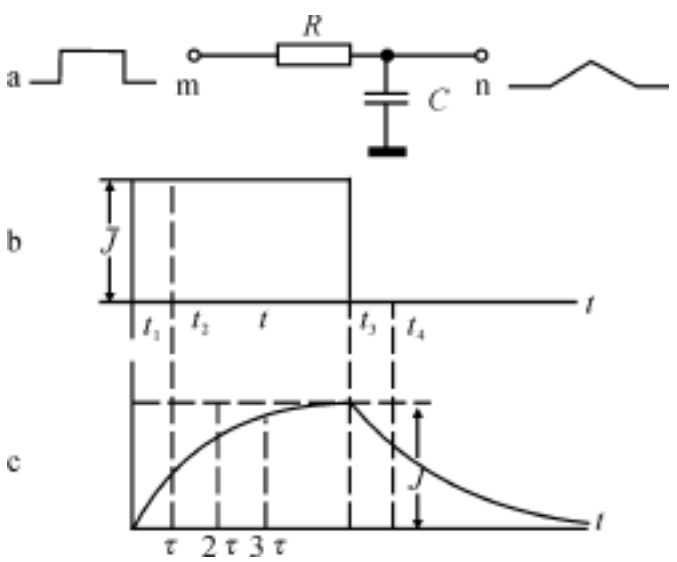


图 8.10　计数率积分线路对曲线形状影响的示意图

a—计数率线路中的积分线路；
b—输入信号波形；c—输出信号波形

为了使需要研究的最薄地层的曲线幅度达到接近实际平均值 $\bar{J}$ 的要求，仪器通过这种地层的时间，应满足 $t > 3\tau$，即测速应满足

$$v \leq \frac{h}{3\tau} \qquad (8.16)$$

这一点通常作为我们选择测速的依据。

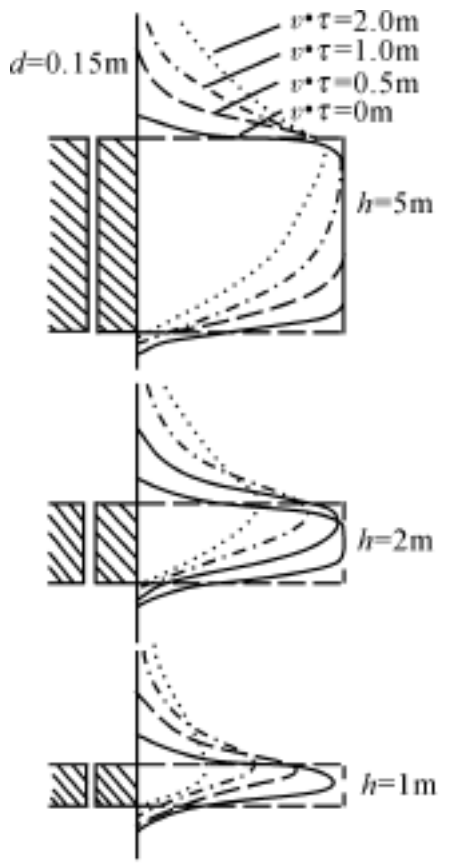


图 8.11　v·τ乘积对放射性测井曲线形状的影响

τ与 v 的乘积愈大，曲线被“拉平”得愈厉害。图 8.11 是不同 v·τ情况下曲线变化的情况。只有当 v=0（即点测）或 τ=0，才能得到近似于理论曲线的形状。这和连续测量的要求是矛盾的。前面已指出，τ愈小“统计涨落”的影响愈大，因此要综合考虑测量精度、生产效率等要求，在试验基础上选出合适的v·τ值。

由于 v·τ的影响，造成曲线幅度降低和极大值偏移，如果仍按半幅值点划分地层界面，将引起深度向仪器移动方向偏移，地层厚度较真厚度增大。在划分地层界面和进行解释时，这个影响应适当加以考虑。

第四节　井的条件对自然伽马测井曲线的影响

由于介质对 γ射线的衰减和吸收作用，伽马测井的有效研究深度并不大。所谓有效研究

深度，通常是指对读数影响占 90% 的以计数管为中心的介质球体半径。这个半径一般不超 50cm。影响伽马测井研究深度的主要因素：①介质对 γ射线的吸收能力；②γ射线本的能量。所以研究深度随介质密度增大而减小，随 γ射线能量加大而加大。由于伽马井的研究深度不大，使得曲线的幅度不仅与地层的放射性及密度有关，同时还和井的条有关。因为泥浆、套管、水泥环等物质夹在地层与探测器之间吸收 γ射线。所以，在井眼直径和下套管的井中，井条件的影响是必须注意的。

井径、泥浆、套管和水泥环等对测量结果的影响可以看作是两种影响因素的综合：一是它们对岩石自然 γ射线的吸收；二是它们自身的自然放射性附加在测量结果上。这两种因素，除非是做泥浆用的粘土带有强的放射性，一般来说吸收作用是主要的。正如实际测井所观察到的，当井下仪器由井中充有泥浆的部分进入空井部分时，记录的 γ射线强度有些升高（图 8.12a)；从没有套管的部分进入有套管的部分，或由单层套管进入到多层套管部分时，可以看到记录的 γ射线强度降低（图 8.12b)；在井径扩大的泥岩段，曲线幅度往往也要降低（图 8.12c)；水泥环的存在一般也使井内 γ射线强度降低（8.12d)。

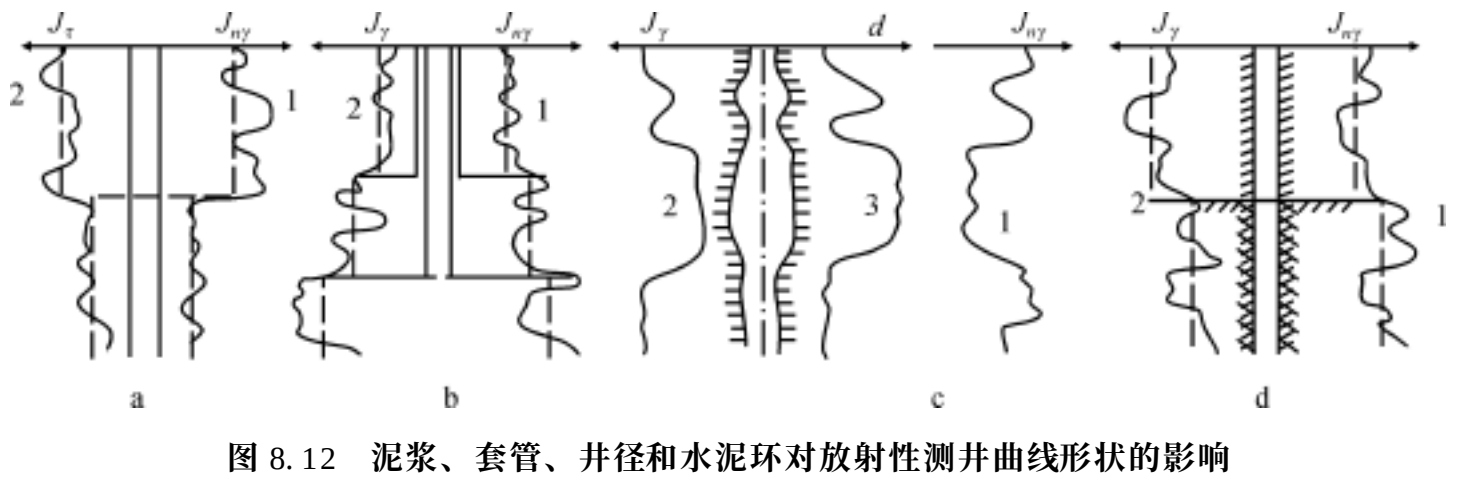


图 8.12　泥浆、套管、井径和水泥环对放射性测井曲线形状的影响

1—中子 - γ测井曲线（$J_{n\gamma}$)；2—γ测井曲线（J_γ)；3—井径曲线（d)

在对结果作一般定性分析时，上述这些影响只要在解释曲线过程中注意到就可以了。但是对放射性测井结果进行定量或半定量分析时，例如根据伽马测井估计岩层泥质含量时，则需要对上述这些影响进行必要的校正。其方法是把各种井条件下测得的结果校正到某一个“标准”条件下的读数。这样才便于对比和确定真正的放射性强度。图 8.13 是这种校正图版的例子。它是上述各种校正的一个综合图版。该图版规定的标准条件是：仪器外径等于9.2cm，井径 25.4cm，井内充满密度为 1.2g/cm^3 的泥浆。

为了说明上述图版的实际用法，下面举一个例子。

已知井眼直径 =31cm；泥浆密度 = 1.3g/cm^3；两层套管，外层与井壁之间固了水泥；外层套管外径为 24.5cm；内层套管外径为 17.8cm；每层套管厚度 $\Delta K = 0.95$cm；井下仪器外径 $d_n = 9.2$cm。

根据以上数据可得

泥浆平均厚度　$\Delta P = \frac{1}{2}(24.5 - 4\times 0.95 - 9.2) \approx 5.8$cm

水泥环平均厚度　$\Delta M = \frac{1}{2}(31 - 24.5) \approx 3.3$cm

仪器偏离井轴的偏心率　$\varepsilon = \frac{d_k - d_n}{d - d_n} = \frac{(17.8 - 2\times 0.95) - 9.2}{31 - 9.2} \approx 0.3$

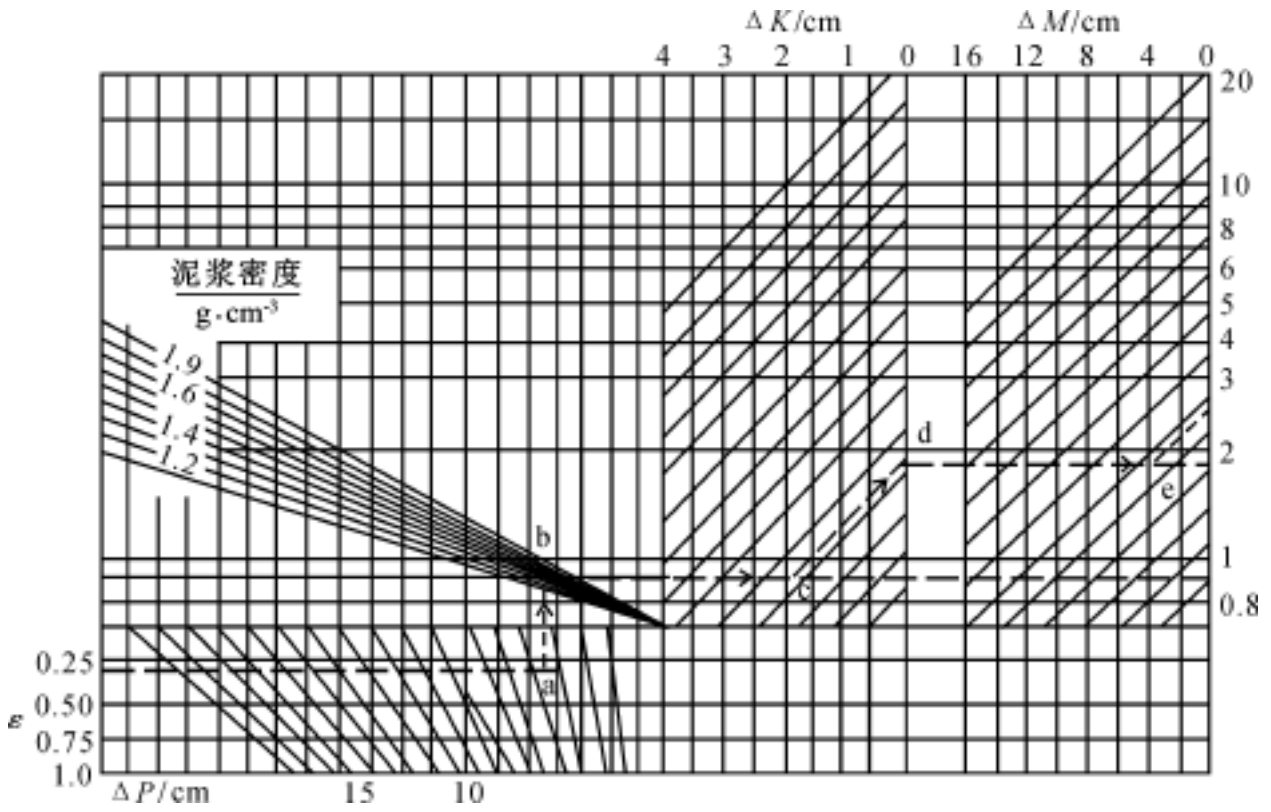


图 8.13　自然伽马测井曲线校正图版

式中：d_k 为内层套管内径；d_n 为仪器外径；d 是井径。

在图版左下部找出 ΔP 和 ε的坐标交点（a 点），然后从该点引垂线交到泥浆密度为1.3g/cm³的线上（b 点）。这时，得到泥浆层厚和泥浆密度，以及仪器偏离井轴的总校正值约为 0.92。

为了考虑套管的影响，从 b 点引水平线交到对应套管厚度线 ΔK = 0.95× 2 = 1.9cm 处（c 点），从该点沿 f(ΔK) 线交到 ΔK = 0（d 点），此时总的校正系数约为 1.95。

包括水泥环影响在内的全校正系数也不难找到，只要从 d 点引水平线交在相应水泥环厚度 ΔM = 3.3cm 的线上（e 点）。然后平行 f(ΔM) 交到相当 ΔM = 0 的线，得总校正系数为 2.7。

把记录的 γ曲线 J_γ 变到给定的标准条件时，射线强度 J 为

$$J = J_\gamma \times 2.7$$

利用上述图版把 J_γ（自然伽马曲线）化到标准条件的实例如图 8.14 所示。从图上明显看出，按 J_γ 可分为四层（实线），而在校正后的曲线上（点线）消除了 2700～2640m 一段上由套管和水泥环引起的变化，并且把下面一层高放射性的泥岩清楚地显示出来。

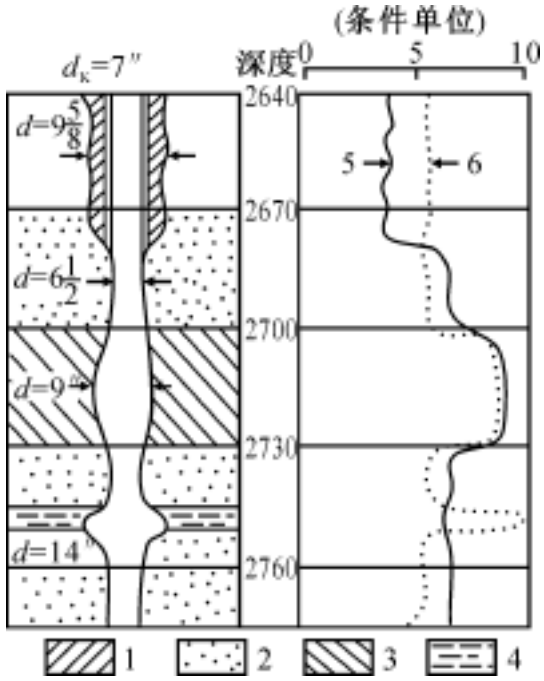


图 8.14　把自然伽马测井曲线化为标准条件的实例

1—水泥；2—砂岩；3—砂质泥岩；4—泥岩；5—实测自然伽马曲线；6—校正后的自然伽马测井曲线

第五节　自然伽马测井曲线的应用

在石油勘探中，自然伽马测井曲线主要用来划分岩性、判断储集层、估计储集层的泥质含量和进行井间地层剖面对比。

一、判断岩性和划分渗透性岩层

自然伽马测井是根据岩石中放射性物质多少来划分钻井剖面的，而放射性物质含量与岩性之间的关系是受多种因素影响的，每种岩石的放射性并不是一个固定的数值，而是在一定范围内变化。因此，在一个地区开始进行自然伽马测井时，应该把自然伽马测井曲线和钻井剖面上的各种岩石进行对比，必要时可以在实验室测定一些岩样的放射性，找出本地区岩性和放射性强度之间的关系。利用这些关系才能指导我们根据自然伽马测井曲线划分岩性的工作。

同样，利用自然伽马测井曲线划分渗透性岩层也必须注意总结地区性的规律，因为利用自然伽马测井曲线区分渗透性与非渗透性岩层主要是根据泥质含量的多少，所以利用这个方法必须满足一定的条件。例如，除粘土矿物之外渗透性地层中不含有其他放射性矿物，或由其他原因造成的放射性核素的富集等。

二、确定储集层的泥质含量

一般来说，沉积岩层的放射性主要和它的泥质含量有关。因此常常用自然伽马测井曲线估计泥质含量。

下列关系通常被用来一级近似地估计泥质含量

$$V'_{sh} = \frac{GR_{目的层} - GR_{纯地层}}{GR_{泥岩层} - GR_{纯地层}} \times 100\% \qquad (8.17)$$

式中：$GR_{纯地层}$为该地区放射性强度最低的纯地层的放射性强度；$GR_{泥岩层}$为该地区放射性强度最高的泥岩层的放射性；$GR_{目的层}$为准备求泥质含量的目的层的放射性强度。

在不同地区和不同层系地层中，岩层放射性强度和泥质含量的关系并不完全相同，在不同地区最好根据实验找出相应的关系。

根据一些地区的实验结果，一级近似值V'_{sh}和实际泥质含量之间的关系，可以分别用图 8.15 中的 A、B、C 线所表示。A、B、C 线是根据岩心分析资料对不同时代的地层用统计方法确定的。

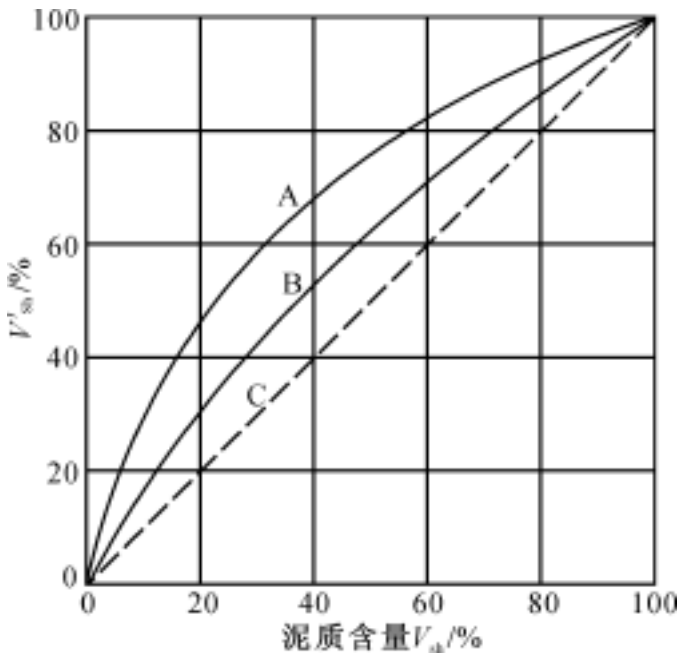


图 8.15　V'_{sh}与泥质含量经验关系曲线图

应该指出，利用自然伽马测井确定泥质含量，必须满足下列条件:

(1) 不同地层中粘土矿物的放射性强度应该是相同的。

(2) 除了粘土矿物之外，岩石中不含有其他放射性矿物。

实际上，地层中经常含有钾长石、云母等含放射性^{40}K的矿物存在。此外，由于地下水的活动造成铀的富集情况也经常可以见到。因此，根据放射性测井估计泥质含量只在满足上述条件下才能给出近似值，在一般情况下，给出的是上限值，即

$$V_{sh} \leq V'_{sh}$$

V_{sh}是实际泥质含量。

三、地层对比

利用自然伽马测井曲线进行地层对比有下列优点:

(1) 自然伽马测井曲线读数，在一般情况下和岩石孔隙中的流体性质（油或水，地层水矿化度）无关;

(2) 自然伽马测井曲线一般与泥浆性质无关;

(3) 在自然伽马测井曲线上容易找到标准层。

所以在油气水边界地带进行地层对比时，利用自然伽马测井曲线更有必要，因为在这些地方的不同井内，岩层孔隙中所含流体性质变化很大，这就使电阻率、自然电位等曲线形状发生变化而造成对比上的困难。自然伽马测井曲线就不受这些因素的干扰。

在膏盐岩地区，由于视电阻率曲线和自然电位曲线显示不好，利用自然伽马测井尤其必要。

图 8.16 是利用自然伽马测井曲线进行地层对比的一个例子。

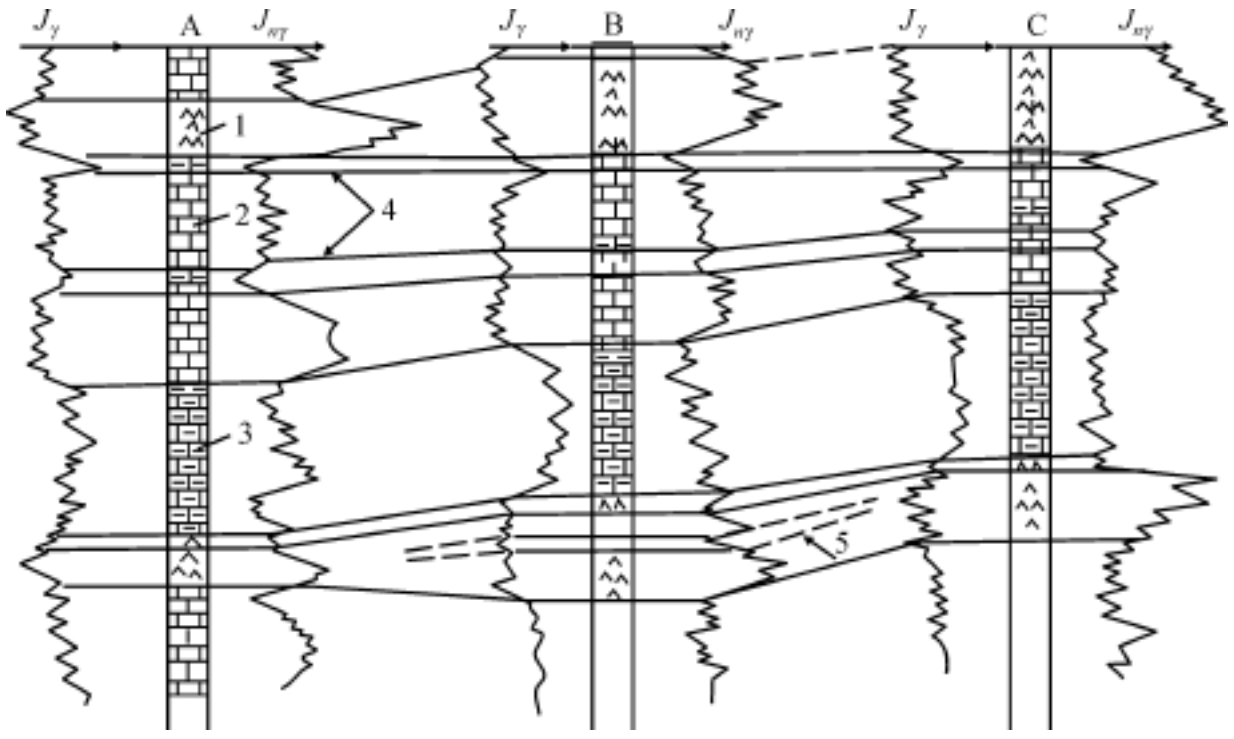


图 8.16　利用自然伽马测井曲线进行剖面对比的实例

1—硬石膏；2—致密石灰岩；3—泥质石灰岩；4—地层对比线；5—推断的地层对比线

第六节　自然伽马能谱测井

自然伽马能谱测井是测量多个能级的伽马射线强度，并进一步确定出地层钾、钍、铀浓度的一种测井方法。由于岩石中某种放射性核素的多少，往往和沉积环境、物质来源、成岩作用、地下水活动和粘土数量与类型等一系列地质因素有关，因此自然伽马能谱测井大大地拓宽了自然伽马测井的应用领域。

一、物理原理

前面介绍的自然伽马测井是记录岩石放出的自然伽马射线总强度，是由岩石中铀、钍系放射性核素和钾（^{40}K）所产生的伽马射线总和。从图 8.1 已知，钾（^{40}K）放出 1.46MeV 伽马射线变成稳定同位素氩。然而铀（^{238}U）和钍（^{232}Th）衰变成稳定同位素之前，要顺序通过一系列子体同位素，放出许多不同能量的伽马射线，而产生相当复杂的能谱。通常，假定地层处于长期平衡状态，即子体同位素衰变的速率和它们由母体同位素产生的速率相等，也就是说，在一个特定系列中母体与子体元素的相对比例保持不变。因此，通过观测能谱中某一部分的伽马射线数量，就可以推断出任何其他部分的伽马射线数量。对于钍系，以铊（^{208}Tl）产生的 2.62MeV 射线为特征谱线，对于铀系，以铋（^{214}Bi）产生的 1.76MeV 的射线为特征谱线。但是，由于介质的吸收和衰减作用，实际记录到的伽马射线谱已经和图 8.1 所示的分立的单条谱线不同，而是一个连续谱，并形成很大的背景值，精细的谱线结构已经消失，如图 8.17 所示。通过确定特征谱线的强度，便可以推断出母体同位素的数量。

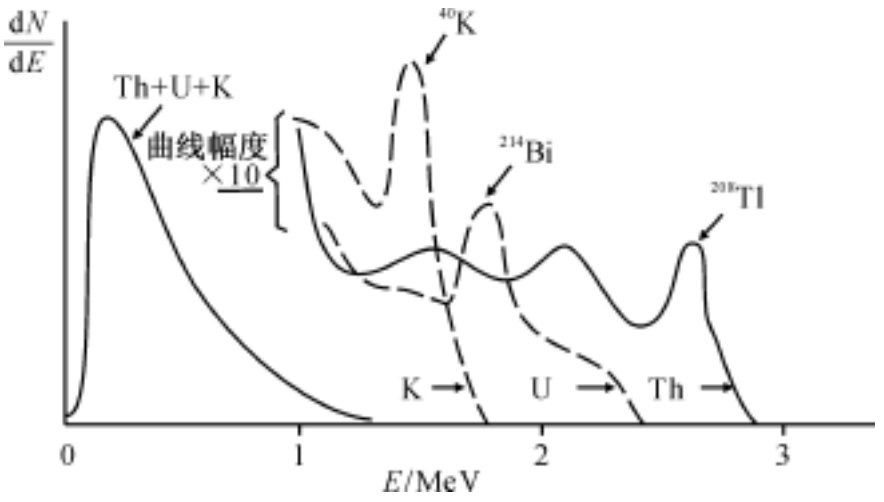


图 8.17　利用能谱仪探测器得到的钾、钍、铀 γ射线能谱

二、测量原理

伽马射线谱中，钾、钍、铀三部分谱线的相对幅度，取决于它们的含量。因此，按特征谱把总谱分解成三部分记录，就可以得到钾、钍、铀的定量评价。测量时，仪器对着三个高

能的特征谱开三个窗口，分别记录对应的谱线强度，则可以计算出铀、钍、钾的数量。由于传播过程的影响，散射到低能部分的伽马射线强度远大于高能部分（图 8.17）。为了减小统计误差的影响，通常在低能部分也开两个窗口。这样，在一个观测点上要记录五个窗口的读数（w_1 ～w_5），它们和地层中铀、钍、钾的含量之间，可以写成如下矩阵形式的关系

$$\begin{bmatrix} w_1 \\ w_2 \\ w_3 \\ w_4 \\ w_5 \end{bmatrix} = A \begin{bmatrix} U \\ Th \\ K \end{bmatrix} \tag{8.18}$$

式中 A 为一个 3× 5 的系数矩阵。如果我们在一个已经准确知道铀、钍、钾含量的专门地层上对仪器进行刻度，则可以求得 A 的逆矩阵 A^{-1}，即刻度系数矩阵。于是，利用下式便可以算出未知地层的铀、钍、钾含量

$$\begin{bmatrix} U \\ Th \\ K \end{bmatrix} = A^{-1} \begin{bmatrix} w_1 \\ w_2 \\ w_3 \\ w_4 \\ w_5 \end{bmatrix} \tag{8.19}$$

自然伽马能谱测井的想法，很久以前已经提出，但只是在 20 多年前才由于仪器水平和数据处理技术的提高，这个方法得到了较快的发展。图8.18是自然伽马能谱测井曲线常用的表现形式。

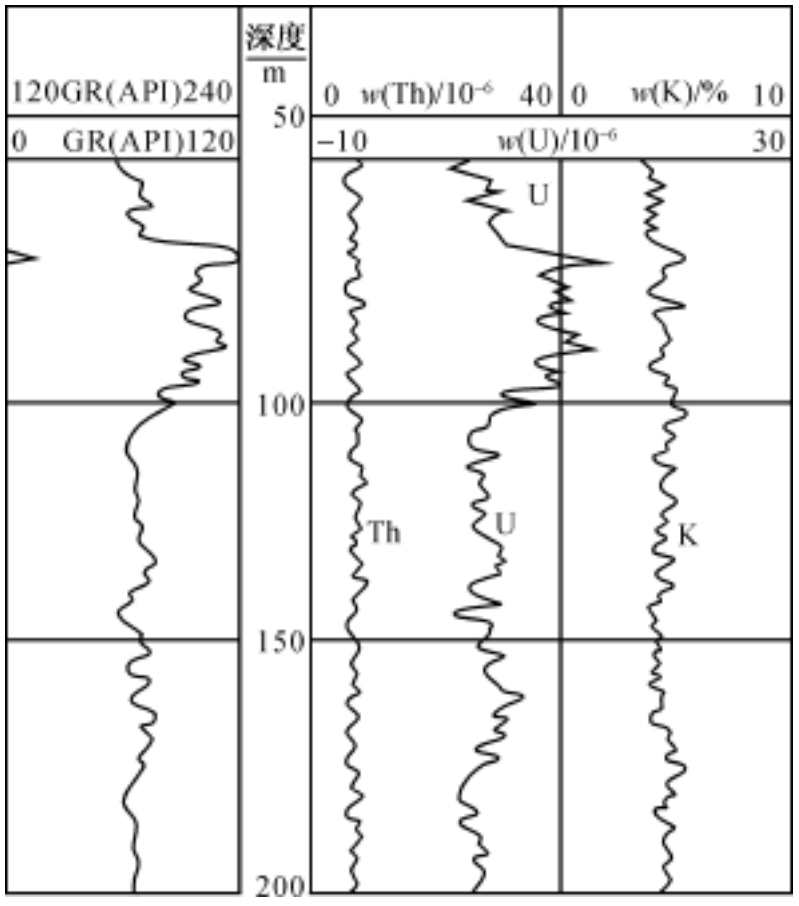


图 8.18 自然 γ能谱测井曲线

三、应用

对于以寻找放射性铀矿床为目的和以寻找钾盐为目的的勘探工作而言，自然伽马能谱测井可以给出直接有效的回答，因此是非常重要的一种手段。

在利用地球物理测井资料评价油气储层时，粘土含量是一个很重要的数据。在一些地区，由于矿物成分比较复杂，常常含有大量带放射性的矿物，如云母、钾长石等。这时，无法用普通的自然伽马测井或其他方法准确估计粘土含量，从而使得储层孔隙度、含油饱和度的评价精度受到影响。利用自然伽马能谱测井或配合其他测井曲线，有可能提供更有用的结果。

根据自然伽马能谱测井提供的 K、Th 数据，可以判断粘土矿物的类型及数量，而粘土矿物类型和岩石中束缚水含量、岩石电阻率以及储层生产能力有着密切关系。人们正试图利用这种关系对储层进行深入一步的研究。

根据对古生界黑色泥岩的实验数据分析表明，有机碳含量和铀含量之间存在正相关关系。此外，钍和铀在沉积岩地层中的富集与沉积环境有密切关系。据统计，陆相沉积、氧化环境、风化层，$Th/U>7$；海相沉积、灰色或绿色页岩，$Th/U<7$；海相黑色页岩、磷酸盐岩，$Th/U<2$。因此，利用自然伽马能谱测井提供的数据，对于划分岩性、分析沉积环境和评价生油岩也都具有重要价值。

第九章　伽马 - 伽马测井

伽马 - 伽马测井是把按一定方式排列的伽马射线源和探测器一起放入井下仪器中，在井下仪器移动过程中由探测器记录源放出的伽马射线经地层散射和吸收后的强度的方法。因为散射伽马射线强度与地层密度有关，所以通常称为密度测井。由于光电吸收作用与岩石的平均原子序数关系密切，能够给出岩性的信息，因此测量光电吸收系数的方法通常被称作岩性测井。

本章将分别介绍伽马 - 伽马测井这两种方法。

第一节　密度测井原理

一、伽马射线和物质的相互作用

γ射线穿过物质时，主要发生下面三种作用而使能量逐渐被物质所吸收。

1. 光电效应

当一个 γ量子（或称光子）和原子相碰撞时，它可能将所有能量全部交给一个电子，使其脱离原子而运动，光子本身则整个被吸收。由这种作用而释放的电子主要是 K 层电子，也可能是 L 壳层电子或其他壳层的电子。它们统称为光电子。这个效应就称为光电效应，如图 9.1a 所示。

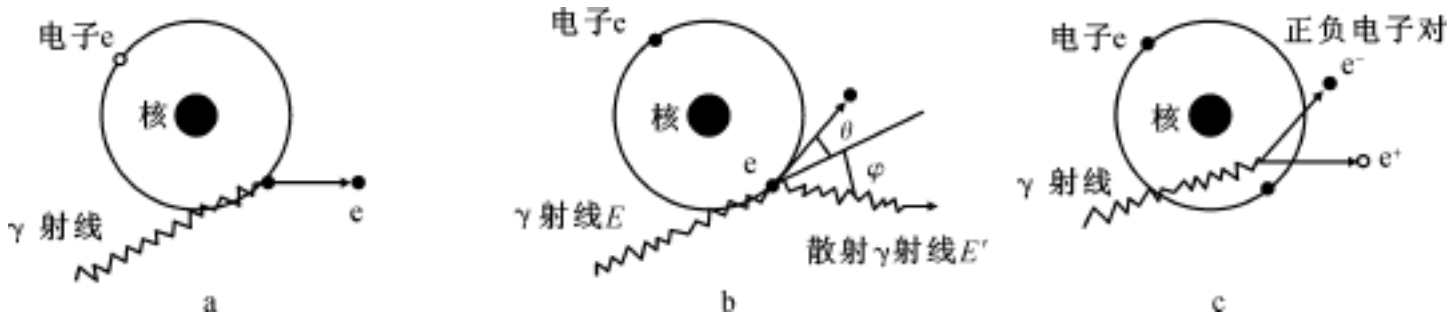


图 9.1　γ射线与物质原子相互作用的示意图

a—光电效应；b—康普顿 - 吴有训散射；c—电子偶效应

由光电效应引起的 γ射线吸收，用吸收系数 τ表示。τ与物质的原子序数 Z 的关系十分密切，可以近似地写成

$$\tau \propto Z^{4.6} \tag{9.1}$$

因此，对于原子序数不同的物质，τ的数值可以相差很大。τ大约和 γ射线能量的三次方成反比。当能量增高时，光电效应将显著降低。

2. 康普顿 - 吴有训效应

康普顿 - 吴有训效应是光子和原子中一个电子的弹性相互作用。在这个过程中光子很像一个微粒，和电子发生弹性碰撞，光子把一部分能量传给了电子，使电子从原子空间中以与光子初始方向成 θ角的方向射出，光子则朝着与自己初始方向成 φ角的方向散射。被散射的光子继续和物质的电子相互作用，直到发生光电效应而结束。

图 9.1b 表示能量为 $E = h\nu$的光子在电子上发生散射的情况。散射过程是弹性碰撞过程，它满足能量及动量守恒原理，散射后的光子能量变为 E'

$$E' = \frac{E}{1 + \frac{E}{m_0 c^2}(1 - \cos\phi)} = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_0 c^2}(1 - \cos\phi)} \qquad (9.2)$$

式中：h 为普朗克常数，等于 6.62×10^{-34} J·s；$\nu = \frac{c}{\lambda}$；c 为光速，等于 3×10^{10} cm/s；λ为入射光子的波长；m_0 为电子静止质量。

γ射线通过每一单位距离的物质时，因康普顿 - 吴有训效应而导致的强度减弱，通常用吸收系数 σ表示。σ与吸收物质的原子序数 Z 和单位体积的原于数 N 成正比。换句话说，即和吸收物质单位体积中的电子数成正比。若用 σ_e 表示每一个电子的吸收系数，则

$$\sigma = \sigma_e NZ \qquad (9.3)$$

σ_e 只和 γ射线的能量有关，几乎和吸收物质的性质无关。

3. 形成电子偶

大能量 γ射线通过物质时，在原子核力场作用下，可能形成一对正负电子，如图 9.1c 所示。形成电子偶所需的能量为 1.02MeV，只有能量大于 1.02MeV 的 γ射线才能形成电子偶。γ射线在形成电子偶后，多余的能量都转变为正负电子的动能。形成电子偶的吸收系数用 κ表示，它和原子序数 Z 的平方成正比。

γ射线在物质中的吸收是光电效应、康普顿 - 吴有训效应和形成电子偶的综合作用，因此总吸收系数 μ可以写成：

$$\mu = \tau + \sigma + \kappa \qquad (9.4)$$

吸收系数 μ除了和吸收物质的组成元素及 γ射线的能量有关外，还和物质结构，即致密程度有关。因此，常常用质量吸收系数 μ_m 代替 μ $\mu_m = \frac{\mu}{\rho}$。ρ是物质的体积密度。

图 9.2 中是铝（Al）和铅（Pb）的质量吸收系数同 γ射线能量的关系，它们分别代表轻元素和重元素。

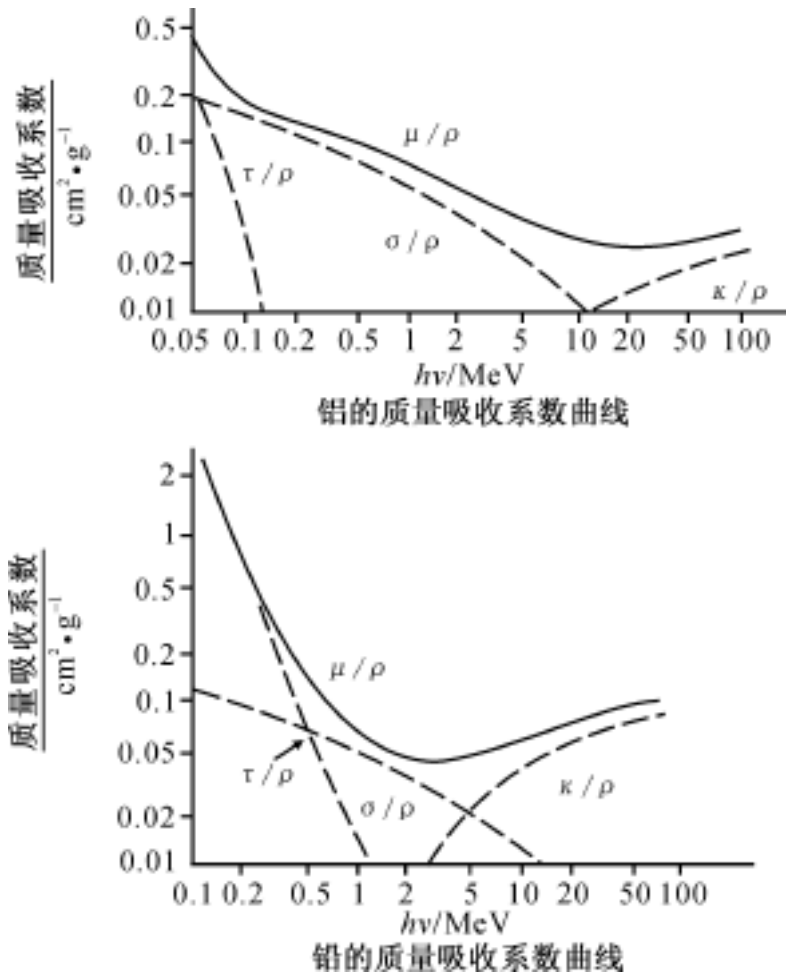


图 9.2 γ射线吸收系数曲线

从图上可以看出，在不同能量范围内，三种效应起不同的作用，并且在一定能量下，每一种吸收效应的相对重要性，也随着吸收物质的 Z 值而不同。对于较轻的元素（大多数构成造岩矿物的元素），当 γ射线能量在 0.25 ～2.5MeV 之间时，γ射线的吸收几乎完全是由康普顿 - 吴有训效应造成。

二、电子密度与体积密度

前面已经讨论了 γ射线通过物质的吸收过程是由光电效应、康普顿 - 吴有训效应和形成电子偶三种效应共同作用的结果。但是对于构成沉积岩的绝大多数元素来说，原子序数在 1 ～20 之间，当 γ射线源的能量不很高时（如密度测井使用的^{60}Co、^{65}Zn、^{137}Cs 等 γ源，产生能量范围为 0.66 ～1.33MeV 的 γ射线），则主要的吸收过程是由康普顿 - 吴有训效应所造成，即 $\mu \approx \sigma$。γ射线在物质中发生康普顿 - 吴有训效应的几率，是和该物质单位体积中电子数有关。对于单一元素组成的物质，单位体积中的电子数 n_e 为

$$n_e = N_A \frac{Z}{A}\rho \tag{9.5}$$

式中：N_A 为阿伏伽德罗常数，为$6.022045\times 10^{23} mol^{-1}$；Z 为原子序数；A 为该元素的原子摩尔质量；ρ为物质的体积密度（g/cm^3）。

对于单一分子物质，n_e 为

$$n_e = N_A \rho \frac{\sum Z_S}{M} \tag{9.6}$$

式中：$\sum Z_S$ 为组成分子的各原子的原子序数总和（等于每个分子中的电子数）；M 为该分子的摩尔质量。

因为大多数元素的$\frac{Z}{A}$近于$\frac{1}{2}$，所以（9.6）式常常写成

$$n_e = N_A \rho \frac{\alpha}{2} \tag{9.7}$$

式中

$$\alpha = \frac{2\sum Z_S}{M}$$

α值约等于 1。对于含氢介质，α稍大于 1；对于由轻元素（Z <16）组成的岩石，α近于 1；对于重元素组成的岩石，α小于 1。从（9.7）式看出，介质中电子密度 n_e 由乘积 ρ·α所决定。ρ·α称为电子密度指数，用 ρ_e 表示，即

$$\rho_e = \rho \cdot \alpha = \frac{2n_e}{N_A} = \rho\frac{2\sum Z_S}{M} \tag{9.8}$$

表 9.1 中列出了几种常见物质的分子式、密度、α值和电子密度指数。

当岩石孔隙中充满淡水时，根据体积模型可以写出体积密度及电子密度指数的响应方程

$$\rho = \phi\rho_f + (1 - \phi)\rho \tag{9.9}$$

$$\rho_e = \phi\rho_{e1} + (1 - \phi)\rho_{e2} \tag{9.10}$$

解 (9.9) 式和 (9.10) 式，可得

$$\rho = \frac{\rho_e - \rho_{e2}}{\rho_{e1} - \rho_{e2}}\rho - \frac{\rho_e - \rho_{e2}}{\rho_{e1} - \rho_{e2}}\rho + \rho \qquad (9.11)$$

式中：ρ 和 ρ 为孔隙中流体和岩石骨架的密度，ρ_{e1}和 ρ_{e2}为孔隙流体和岩石骨架的电子密度指数，ϕ为孔隙度。

表 9.1　几种常见物质的密度和电子密度指数

物　质　名　称	分　子　式	密度 ρ/g·cm^{-3})	α	ρ_e
石英	SiO_2	2.654	0.9985	2.6500
方解石	$CaCO_3$	2.710	0.9991	2.7076
白云石	$CaCO_3 MgCO_3$	2.870	0.9977	2.8634
硬石膏	$CaSO_4$	2.960	0.9990	2.9570
钾盐	KCl	1.984	0.9657	1.9159
岩盐	NaCl	2.165	0.9581	2.0743
石膏	$CaSO_4 \cdot 2H_2O$	2.320	1.0222	2.3715
无烟煤		1.400 1.800	1.0300	1.4420 1.8540
烟煤		1.200 1.500	1.0600	1.2720 1.5900
淡水	H_2O	1.000	1.1101	1.1101
盐水 (浓度为 200 g/L)		1.146	1.0797	1.2373
原油	n (CH_2)	0.850	1.1407	0.9696

密度测井仪通常是在充满淡水的纯石灰岩地层中进行刻度的。把相应的参数 ρ = 1.000g/cm^3 (淡水)；ρ = 2.710g/cm^3 (石灰岩)；ρ_{e1} = 1.1101 (淡水)；ρ_{e2} = 2.7076 (石灰岩) 代入 (9.11) 式后，可以得到如下关系

$$\rho = 1.0704\rho - 0.1883 \qquad (9.12)$$

在实际测井时，岩性和孔隙流体的性质可能不同于刻度井的条件，所以仪器读数给出的可能不是实际密度 ρ 而是 ρ，于是 (9.12) 式应变成

$$\rho = 1.0704\rho - 0.1883 \qquad (9.13)$$

这就是说，只是在含淡水的石灰岩地层 $\rho = \rho$。在其他岩性或孔隙中含天然气时，测井值和实际密度值将存在一些差别 (图 9.3)。

实际上，对于充满淡水的砂岩和白云岩，仪器读数 ρ 基本上也等于真实体积密度 ρ (相差 0.006g/cm^3，远远低于目前密度测井仪所能达到的精度 0.03g/cm^3)。对于钾盐、岩盐、石膏、硬石膏、煤和含天然气地层，要从密度测井读数求出真实体积密度时，需按图 9.3 进行校正。

三、密度和伽马射线衰减的关系

为了弄清 γ射线的衰减和介质密度的关系，首先看一下当介质位于源和探测器之间的简单情况。假设 γ射线通过厚度为 ΔL 的物质，其强度减弱了 ΔI，则 ΔI 与射线强度 I

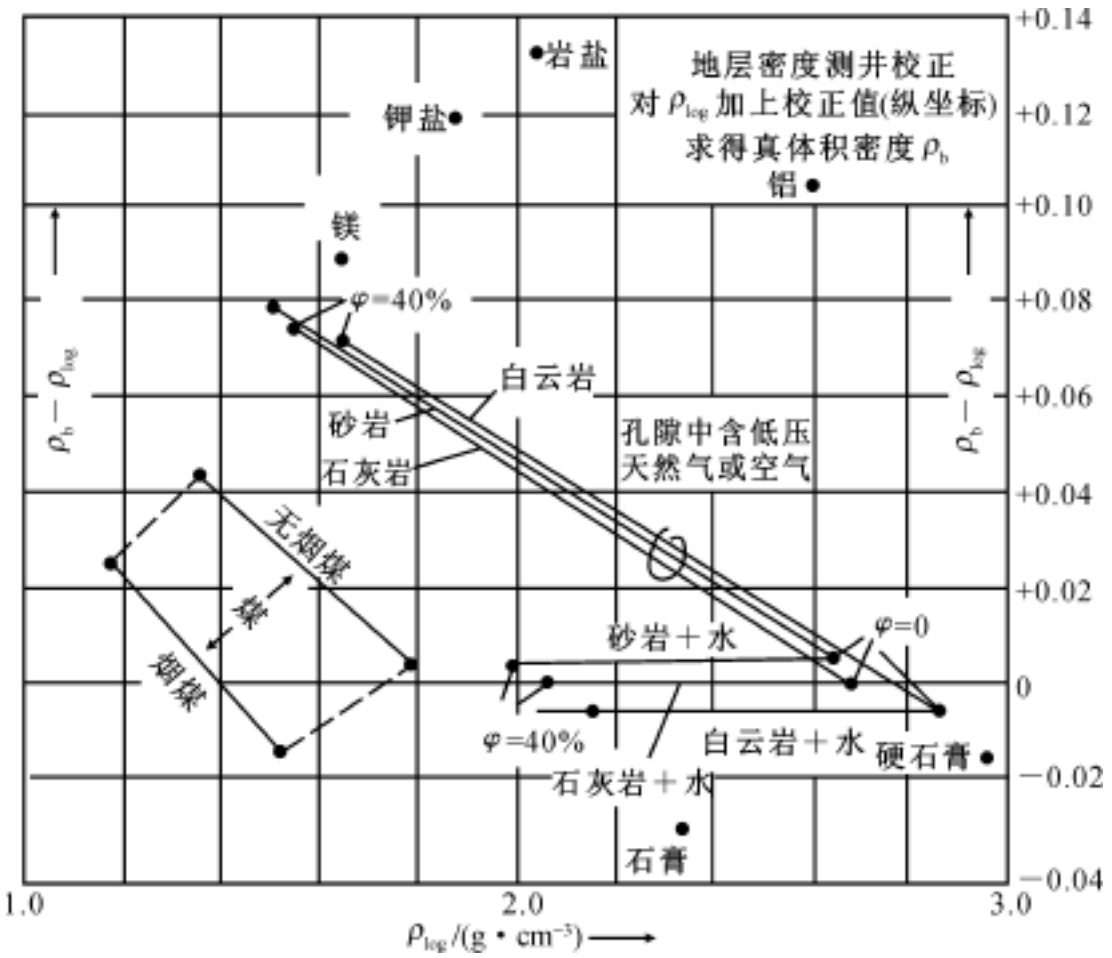


图 9.3　测出的视密度值和真实体积密度值之差与岩性及孔隙流体的关系

ρ_{log}—密度测井仪读数；　ρ_b—真实体积密度

及物质厚度 ΔL 成正比，即

$$\Delta I = -\mu I \Delta L \tag{9.14}$$

当 ΔL 非常薄时，(9.14) 式可以写成

$$\frac{dI}{I} = -\mu dL \tag{9.15}$$

如果进入物质的原始射线强度为 I_0，则上式积分后得

$$I = I_0 e^{-\mu L} \tag{9.16}$$

式中 L 为源和探测器之间的距离。这说明 γ 射线穿过物质时，随穿透距离按指数规律衰减。如果吸收系数 μ 用质量吸收系数 μ_m 代替时，则 (9.16) 式写成

$$I = I_0 e^{\mu_m L \rho} \tag{9.17}$$

把 (9.17) 式以对数形式表示，则变为

$$\ln I = \ln I_0 - \mu_m L \rho \tag{9.18}$$

从 (9.18) 式中可以看出，只要 I_0、μ_m 及 L 为常数，γ 射线强度 I 就仅仅是密度的函数。实际上 I_0、μ_m 和 L 等于常数的条件，基本上是满足的。源强 I_0 和源距 L 都是和仪器有关的数值，测量过程中可以保持为常数。

对于普通岩石和孔隙中的流体，质量吸收系数如表 9.2 所示。可以看出，对于一定能量的 γ 射线源来说，μ_m 也近似为常数。因此，记录散射 γ 射线强度后可以利用 (9.18) 式确定物质体积密度。

表 9.2　某些岩石和孔隙介质的质量吸收系数 (cm^2 /g)

能量/keV	火成岩	石灰岩	泥　岩	砂　岩	水	原　油	正辛烷	甲　烷
102	0.18	0.18	0.17	0.17	0.166	0.163	0.172	0.195
128	0.15	0.15	0.15	0.15	0.155	0.153	0.162	0.174
255	0.11	0.12	0.11	0.11	0.125	0.127	0.131	0.141
510	0.087	0.087	0.086	0.086	0.096	0.095	0.119	0.108

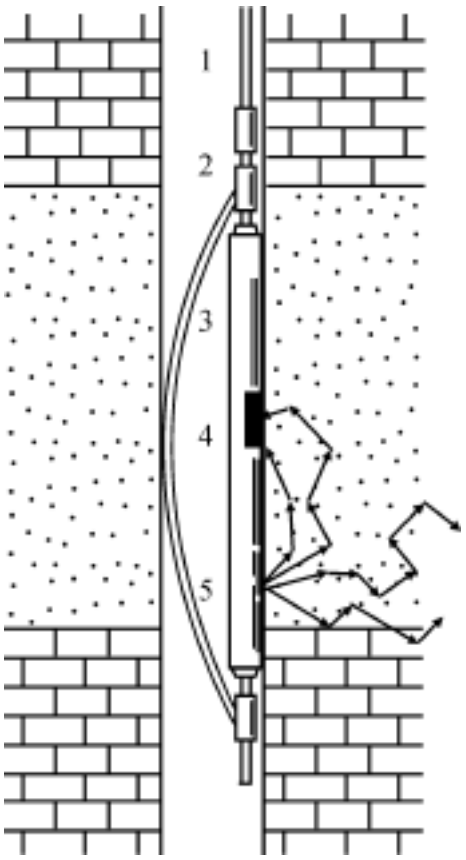


图 9.4　密度测井井下仪器测量示意图

1— 电缆；2— 活动接头；3— 弹簧；4— 探测器；5— γ源

也可以用另一种表示方式，说明记录的 γ射线强度与物质密度的关系。在介质为轻的造岩元素，并且 γ射线源的能量在 0.25 ～2.5MeV 之间时，总吸收系数 μ几乎与康普顿 - 吴有训散射系数 σ相等，即

$$\mu \approx \sigma = n_e \sigma_e = N_A \frac{Z}{A} \rho \sigma_e \qquad (9.19)$$

式中 σ_e 为电子的康普顿 - 吴有训散射截面，其他符号上一节已经介绍过。于是，(9.16) 式可以写成

$$I = I_0 e^{-N_A \frac{Z}{A} \rho \sigma_e L} \qquad (9.20)$$

式中 N_A 和 L 为常数，$\frac{Z}{A}$近似等于$\frac{1}{2}$。已知 σ_e 只和 γ 射线能量有关，几乎与吸收物质的性质无关。因此，有

$$I \propto e^{-\mu L} \qquad (9.21)$$

可见，散射 γ射线强度和周围介质的密度有密切关系。

在进行密度测井时，探测器和介质的分布情况，比上面说的情况要复杂些，如图 9.4 所示。根据实验和理论研究结果，密度测井和源强、源距及介质吸收性质的关系，可以近似表示成

$$I_{\gamma\gamma} = \frac{CQe^{-\bar{\mu}L}}{4\pi L^a} \qquad (9.22)$$

式中：C 是和下井仪器外壳吸收性质有关的系数；a 是考虑 $I_{\gamma\gamma}$和 L 之间关系的系数，它与源的能量和介质密度有关；$\bar{\mu}$称为 γ射线平均吸收系数，它和物质的有效原子序数、密度以及 γ源的能量有关；L 为 γ射线源到探测器的距离，称为源距；Q 为 γ射线源的强度。

第二节　影响密度测井的因素

一、源距、γ射线源的能量和强度的影响

当使用源强一定的某种 γ源时，两种不同密度介质的散射 γ射线强度 (用计数率表示) 与源距的关系 (图 9.5)。从图中可以看出，当源距很小时，介质密度愈大仪器计数

率愈高。仪器对密度的灵敏度随着源距的增大而降低。当源距增大到某一数值时，计数率与密度无关。这个源距称为零源距，这时仪器分辨地层密度的能力最低，即仪器对密度的灵敏度为零。小于零源距则称为负源距，大于零源距则称为正源距。在正源距区，仪器对密度的灵敏度随源距增大而增大。

为了讨论方便，引入视源距的概念。视源距与真源距的关系是

$$L_a = L - L_0 \qquad (9.23)$$

式中：L_a 为视源距；L 为真源距；L_0 为零源距。

将视源距代入吸收方程，则（9.18）式可表示成

$$\ln N = \ln N_0 - \mu_m L_a \rho \qquad (9.24)$$

式中：N 为视源距为 L_a 时的计数率；N_0 为零源距时的计数率。

仪器对地层密度的灵敏度为

$$A = \frac{d\ln N}{d\rho} = -\mu_m L_a \qquad (9.25)$$

通常采用 $L_a > 0$ 的正源距，按（9.25）式，A 为负值，即密度愈大计数率愈低。此外，根据表 9-2 知道，源的能量愈小，质量吸收系数 μ_m 愈大。于是，按（9.25）式可知，源的能量愈小密度测井仪的灵敏度愈大。因此，从提高确定密度精度的角度来考虑，希望用大一些的源距和能量低一些的 γ 源。但是，还要考虑到探测深度随 γ 射线能量减小而减小这一具有相反倾向的因素。当然，还要根据放射性同位素来源的具体情况。现在最常用的 γ 源是铯（^{137}Cs），它放射稳定单一的 0.66MeV 的 γ 量子。此外还有钴（^{60}Co）、锌（^{65}Zn）等。

关于源强度的选择，通常希望大一些，以减小由于“统计涨落”引起的误差。

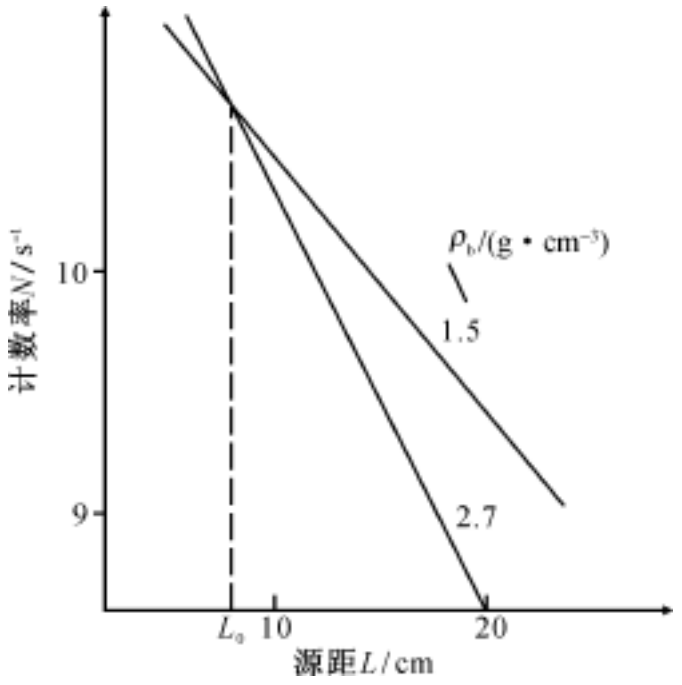


图 9.5　计数率与源距关系曲线

二、研究深度

γ 射线从源出来之后，一般要经过许多次散射才能到达探测器。在这一个过程中，有一部分 γ 射线将被散射到某一范围之外，这部分 γ 射线的能量已经减弱到不可能再回到探测器，即在它们到达探测器之前，就将被吸收掉。这个范围的大小，叫做研究深度（或探测深度）。显然研究深度和 γ 射线的初始能量有关。初始能量愈大，研究深度也愈大。另外，探测深度还和介质的密度有关，密度愈大，吸收作用就愈强，探测范围就越小。

为了对探测深度有一个量的概念，有人作过一些粗略的计算，如以接收的 γ 射线的 97% 所反映的范围作为有效深度，对于钴（^{60}Co）源，则有

$$\frac{r_e}{L} = \frac{1.13}{k^{0.61}} = \frac{6.67}{(\rho L)^{0.61}} \qquad (9.26)$$

式中：r_e 为有效研究深度；L 为源距；k 为乘积 $L\rho\mu_m$；μ_m 为质量吸收系数；ρ 为密度（g/cm^3）。

图 9.6 画出了这个有效探测范围。图中 S 为 γ 源，R 为接收器，对于 L = 30cm，ρ= 0.61g/cm^3 的情况，有效探测范围相当于图上 k = 1 所包括的范围；ρ= 1.23g/cm^3 时，有效范围就变到 k = 2 所包括的范围；在 ρ = 1.84g/cm^3 时，有效范围相当于 k = 3 的情况，这时的有效探测深度大致是 18cm。

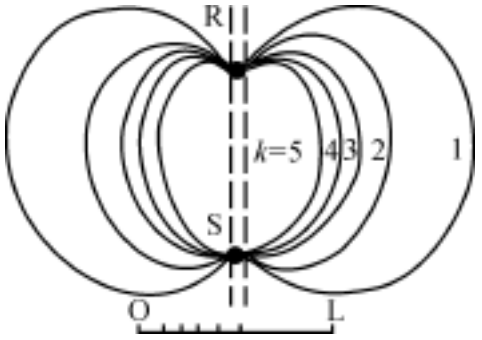


图 9.6　密度测井的有效探测范围

（引自 Homilius，1958）

S— γ射线源；R— γ射线探测器

径向的有效研究深度的变化，大致和$\sqrt{L}$成正比和$\sqrt{\rho}$成反比。

有效研究深度还和 γ射线能量有关，随 γ射线能量增大而增大。例如，岩石密度为 2.6g/cm^3，原始 γ射线能量由 1.25MeV 提高到 15MeV 时，γ射线在岩石中的平均路程大致增大四倍。

一般密度测井使用的 γ射线源，能量都在 3MeV 以下，有效研究深度大约为十多厘米。

三、泥饼影响和补偿密度测井

由于密度测井的研究深度不大，井对测量结果的影响非常显著。为了减小井中泥浆的影响，利用推靠器把仪器压在井壁上测量，并且用铅把 γ源和探测器屏蔽起来，只在贴井壁方向留有窗口。

由于渗透性地层上有泥饼存在和因井壁不规则使得仪器和井壁之间由于接触不好而存在有泥浆夹层，所以尽管仪器是贴井壁测量的，它们还会对测量结果有明显影响。例如，当有泥饼存在时，ρ就等于岩层的体积密度 ρ_b 和泥饼密度 ρ_{mc} 的加权平均值。这时测得的密度只能用视密度表示，即

$$\rho_a = \chi\rho_{mc} + (1 - \chi)\rho_b \tag{9.27}$$

泥饼成分不同，特别是泥浆中含有重晶石时，对泥饼密度影响很大。为此，引入泥饼视密度 $(\rho_{mc})_a$，将（9.27）式中的 ρ_{mc} 用 $(\rho_{mc})_a$ 表示。当泥饼中不含重晶石时，$\rho_{mc} = (\rho_{mc})_a$，当含有重晶石时，$\rho_{mc} < (\rho_{mc})_a$。（9.27）式中 χ是一个系数，它与泥饼的厚度 h_{mc}、泥饼视密度与地层密度之差 $|(\rho_{mc})_a - \rho_b|$、视源距 L_a 有关。其相互关系可以用下式表示

$$\chi = 1 - \exp\left(\frac{-h_{mc}|(\rho_{mc})_a - \rho_b|}{gL_a}\right) \tag{9.28}$$

式中 g 是和探测器结构有关的参数。

根据上述原因，要想求得地层真体积密度必须对泥饼影响进行校正。为了方便而有效地校正泥饼影响，用一个探测器测量是很困难的。因泥饼的影响与它的厚度、密度以及它们的成分有关，而且很难精确地求出具体深度上泥饼厚度及其密度值。近年来，基本上都采用带有两个探测器的所谓“补偿密度测井仪”进行测量。利用它可以比较容易地估计出泥饼或仪器与井壁接触不好而存在的泥浆夹层的影响。

补偿密度测井仪是由两个源距不等的普通密度测井仪组成，短源距探测器探测深度浅，受泥饼影响比长源距探测器大，和长源距探测器组合就可以计算出对长源距探测器结果的校正（或补偿）量。

若以 $(\rho_a)_L$ 和 $(\rho_a)_S$ 分别表示长和短源距探测器读数，按 (9.27) 式则有

$$(\rho_a)_L = \chi_L(\rho_{mc})_a + (1 - \chi_L)\rho_b$$

$$(\rho_a)_S = \chi_S(\rho_{mc})_a + (1 - \chi_S)\rho_b \tag{9.29}$$

解联立方程可以消去 $(\rho_{mc})_a$，则得

$$\rho_b = (\rho_a)_L + \frac{1}{K}[(\rho_a)_L - (\rho_a)_S] \tag{9.30}$$

式中

$$K = \frac{\chi_L}{\chi_S - \chi_L}$$

若令

$$\frac{1}{K}[(\rho_a)_L - (\rho_a)_S] = \Delta\rho$$

则

$$\rho_b = (\rho_a)_L + \Delta\rho \tag{9.31}$$

从 (9.31) 式可以看出，当有泥饼存在时，长源距测得的视密度，再加上一个校正项 $\Delta\rho$，就等于地层的体积密度，而无需对泥饼厚度和密度作任何测量。

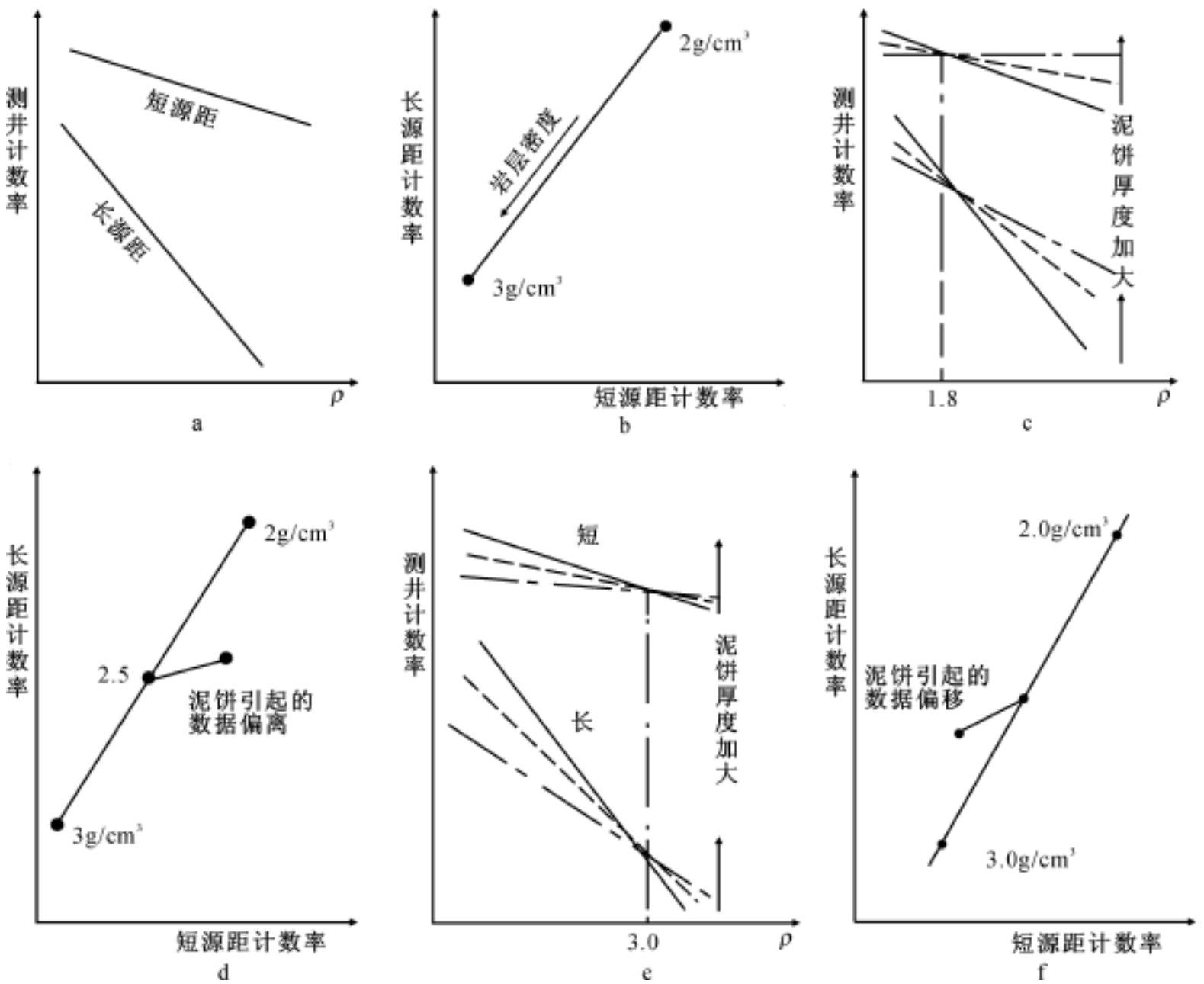


图 9.7　地层密度、源距、泥饼厚度和计数率之间的关系示意图

根据上面的讨论可以看出，Δρ是和泥饼厚度、泥饼与地层的密度差有关，为了加深对泥饼影响的了解，下面进一步讨论一下这个问题（图 9.7）。

在图 9.5 所示的正源距区，当没有泥饼存在时，长源距和短源距测井曲线的读数和密度的关系可以表示成图 9.7a 的形式。由这个图可以得到一条长短源距测井计数率读数的关系线（图 9.7b）。当有泥饼存在时，假定泥饼的密度为 1.8g/cm^3，长短源距密度测井计数率随地层密度和泥饼厚度变化的关系（图 9.7c）。此时，如假定地层的密度为 2.5g/cm^3，长短源距测井计数率读数的关系将偏离图 9.7b 所示的线，并随泥饼厚度加大向右偏离愈远（图 9.7d）。假定泥饼的密度为 3.0g/cm^3 时，长短源距测井曲线计数率随密度和泥饼厚度变化的关系如图 9.7e 所示。同样，在地层密度为 2.5g/cm^3 情况下，长短源距测井计数率的关系也将偏离图 9.7b 的线。但是，是向另外的方向偏离（图 9.7f）。

图 9.8 是针对不同地层密度、不同泥饼密度和厚度由实验得到的关系曲线。根据曲线的形态，无泥饼情况下得到的长短源距计数率的关系曲线称作脊线，由泥饼影响所形成的偏离曲线称为肋线，所以通常把这种图称作脊肋图。根据这个图，可以利用长短源距的计数率确定出泥饼影响的校正量 Δρ和经过校正的地层体积密度。

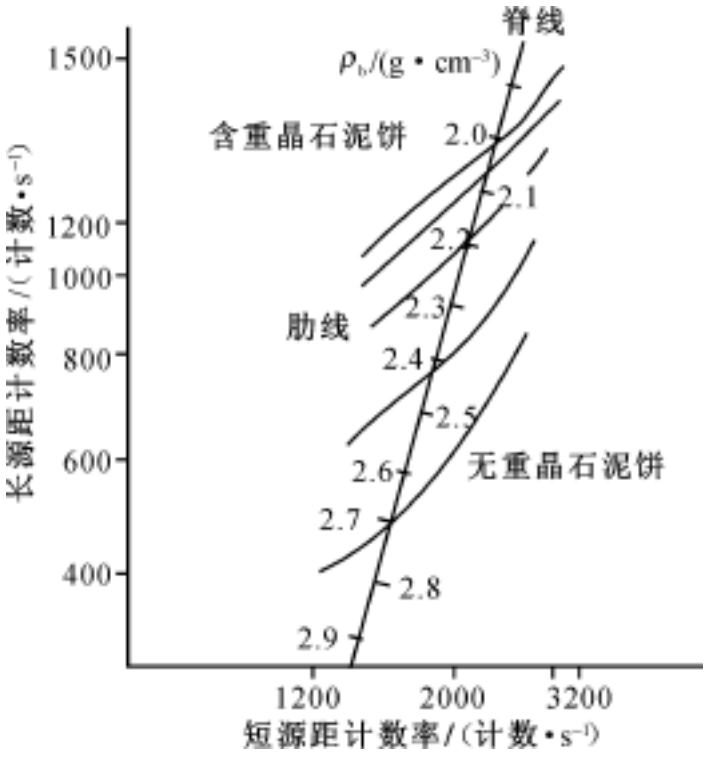


图 9.8　脊肋曲线图

实际上，Δρ是和泥饼厚度 h_{mc} 与泥饼密度 ρ_{mc} 和地层密度之差的乘积成比例，即

$$\Delta\rho \propto h_{mc}(\rho_b - \rho_{mc}) \qquad (9.32)$$

这样，就需要注意，当 ρ_b 和 ρ_{mc} 差别不大，即使 h_{mc} 较大，而 Δρ可能并不大，相反，当地层比较致密，由于极板与井壁贴靠不紧，中间夹一层薄的泥浆时，即使泥饼厚度不大，也可能出现很大的 Δρ值。

利用补偿密度测井仪时，对泥饼影响的校正通常是由仪器面板中专门的模拟计算器或计算机完成的，仪器直接输出以 g/cm^3 为单位的地层体积密度 ρ$_b$ 曲线和校正量 Δρ曲线。

当井径扩大超过 10in（25.4cm）时，利用补偿密度测井测得的视密度值还需对井眼影响做适当校正。因为密度测井仪的推靠器滑板的曲率一般是按 6in（15.2cm）到 9in（22.8cm）井眼设计的。当井眼超过 10in 时，滑板与井壁就不能良好地接触。图 9.9 是这种影响的校正图版。

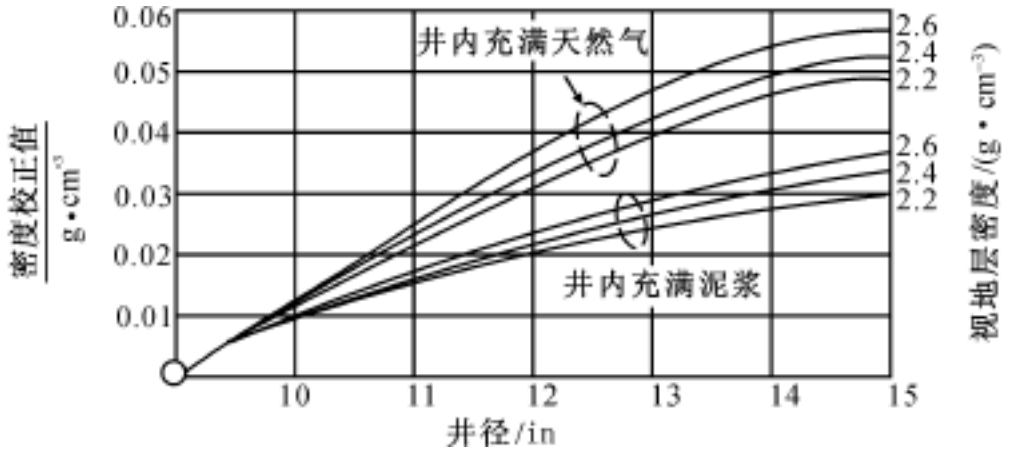


图 9.9　补偿密度测井井眼校正图版

第三节　密度测井的应用

在石油勘探中，密度测井的基本用途是确定岩层的孔隙度。密度测井同其他测井相配合，对于判断岩性和划分含气储集层也有着重要作用。

岩石的体积密度 ρ_b 由岩石颗粒密度 ρ_{ma} 和孔隙中流体的密度 ρ_f 决定。而岩石孔隙中流体对体积密度的贡献与岩石的孔隙度有关。ρ_b 和孔隙度 ϕ、孔隙流体密度 ρ_f 以及颗粒密度 ρ_{ma} 之间的关系可以表示成

$$\rho_b = \phi\rho_f + (1 - \phi)\rho_{ma} \tag{9.33}$$

解出孔隙度 ϕ

$$\phi = \frac{\rho_{ma} - \rho_b}{\rho_{ma} - \rho_f} \tag{9.34}$$

式中：ρ_b 由密度测井读出；ρ_{ma} 的一般数值如表 9 - 1 所列，通常对砂岩取 2.65，对灰岩取 2.71，白云岩取 2.87。在密度测井探测范围内的孔隙中流体主要是泥浆滤液，其密度值 ρ_f 约为 1 ～1.1，并且随矿化度、温度和压力而有些不同。图 9.10 是 NaCl 溶液的密度同温度、压力和矿化度之间关系的图版。

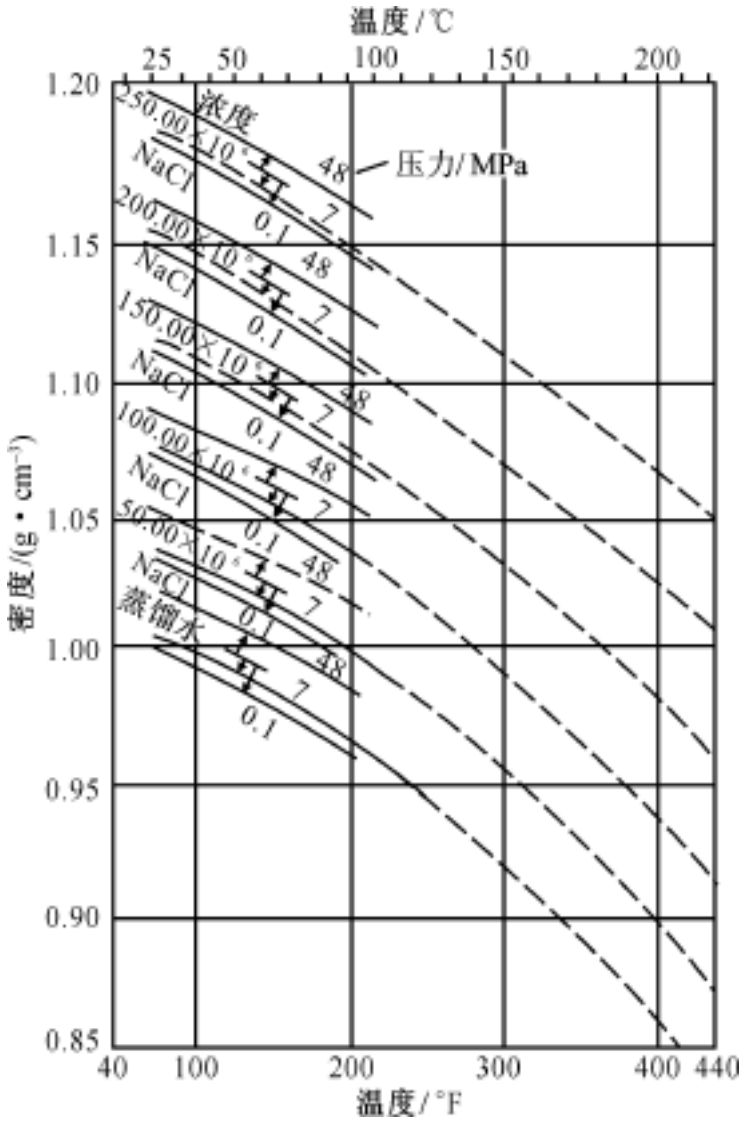


图 9.10　NaCl 溶液的密度与温度、压力和矿化度之间关系的图版

当侵入带中含有残余油气时，ρ_b 应该按下式确定。

$$\rho_b = S_{hr}\rho_{hr} + (1 - S_{hr})\rho_{mf} \tag{9.35}$$

式中：S_{hr} 为残余烃饱和度，ρ_{hr} 为残余烃密度；ρ_{mf} 为泥浆滤液的密度。把 (9.35) 式代入 (9.34) 式，整理后得到

$$\phi = \frac{\phi_b}{1 + S_{hr}\dfrac{\rho_{mf} - \rho_{hr}}{\rho_{ma} - \rho_{mf}}} \tag{9.36}$$

式中：ϕ_b 是按 (9.34) 式计算出的视孔隙度；ϕ 是表示消除了烃影响的孔隙度。从 (9.36) 式可看出，由于残余油气使视孔隙度 ϕ_b 大于孔隙度 ϕ。按照经验，在使用低失水泥浆或天然气钻进时，含油气地层的流体密度可取作 0.7；含气层可取作 0.3。

当地层中除了岩石骨架和孔隙流体之外，还存在泥质时，地层的体积密度值将写成如下形式

$$\rho_b = \phi\rho_f + V_{sh}\rho_{sh} + (1 - V_{sh} - \phi)\rho_{ma} \tag{9.37}$$

式中：V_{sh} 和 ρ_{sh} 为泥质的体积和密度。如把上式写成孔隙度表达式，则

$$\phi = \frac{(\rho_{ma} - \rho_b) - V_{sh}(\rho_{ma} - \rho_{sh})}{\rho_{ma} - \rho} \tag{9.38}$$

或

$$\phi = \phi_D - V_{sh}\frac{\rho_{ma} - \rho_{sh}}{\rho_{ma} - \rho} \tag{9.39}$$

密度测井确定孔隙度的精度和骨架参数 ρ_{ma} 与流体参数 ρ_f 的选择有关。

密度测井还常常同中子测井、声波测井等相配合，用来确定岩性。密度测井在煤田测井中也得到了广泛的应用，它是划分煤层的重要手段之一。密度测井与声波测井相配合，还可以用来为地震勘探提供声阻抗数据。

第四节　岩 性 测 井

一、基本原理

岩性测井，有时称平均原子序数测井或选择 γ- γ测井，它是以利用光电效应为主的一种 γ- γ测井方法。前面已经说过，光电效应和物质的原子序数 Z 的关系非常密切，因此它是判断岩性变化的一个有效方法。

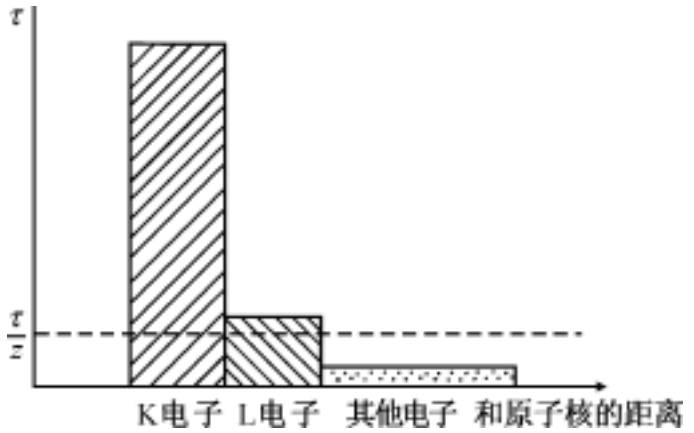


图 9.11　光电吸收截面

光电效应对不同壳层电子发生的几率不同(图 9.11)，而且不能很容易地在电子水平上加以说明，但是人们发现，如果定义一个和平均电子光电吸收截面 $\frac{\tau}{Z}$ 成正比的参数 P_e，在实用上是很方便的

$$P_e \propto \frac{\tau}{Z} \tag{9.40}$$

或

$$P_e = \frac{1}{K}\frac{\tau}{Z} \tag{9.41}$$

参数 P_e 称为光电吸收截面指数。K 是发生光电吸收时能量的特征系数。在(9.41)式中，光电吸收系数 τ和 K 对能量的依从关系相互抵消，因此 P_e 是和能量无关的参数。对于常见的矿物和能量范围，P_e 很接近于

$$P_e = \left(\frac{Z}{10}\right)^{3.6} \tag{9.42}$$

对于由多个原子组成的分子，光电吸收截面指数 P_e 可以根据原子的相对含量确定，即

$$P_e = \frac{\sum A_i Z_i P_{ei}}{\sum A_i Z_i} \tag{9.43}$$

式中：A_i 为分子中第 i 种原子的数目。因 τ的单位是 $10^{-24}\,cm^2$/原子，P_e 的单位为 $10^{-24}\,cm^2$/电子。一些常见矿物和流体的 P_e 值列于表9.3 中。

表 9.3　常见矿物和流体的密度和光电吸收截面指数

矿物或流体	P_e	密度/g·cm^{-3}	ρ_b (log)*	U
石英	1.806	2.65	2.64	4.97
方解石	5.084	2.71	2.71	13.80
白云石	3.142	2.87	2.88	8.99
硬石膏	5.055	2.96	2.98	14.93
岩盐	4.169	2.17	2.04	9.64
菱铁矿	14.690	3.94	3.89	55.90
黄铁矿	16.970	5.00	4.99	82.10
重晶石	266.8	4.48	4.09	1065.00
淡水	0.358	1.00	1.00	0.397
水 (100×10^{-3}NaCl)	0.734	1.06	1.05	0.850
油 [n (CH_2)]	0.119	ρ_{oil}	1.22 ρ_{oil} - 0.188	0.136 ρ_{oil}
气 (CH_4)	0.095	ρ_{gas}	1.33 ρ_{gas} - 0.188	0.119 ρ_{gas}

*　ρ_b 表示由测井得到的体积密度值。

关于混合物质的 P_e 值，我们先看一下两种原子混合的情况。它们的原子序数分别为 Z_1 和 Z_2，单位体积中的原子数分别为 n_1 和 n_2，电子密度分别为 n_{e1} 和 n_{e2}，光电吸收系数分别为 τ_1 和 τ_2，光电吸收截面指数分别为 P_{e1} 和 P_{e2}，体积分别为 V_1 和 V_2，并且有 $V_1 + V_2 = 1$。根据前面的讨论，可以写出

$$n\tau = n_1 V_1 \tau_1 + n_2 V_2 \tau_2 \tag{9.44}$$

把 (9.41) 式代入上式，同时用 $\frac{n_e}{Z}$ 代替 n，得

$$\frac{n_e}{Z} P_e Z K = \frac{n_{e1} V_1}{Z_1} P_{e1} Z_1 K + \frac{n_{e2} V_2}{Z_2} P_{e2} Z_2 K$$

简化成

$$n_e P_e = n_{e1} V_1 P_{e1} + n_{e2} V_2 P_{e2}$$

按 (9.8) 式把 $n_e = \frac{N_A}{2}\rho$ 代入，则得

$$P_e \rho_e = V_1 P_{e1} \rho_{e1} + V_2 P_{e2} \rho_{e2} \tag{9.45}$$

式中 ρ 为电子密度指数。

$P_e \rho_e$ 定义为体积光电吸收截面指数，用 U 表示，于是 (9.45) 式变成

$$U = V_1 U_1 + V_2 U_2 \tag{9.46}$$

这个关系式可以推广到多种元素组成的混合物质的情况，即

$$U = \sum U_i V_i \tag{9.47}$$

U_i 和 V_i 分别表示第 i 种成分的体积光电吸收截面指数和体积。

参数 U 的方程 (9.47) 式和其他按体积模型描述的参数，如岩石体积密度、中子测井孔隙度等响应方程一样，可以作为综合测井解释方程组中的一个。例如，对于含有两种矿物的岩石，U 的响应方程可以写成

$$U = V_1 U_1 + V_2 U_2 + \phi U_f \tag{9.48}$$

式中：ϕ 为孔隙度，U_f 为孔隙中流体的体积光电吸收截面指数。

二、测量原理

使用放出能量为 0.66 MeV γ射线的铯源时，在物质中不会引起电子偶的产生，开始主要是由于康普顿散射而使 γ射线失去能量，当能量低于某一水平之后，光电效应逐渐变成主要因素。因此在密度基本相同而所含元素的原子序数不同的介质中，接收器处的 γ射线能谱将如图 9.12 所示。在能量比较大的部分，如图中 H 部分，γ射线强度主要和介质密度有关或与电子密度指数有关，即

$$H = f_1(\rho)$$

所以在密度差别不大时，记录的结果就基本相同。

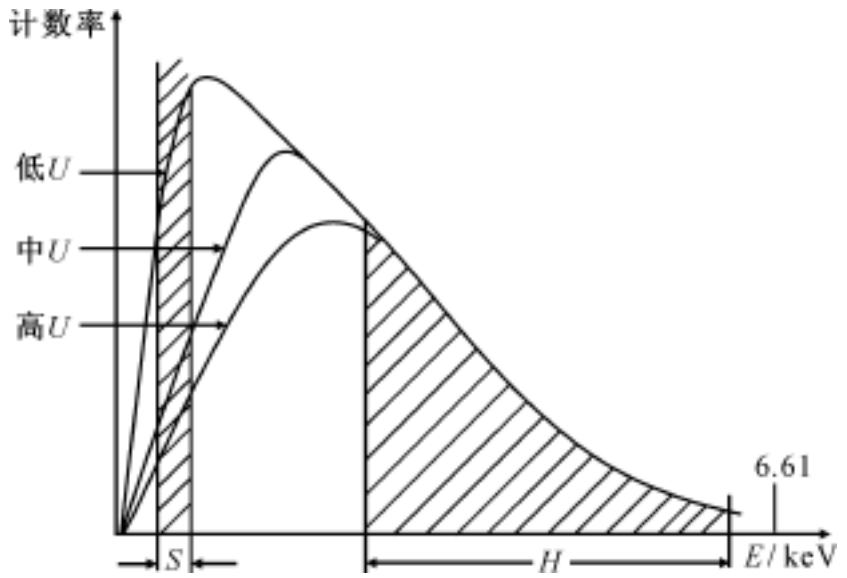


图 9.12　对于密度相同但 U 值不同的岩层，散射伽马射线能谱的变化

在能量比较低的部分，如图中 S 部分，γ射线强度既受康普顿效应影响也受光电效应影响，即

$$S = f_2(U, \rho)$$

所以原子序数不同的介质，在 γ射线能谱的这一部分将产生差别。

选择仪器的测量能量区间、源距、探测器的特性，以及仪器的几何结构，可以使得比值 S/H 在一般地层条件下为比值 U/ρ 的单值函数

$$\frac{S}{H} = \frac{f_2(U, \rho)}{f_1(\rho)} = f\left(\frac{U}{\rho}\right)$$

前面已经说过，U/ρ 即为 P_e，因此，通过记录 S 和 H 就可以求得 P_e。

三、应用

沉积岩三种主要造岩矿物——石英、方解石和白云石以及不同粘土矿物的 P_e 值和 U 值具有明显差别(图 9.13)。因此，岩性测井的最主要用途是根据地层的矿物成分划分岩性。如果把 P_e 测量结果和自然伽马能谱测井、密度测井或中子测井的数据相结合，将能更好地识别岩性，图 9.14 是这种结合的交会图之一。

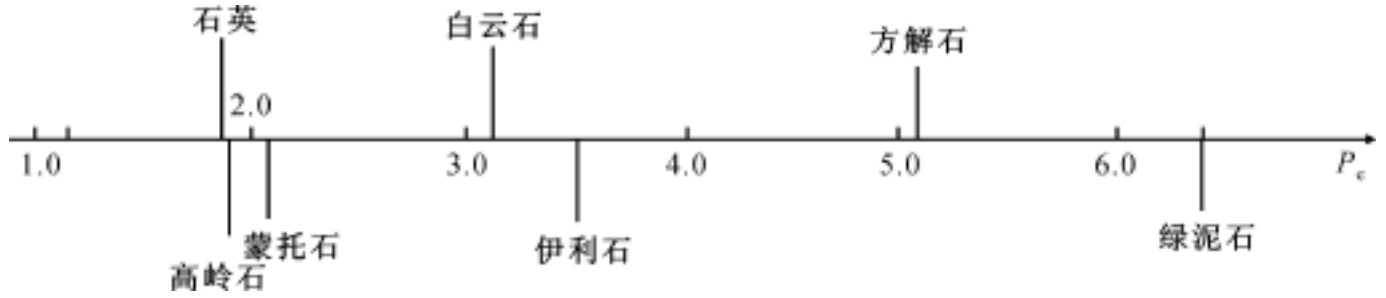


图 9.13　几种常见矿物的 P_e 值

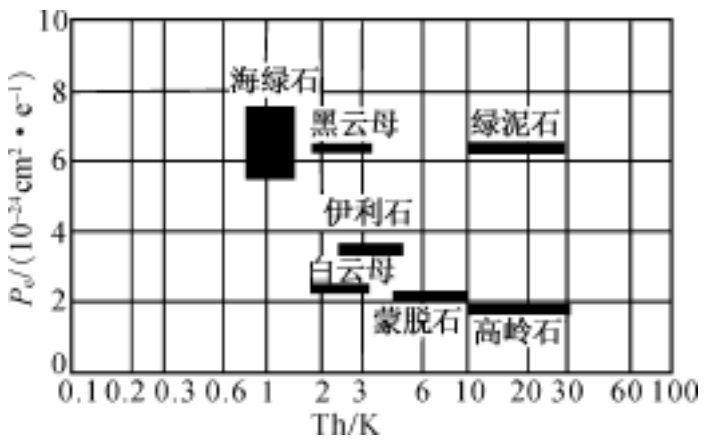


图 9.14　根据岩性和自然伽马能谱测井识别矿物

当泥浆中含有重晶石时，在地层裂缝处会出现 P_e 的异常值，因此有时可以用 P_e 测井曲线作为划分地层裂缝带的手段。

由于岩性测井对于重元素构成的矿物比较敏感，因此它对于沉积学的研究可能提供有价值的信息。

第十章　中 子 测 井

中子测井是利用中子与物质相互作用的各种效应，来研究钻井剖面岩层性质的一组测井方法的统称。进行中子测井时，把装有中子源和探测器的下井仪器由电缆放入井中。从中子源中发出的高能中子射入井内和地层中，高能中子与物质的原子核可能发生下列作用而减弱为低能中子或被原子核吸收：①非弹性散射；②核反应；③弹性散射；④放射性俘获。因此，探测器记录的低能中子数量或核反应与放射性俘获放出的 γ射线强度和能量，是和地层的减速性质以及吸收性质有关。因为氢是最特殊的减速物质，所以中子测井结果可以反映地层的含氢量。在含油或含水的纯地层中，孔隙被含氢的水或油所充满，因此含氢量的多少将反映地层孔隙度的大小，所以中子测井是一种孔隙度测井方法。

气层和油层或水层的含氢量差别非常明显，所以中子测井也是划分气层的主要方法。氯是重要的中子吸收物质，同时氯又是大多数地层水中的主要离子成分，所以中子测井在一定条件下对于划分油水层也有重要作用。

中子源有两大类，一类是连续发射的，一类是脉冲发射的。使用连续发射中子源时，观测的是平衡状态下的中子空间分布；使用脉冲发射的中子源时，观测的是随时间变化的中子空间分布。本章只介绍连续发射中子源的中子测井方法，下一章介绍脉冲中子源的中子测井方法。

使用连续发射中子源的中子测井方法，按记录仪器的结构，分为普通中子测井、井壁中子测井和补偿中子测井；按记录的对象，分为中子—热中子测井、中子—超热中子测井和中子—γ测井等。

第一节　中子测井的物理基础

一、核反应与人工放射性

利用 α粒子、质子、中子等轰击稳定的元素时，通过所谓核反应得到了大量的人工放射性核素，它们的衰变规律与天然放射性核素相同。核反应可以利用和化学反应式相类似的核反应式来表示。例如，利用 α粒子轰击铍原子核的核反应，可以表示成

$$^{9}_{4}\mathrm{Be} + ^{4}_{2}\mathrm{He} \rightarrow ^{13}_{6}\mathrm{C} \rightarrow ^{12}_{6}\mathrm{C} + ^{1}_{0}\mathrm{n} + \gamma$$

式中：$^{1}_{0}\mathrm{n}$ 表示中子。反应式两边应满足电荷数与质量数守恒的原则。

核反应一般采用简化的符号表示。例如上面的核反应式可以写成

$$^{9}_{4}\mathrm{Be}\ (\alpha,\ \mathrm{n})\ ^{12}_{6}\mathrm{C}$$

括号中第一个符号表示被俘获的粒子，第二个表示放出的粒子，括号后面表示衰变产物。

对于任何俘获 α粒子而产生中子的核反应统称（α，n）反应。

又如氢原子核俘获中子的核反应

$$^{1}_{1}H + ^{1}_{0}n \rightarrow ^{2}_{1}H + \gamma$$

它的简化符号为$^{1}_{1}H$（n，γ）$^{2}_{1}H$。对任何原子核俘获中子而放出 γ射线的反应统称（n，γ）反应。

用核反应造成的人工放射性核素已达 1 千个以上。它们在工农业、医学等方面得到广泛应用。在测井工作中应用其中一些放射性核素作为 γ射线源，如钴（^{80}Co）、锌（^{65}Zn）等，或作为同位素测井的示踪原子，如碘（$^{131}_{63}$I）等。在中子测井中也应用了各种核反应，如中子 - γ测井的（n，γ）反应，镅—铍中子源的（α，n）反应等。

二、中子源

已经说过，按发射状态，中子源分为两类，连续发射的和脉冲发射的。脉冲中子源将在下一章介绍。连续发射的中子源也包括两种，一种是利用$^{9}_{4}$Be（α，n）$^{12}_{6}$C 核反应制成，即把放射 α粒子的物质与铍混合而制成，另一种是自发裂变中子源。

利用（α，n）反应制成的中子源，根据产生 α粒子的放射性元素不同，有镭 - 铍中子源、钋—铍中子源、钚 - 铍中子源、镅 - 铍中子源等。早期广泛使用 Ra - Be 中子源，这种源的半衰期长，稳定性好，但本身放出大量 γ射线，给测量带来干扰。Pu - Be 中子源中使用的 Pu 是核燃料，使用上受到限制。Po - Be 中子源的半衰期太短，所以不很理想。因此，中子测井目前多使用 Am - Be 源，它的价格便宜、稳定性好、伴生 γ射线强度很低。

锎源属自发裂变中子源（某些重核素能自发地分裂成质量相近的两个碎片，并放出中子，这种现象称为自发裂变），是一种高产额的中子源，目前它的价格比较高。

中子源的特性由以下几个参数来描述：中子源的活度，（α，n）中子源以中子源中放射性物质的 α活性来表示，单位用贝可（Bq）；中子源的能谱，即源放出的中子能量的分布特性；中子源的半衰期；中子输出。表 10.1 列出了几种测井中子源的特性。

表 10.1　常用同位素中子源特性

中子源名称	符　号	半衰期	中子能量范围 MeV	中子能谱主值 MeV	中子平均能量 MeV	中子输出（1/s）（α活性 3.7×10^{10}Bq）
镭 - 铍源	^{226}Ra + ^{9}Be	1620a	1～13	3.6；5	3.6	1.5×10^{7}
钋 - 铍源	^{210}Po + ^{9}Be	138.3d	1～11	3.0；5.0	2.5～5.5	2×10^{6}
钚 - 铍源	^{239}Pu + ^{9}Be	24360a	1～8	4.0	4.5	1.7×10^{6}
镅 - 铍源	^{241}Am + ^{9}Be	458a			4.5	2.5×10^{6}
锎　源	^{252}Cf	2.65a			2.3	2.31×10^{12}（中子每秒·克）

三、中子与物质的相互作用

中子和物质的相互作用，决定于中子和原子核及电子之间的作用力。因为中子和电子之间的作用力很小，所以主要是中子和原子核之间的作用。它们之间的作用有四种形式：非弹性散射、核反应、弹性散射和放射性俘获。究竟发生何种形式的作用，由中子的能量和物质成分决定。

中子按能量大小可以分成：①快中子——能量大于 100keV；②中能中子——能量由 100eV 至 100keV；③慢中子——能量小于 100eV，其中 0.1eV 到 100eV 的称为超热中子，平均能量处于 0.025eV 的叫作热中子，也就是处于热能状态的中子。

当一个中子和一个核素发生作用，形成一个激发状态的核素，并很快通过放出 γ射线和中子变回到基态，这个过程称为非弹性散射。它只有在入射中子能量足够大，使核素能进入激发态时才能发生。激发状态的核素回到基态所放出 γ射线的能量，是激发态核素能级的反映，因此可以用来识别被中子轰击的靶核。

核反应与非弹性散射不同，核素吸收中子之后不是放出中子，而是放出带电粒子，原子核的 Z 发生了变化。核反应的结果，靶核变成了一种新的原子核。核反应有时也发出特征 γ射线。

弹性散射有的书上称“台球散射”。在弹性散射过程中没有 γ射线或带电粒子出现。中子与原子核碰撞中遵守动量守恒，中子的动能完全转变成被碰撞原子核和中子的动能，也就是说中子与原子核的作用是弹性碰撞过程。

放射性俘获主要在中子变成热中子时发生。中子被原子核俘获后，形成激发态的原子核，然后放出 γ射线回到基态。

为了说明中子通过物质时和原子核发生某种核反应的几率大小，引入了有效截面的概念。假设在单位体积中有 n 个原子核。每个原子核以面积为 σ的圆形靶代替。靶的面积大小是这样选定的，即当入射的中子进入靶内时，就遭到碰撞而发生某种反应。面积 σ称为有效截面。但是要注意，不要把有效截面概念与原子核的几何截面混淆起来。有效截面只是发生某种核反应的几率的量度。

发生散射过程的有效截面称为散射截面 σ_s，发生俘获过程的有效截面称为俘获截面 σ_c，发生两种过程的总有效截面称为全有效截面 σ

$$\sigma = \sigma_c + \sigma_s \qquad (10.1)$$

有效截面的单位是 cm^2，大多数原子核的有效截面在 $10^{-24}cm^2$ 的数量级。因此，过去曾取 $10^{-24}cm^2$ 作为单位，称为“靶恩”(b)。

单位体积物质的有效截面为各个原子核有效截面的总和，称为宏观有效截面，用 Σ 表示

$$\Sigma = n\sigma\ (cm^{-1}) \qquad (10.2)$$

为了和宏观有效截面相区别，单个原子核的有效截面（σ）通常叫做微观有效截面。

假如 ρ是吸收物质的密度（g/cm^3）；A 是元素的摩尔质量，则 $\frac{\rho}{A}$ 是每立方厘米的摩尔数。那么，乘上阿伏伽德罗常数 N_A（6.02205×10^{23}）后，即得每一立方厘米中的原子个

数 n

$$n = \frac{\rho}{A} N_A \tag{10.3}$$

因此

$$\Sigma = \frac{\rho N_A}{A} \sigma \tag{10.4}$$

如果所讨论的物质包含着数种物质的核，则宏观截面可以写成

$$\Sigma = n_1 \sigma_1 + n_2 \sigma_2 + \cdots + n_i \sigma_i + \cdots\cdots \tag{10.5}$$

式中：n_i 表示每立方厘米中第 i 种元素原子核的数目。

下面看一下，当一束中子流穿过物质时，其强度发生的变化和截面有什么关系。假定入射的中子流每平方厘米有 I 个中子，垂直射到每立方厘米有 n 个原子核的物质中。如果把物质层分成厚度为 dx 的无限薄层，在面积为 1 平方厘米的每一个这样层内，将有 ndx 个原子核，它的有效截面为 nσdx，则中子流通过这个物质层引起的强度变化为

$$-dI = I\sigma n dx \tag{10.6}$$

负号表示强度减弱，改写一下这个式子

$$-\frac{dI}{I} = \sigma n dx = \Sigma dx \tag{10.7}$$

把 (10.7) 式积分，得

$$I = I_0 e^{-n\sigma x} = I_0 e^{-\Sigma x} \tag{10.8}$$

式中：I_0 为落到物质表面上的中子流初始强度，I 是在同样面积上能够穿过 x 厘米物质层的中子数。

再重复一句，有效截面只是某种核反应的几率的量度，有效截面不是一个固定不变的数值，它是与中子能量有关的一个比较复杂的函数。

从中子源出来的快中子，在物质中除了随时可能有一部分被吸收之外，其余的不断受到原子核弹性散射而逐步将能量损失掉，直到被吸收为止。中子从快中子减速到热中子，以及热能状态下在物质中的扩散，直至被吸收这一整个过程，常常利用下面几个参数来表征。

1. 平均对数能量缩减 (ξ) 和平均碰撞次数

中子和原子核在一次碰撞中中子能量的自然对数减小的平均值，即

$$\xi = \overline{\ln \frac{E_1}{E_2}} \tag{10.9}$$

称为平均对数能量缩减。E_1 是碰撞前的能量，E_2 是碰撞后的能量。它和减速介质的质量数 A 有关

$$\xi = 1 + \frac{(A-1)^2}{2A} \ln \frac{A-1}{A+1} \tag{10.10}$$

A 大于 10 时，近似有

$$\xi \approx \frac{2}{A + \frac{2}{3}} \tag{10.11}$$

根据定义，ξ值愈大，介质减速能力愈强；ξ值愈小，介质减速能力愈弱。

利用 ξ值可以计算中子能量从 E_i 变到 E_f 时的平均碰撞次数 $\overline{N}$

$$\overline{N} = \frac{\ln E_i / E_f}{\xi} \tag{10.12}$$

例如，以氢做减速剂，有一能量为 2MeV 的快中子，试问需要平均碰撞多少次，才能减速到热能值（0.025eV）呢？已知氢的质量数 A=1

$$\xi = 1 + \frac{(A-1)^2}{2A}\ln\frac{A-1}{A+1} = 1$$

$$\text{碰撞次数} = \frac{\ln(2\times 10^6/0.025)}{1} = 18.2$$

这表明中子在氢中平均经过 18 次碰撞可将 2MeV 快中子减速成热中子。表 10.2 列出了几种元素的 ξ值和使 2MeV 的中子减速到热中子所需碰撞次数的平均值。

表 10.2　几种元素的 ξ值及慢化平均碰撞次数

元　素	质量数	ξ	热中子慢化平均碰撞次数	元　素	质量数	ξ	热中子慢化平均碰撞次数
氢	1	1.000	18	铍	9	0.209	86
氘	2	0.725	25	碳	12	0.158	114
氦	4	0.425	43	氧	16	0.120	150
钾	7	0.268	67	铀	238	0.00838	2172

从表中可以看出，轻的原子核对于中子减速起主要作用。特别是氢原子核，它和中子的质量几乎相等，中子与氢原子核每碰撞一次，平均损失的能量最大。中子测井常常根据氢的这一特点来研究岩层中氢含量的多少。这对于研究储油气地层是很有意义的。

2. 减速长度 L_f

减速长度与中子从初始能量减到热能时所走过的直线平均距离成正比。它能给出由介质减速作用造成的中子空间分布的定性概念。减速长度主要由岩石的含氢量决定，图 10.1 是减速长度与岩石含水饱和度的关系。

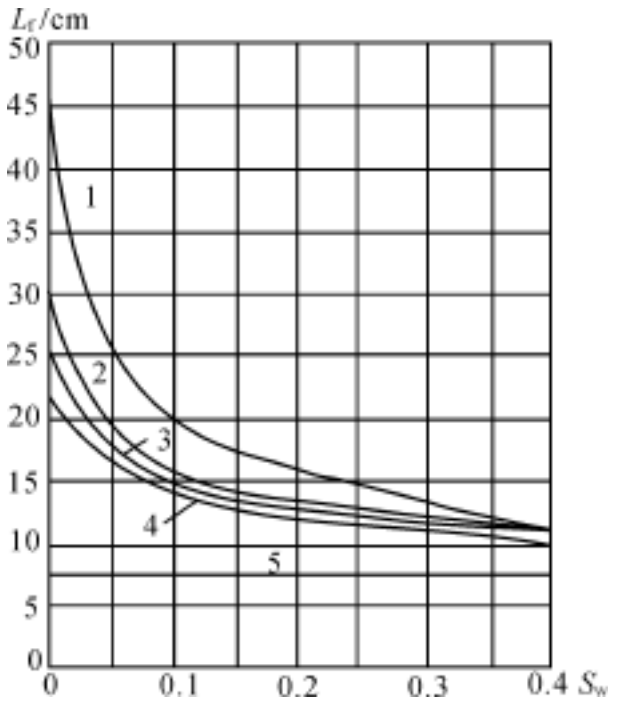


图 10.1　减速长度与岩石含水饱和度的关系

1—砂；2—砂岩；3—石灰岩；4—白云岩；5—水

3. 扩散长度 L_d

扩散长度与从热中子产生的位置到热中子被原子核俘获的位置之间的平均直线距离成正比。物质对热中子的吸收能力越强，L_d 就越短。

4. 热中子平均寿命 τ

热中子平均寿命表示热中子被介质俘获前扩散所经历的平均时间。可以用中子平均速度去除吸收前的平均移动距离（即平均吸收自由程） λ_a 求得。

$$\tau = \frac{\lambda_a}{\upsilon} \tag{10.13}$$

因为 λ_a 等于宏观吸收截面 Σ_a 的倒数，所以

$$\tau = \frac{1}{\Sigma_a \upsilon} \tag{10.14}$$

在常温下，$\upsilon = 2.1978 \times 10^5 \text{cm/s}$，所以上式可以写成

$$\tau = \frac{4.55}{\Sigma_a} \quad (\mu s) \tag{10.15}$$

表 10.3 和表 10.4 列出了一些化学元素和岩石的某些热中子特性参数。从表中看出，氢、硼和氯是具有特殊中子性质的元素。

表 10.3　某些元素的热中子截面

元素	总截面 σ / 10^{-24}cm^2	吸收截面 σ_c / 10^{-24}cm^2	散射截面 σ_s / 10^{-24}cm^2	元素	总截面 σ / 10^{-24}cm^2	吸收截面 σ_c / 10^{-24}cm^2	散射截面 σ_s / 10^{-24}cm^2
H	20～80	0.32	20～80	P	10.9	0.3	10.6
He	1.56	0.008	1.55	S	1.6	0.47	1.1
Be	6.9	0.009	6.9	Cl	43	33	10
B	722	718	3.8	Ca	4.4	0.42	4.0
C	4.8	0.0045	4.8	Fe	13.5	2.5	11.0
N	12.7	1.5	11.2	Ni	22	4.5	17.5
O	4.2	<0.0009	4.2	Zr	8.4	0.4	8.0
Na	4.5	0.46	4.0	Cd	3500	3500	6.5
Al	1.6	0.22	1.35	In	193	191	2.2
Si	1.86	0.16	1.7	Pb	8.5	0.2	8.3

表 10.4　某些矿物和岩石的中子性质

岩石和矿物名称	成　分	密度 /(g·cm^{-3})	L_f / cm	L_d / cm	$\tau/10^4$ s
硬石膏	$CaSO_4$	3	27	8.2	3.4
无烟煤	C - 95% H - 3% O - 2%	1.5	-	4.9	5.2
水	H_2O	1	7.7	2.3	2.2
石　膏	$CaSO_4 \cdot 2H_2O$	2.3	11	3.2	2.5
粘　土	SiO_2 - 65% Al_2O_3 - 20% Fe_2O_3 - 5% $CaCO_3$ - 10%	1.88	-	14.7	8.9
粘土（含水 40%）	-	2.2	-	4	3.4
白云岩	$CaMg(CO_3)_2$	2.85	-	9.2	5.3
岩　盐	NaCl	2.15	-	1.2	0.062
方解石	$CaCO_3$	2.72	35	9.5	5.4
石　英	SiO_2	2.65	37	17	10.6
石　油	C - 86% H - 14%	0.875	9.3	2	1.9
沙	SiO_2 - 95% Al_2O_3 - 3% Fe_2O_3 - 2%	2.3	14	6	4.9
含水 25% 的沙	-	2.05	-	20	10.6

第二节　中子 - 中子与中子 - γ测井理论概述

中子测井理论问题的实质，就是弄清楚热中子（或中子 - γ射线）的空间和时间分布与物质各种性质的关系。

目前使用的中子源的中子能量，大部分在 3 ～7MeV 范围内。这种能量的中子和物质的相互作用主要是发生弹性散射。中子和原子核经过一系列的散射之后而减速到热能状态，再经过一段扩散，然后被组成岩石的原子核吸收，发生（n，γ）反应而消失。记录（n，γ）反应放出的二次 γ射线，并借以研究岩层特点的方法，叫做中子—γ测井，记录俘获前的热中子的方法，叫做中子—中子测井。

热中子和二次 γ射线强度的分布，显然与中子在物质中的减速及扩散两个过程有关。前面曾经指出，减速过程和岩石中的含氢量的关系很密切，而扩散过程和物质中具有特殊吸收性质的物质关系最密切。从表 10.3 中看出，这些物质有 B、Cl、Cd、In 等少数几种。在石油钻井中，意义最大的是大量出现在矿化地层水中的 Cl。一般说来，中子—中子测井或中子—γ测井结果，是减速和扩散过程的综合反映。但是，在某些具体地质条件下，一些因素可能上升为主要矛盾。例如，在地层水矿化度不很高的情况下，中子的分布主要由氢的含量所决定。在岩层中不含有泥质和不含有带结晶水的矿物（如石膏）时，中子—中子法、中子—γ法通过研究含氢量可以确定岩层的孔隙度。当地层水矿化度很高时，可以适当选择测量技术条件（例如利用过渡源距。关于这一点以后要谈到），使减速影响减小而使吸收影响更为突出，则中子—中子法或中子—γ法还可以用来划分油水界面及判断油水层。热中子被氯吸收后放出的 γ量子，能量高达 7MeV 以上，而被氢吸收所放出的 γ射线只有 2.23MeV，所以用能谱测井仪能更清楚的根据氯的含量区分油层和水层。另外，氯吸收中子的性质和中子能量的关系很密切，它对热中子的吸收截面很大（$31.5\times10^{-24}cm^2$），但随着中子能量的增加，截面迅速减少。如果适当的改造仪器，记录超热中子的分布，测量结果将和吸收性质关系不大，而主要和减速性质有关。因此，中子—超热中子测井可以在地层水矿化度较高的情况下研究岩层的孔隙度。

一、热中子空间分布

中子源放出的快中子和岩石中的原子核发生碰撞，逐渐失掉能量而变成热中子，然后扩散和被吸收。但是，由于中子源不断地放出中子，所以在中子源附近中子的空间分布将达到一个平衡状态。中子源周围好像包着一个球状的“中子云”。快中子在这一团中子的中间某一范围内，这个范围的半径可以理解为前面说过的减速长度。当变成热中子后，还要“活”一段时间，这段时间移动的平均直线距离，可以理解为扩散长度。因此，整个这一团“中子云”直径的大小和岩石中含有的原子核种类有关。例如，岩石中含有大量氢元素时，“中子云”的半径就减小。我们通过测量空间热中子密度的变化，有可能了解岩石中某些元素存在的多少。下面就来看一下，处于平衡状态时热中子的空间分布。

在空间某点的单位体积内，因减速作用单位时间由快中子变成热中子的数目叫做热中

子减速密度，一般用 q 表示。对于不含氢的介质，减速密度可以用下面的方程表示

$$\Delta^2 q = \frac{q}{\tau_p} \tag{10.16}$$

这个方程叫做费米方程，τ_p 称为中子的标志年龄或费米年龄，有时也称年龄。但必须注意，费米年龄并不以时间为单位，而是以长度的平方为单位。当减速到热中子时，τ_p 表示成

$$\tau_p = L_f^2 \tag{10.17}$$

L_f 是前面已经讲过的减速长度。这表明，当介质的减速能力较差时，从快中子变到热中子需要跑过的距离也就比较长，因而它的年龄就大。

解方程 (10.16)，得热中子减速密度为

$$q = \frac{Qe^{-\frac{r^2}{4L_f^2}}}{(4\pi)^{3/2} L_f^3} \tag{10.18}$$

式中：r 为被研究的点到中子源的距离；Q 为点状快中子源的强度。

当介质中含有大量氢时，不能用方程 (10.16) 求热中子减速密度。根据实验，在这种情况下，减速密度可用下列近似关系式表示

$$q \approx \frac{Q}{8\pi L_f^3} e^{-\frac{r}{L_f}} \tag{10.19}$$

q 的意义前面已经说过，它表示空间各点在单位时间、单位体积内产生的热中子数。因此可以把空间各点都看作存在一个假想的热中子源，源的强度为 q。

在进一步研究热中子的空间分布时，既要考虑各点上单位时间、单位体积内产生的热中子数，也要考虑单位时间扩散进来和扩散出去的热中子数，当然还要考虑被吸收的热中子数。显然，空间任一点在单位时间、单位体积内的热中子数目，即热中子密度的变化，应满足下列关系。

热中子密度随时间的变化等于产生的热中子数减去吸收的热中子数加上由于跑进跑出引起的净增的热中子数。这个关系写成数学形式，就是热中子的扩散方程

$$\frac{N}{t} = q - \frac{N}{\tau} + D\Delta^2 N \tag{10.20}$$

式中：D 是扩散系数；τ是热中子平均寿命。

由于使用连续工作的中子源，热中子在空间的分布很快就达到平衡状态，所以

$$\frac{N}{t} = 0 \tag{10.21}$$

则 (10.20) 式变成

$$q - \frac{N}{\tau} + D\Delta^2 N = 0 \tag{10.22}$$

这个关系称为平衡状态下的扩散方程。由 (10.22) 式可解出平衡状态下热中子在空间各点的密度。

对于含氢很少的介质，把 (10.18) 式代入 (10.22) 式，得

$$D\Delta^2 N - \frac{N}{\tau} + \frac{Qe^{-\frac{r^2}{4L_f^2}}}{(4\pi)^{3/2} L_f^3} = 0 \tag{10.23}$$

解（10.23）式，得

$$N(r) = \frac{Qe^{\frac{L_f^2}{L_d^2}}}{8\pi rD}\{e^{-\frac{r}{L_d}}[1 + \Phi(\frac{r}{2L_f} - \frac{L_f}{L_d})] - e^{\frac{r}{L_d}}[1 - \Phi(\frac{r}{2L_f} + \frac{L_f}{L_d})]\} \qquad (10.24)$$

这就是在介质含氢量小的情况下，热中子的空间分布公式。若$\frac{r}{2L_f} \pm \frac{L_f}{L_d} = u$，式中函数 Φ 具有下列形式

$$\Phi(u) = \frac{2}{\sqrt{\pi}}\int_0^u e^{-u^2}du$$

在介质中含有大量氢的时候，解（10.22）式时，需要把（10.19）代入（10.22）式，即

$$D\Delta^2 N - \frac{N}{\tau} + \frac{Q}{8\pi L_f^3}e^{\frac{r}{L_f}} = 0 \qquad (10.25)$$

解（10.25）式，得

$$N(r) = \frac{Q\tau}{8\pi L_f^3(1 - \frac{L_d^2}{L_f^2})}\left[e^{-\frac{r}{L_f}} - \frac{2\frac{L_d^2}{L_f^2}}{(1 - \frac{L_d^2}{L_f^2})} \cdot \frac{L_f}{r}(e^{-\frac{r}{L_f}} - e^{-\frac{r}{L_d}})\right] \qquad (10.26)$$

因为 $L_f > L_d$（见表 10.4），并且在通常的测量条件下 $r \gg L_f$，则（10.26）式可以简化成：

$$N(r) = \frac{Q\tau}{8\pi L_f^3} \cdot e^{-\frac{r}{L_f}} \qquad (10.27)$$

按（10.19）式，（10.27）式可以写成

$$N = q \cdot \tau \qquad (10.28)$$

即热中子密度和热中子减速密度成正比。这说明，热中子在生成处不远的地方就被吸收了。

在油井中，油水层都是含氢量比较多的地层，因此我们着重研究（10.27）式或（10.28）式这种情况。

从（10.28）式看出，在含氢介质中，热中子的空间分布由热中子减速密度和中子寿命两方面的因素所决定。下面分两种情况来讨论：

1. 介质中不含对中子强吸收的原子核

在介质中不含对中子强吸收介质时，非常粗略地可以认为 τ基本上是不变的。那么，热中子的分布就基本上决定于减速密度。从（10.19）式知道，减速密度是由减速长度决定的，所以热中子分布基本上取决于减速长度 L_f。因为氢的减速长度最小，同时含氢物质和其他物质的 L_f 差别很明显（表 10.4），所以在油井中中子源周围的热中子的分布，也就基本上由岩石的含氢量所决定。由于氢主要是含在油或水中，所以当地层中没有含结晶水的矿物（如石膏）或大量泥质时，通过中子测井研究含氢量，就有可能求出岩层的孔隙度。

油和水的含氢量差别很小，所以不能按含氢量区分油层和水层。但气层的含氢量很低，可以根据中子测井把油水层和气层区分开。

按（10.27）式计算的热中子密度 N 与距离的 r 关系，如图 10.2 所示。可以看出，

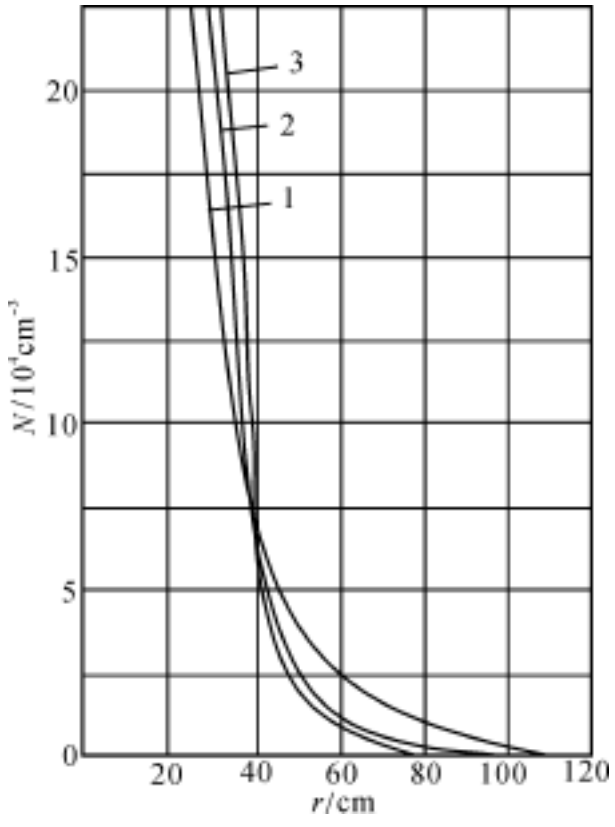


图 10.2　含氢岩层中热中子分布

1—含氢体积为 10%；　2—含氢体积为 20%；　3—含氢体积为 25%

r 小的时候，N 随 L_f 的减小（含氢量增大）而增大，在 r 大的时候，N 随 L_f 的减小而减小。图 10.2 中间部分是曲线的交叉带，在交叉带 N 与含氢量没有明显关系，即含氢量不同，而 N 值基本不变。一般我们测井时使用的源距（指中子源到接收器中点的距离）为 45～60cm，相当于大 r 的情况，所以随含氢量的增加，曲线读数将减小。根据试验结果，曲线读数大致和含氢量的对数成反比。

2. 介质中含对中子强吸收的原子核

当介质中含有对热中子吸收截面很大的原子核时，热中子的空间分布将不仅取决于 L_f，而且和岩石吸收性质有关。例如，当地层水矿化度很高时，热中子将被氯原子核强烈吸收。氯对热中子的吸收截面与岩石中其他常见元素有很大差别（表 10.5）。因为氯主要出现在地层水中，而在油中很少存在，所以提出了以氯为指示元素来区别油水层的中子测井方法。这时就要尽量减少氢的变化对测量结果的影响，例如可以选择位于图 10.2 中交叉带的源距，通常称为过渡源距进行测量。

在表 10.5 中，还列出了岩石中几种常见元素吸收热中子后放出的 γ 射线能量。可以看出，氯元素吸收了热中子之后放出的 γ 射线能量比大多数元素都高，如果使用 γ 射线能谱测井仪，选择性地测量 7MeV 以上的 γ 射线，则可以更加突出氯作为指示元素的作用。

表 10.5　常见元素热中子吸收截面和俘获 γ 射线能量

元　素	热中子吸收截面 /$10^{-24}cm^2$	吸收热中子放出的 γ 射线能量 /MeV
H	0.32	2.23
C	0.0045	4.95，4.05，3.05
O	<0.0009	
Si	0.16	6.4，4.95 等
Al	0.22	7.72，3.02 等
S	0.47	5.43，4.84
Cl	33	7.77，7.42
Ca	0.42	6.42，5.89
Mg	0.06	8.16，3.92

以氯为指示元素的中子测井，在区分油水层、确定油水界面或在下套管的井中寻找漏掉的油层，都有很大的实际意义。

以氢为指示元素的中子测井与以氯为指示元素的中子测井相配合，可以提高方法的应用效果。当知道地层水矿化度时，甚至可以求出含水饱和度。

二、中子 - γ射线的空间分布

中子 - γ射线的空间分布，基本上取决于中子的空间分布。

假如原子核每吸收一个热中子放出 i 个 γ量子，那么在空间某点单位体积中形成的 γ量子数 m 等于:

$$m = i\frac{N}{\tau} \tag{10.29}$$

由体积元 dV 在接收器（探测器） R 处（图 10.3） 造成的射线强度为

$$dJ = \frac{m \cdot e^{-\mu x}}{4\pi x^2} \cdot dV \tag{10.30}$$

式中: μ为介质对 γ射线的平均吸收系数; x 为体积元 dV 到 R 点的距离。

对于含氢量很大的介质，N 为 τ和 q 的乘积（见式（10.28））， 代入（10.29） 则看出，m 只和减速性质及吸收物质的种类有关，而和扩散性质无关。把（10.30） 式积分，并化简后得

$$J = \frac{iQe^{-\frac{L}{L_f}}}{16\pi L_f^2}\left\{(1+\frac{L_f}{L})\ln\left|\frac{\mu+\frac{1}{L_f}}{\mu-\frac{1}{L_f}}\right| - \frac{2\mu}{L(\mu^2-\frac{1}{L_f^2})}\right\} \tag{10.31}$$

按（10.31） 式，对含氢量不同的岩石计算的 J = f（L） 关系曲线，如图 10.4 所示。从图上看出，当 L > 50 cm，含氢量不同的岩石可以清楚地区别开。

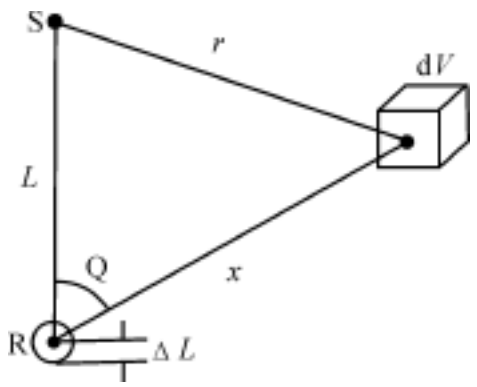


图 10.3　中子 - 伽马法的中子源、探测器和介质单元体积之间的位置示意图

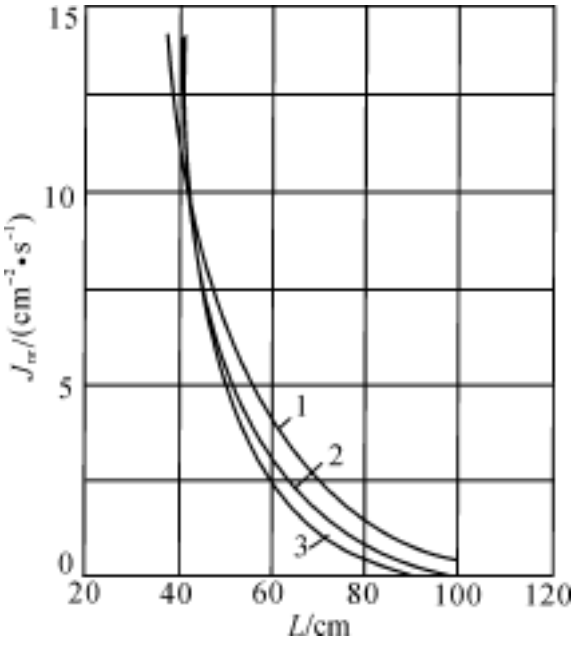


图 10.4　在含氢量不同的岩层中中子 - γ射线的分布

1—含氢体积 10%; 2—含氢体积 20%; 3—含氢体积 25%

第三节　中子测井测量原理及刻度

一、中子测井测量原理

目前使用的中子测井仪，按结构可以划分为三种：普通中子测井仪、井壁中子测井仪和补偿中子测井仪。

普通中子测井仪的电路工作原理与自然 γ 测井仪基本上是一样的，只是探测器不同。探测热中子使用含硼正比计数管，或者使用含锂或含硼荧光体的闪烁计数器。硼对热中子有强吸收性。核反应

$$^{10}_{5}B + n \rightarrow ^{7}_{3}Li + \alpha$$

产生的 α 粒子引起正比计数管内气体电离或激发荧光体发光。若记录超热中子时可在上述探测器的计数管外加一层石蜡，并在石蜡外加一薄层（0.5mm）镉。镉对热中子有很大吸收截面，通过镉层进入石蜡层的只是超热中子，然后这些超热中子经含氢的石蜡层减速为热中子，最后被记录下来。近来多采用 ^{3}He 正比计数管记录超热中子，它是利用 ^{3}He（n，p）^{3}H 反应制成的（p 代表质子）。由于它对超热中子有较高的探测效率，所以是比较理想的探测器。

普通中子测井仪测量结果受井的影响很大，井径变化时会引起中子测井曲线异常，泥浆矿化度高也会给结果带来影响，使确定孔隙度的精度降低。为了减少井眼条件的影响，目前多使用井壁中子测井仪和补偿中子测井仪。

井壁中子测井仪电路原理与普通中子测井仪基本相同，只是采用了推靠器装置，使井下仪器贴井壁进行测量。此外，井壁中子测量结果直接给出经过井径校正的孔隙度曲线。将计数率转换成孔隙度值，是由面板中专门的电路或计算机完成，计算电路或计算程序根据图 10.5 的井壁超热中子计数率与孔隙度关系曲线设计的。图 10.5 中曲线横坐标是以 API 中子测井单位表示的计数率，纵坐标是石灰岩孔隙度，图中三条曲线分别对应不同的

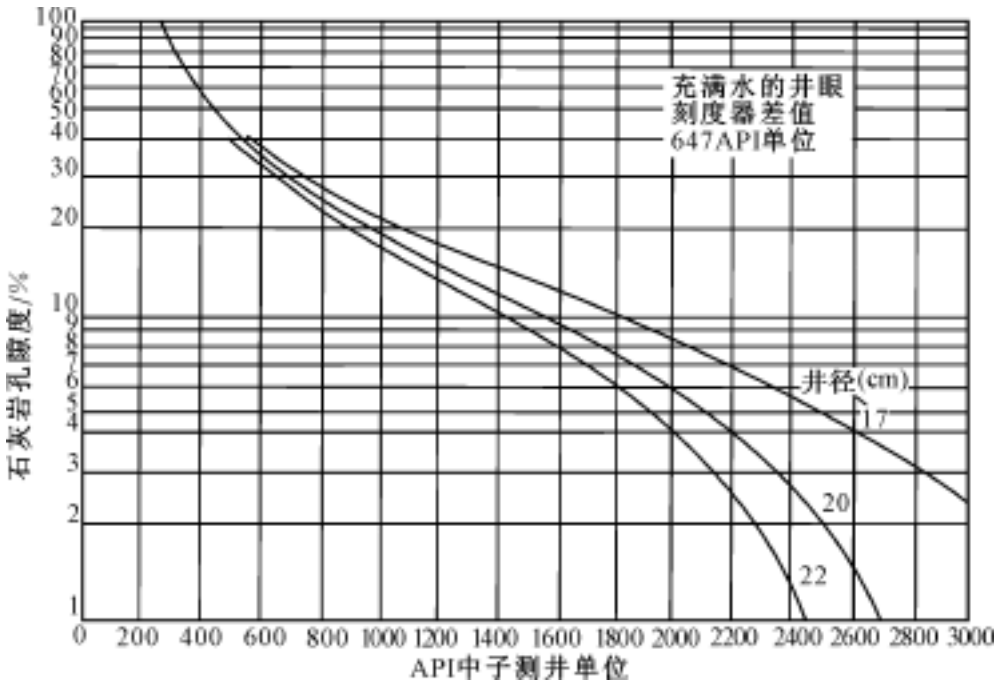


图 10.5　井壁超热中子计数率与孔隙度关系

井径。该图是在孔隙度和井径均不同的石灰岩试验井中测量得到的。井壁中子测井仪多采用加屏蔽的^{3}He正比计数管，所以井壁中子测井是属超热中子测井。

井壁中子测井仪与普通中子测井仪相比，受泥饼影响较大，因此有时需进行泥饼厚度校正。这种校正可借助简单的图版进行，其中泥饼厚度由井径与钻头直径差来确定。仪器中附有井径测量部分，可以提供井径校正及泥饼校正所需的井径资料。

井壁中子测井仪的缺点是不能用在有套管的井中，在非均匀裂隙或破碎地层中应用效果有时也不够好。

图 10.6 是补偿中子测井仪结构示意图。井下仪器是由两个源距不同的普通中子测井仪组合而成，同时记录长、短源距两种计数率。在地面仪器中，计算出两个探测器计数率的比值。这个比值与孔隙度呈一定函数关系，刻度后可直接按孔隙度记录。

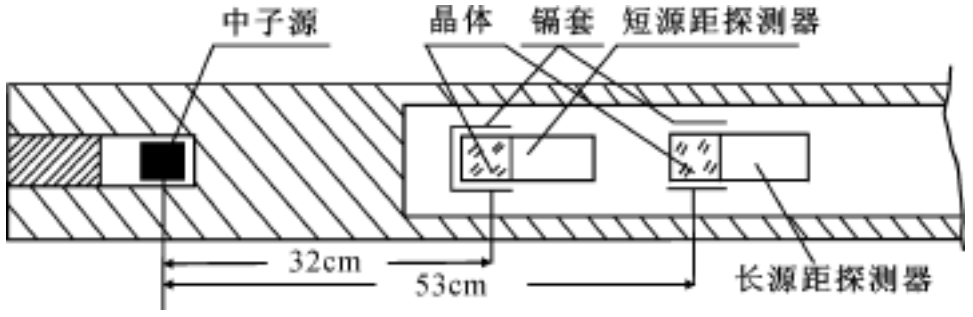


图 10.6　补偿中子测井仪示意图

长短源距计数率比值和孔隙度的关系，是在实验的基础上确立的。长短源距计数率以及长短源距计数率比值和孔隙度的关系如图 10.7 所示。只要长、短源距搭配合适，长短源距计数率比值和孔隙度的关系曲线在半对数坐标上近似是一条直线。计算程序或计算电路就是根据这条曲线设计的。补偿中子测井比井壁中子测井受井径变化和泥饼影响小，探测深度比普通中子测井和井壁中子测井大，可在裸眼井和套管井中使用。

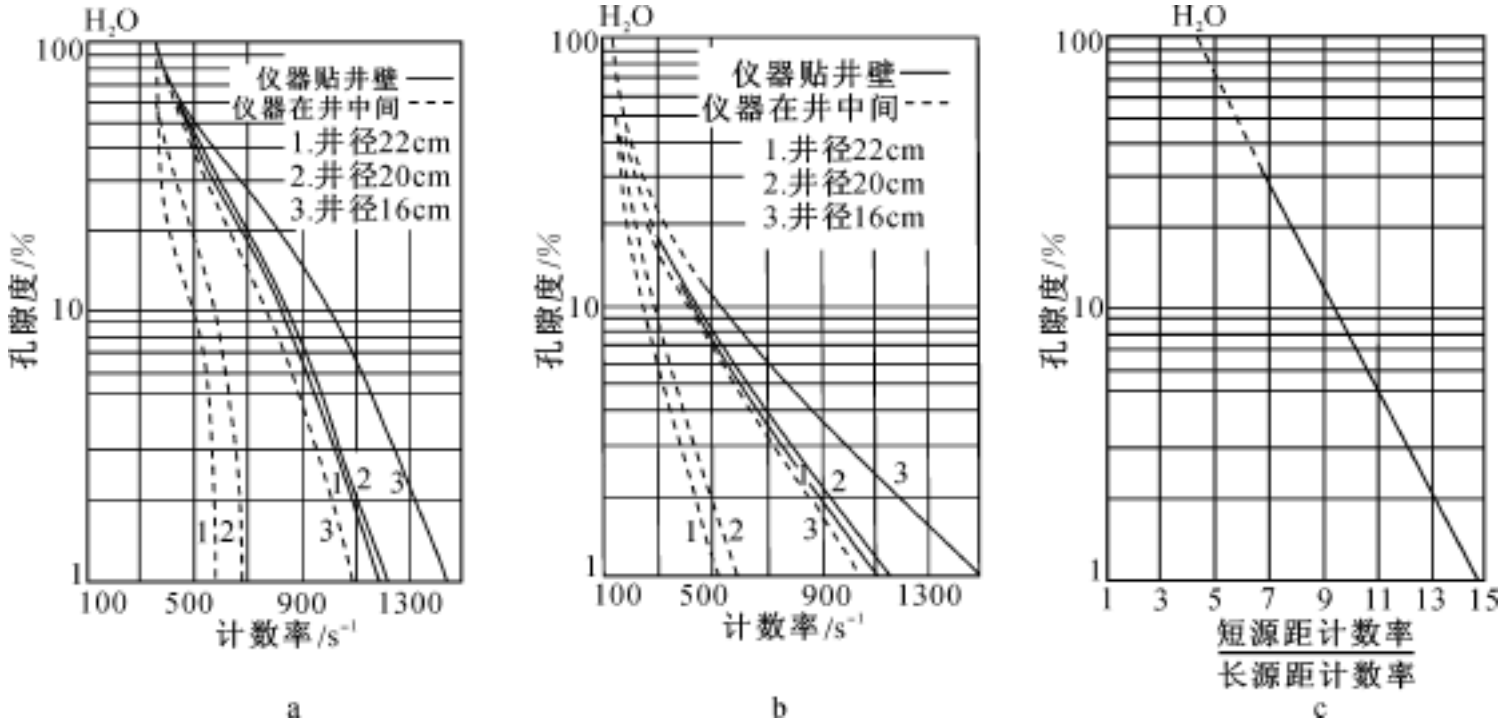


图 10.7　长短源距计数率及长短源距计数率比值和孔隙度的关系

a—短源距计数率与孔隙度关系；b—长源距计数率与孔隙度关系；
c—长短源距计数率比值与孔隙度关系

二、中子测井刻度

只有建立起统一的刻度标准，才能使测井资料相互对比和定量解释。中子测井是作为孔隙度测井方法进入石油测井系列的。因此，如果采用孔隙度作为刻度单位应是最理想的。但是，中子测井读数不仅和孔隙度有关（实际是和孔隙中流体的含氢量有关），而且和岩石骨架的中子减速特性有关，所以目前建立的刻度标准还是相对的。

在国外采用孔隙度已知的石灰岩作为刻度井的标准地层，由此得到的单位称为石灰岩孔隙度。如果探测的地层也是性质相近的石灰岩，则读数反映的就是地层孔隙度。如果测井时遇到的岩层不是石灰岩，则得到的是视孔隙度。

中子测井刻度装置也分为三级。国家统一的标准作为一级，仪器制造厂和各大油田所建立的模型井，或根据大量测量已经确切知道岩层孔隙度的标准井，应算作二级，三级则是随仪器携带的模拟刻度装置。

每次测井前和测井结束后，均应使用刻度装置检查仪器的灵敏度和线性。

第四节　中子测井解释与应用

一、影响中子测井的环境因素

环境因素包括测量的技术条件，如测速、时间常数，以及井眼条件和侵入带影响。其中测速、时间常数对中子测井的影响，同对自然 γ 测井的影响是相同的，在第八章已经介绍过。

1. 探测范围

所谓探测范围，是指从中子源出来后能够到达探测器的中子（或中子被吸收后放出的 γ 射线），在岩层中所能渗入的平均深度。前面已经说过，在介质含氢量很大的情况下，中子很快就变成热中子，所以中子渗入到地层内的深度就比较小；在相反的情况下，能渗入的深度就比较大。因此，探测范围不是一个固定数值，而是随岩石的孔隙度和孔隙流体性质，以及井眼条件和中子初始能量的不同而变化的。在致密岩石中，由快中子变到热中子大约需碰撞 100 ～200 次，中子平均渗入深度大约为 60cm。在孔隙性岩层中，快中子大约碰撞 20 ～30 次就变成热中子，中子平均渗入深度不大于 20cm。一般认为，在 15cm 井径的情况下，小孔隙地层中的探测范围在 60cm 左右，大孔隙地层中的探测范围大约为 20cm。因此，在孔隙性地层，中子测井读数主要和侵入带有关。

2. 井的影响

因为中子测井的研究深度不大，井的影响有时非常显著。在充满泥浆的井中，井径扩大使中子源周围介质的含氢量大大增加。因此，使用大源距时，读数将明显降低。

一般情况下，泥浆矿化度影响并不大，如果矿化度很高，由于氯离子吸收热中子，将使热中子密度减小。氯吸收热中子后放出能量很大、数量较多的 γ 射线，将使中子 - γ 测井曲线略微升高。在下有套管的井中，套管的影响主要表现为吸收作用，使读数降低和使

曲线分层能力变差（图 8.12），但一般情况下并不影响曲线的应用。

3．侵入带的影响

在地层水矿化度和泥浆矿化度不很高的情况下，利用中子测井研究岩层孔隙度时，侵入带的影响并不大，因为中子法确定的是含氢量，而油、地层水和泥浆滤液之间的含氢量没有显著差别。

在利用中子测井划分气层时（前面已经说过，天然气的含氢量比油和水中的含氢量低得多，因此可以用中子测井划分出来），以及利用高矿化地层水和石油中的含氯量不同来划分油水层时，侵入带的影响常常不能忽略，克服侵入带影响的办法是在固井后等候一段时间（大约十天左右），使地层恢复到原始状态，即侵入带消失后进行测井。

二、解释与应用

中子测井最主要用途之一是确定地层孔隙度。在特定的地质条件下，或结合其他测井资料，中子测井在探测天然气、划分岩性、区分油水层和剖面对比等方面也可以发挥重要作用。根据应用的目的不同，为了获得准确的结果，需要进行各种必要的校正。

1．确定孔隙度

中子测井读数是岩石中主要减速物质——氢含量的反映。岩石中含氢量的多少，由含氢指数 H 所表示。它的定义是：单位体积中氢原子数与单位体积纯水中的氢原子数之比。

由于测井仪器类型不同，根据中子测井求孔隙度的方法也稍有不同。早期的中子测井仪，通常是以每秒脉冲数或条件单位（通常把在淡水中测量的读数作为一个条件单位）记录。中子读数 N 与地层含氢指数之间的关系，可以近似地表示成如下形式

$$N = -A\lg H + B \tag{10.32}$$

式中 A 和 B 是仪器的几何常数，通过对仪器刻度确定。当地层中不含有带结晶水的矿物，并且孔隙被含氢指数接近 1 的水或油充满时，含氢指数和孔隙度有简单的对应关系。在非理想条件下，估计孔隙度时需考虑流体性质和岩石类型的影响。

现代的补偿中子测井或井壁中子测井记录的测井曲线，直接以视孔隙度刻度。因为标准的刻度井是由石灰岩构成，所以通常输出的是石灰岩孔隙度。

无论测井仪记录的是条件单位还是孔隙度单位，测井读数都是仪器周围地层中含氢指数的反映。假定探测范围只是在冲洗带，则地层含氢指数 H 可以表示成

$$H = \phi H_{mf} S_{xo} + \phi H_h (1 - S_{xo}) + V_{sh} H_{sh} + V_{ma} H_{ma} \tag{10.33}$$

式中：ϕ为地层有效孔隙度；S_{xo}为冲洗带含水饱和度；V_{sh}为地层中泥质体积；V_{ma}为骨架体积；H_{mf}、H_h、H_{sh}和 H_{ma}分别为泥浆滤液、烃、泥质和骨架的含氢指数。可以看出，只有当岩石的骨架含氢指数为零，不含泥质和不含天然气或轻烃，并且 H_{mf}等于 1 时，测得的含氢指数才等于地层孔隙度。

总之，当地层不是石灰岩，或地层孔隙中含有轻烃或矿化度高的水，以及地层含有泥质或其他含有结晶水的矿物时，解释时都需要进行校正。

（1）岩石骨架影响：如果观测的地层不是石灰岩层，测井仪输出的是视孔隙度 $(\phi_N)_a$，它与地层孔隙度 ϕ有下列关系

$$(\phi_N)_a = \phi + (1 - \phi)\phi_{ma} \tag{10.34}$$

则根据下式得到经过岩性校正的孔隙度

$$\phi = \frac{(\phi_N)_a - \phi_{ma}}{1 - \phi_{ma}} \tag{10.35}$$

式中：ϕ_{ma}为岩石“骨架孔隙度”。表 10.6 列出了一些岩石的“骨架孔隙度”平均值，该数值和使用的仪器种类有一定关系。

表 10.6　一些岩石的“骨架孔隙度”平均值

岩　　石	井壁超热中子测井 ϕ_{ma}平均值	热中子测井 ϕ_{ma}平均值
砂　　岩 $\phi>10\%$	-0.035	-0.05
石灰岩	0	0
白云岩①$\phi=5.5\%\sim30\%$	0.035	0.085
②$\phi=1.5\%\sim5.5\%$或 $\phi>30\%$	0.02	0.065
③$\phi=0\sim1.5\%$	0.005	0.04
硬石膏	-0.005	-0.002
石　膏	0.49	
岩　盐	0.04	-0.01

(2) 泥质的影响：泥质中粘土矿物的晶格中多数含有氢，并且由于粘土矿物的片状结构，含有大量束缚水。这些氢与孔隙度无关，但在测井读数中仍被视为孔隙度。在确定孔隙度时应将它们校正掉

$$\phi = \phi_N - V_{sh}\phi_{sh} \tag{10.36}$$

式中：ϕ_N为记录的孔隙度读数，V_{sh}为泥质体积，ϕ_{sh}为泥质的视孔隙度，可近似由邻近的泥岩层中子孔隙度确定。

(3) 地层孔隙中流体种类的影响

(a) 地层孔隙中流体矿化度的影响：实际上中子测井探测范围内的地层一般被泥浆滤液所填充。当泥浆滤液含有大量盐类时，它的含氢指数要比纯水低。例如，当泥浆滤液或地层水中含有 NaCl 时，溶液的含氢密度（即单位体积中的氢原子数）减少。在温度为 20℃时，盐溶液的含氢指数可用近似公式表示为

$$H_f = 1 - 0.4C \tag{10.37}$$

式中 C 为 NaCl 的浓度（kg/L）。

对一般情况，可用下面公式确定溶液的含氢指数

$$H_f = \rho_f(1 - C) \tag{10.38}$$

式中 ρ_f为溶液密度。

(b) 残余气的影响：地层孔隙中残留有天然气时，由于它的含氢密度比饱含水和油的小，地层的含氢指数降低，测得的孔隙度将比实际孔隙度值低。

天然气，这里指气态烃的混合体，分子式若用 C_nH_{nx}表示，它的含氢指数 H_h 为

$$H_h = \frac{N_A \frac{x}{12+x}\rho_n}{N_A \frac{2}{18}} = \frac{9x}{12+x}\rho_n \tag{10.39}$$

式中：ρ_n为烃的密度；N_A为阿伏伽德罗常数。如果天然气是甲烷（CH_4），则含氢指数

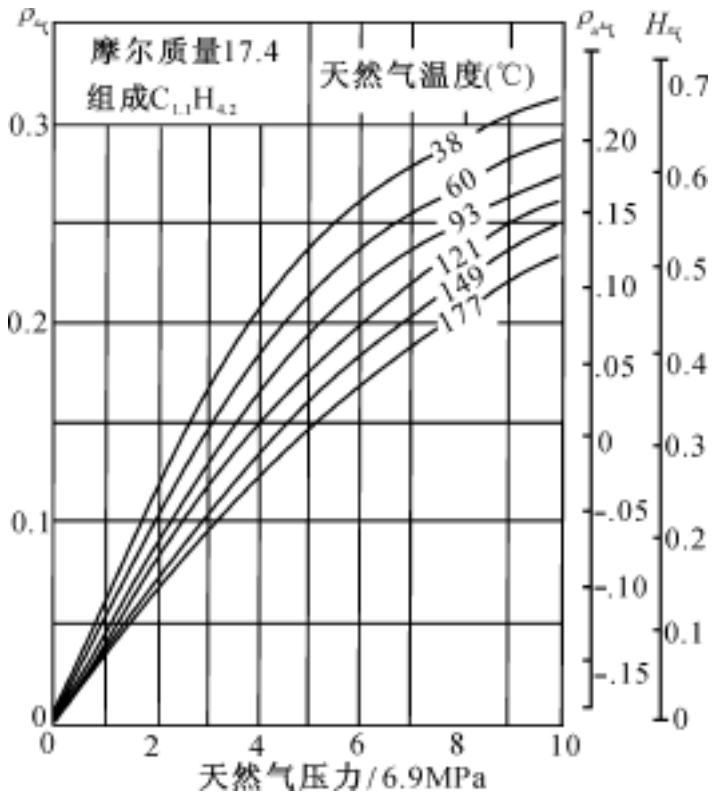


图 10.8　天然气密度与压力和温度的关系

$\rho_{气}$—天然气真密度；$\rho_{a气}$—补偿密度测井求得的天然气视密度；$H_{气}$—根据井壁中子得到的天然气含氢指数

H_{meth} 为

$$H_{meth} = 2.25\rho_{meth}$$

烃的密度与 x 之间的经验关系式为

$$x = 4 - 2.5\rho_{ll} \qquad (10.40)$$

将 (10.40) 式代入 (10.39) 式整理后得

$$H_h = 9\left(\frac{4 - 2.5\rho_{ll}}{16 - 2.5\rho_{ll}}\right)\rho_{ll} \qquad (10.41)$$

如果烃的密度已知，也可按下列规则确定其含氢指数：如 $\rho_{ll} < 0.25$，则它与纯甲烷近似，应用

$$H_h \approx 2.2\rho_{ll} \qquad (10.42)$$

如果 $\rho_{ll} > 0.25$ 则它是甲烷与饱和烃的混合物，应用

$$H_h = \rho_{ll} + 0.3 \qquad (10.43)$$

在 $0.25 < \rho_{ll} < 0.5$ 范围内，用 (10.43) 式和用 (10.41) 式计算结果的最大差别为 8%。

天然气密度及含氢指数与温度和压力有关，图 10.8 是对一定组分的天然气所做的这种关系曲线。

当中子测井探测范围内地层孔隙中的残余油气饱和度用 S_h 表示时，中子测井视孔隙度由下式表示

$$(\phi_N)_a = \phi[H_f(1 - S_h) + H_h S_h] + (1 - \phi)\phi_{ma} \qquad (10.44)$$

如果把残余油气的影响用岩石骨架来代替，用 ϕ' 表示这种假设条件下的地层孔隙度，并认为 $\phi'\phi_{ma} \approx \phi'\phi_{ma}$，则 (10.44) 式变成

$$(\phi_N)_a = \phi' H_f + (1 - \phi')\phi_{ma}$$

式中的

$$\phi' H_f = \phi[H_f(1 - S_h) + H_h S_h]$$

可改写成

$$\phi' = \phi\left[1 - S_h\left(1 - \frac{H_h}{H_f}\right)\right] = \phi - B\phi S_h \qquad (10.45)$$

式中

$$B = 1 - \frac{H_h}{H_f} \qquad (10.46)$$

一般把经过岩性校正后的 ϕ 用中子测井孔隙度 ϕ_N 表示，(10.45) 式可改写成

$$\phi = \phi' + B\phi S_h = \phi_N - \Delta\phi_N$$

式中：$\Delta\phi_N = -B\phi S_h$ 就是残余油气校正项。

把 (10.46) 式中的 H_f 由 (10.37) 式代替，H_h 则根据烃的密度不同，分别由 (10.42) 式和 (10.43) 式代替，当 $\rho_{ll} < 0.25$ 时

$$\Delta\phi_N = \phi S_h \frac{2.2\rho_{ll} - 1 + 0.4C}{1 - 0.4C} \qquad (10.47)$$

当 $0.25 < \rho_{ll} < 0.9$ 时

$$\Delta\phi_N = \phi S_h \frac{\rho_{ll} - 0.7 + 0.4C}{1 - 0.4C} \tag{10.48}$$

(c) 残余油气的“挖掘效应”：研究表明，井壁附近地层中天然气的影响比只考虑天然气有较小的氢密度所预计的要大。前面的计算中，是用岩石骨架替代孔隙中天然气所占据的部分来考虑天然气的影响。实际上，这并不能准确描述含天然气层的中子测井响应。当这个替代的岩石骨架被“挖掉”仍恢复为天然气时，地层的中子减速特性更低些。在中子测井中造成这个差值的效应称为挖掘效应。这个效应的影响，将得到偏低的孔隙度值。也就是说，在 (10.45) 式的测井响应中还要减掉一项挖掘效应影响 $\Delta\phi_{Nex}$，即

$$\phi_N = \phi[1 - S_h(1 - \frac{H_h}{H_f})] - \Delta\phi_{Nex} \tag{10.49}$$

$\Delta\phi_{Nex}$ 可以近似地表示成

$$\Delta\phi_{Nex} = K[2\phi^2 S_{wH} + 0.04\phi](1 - S_{wH}) \tag{10.50}$$

式中 K 为岩性系数，对于砂岩为 1.0、对于石灰岩为 1.046、对于白云岩为 1.173；S_{wH} 由下式给出

$$S_{wH} = H_g S_h + (1 - S_h) H_w \tag{10.51}$$

式中：H_g 和 H_w 分别为天然气和水的含氢指数；S_h 为含气饱和度。

挖掘效应校正值也可以从图 10.9 的纵坐标上读出。天然气和地层水的含氢指数差别越大、地层孔隙度越大和地层具有中等含水饱和度时，挖掘效应影响越大。

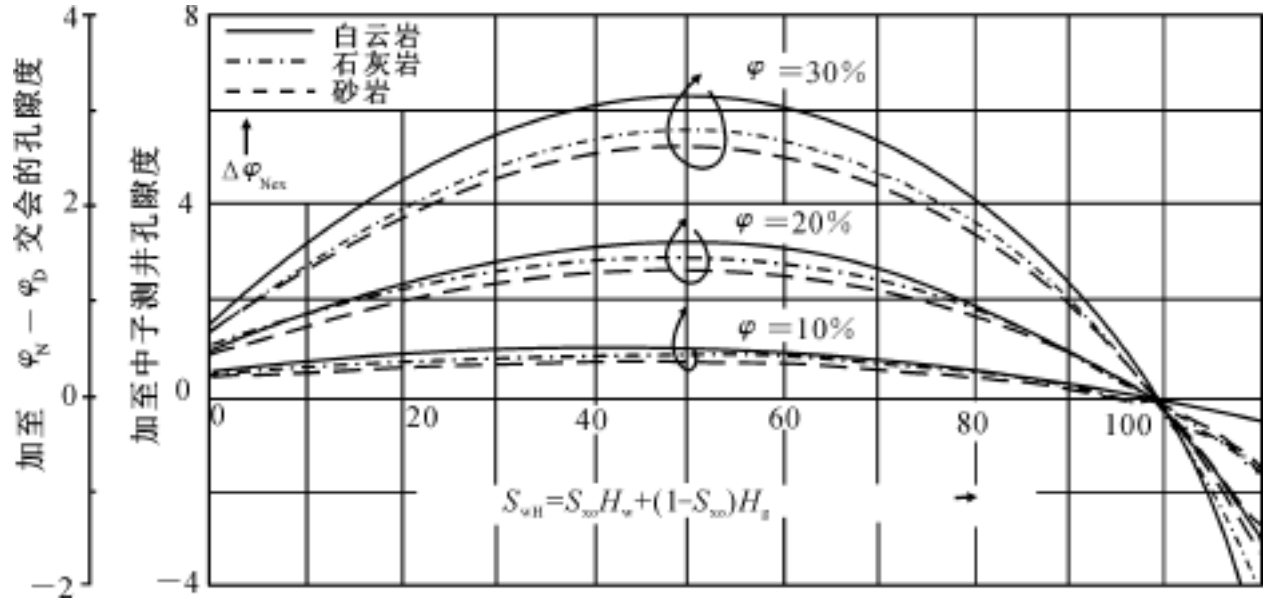


图 10.9　对三种孔隙度值和 $H_g = 0$ 的条件作出的挖掘效应 (S_{xo}的函数) 校正曲线

当天然气的含氢指数 H_g 不为零时，则校正值为

$$\Delta\phi = (H_w - H_g)\Delta\phi_{Nex} \tag{10.52}$$

式中 $\Delta\phi_{Nex}$ 是由图 10.9 中求出的校正值。

归纳起来，用中子测井确定含气层的孔隙度的步骤是，首先从中子测井曲线上读出视孔隙度，然后利用 (10.35) 式和 (10.36) 式进行岩性和泥质校正，以及用 (10.47) 式[或 (10.48) 式] 进行含烃校正，最后进行“挖掘”效应校正而求出孔隙度。

2. 划分岩性剖面

各类岩石因其结构不同，含氢量也有不同的变化，因此有可能根据中子测井划分岩性。中子测井读数是和岩石中含氢的总量有关，为了把总孔隙度大但有效孔隙度小的泥质岩石和孔隙性岩石相区别，在应用中子测井时，通常是和自然 γ测井相配合使用。

几种常见岩石的中子曲线反映如下。

泥岩：泥岩的总孔隙度大，含有大量吸附水和结晶水，所以在中子 - 中子及中子 - γ测井曲线上均显示高孔隙度值（以计数率为单位记录时，则显示为低值）。特别是在泥岩段经常出现井径扩大，使这种显示更为突出。泥岩在自然 γ测井曲线上通常都显示高值。因此，把两者结合起来，很容易和大孔隙度的渗透性岩层相区别。

胶结好的致密砂岩、灰岩、白云岩和硬石膏：在中子 - 中子和中子 - γ曲线上均显示为低孔隙度（或高计数率），而在自然 γ测井曲线上也都显示为低值。

含有低矿化度地层水的渗透性砂岩和裂隙灰岩：中子测井曲线上显示为中等数值。自然 γ测井曲线显示为低值。随孔隙度加大或泥质增多，中子测井孔隙度增大。自然 γ测井读数随泥质增多而升高。

孔隙中充满高矿化度地层水的砂岩和灰岩，由于孔隙水中氯离子的影响，使中子 - 中子测井的计数率降低（孔隙度偏大），使中子 - γ测井的计数率增高（孔隙度偏小）。

3. 划分含气层

天然气的含氢量比水和油中的含氢量低得多，因此气层在中子测井曲线上显示为异常低的视孔隙度值。在利用中子曲线划分气层时，要注意和岩性致密造成的低孔隙度显示区别。为此，应参照声波、密度等曲线共同加以分析。

4. 划分油水界面

在地层水矿化度比较低的情况下，利用中子 - 中子和中子 - γ测井很难把地层的含油部分和含水部分区别开。但是，在地层水矿化度很高时，由于地层水中氯离子吸收热中子截面特别大，以及氯发生放射性俘获（n，γ）反应时放出的 γ射线能量特殊这两点，在下套管井中确定油水界面可以取得较好效果。

5. 利用中子 - γ曲线进行射孔定位

油层射孔的准确位置是用套管接箍控制的。那么，油层相对于某一接箍的位置怎样确定呢？遇到的主要困难是：一些能够准确确定油层位置的电测井方法在下了套管之后就不能进行了。现在可以用中子 - γ测井作为桥梁。中子 - γ测井曲线与套管接箍曲线同时测量，然后把中子 - γ曲线和其他测井曲线（如微电极系曲线）对比，可以把油层的准确位置定在中子 - γ测井曲线上。因此，也就把相对于套管接箍的射孔位置准确地定下来了。我国有些矿区也经常用自然 γ测井曲线进行射孔定位。

第十一章　中子寿命测井及其他中子测井

第一节　中子寿命测井

中子寿命测井与普通中子测井不同，它使用脉冲状态工作的中子源，它是研究中子的暂态分布，而不是研究稳定状态的中子分布。目前使用的脉冲中子源是利用^{3}H（d，n）^{4}He核反应，即利用氘核（d）轰击氚（^{3}H）靶实现的人工中子源。该反应在氘核能量为0.126MeV时，反应截面有一个极值（图11.1）。把氘加速到这样大的能量，并不需要太复杂的加速器。这种中子源可以提供14MeV的高能中子流。中子源每发出一次脉冲中子流，就可以看到快中子从减速到吸收随时间变化的全过程。它和物质之间发生的不同作用所产生的γ射线，在时间上也表现出先后次序。假如脉冲中子源以每秒400脉冲的频率工作，中子流脉冲的延续时间为50μs，热中子及中子与物质相互作用发出的各种γ射线的分布，如图11.2所示意。在高能中子进入地层后，开始是发生非弹性散射，这时的γ射线是由非弹性散射产生的。在中子源停止发射中子之后，快中子很快就都变成热中子，这时观测到的则是热中子俘获γ射线，大约到2000μs，热中子几乎全部被吸收，在此时间以后的γ射线，除自然γ射线外，就是由活化产生的γ射线。到2500μs，下一个中子脉冲又产生，上述过程又重复出现。这样，就可以通过控制记录仪的工作时间来分别研究由不同作用产生的γ射线，达到研究岩层不同中子性质的目的。通过研究热中子俘获γ射线强度的衰

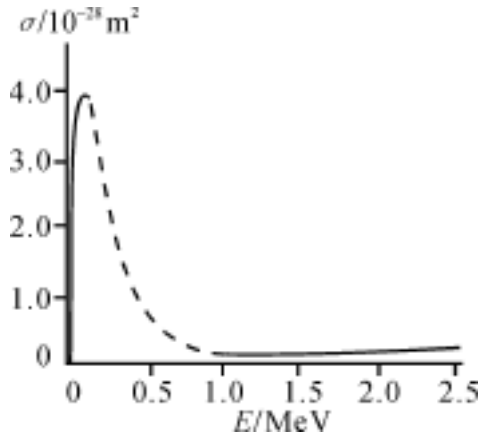


图11.1　核反应^{3}H（d，n）^{4}He的反应截面与氘核能量的关系

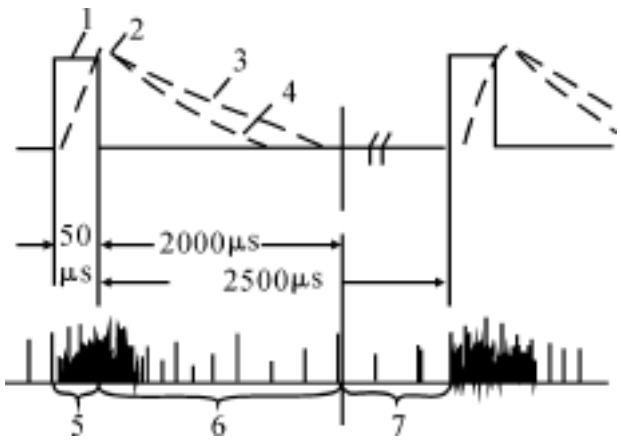


图11.2　脉冲中子源造成的热中子分布和引起的γ射线

1—中子脉冲；2—地层中热中子；3—含油砂岩中的热中子分布；4—含盐水砂岩中的热中子分布；5—非弹性散射γ射线；6—中子俘获γ射线；7—活化核衰变产生的γ射线

减，则可以求得热中子的衰减时间，进而可以确定岩层对热中子的吸收性质，这就是所谓热中子寿命测井，或称中子寿命测井。因为热中子寿命与岩层水中强吸收元素氯的含量有密切关系，所以在地层水矿化度比较高的情况下，中子寿命测井是区分油水层、划分油水界面的重要方法。当已知岩性、孔隙度和地层水矿化度时，中子寿命测井还是确定岩层含油、水饱和度的重要方法，特别是在套管井中，更是如此。

一、基本理论

热中子寿命测井是通过研究俘获 γ射线来了解岩层的吸收中子性质的。因此它的基本理论，就是要说明热中子的空间 - 时间分布与反映介质吸收性质的中子寿命 τ值之间的关系。已知热中子的空间 - 时间分布满足扩散方程

$$\frac{N}{t} = D\Delta^2 N + q - \frac{N}{\tau}$$

因为中子寿命测井是在脉冲中子源工作间隙进行测量，并要求所有快中子都已变成热中子之后进行测量，此时 q 值等于零，于是扩散方程变为

$$\frac{N}{t} = D\Delta^2 N - \frac{N}{\tau} \qquad (11.1)$$

对 (11.1) 式积分，在 t 足够大的条件下，得

$$N(r, t) = \frac{Q}{(4\pi Dt)^{3/2}} e^{-\frac{t}{\tau}-\frac{r^2}{4Dt}} \qquad (11.2)$$

式中：r 为被研究的点到中子源的距离；Q 为中子源的强度；D 为扩散系数。当 t 继续增大时，上式将趋近于

$$N(r, t) \sim e^{-\frac{t}{\tau}} \qquad (11.3)$$

因为 $t \geqslant \frac{r}{2}\sqrt{\frac{\tau}{D}}$ 时，$\frac{r^2}{4Dt}$ 将比 $\frac{t}{\tau}$ 小得多，并且 $\frac{1}{(4\pi Dt)^{3/2}}$ 这一项对 N (t) 曲线的相对影响也减小。因此，随 t 增加，热中子密度将基本取决于岩石对热中子的吸收性质 (热中子平均寿命 τ)。

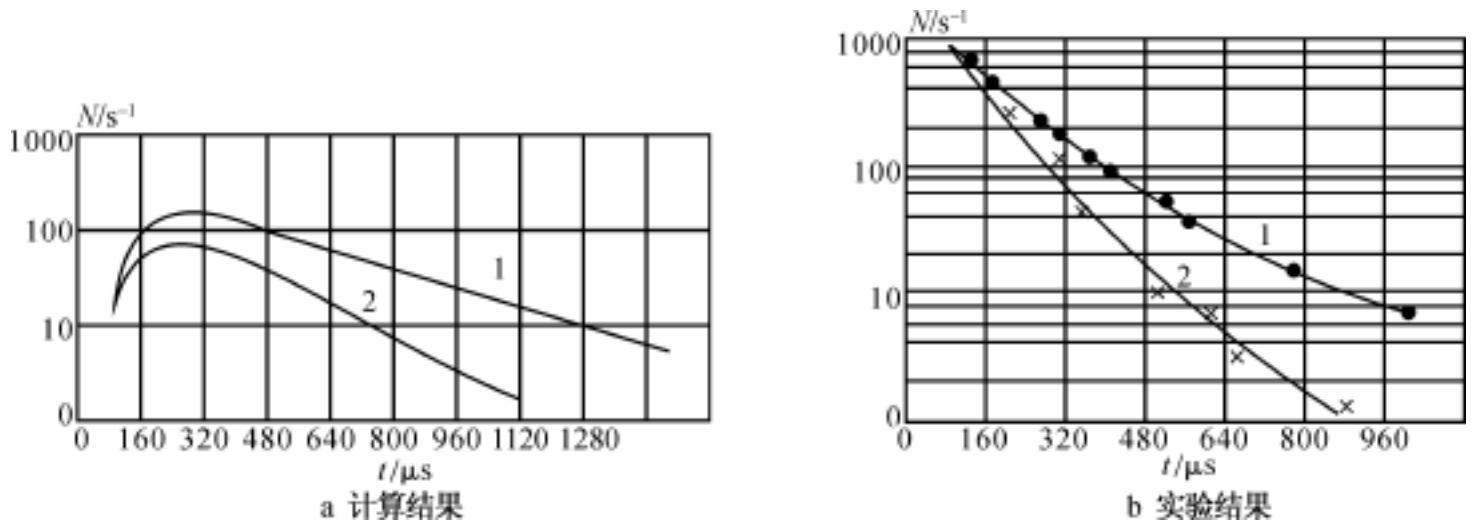


图 11.3 热中子密度和时间的关系

1—含油层；2—含盐水层 (干井，L = 15cm)

图 11.3a 是按（11.2）式计算的结果。图 11.3b 是在模型上得到的实验结果。大约在中子脉冲停止 300 μs 之后，仪器周围近处物质的影响基本消失，而只受地层俘获截面的控制，中子密度按指数形式衰减，在半对数坐标系中将是一条直线。因此为了确定中子寿命 τ 原理上只要在两个指定时间进行测量，就能得到所需结果（现代中子寿命测井仪实际是开多个窗口，可以得到更精细的结果）。

假如选择两个适当的时间 T_2 和 T_3 进行测量，则 T_2 和 T_3 时的热中子密度可以表示为

$$N_2 = N_0 e^{-\frac{t_2}{\tau}} \tag{11.4}$$

$$N_3 = N_0 e^{-\frac{t_3}{\tau}} \tag{11.5}$$

式中：$t_2 = T_2 - t_0$；$t_3 = T_3 - t_0$；t_0 为热中子密度接近指数规律衰减的起始时刻，此时的热中子密度为 N_0。

用（11.5）式除（11.4）式，并解出 τ 得

$$\tau = \frac{t_3 - t_2}{\ln \frac{N_2}{N_3}} = \frac{0.4348(T_3 - T_2)}{\lg N_2 - \lg N_3} \tag{11.6}$$

热中子寿命 τ和岩石对热中子的宏观有效截面的关系，在前一章已经谈过［见（10.5）式］，为

$$\tau = \frac{1}{\Sigma_a \cdot v} = \frac{4.55}{\Sigma_a}(\mu s) \tag{11.7}$$

因为物质的宏观有效截面可以简单地用组成该物质的各种元素的宏观有效截面之和表示［见（10.15）式］，所以利用宏观有效截面 Σ_a 研究岩层的吸收性质，比直接用 τ更方便，更有直观性。

宏观俘获截面的单位为 cm^{-1}。而在实际使用时，它显得过大，通常用 cm^{-1} 的千分之一作为实用单位，称为“俘获单位”（c.u.）或西格马单位（s.u.）。此时，（11.7）式变成

$$\{\tau\}_{\mu s} = \frac{4550}{\{\Sigma_a\}\text{c.u.}}$$

根据（10.5）式，对于含泥质的含油气地层，俘获截面的一般公式为

$$\Sigma_{tg} = (1 - V_{sh} - \phi)\Sigma_{ma} + V_{sh}\Sigma_{sh} + \phi S_w \Sigma_w + \phi(1 - S_w)\Sigma_h \tag{11.8}$$

式中：Σ_{ma}、Σ_{sh}、Σ_w和 Σ_h 分别为岩石骨架、泥质、水和油气的俘获截面；φ为岩石孔隙度；V_{sh} 为单位体积岩石中泥质体积的百分数；S_w 为含水饱和度，即孔隙体积中被水所占据的百分数。从式（11.8）可以看出，岩石骨架的相对体积包括除泥质和流体之外的各种东西，所以 Σ_{ma} 不仅代表主要造岩矿物，而且也代表杂质和胶结物。

从（11.8）式解出含水饱和度 S_w，得

$$S_w = \frac{(\Sigma_{tg} - \Sigma_{ma}) - \phi(\Sigma_h - \Sigma_{ma}) - V_{sh}(\Sigma_{sh} - \Sigma_{ma})}{\phi(\Sigma_w - \Sigma_h)} \tag{11.9}$$

对于不含泥质的纯地层，则有

$$\Sigma_{tg} = (1 - \phi)\Sigma_{ma} + \phi S_w \Sigma_w + \phi(1 - S_w)\Sigma_h \tag{11.10}$$

和

$$S_w = \frac{(\Sigma_{tg} - \Sigma_{ma}) - \phi(\Sigma_h - \Sigma_{ma})}{\phi(\Sigma_w - \Sigma_h)} \tag{11.11}$$

为了求得 S_w，需要知道六个独立的参数：φ、V_{sh}、Σ_{ma}、Σ_{sh}、Σ_w和 Σ_h。其中 φ和 V_{sh}能够根据其他测井结果获得，另外四个参数的确定方法将在下一节介绍。

二、解释方法

1. 影响中子寿命测井结果的因素

下列因素对中子寿命测井的读数将产生影响。

(1) 扩散效应：实验室实验结果指出，在测量的那段时间内，由于扩散作用将使中子密度有某些降低，因而使中子寿命值减小。减小的数值和岩石孔隙度有关，在低孔隙度地层中降低可能超过 25%。实际解释时，可以取岩石骨架的俘获截面等于真俘获截面的 1.6 倍这样一个经验值来补偿扩散作用的影响。

(2) 井眼条件影响：因为中子寿命测井所选择的测量时间是在快中子都变成热中子之后，这时井眼信号基本上已经消失，所以井眼条件对测量结果影响不大。尤其 Σ是根据 T_2 和 T_3 两个计数率曲线的比值计算的，即使由于井眼扩大，或者井内液体含有盐而使计数率降低，对 Σ值的影响也是不大的。

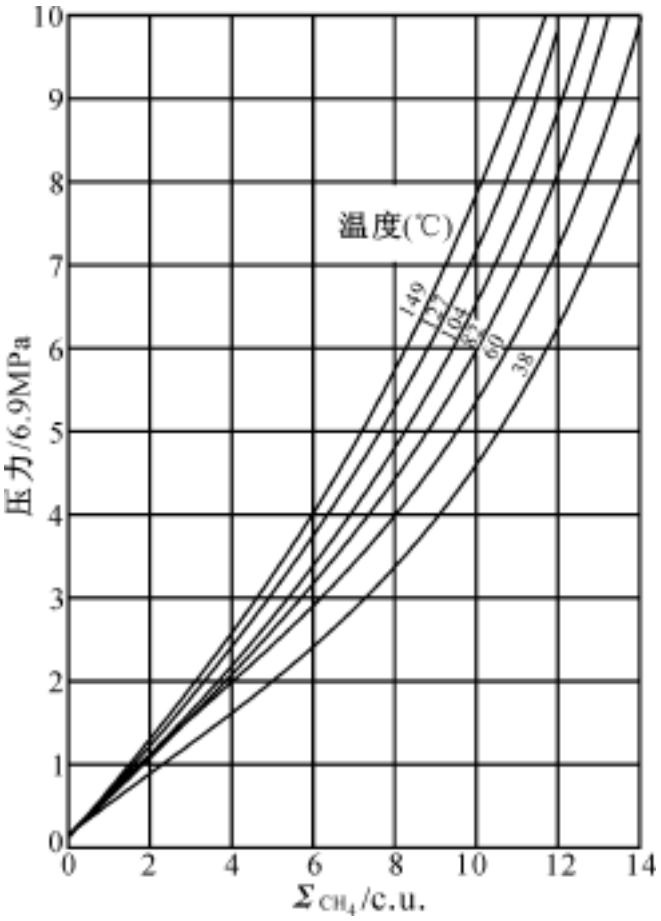


图 11.4 甲烷的中子俘获截面与温度、压力的关系

(3) 侵入带影响：中子寿命测的有效研究半径，随时间 t 的增加而加大。根据理论分析，有效研究半径可以用下式表示

$$R = 2.1\sqrt{D \cdot t} \qquad (11.12)$$

扩散系数 D 基本上取决于介质的含氢量，所以有效研究半径也随地层的含氢量不同而发生变化。在下有 $9\frac{3}{4}$in 套管的模型井中，当 t = 1000 μs，对于孔隙度为 20% 的地层，有效研究半径在 40cm 以上，对于小孔隙度地层（孔隙度等于 3% ～ %）可达 70cm。

由于侵入带的存在，裸眼井中测得的中子寿命曲线往往不能定量确定地层的含油水饱和度。在下套管井中，完井几天或几星期后，侵入带已消失，则可以用来研究地层的饱和度。

(4) 压力和温度：因为温度和压力将改变天然气的密度，温度和压力将对含天然气地层的 Σ值产生影响。甲烷的 Σ值随温度和压力的改变而产生的变化如图 11.4 所示。

(5) 层厚影响：为了求得准确的 Σ值，地层厚度至少应在 1m 左右，仪器的时间常数（TC）及测井速度不同，这个界限也会有些变化。

2. 确定岩层含水饱和度

根据 Σ_g按（11.9）或（11.11）计算 S_w时，需要正确选择 Σ_{ma}、Σ_{sh}、Σ_w和 Σ_h四个值。

(1) Σ_{ma}的确定：矿物的俘获截面值可以根据化学成分计算出来。表 11.1 列出了常见矿

表 11.1　常见矿物和岩石的 τ和 Σ值

物　　质	τ/ μs	Σ/ cm^{-1} 20℃
纯物质		
石英（SiO_2）	1070	0.00425
方解石（$CaCO_3$）	630	0.0072
白云石（$CaCO_3MgCO_3$）	944	0.0048
硬石膏（$CaSO_4$）	367	0.0124
石膏（$CaSO_4 \cdot 2H_2O$）	350	0.0130
菱镁矿（$MgCO_3$）	3160	0.0014
岩盐（NaCl）	6.3	0.726
铁	23	0.198
纯水	205	0.0222
地层物质		
砂岩和砂	325～650	0.007～0.014
砂岩代表值	500	0.009
石灰岩和白云岩	480～610	0.0075～0.0095
碳酸盐岩代表值	550	0.0083
泥岩	115～230	0.02～0.04
石油	205	0.022
甲烷 10 MPa，40℃	1200	0.0038

物和岩石的 τ和 Σ值。

岩石的岩性通常根据石英、白云石、方解石和泥质等的相对含量确定。利用这些资料可以确定岩层的 Σ_{ma}值。但是实际岩石的俘获截面，往往和按石英、方解石和白云石计算的俘获截面不同，这是因为岩石中的杂质的影响造成的。因此，最好用根据实际资料作出的交会图确定。

基本的交会图为 Σ- φ交会图。对于含水纯地层，(11.8) 式变为

$$\Sigma_{lg} = (1 - \phi)\Sigma_{ma} + \phi\Sigma_w \tag{11.13}$$

如果 Σ_{ma}和 Σ_w保持恒定，则 Σ- φ交会图将是一条直线。含油气地层的 Σ_{lg}值将降低，因此在根据实际观测值作出的交会图上，水层线由左上方的点子确定（图 11.5）。100% 含线与零孔隙度线的交点，便是 Σ_{ma}。

当地层含有泥质时，首先按下式进行泥质校正

$$\Sigma_{校正} = \Sigma_{lg} - V_{sh}(\Sigma_{sh} - \Sigma_{ma}) \tag{11.14}$$

然后按 $\Sigma_{校正}$与孔隙度 φ的交会图确定骨架截面值。按 (11.14) 式进行校正时，Σ_{ma}的准确值并不知道，据经验取 $\Sigma_{ma} = 0.01 cm^{-1}$作为近似值，可以得到很好的结果。需要注意，此时不能使用受泥质影响的中子或声波测井的视孔隙度直接作交会图。此时，可以利用密度测井求出的孔隙度，因为泥质的密度几乎和骨架密度相同。

(2) 确定 Σ_w：地层水的俘获截面由它的矿化度和离子的种类决定。氯化钠溶液的浓度和 Σ_w的关系，如图 11.6 所示。如果溶液中含有其他离子时，首先按表 11.2 给出的比例因子换算到等效的 NaCl 浓度，然后再用图 11.6 求出 Σ_w。

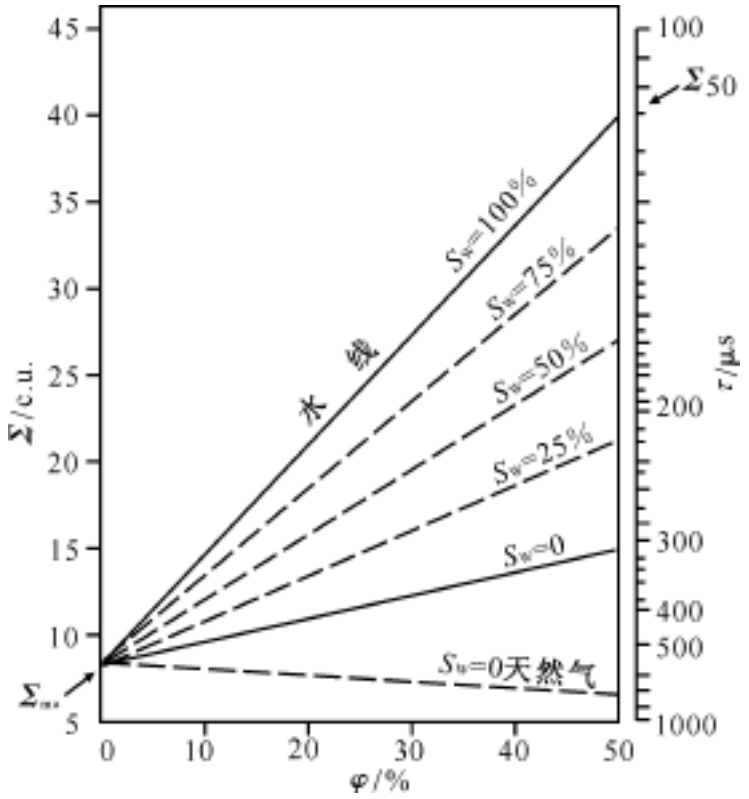


图 11.5　Σ- ϕ交会图

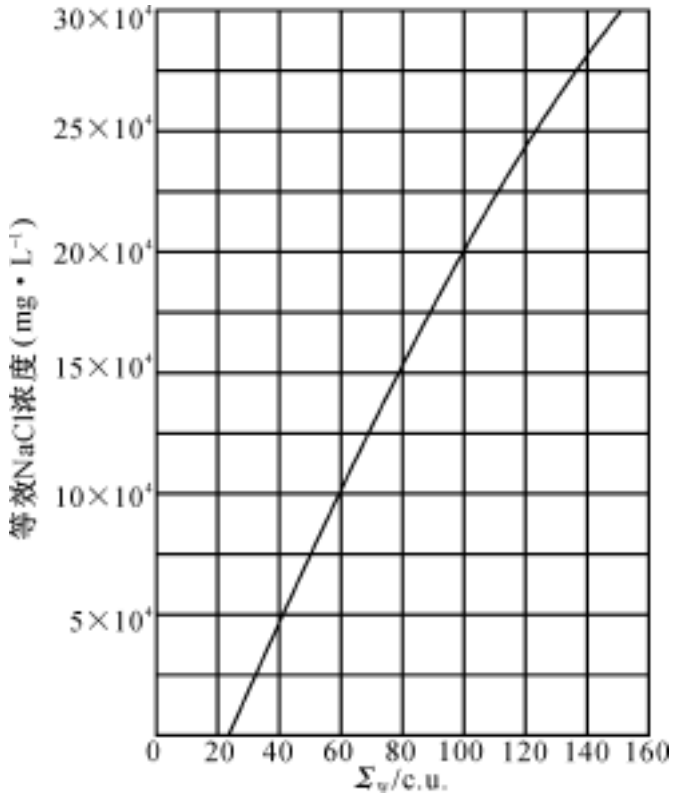


图 11.6　氯化钠溶液的中子俘获截面

表 11.2　等效 NaCl 换算系数

离　　子	等效 NaCl 换算系数	离　　子	等效 NaCl 换算系数
B	121	K	0.094
Br	0.14	Li	20
Ca	0.018	Mg	0.005
CO	0.00002	S	0.028
I	0.094	SO_4	0.01

Σ_w 也可以用图 11.5 所示的交会图求出。对于孔隙度 ϕ等于 50%，在 100% 水线上可找出一个对应的截面值 Σ_{50}，然后按下式可以求出 Σ_w

$$\Sigma_w = 2\times \Sigma_{50} - \Sigma_{ma} \tag{11.15}$$

(3) 确定油气的俘获截面 Σ_h：油气的俘获截面主要由氢决定，因此油比气的俘获截面大，通常可以取作 21 或 22c. u. 。天然气的俘获截面随天然气的成分、压力和温度而不同。如果天然气为甲烷，它的俘获截面则根据温度和压力由图 11.4 求出。如果天然气中含有其他烃类气体时，则根据天然气的比重 γ_g (与空气相比)，按下式近似求出俘获截面

$$\Sigma_{天然气} = \Sigma_{甲烷}\times (0.23 + 1.4\gamma_g) \tag{11.16}$$

(4) Σ_{sh} 的确定：泥质的俘获截面 Σ_{sh}，近似地可以按照邻近的泥岩层确定。

3. 利用测 - 注 - 测技术确定残余油饱和度

测 - 注 - 测技术是用已知矿化度和俘获截面的水去置换孔隙中可动流体的一种中子寿命测井技术，可以用来确定残余油饱和度。它的工作过程包括：向地层中注入低矿化度水 ($\Sigma_{w低}$)，并测量一条曲线 $\Sigma_{低}$；向地层中注入高矿化度水 ($\Sigma_{w高}$)，再测量一条曲线 $\Sigma_{高}$。两次测得的结果可由下面的关系式表示

$$\Sigma_{低} = (1-\phi-V_{sh})\Sigma_{ma} + \Sigma_{w低}S_w\phi + \Sigma_h(1-S_w)\phi + \Sigma_{sh}V_{sh} \tag{11.17}$$

$$\Sigma_{高} = (1-\phi-V_{sh})\Sigma_{ma} + \Sigma_{w高}S_w + \Sigma_h(1-S_w)\phi + \Sigma_{sh}V_{sh} \tag{11.18}$$

两式相减，并解出 S_w，得

$$S_w = \frac{\Sigma_{高} - \Sigma_{低}}{\phi(\Sigma_{w高} - \Sigma_{w低})} \tag{11.19}$$

残余油饱和度为

$$S_{ro} = 1 - S_w \tag{11.20}$$

4. 划分油气水界面

在岩性均匀的地层中，如上部含油、气下部含水，用中子寿命测井仪测得的暂态中子密度分别为 $N_{油}$ 和 $N_{水}$，其比值按（11.2）或（11.3）将为

$$\frac{N_{油}}{N_{水}} = e^{-t\left(\frac{1}{\tau_{油}}-\frac{1}{\tau_{水}}\right)} \tag{11.21}$$

由于油层的 $\tau_{油}$ 和水层的 $\tau_{水}$ 不同，热中子密度随时间变化的速率不同，因而随时间增加，两部分中子密度的差别会愈来愈大，这就和使用连续中子源的普通中子测井不同。因为在那种情况下，对着两种地层的中子密度比值是固定的，按（10.28）式为

$$\frac{N_{油}}{N_{水}} \approx \frac{\tau_{油}}{\tau_{水}} \tag{11.22}$$

例如，在 τ 的比值为 2～3 时，如利用中子寿命测井仪，并选择延迟开门时间 t = 1000 μs，则比值可达 10。可见中子寿命测井对 τ 的灵敏度是非常高的。在划分油、气、水界面时，可以得到比一般中子测井好得多的结果。

三、脉冲中子源的工作原理

中子寿命测井和非弹性散射 γ 能谱测井使用脉冲中子源。脉冲中子源由中子管和控制中子管工作的阳极脉冲发生器、中子管气压控制线路和高压电源组成（图 11.7）。中子管的外壳由玻璃或陶瓷制成，管中充氘气，压力在 1.33Pa～1.33×10^{-3} Pa，氘气的压力由电流加热的钛丝 6 来维持。氘分子在金属圆筒状阳极 2 中间被振荡运动的电子碰撞而电离。电子由加热的阴极 4 发出，并被阴极与阳极之间的电场所加速。线圈 3 在圆筒状阳极中间造成约 16000A/m 的磁场，使电子沿螺旋形轨道运动，目的是减少电子由于在中性氘分子上散射而造成的径向损失和增加电子飞行的有效长度。由变压器 8 交替地向靶极 1 供给约 100kV 的正、负高压。当靶极加上负高压时，氘离子在高压作用下奔向靶极，与靶极上的氚发生 T（d，n）He 反应，产生能量约 14MeV 的中子。

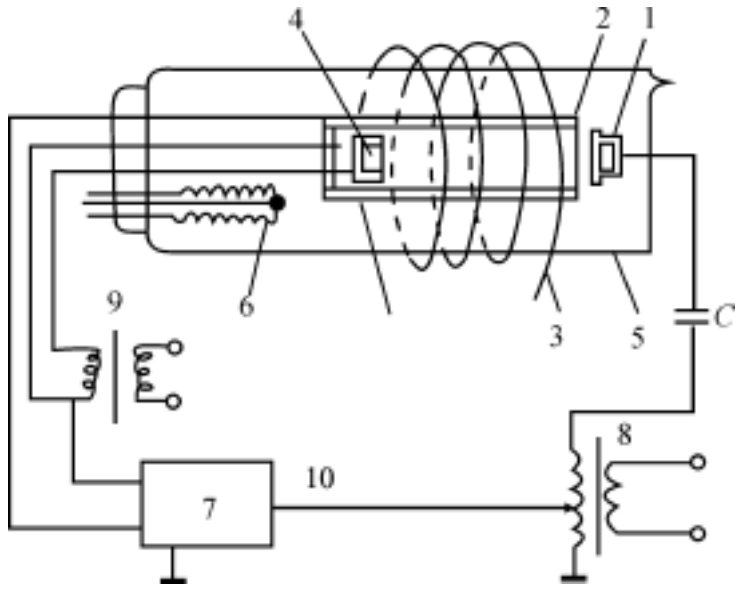


图 11.7　中子管原理结构图

1—靶极；2—阳极；3—磁场线圈；4—阴极；5—外壳；
6—钛丝；7—脉冲发生器；8—高压变压器；
9—阴极加热变压器；10—同步输入

在靶极加正高压时，电子被吸引到靶极，中子管变成一个“整流二极管”。此时，电

容 C 上几乎充电到所加电压的幅值。所以当变压器加在靶极上的电压为负的极大值时，实际加在靶极上的电压几乎为高压幅值的两倍。

中子管输出脉冲中子流的时间可以为 50 ～500 μs。在输出频率为 400Hz，平均输出脉冲宽度为 100 μs 的情况下，中子产额可以达到 2×10^{7} 中子每秒。

第二节　中子 - γ射线能谱测井

利用中子寿命测井判断地层的含油性、划分油水界面和估计含油饱和度时，必须知道地层水矿化度，并且需要地层水矿化度比较高（大于 50g/L），才能取得满意的结果。当这些条件不能满足时，可以采用本节介绍的中子 - γ能谱测井来解决。

中子 - γ射线能谱测井是分析受到中子轰击后的原子核所放出的 γ射线的能谱。在前一节已经说过，人工中子源放出的高能中子和地层中的某些元素发生弹性和非弹性散射而被逐渐减速成热中子。然后在热中子扩散过程中被元素俘获而消失。在发生非弹性散射时，元素的原子核被发激发到一定能量状态，然后放出 γ射线而回到正常状态。不同元素被激发所放出的 γ射线的能量具有不同的特征值。因此，分析这些 γ射线的能量能够确定某些元素的存在。当热中子被不同的原子核俘获时，也发出具有不同特征能量的 γ射线。因此，中子 - γ射线能谱测井包括两种方法，即中子非弹性散射 γ射线能谱测井和热中子俘获 γ射线能谱测井。

由非弹性散射而处于激发状态的原子核，通常只有很短的半衰期（小于 10^{-6} μs），所以非弹性散射 γ射线几乎和中子源发射中子同时出现，并在中子源停止发射之后也就停止了。热中子俘获是发生在快中子减速到热中子之后。在中子源停止发射之后，快中子经弹性散射很快变成热中子，这时观测到热中子俘获 γ射线，大约到 2000 μs 热中子几乎全部被吸收为止。非弹性散射 γ射线和俘获 γ射线的测量时序，如图 11.8 所示。

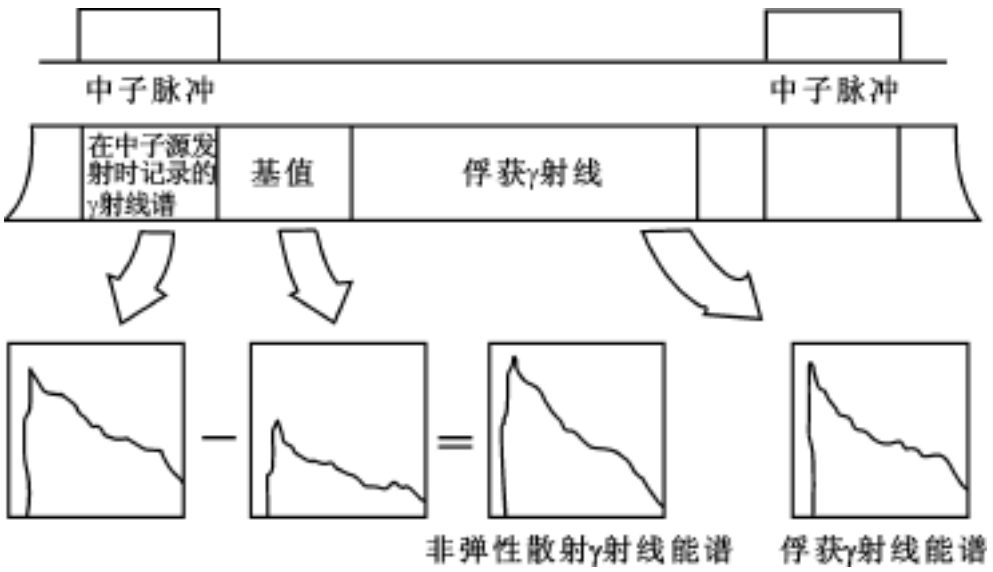


图 11.8　中子脉冲、非弹性散射 γ射线和俘获 γ射线的时间顺序

根据对不同元素非弹性散射截面、热中子俘获截面和特征 γ射线能量的分析，碳、氧、氢、氯、硅、钙、硫和铁等几种元素可以作为指示元素，用来判断油、水、岩性、孔隙度、泥质含量和地层水矿化度等。

根据观测的非弹性散射谱和俘获谱确定 C 和 O 等指示元素的含量时，可以采用开窗

法或元素产额法。所谓开窗法是在观测的能谱上针对指示元素的特征次生伽马射线能量，如^{12}C的4.43MeV和^{16}O的6.13MeV，开一定宽度的窗口读取射线强度值。元素产额法是利用元素的标准谱与实测的能谱进行拟合求出元素产额或相对浓度的方法。

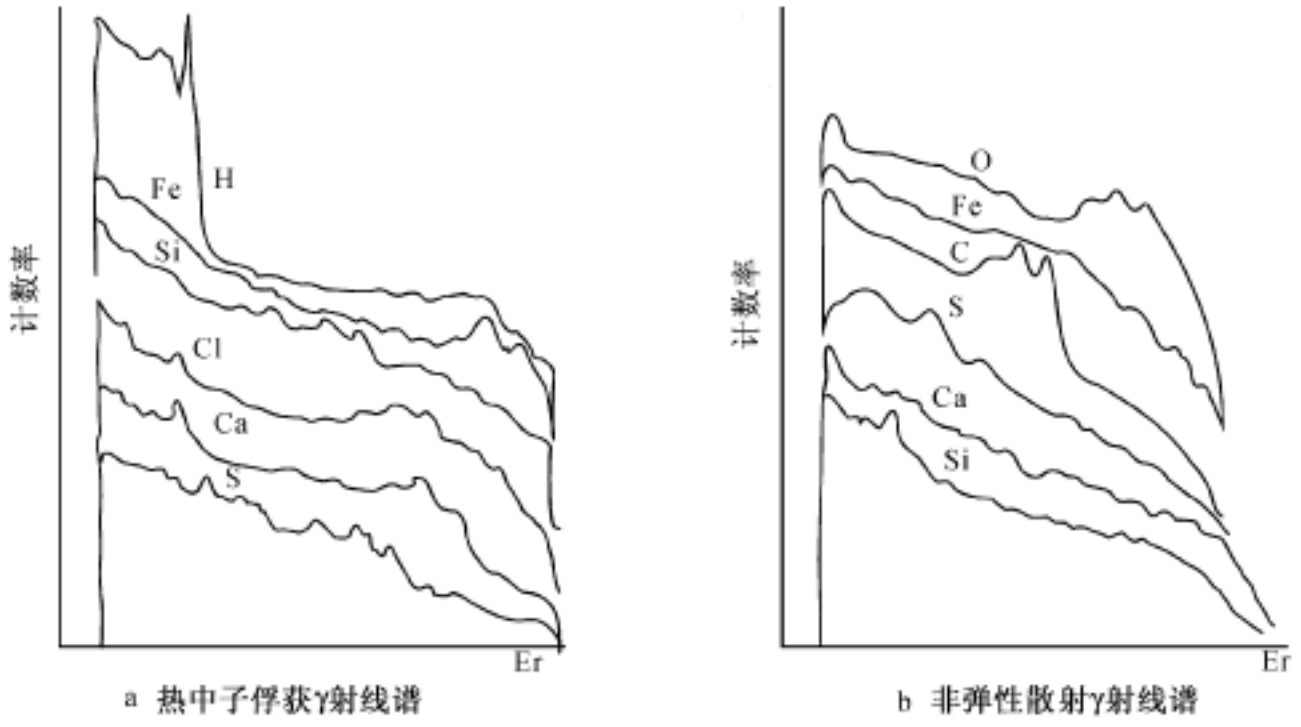


图 11.9　元素的中子 - γ射线能量谱

图11.9是元素次生伽马射线标准能谱的例子。实测的非弹性散射伽马射线能谱和俘获伽马射线能谱则是岩石中多种元素产生的混合谱。假定地层中有m种元素，实测的能谱划分为n道（通常为256道），则每能量道的强度值和元素相对含量的关系可以表示成

$$E_j = \sum_{i=1}^{m} x_i E_{ij} + \sigma_j \qquad (j = 1, 2, \cdots, n) \qquad (11.23)$$

式中：E_j为第j道的强度值；x_i为第i种元素的相对含量或产额；E_{ij}是第i种元素在第j道的强度值；σ_j为第j道的误差。利用最小二乘法不难解出各指示元素的产额。

能够被非弹性散射γ能谱探测的常见元素有：碳（C）、氧（O）、硅（Si）、钙（Ca），铁（Fe）和硫（S）。被俘获γ射线能谱探测的常见元素有：氯（Cl）、氢（H）、硅（Si）、钙（Ca）、铁（Fe）和硫（S）。根据两种γ射线能谱求得的元素比值，例如C/O、Cl/H、H/（Si + Ca）、Fe/（Si + Ca）和Si/（Si + Ca）等，可以给出非常有意义的信息。

根据岩心分析资料，岩石中的氧和岩性没有多大关系，基本都在50%左右，因此地中氧的含量变化主要和孔隙中的流体有关。当地层孔隙中含水时，氧的含量增高。砂岩的含碳量主要和岩层是否含油有关。发生非弹性散射时，氧放出的特征γ射线能量为6.13MeV，碳放出的特征γ射线能量为4.43MeV，而由其他元素放出的接近这些能量的γ射线强度很弱。因此，对于划分含油或含水的砂岩，氧和碳是合适的指示元素。图11.10是在含油和含水砂岩模型上得到的能谱曲线。可以看出，利用中子—γ射线能谱曲线能够分油层和水层。如果研究地层的碳射线强度和氧射线强度的比值，可以得到比单独的碳线强度和氧射线强度更好的结果。图11.11是碳氧比（C/O）和砂岩含油饱和度S_0之关系的例子。可以看出，在一定条件下如果已知地层的孔隙度φ则可以求出地层的含饱和度S_0。

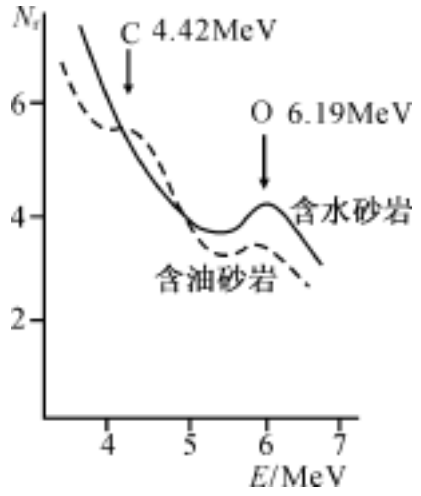


图 11.10　在含油和含水砂岩模型上得到的中子非弹性散射 γ射线能谱曲线示意图

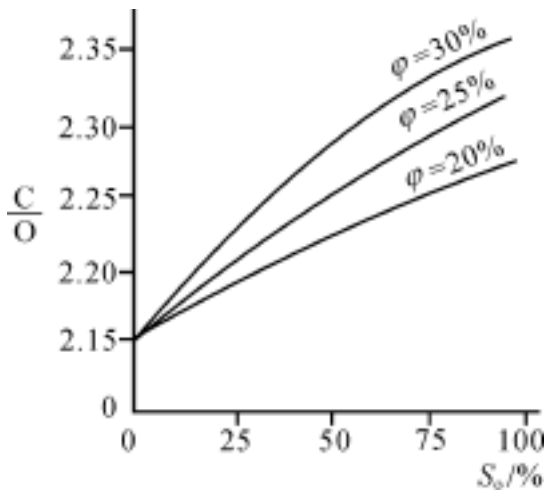


图 11.11　碳氧比（C/O）与砂岩含油饱和度（S_0）的关系

在碳酸盐岩地层，岩性要影响到碳射线，因此需要进行某些校正。

根据实验室模型地层上的研究，由俘获 γ 射线能谱测井求得的比值 H/（Si + Ca）和孔隙度之间有明显的关系，所以有人把它叫做孔隙度指示比值；比值 Cl/H 可以指示孔隙流体的矿化度，所以叫做矿化度指示比值；比值 Fe/（Si + Ca）称为铁指示比值，它可以用来指示泥质含量。

比值 Si/（Si + Ca）称为岩性指示比值。图 11.12 是这个比值和含油饱和度的关系。可以看出，这个比值基本不随含油饱和度变化而变化，同时不同岩性的比值保持明显的差别。

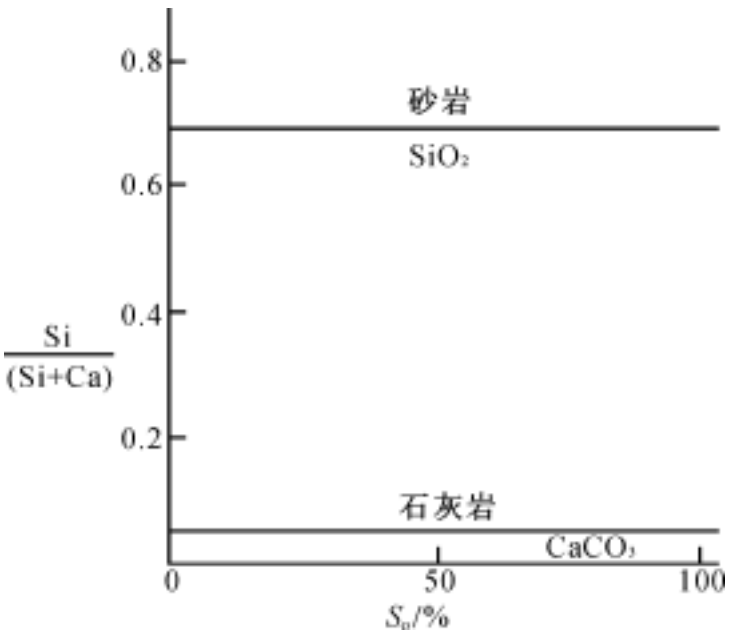


图 11.12　不同岩性地层的岩性指示比值（Si/Si + Ca）与含油饱和度的关系

第三节　中子活化测井

一些稳定的同位素在受到中子源照射之后，可以变成放射性的同位素，称为活化。通过对这些次生放射性同位素的分析，便可以得知某些稳定元素的存在和数量多少。由于某些元素和一定的岩性及孔隙中流体有着密切关系，因此通过活化测井可以判断岩性和孔隙中流体的性质。

对放射性同位素分析，可以依据三种性质：①由活化反应截面所决定的射线强度；②半衰期；③射线的能谱。也就是说，适于进行活化分析的元素必须有较大的活化反应截面；它的半衰期不能太长也不能太短，在数秒到数分钟较为适当；如射线的特征能量较为特殊，对分析更加有利。

在主要造岩元素中，适于这些条件的有氧（^{16}O）、铝（^{27}Al）和硅（^{28}Si）。它们的活化反应式为

$$^{16}O\ (n,\ p)\ ^{16}N$$

$$^{27}Al\ (n,\ p)\ ^{27}Mg$$

$$^{28}Si\ (n,\ p)\ ^{28}Al$$

活化产生的放射性核素^{16}N、^{27}Mg和^{28}Al的半衰期和放出的γ射线能量，如表11.3所列。

表11.3　^{16}N、^{27}Mg和^{28}Al的半衰期和放出的γ射线能量

活化产生的元素	半衰期	放出的γ射线能量/MeV
^{16}N	7.4s	6.1；7.1
^{27}Mg	9.5min	0.64；0.84；1.1
^{28}Al	2.37min	1.8；2.3

表11.4　测速对活化元素硅和氧观测的影响

测量速度/（m·h^{-1}）	O	Si
100	28%	72%
173	62%	38%
283	82%	18%
293	85%	15%

注：中子源与探测器的距离为1.83m，仪器中鉴别器的鉴别阈为1.6MeV。

利用能谱分析法研究活化元素应是最理想的，但需要专门的能谱仪器。近些年对于使用普通放射性测井仪测量射线总强度的活化法，进行了不少研究和试验工作。例如，氧测井、硅测井和铝测井。它们主要利用半衰期和射线强度这两个特性。

当使用连续中子源活化时，先用中子源照射使地层活化，然后用探测器测量γ射线。为了清除其他活化元素和其他核反应γ射线的影响，可以采取下列方法：

（1）把γ射线探测器放在中子区之外，使俘获γ射线的影响减小；

（2）选择适当的测速，使其他活化元素的影响减小。测速可以根据下式选择

$$v = \frac{0.693L}{T} \tag{11.24}$$

式中：L为中子源到探测器的距离；T为半衰期。

测速不同时，不同活化元素的相对影响将改变。表11.4列出了当测速改变时硅和氧的影响的相对变化。

硅测井和铝测井对于区别岩性很有价值。铝测井对确定岩层中泥质含量，可以达到类似于自然伽马测井和自然电位测井的效果。用Al/Si比值确定地层泥质含量也能得到较好的结果。

硅测井可以区分砂岩和碳酸盐岩，因此对于区分高阻的碳酸盐岩层和储气砂岩层是很有意义的。

第十二章　核磁测井

核磁测井是以核磁共振（NMR）现象为基础的一种测井方法。核磁共振是指处在某个静磁场中的原子核系统，受到相应频率的电磁波作用时，在它们的磁能级之间所发生的共振跃迁现象。自从伯塞尔（E. M. Purcell）和布洛赫（F. Bloch）分别用不同方法发现物质的核磁共振现象以来，很快形成一门新的边缘学科——核磁共振波谱学。目前已在物理学、物理化学、生物学、医学、遗传学、石油分析、药物学、有机化学、地学等许多领域都得到广泛的应用。20 世纪 50 年代初，Varian 发明了利用核磁共振原理测量地磁场的仪器，并提出核磁测井的设想。60 年代初出现了第一代核磁测井仪（Brown，R. J. S.，Gamson，B. W.，1960）。初步应用表明，在油气储层评价中，它具有很广阔的应用前景。由于测量技术上存在一些障碍，一直未能广泛应用。但是，人们始终在不停地探索，直到 20 世纪 90 年代初出现了采用人工静磁场代替地磁场和自旋回波法的新一代核磁测井仪，才使核磁测井成为近十多年来发展最快的测井方法。

随着新型核磁测井仪的投入生产使用，岩石核磁特性的实验研究、测井数据处理与解释方法也得到了相应的发展。核磁测井已成为石油和天然气勘探综合地球物理测井方法的一个重要组成部分。

第一节　核磁测井的基本原理

一、原子核的核磁性质

原子核除了具有质量和电荷两个基本特性之外，实验表明，许多原子核如同陀螺一样围绕着某个轴作自身旋转运动。进行自旋运动的原子核都具有一定的自旋角动量。它是一个矢量，用 p 表示，它的方向与旋转轴重合。根据量子力学，自旋角动量的绝对值由下式决定

$$|p| = \frac{h}{2\pi}\sqrt{I(I+1)} \qquad (12.1)$$

式中：h 为普朗克常数，等于 6.626×10^{-34} J·s；I 为自旋量子数。

自旋量子数 I 只能取零、半整数和整数，而不能取其他值。它与原子核的质量数 A 和质子数 Z 的奇偶有关，它们之间的规律如表 12.1 所示。

表 12.1　自旋量子数 I 与原子核的质量数 A 和质子数 Z 奇偶的关系

A	Z	I
奇	奇或偶	半整数：1/2、3/2、5/2、……
偶	偶	0
偶	奇	整数：1、2、3、……

按照表 12.1，只有当原子核中的质子数为奇数，或者中子数为奇数，或者两者都为奇数，才表现出具有自旋角动量。例如 A 是奇数的 $^{1}_{1}H$、$^{11}_{5}B$、$^{13}_{6}C$、$^{15}_{7}N$、$^{19}_{9}F$、$^{23}_{11}Na$、$^{31}_{15}P$ 等原子核的自旋量子数 I 等于半整数；A 是偶数 Z 是奇数的 $^{2}_{1}H$、$^{14}_{7}N$、$^{20}_{9}Fe$ 等原子核自旋量子数 I 为整数；A 和 Z 都是偶数的 $^{4}_{2}He$、$^{12}_{6}C$、$^{16}_{8}O$ 等原子核自旋量子数 I 为零。原子核自旋角动量的方向是量子化的。原子核自旋角动量在空间某个方向 Z 轴的投影只能取一些不连续的数值。

具有自旋角动量的带电原子核如同一个磁化的小“陀螺”，具有磁矩 μ。由原子核磁矩和角动量的绝对值之比，定义为原子核的磁旋比 γ。它是表征原子核核磁性质的重要参数。

当原子核处于磁场强度为 H_0 的稳定磁场中时，磁矩 μ 将受到一个转矩使之按 H_0 定向，但由于自旋角动量 P 与磁矩 μ 是共轴的，将受到自旋角动量的反抗，于是产生绕 H_0 的进动。进动的角速度为

$$\omega = \gamma H_0 \tag{12.2}$$

进动的频率为

$$f = \frac{\gamma H_0}{2\pi} \tag{12.3}$$

称为拉莫频率。

(12.3) 式表明，某原子核的拉莫尔频率与稳定磁场的强度及该原子核的磁旋比成正比，于是当磁场强度一定时，不同原子核由于具有不同的磁旋比而具有不同的拉莫尔频率。相反，当原子核种类一定时，拉莫尔频率将是磁场强度的函数。质子旋进磁力仪测量地磁场强度就是根据这个原理。

如果磁场强度是随位置改变的，则某种原子核的拉莫尔频率将是这种原子核位置的函数。这就是核磁成像技术的基础。

二、原子核系统的磁化强度

核磁测井并不是研究单个原子核的核磁性质，而是研究井周围岩石的核磁性质，它包含着大量的原子核，因此应该研究磁性原子核系统在磁场中的运动规律，也就是研究介质的宏观核磁性质。宏观特性是微观系统特性的平均响应，因此可以用经典理论来描述。布洛赫提出用一个称为“原子核磁化强度矢量”的量来描述原子核系统的宏观特性，通常用符号 M 表示，它等于单位样品体积中核磁矩的矢量和:

$$M = \sum \mu \tag{12.4}$$

一般情况下，系统中各原子核磁矩的方向是杂乱无章的，因此矢量和等于零。如果把原子核系统放入磁场当中，原子核磁矩就要围绕磁场方向产生进动。这时核磁矩的方向不再杂乱无章，而是有一定规律的。因此 M 不再等于零，也就是原子核系统被磁化。在加静磁场 H_0 情况下，矢量 M 与 H_0 方向一致。实际上，H_0 只是确定了每个原子核磁矩的进动圆锥的轴的方向和进动频率。但是，并不能确定进动的相位，也就是说，原子核系统进动相位分布是杂乱无章的，从整体上看，相位分布是均匀的。

对于 $I = \frac{1}{2}$ 的氢原子核来说（图 12.1），如果 H_0 是沿着 Z 方向，矢量 M 在 XY 平面的

投影（称为横向分量）等于零，即 $M_{\perp}=0$。矢量 M 在 Z 轴上的投影（称为纵向分量）是由沿着磁场方向的磁矩矢量和 M_{+}（低能级的原子核）和与磁场方向相反的核磁矩矢量和 M_{-}（高能级的原子核）两部分组成的。在平衡状态时，核在两个能级上的分布满足玻尔兹曼分布，即低能级上的核数大于高能级上的核数，于是 $M_{+}>M_{-}$。两者的矢量和就是最终的核磁化强度 M，并等于它的纵向分量。因此可以写成

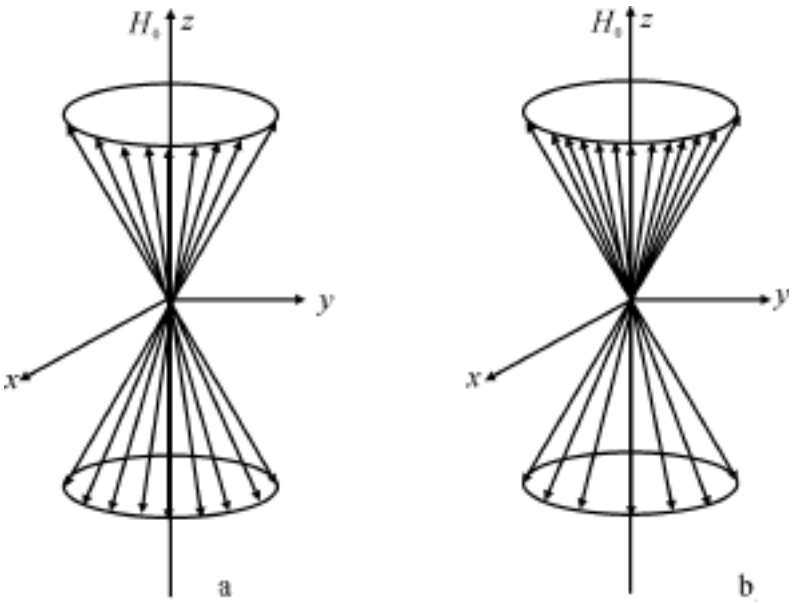


图 12.1　I = 1/2 原子核系统核磁矩按能级的分布

$$M_Z = \sum_{1}^{N} \mu_z \qquad (12.5)$$

静磁场情况下的原子核磁化强度，称为静磁化强度，通常用 M_0 表示。静磁化强度与磁场强度成正比，即

$$M_0 = \chi H_0 \qquad (12.6)$$

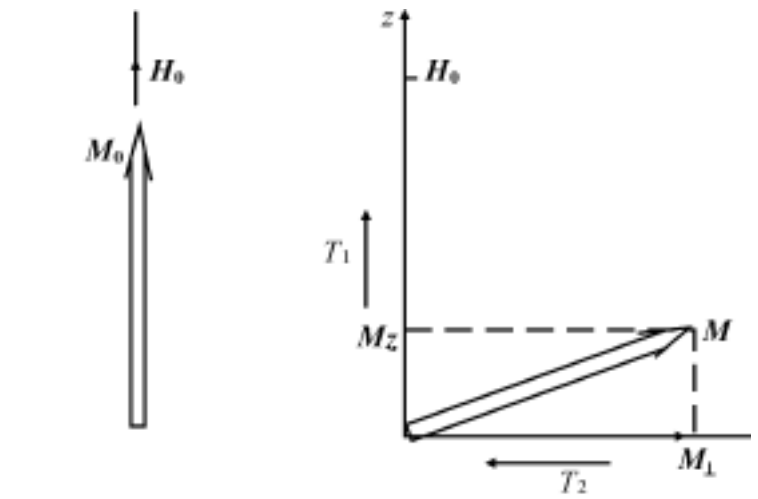
式中

$$\chi = \left(\frac{I+1}{I}\right)\frac{N\mu^2}{3kT} \qquad (12.7)$$

称为静磁化率或居里磁化率。式（12.7）中 N 为单位体积中的原子核数；k 为玻耳兹曼常数 1.38066×10^{-23} J/K；T 为绝对温度（K）；I 为原子核的自旋量子数；μ为核磁矩。

三、磁化强度的弛豫过程

在静磁场中，已知 $M_Z = M_0$ 和 $M_{\perp}=0$（图 12.2a）。如果原子核系统再受到另一个电磁场的作用，磁化强度就会偏离平衡位置，则 $M_Z \neq M_0$，$M_{\perp}\neq 0$（图 12.2b）。当这个电磁场去掉之后，原子核系统的不平衡状态并不能维持下去，要向平衡状态恢复。但是恢复过程并不能马上完成，需要一定的时间。人们把原子核系统从不平衡状态向平衡状态恢复的过程称为弛豫过程。



a 平衡状态的磁化强度　　b 不平衡状态的磁化强度

图 12.2　核磁化强度的弛豫过程

实验证明，对于大多数不太粘的流体，M_Z 分量与 $M_{\perp}$ 分量向平衡位置的恢复速度与它们离开平衡的程度成正比，即

$$\frac{dM_Z}{dt} = -\frac{M_Z - M_0}{T_1} \qquad (12.8)$$

$$\frac{dM_{\perp}}{dt} = -\frac{M_{\perp}}{T_2} \qquad (12.9)$$

式中负号表示弛豫过程是磁化的逆过程。T_1 和 T_2 具有时间量纲，称为弛豫时间。（12.8）和（12.9）式积分，得

$$M_Z = M_0\left(1 - e^{-\frac{t}{T_1}}\right) \tag{12.10}$$

$$M_\perp = M_{\perp max} e^{-\frac{t}{T_2}} \tag{12.11}$$

可见，M_Z 与 $M_\perp$ 的恢复过程服从指数规律。T_1 是描述核磁化强度的纵向分量 M_Z 恢复过程的时间常数，因此称为纵向弛豫时间。这个过程是由核自旋系统与周围介质交换能量所引起的，因此 T_1 也称为核的自旋 - 晶格弛豫时间。T_2 是描述核磁化强度的横向分量 $M_\perp$ 恢复过程的时间常数，因此称为横向弛豫时间。这个过程是核自旋系统内部交换能量所引起的，因此 T_2 也称为核的自旋 - 自旋弛豫时间。除了自旋 - 自旋相互作用之外，样品体积内磁场的非均性 ΔH_0 对 T_2 的影响也很大。因此 T_2 可以写成两部分

$$\frac{1}{T_2} = \frac{1}{T_2'} + \frac{1}{T_2''} \tag{12.12}$$

式中 T_2' 是均匀磁场中的弛豫时间，T_2'' 是考虑磁场非均匀性的弛豫时间

$$\frac{1}{T_2''} = \frac{\gamma \Delta H}{\pi} \tag{12.13}$$

可以看出，当 ΔH 很大时，T_2'' 将变得很小。

核磁测井主要是通过研究岩石孔隙中流体的弛豫过程来了解岩石的储集特性的，因此弛豫过程是我们今后讨论的主要内容。

四、磁化强度的运动方程与核磁共振

通过前面的讨论可以看出，引起矢量 M 发生变化的因素有两个，一个是外加磁场，包括静磁场和交变磁场，另一个是核自旋系统本身的弛豫过程。这两个因素各自独立地发生作用，因此它们可以进行简单的叠加，M 的运动方程可写成

$$\frac{dM}{dt} = \gamma[M \times H] + \text{核磁弛豫过程} \tag{12.14}$$

写成分量形式

$$\left.\begin{aligned}
\frac{dM_x}{dt} &= \gamma(M_y H_z - M_z H_y) - \frac{M_x}{T_2} \\
\frac{dM_y}{dt} &= \gamma(M_z H_x - M_x H_z) - \frac{M_y}{T_2} \\
\frac{dM_z}{dt} &= \gamma(M_x H_y - M_y H_x) - \frac{M_z - M_0}{T_1}
\end{aligned}\right\} \tag{12.15}$$

这个公式最早是由布洛赫提出的，所以一般称为布洛赫方程式。实验证明，这个方程对于流体物质是正确的。

如果令静磁场的方向与直角坐标系的 Z 轴一致，即 $H_z = H_0$，射频场 $H = 2H_1 \cos\omega t$ 加在 X 轴上，则射频场可以看作是两个方向相反的旋转磁场合成的。把对磁化强度有作用的左旋磁场

$$H_1 = iH_1 \cos\omega - jH_1 \sin\omega t \tag{12.16}$$

代入（12.15）式，则有

$$\frac{dM_x}{dt} = \gamma(M_y H_0 - M_z H_1 \sin\omega t) - \frac{M_x}{T_2}$$

$$\frac{dM_y}{dt} = \gamma(M_z H_1 \cos\omega t - M_x H_0) - \frac{M_y}{T_2} \qquad (12.17)$$

$$\frac{dM_z}{dt} = \gamma(M_x H_1 \sin\omega t - M_x H_1 \cos\omega t) - \frac{M_z - M_0}{T_1}$$

在研究核磁共振现象时，特别是研究脉冲核磁共振时，采用围绕 H_0 旋转的坐标系研究 M 的运动，可以使计算简化。假定固定坐标系 XYZ 的 Z 轴和旋转坐标系 X′Y′Z′ 的 Z′ 轴重合。当所加射频场的频率等于原子核系统在静磁场中的进动频率时，即

$$\omega = \omega_0 = \gamma H_0 \qquad (12.18)$$

时，在旋转坐标系 X′Y′Z′ 中，磁化强度将围绕 X′ 轴进动，进动的角速度 Ω 决定于射频场强度

$$\Omega = \gamma H_1 \qquad (12.19)$$

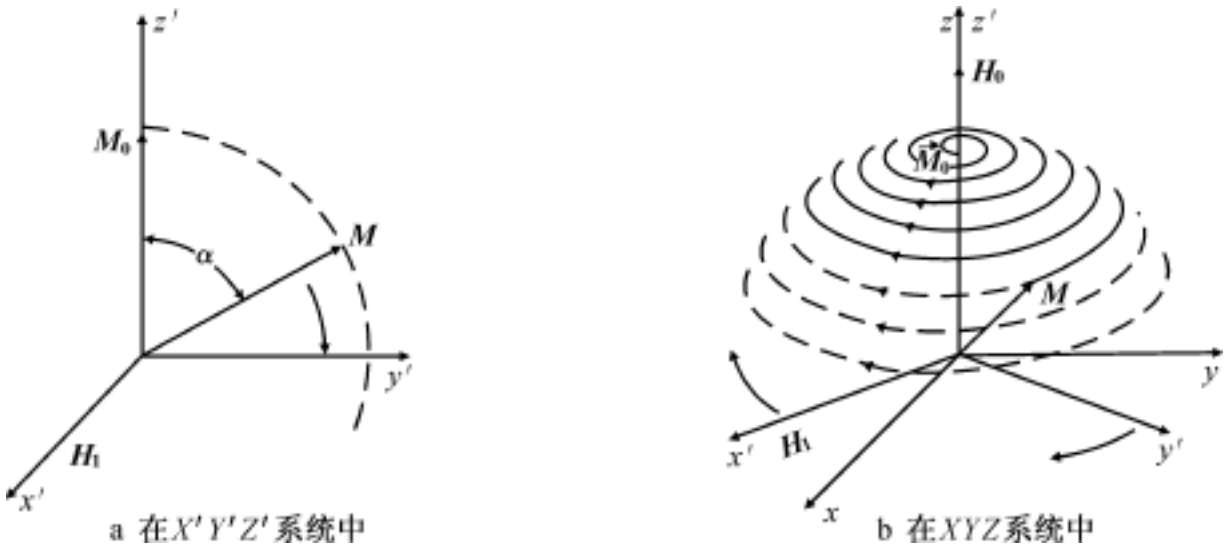


图 12.3　M 在两个坐标系统中的运动（$H_0 \neq 0$，$H_1 \neq 0$，$\omega = \omega_0$）

Ω 为每秒钟转过的角度（用弧度表示），则

$$\Omega = \frac{\alpha}{t_p} = \gamma H_1 \qquad (12.20)$$

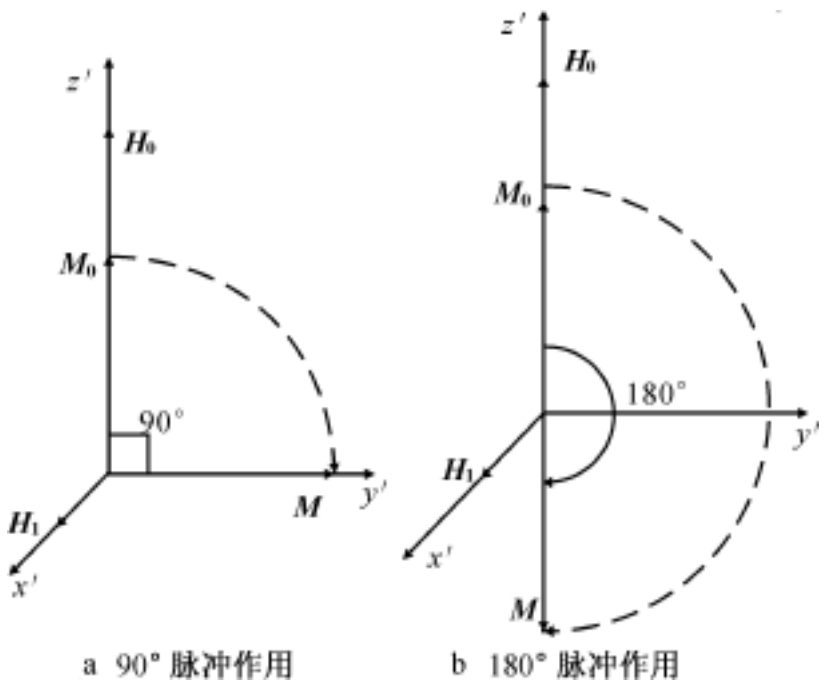


图 12.4　M 所转过的角度

于是，在射频场脉冲作用时间 t_p 的范围内，M 围绕 H_1 转过的角度 α 为：

$$\alpha = \gamma H_1 t_p \qquad (12.21)$$

角度 α 变化，则 M 在 H_0 中的能量发生变化，这种磁化强度从射频场吸收能量的过程，就是核磁共振现象（图 12.3）。

(12.21) 式是脉冲核磁共振实验中常用的最基本公式。M 转过的角度，取决于射频场的强度 H_1 和作用时间 t_p（即脉冲宽度）。适当调整这两个量，使 M 正好转到 X′Y′ 平面上与 Y′ 轴重合，这时 M 转过了 90°角，因此这样的射频脉冲称

为 90°脉冲（图 12.4a）。同理，能使 M 转过 180°的脉冲称为 180°脉冲（图 12.4b）。在现代核磁测井仪中用脉冲技术测量弛豫时间时，将用到这些概念。

第二节　核磁测井测量原理

岩石中各种元素原子核的核磁共振特性是不同的。它取决于原子核的磁旋比、同位素的天然丰度、相同磁场条件下进动信号相对幅度和包含该元素的物质赋存状态。石油和金属矿钻孔中常遇到的主要元素的原子核核磁参数值如表 12.2 所示。可以看出，氢在磁场中具有最大的磁旋比和最高的共振频率，是在钻孔条件下最容易研究的元素。岩石固体成分的核磁信号，目前在钻孔条件下还无法观测。因此，包含在岩石孔隙流体中的氢原子核是核磁测井的研究对象。

由于核磁测井的信号与孔隙流体中氢的含量有关，并且利用弛豫时间可以了解含有氢元素的流体的性质和赋存状态，因而可以研究孔隙度、残余水饱和度和渗透率等参数。最早出现的核磁测井仪以地磁场作为稳定磁场，在附加极化磁场的作用下，岩石的纵向磁化强度减小，并出现横向磁化强度，测量附加磁场去掉后磁化强度绕地磁场的自由进动信号，这个方法称为自由进动法。由于地磁场较弱，因而信号也比较弱，信噪比比较低，且受井眼影响较大。后来发展了所谓由里向外（inside - out）的核磁测井技术（Jackson, 1982），利用人工磁场代替地磁场，在井眼外一定范围的地层中建立了一个比地磁场强得

表 12.2　钻孔中常遇到的主要元素的原子核核磁参数值

同位素	磁旋比（$\gamma/2\pi$） （MHz·T^{-1}）	磁场不变时，相同数量核的介质进动信号相对振幅	同位素的天然丰度 %	地磁场中的核磁共振频率 kHz
^{1}H	42.57	1.00	99.98	2.178
^{7}Li	16.55	1.294	92.57	0.827
^{9}Be	5.987	1.39×10^{-2}	100	0.299
^{13}C	10.71	1.59×10^{-2}	1.11	0.503
^{17}O	5.772	2.91×10^{-2}	3.7×10^{-2}	0.288
^{23}Na	11.267	9.27×10^{-2}	100	0.563
^{25}Mg	2.606	2.68×10^{-2}	10.5	0.130
^{27}Al	11.10	0.207	100	0.554
^{51}V	11.21	5.53×10^{-2}	100	0.559
^{55}Mn	10.56	0.178	100	0.527
^{59}Co	10.11	0.281	100	0.506
^{63}Cu	11.31	0.116	69.09	0.564
^{87}Rb	13.97	0.177	27.2	0.696
^{197}Ag	1.31	6.69×10^{-5}	61.35	0.086

（本表引自阿克谢利罗德等，1982）

多的均匀磁场，从而实现了对地层中流体核磁信号的观测，并有效地克服了井眼泥浆的影响。到 20 世纪 80 年代，以非均匀磁场引起的核磁化强度衰减过程的特点为基础的自旋回波技术被运用到核磁测井仪器中，于是一种综合了“ inside - out ”和自旋回波技术的现代核磁测井仪终于出现，使核磁测井得以广泛应用。

一、自由进动法

为了激发自由进动信号，可以利用能够使核磁化强度 M_0 相对 H_0 方向旋转 90 °角的多种方法。最简便的方法是，在垂直于 H_0 的方向上，在某一时刻 t_p 内加上一个强度大大超过 H_0 的极化场 H_p。在极化场作用下，引起由 H_0 向 H_p 方向的磁化强度 $M(t_p)$，它的数值以纵向弛豫时间 T_1 所决定的速度趋于 M_0

$$M(t_p) = M_0\left(1 - e^{-\frac{t_p}{T_1}}\right) \tag{12.22}$$

经过时间 t_p 后，极化场 H_P 快速断开，核磁化强度便处于绕地磁场 H_0 以频率 ω_0 进动的不平衡状态。它的横向分量，也就是自由进动信号强度将按下式随时间减小

$$M_{\perp}(t) = M_{0\perp} e^{-\frac{t}{T_2}} \tag{12.23}$$

但测量过程中，快速断开极化场在技术上是比较困难的。因此，为了快速断开磁场 H_p，最常用的是分级断开的方法（图 12.5）。

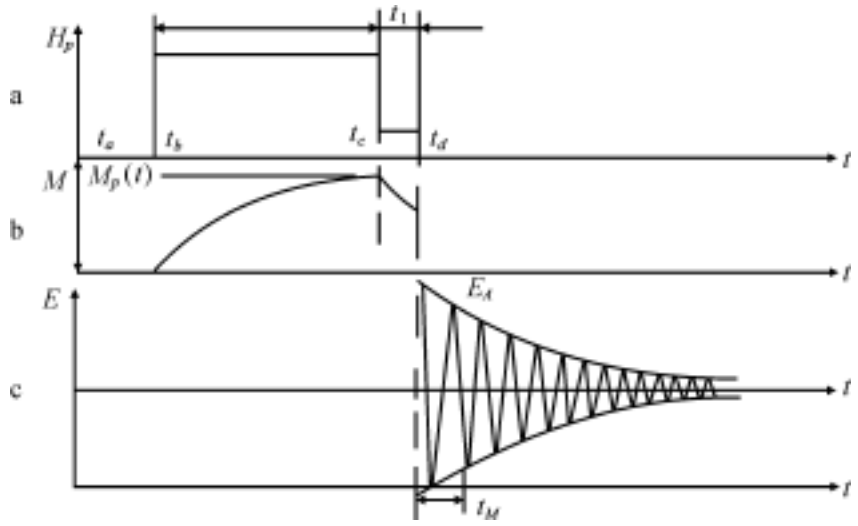


图 12.5　自由进动法信号的激发

自由进动信号衰减曲线经处理后，可以得到自由进动信号的初始幅度值。这个值反映岩石孔隙中自由流体的数量，所以称为自由流体指数（FFI）。分析自由进动信号振幅随时间衰减的变化，可以得到横向弛豫时间 T_2。上述测量工作是循环进行的，可以在井中以较低的速度连续测量，结果可以给出 FFI、T_2 和拉莫尔频率的连续曲线。

二、自旋回波法

在核磁共振测量中，如果静磁场不均匀就会加速横向弛豫过程。也就是说，横向弛豫过程由两部分组成，一部分是受原子核系统的自然横向弛豫过程的时间常数 T_2' 的影响，另一部分是受磁场非均匀性产生的弛豫过程的时间常数 T_2'' 的影响。而且往往 $T_2'' \ll T_2'$，也就是说磁场的非均匀性影响占优势。为了求得原子核系统真正的自然横向弛豫时间 T_2'，

必须设法消除磁场非均匀性的影响。目前认为，最好的办法是自旋回波法。

最基本的测量横向弛豫时间 T_2 的自旋回波法是使用 90°- τ- 180°脉冲序列。最初，在静磁场 H_0 中处于热平衡状态的自旋系统具有磁化强度 M_0。在 90°脉冲作用下，M 转到 x - y 平面上，成为磁化强度的横向分量 $M_\perp$。在非均匀磁场作用下，它呈扇形散开，并迅速衰减到零。在经过时间 τ后，在 x 轴上加一个 180°脉冲，把磁化矢量倒转 180°，使横向分量由分散变为重聚，于是在 2τ时刻就可以得到一个自旋回波，如图 12.6 所示。

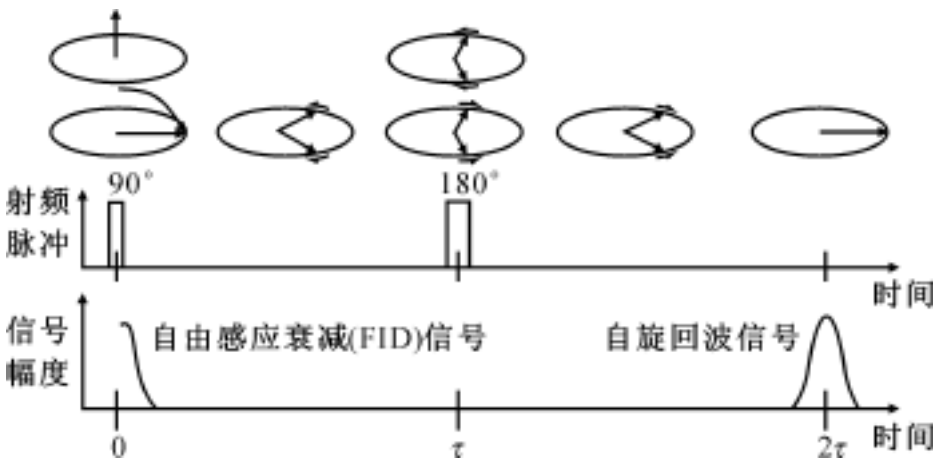


图 12.6　自旋回波法原理示意图

自旋回波信号与磁化强度在 y 轴上的分量 M_y 成正比，它可以由下式表示

$$M_y(t) = M_0 e^{-\frac{t}{T_2'}} e^{-\frac{(t-2\tau)^2}{2T_2''}} \qquad (12.24)$$

当 $t = 2\tau$ 时

$$M_y(t) = M_0 e^{-\frac{2\tau}{T_2'}} \qquad (12.25)$$

可见，自旋回波幅度与施加 180°脉冲的时刻 τ有关。随着 τ的改变，它以时间常数 T_2' 按指数规律衰减，而与磁场非均匀性引起的弛豫时间 T_2'' 无关。因此，如果多次重复 90°- τ- 180°脉冲序列，而且每次把 τ改变一些，就可以得到很多自旋回波，回波幅度的包络线就是原子核系统由弛豫时间 T_2' 所决定的指数衰减曲线。

这个方法有两个缺点，第一是测量时间比较长，因为需要多次重复 90°- τ- 180°脉冲序列，而每次重复之间还要有一个延迟时间，以等待系统恢复到热平衡状态，这个时间一般要 $5T_1$ 左右；第二个缺点是分子的扩散过程可能给测量带来很大影响。实验过程中分子在非均匀磁场中从一点移动到另一点，它的磁矩在 2τ时刻不能在 - y 轴上准确集中，使形成的回波幅度减小，给测量 T_2 造成误差。

经过改进的自旋回波法是采用脉冲序列，把 N 次实验一次完成。在现代测井仪中采用的是 CPMG 脉冲序列方法。CPMG 是由四位研究人员卡尔（Carr，H. Y.）、伯塞尔（Purcell，E. M.）、梅博姆（Meiboom，S.）和杰尔（Gill，D.）名字的第一个字母构成的。

CPMG 法的工作原理如图 12.7 所示，交变磁场加在 x 轴上，使 M 转 90°到 y 轴上（图 12.7a）。由于磁场的非均匀性，相位将逐渐分散开来（图 12.7b），在时刻 τ 在 y 轴上加一个 180°脉冲，使分散开来的磁矩围绕 + y 轴旋转 180°（图 12.7c），这时核磁矩仍向原来的方向旋转，但旋转较快的在后面（图 12.7d），因此在时刻 2τ时，它们在 y 轴上重新聚集起来，形成一个自旋回波（图 12.7e）。这个回波的幅度是由 2τ时的 M_y 所决定的。第一个回波之后，核磁矩在非均匀磁场作用下，又重新分散开来（图 12.7f）。在 3τ

时再加上一个 180 °脉冲，同理在 4τ时又得到一个自旋回波信号。因此在 90 °脉冲之后，在 τ 3τ 5τ ……在 y 轴加上 180 °脉冲，则在 2τ 4τ 6τ ……就得到自旋回波信号，而且回波信号都是正值。根据图 12.7 的原理不难分析出，当 180 °脉冲存在误差 ±θ时，第一个回波信号将出现一个小的偏差，但在第二个回波信号时就会回到正确的位置，即在回波序列中奇数回波幅度会有一些误差，同时这些误差不会积累起来，而那些偶数回波幅度则是正确的。因此，脉冲宽度不精确对 T_2 测量结果的影响不大。这种方法在新一代核磁测井仪中得到广泛应用。

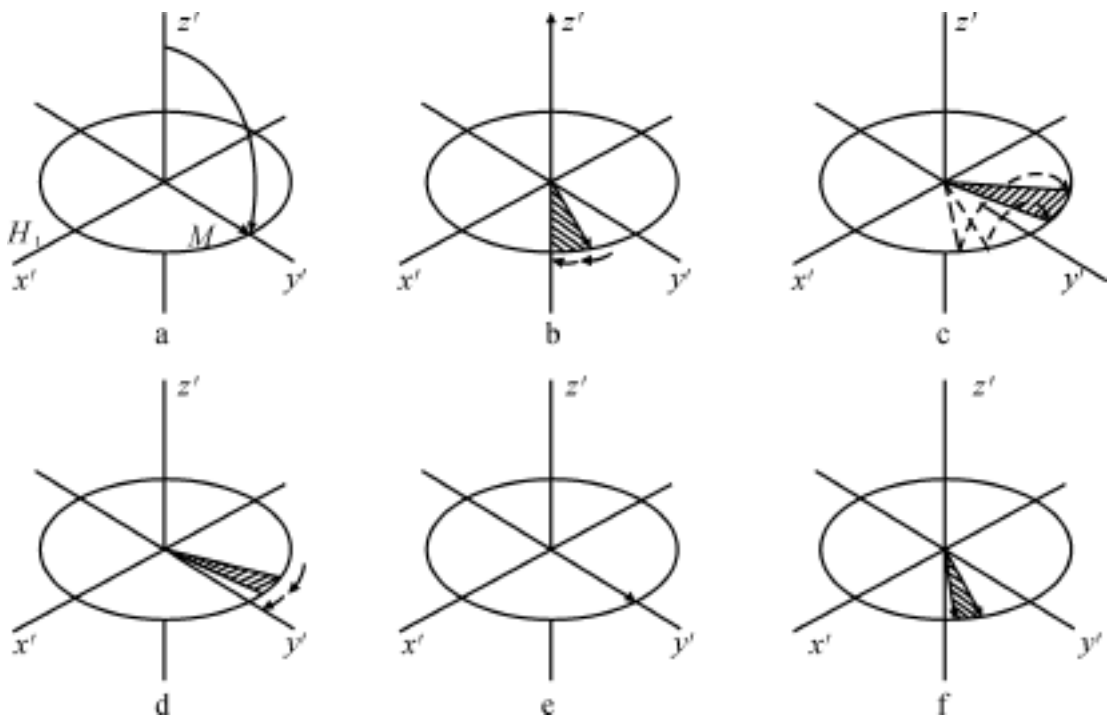


图 12.7　CPMG 方法的工作原理

由 CPMG 法得到的自旋回波脉冲序列如图 12.8 所示。图的上部是一个自旋回波脉冲序列，下部表示自旋回波脉冲序列之间连接的情况。图中 T_E 代表脉冲间隔。T_W 称为等待时间，也称为恢复时间，是两个自旋回波脉冲序列之间的间隔。

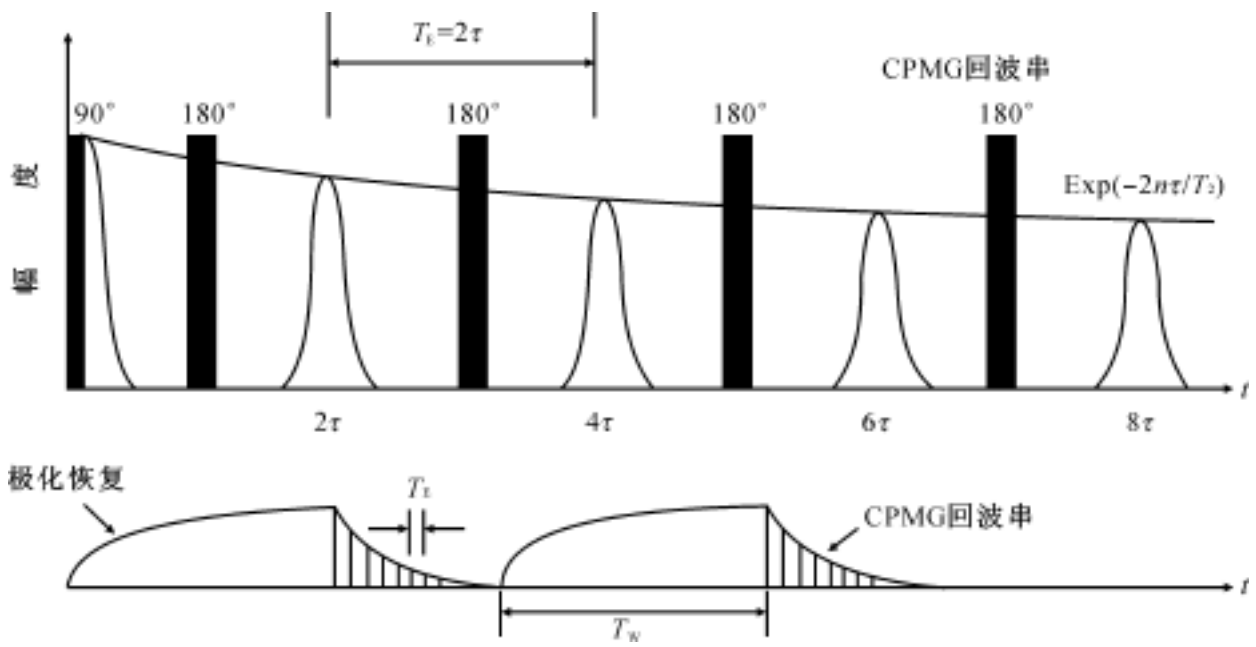


图 12.8　自旋回波脉冲序列

第三节　岩石和流体的核磁性质

物质的基本核磁性质包括元素原子核的磁旋比，纵向、横向弛豫时间和共振吸收的信号幅度。自然界中有近一半元素能够产生核磁共振，但引起核磁信号的强弱却有很大差别，主要取决于该元素的天然含量、磁旋比和它在物质中的赋存状态。前面已经提到，在石油钻孔遇到的元素中，氢具有最大的磁旋比和在地磁场中最高的共振频率，是最易检测的元素。因此，充满含氢流体的储集层成为核磁测井的主要研究对象。由于地层的核磁性质是由流体本身的性质及其与固体岩石颗粒相互作用的性质所决定的，所以研究岩石的核磁性质时，必须先研究所含流体的性质。

一、自由含氢流体的核磁性质

在核磁测井中，目前主要研究岩石孔隙流体中氢原子核（^{1}H）系统的磁化强度和弛豫特性。磁化强度主要取决于外磁场强度、原子核的磁旋比和单位体积中被磁化原子核的数量。在地球物理测井研究中，流体中质子的含量通常用含氢指数（HI）来衡量。它定义常温常压下淡水的含氢指数为1。其他含氢介质含氢量与淡水含氢量的比值，定义为该介质的含氢指数。已经知道，中子-中子测井也是根据含氢指数来研究岩石的孔隙度等参数，但是，中子测井是利用氢原子核对中子的特殊减速作用，尽管其他元素的原子核的减速作用与氢原子核相比小得多，但仍存在一些影响。然而核磁共振对元素具有选择性，在氢原子核（^{1}H）发生共振时，其他元素的原子核没有影响。另外，中子测井受岩石中所有氢原子核的影响，包括岩石骨架中的氢原子核，而在核磁测井中，由于弛豫特性与氢原子核的赋存状态有关，只能观测到孔隙流体中的质子。

地层水、油和天然气的含氢指数可分别根据水溶液的盐浓度、烃的组分和密度、温度、压力等来估计。地层水的密度受温度和压力的影响很小，主要受溶解盐的浓度影响，浓度增高时，含氢指数降低，具有如下的关系

$$(HI)_w = \rho_w(1 - C) \tag{12.26}$$

式中 ρ_w 是水的密度（g/cm^3）；C是水溶液的盐浓度（kg/L）。

油气的含氢指数与烃的组分和密度有关。对于分子式为 CH_x（分子量为 $12 + x$）和密度为 ρ_h 的烃，其含氢指数可表示成

$$(HI)_h = \frac{9x}{12 + x}\rho_h \tag{12.27}$$

天然气的密度受温度和压力的影响，因此天然气的含氢指数随温度和压力的变化而变化。

目前核磁测井研究的主要核磁参数是弛豫时间和扩散系数。自由状态水的纵向弛豫时间 T_1 和横向弛豫时间 T_2 一般为1～3s。但是，实际存在于储层中的水，由于受岩石颗粒表面的影响，数值与此相差很多。水的弛豫时间还受温度和溶解的铁磁性和顺磁性物质的影响，如图12.9。

原油的弛豫时间与原油的组分有关，T_2 不是一个单一数值，而是分布为一个带。随着大分子成分的增加（黏度加大），短弛豫时间成分增加，长弛豫时间成分减少，整个的分布从大 T_2 向小 T_2 方向移动。为了表征多种组分原油的弛豫特性，定义了一个称为对数平均 $T_{2.log}$ 的参数，其表达式为

$$\lg T_{2.\log} = \frac{\sum_{i=1}^{m} P_i \lg T_{2i}}{\sum_{i=1}^{m} P_i} \tag{12.28}$$

式中 P_i 是与弛豫时间 T_{2i} 对应的幅度。

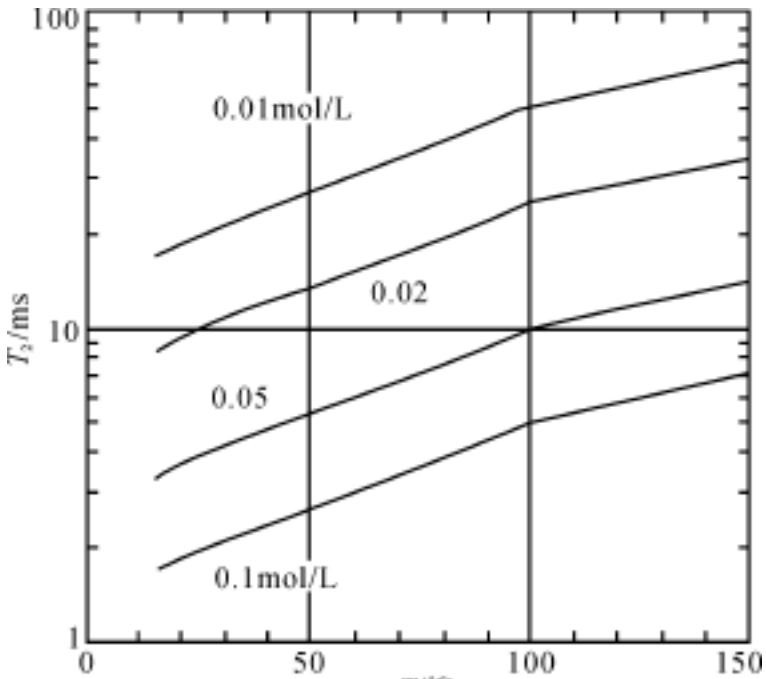


图 12.9　水溶液横向弛豫时间与温度的关系

曲线上的数值为 Mn. EDTA 的浓度（引自 Dunn，2002）

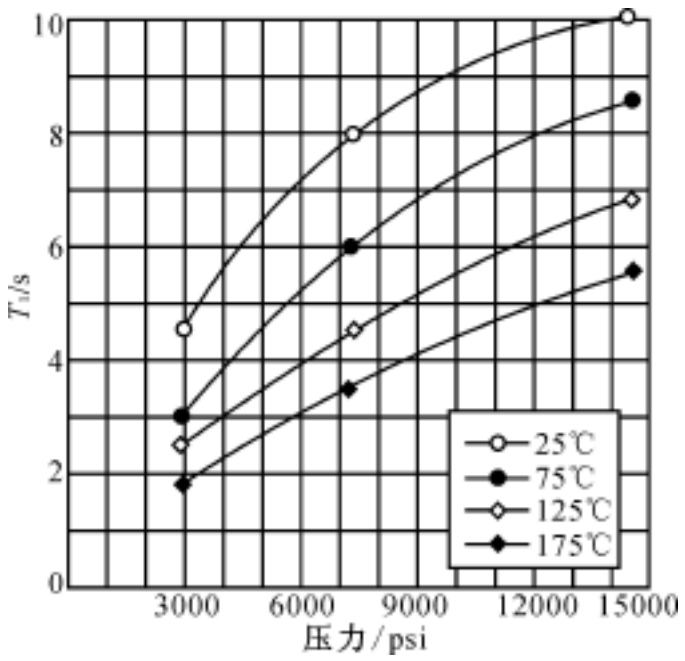


图 12.10　甲烷气的 T_1 与温度和压力的关系

（引自 Kleinberg，R. L.，1996）

1 psi = 0.68951× 10^4 Pa

天然气单位体积中氢的数量较少，当射频场去掉后，由于自旋 - 自旋作用很弱，所以横向弛豫时间很短，横向极化矢量消失很快。同样，由于氢的浓度很低，在稳定磁场作用下产生的自旋 - 晶格弛豫将进行得比较缓慢，即在质子能级之间的跃迁几率比较小，纵向极化矢量建立的速度比较慢，因而有较大的纵向弛豫时间 T_1。天然气的纵向弛豫时间 T_1 受温度和压力的影响比较大，如图 12.10 所示。

在存在梯度磁场的情况下，由于空间不同位置上磁场强度不同，进动频率存在差异，在用 CPMG 脉冲序列法观测时，扩散作用将对横向弛豫产生附加影响，使回波串衰减速率加快。这个附加影响称为扩散弛豫。于是有

$$\frac{1}{T_2} = \frac{1}{T_{2B}} + \frac{1}{T_{2D}} \tag{12.29}$$

式中 T_{2B} 称为体积横向弛豫时间（不考虑扩散影响的自由流体的横向弛豫时间）；T_{2D} 称为扩散横向弛豫时间，与磁场梯度 G、扩散系数 D、回波间隔 T_E 和磁旋比 γ 有关，即

$$\frac{1}{T_{2D}} = \frac{(\gamma G T_E)^2 D}{12} \tag{12.30}$$

水的扩散系数对压力不敏感，但与温度有关，在 0 ～100℃之间，D 随温度的变化可

以写成:

$$D = 1.0413 + 0.039828T + 0.00040318T^2 \qquad (12.31)$$

式中 T 为温度 (℃)。

油的扩散系数比水的扩散系数小很多。例如，当磁场梯度为 20×10^{-4} T/cm，T_E 为 3.6ms 时，油的扩散系数约为 $0.1\times 10^{-5}cm^2/s$，而水的扩散系数为 $2.5\times 10^{-5}cm^2/s$，相差大约 25 倍。因此，油的弛豫时间受梯度场的影响很小，而水的弛豫时间受梯度场的影响很大。这个性质可以被用来区分油水。

油气水虽然都受到扩散弛豫的影响，但程度不同。天然气受扩散弛豫的影响最大，它的横向弛豫几乎完全受扩散弛豫控制。

需要指出，扩散弛豫只对 T_2 的观测产生影响，而 T_1 的观测不受影响。

水、石油和天然气的扩散系数与黏度、温度和密度的关系，如表 12.3 所列。

表 12.3　水、石油和天然气的扩散系数与黏度、温度、密度的关系

D_w/ ($cm^2\cdot s^{-1}$)	D_o/ ($cm^2\cdot s^{-1}$)	D_g/ ($cm^2\cdot s^{-1}$)
$D_w\approx 1.2\left(\frac{T}{298\,\eta}\right)\times 10^{-5}$	$D_o\approx 1.3\left(\frac{T}{\rho_g}\right)\times 10^{-5}$	$D_g\approx 8.5\times 10^{-2}\left(\frac{T^{0.9}}{\rho_g}\right)\times 10^{-5}$

(本表引自 Coates 等，1999)

二、孔隙性岩石的核磁性质

在核磁测井时，岩石骨架本身的核磁共振效应是观测不到的，因为岩石骨架中的质子的极化 (T_1) 需要几十到几百秒，并且极化的衰减时间 (T_2) 极短，大约为 10 μs 数量级。但是，孔隙壁与孔隙流体的相互作用对岩石核磁性质的影响，却可以在核磁测井结果中明显地观测到。岩石孔隙中流体的核磁共振弛豫，也就是含有这些孔隙流体的岩石核磁共振弛豫，比自由状态相同流体的核磁共振弛豫快得多。当表面有顺磁离子时，对表面流体的弛豫控制作用更大。通常用所谓表面弛豫强度 ρ来表示表面对弛豫的影响。显然，岩石比面控制着所影响液体的数量。因此，由颗粒表面对纵向和横向弛豫速率的附加影响可以分别表示为:

$$\frac{1}{T_{1S}} = \rho_1\frac{S}{V} \qquad (12.32)$$

$$\frac{1}{T_{2S}} = \rho_2\frac{S}{V} \qquad (12.33)$$

式中: S 为岩石孔隙表面积; V为岩石体积。S/V 称为岩石比面，它与岩石颗粒粗细或孔隙直径的大小有关。表面弛豫强度与岩石成分有关，通常砂岩含有重量约 1% 的铁，可产 15 μm/s 的表面弛豫强度，而碳酸盐岩骨架中的杂质较少，其表面弛豫强度为 5 μm/s 左 (Chang 等，1994)。前面曾经说过，对横向弛豫过程有显著影响的扩散弛豫是由磁场度引起的，孔隙岩石中的磁场梯度，除测井仪器建立的外加磁场之外，还有一项由岩石粒和孔隙液体之间磁化率的差异引起的内部梯度磁场。在受到外场作用下，颗粒表面和隙液体分界面上的磁场梯度 G，可以表示为:

$$G = B_0 \frac{\Delta\chi}{r} \tag{12.34}$$

式中：B_0 为外加磁场强度；$\Delta\chi$为骨架颗粒与孔隙液体的磁化率差；r 为孔隙半径。

在孔隙介质中，流体的扩散要受到孔隙空间的限制，实际观测到的有效扩散系数小于自由状态下它固有的扩散系数。流体的扩散受空间尺度的影响程度，主要取决于在某一扩散时间 t 内流体分子的扩散距离和孔隙空间尺度的相对关系。当扩散距离大于孔隙空间尺度时，流体的扩散就要受到孔隙空间的影响。

自由体积中液体的质子横向弛豫时间 T_2 通常接近 T_1，同时 T_2 与 T_1 值的变化特点也相似。但由于孔隙表面对 T_2 值影响比对 T_1 值强，因此孔隙空间中液体的质子横向弛豫时间总是小于纵向弛豫时间。一般来说，T_2 同样与影响 T_1 的那些因素有关，但不同的是，T_2 随磁场的不均匀性增大而减小，而 T_1 则与磁场的不均匀性无关。

根据上面的讨论，储层条件下流体的弛豫时间，或含流体岩石的弛豫时间，可以写成

$$\frac{1}{T_2} = \frac{1}{T_{2B}} + \frac{1}{T_{2D}} + \frac{1}{T_{2S}} \tag{12.35}$$

$$\frac{1}{T_1} = \frac{1}{T_{1B}} + \frac{1}{T_{1S}} \tag{12.36}$$

或写成

$$\frac{1}{T_2} = \frac{1}{T_{2B}} + \rho_2 \frac{S}{V} + \frac{D(\gamma G T_E)^2}{12} \tag{12.37}$$

$$\frac{1}{T_1} = \frac{1}{T_{1B}} + \rho_1 \frac{S}{V} \tag{12.38}$$

一般情况下，储层孔隙流体的 T_1、T_2 和 D 的相对大小，可以定性地用表 12.4 表示。

表 12.4　一般情况下储层孔隙流体的 T_1、T_2 和 D 的相对大小

		T_1	T_2	D
石　油		大	大	小
天然气		大	小	大
水	束缚水	小	小	不受影响
	自由水	中	中	中

作为一个例子，表 12.5 列出墨西哥湾地区某砂岩储层的盐水、轻质油和天然气的 T_1、T_2 和 D 的测试数据（测量条件：温度 93℃，压力 31MPa，储层条件下原油黏度 0.2mPa·s，盐水矿化度 0.12kg/L 的 NaCl 溶液，磁场梯度 1.7mT/cm，回波间隔 1.2ms）。

表 12.5　储层流体的核磁共振特性

	T_1/ms	T_2/ms	含氢指数	$D/10^{-5}cm^2 \cdot s^{-1}$	DT_1/ms
盐　水	1～500	0.67～200	1	7.7	0.0077～4.0
石　油	5000	460	1	7.9	40
天然气	4400	40	0.38	100	440

在磁场梯度不是很大，并且回波间隔很短时，扩散项的贡献可以忽略。在一般情况下，自由弛豫慢得多，$1/T_{2B}$项也可以忽略，于是有

$$T_{2i} \approx \frac{1}{\rho}\left(\frac{V_i}{S_i}\right) \tag{12.39}$$

对于理想的球形孔隙而言，$\frac{V}{S}=\frac{d}{6}$。虽然实际岩石孔隙的形状并不是简单的球形，但是弛豫时间T_{2i}与孔隙尺寸存在对应关系，已为许多实验室工作所证实。图 12.11 是 T_2 值与孔隙尺寸之间关系的示意图。

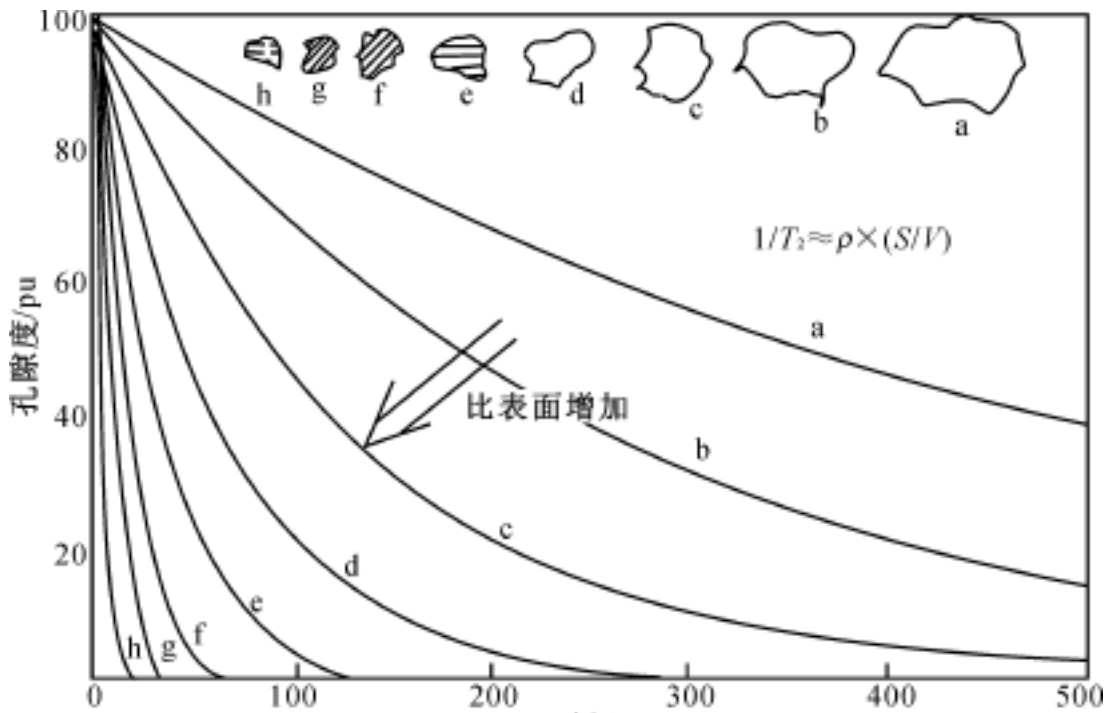


图 12.11　T_2 值与孔隙尺寸之间关系的示意图

第四节　核磁测井结果的解释与应用

核磁测井数据中包含着丰富的储层孔隙流体和孔隙结构的信息，为油气储层评价，特别是复杂油气储层评价提供了许多重要依据。因此，核磁测井随着核磁测井仪器的进步，已逐渐成为综合测井的基本组成部分。

现代核磁测井观测的基本原始数据，大多数是用 CPMG 多脉冲序列自旋回波技术获得的回波串。进行核磁测井数据处理与解释时，首先是根据回波串幅度的变化反演横向弛豫时间 T_2 谱。T_2 谱是孔隙尺寸、孔隙度、流体性质的综合反映。根据 T_2 谱的分析，可以获得孔隙度、束缚水饱和度及渗透率的估计值。最后根据这些数据与电阻率测井及其他测井数据综合，对储层作出评价。

一、反演 T_2 谱

自旋回波串幅度衰减所反映的横向弛豫过程，已知由下列指数关系描述

$$E(t) = P\exp\left(-\frac{t}{T_2}\right) \tag{12.40}$$

在孔隙性岩石中，横向弛豫时间为

$$\frac{1}{T_2} = \frac{1}{T_{2B}} + \frac{1}{T_{2D}} + \frac{1}{T_{2S}} \tag{12.41}$$

由于岩石孔隙结构的多样性和孔隙中流体性质与赋存状态的多样性，弛豫过程将是具有不同弛豫时间的多个弛豫分量共同贡献的结果，可以用一个多指数函数来表示

$$y(t) = \sum_{j=1}^{m} P(T_{2j}) \exp\left(-\frac{t}{T_{2j}}\right) + \varepsilon(t) \tag{12.42}$$

式中 $\varepsilon(t)$ 为随机噪声，(12.42) 式写成矩阵形式，则为

$$Y = AX + \varepsilon \tag{12.43}$$

式中 $Y = (y_1, y_2, \cdots, y_n)$；$X = (P_1, P_2, \cdots, P_m)$；$A = \left[\exp\left(-\frac{t_i}{T_{2j}}\right)\right]_{m\times n}$，为 $m\times n$ 阶矩阵。

从 $Y(t)$ 提取 T_2 分布，可以归结为最小二乘法求极小的问题

$$F = \| AX - Y \|^2 \rightarrow \min \tag{12.44}$$

约束条件为

$$P_i \geq 0 \tag{12.45}$$

矩阵 A 包括一组试验函数，使它覆盖 T_2 可能的范围，并针对 T_{2i} 确定对应的 P_i。目前，时间常数 T_2 取 2 的乘方，由 $2^2 \sim 2^9$（或 2^{11}），即 4～512ms（或 2048ms）。

(12.45) 式的解为

$$X = (A^T A)^{-1} A^T Y \tag{12.46}$$

由于受噪声的影响，这个解是不稳定的。为了克服这个问题，可以采用正则化的方法。(12.45) 式的正则化形式为

$$F = \| AX - Y \|^2 + \alpha \| BX \|^2 \rightarrow \min \tag{12.47}$$

式中 α 称为正则化参数；$\| B\cdots\cdots \|^2$ 称为稳定函数。$\alpha \| BX \|^2$ 使得所有可能偏离预期答案的解受到压制。由 (12.47) 式解出 $X(P_1, P_2, \cdots, P_m)$，便得到不同横向弛豫时间 T_2 的弛豫分量对初始信号幅度大小的贡献值。上述多指数反演结果，如图 12.12 所示。

二、孔隙度的确定

已知介质在外磁场中极化的强度与介质中的氢含量成正比。因此，核磁测井的弛豫信号初始幅度与充满含氢流体的岩石孔隙度成正比。弛豫信号幅度是各个弛豫分量 P_i 贡献的结果，因此 $\sum P_i$ 与岩石孔隙度成正比。如果仪器经过刻度，则有

$$\phi_{MPHI} = \sum P_i \tag{12.48}$$

式中：ϕ_{MPHI} 为核磁测井得到的岩石孔隙度。

由于不同尺寸孔隙中流体的弛豫特征的差异，对自旋回波幅度衰减的影响也将不同。通过对观测的回波数据反演拟合，可以得到对应于不同孔隙尺寸（或 T_{2i}）的 P_i 值（或不同尺寸孔隙在总孔隙中所占的比例）（图 12.12）。P 曲线下的面积代表孔隙度值。P 随 T_2

不同的变化，则反映不同尺寸孔隙对孔隙度的贡献大小。

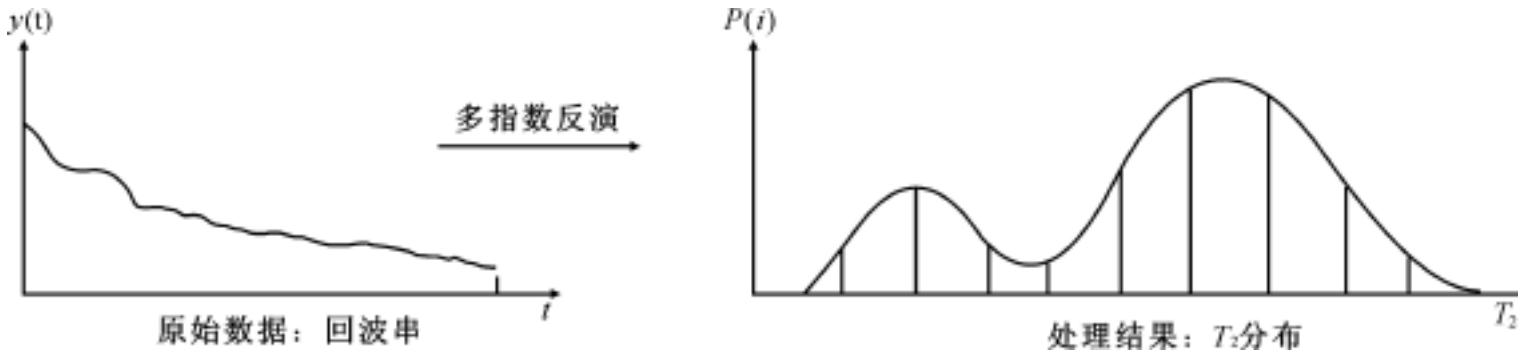


图 12.12　回波串的多指数反演

含泥质砂岩的孔隙度模型，可以表示成如图 12.13 的形式。

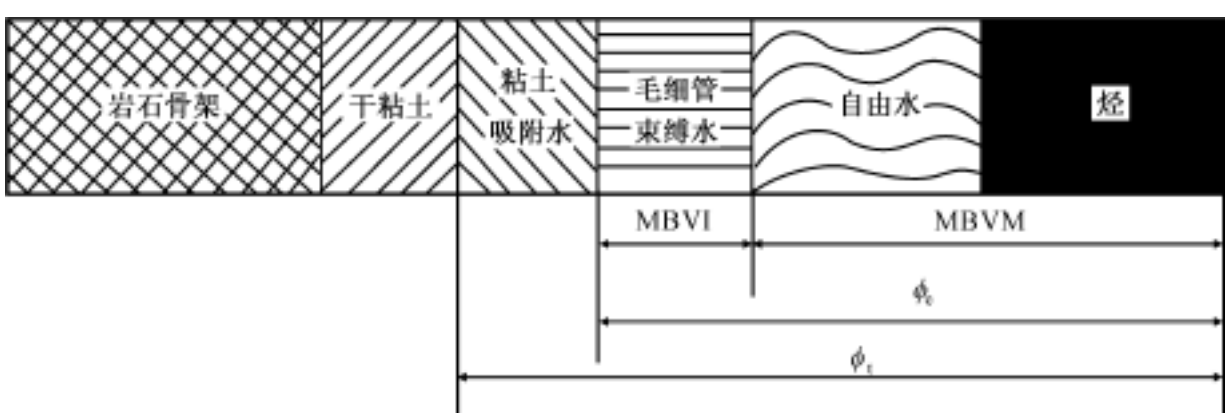


图 12.13　孔隙度模型

由核磁测井记录的孔隙度还与仪器的记录原理及记录参数的选择有关。利用地磁场作为静磁场的自由进动法核磁测井仪，测得的是自由流体孔隙度。对于自旋回波式核磁测井仪，当回波间隔比较长（大于 1ms）时，在第一个回波被观测到之前，粘土吸附水的信号已经衰减，测得的将是有效孔隙度 ϕ_e。采用更短的回波间隔，可以求得包括粘土吸附水在内的总孔隙度 ϕ_t。

通过与岩心分析数据对比，在 P（T_2）曲线上，可以确定一个毛细管束缚水的截止值 T_{2C}，从而把自由流体孔隙度与毛细管束缚水孔隙度区分开。P（T_2）曲线上大于 T_{2C} 部分包围的面积代表自由流体孔隙度，而小于 T_{2C} 部分包围的面积则代表毛细管束缚水孔隙度。于是，总孔隙度、自由流体孔隙度和束缚水孔隙度可分别由下列积分求得

$$\phi_{总} = \int_{T_{2min}}^{T_{2max}} P(T_2)\,dT_2 \tag{12.49}$$

$$\phi_{自由} = \int_{T_{2C}}^{T_{2max}} P(T_2)\,dT_2 \tag{12.50}$$

$$\phi_{束} = \int_{T_{2min}}^{T_{2C}} P(T_2)\,dT_2 \tag{12.51}$$

三、渗透率的估计

核磁信号与渗透率之间的关系，不像与孔隙度关系那样直接。渗透率是流体通过能力的量度，与许多因素有关，包括孔隙度、孔隙尺寸、比面等。由于孔隙结构的复杂性，渗透率与这些因素之间的关系，都是建立在统计的相关性基础之上的。由于核磁信号与孔隙

尺寸、比面和孔隙度等因素有关，因此在核磁信号与渗透率之间，也将存在着某种经验关系。目前，常用的是两类模型。

一类是借助传统的渗透率公式，引入由核磁测井求得的参数，如 Coates 关系式：

$$K = C(\phi_e)^4\left(\frac{\phi_{FFI}}{\phi_{BVI}}\right)^2 \tag{12.52}$$

式中：ϕ_e 为核磁测井有效孔隙度；ϕ_{FFI}为自由流体孔隙度；ϕ_{BVI}为束缚水孔隙度；C 为系数。

另一类是直接利用核磁测井的 T_2 分布与渗透率建立相关关系（Momiss C. E.，1993）。

$$K = C(\phi_e)^4 T_{2lg}^2 \tag{12.53}$$

式中：T_{2lg}为横向弛豫时间 T_2 的对数平均；C 为系数。

四、综合应用核磁参数判断油气水层

根据油气水在储层温度和压力条件下 T_2、T_1 和 D 的差别，发展了多种判断油气水层的方法。

1. 差谱法

自新一代核磁测井仪于 20 世纪 90 年代初问世以来，利用核磁测井识别流体性质的研究，也相继展开并取得了一些进展，目前还在不断深入。早期的流体识别是利用油气水纵向弛豫时间 T_1 的差异，采用不同恢复时间 T_w 进行观测，然后取两次观测的 T_2 谱差值来实现的，所以这个方法称为差谱法（Akkurt R.，1996）。恢复时间 T_w 是指两个相邻 CPMG 脉冲序列之间的间隔时间。因为在一个 CPMG 脉冲序列结束之后，磁极化的原子核恢复到原始热平衡状态需要一段时间，油、气、水中的氢元素由于它们存在状态不同，恢复到热平衡状态需要的时间不同，这个时间由纵向弛豫时间 T_1 表示。如果 T_w 时间不够长，总的信号强度将减弱，减弱因子等于 $1 - e^{-\frac{T_W}{T_1}}$。可以看出，T_w 大约等于 3～5 倍 T_1 时，减弱因子将接近于 1。差谱法就是利用储层岩石孔隙中油气水的 T_1 差别。天然气和油的 T_1 值大于水的 T_1 值，一般情况下天然气比油的 T_1 值还大些。观测时，长等待时间 T_{wl}应选择大于天然气的 T_1 值，短等待时间 T_{ws}应小于天然气和油的 T_1 值，但要大于水的 T_1 值的 3 倍。只有 T_{wl}和 T_{ws}选择合适，根据 T_2 谱的差值才有可能把油气信号与水的信号区别开。图 12.14 是差谱法（DSM）区分含油气和含水砂岩储层的原理示意图。

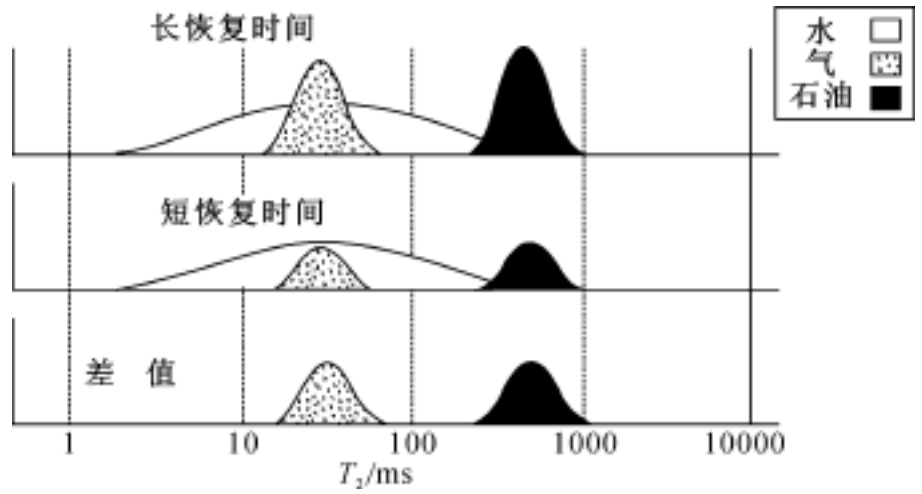


图 12.14 差谱法（DSM）区分油气水砂岩储层的原理示意图

由于核磁测井信号的噪声水平相当高，有时差值的有用信号和噪声处于相同数量级。为解决这一问题提出所谓时间域分析法。它不是对 T_2 谱进行差值运算，而是对长短等待时间 T_{wl} 和 T_{ws} 观测的自旋回波原始衰减曲线进行相减，然后再反演成 T_2 谱。

2. 移动谱法

移动谱法是以油气的扩散系数差异为基础，用来划分油气水层的一种方法。由于扩散弛豫的影响，油、气、水层的横向弛豫过程将存在差异，并且随着自旋回波间隔 T_E 加大，信号衰减过程的差别也随着加大。由回波信号反演得到的 T_2 谱，也相应地出现较大差异。

由于天然气的表面弛豫可以忽略，对于气相（12.37）式写成

$$\frac{1}{T_2} = \frac{1}{T_{2B}} + \frac{r^2 G^2 T_E^2 D}{12} = \frac{1}{T_{2B}}\left(1 + \frac{r^2 G^2 T_E^2 D T_{2B}}{12}\right) \tag{12.54}$$

对于非润湿相，已知

$$T_1 = T_{1B} \approx T_{2B}$$

对于由 CPMG 序列得到的气相信号，可以写成

$$M(t) = M_0\left(1 - e^{-\frac{T_W}{T_1}}\right)e^{-\frac{t}{T_2}} = M_0\left(1 - e^{-\frac{T_W}{T_1}}\right)e^{\left(-\frac{t}{T_1}\right)\left(1+\frac{r^2G^2T_E^2DT_1}{12}\right)} \tag{12.55}$$

式中 T_w 为恢复时间。

移动谱法就是对两组回波间隔 T_E 不同的观测结果进行比较。观测时使恢复时间 T_w 大于 3～5 倍天然气的纵向弛豫时间 T_{1g}，即在观测每一组回波串时，介质已经充分极化。这时，在短回波间隔得到的 T_2 分布上，气、水和轻质油的信号都能被观测到，然而在长回波间隔得到的 T_2 分布上，气的信号却消失了，这是由于气扩散太快，还没有观测到就已衰减了。所以，两者的差，剩下的将是天然气的信号。

3. 强化扩散法

另一个利用扩散系数识别油水的方法称为强化扩散法（EDM）。它采用长回波间隔 T_{EL} 进行长短两个恢复时间 T_{wl} 和 T_{ws} 进行观测。当油和水的纵向弛豫时间 T_1 差别很小时，利用差谱法将没有效果。但是，此时如果油的扩散系数比水的扩散系数大些（当原油中溶有天然气时，可能出现这种情况），在足够大的 T_E 情况下油水仍可区分。我们知道储层孔隙中水的横向弛豫可以表示为

$$\frac{1}{T_2} = \frac{1}{T_{2B}} + \frac{1}{T_{2S}} + \frac{1}{T_{2D}} = \frac{1}{T_{2int}} + \frac{I}{T_{2D}} \tag{12.56}$$

式中 $1/T_{2B}$ 表示水的体积弛豫，通常很小，把它和表面弛豫一项结合起来，称为固有弛豫（$1/T_{2int}$）。可以看出，在任何情况下，水的横向弛豫时间 T_2 都不可能大于 T_{2D}。这样，在 T_2 谱上任何大于 T_{2D} 的信号都是由油产生的。但是不能排除小于 T_{2D} 的信号中包括油的信号。因此要正确解释强化扩散法的结果，需要配合实验室对油样的分析数据。

4. 剪辑扩散法

从前面的讨论看出，扩散特性测量是区分井壁附近岩石中流体性质的重要手段。现有的方法是通过改变 CPMG 脉冲序列的回波间隔来探测扩散影响。当增大回波间隔时，高扩散系数会导致信号较快地衰减。因此，实际应用中面临两个问题，一是 T_2 反演结果具有一个分布范围，各种流体的 T_2 谱有时会重合；另一个是增大回波间隔，会导致信号强度减弱，信噪比降低，并且长短回波间隔采集的回波数不同，噪声将造成两个 T_2 分布的系统误差。针对这些问题产生了剪辑扩散法（Hurlimann 等，2002），这项技术是在正常

的短回波间隔 CPMG 序列之前，加上一个对扩散敏感的短的剪辑序列。最简单的剪辑序列由 3 个间隔相当大的脉冲构成。这个脉冲序列在起始时间就对信号受扩散作用影响的幅度降低，进行了剪辑。后面的脉冲序列是对剪辑后的信号幅度和 T_2 分布进行探测。

剪辑扩散法的基本概念可以由图 12.15 说明，第一个序列为常规的短回波间隔 CPMG 序列，第二个序列的前两个回波间隔为 T_{Elong}，后面就和第一个序列一样。起始时间 t_d 用来根据扩散系数剪辑信号幅度。在 t_d 之后，两个序列观测信号的相对幅度，取决于 t_d 时间间隔内扩散引起的衰减大小。即两个序列的幅度比只与扩散系数有关。因为表面弛豫和体

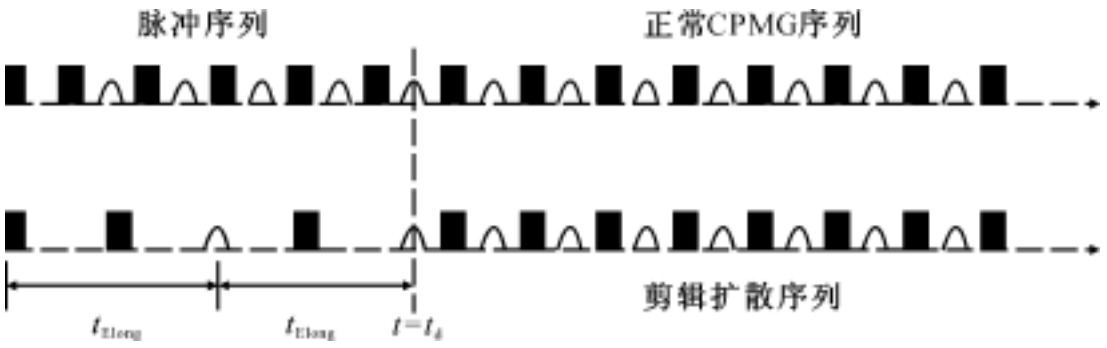


图 12.15　剪辑扩散法脉冲序列示意图

积弛豫在 t_d 期间的影响是相同的。因此，大于 t_d 后的信号可以由下式给出

$$M(T_{Elong}, t) = dDdT_2 f(D, T_2)\, e^{-\frac{t}{T_2}} \exp\left\{-\frac{1}{6}r^2 G^2 D T_{Elong}^3\right\} \qquad (12.57)$$

从式中看到，积分方程的核分为两部分：$e^{-\frac{t}{T_2}}$ 只与观测时间 t 及 T_2 有关；$\exp\left\{-\frac{1}{6}r^2 G^2 D T_{Elong}^3\right\}$ 只与 T_{Elong} 及 D 有关。通过测量不同起始回波间隔 T_{Elong}，则可以分别提取出扩散系数 D 和横向弛豫时间 T_2。在实际测量中，t_d 以后的回波间隔取得尽量短，可以得到最佳信噪比和减小扩散对 T_2 值的影响。若采用两个不同起始回波间隔（图 12.15），则可以对每个弛豫时间 T_2 提取出一个平均扩散系数 D。如果记录多个不同起始回波间隔，则可以对每一个 T_2 得到一个 D 的分布，这样就得到一个完整的 D - T_2 图。这个方法也叫做二维核磁测井反演。

图 12.16 是 D - T_2 图的一个例子。可以看出，在 T_2 轴上水和油是互相重叠的，而在 D 轴上，两者区分很明显。

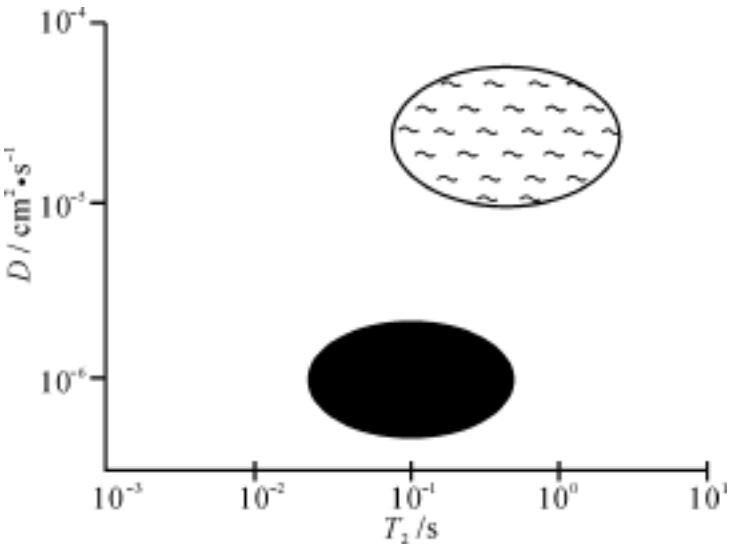


图 12.16　剪辑扩散法二维反演结果示意图

第十三章　井径测量、井斜测量、地层倾角测井和热测井

第一节　井 径 测 量

在钻井过程中，由于泥浆对井壁岩层的浸泡以及起下钻具和钻杆在井内的运动等原因，井的实际井径经常和钻头的直径不同。在计算固井水泥数量，解释某些测井曲线时，常常要知道井的实际井径。另外，井径的大小不仅和岩性有一定关系，而且井径在不同方向上的变化与地应力方向有关。因此，测量井径是目前油田测井工作中不可少的一个项目。

测量井径变化的仪器叫做井径仪。井径仪的主要组成部分是反映井径变化的机械结构，和把机械位移转变成电信号的机电转换装置。普通的四臂式井径仪机械结构的工作原理如图 13.1 所示。井径仪四个臂在弹簧 2 的作用下末端张开并紧贴井壁。因此，四个臂的张开和合拢就反映了井径的变化。相对两个臂末端张开的距离即反映井径的大小。

从图 13.1 看出，当井径变化使井径仪的臂张开合拢时，将带动连杆 4 上下移动。如果连杆和一个可变电阻 3 的滑臂相连，则井径的变化就可以转变成电阻的变化。如果和一个线圈的铁心相连，就可以把井径变化转变成电感的变化。目前，野外常用的是前一种转换装置。所以，这种井径仪叫做电阻式井径仪。

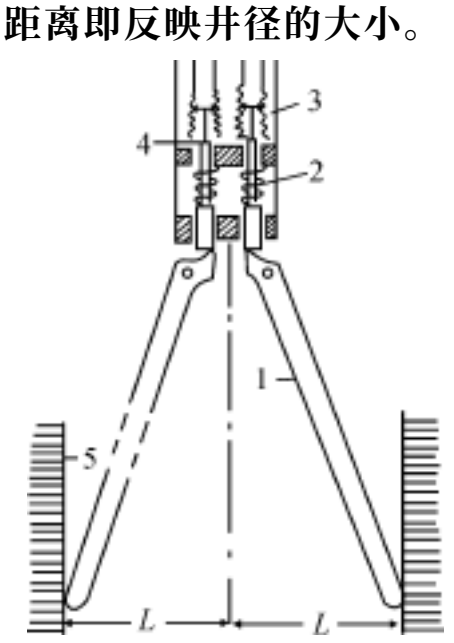


图 13.1　四臂式井径仪的工作原理

1—井径仪的臂；2—弹簧；3—可变电阻；4—连杆；5—井壁

井径仪的四根臂对称分布于两个互相垂直的平面内，当任一臂的位置发生变动时，都使所带动的可变电阻的滑动触头移动，并使可变电阻的变化 ΔR 与杆臂末端离仪器轴线距离的变化 ΔL 成正比。而 ΔL 近似地正比于井径变化 Δd。因此，可变电阻的阻值变化 ΔR 同样也和 Δd 成正比。

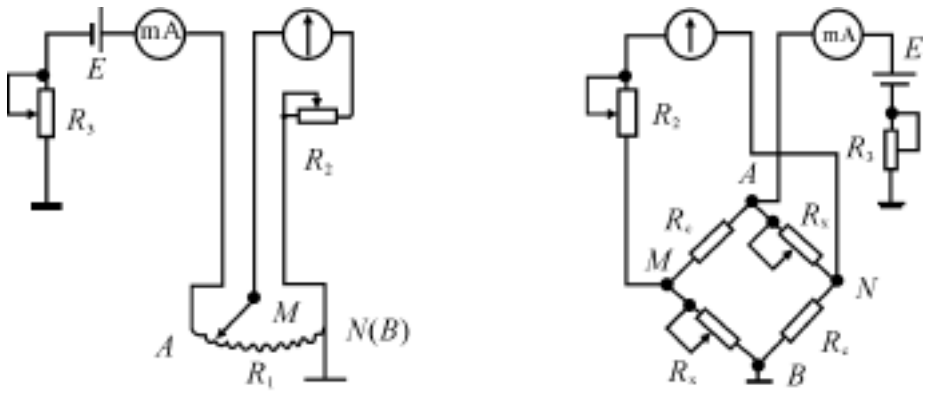
$$\Delta R = \beta \Delta d$$

式中 β 是比例系数。

电阻式井径仪的原理电路图，如图 13.2 所示，一种是电位器式的，一种是电桥式的。经供电线路中的电缆心和地，对井径仪的 A、B 供电，另外两根缆心接 M、N 两点观测电位差。在电桥式井径仪中，当井径等于某一数值 d_0 时，$R_x = R_c$，电桥处于平衡状态，MN 两点的电位差为零。当井径 d 不等于 d_0 时，则

$$R_x = R_c - \Delta R = R_c - \beta(d - d_0)$$

电桥的平衡破坏，在 MN 两点出现一电位差 ΔV，如电桥经 AB 两点的供电电流为 I，则



a 电位器式　　b 电桥式

图 13.2　电阻式井径仪电路原理图

$$\Delta V = V_M - V_N = \frac{I}{2}R_c - \frac{I}{2}R_x = \frac{I}{2}\Delta R = \frac{I}{2}\beta(d - d_0)$$

因此

$$d = d_0 + c\frac{\Delta V}{I} \qquad (13.1)$$

式中：$c = \frac{2}{\beta}$；d_0 **和** c **为仪器常数。因为在测量过程中** I **保持不变，所以，** ΔV **的变化就按一定比例反映出井径的变化。**

在电位器式井径仪中，井径的变化使 MN **间的电阻发生变化。如仪器的供电电流为** I，**则**

$$\Delta V_{MN} = I\Delta R = I\beta(d - d_0)$$

因此，和电桥式完全一样，有下列关系

$$d = d_0 + c\frac{\Delta V_{MN}}{I}$$

只是这里的 $c = \frac{1}{\beta}$。

c **和** d_0 **是在校验仪器时确定的。井径仪的校验是在直径已知的校验架或校验环上进行测量。井径曲线质量可以在表层套管内检查，在套管内井径曲线应是不变的，并且其数值应等于套管内径。**

除了这种专做井径测量的普通井径仪外，目前凡是带推靠器的下井仪都可兼做井径测量。例如，微侧向测井仪、密度测井仪及井壁中子测井仪等贴井壁测量的仪器，都能同时进行井径测量。

第二节　井斜测量

石油或天然气井通常是垂直的，有时也打一定方向的倾斜井，使井底到达一定的勘探或开采部位。但是，由于地质上及技术上的一些原因，在钻井过程中常常偏离原设计方向。为了检查这种偏离的情况，需要进行井斜测量。测量井斜的仪器叫做井斜仪。

井内某一深度上的井斜情况是由两个角度值来表示：井轴偏离垂直方向的角 δ（**通常叫倾角**）**和井轴（沿深度增加方向）在水平面上的投影与磁北的夹角**　（**通常叫方位**

角)。因此，井斜测量就是测量井的“倾角”和“方位角”。

可以根据不同的原理测出上述两个角度，所以井斜仪的种类也很多。目前在我国各油田普遍使用的井斜仪是电阻式的。也就是说，这种井斜仪把方位角和倾角的变化转变为电阻的变化，然后根据测出的电阻值算出角度的大小。

电阻式井斜仪的基本部件是一个能活动的框架。框架的轴与仪器轴一致，只要仪器外壳足够长，它就与井轴经常保持平行。框架上装有一个偏心重锤，使框架重心不在仪器轴上，当仪器倾斜时，框架面将停留在同井倾斜方向相垂直的面上（即与井轴和铅垂线构成的平面相垂直，而且交线正是仪器轴线)。在框架上部安装一个能绕水平轴 cc 转动的罗盘（图 13.3)。轴 cc 在框架平面内，当仪器倾斜时，罗盘面永远保持水平位置。仪器停留在井内某一点时，磁针停在磁子午面内。因为框架面与井的倾斜方向垂直，所以与 cc 轴垂直的方向就是倾斜方向，这个方向与磁针北极的夹角就是井斜方位角。

如果在磁针下面放一环形电阻，该电阻的起点 m 与终点 n 之间的小缺口正好对准井斜方向（图13.3)，则磁北针与缺口之间的一段电阻（np) 就和方位角 成正比。磁针相当于可变电阻的滑动臂。这样，方位角的变化就转换成电阻的变化。

在框架下部固定一块同框架平面垂直的竖板 T（图 13.3)。当仪器倾斜时，这个竖板保持在倾斜面内。在竖板上装置一段弧形电阻。弧形电阻的圆心在 bb 轴上，bb 轴上挂一个带有重锤并能自由旋转的指针。当仪器垂直时，指针端同弧形电阻的一端 d 接触（即电阻为零)，当仪器倾斜时，由于指针上重锤的作用，指针仍然指向原来位置，但竖板 T 转动了一个角度 δ 所以指针 t 与弧形电阻丝 d 端之间的电阻就正比于倾角 δ 于是倾角的变化也转变成电阻的变化。

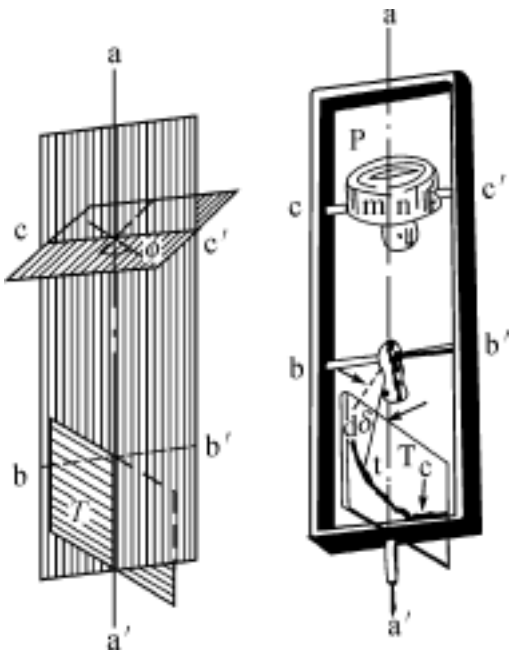


图 13.3　电阻式井斜仪结构原理图

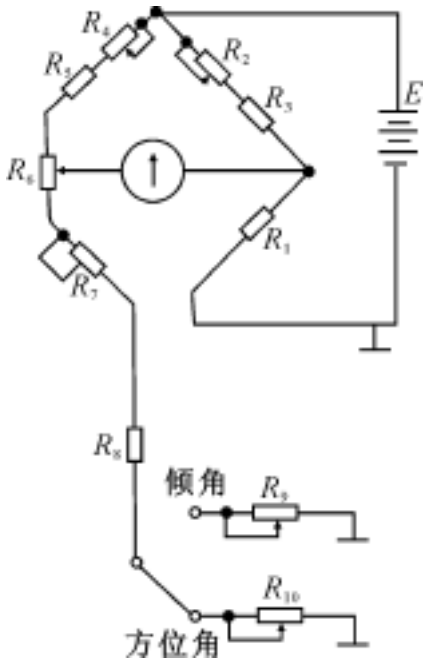


图 13.4　井斜仪电路原理图

R_1、R_2、R_3、R_4、R_5、R_7—电桥电阻；

R_6—方位角与倾角的度盘电阻；

R_8—镇流电阻；　R_9—倾角电阻；

R_{10}—方位角电阻

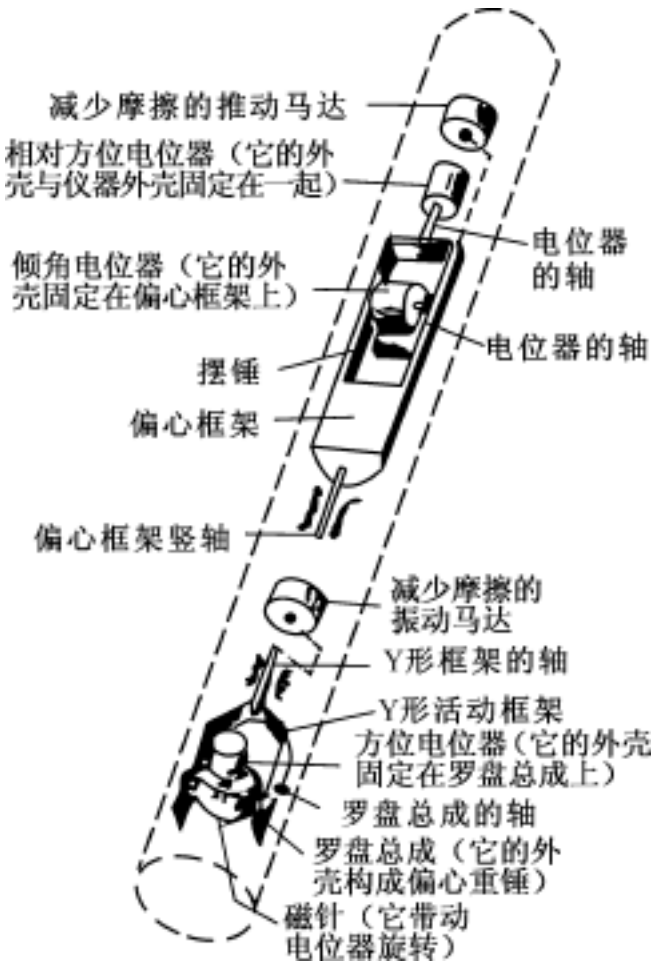


图 13.5　地层倾角测井仪中连续测斜部分的结构原理图

同井径仪类似，电阻的变化可以采用电位器的方式，也可以采用电桥的方式进行测量。图 13.4 是电桥式的井斜仪电路原理图。随电流方向不同，借助继电器可以改变开关位置，分别测量方位角和倾角。

在上述井斜仪中，由于倾角和方位角电位器的活动臂与电阻丝和转动轴之间的摩擦力较大，只能进行点测而不能连续测量。有一种井斜仪如图 13.5 所示，它可以连续的测量井的倾角和方位角。这种井斜仪和上述井斜仪原理是类似的，但后者采用低转矩电位器来代替普通井斜仪中测量方位角用的环形电阻和测量倾角用的弧形电阻。

低转矩电位器与普通电位器相比，具有转动力矩极低的特点。磁针在地磁场中所受到的转动力矩就足以带动低转矩电位器的活动臂旋转。因此，将磁针固定在低转矩电位器的活动臂上而将电位器装在一套相应的悬置机构中，就可以连续测量井斜方位角和倾角。

第三节　地层倾角测井

地层倾角测井是测量与井相交平面的倾斜角和倾斜方位角的一种方法。这些平面可能是地层的层面、层理面、裂缝面、侵蚀面或缝合线。因此，地层倾角测井结果在研究构造变化、沉积特征以及地层沉积间断和角度不整合等方面有着重要作用。为了叙述方便，下面经常把上述平面就称为层面。

一、地层倾角测井原理

地层倾角测井确定地层倾角和倾斜方位角可分为两步，第一步是确定出层面和它相对于钻孔坐标系的倾角和倾斜方位，第二步是考虑钻孔本身的倾斜求出层面相对于水平面的倾角和相对于磁北和地理北的倾斜方位角。

根据不在一条直线上的三个点可以确定一个平面的道理，只要沿井壁不同侧面利用探测器同时测量三条反映地层性质变化的曲线，经过对比就可以确定出同一层面上的三个点。现在使用的仪器有的能测出层面上的三个点，叫三臂式地层倾角仪，有的能测出层面上四个点，叫作四臂式地层倾角仪。

三臂式的仪器有三个互成 120 °的推靠臂，每个推靠臂的极板上安装同样的一组电极系（通常采用分层能力强的微聚焦电阻率电极系）。当仪器在井中移动时，每个推靠臂都

使极板紧贴井壁，并测量出一条连续的反映地层变化的电阻率曲线。利用这三条曲线进行对比，可以建立确定地层层面的三个对比点。

四臂式仪器有四个互成 90°放置的推靠臂。随着下井仪的移动，测量出四条反映井壁变化的电阻率曲线。于是，可以通过四个互成 90°的对比点确定地层层面。四臂式改善了因井壁不规则使三臂式电极系极板与井壁接触不良造成的影响。

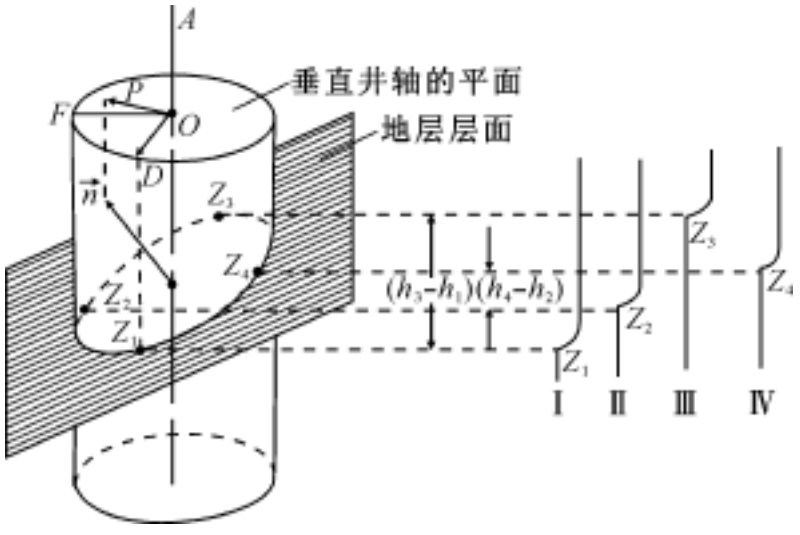


图 13.6　地层倾角测量原理图

如果地层层面与井轴垂直时，则四臂式仪器的四组测量电极的记录点同时通过地层层面，将在同一深度上分别记录出四个特征相同的点。如果地层层面与井轴不垂直（图 13.6），则四组电极系记录点将在不同时间通过地层层面。这时在四条曲线上标志同一层面位置的四个特征点，就不在同一深度上，相互之间有“高程差”（h_3-h_1）、（h_4-h_2）。根据“高程差”可以计算出地层相对于井的倾斜情况，即找出地层层面的法线单位矢量 $\bar{n}$ 相对仪器坐标系 OADF 的三个分量 n_A、n_D、n_F。从图 13.6 可以看出，仪器坐标系是以仪器轴作为垂直轴 A（仪器轴基本与井轴一致），O 点与 I 号推靠臂电极方向的连线为 D 轴，O 点与Ⅱ号推靠臂电极方向的连线为 F 轴，P 是 $\bar{n}$ 在 ODF 平面上的投影。由于钻井本身也往往是倾斜的，所以必须利用已知井斜数据把相对仪器坐标系的三个分量 n_A、n_D、n_F，转换成相对大地坐标系 OVNE 的三个分量 n_V、n_N、n_E。V 是垂直于水平面的坐标轴，N 是水平面上指向磁北方向的坐标轴，E 是水平面上指向正东的坐标轴。显然 $\bar{n}$ 与 V 轴夹角就是地层倾角，$\bar{n}$ 在水平面上的投影 OP 与 N 轴的夹角就是地层倾斜方位角。因此，知道了 $\bar{n}$ 在大地坐标系中的三个分量 n_V、n_N 和 n_E 就可以确定出地层的倾角和倾斜方位角。

仪器中的定位系统（通常都以Ⅰ号臂电极的方向作为定向基准线）是一个能连续测定井斜的装置，可以提供根据“高程差”确定地层倾斜要素时必须附加的一些数据。这些数据包括：Ⅰ号臂电极基准线的方位角 μ 井轴相对Ⅰ号臂电极基准线的方位角 β或叫相对方位角；井斜角 δ 图 13.7 是四臂式地层倾角

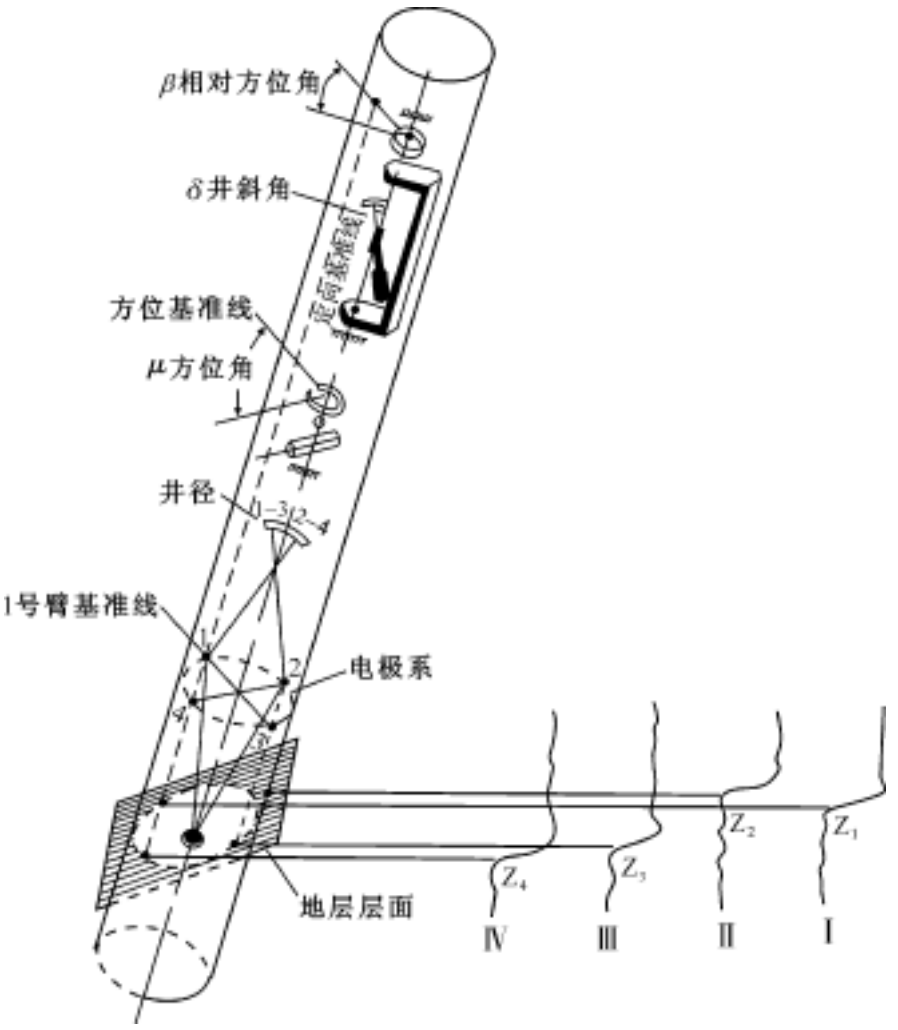


图 13.7　地层倾角测井仪原理示意图

下井仪测量原理示意图。图的下部是地层倾角探测器部分和井径测量部分（四臂式可测量Ⅰ、Ⅲ臂方向和Ⅱ、Ⅳ臂方向两条井径曲线）。图的上部是连续测斜仪部分，其中井斜角 δ和方位角 μ的测量原理在上一节中已经介绍。相对方位角 β的测量是由图中相对方位电位器和偏心框架部分来完成，电位器开口对着Ⅰ号臂基准线方向，偏心框架能自动调节到井的倾向面内，框架的转动带动电位器并改变其阻值。电位器是事先刻度的，这样就可直接测得 β值曲线。

根据各推靠臂上电极系测得的微电阻率曲线对比所确定的“高程差”，以及井斜方位角 μ 相对方位角 β 井斜角 δ和井径 d_1、d_2，经过运算即可得到地层倾角和倾斜方位角数据。

二、地层倾角测井数据处理和成果表示

地层倾角测井数据处理的第一个主要内容是确定层面，其次是确定层面相对于仪器坐标系的倾角与倾斜方位角，最后转换到大地坐标系的倾角和倾斜方位角。

1. 层面的确定

层面是根据各极板测得的微电阻率曲线对比确定。早期的对比工作是用手工或半手工方式进行，目前已被计算机处理所代替。已经广泛应用的自动对比方法有两种，一种是互相关对比法，一种是模式识别法。

(1) 互相关对比法：对比时，把一条电阻率曲线上的一段固定，依次选择第二条电阻率曲线上相同长度的一段与它对比，求出第二条曲线在不同位置时两条曲线的相关系数，并找出相关系数最大时的位置。这时，两条曲线段的深度差，即为所求的“高程差”。

相关系数 r 的表示式为

$$r = \frac{\sum_{i=1}^{s}(a_i - a)(b_i - b)}{\sqrt{\left[\sum_{i=1}^{s}(a_i - a)^2\right]\left[\sum_{i=1}^{s}(b_i - b)^2\right]}} \qquad (13.2)$$

式中：a_i 为第一条曲线上对比区间中第 i 个采样点读数；b_i 为第二条曲线上对比区间中第 i 个采样点读数；s 为对比区间的采样点数；a 和 b 分别为第一条和第二条曲线对比区间各采样点读数的平均值。从式中可以看出，$0 \leq r \leq 1$。当 r 等于或接近于 1 时，说明两曲线段的对比结果最好，此时两条曲线上对比区间的高程差，即为所求的高程差。

进行互相关对比时，需要选定几个参数。

a. 对比长度，也叫“窗宽”，指每一次对比时所选用的深度间隔，一般在 0.5～10m 之间。当我们着眼于研究地层的细节，如沉积特征时，则取较小的值（通常不超过 1m），若着眼于研究区域性的构造变化，则取较大的值（通常在 3～10m 之间）。

b. 探索间隔，是指每一次对比过程中对比区间在第二条曲线上移动的范围。一般由预计的最大地层倾角和井径确定。

c. 步长，指某一对比区间的对比结束后，向下一个对比区间移动的距离，通常以对比长度的百分数表示。为使相邻两个对比长度有一段重复，一般取 50%，即相邻两对比度有 50% 的重叠。

互相关对比结果的可靠性需要鉴别，并将不可靠的结果抛弃。从理论上说，沿着井壁测得的四条对比曲线，除了深度之外，应该是相同的，而实际上总会存在一些差异，只要这个差异不大，相关系数不小于某一个极限值，对比结果还是可靠的。当相关系数小于这个规定的界限，则认为结果是错误的，应将其舍弃。产生错误的原因是多方面的，例如仪器故障、测量过程中井下仪器遇卡和跳动、井径不规则使某一极板与井壁接触不良，以及记录仪有毛病等。

(2) 模式识别法：模式识别法近似于人用肉眼对比的方法。首先，把曲线按形状特征类型（如峰、谷、台阶等）划分为一系列单元，每一个特征单元可以由它的边界和一个模式矢量 V_i 描述。定义模式矢量的参数，随单元类型不同而不同。然后根据大、中、小三种尺度对各类单元进行排队。对比时从大尺度的单元开始，在给定的搜索范围内从其他曲线上寻找出与基准曲线相同尺度的同类型单元进行相似性分析。以相似距离作为相似系数时，

$$Y = \sum [V(e)_i - V(e')_i]^2 \tag{13.3}$$

式中：e 和 e′是两条曲线上的两个同类单元；V_i 为模式矢量值。对相同类型的所有单元计算 Y 值。相似系数 Y 愈小，两单元愈相似。一旦两单元的相似性已经确定，以后的单元对比就不能与其交叉。如图 13.8 中 e_5 和 e'_5 的相似性在 e_4 对比之前已经确定，e_4 就不能和 e'_5 或 e'_6 进行对比。

两个单元的对比关系确定之后，两个单元的“高程差”也就可以得到了。

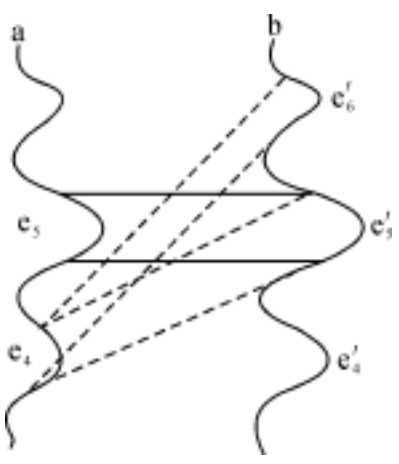


图 13.8 不能进行交叉对比

对于四臂地层倾角测井仪，一个层面总共有六个“高程差”—h_{12}、h_{13}、h_{14}、h_{23}、h_{24} 和 h_{34}。只要四个极板上的电极系保持在同一平面上，并且在观测井段内仪器没有旋转，六个“高程差”中只有正交方向上的两个“高程差” h_{13} 和 h_{24}，是独立的。各“高程差”的关系可以表示成

$$h_{12} = -h_{34} = \frac{h_{13} - h_{24}}{2} \tag{13.4}$$

$$h_{14} = h_{23} = \frac{h_{13} + h_{24}}{2} \tag{13.5}$$

2. 倾角和倾斜方位角的确定

根据“高程差”和井径，首先可以算出在仪器坐标系（仪器与井轴是一致的，也可以叫做井眼坐标系）中地层的倾角和倾斜方位角，然后变换到大地坐标系的倾角和倾斜方位角。

(1) 确定层面在仪器坐标系中的状态：知道了“高程差”和井径，不难按下式计算出层面法向矢量 $\bar{n}$ 在仪器坐标系 OADF 中的三个分量

$$n_A = \frac{d_{13}d_{24}}{s} \tag{13.6}$$

$$n_D = \frac{d_{24}h_{13}}{s} \tag{13.7}$$

$$n_F = \frac{d_{13}h_{24}}{s} \tag{13.8}$$

式中

$$s = (d_{13}^2 h_{24}^2 + d_{24}^2 h_{13}^2 + d_{13}^2 d_{24}^2)^{\frac{1}{2}} \tag{13.9}$$

(2) 大地坐标系中层面倾角和倾斜方位的确定: 层面在仪器坐标系中单位矢量的分量值, 可以通过坐标轴的旋转变换到大地坐标系中的单位矢量分量。图 13.9 是仪器坐标系和大地坐标系的关系图。图中 OAFD (或 OAⅡⅠ, Ⅱ和Ⅰ分别为 2 号极板和 1 号极板的位置) 为仪器坐标系, $\overline{OE}\overline{NV}$为大地坐标系, Q 为与仪器轴垂直的平面, L 为大地水平面, M 为井的倾斜面 ($\overline{OA}$和$\overline{OV}$都在这个面内), PP 为 Q 与 L 两面的交线, BB 为 M 与 L 平面的交线, UU 为 M 与 Q 面的交线。第一次旋转是以 OA 为轴逆时针转 β角 (相对方位角), 使 1 号臂转到井斜面 M 上, 这时单位矢量的各分量为

$$\left.\begin{aligned} n_A &= n_A \\ n'_p &= n_F \cos\beta + n_D \sin\beta \\ n_u &= -n_F \sin\beta + n_D \cos\beta \end{aligned}\right\} \tag{13.10}$$

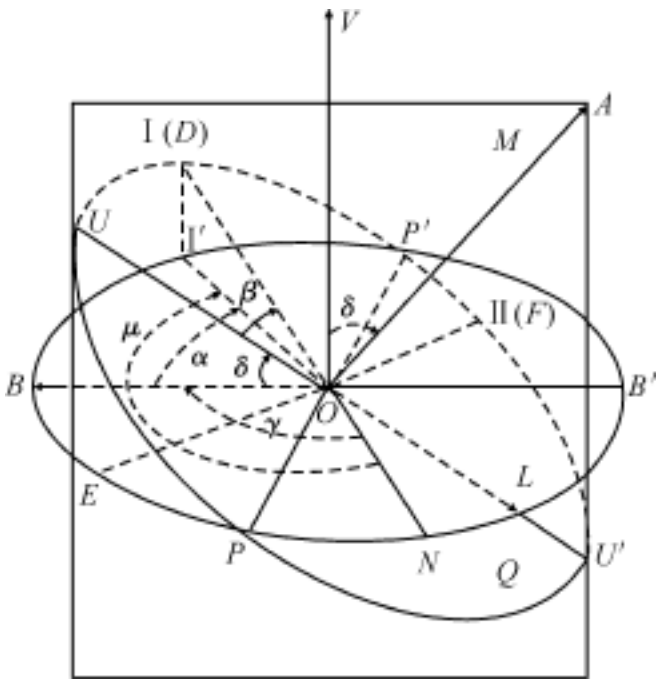


图 13.9 仪器坐标系 OFDA 与大地坐标系 OENV 的关系图

第二次旋转是以 PP 为轴转一个 δ角, 使 OA 轴与 OV 轴重合, OU 与 OB 重合。此时单位矢量的各分量为

$$\left.\begin{aligned} n_B &= n_U \cos\delta - n_A \sin\delta \\ n_V &= n_U \sin\delta + n_A \cos\delta \\ n'_P &= n'_P \end{aligned}\right\} \tag{13.11}$$

第三次旋转是以 OV 为轴逆时针转动一个 γ 角, OB 与 ON 重合. 这时, 得到单位矢量 $\bar{n}$ 在大地坐标系的三个分量

$$\left.\begin{aligned} n_E &= n'_p \cos\gamma + n_B \sin\gamma \\ n_N &= -n'_p \sin\gamma + n_B \cos\gamma \\ n_V &= n_V \end{aligned}\right\} \tag{13.12}$$

从图 13.7 知道, 地层倾角测井仪直接测得的角度为 β、δ和 μ。第三次旋转的 γ角, 可以由 1 号极板方位角 μ根据下式间接求得,

$$\gamma = \mu - \alpha \tag{13.13}$$

式中 α角为 β角为水平面上的投影, 它和 β角的关系为

$$\operatorname{tg}\alpha = \frac{\sin\beta}{\cos\delta\cos\beta} \tag{13.14}$$

根据层面单位矢量 $\bar{n}$ 在大地坐标系中的三个分量, 便可很容易地求出层面的倾角 θ和倾斜方位角 φ。因为根据定义 θ是 $\bar{n}$ 与 OV 轴的夹角, φ是 $\bar{n}$ 在水平面上投影与 ON 轴的夹角, 所以

$$\left.\begin{aligned} n_V &= \cos\theta \\ n_N &= \sin\theta\cos\phi \\ n_E &= \sin\theta\sin\phi \end{aligned}\right\} \tag{13.15}$$

于是

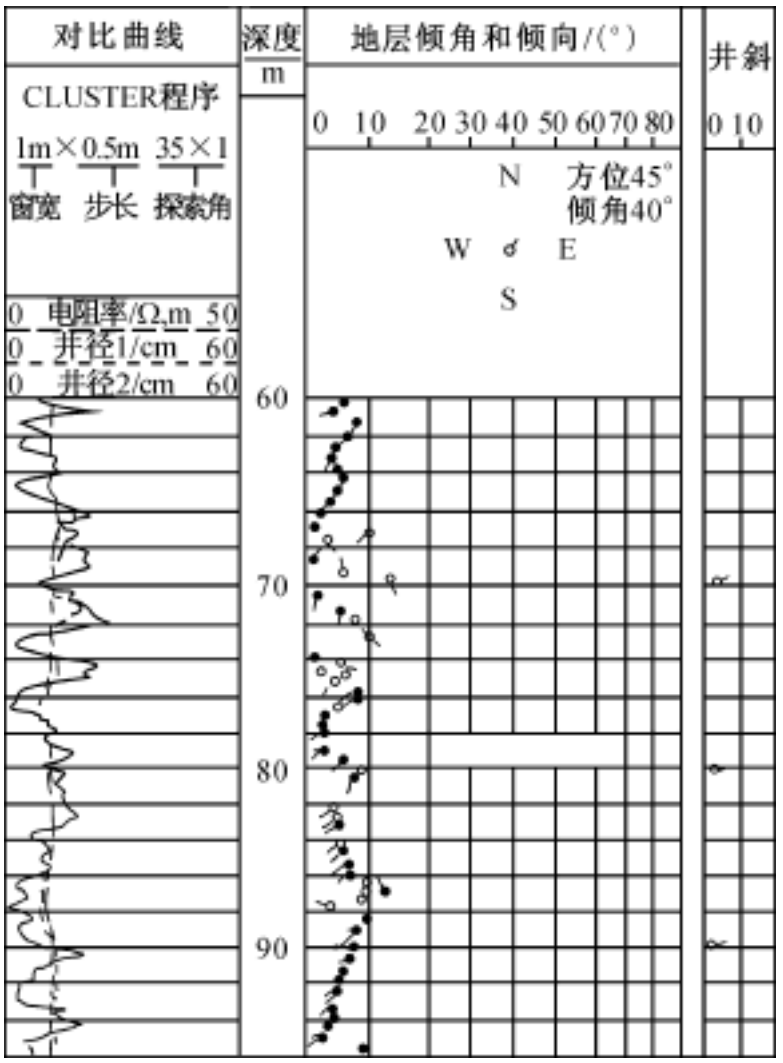


图 13.10　地层倾角图

$$\left.\begin{aligned}\theta &= \mathrm{tg}^{-1}\frac{\sqrt{n_E^2 + n_V^2}}{n_V}\\ \phi &= \mathrm{tg}^{-1}\frac{n_E}{n_N}\end{aligned}\right\} \qquad (13.16)$$

3. 地层倾角测井成果显示

计算得到的地层倾角数据，可以打印成表格和显示成各种图形。打印的地层倾角测井数据表中包括：深度、地层倾角、地层倾斜方向、测点质量等级和钻孔的倾角及方位角等内容。

有许多种形式显示地层倾角的成果图，其中最基本的成果图是矢量图（图 13.10）。矢量图是将测量结果按深度以矢量箭头或“蝌蚪”形式表示，图中箭头点或蝌蚪点的位置表示深度和倾角，箭头或蝌蚪尾部的方向表示倾斜方位，在矢量图中有时还附有井斜、井径和电阻率曲线以便于对比分析。

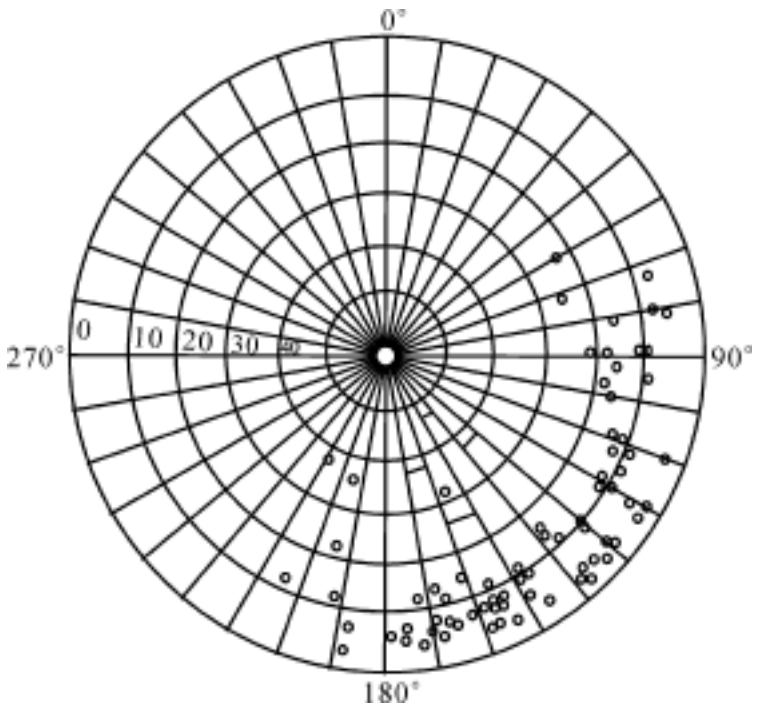


图 13.11　方位频率和极坐标图

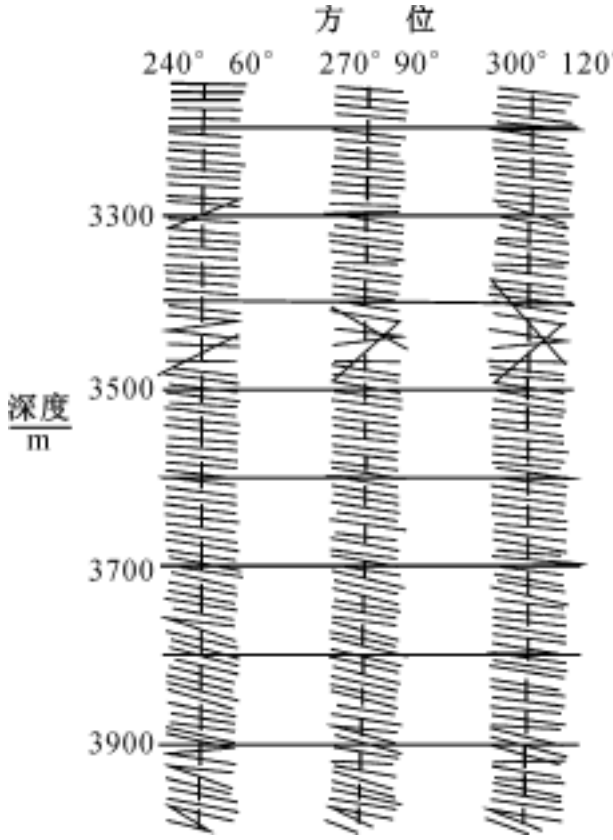


图 13.12　棒状图

矢量图与其他图形配合使用时，更有利于地层倾角测井成果解释和研究特殊地质问题。下面介绍几种常用的其他图形。

极坐标图（施密特图），是一个有刻度的面圆（图 13.11）。辐射线表示方位刻度（0°～360°），同心圆表示倾角刻度，最外圈为 0°，圆心是 90°。这样可使小倾角显示清楚。

把某一井段上表示各层位倾角和倾向的点画在这个极坐标图上，可以根据点子分布情况看出整个层段的倾斜趋势和平均倾角。

方位频率图：是在极坐标图基础上，表示出每 10 °方位角范围内方位分布频率。这是一种统计表示法，圆心点表示频率为零，径向长度与相邻两条射线间的扇形面积中出现的点数成正比。方位频率和极坐标图有时画在一起（图 13.11）。方位频率图有助于推断沉积类型和沉积特征。

棒状图：图中（图 13.12）纵轴方向表示深度，不同深度上的短线指示在某一选定剖面线方向上的视倾角。这种图适用于地震剖面和地层倾角成果对比及井间地层对比。

三、地层倾角测井结果的应用

地层倾角资料在研究地质构造和沉积环境等方面有着极其广泛的用途，也为石油地质综合研究提供了重要数据。为了获得对各种地质问题的正确答案，在应用地层倾角资料时，必须注意参考有关地质、物探和其他测井资料，结合各种地层倾角图上的特征，进行细致的综合分析。

下面列举几种简单情况说明地层倾角测井在地质研究中的应用。

1. 确定区域构造倾角和进行地层对比

在地层倾角矢量图上，多数情况都可以辨认出区域构造倾角和局部构造倾角。前者角度比较小，而且方向比较稳定，分布范围广，后者角度比较大，而且方向变化较大。因此，区域构造倾角可以根据整个剖面的倾斜趋势加以确定，或者根据泥岩段的倾斜趋势来判断。

如果在矢量图上确定区域构造倾角有困难时，可以进一步做施密特图。只要计算了足够长的井段，倾向就会比较明显地显示出来。

区域构造倾角可以作为地层对比的良好标志，特别是当对比标志层不明显而无法连接对比线时，有了区域地层倾角资料就可能十分容易的解决这个问题。利用区域构造倾角对比时，要将区域构造倾角转换成沿对比剖面线方向的视倾角。换算的公式为

$$\operatorname{tg}\gamma = E\operatorname{tg}\Theta\cos\beta \qquad (13.17)$$

式中：γ为剖面线方向上的地层视倾角；Θ为地层真倾角；β为地层倾斜方位线与剖面线夹角；E 为深度比例尺和水平比例尺之比。

2. 研究和确定各种构造变形及沉积类型

地层倾角测井可以研究、确定各种构造变形，如断层、褶皱和岩体侵入引起的褶曲，以及不同的沉积类型，如沙坝、礁块、三角洲、交错层沉积层和反映沉积间断的不整合等。地层倾角测井资料判别和分析各种构造变形和沉积类型是根据它们生成的地质特征和所造成的构造产状要素，或地质体本身及其周围岩层产状要素的不同特点，在地层倾角矢量图上具有相应的不同显示特征。由于各种构造和沉积地质体类型很多，而且对于同一种构造或沉积类型，随着钻井穿过的位置不同，图形特征也不一样。这里只举出几个典型例子，用来说明利用地层倾角测井解决这些问题的可能性，更详细和系统的论述请参考有关著作。

(1) 确定断层：断层是一种构造变形，由于断块的相对运动，在断层面附近常引起地层产状变异。因此。断层在地层倾角矢量图上反映出倾角畸变。分析倾角畸变特征，可以确定断层位置和性质。但是，断层的类型及断距需要通过地层对比了解层序的重复或缺失，或其他地区性的地质资料来确定。图 13.13a 是一种正断层，它的地质特征是断层下降盘具有滚动现象，断层面倾向与地层倾向一致。反映在地层倾角矢量图上的特点是在断层面处显示倾角极大值。

(2) 确定不整合：地层倾角测井确定不整合是根据上覆地层与老地层产状的差异和不规则的剥蚀面，在矢量图上有特殊的显示。不整合在矢量图上显示倾角和方位分布趋势突然变化，或者从杂乱的分布变成很有规律的排列，有时在不整合面下出现高倾角。图 13.13b 是不整合的一种图形显示。如根据矢量图判断不整合有困难，可以通过地层对比或结合地质资料综合分析确定。

(3) 探测盐丘构造：图 13.13c 是盐丘构造剖面图。由于盐丘的侵入，引起周围地层明显变形，靠近盐丘翼部的地层倾斜角度增大。当钻井从盐丘突起的侧翼穿过时，地层倾角矢量倾向呈大体一致地分布，在靠近突起的部位倾角最大。如果钻井穿过盐丘体，在盐丘体内倾角矢量分布是无规则的。

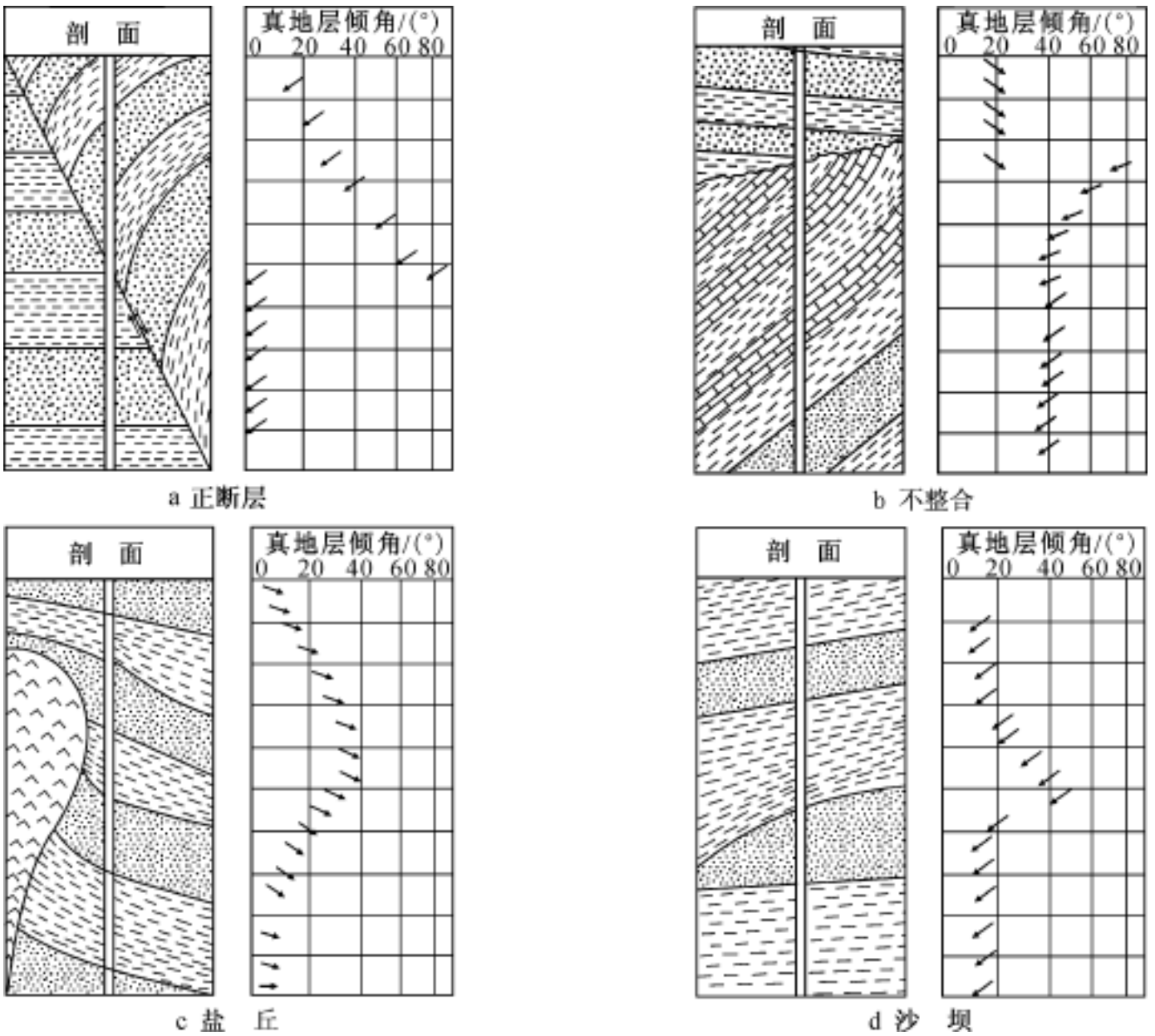
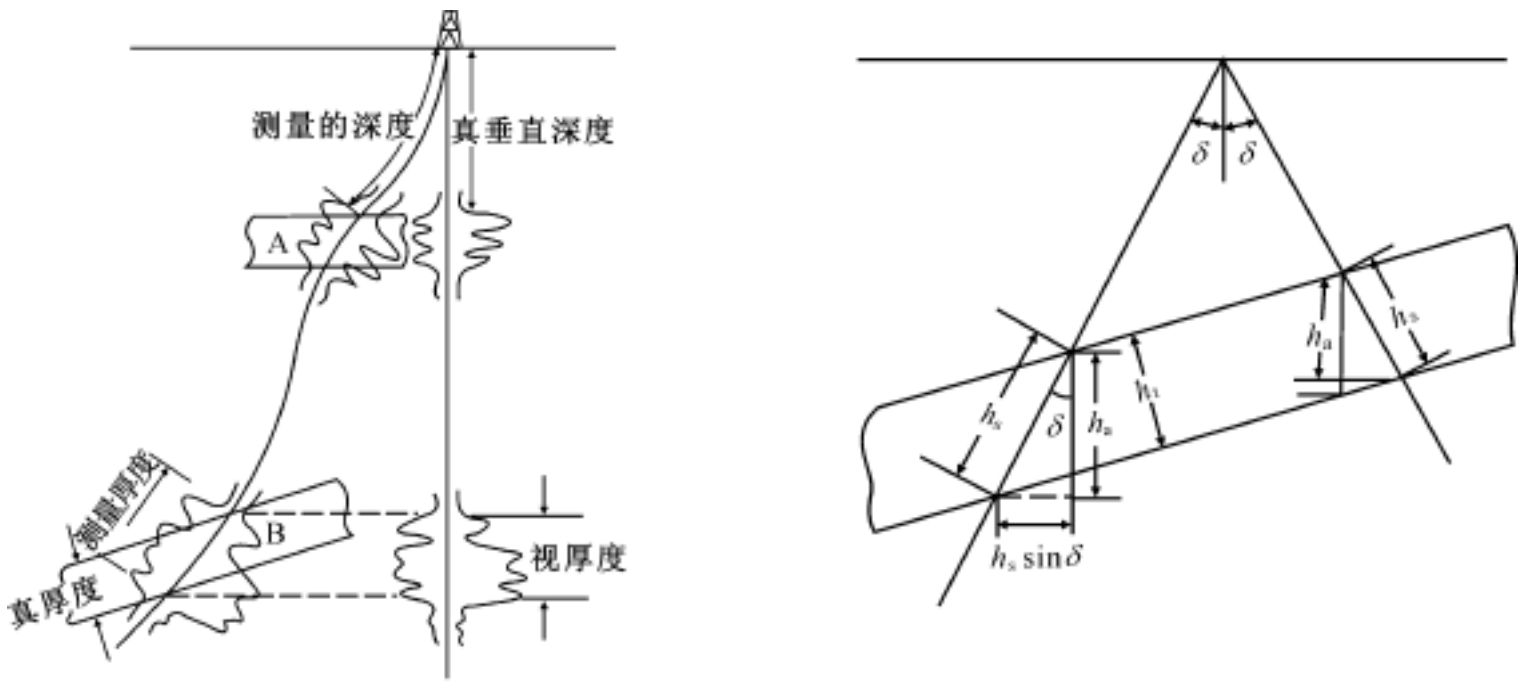


图 13.13 几种典型构造与沉积类型的地层倾角测井显示

(4) 识别沙坝：图 13.13d 是滨海沙坝地质剖面图。滨海沙坝是在滨海区由于海浪和潮汐作用形成的向上凸起的砂岩体。岩体走向大致平行海岸线。上覆沉积地层因受沙坝凸起控制，在靠近坝体翼部倾角随深度增加而增大。砂岩体内砂粒排列具有明显的方向性(一般指非球形的沙粒)，因此在矢量图上砂岩体内矢量排列有规律。

3. 确定岩层真厚度

绘制构造图和进行地层对比时，需要知道地层的垂直深度和真厚度。在斜井中，直接得不到这些数据，需要根据地层倾角资料把斜井数据转变成垂直井的情况(图 13.14a)。垂直深度等于测量深度与井斜角余弦的乘积。当地层倾斜时，地层真厚度可按下式计算(图 13.14b)。



a 将斜井测井曲线转换成垂直井测井曲线　　b 根据测量的视厚度计算地层真厚度

图 13.14　根据测井曲线确定岩层真厚度的原理示意图

$$h_a = h_s\cos\delta \pm h_s\sin\delta \cdot \mathrm{tg}\theta$$
$$= h_s[\cos\delta \pm \sin\delta \cdot \mathrm{tg}\Theta \cdot \cos(D - A)] \qquad (13.18)$$

若　$90° < (D - A) < 270°$　取正号

　　$90° > (D - A) > 270°$　取负号

$$h_t = h_a\cos\Theta \qquad (13.19)$$

式中：h_s 为斜井中地层测量厚度；h_a 是把 h_s 转变成为垂直井中的视厚度；h_t 为地层真厚度；δ是井斜角；Θ是地层倾角；D 是井斜方位角；θ为地层在井斜方向上的视倾角；A 为地层倾斜方位角。

4. 绘制构造图

利用地层倾角资料可以绘制构造平面图和垂直剖面图。根据几口井的地层倾角资料，按地质制图外推法，可以画出这几口井所在地区的构造图。如果把地层倾角资料和地震勘探资料结合起来。可以得到更好的结果。

沿井剖面的地层倾角测得很仔细，所以对于绘制垂直剖面图是很合适的。作图时，应把地层倾角值换算成剖面上的分量值。

第四节　热　测　井

测量钻井内温度随深度变化的方法称为热测井或井温测井。热测井方法出现较早，它包括测量地温梯度和局部地层自然热异常，以及各种人工局部热异常等许多方面。它的一些应用，如检查水泥固井质量、检查压裂效果等，已经被一些新的测井方法所代替，但是在寻找具有热异常效应的有用资源——天然气层、天然热水层，以及研究地温梯度和解决油田生产方面的某些问题时，热测井有着广泛的用途。按热源性质热测井分为两类，一类称为自然热场法，它研究自然地热分布和地层局部热异常，第二类为研究人工热源的人工热场法。

一、岩石的热学性质

表征岩石热学性质的主要参数有热导率（λ）、热阻率（ξ）、比热（c）及导温系数（α）等。热导率 λ的单位是瓦特每米开尔文［W/m·K］，即表面积为 $1m^2$，厚度为 1m，两侧温度差为 1K 的壁，在单位时间内所传导的热量（W）。热导率的倒数称热阻率 ξ 岩石的热阻率与岩石密度、温度、渗透率和岩石中所含液体性质等均有关系。ξ与岩石密度 ρ的关系，有如下经验公式

$$\xi = 13\rho^{-3.1} \qquad (13.20)$$

由此式可以看出，岩石愈致密它的热阻率愈小。水是导热性能良好的介质，因此岩石的热阻率随湿度的增加而减小。ξ与岩石中所含水份 W（以体积百分数表示）有如下关系式

$$\xi = \xi_0 e^{-0.08W} \qquad (13.21)$$

式中 ξ_0 为岩石不含水时的热阻率。岩石渗透性好坏将影响孔隙中水的流动能力，当岩石渗透性不好时 ξ值将增大。石油和天然气的热阻率比水高，因此当岩石孔隙中的水被石油或天然气代替时，热阻率值增大。岩石的热阻率不是各向同性的，垂直层面方向的热阻率最大。不同的岩石热阻率不同，但一般沉积岩热阻率变化不大，煤和金属矿有较特殊的 ξ值。

比热的单位为焦耳每千克开［J/kg·K］。岩石比热随岩石含水量增加而增大，一般沉积岩比其他岩石有较高的比热，其数值介于 0.8～1.0×10^3 J/kg·K 之间。岩石的导温系数也叫热扩散率，它和岩石的热导率 λ、比热容 c 及密度 ρ有关。

$$\alpha = \frac{\lambda}{c\rho} = \frac{1}{\xi c\rho} \quad (m^2/h) \qquad (13.22)$$

表 13.1 列出几种常见岩石和矿物的热导率、热阻率、比热容和导温系数。

二、自然热场法

除地层局部热异常和受太阳辐射影响的地表层（10～30m）之外，地壳的自然热场主要是由地球内部热源产生的。地球内部热源是由多种因素形成，目前说法不一，其中放射性衰变产生的热能起着重要作用。地球深部热能通过岩石的热传导、液体的热对流、构造

表 13.1　几种常见岩石与矿物的热学参数

岩石或矿物名称	观测温度 t ℃	热导率 λ ($W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$)	热阻率 ξ ($m \cdot K \cdot W^{-1}$)	比热容 c ($10^3 J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$)	导温度系数 α ($10^{-3} m^2 \cdot h^{-1}$)	密度 ρ ($kg \cdot m^{-3}$)
粘　土	17	1.512	0.661	0.754	-3.5	1510～2810
页　岩	0	1.547～2.168	0.646～0.457	0.77	-3.5	2000～2860
白云岩	-	0.349～1.077	2.865～0.929	-	3.1	-
多孔石灰岩	30	2.168	0.457	9.378	1.8～4.33	2120～2360
泥灰岩	17	0.921～2.168	1.686～0.457	-	-	-
致密砂岩	-	1.279～3.024	0.782～0.331	0.837	5.0	2600
无烟煤	-	0.209～0.279	4.785～3.584	-	-	1300～1400
铁	-	5.815	0.172	0.544	4.9	7870
石　膏	-	0.407～0.756	2.457～1.323	1.151	1.1	2130
水	20	0.585	1.709	4.178	0.55	998
石　油	-	0.14	7.143	2.09	0.25～0.31	790～960
干　沙	-	0.349	2.865	0.8	0.72	-

运动和火山活动等，不断地向地球表面方向传输。通过热传导作用从热源向地球表面传输的热量用热流量表示。单位时间流过单位面积的热流量，也叫热流密度。温度随深度的变化规律用地温梯度表示，它的定义是每单位深度内温度变化的数值。对于无限均匀各向同性的介质，大地热流密度可用下式表示

$$q = -\lambda \mathrm{grad} t \tag{13.23}$$

式中：t 表示温度；λ是热导率，均匀各向同性介质的热导率是常数。热流密度 q 是一向量，其方向永远垂直于等温面。

假如热传导只是沿垂直地面的 Z 方向进行（并令 Z 轴朝上为正方向），那么（13.23）式可改写成

$$q = -\lambda \frac{dt}{dz} \tag{13.24}$$

对（13.24）式积分

$$t = -\frac{q}{\lambda} z + c \tag{13.25}$$

根据边界条件，当 $z = 0$ 时，$t = t_n$（热源与上覆介质接触面温度），则 $c = t_n$

$$t = t_n - \frac{q}{\lambda} z \tag{13.26}$$

如果介质是均匀水平层状分布，而且每层的热阻率不同，这时地温沿 Z 轴方向的分布由下式表示

$$t = t_n - q \sum_{i=1}^{n} \xi \Delta z_i \tag{13.27}$$

式中：ξ 为第 i 层介质的热阻率；Δz_i 为第 i 层介质厚度。如果将坐标系的原点改在地表层受太阳辐射影响的下限位置，而且令 Z 轴向下的方向为正方向，则（13.27）式可改写成

$$t = t_0 + q\sum_{i=1}^{n} \xi \Delta z_i \qquad (13.28)$$

式中 t_0 为地表层（受太阳辐射影响部分）的平均温度。按（13.28）式可画成图 13.15 右侧所示的曲线，曲线的斜率反映不同热阻率地层的地温梯度

$$\mathrm{tg}\beta = \frac{dt}{dz}$$

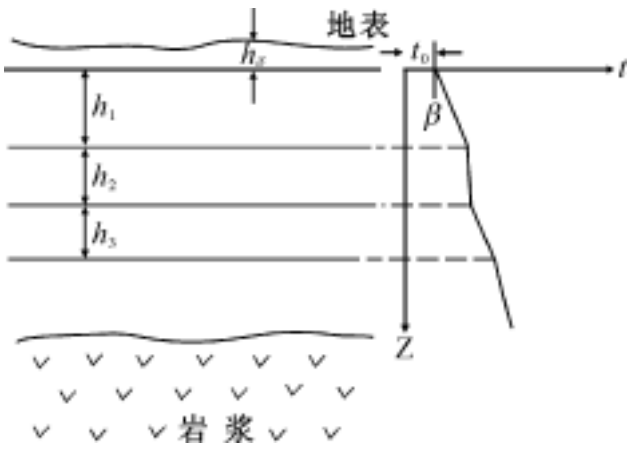


图 13.15　水平层状地层的地温变化曲线

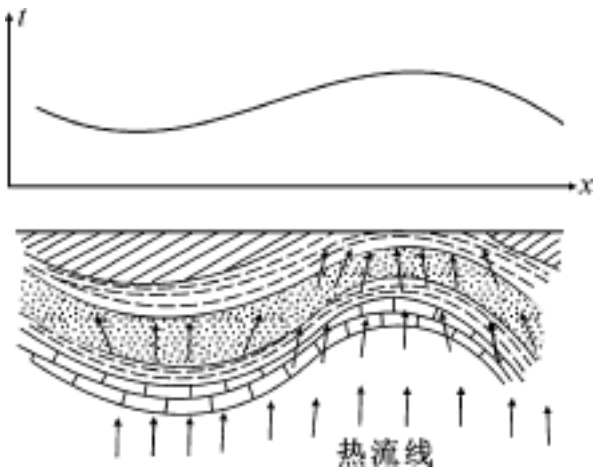


图 13.16　背斜和向斜区的热流分布及等温面形状

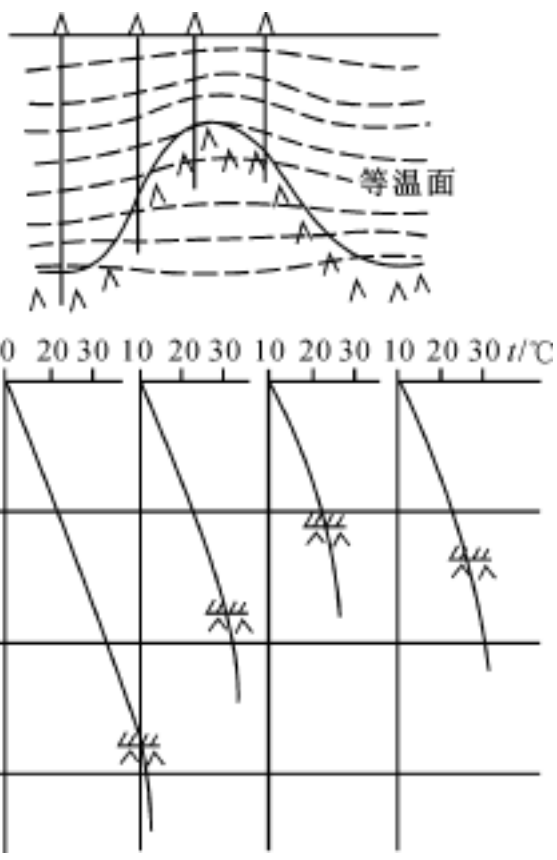


图 13.17　盐丘构造上的热场分布及地温梯度曲线

以上的讨论是假设上覆地层中没有热源存在，所以热流密度沿 Z 轴为一常数。对于均匀水平层状地层的情况，等温面为平行地层面的平面。

当地层不是水平层状的情况，如存在盐丘和侵入体时，则热流密度和温度变化的特性将比较复杂。这时，热量的传递不仅仅发生在垂直方向上，而且在水平方向也会发生。等温面不再是一水平面而是一曲面。曲面的形状和侵入体或盐丘的表面形状有关。图 13.16 是在背斜和向斜区的热流分布及等温面形状。图 13.17 是盐丘上的热场分布及地温梯度曲线。

当所研究剖面的岩层热流密度不变或变化很小时，根据测量地温梯度的变化可以判断岩层热阻率的变化，从而推断岩性。当岩层的热阻率已知时，根据地温梯度的变化可以指示出热流密度的变化。热流密度 q 值的研究，对于自然热场的测井理论和实际工作都有重要意义，它不仅和岩石热学性质、放射性元素含量有关，而且与不同的构造运动时期有关，构造运动时期古老（如加里东期）的褶皱区和结晶基底远比后期形成的新褶皱区的 q 值为小。因此，根据热流密度资料可以确定钻井深度范围内地热分布特点及剖面的地质构造特点。

在进行区域自然热场测量时，泥浆与地层之间的温度必须已经达到平衡状态，否则在井内泥浆中测得的温度变化，将不反映岩层的自然温度，一般要求在泥浆静止 15～20 昼

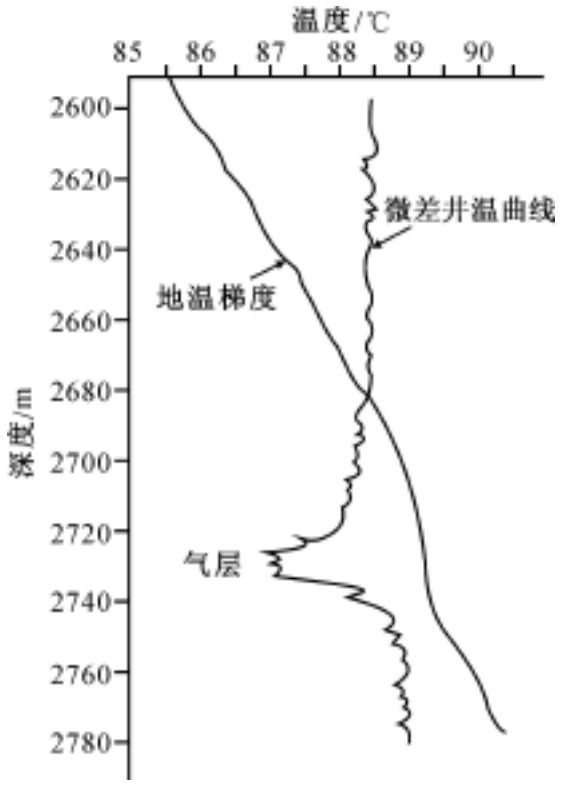


图 13.18　含气层井温曲线实例

夜之后才能进行温度测量。

自然热场法除研究区域性大地热场外，还研究局部自然热场。局部自然热场是由于某些矿物氧化，或者当钻穿某些岩层时，岩层的物理状态发生变化引起吸热或放热现象而产生的。在气层、煤层和硫化矿体中往往存在局部自然热场。局部热异常是叠加在总的地温变化之上的。

研究含气层的局部热场可以划分出气层，当钻井钻开气层时，高压气体进入井内，气体就发生膨胀吸热作用，使气层附近温度降低。因此，在进行热测井时，气层在井温曲线上出现温度降低趋势。降低的幅度与地层厚度、地层与泥浆的压力差、岩石导热系数、该气层与下部气层析出的气体量之间的比例关系等有关。图 13.18 为含气层井温曲线实例。

三、人工热场法

井内的人工热场可以通过向井内注入与周围岩层温度不同的液体而产生。当泥浆温度与其周围岩层温度不同时，井与岩层将发生热交换，岩层的导热性不同，热交换的速度也不同，所以不同岩层处的井内液体温度将不同。当泥浆温度高于地层温度时，对着低热阻率的岩层，温度降低较快，井温曲线将出现温度降低的异常；当泥浆温度低于地层温度时，对着低热阻率的岩层将出现温度增高的异常。一般情况下，在井的浅部泥浆温度高于地层温度，在深部泥浆温度低于地层温度。在井中一定存在这样一点，即泥浆温度与地层温度相同的点，这一点称为平衡点，如图 13.19 的 A 点。处于平衡点上部和下部的同一种岩层，将有不同的热异常显示。因此，在解释之前必须先知道平衡点的位置，平衡点位置可利用井温曲线与这一区域的地温曲线相比较来确定，或者在井中进行多次井温测量，多条井温曲线的交点就是平衡点。利用井内液体的人工热场法，可以确定涌水层位和漏水层位。

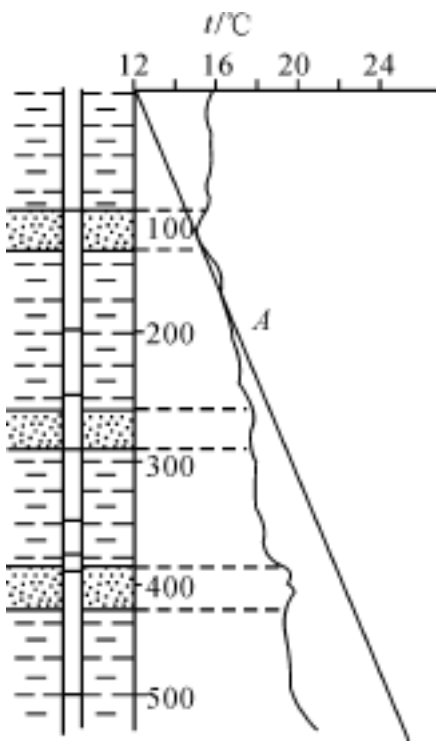


图 13.19　向井内注入与周围岩层温度不同的液体后的井温曲线

除了泥浆与地层温度差异可形成人工热场外，固井水泥凝固时也可造成局部人工热场，使井温曲线出现比正常地温明显增高的异常。过去曾利用这一效应检查固井质量和水泥面的回返高度，但目前已被声波测井所取代。

人工热场强度是随时间变化的，不同的时间进行测量得到的井温曲线不同。因此，根据人工热场产生的不同条件和要解决的问题，应当用试验的方法选择最佳测量时间，以便使温度曲线反映最清晰。

第十四章　钻井地球物理资料综合解释原理与方法

在石油勘探中，测井资料解释的主要任务是对钻井剖面进行岩性划分和对储集层的储集性及含油性做出评价。由于地质情况的千变万化以及解释任务的多重性，在解释测井资料时必须综合多方面的资料，才能克服主观、片面性，做出切合实际的结论。

在一个新的地区，究竟需要综合哪些资料，需要经过反复实践才能认识。有些问题甚至用现有的方法还不能解决，需要研究和发展新方法。随着新技术新方法的不断出现以及勘探范围的不断扩大，综合方法的内容也在不断发生变化。

对测井资料的综合解释，不单纯要对各种测井资料进行合理的综合，而且还要求能够充分考虑和运用地质、钻井、试油和实验室分析化验等资料。

石油和天然气是储存在储集层中，因此测井解释的主要对象是储集层。在讨论测井资料综合解释原理和方法之前，我们先简单说明一下储集层的性质。

第一节　油气储集层的性质

从不同的研究侧面出发，储集层可以用它的岩性、储集性、含油性和物理性质，即所谓“四性”来说明。因为储集层的四性是同一事物的不同侧面，所以它们之间存在着一定的客观联系。人们研究“四性”的目的，主要是想得到关于岩性、储集性、含油性的资料。但是直接研究这三性有许多困难，一是不能大量取岩心，二是取出的岩心已经改变了自然状态，三是岩心所反映的空间很有限。测井资料综合解释的目的，就是通过研究由测井获得的反映岩石各种物理性质的物理参数，间接地了解地层的其他三性。可以看出，“四性”关系的研究程度直接决定了测井工作能解决地质问题的程度。

一、储集层的岩性

根据目前世界上油气藏的岩性分布情况，储集层可以分为以下三类:

1. 碎屑岩储集层

碎屑岩储集层是指岩性为砾岩、砂岩、粉砂岩等的储集层。目前，世界上大约有40%的油气储量存在于这一类储集层中，这类储集层在我国中、新生代的含油气盆地中有泛分布。

碎屑岩是由矿物碎屑、岩石碎屑和胶结物结合而成。最常见的矿物碎屑为石英、长石和云母。岩石碎屑由母岩的类型决定。胶结物有泥质、灰质、硅质和铁质等四种。碎屑岩

的粒度分级如表 14.1 所示。根据各粒级颗粒的含量定出岩石名称。颗粒质量分数超过一半时，定为主名。颗粒质量分数在 10% ～25% 时，称“含”，在 25% ～50% 时称“质”，定名时，“含”列于“质”之前。因为碎屑的成分对储集性质有一定的影响，所以碎屑岩名时，有时把主要碎屑成分加上，例如长石砂岩和石英砂岩等。

表 14.1　碎屑岩的粒度分级

岩石名称	结构		颗粒直径/mm
砾岩	砾	巨	>1000
		粗	1000～100
		中	100～10
		细	10～1
砂岩	砂	粗	1～0.5
		中	0.5～0.25
		细	0.25～0.1
粉砂岩	粉砂	粗	0.1～0.05
		细	0.05～0.01
粘土			<0.01

碎屑岩的胶结成分、数量及胶结形式，对岩石储集性有很大影响。胶结物含量多时(25% ～50%)，也参加岩石定名。例如，砂岩中钙质胶结物含量达 25% ～50% 时，叫钙砂岩。

碎屑岩是由母岩经风化、机械搬运、沉积和成岩作用而形成，因此其成分、粒度和颗粒形状，取决于风化过程中的稳定性和搬运过程中的机械分异程度。碎屑岩的粒度、分选性、圆度和球度，以及胶结物的含量和性质，控制着碎屑岩的储集性。一般说来，分选性愈好、球度愈大、孔隙空间充填的胶结物愈少和粒度愈大，则孔隙空间愈大，连通愈好。

2. 碳酸盐岩储集层

在世界油气田中，碳酸盐岩储层占很大比重，目前世界上大约 50% 的储量和 60% 的量属于这一类储集层。常见的碳酸盐岩石，按矿物成分可分为石灰岩类和白云岩类，中也存在一些过渡类型。碳酸盐岩的成因类型很多，因此孔隙类型也比较复杂，但基本上分为两类，一类是原生孔隙，如生物灰岩中生物遗骸之间的孔隙、鲕状灰岩中鲕粒之间孔隙等；另一类是次生孔隙，是在成岩后由于溶解作用、白云岩化作用、重结晶作用、风化作用以及构造运动所形成的各种孔隙、溶洞和裂隙等。由于碳酸盐岩孔隙类型比较，特征比较复杂，所以测井资料解释时遇到的问题也多一些。

3. 其他类型储集层

除了上述两类岩石以外的岩石所形成的储集层，如岩浆岩、变质岩等均属于这一类。当这些岩石的裂隙、片理和次生孔隙比较发育时，也可以形成良好的储集层。但目前它们在世界油田中所占的比例还很小。

二、储集层的储集性和含油性

岩石的储集性是指岩石能够储集流体的容积和流体在其中运移的能力。含油气性是指

储集层孔隙中油或气的数量百分数。这些性质分别由孔隙度、渗透率和饱和度等参数来表征。

1. 孔隙度

在岩石形成过程及后期的各种作用，使岩石固体颗粒之间造成了空隙、裂缝和空洞，称为岩石孔隙。按照流体在孔隙中能够运动的情况，孔隙可分为有效孔隙和总孔隙两类：有效孔隙则是指那些互相连通的在一般压力条件下，流体可以在其中流动的那部分孔隙。

总孔隙或绝对孔隙是指岩石中所有孔隙空间的总体，不论这种孔隙的大小、形状和孔隙孔道的截面如何，也不管是否是封闭的（不连通的孔隙）都包括在内。

岩石孔隙体积的大小用孔隙度定量地来描述，它的定义是孔隙体积与岩石总体积之比，通常以百分数（　）表示，如假定 V_T 表示一块岩石的总体积，V_S 表示这块岩石中固部分的体积，V_P 表示这块岩石中孔隙的体积，则孔隙度为

$$\phi = \frac{V_P}{V_T} \times 100\% = \frac{V_T - V_S}{V_T} \times 100\% \tag{14.1}$$

岩石的有效孔隙与岩石总体积之比，叫做有效孔隙度，岩石的总孔隙与岩石总体积之比，称为总孔隙度。

对于储集性很好的岩石，它的有效孔隙度和总孔隙度差别很小，而储集性差的岩石，它们的差别将是比较明显的。

前面已经说过，碳酸盐岩的孔隙结构比较复杂，按照孔隙的分布特点可以归为三类：孔隙、裂隙和溶洞。第一类的分布特点和砂岩的粒间孔隙相类似。鲕状灰岩、针孔状生物灰岩，“砂糖”状白云岩等属于这一类。裂隙性孔隙的分布特点是不均匀的，它的发育情况受构造控制比较明显。溶洞性孔隙的特点是孔洞大小相差悬殊，分布不均匀。孔洞小到几毫米大到几十米。

按照成因来考虑，岩层的孔隙有原生与次生之分。但根据测井资料，一般情况下是不能区分的。

2. 含油饱和度

岩石的含油性由岩层的含油、气饱和度定量地描述，其定义为孔隙中含油或含气部分的体积与整个岩石孔隙体积之比，通常用百分数表示，即

$$S_{油或气} = \frac{V_{油或气}}{V_{孔隙}} \times 100\% \tag{14.2}$$

如果用 S_o 表示含油饱和度，用 S_g 表示含气饱和度，用 S_w 表示含水饱和度，按照定义，对于含油气水的地层显然有

$$S_o + S_g + S_w = 1 \tag{14.3}$$

油气共存的情况下，一般都用含油饱和度来说明，只是对于纯气层才用含气饱和度，所以通常为

$$S_o + S_w = 1 \tag{14.4}$$

或

$$S_g + S_w = 1 \tag{14.5}$$

岩石的含水饱和度 S_w 是由两部分组成，一部分是可动的（或有效的），另一部分是束缚的。在可动的那部分中又可分作两部分，一部分是自由流动的，另一部分是在一定条件下

才能流动的。束缚水饱和度 $(S_w)_{irr}$ 和有条件的可动水饱和度加到一起称为残余水饱和度 $(S_w)_r$。残余水饱和度和束缚水饱和度之间呈线性关系。

$$(S_w)_r = b(S_w)_{irr} \tag{14.6}$$

随岩性不同，b 值一般在 1.05 到 5 之间变化，同样，含油饱和度也是由可采出的和束缚的两部分组成，可采出的部分也包括可自由流出的和有条件流出的两种。有条件流出的含油饱和度和束缚油饱和度加到一起称为残余油饱和度，这个数值通常和冲洗带的含油饱和度 S_{or} 相对应。

3. 渗透率

孔隙介质中的流体，在一定的压差下会发生移动。介质中流体流动的数量 Q 可以由达西公式计算

$$Q = K\frac{A}{\mu L}\Delta P \tag{14.7}$$

式中：流量 Q 以 m^3/s 为单位；A 为垂直于流体运动方向的岩石横截面积，单位为 m^2；μ 为流体的黏度，单位为 Pa·s；ΔP 为压力差，单位为 Pa；L 为渗透路径的长度，单位为 m；K 为渗透率，是表示流体通过介质难易程度的度量，单位为 m^2。过去渗透率用达西(D) 为单位，1 达西等于 $0.987\times 10^{-12} m^2$ 或 $0.987\ \mu m^2$。

储集层的渗透率往往具有方向性。平行于层理面的渗透率 K_H 一般大于垂直层理面的渗透率 K_V。

实验证明，单相流体和多相流体在同一个介质中的渗透能力并不相同，所以在研究含油气岩层的渗透性时，就有绝对的、有效的和相对的渗透率的概念。

绝对渗透率为岩石中只有一种流体时的渗透率，用岩石对于空气的渗透率值来表示。

有效渗透率或相渗透率，为非单相渗滤时岩石的渗透率。例如，在孔隙中存在油和水两相液体时，对于油或水的渗透率。

相对渗透率是岩石有效渗透率和其绝对渗透率的比值。在多相液体同时存在时，相对渗透率用来衡量某种流体通过岩石的难易程度。图 14.1 是油—水，气—水和气—油两相流动情况下的相对渗透率。

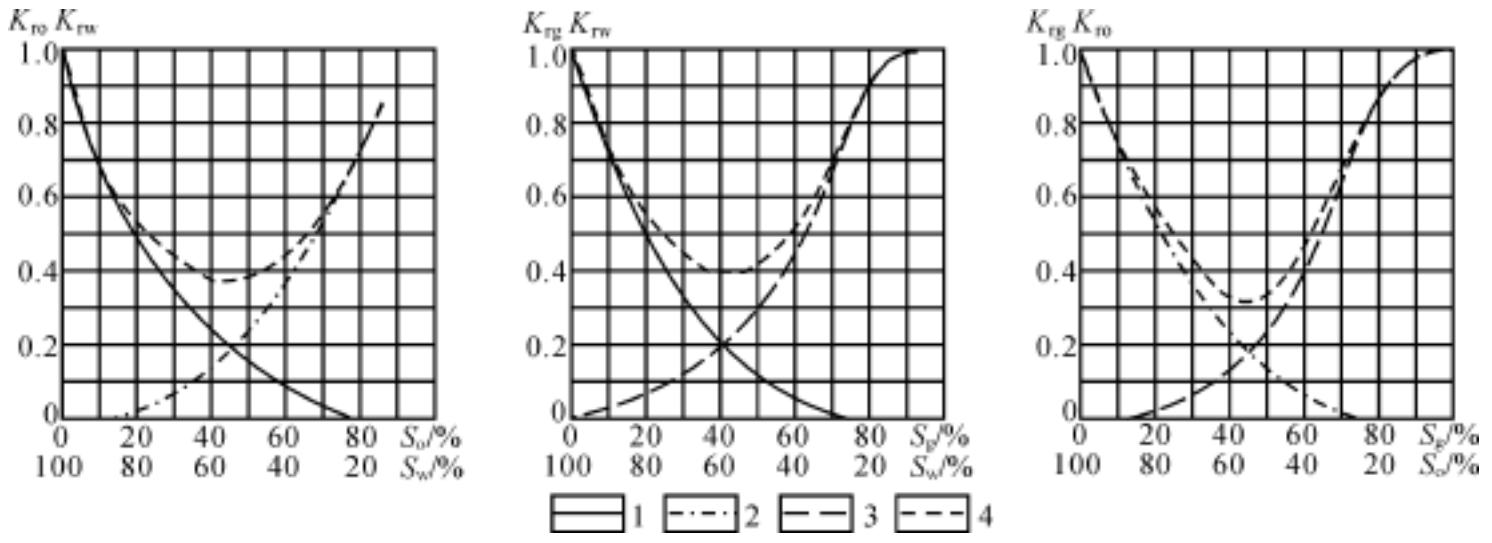


图 14.1　相对渗透率与饱和度的关系

1—水的相对渗透率 K_{rw}；2—油的相对渗透率 K_{ro}；3—天然气的相对渗透率 K_{rg}；4—相对渗透率总和

从图 14.1 可以看出，相对渗透率是随流体的相对数量不同而变化的。例如，在油—水两相的情况下，当水的相对含量低于 20% 时，水的相对渗透率接近于零，则地层全出，相反当油的含量低于某一数值以下时，地层全出水。因此，纯出油地层并不是说地层完全没有水。

从图 14.1 还可以看出，相对渗透率之和都不等于 1，这是由于不同流体之间相互阻碍流动的结果。

三、储集层的岩性、储集性、含油性与各种物理性质的关系

研究储集层各种性质之间的关系，主要是研究岩性、储集性、含油性与各种物理性质之间的关系。通过这些关系，根据地球物理测井结果便可以获得有关岩性、储集性和含油性的信息。

1. 岩性和各种物理性质的关系

岩性变化主要是指矿物成分的变化。经过环境校正后的某一种测井数据，是代表包括岩石孔隙流体在内的整个岩石的物理性质。为了讨论如何从测井数据提取岩石各种矿物(包括孔隙流体) 的体积含量的信息，假定测量的物理参数为 g，某一体积 V 中含有 i 种组分，体积分别为 V_1、V_2、…、V_i，其物理参数分别为 g_1、g_2、…、g_i。参数 g 与 g_1、g_2、…、g_i 和 V_1、V_2、…、V_i 之间的关系

$$g = f(g_i、g_2、\cdots、g_i, V_1、V_2、\cdots、V_i) \tag{14.8}$$

称为混合规律。Korvin (1982) 证明，由两种组分构成的物质，当满足一些条件之后，上述关系可以写成

$$g^t = \frac{V_1}{V} g_1^t + \frac{V_2}{V} g_2^t \tag{14.9}$$

如果物质是由一种矿物组成的岩石，其孔隙度为 φ 时，则 (14.9) 式变成

$$g^t = \phi g_1^t + (1 - \phi) g_2^t \tag{14.10}$$

在讨论密度测井时，已知

$$\rho_b = \phi\rho_f + (1 - \phi)\rho_{ma} \tag{14.11}$$

可见它的指数 t 等于 1，也就是说岩石的密度等于各组分密度按体积的加权平均值。根据前面几章的讨论知道，声波时差 Δt、中子孔隙度 ϕ_N、宏观中子吸收截面 Σ 和体积光电吸收指数 U 也近似满足相同形式的关系。对于电阻率和介电常数，混合规律中的 t 具有另外的数值。

对于混合规律符合 t = l 的各个参数，如果推广到多种矿物组合的岩石，则可以写成一组线性方程。例如，岩石是由三种矿物组成时，则根据三种孔隙度测井 (声波、中子、密度) 可以写出三个线性方程，同时各种矿物相对含量的总和再加上孔隙度必然等于 1，构成第四 个方程，即

$$\begin{aligned}
\rho_b &= \phi\rho_f + V_1\rho_1 + V_2\rho_2 + V_3\rho_3 \\
\phi_N &= \phi\phi_{Nf} + V_1\phi_{N1} + V_2\phi_{N2} + V_3\phi_{N3} \\
\Delta t &= \phi\Delta t_f + V_1\Delta t_1 + V_2\Delta t_2 + V_3\Delta t_3 \\
1 &= \phi + V_1 + V_2 + V_3
\end{aligned} \tag{14.12}$$

式中：ρ_b、ϕ_N、Δt 为密度、中子和声波测井的读数；ρ_f、ϕ_{Nf}、Δt_f 为孔隙中流体的密度、中子孔隙度和声波时差；V_1、V_2、V_3、ρ_1、ρ_2、ρ_3、ϕ_{N1}、ϕ_{N2}、ϕ_{N3}为三种矿物的相对体积、密度和中子孔隙度。将已知的矿物参数代入（14.12）式，根据测井值便可以解出各种矿物的体积和孔隙度。

矿物的参数值可以从各种手册中查到，表 14.2 是几种常见矿物和流体的参数值。

表 14.2　几种常见矿物和流体的物性参数

矿物或流体	ρ ($g \cdot cm^{-3}$)	Δt ($\mu s \cdot m^{-1}$)	P_e ($10^{-24} cm^2 \cdot e^{-1}$)	U ($10^{-24} cm^{-1}$)	Σ (c. u.)	ϕ_N（补偿中子）(p. u.)
石　英	2.65	182.09	1.81	4.76	4.26	-2
方解石	2.71	155.84	5.08	13.77	7.08	0
白云石	2.87	142.72	3.14	9.00	4.70	3
硬石膏	2.98	164.04	5.05	14.93	12.45	-2
高岭石	2.42		1.83	4.44	14.12	37
纯水（27℃）	1.00	620.08	0.36	0.36	22.7	100
盐水（27℃，NaCl 0.33kg/L）	1.22	606.96	1.64	1.95	157.6	100
石油 n（CH_2）30°API	0.88	771.00	0.12	0.11	25.13	100
甲烷 93℃，48MPa	0.25		0.1	0.015	12.49	

2. 孔隙度和各种物理性质的关系

（1）孔隙度和电阻率的关系：介绍电阻率测井基本知识时已经指出，岩石的电阻率和岩石固体颗粒的导电性、孔隙中流体的导电性以及孔隙大小和结构等一系列因素有关。对于不含泥质的沉积岩地层，固体颗粒的导电性是很差的，可以认为是不导电的。其中黄铁矿和磁铁矿虽然导电性较好，但它们的含量很低，并且往往分散存在于岩石中，对整个岩石的导电性影响不大。因此，对于不含泥质的纯沉积岩来说，其导电性主要和孔隙中流体的导电性有关。孔隙中流体的导电性由所含流体的种类和地层水矿化度决定。当地层 100% 含水时，根据（2.4）式有

$$R_0 = FR_w \tag{14.13}$$

式中：R_0 为 100% 含水地层的电阻率。已知地层因素 F 和孔隙度为 ϕ 的关系具有如下的一般形式

$$F = \frac{a}{\phi^m} \tag{14.14}$$

式中 a 和 m 是与岩性和孔隙结构有关的系数。原则上，应该针对不同的地区和不同的地层求出相应的 a 和 m，以便在解释时应用。但这只能在一个地区研究程度比较深入的时候才能做到。在一个新的地区，往往只能根据岩性选择近似的参数来使用。根据国外多年工作的经验，对孔隙度中到高的砂岩，通常使用以下公式

$$F = \frac{0.62}{\phi^{2.15}} \tag{14.15}$$

或

$$F = \frac{0.81}{\phi^2} \tag{14.16}$$

对于比较纯的孔隙性碳酸盐岩，使用

$$F = \frac{1}{\phi^2} \quad 或 \quad F = \frac{1}{\phi^m} \tag{14.17}$$

式中 $m = 1.87 + \frac{0.019}{\phi}$，若 $\phi > 10\%$，取 $m = 2.1$。当计算的 $m > 4.0$，则取 $m = 4.0$。当碳盐岩的裂缝比较发育时，(14.17) 式中的 m 取 1.2～1.4。

图 14.2 是 F 和 φ的各种关系曲线。

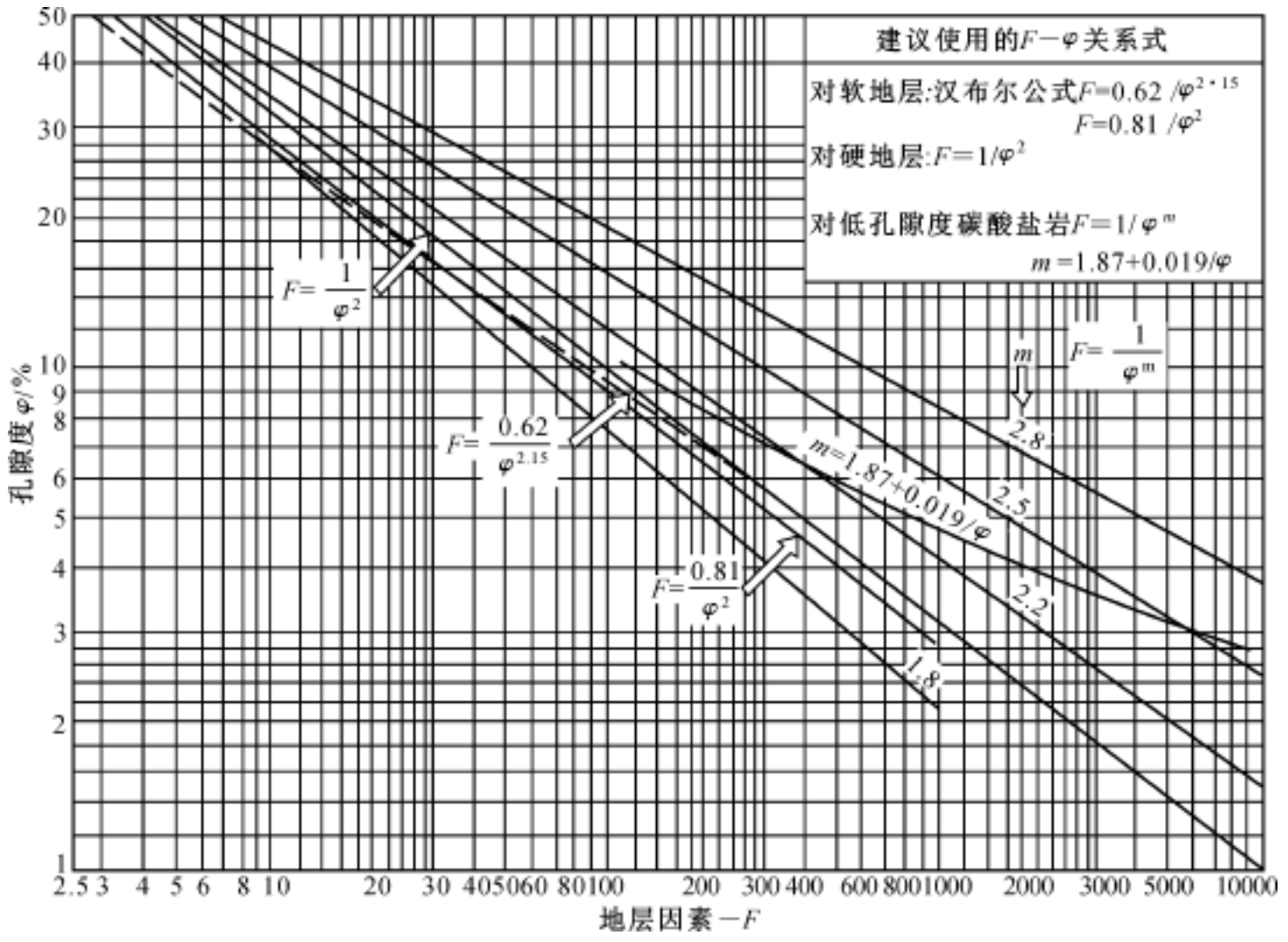


图 14.2　地层因素与孔隙度关系曲线

当地层含有泥质时，由于粘土矿物对导电性的影响，孔隙度与电阻率之间的关系要复杂得多。在讨论含泥质地层时将要简单介绍。

(2) 孔隙度和其他物理参数的关系：这里所说的其他物理参数，是指密度、声波传播速度、中子的减速和扩散特性。这些参数所表征的物理过程，如康普顿 - 吴有训散射、中子吸收和减速，以及声波的传播等，都是体积效应，因此在研究和这些过程有关的参数时，采用所谓体积模型的概念比较直观方便。在其混合规律的方程中，岩石整体的参数值等于各组分参数值按体积的加权平均值。如果以 α表示某一物理参数，α_{ma}、α_{sh}、α_n、α_w 分别表示岩石骨架、泥质和孔隙中的油气和水的相应参数，则上述物理参数的测井读数可以表示成

$$\alpha_{log} = \phi(\alpha_n S_h + \alpha_w S_w) + V_{sh}\alpha_{sh} + (1 - \phi - V_{sh})\alpha_{ma} \tag{14.18}$$

或

$$\alpha_{log} = [\phi\alpha_w + (1 - \phi)\alpha_{ma}] - \phi S_h(\alpha_w - \alpha_h) - V_{sh}(\alpha_{ma} - \alpha_{sh}) \qquad (14.19)$$

式中：ϕ为孔隙度，S_h 和 S_w 分别为含油气和含水饱和度，V_{sh}为单位岩石体积中的泥质体积。式（14.18）和式（14.19）也称作该物理参数的测井响应方程。按照（14.18）式，测井响应是由孔隙流体、泥质和骨架三部分组成。按照（14.19）式，测井响应可以看作是含水纯地层的测井响应与油气影响和泥质影响的总和。

式（14.19）也可以写成对于孔隙度的关系式

$$\phi = \frac{\dfrac{\alpha_{ma} - \alpha_{log}}{\alpha_{ma} - \alpha_w} - V_{sh}\dfrac{\alpha_{ma} - \alpha_{sh}}{\alpha_{ma} - \alpha_w}}{1 + S_h\left(\dfrac{\alpha_{ma} - \alpha_h}{\alpha_{ma} - \alpha_w} - 1\right)} \qquad (14.20)$$

式中：$(\alpha_{ma} - \alpha_{log}) / (\alpha_{ma} - \alpha_w)$ 是把地层看作含水纯地层时由 α参数计算的视孔隙度，可以用 ϕ_a 表示；$(\alpha_{ma} - \alpha_{sh}) / (\alpha_{ma} - \alpha_w)$ 是泥质对于 α参数的视孔隙度，可以用 ϕ_{ash}表示；$(\alpha_{ma} - \alpha_h) / (\alpha_{ma} - \alpha_w)$ 是油气对于 α参数的视孔隙度，可以用 ϕ_{ah}表示。于是(14.20) 式可以写成

$$\phi = \frac{\phi_a - V_{sh}\phi_{ash}}{1 + S_h(\phi_{ah} - 1)} \qquad (14.21)$$

或者

$$\phi_a = \phi + V_{sh}\phi_{ash} + \phi S_h(\phi_{ah} - 1) \qquad (14.22)$$

从（14.22）式明显看出，只有当地层不含有泥质和油气时，由参数 α求出的视孔隙度 ϕ_a 才等于孔隙度 ϕ 否则，需要进行相应的校正。

3. 饱和度和电阻率的关系

到目前为止，和地层饱和度的关系最紧密的还是电阻率这个参数，所以电阻率测井仍是裸眼井中研究饱和度的最主要方法。

首先看一下纯地层的情况，根据（14.13）式和（2.4）式可以写成

$$R_t = IR_0 \qquad (14.23)$$

或

$$\frac{R_t}{R_0} = I \qquad (14.24)$$

参数 I 表示由于岩石含油使电阻率增大的倍数。可以想像，含油愈多，I 值应该愈大。根据大量的实验研究结果表明，电阻增大率 I 和含油饱和度 S_o 有下列一般关系

$$I = \frac{1}{(1 - S_o)^n} \qquad (14.25)$$

或者和含水饱和度有下列关系

$$I = \frac{1}{S_w^n} \qquad (14.26)$$

式中 n 称为饱和度指数，原则上对于不同地区的不同岩层应该用实验方法确定。如果没有这方面的资料，一般可以取作 2。

含泥质地层的电阻率和含油饱和度的关系是一个复杂的问题，也是目前没有完全解决的问题。泥质对地层电阻率的影响和它的分布状态、数量多少，以及矿物种类有关。在早

期的研究中，人们只是考虑泥质的分布（如分散状、层状等）和泥质的含量，而没有考虑矿物成分的影响。不同的研究人员以不同的模型或针对不同的地区，得出许多经验关系式。例如，对于泥质和砂呈薄交互层的地层，关系式为

$$\frac{1}{R_t} = \frac{\phi^2 S_w^2}{aR_w(1 - V_{lam})} + \frac{V_{lam}}{R_{sh}} \tag{14.27}$$

式中：V_{lam}为单位体积中层状泥质的含量，R_{sh}为泥质的电阻率。

当泥质呈分散状分布时，关系式为

$$\frac{1}{R_t} = \frac{\phi_m^2 S_{im}}{a}\left[\frac{q}{R_{dis}} + \frac{S_{im} - q}{R_w}\right] \tag{14.28}$$

式中：ϕ_m是骨架孔隙度，它包括流体和分散泥质所占据的整个空间；S_{im}为骨架孔隙中被地层水和分散泥质混合物所占的相对体积；q 为分散泥质在孔隙中所占的部分，于是含水饱和度可以写成 $S_w = (S_{im} - q) / (1 - q)$；$R_{dis}$为分散泥质的电阻率。

Poupon 等人根据统计结果推荐使用下面关系式

$$\frac{1}{\sqrt{R_t}} = \left(\frac{V_{cl}^d}{\sqrt{R_{cl}}} + \frac{\phi^{\frac{m}{2}}}{\sqrt{aR_w}}\right) S_w^{\frac{n}{2}} \tag{14.29}$$

式中：$d = 1 - \frac{V_{cl}}{2}$；V_{cl}和 R_{cl}分别为粘土的含量和电阻率。

进一步研究表明，泥质对电阻率的影响和粘土矿物的种类有关，只有在粘土矿物种类不变的情况下，电阻率 R_t 才只和粘土含量有关。按照现代观点，泥质的导电性和它的阳离子交换能力有关，将在本章第三节做进一步说明。

4. 渗透率与各种物理性质的关系

（1）渗透率与电阻率的关系：根据实验研究，岩石的渗透率和有效孔隙度及比面之间存在下列形式的关系

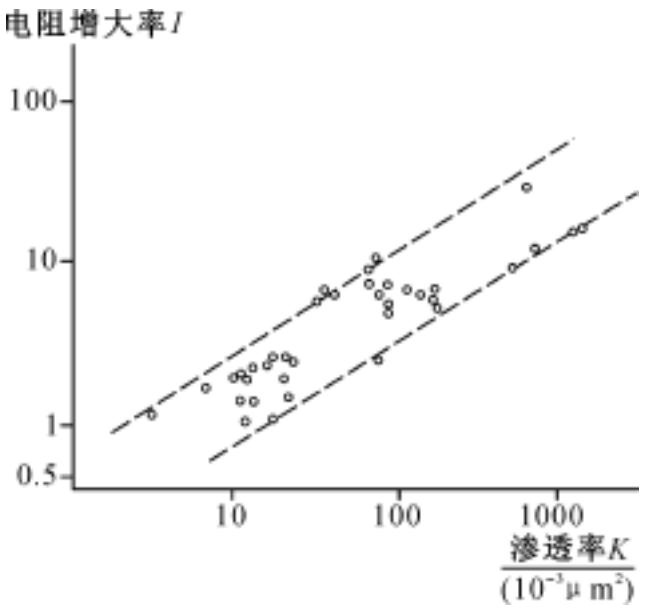


图 14.3　电阻增大率和渗透率的关系

$$K = A\frac{\phi^3}{S^2} \tag{14.30}$$

式中：比面 S 的定义为单位体积岩石中的颗粒表面积；A 是系数，φ为孔隙度。我们知道，岩石束缚水饱和度和比面有关，比面愈大，束缚水饱和度愈大，则渗透率愈低。另一方面，过渡带以上的油层的电阻率主要是由它的束缚水饱和度决定的。这样，在电阻率和渗透率之间就发生了关系，图 14.3 是我国某油田做出的电阻增大率与渗透率关系图。

（2）渗透率与孔隙流体中质子磁极化特性的关系

由于孔隙中束缚水与自由水的质子磁极化特性不同，根据核磁测井可以求出孔隙中束缚水的体积。另一方面，渗透率和束缚水体积之间有明显的关系。例如，Timur 给出的关系式

$$K^{\frac{1}{2}} = 100\frac{\phi^{2.25}}{S_{wi}} \tag{14.31}$$

式中：S_{wi}为束缚水饱和度；φ为孔隙度。

(3) 渗透率和声波传播特性的关系

早在 1956 年 Biot 建立了双相介质弹性理论，揭示了渗透率和孔隙度等参数对多孔介质声学性质的影响。1974 年 Rosenbaum 把这一理论用于声波测井，发现渗透率与井孔斯通利波关系密切。斯通利波是在井中传播的导波，可以想像，斯通利波传播过程中沿井轴方向流体 交替地膨胀和压缩，当遇到渗透性地层时，将使流体进入和流出地层，引起斯通利波的传播发生变化，而这种变化与渗透率有关，表现为随着渗透率的加大，斯通利波速度降低和幅度衰减增大。

第二节　确定岩性和孔隙度

研究岩性是测井解释的重要方面。它一方面为地质研究提供新的资料，另一方面也是提高综合测井解释水平本身的要求。例如，在研究岩层孔隙度时，若没有岩性资料，孔隙度也就不能准确的确定。前面曾经指出，只有在岩石骨架参数已知，并且不变的情况下，才能用一种孔隙度测井方法确定出岩层的孔隙度，实际上岩性在纵向或横向总要发生某些变化。因此，在确定孔隙度时，首先必须对岩性做出判断，而在判断岩性的同时，常常也可以求得孔隙度，所以人们经常把确定岩性和孔隙度这两个任务结合起来讨论。

不同的孔隙度测井方法是依据岩石和孔隙中流体的不同性质来确定它们的存在和多少的。当岩石的骨架成分或孔隙流体发生变化时，不同测井结果的反映是不相同的。因此，把这些方法结合起来，就有可能做出关于岩性和孔隙度或其他地质参数的判断。

一、岩性—孔隙度交会图

当地层由两种矿物组成时，利用两种孔隙度测井的交会图，例如，中子 - 密度交会图、中子 - 声波交会图和声波 - 密度交会图，可以求出岩性和孔隙度。

作为例子，我们看一下最经常使用的中子 - 密度交会图 (图 14.4)。图的纵横坐标分别为线性刻度的密度和中于孔隙度。在图上预先按照单一矿物的纯地层作出四种岩性线，最上面的一条为砂岩线，代表平均骨架密度为 2.65g/cm^3、孔隙度从 0 到 30% 的砂岩；第二条为石灰岩线，代由方解石组成的、骨架密度为 2.71g/cm^3、孔度从 0 到 30% 的石灰岩；第三条为白云岩线，代表骨架密度为 2.87g/cm^3、孔隙度从 0 到 30% 的白云岩；第四条为硬石膏线，代表骨架密度为 2.98g/cm^3 的硬石膏。在应用这个图版解释时，把对应某一岩层的密度值和中子孔隙度值别代入图版，如果岩层为某一单一矿物组成，纵横坐标的交点将落在相应的岩性线上，

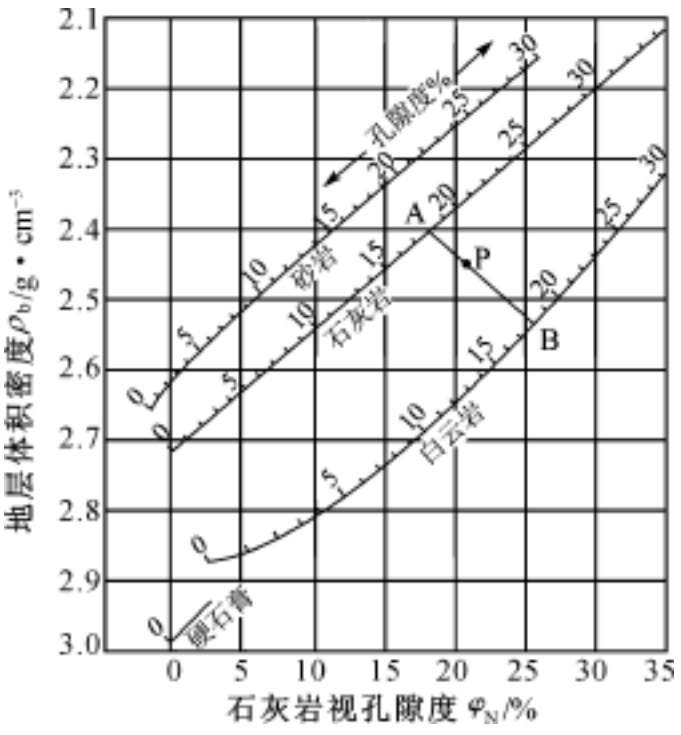


图 14.4　中子 - 密度交会图

并根据岩性线上的孔隙度值读出孔隙度。

当岩石由两种矿物组成时，将落在对应的岩性线之间的某个位置，如图上的 P 点。如果已知这个岩层是由白云石和方解石两种矿物组成，则作 AB 线并使其平行于白云岩和石灰岩线相同孔隙度点的连线。孔隙度由 A 和 B 在岩性线上的位置而定，两种矿物成分的混合比例由 P 点在 AB 线上的位置确定。

矿物组合的选择，一是根据地质上的可能性；二是根据以后将要讲到的岩性交会图。从图 14.4 可以看出，如果 P 点不是由白云石和方解石组成，而是由石英和白云石组成，所求出的孔隙度基本上是一样的。也就是说，在矿物组合的选择不太准确的情况下，这种交会图仍能给出比较准确的孔隙度值。

岩性孔隙度交会图是对于充满液体的纯地层作出的。当地层含有天然气和泥质时，则必须进行相应的校正之后才能应用。

此外，在利用包括声波资料的交会图时，要注意次生孔隙的影响，因为声波不能反映这类孔隙。可能使交会点发生偏移而造成岩性判断的错误。

把大量的地层数据画在交会图上，通常都是用计算机完成的。相同性质的地层，在交会图上将落在同一个位置上。为了区分图上各点所代表的层段数目，通常把该点所代表的层段数目打印出来，而不是用一个无意义的符号打印出来，这种交会图称作频率交会图。

对砂泥岩剖面作交会图时，常常希望了解各数据点的含泥质情况，于是把第三个变量(Z) 补充到原来由两个坐标轴组成的交会图中。通常选用自然伽马测井读数作为 Z。所有层段的泥质含量指数都转变成一个整数刻度，刻度变化从纯地层的零变到纯泥岩层的 9。作图时，每个数据上打印出的是该点上各层段泥质含量指数的平均值，于是最后完成的交会图是一个具有三维特性的二维图。这种图称为 Z 交会图。

二、岩性交会图

尽管岩性孔隙度交会图在判断岩性和确定孔隙度是很有效的。但在准确确定每个层段的矿物成分时，仍然存在模棱两可的情况。为了弥补这个不足，发展了专门的岩性交会图。其中常用的一种叫做 M - N 交会图，另一种叫骨架识别图。作这类交会图时，要求使用中子、密度和声波三种孔隙度测井结果。岩性交会图的基本思路是想消除孔隙度的影响，使单矿物的任何孔隙度的岩层在岩性交会图上只由一个点反映出来。

1. M - N 交会图

已经知道，在中子 - 密度交会图上，如果把某一单矿物骨架点（孔隙度等于零的岩石点）和水点（孔隙度等于 100% 的点）引一直线，则由这种矿物组成的各种孔隙度的岩，按照体积模型的概念，都将落在这条线上。N 就定义为这条直线的斜率，即

$$N = \frac{(\phi_N)_f - (\phi_N)_{ma}}{\rho_{ma} - \rho_f} \tag{14.32}$$

因此，N 值将和孔隙度无关，而只反映岩石的矿物成分。

在声波—密度交会图上，把类似的斜率定义为 M 值，即

$$M = \frac{\Delta t_f - \Delta t_{ma}}{\rho_{ma} - \rho_f} \times 0.01 \tag{14.33}$$

式中乘上 0.01 是为了使 M 和 N 值大小相当，以便于在 M - N 图上刻度。

几种普通岩石的 M 和 N 值，列于表 14.3 中，根据这些值画出的 M - N 图版，如图 14.5 所示。

表 14.3　一些岩石的 M 和 N 值

岩　　石	盐水泥浆 $\rho_f = 1.1$		淡水泥浆 $\rho_f = 1$	
	M	N*	M	N*
砂　岩① $v_m = 5486\ m/s$	2.748	0.668	2.655	0.627
砂　岩② $v_m = 5952\ m/s$	2.839	0.668	2.740	0.627
石灰岩	2.807	0.621	2.714	0.585
白云岩 $\phi = 5.5\% \sim 30\%$	2.627	0.545	2.551	0.516
白云岩 $\phi = 1.5\% \sim 5.5\%$	2.627	0.554	2.551	0.524
白云岩 $\phi = 0 \sim 1.5\%$	2.627	0.562	2.551	0.532
硬石岩 $\rho_{ma} = 2.98$	2.362	0.535	2.303	0.507
石　　膏	3.496	0.408	3.327	0.378
岩　　盐	4.172	0.969	3.884	0.932

* N 值是对井壁中子测井计算的。

在利用测井资料计算 M 和 N 时，把测井值 Δt、ρ_b 和 ϕ_N 分别代替 (14.32) 和 (14.33) 式中的 Δt_{ma}、ρ_{ma} 和 $(\phi_N)_{ma}$。如果岩石是由一种矿物组成，求得的 M 和 N 值画到 M - N 交会图上时，将和相应的矿物点重合。如果岩石是由两种矿物组成，求得的 M 和 N 值将落在 M - N 交会图上相应两种矿物点的连线上。

如果岩石是由三种矿物组成，求得的 M 和 N 值将落在 M - N 交会图上相应的三种矿物点所构成的三角形内。

如果地层中存在次生孔隙、泥质或孔隙中含有天然气时，M 和 N 值将发生偏移。图上箭头指出了每一种影响因素存在时使点子移动的方向，分析时应该考虑。

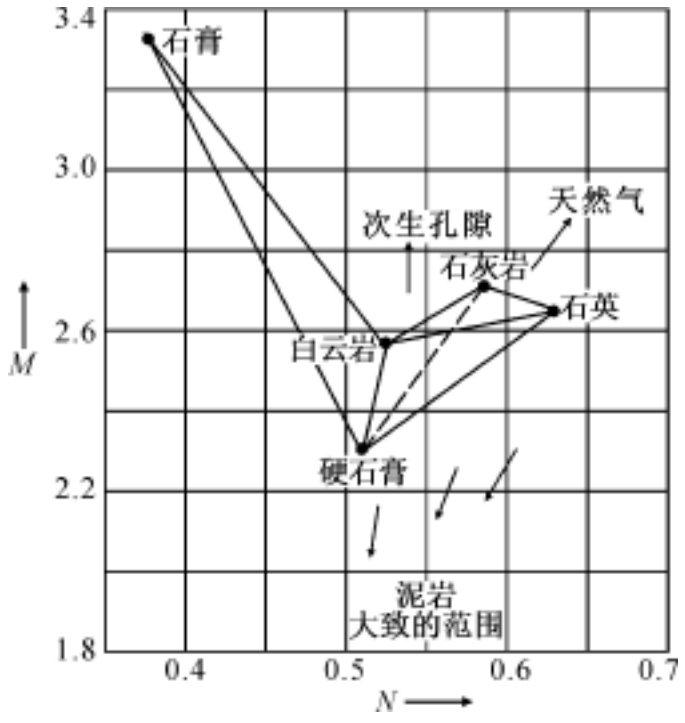


图 14.5　M - N 交会图版

2. 骨架识别图

M 和 N 参数在确定过程中随泥浆滤液矿化度不同而有些变化。另外 N 值也由于中子孔隙度响应的非线性而受到一些影响。更重要的一点，是计算出的 M 和 N 值是一个没有直接物理意义的抽象的量。鉴于这些原因，Clavier 和 Rust (1976) 提出另一种方法，称做骨架识别图 MID。其基本原理与 M - N 图的原理相类似，但克服了 M - N 图方法的缺点。MID 图采用与孔隙度无关的参数视骨架密度 $(\rho_{ma})_a$ 和视骨架时差 $(\Delta t_{ma})_a$ 为纵横坐标。在 MID 图上，预先对单矿物岩石做出岩性点 (图 14.6)。在根据三种孔隙度结果确

定岩性时，首先要用合适的中子 - 密度交会图和中子 - 声波交会图分别确定出视总孔隙度 ϕ_{ta}。然后按下面的公式计算出视骨架密度和视骨架时差，

$$(\rho_{ma})_a = \frac{\rho_b - \phi_{ta}\rho_f}{1 - \phi_{ta}} \tag{14.34}$$

$$(\Delta t_{ma})_a = \frac{\Delta t - \phi_{ta}\Delta t_f}{1 - \phi_{ta}} \tag{14.35}$$

因为（14.34）和（14.35）中的 ϕ_{ta} 是分别计算的，所以不一定是相同的。

如果所研究的岩层是单矿物组成的，将 $(\rho_{ma})_a$ 和 $(\Delta t_{ma})_a$ 值代入图 14.6，将落在对应的单矿物点附近。如果岩石是两种矿物组成，求得的 $(\rho_{ma})_a$ 和 $(\Delta t_{ma})_a$ 将落在图上两种相应矿物点的连线上，两种矿物的含量比例，则根据距两个矿物点距离来确定。如果岩石是三种矿物组成时，求得的 $(\rho_{ma})_a$ 和 $(\Delta t_{ma})_a$ 点将落在图上相应三个矿物点构成的三角形之内。各种矿物的比例也可以根据距各矿物点的位置估计出。对于一个岩层层段的岩性判断，往往是利用这个层段上不同深度的许多点作图，根据一组点的集中情况，作出更准确的岩性判断。

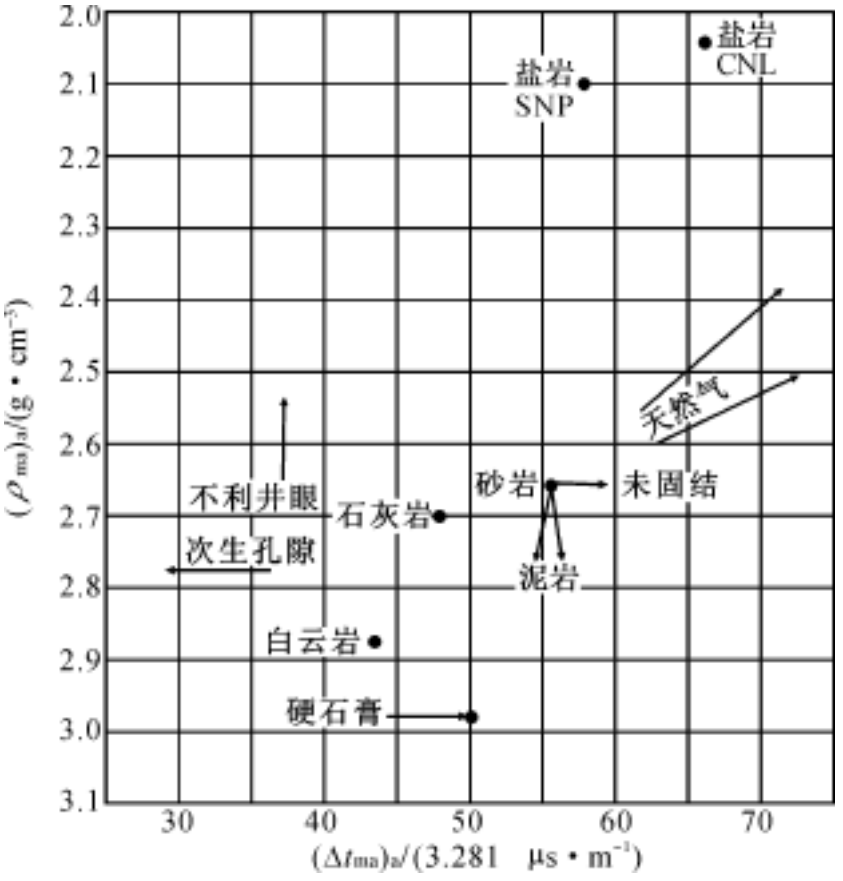


图 14.6　骨架识别（MID）图

三、数值法

交会图技术是识别岩性非常有效的手段。然而，结果毕竟是一张二维图，既限制了实际上可以作图的测井曲线数量，又限制了可以求取的岩石组分数量，数值法则可以处理多条测井曲线和提供直接的难以从图上读出的数值解。从数学角度来说，把基本的孔隙度测量结果或其他合适的测井曲线转变成孔隙度和岩性，就是解一组类似（14.12）式的联立方程。

应该指出，在原理上作图技术和数值解法是同一回事。一个标有矿物参考点的测井交会图，就是一个联立方程组的图像。然而，采用两种方法并不是多余的，在确定矿物组分含量时，首先需要明确地层中有哪些矿物，而交会图对于预告这一点是非常有用的，另外它在全面的分析中起综合作用。

在数值法中，通常把联立方程组写成矩阵的形式，例如（14.12）式写成

$$\begin{bmatrix} \rho_b \\ \phi_N \\ \Delta t \\ 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \rho_f & \rho_1 & \rho_2 & \rho_3 \\ \phi_{Nf} & \phi_{N1} & \phi_{N2} & \phi_{N3} \\ \Delta t_f & \Delta t_1 & \Delta t_2 & \Delta t_3 \\ 1 & 1 & 1 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \phi \\ V_1 \\ V_2 \\ V_3 \end{bmatrix} \tag{14.36}$$

或者表示成简化的形式

$$L = CV \tag{14.37}$$

式中：L 代表测井数据组；C 为组分的参数；V 为待求的组分体积含量。

测量的误差、选择矿物参数的误差，以及测井响应方程本身的近似性所带来的误差，都可能造成错误的结果。因此，在求解时除了在解法上作适当的选择之外，还必须加入一定的约束条件，例如解出的 V_1、V_2、V_3 和 ϕ 应大于等于零和小于 1。

矩阵（14.36）式中的矿物组分参数，根据解释层段的矿物组合来选择适当的数值。

第三节　含油饱和度的确定

目前，在裸眼井中判断地层的含油性，主要依靠电阻率这个参数。前边曾经提到过，由于泥质对岩石电阻率的影响，使得含油饱和度和电阻率的关系变得复杂。在这一节，首先介绍确定纯地层含油饱和度的方法，这些方法比较简单，并且用这些方法解释含泥质不多的地层时，往往也可以给出近似的结果，所以常常用来进行井场的快速解释。在本节的后面，专门讨论确定含泥质地层含油饱和度的方法。

利用电阻率法确定岩层含油饱和度的物理前提是，油的电阻率比水的电阻率高，岩层的孔隙中含油愈多，岩层电阻率相应地也就愈高。但是，岩层电阻率除了和含油饱和度有关外，同时还受到残余地层水矿化度的影响。也就是说，相同岩性相同孔隙度和相同含油饱和度的岩石，由于地层水矿化度不同，它们的电阻率也会不同。因此，在利用电阻率计算含油饱和度时，并不能直接利用电阻率，而是利用岩石电阻率和该岩石 100% 含水时电率的相对变化值。含油岩层 100% 含水时的电阻率没有办法直接得到，只能通过间接办推算出来。一种办法是利用孔隙度测井求出孔隙度，再结合地层水电阻率求出 100% 含地层的电阻率。另一种办法是利用泥浆滤液冲洗带的电阻率作为相同岩层含水时的电阻，但这时要考虑泥浆滤液和地层水电阻率的差别。按照这一点，我们把确定地层含油饱度的方法分为三类：一类是电阻率—孔隙度组合法；一类是径向电阻率比值法；另一类上述两类方法的组合。

一、电阻率—孔隙度组合法

根据前面的讨论，已知纯地层的电阻率为

$$R_t = IFR_w$$

式中

$$I = \frac{R_t}{R_0} = \frac{1}{S_w^n}$$

$$F = \frac{a}{\phi^m}$$

于是可以解出

$$S_w = \sqrt[n]{\frac{aR_w}{\phi^m R_t}} \qquad (14.38)$$

因此，当地层水电阻 R_w 和岩性参数 m、a 已知时，便可以根据孔隙度和电阻率求出地层的含水饱和度。计算过程可以由图 14.7 表示出。地层电阻率可以根据深感应测井或深侧向测井求出。究竟使用何种方法，要根据地区的岩层特点，以及井的情况来决定。孔隙度资料可以由中子、密度或声波测井中的任何一种求出。地层水电阻率可以根据自然电位测井，地层水分析资料、水样电阻率测定资料、标准水层资料，或区域内地层水电阻率分布规律资料来确定。n 通常取做 2。

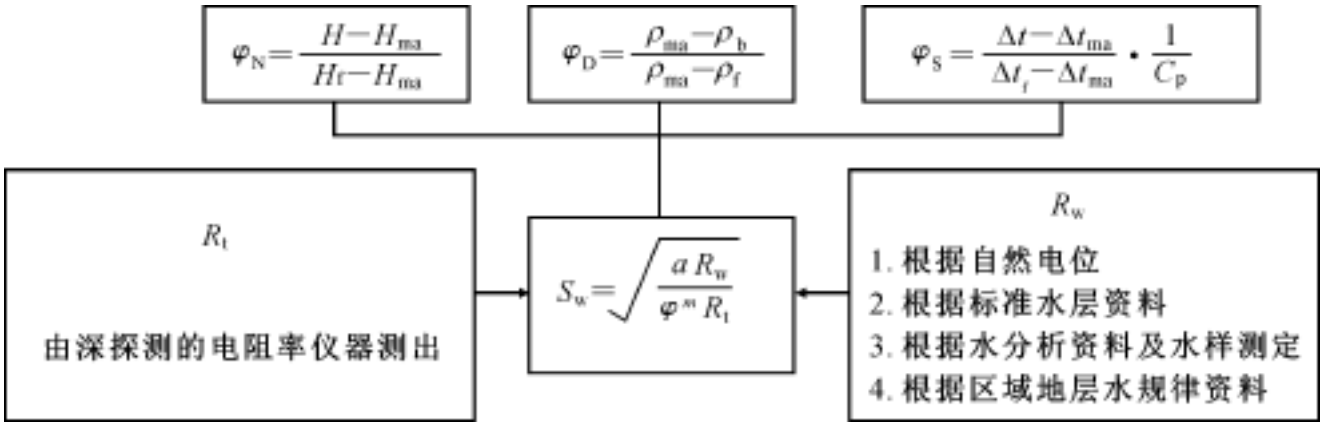


图 14.7　饱和度确定方法示意图

按照获得电阻率和孔隙度的方法不同，又有所谓声波 - 感应组合法，声波 - 侧向组合法，密度 - 感应组合法等。电阻率孔隙度组合法，除了按照上面所叙述的步骤直接计算之外，又发展了一些作图法，例如电阻率—孔隙度交会图和重叠图等。

1. 交会图法

利用电阻率和孔隙度分别作为纵横坐标作出的平面图称为电阻率—孔隙度交会图，它是（14.38）式的图形显示，由于坐标刻度选择不同，所显示的图形也将不同。

（1）ϕ- $\frac{1}{\sqrt{R_t}}$交会图

如果把（14.38）式中的 n 和 m 都取作 2，把 a 取作 1，则可以写成如下的形式

$$\phi = \frac{\sqrt{R_w}}{S_w}\frac{1}{\sqrt{R_t}} \qquad (14.39)$$

可以看出，在地层水电阻率 R_w 保持不变的条件下，以 φ为横坐标和以$\frac{1}{\sqrt{R_t}}$为纵坐标所作的交会图，应为一族直线，直线的斜率随地层的含水饱和度 S_w 不同而变化。

作在同一张交会图上的数据点，必须是地层水电阻率和岩性基本相同的地层。如果某一层段地层水电阻率已经知道，则事先可以按照地层水电阻率的资料在图上作出不同饱和度的直线。解释时，只要把解释层段的 φ与 R_t 的数据落到图上，便可以对地层作出含油水情况的判断（图 14.8a)。

如果地层水电阻率并不知道，但存在已知的水层时，则根据实际的数据点可确定 100% 含水的线，然后再画出不同饱和度的线，例如图 14.8b 的水层线是根据图中左上方点子和原点（φ= 0，$R_t = \infty$）的连线确定。根据水线的斜率可以算出地层水电阻率 R_w，并进一步计算其他饱和度的直线。于是根据各个数据点的位置，便可以确定出相应层的含油水情况。

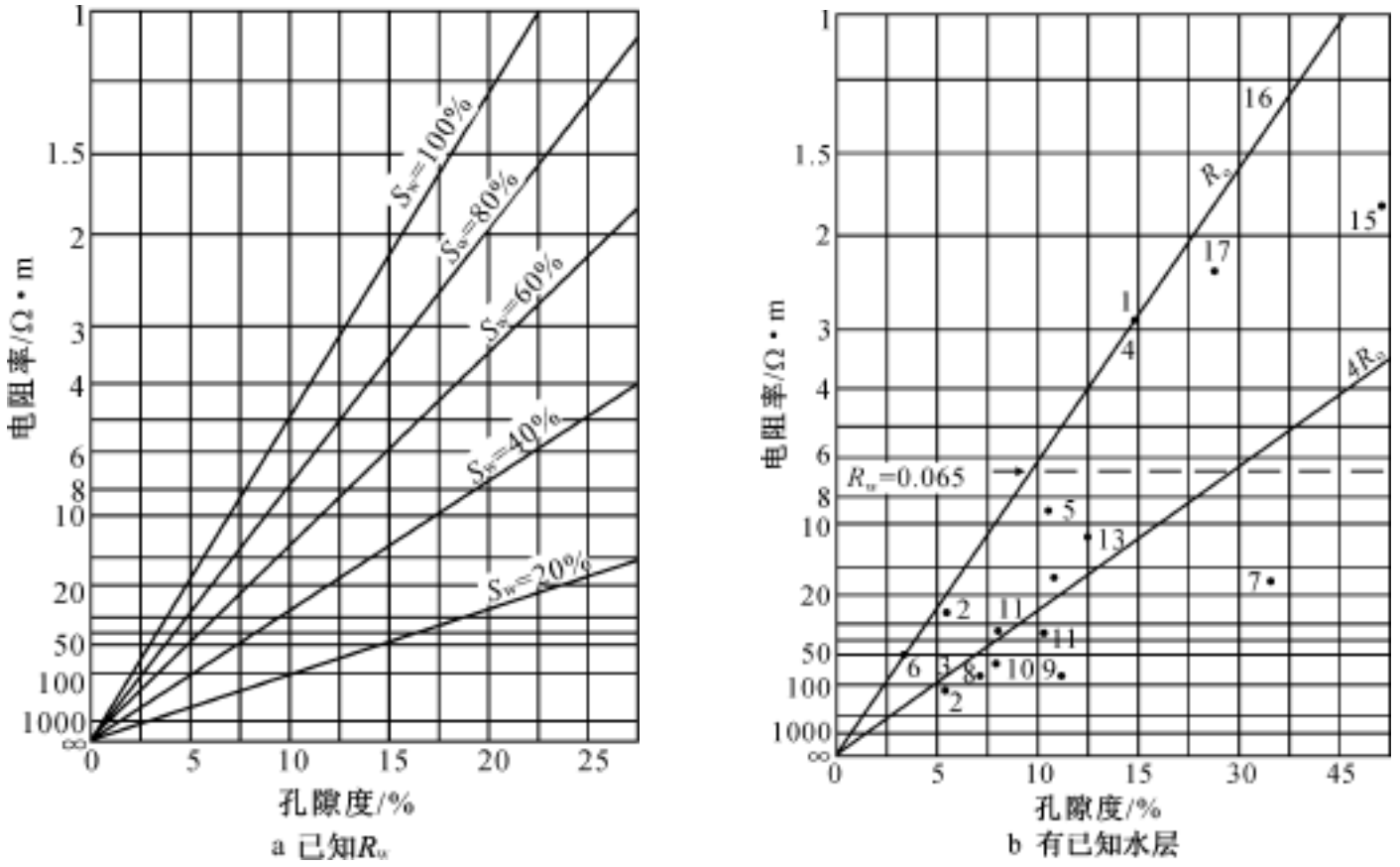


图 14.8　孔隙度—电阻率交会图

(2) 对数坐标电阻率 - 孔隙度交会图

把（14.38）式整理一下，可以写成

$$R_t = \frac{aR_w}{\phi^m S_w^n} \tag{14.40}$$

对上式两端取对数，得

$$\lg R_t = -m\lg\phi + \lg(aR_w) - n\lg S_w \tag{14.41}$$

显然，在双对数坐标中，当 R_w 不变时，R_t 和 φ的交会图为一族以饱和度 S_w 为参数的平行线（图 14.9)。直线的斜率为 - m，截距为 lg（aR_w）- $n\lg S_w$。当岩层 100% 含水时，14.41）式变为

$$\lg R_o = -m\lg\phi + \lg(aR_w) \tag{14.42}$$

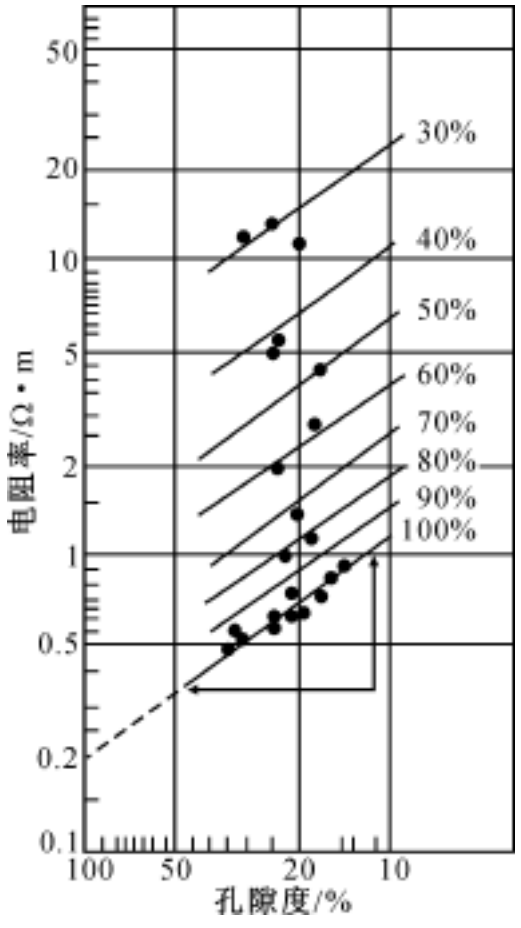


图 14.9　对数坐标电阻率—孔隙度交会图

曲线参数：S_w

因此，在这种交会图上，根据数据点作出水层线之后，可以依据水层线的斜率求出 m，并按水层线在 $\phi=100\%$ 的纵轴上的交点求得 aR_w。若已知 R_w，可以求出 a；若知 a 则可以求出 R_w。

同制作前一种交会图一样，如果本地区的 a、m、和 R_w，等参数已知，则可事先在交会图上作出不同饱和度的直线，只要把数据点落到图上，便可以得出地层含油情况的结论。

2. 重叠法

利用不同测井曲线对岩层某些性质反映的差异，将不同的曲线重叠起来，从而发现和区分岩层的不同性质的方法，很早以前已经使用了。例如，根据微电位曲线和微梯度曲线对泥饼反映的差异，把两条曲线重叠起来便可以区分渗透层与非渗透层。再如，利用深感应和浅感应，或深侧向和浅侧向对侵入带和原状地层反映的差异，把两条曲线重叠起来，便可以判断岩层的侵入性质和含油气情况等。但是，重叠法真正具有实用价值，并从定性提高到定量水平，则是在现代测井技术条件下和电子计算机应用之后才实现的。这时，各种反映相同参数的测井曲线都是按照相同的标准刻度的。

重叠法的种类很多，这一节只介绍和电阻率孔隙度组合有关的几种方法，其他一些属于定性应用的重叠法，就不再说明了。

电阻率—孔隙度重叠法的基础，仍然是从地层含油愈多电阻率愈高这一基本原理出发，只是所选择的对比标准不同和表现形式不同而已。目前常用的可以分为以下四种：

(1) 对比电阻率。以深探测系统求得的电阻率 R_t 为标准，利用孔隙度测井曲线求出该地层全含水时的电阻率 R_0 与其比较。显然在含水层上 $R_t = R_0$，而在油层上 $R_t > R_0$，并按 $\frac{R_t}{R_0} = \frac{1}{S_w^2}$ 估计 S_w。这种重叠法叫做 R_t - R_0 重叠法。

(2) 对比孔隙度。以孔隙度测井得到的孔隙度 ϕ 为标准，利用电阻率曲线计算出的导电液体所占据的孔隙空间大小（ϕ_w）与其相对比。显然，对水层则有 $\phi=\phi_w$，而对油层则有 $\phi>\phi_w$，并且根据孔隙度与含水饱和度的定义，有 $S_w = \frac{\phi_w}{\phi}$。这种重叠法叫 ϕ- ϕ_w 重叠法。

(3) 对比地层因素。这种方法和第二种方法基本上一致。只是用地层因素 F 与用电阻率测井计算出和 ϕ_w 相对应的地层因素 F_R 对比。显然，在水层 $F = F_R$；在油层 $F_R > F$，并且按 $\frac{F_R}{F} = \frac{1}{S_w^2}$ 估计 S_w。这种重叠法称为 F - F_R 重叠法。

(4) 对比地层水的电阻率。这种方法是根据电阻率测井和孔隙度测井计算出一个视地层水电阻率 $R_{wa} = \frac{R_t}{F}$，并且把 R_{wa} 与 R_w 对比。显然，在水层 $R_{wa} = R_w$，在油层 $R_{wa} > R_w$，

并且按$\frac{R_{wa}}{R_w}=\frac{1}{S_w^2}$估计 S_w。在实际上，这种方法的 R_w 并不画在图上，所以人们就称其为 R_{wa} 法。

从前面的讨论可以看出，含水饱和度都与两条重叠曲线在相同深度上幅度的比值有关。为了能够直接根据重叠曲线的幅度差读出饱和度值，重叠曲线采用对数刻度记录较为有利。因为在对数坐标上，乘除问题变成了加减问题，乘幂问题变成了乘除问题。

下面就以 R_t - R_0 重叠法为例，来说明重叠法的具体做法。

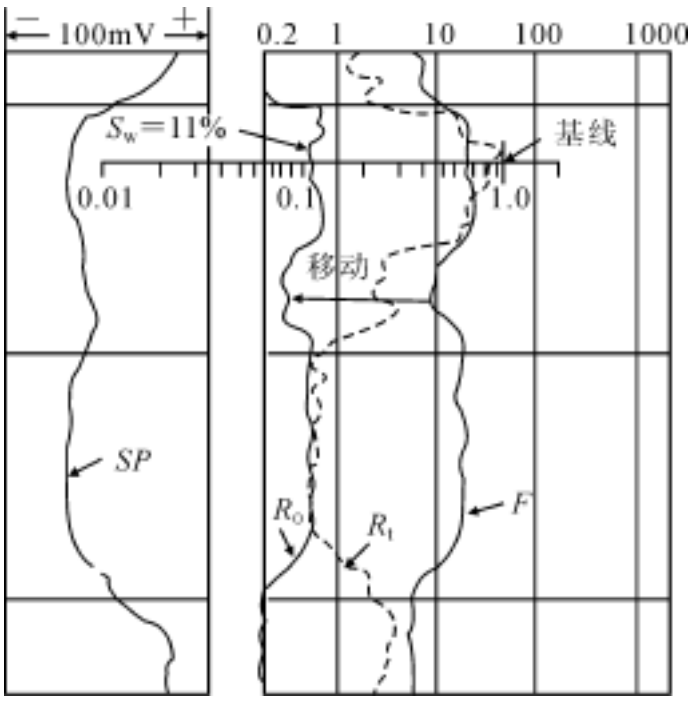


图 14.10　R_t - R_0 重叠图

R_t 作为对比标准，在图上不变化，而孔隙度曲线要转变为 R_0 曲线。图 14.10 是以对数比例画出的电阻率 R_t 曲线和孔隙度曲线，其中孔隙度曲线是以地层因素 F 形式输出的。根据关系式 $F=\frac{R_0}{R_w}$，并取对数，得

$$\lg R_0 = \lg F + \lg R_w \qquad (14.43)$$

因此，只要把 F 曲线平移 R_w 一段距离，便得到 R_0 曲线。图上假定 $R_w=0.027\,\Omega\cdot m$，则 $\lg R_w=-1.568$。$\lg R_w$ 为负值，应将 F 曲线向数值减小的方向移动（左移），如果刻度尺的模数[1]为 lcm，移动的距离应为 1.568lcm。移动后的 F 曲线就是 R_0 曲线了。已知$\frac{R_t}{R_0}=\frac{1}{S_w^2}$，取对数后，得

$$2\lg S_w = \lg R_0 - \lg R_t \qquad (14.44)$$

说明 R_t 与 R_0 两曲线的幅度差为含水饱和度的两倍。如果使用一个模数为 2lcm 的对数尺来量度这个距离，便可以直接得到含水饱和度。用对数尺量饱和度的方法有两种，一种是把饱和度尺按照电阻率愈大含水饱和度愈小的方向放好，然后把含水饱和度为 1 的点与 R_0 曲线重合，根据 R_t 曲线与饱和度尺的交点读出 S_w。也可以把饱和度尺和电阻率尺按相同的方向放好，把饱和度尺的 1 与 R_t 曲线重合，根据 R_0 曲线与饱和度尺的交点直接读出饱和度。

根据本节的讨论可以看出，重叠法应用的条件和交会图法基本相同，都要求地层水电阻率 R_w 和岩性基本不变。因此，在利用重叠法时，如地层水电阻率和岩性在纵向上有变化，应分段进行重叠，使重叠的井段符合上述条件。

二、径向电阻率比值法

如果能够利用不同探测深度的电阻率仪器测出地层电阻率和冲洗带电阻率时，则可以通过对比这两部分的电阻率值来研究地层含油情况，因为侵入地层中的泥浆滤液和地层水电阻率可能并不相同，所以在对比岩层径向电阻率时，必须考虑这一影响。

---

[1] 指对数刻度尺上一阶的距离。

前面已经多次提到的饱和度公式

$$S_w^2 = \frac{F R_w}{R_t} \tag{14.45}$$

同样也适用于冲洗带，只是将其中的各项换上相应的数值即可

$$S_{xo}^2 = \frac{F R_{mf}}{R_{xo}} \tag{14.46}$$

将（14.45）式与（14.46）式相比，则得到

$$\left(\frac{S_w}{S_{xo}}\right)^2 = \frac{\frac{R_{xo}}{R_t}}{\frac{R_{mf}}{R_w}} \tag{14.47}$$

式（14.47）是比值法的基本公式，只要有办法得到 S_{xo} 和 R_{mf}/R_w，便可以根据比值 R_{xo}/R_t 求得 S_w。解决这个问题，除了直接计算之外，也可以用交会法和重叠法。

因为径向电阻率比值法是同一个地层的两部分相比较，地层因素在比较过程中消去了，所以这个方法不需要知道 φ和 a、m 等参数，这是它的一个重要优点。它的另一个特点是可以了解油的可动性。

径向比值法的实质是把地层深部（未侵入部分）和浅部（泥浆滤液侵入部分）的视地层因素进行对比。因为任何电阻率测量系统都无法做到独立测量 R_{xo} 或 R_t 时而不受另一个的影响，并且残余油饱和度的估计随岩性和油质的不同，可能有较大误差，所以在一些情况下，只能获得近似的或定性的结果。

三、可动油法

可动油显示技术可以看作是电阻率孔隙度组合法和径向电阻率比值法重叠技术结合的产物。在 ϕ- ϕ_w 重叠法中，我们根据孔隙度值和由地层电阻率计算的含水孔隙度值的差异程度可以判断地层的含油孔隙度。如果再利用浅探测电阻率资料计算出冲洗带的含水孔隙度，并同地层含水孔隙度相比较，便可以判断可动油体积。将上述三种反映不同孔隙的曲线结合起来，就是通常所说的可动油图。

根据（14.38）式不难写出含水孔隙度 ϕ_w

$$\phi_w = S_w \phi = \sqrt{\frac{a R_w}{R_t}} \tag{14.48}$$

类似地，可以写出冲洗带的含水孔隙度

$$\phi_{xo} = S_{xo} \phi = \sqrt{\frac{a R_{mf}}{R_{xo}}} \tag{14.49}$$

于是，可动油（MOS）可以表示为

$$MOS = \phi_{xo} - \phi_w = \sqrt{\frac{a R_{wf}}{R_{xo}}} - \sqrt{\frac{a R_w}{R_t}} \tag{14.50}$$

可动油显示经常是计算机处理结果的显示内容之一。

根据上一节的讨论已经知道，以对数刻度的地层电阻率曲线，实际上可以看作是经过

移动的视地层因素 F_R 曲线。同样，以对数刻度的冲洗带电阻率曲线，可以看作是冲洗带视地层因素 F_{xo} 曲线。因此，直接把孔隙度曲线和深浅电阻率曲线以对数刻度显示在一张图上，也可以反映地层的可动油情况，这种重叠图称为 F 可动油图。

四、含泥质地层饱和度的确定

含水纯砂岩层的电阻率和地层水电阻率之间的关系，我们前边已经介绍过

$$R_0 = FR_w$$

若表示成电导率，则

$$\sigma_0 = \frac{1}{F}\sigma_w \qquad (14.51)$$

以 σ_0 为纵坐标，以 σ_w 为横坐标作图，这是一条以 1/F 为斜率的直线，如图 14.12 虚线所示。对于含泥质地层，如果作同样的图，根据实验得到的 σ_0 与 σ_w 关系，如图上实线所示。从图看出，含有相同矿化度地层水的泥质砂岩层的电导率要比纯砂岩地层高。这种现象很早以前人们已经注意到。

因为电阻率是计算地层含水饱和度的主要依据，因此如不考虑和消除泥质对电阻率的影响，就无法得到正确的含油气饱和度值。由于泥质对导电性的影响受许多因素决定，所以对含泥质地层的解释问题一直是人们所注意的问题，同时也是一个还没有完全解决的难题。

开始人们就注意到，泥质对岩石导电性的影响，是和泥质在岩石中的分布，以及泥质在岩石中的含量有关。

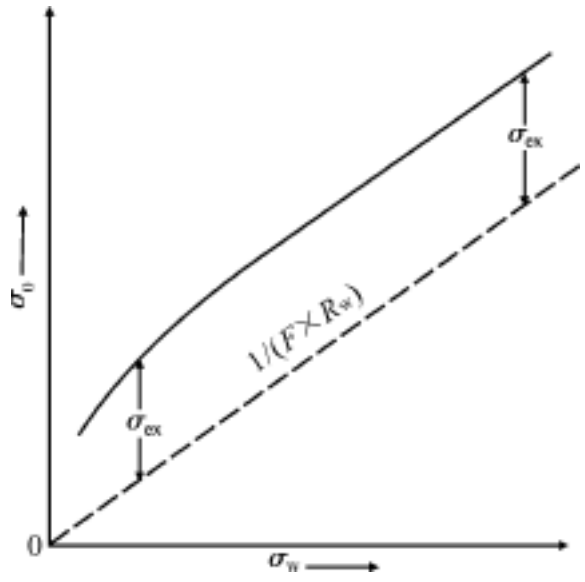


图 14.11　含水泥质砂岩电导率 σ_0 与地层水电导率 σ_w 的关系示意图

后来人们发现，在泥质中的粉砂和粘土对测井结果的影响是不同的，应当区别来对待。

根据上面这些观点，在考虑和校正泥质或粘土影响时，是把它们作为导电物质来考虑，计算含油饱和度时主要考虑它们的数量和分布，如本章第一节中的公式（14.27）、（14.28）等。

对于粘土导电性的进一步研究表明，粘土的导电性和粘土矿物种类有关。例如蒙脱石和伊利石对岩石导电性的影响比高岭土和绿泥石要大得多。韦克斯曼 - 史密茨在大量实验研究的基础上，提出了一个含泥质地层导电性模型，他们认为粘土的导电性是由一些附着在粘土颗粒周围以补偿粘土晶粒中电荷不足的阳离子引起的。这些阳离子可以和水溶液中的其他阳离子交换位置。可交换的阳离子数量的多少，决定着粘土对岩石导电性的影响。他们认为这个附加的导电性就是图 14.11 所表示的泥质砂岩导电性增高的原因。于是含水泥质砂岩层的电导率可以写成

$$\sigma_0 = \frac{1}{F}(\sigma_{ex} + \sigma_w) \qquad (14.52)$$

其中

$$\sigma_{ex} = B_e Q_V$$

式中：σ_{ex}是表示泥质的附加导电性；B_e为可交换阳离子的等效电导率；Q_V称为阳离子交换容量，它用岩石每单位孔隙体积交换钠离子的摩尔数表示。在实验室分析岩样时，常用每百克干岩样交换钠离子的摩尔数表示，它的符号为 CEC。因此 Q_V 和 CEC 的关系为

$$Q_V = \frac{CEC(1 - \phi_t)\rho_s}{\phi_t} \tag{14.53}$$

式中：ρ_s为岩石平均颗粒密度（g/cm^3）；ϕ_t为总孔隙度。

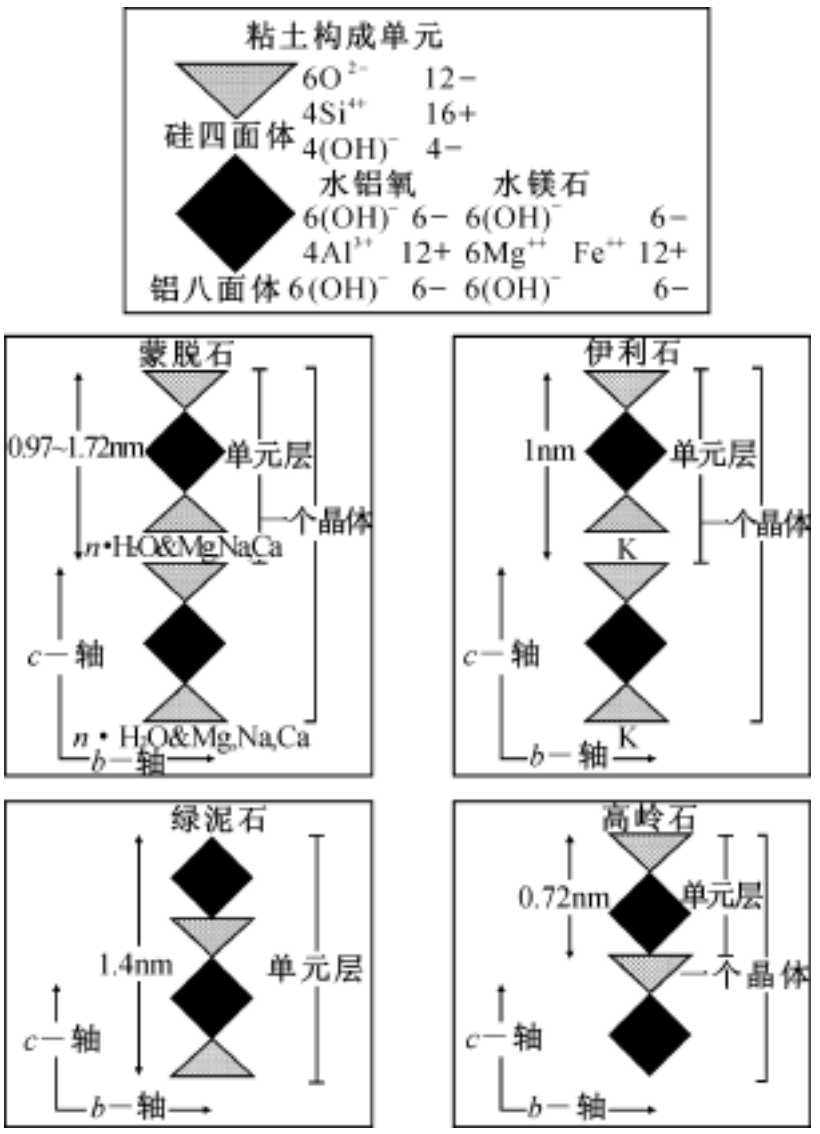


图 14.12　粘土晶体结构

常见的粘土矿物主要是高岭石、伊利石、蒙脱石和绿泥石。粘土矿物呈片状构造，它们分别由硅氧四面体和铝氧八面体两个基本构造单位以不同的比例堆叠而成（图 14.12）。

粘土矿物产生阳离子交换作用的主要原因，一是晶格取代（置换）作用，即一些低价的离子取代了硅氧四面体的硅，或取代了铝氧八面体中的铝，结果使某些粘土构造单元内形成未平衡的电荷。通常它们是通过吸附水溶液中的离子来达到平衡。这些阳离子在一定条件下可以与外界交换；二是粘土矿物中裸露在外面的氢氧基中的氢被解离，使粘土矿物带负电，为了补偿电荷的不平衡，也必然要吸附阳离子，这些阳离子也是可交换的；三是破键作用，在粘土矿物的边缘往往形成未平衡的电荷，因而它将吸附与之接触的水溶液中的阳离子而取得平衡，这些电荷处于可交换状态。

在可交换的阳离子中，由晶格取代造成的占多数，因此发生晶格置换作用愈多的粘土矿物，阳离子交换容量就愈大，如蒙脱石和伊利石。由破键作用和氢氧根中氢离子解离而形成的可交换阳离子占的比重较小，因此阳离子交换容量较低，如高岭石和绿泥石。

由于不同粘土矿物的阳离子交换能力不同，它们对岩石导电性的影响也就不同，因此有人把粘土分为有效的和无效的两种。有效的粘土，如蒙脱石和伊利石，对岩石导电性影响较大。

根据这个理论，在计算地层的含油气饱和度时，对粘土影响的校正，不应根据粘土体积含量，而应根据粘土的阳离子交换能力。含油气地层的导电率可以表示为

$$\sigma_t = \frac{S_{wT}^n}{F}\left(\sigma_w + B_e \frac{Q_V}{S_{wT}}\right) \tag{14.54}$$

式中：S_{wT}为总含水饱和度。

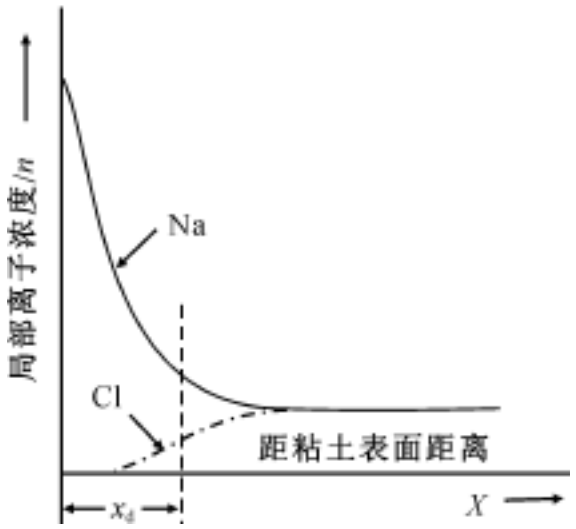


图 14.13　扩散层离子浓度分布图

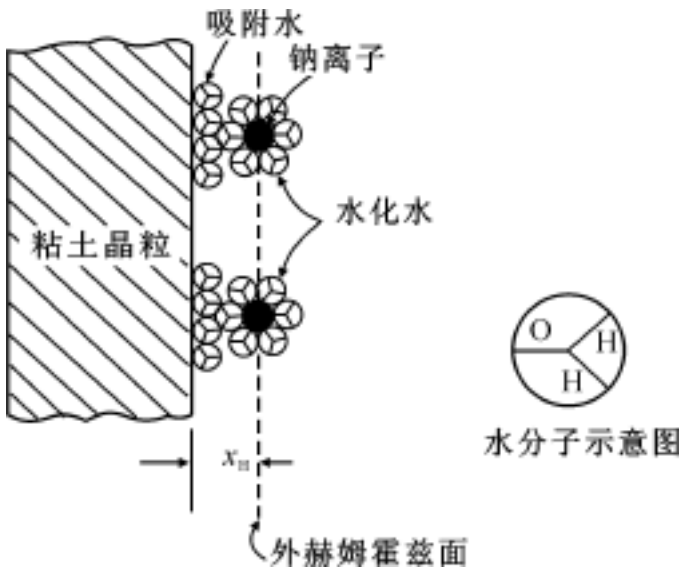


图 14.14　粘土颗粒表面吸附水和离子分布示意图

(距粘土表面最近的离子层称外赫姆霍兹平面)

在使用韦克斯曼 - 史密茨 (W - S) 模型的过程中，遇到了两个主要问题，一个是 Q_v 的测定问题，人们发现根据 $\sigma_0 - \sigma_w$ 曲线推算的 Q_v 值比根据 CEC 测量得出的值小得多。另一个是泥岩的导电性问题，按韦克斯曼 - 史密茨模型，泥岩的导电性应高于邻近砂岩层的导电性，但事实并不是完全如此，有时含高矿化度水的砂岩层比邻近的泥岩有更高的导电性。实际分析，泥岩水矿化度是低的，甚至是不变的，几乎与邻层水的矿化度无关。克莱威尔 (Clavier) 等人研究这些现象时注意到，带负电的粘土颗粒对于极性水分子的吸引，以及通过吸附阳离子对极性水分子的吸引，所造成的水膜是不能忽略的。韦克斯曼 - 史密茨模型没有考虑这个现象，粘土表面离子扩散层的分布如图 14.13 所示。实际上，每个阳离子都被水化水包围着，而且粘土表面又存在着吸附水，因此扩散层的补偿离子 Na^+ 与粘土表面之间保持一段距离，如图 14.14 所示，人们将距粘土表面最近的离子层称为“外赫姆霍兹面”。在这个面与粘土表面之间不含有溶解的盐离子，它的电导率将不同于这个面以外的地层水。克莱威尔等人根据这个分析，提出一个双水模型，把粘土表面的水称为“近水”或束缚水，而把水膜以外的孔隙中的水称为“远水”或自由水。

在双水模型中，粘土颗粒本身和其他骨架部分一起看作是不导电的。图 14.15 把传统的泥质砂岩模型和双水模型画在一张图上，以便于对比。

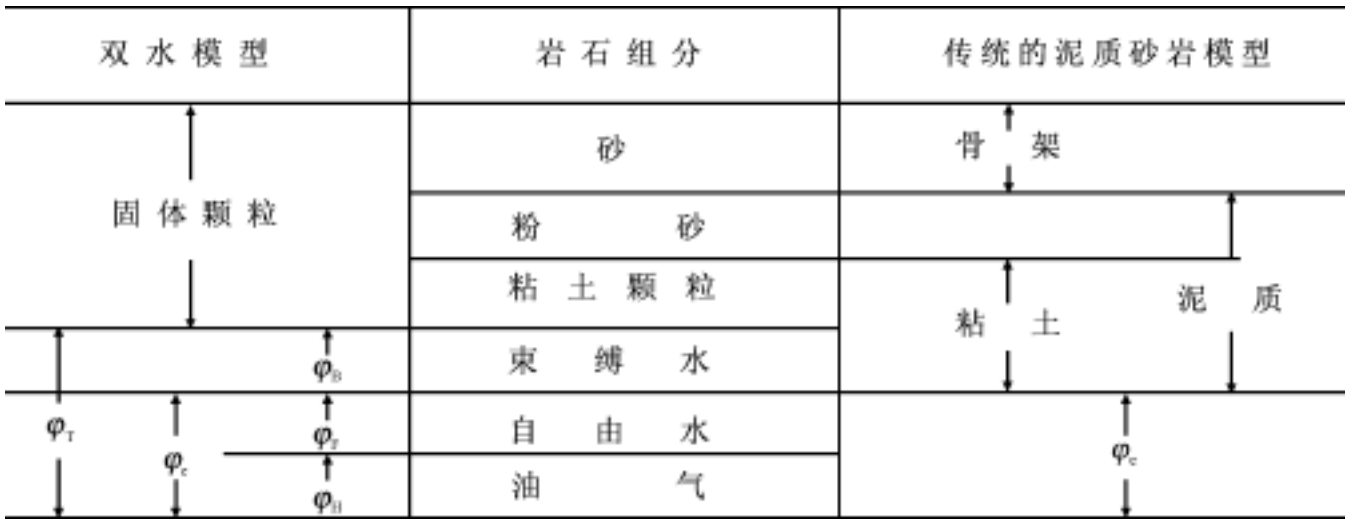


图 14.15　泥质砂岩模型

根据图 14.15 所示的双水模型，不难写出岩石的导电率关系式

$$\sigma_t = \phi_T^2 [S_{wB} \cdot \sigma_{wB} + (S_{wT} - S_{wB}) \sigma_{wF}] S_{wT} \qquad (14.55)$$

式中：S_{wT}和 S_{wB}为总含水饱和度和束缚水饱和度；σ_{wB}和 σ_{wF}为束缚水和自由水电导率。

解（14.55）式，可以得到总含水饱和度

$$S_{wT} = X + \left(\frac{\sigma_t}{\sigma_{wF} \phi_T^2} + X^2 \right)^{\frac{1}{2}} \qquad (14.56)$$

式中

$$X = \frac{S_{wB} (\sigma_{wF} - \sigma_{wB})}{2 \sigma_{wF}}$$

在这个模型中，S_{wB}的确定仍是个未完全解决的问题，在斯伦贝谢现场解释方程中，近似地由粘土含量指数来估计。

随着研究工作的深入，又陆续发现一些新的问题。1982 年 Dielerix 通过实验研究发现，表面粗糙的砂岩，由于具有双峰式孔隙分布，也表现出泥质砂岩的某些特征。Swanson（1983）在研究含大量高岭石（低 CEC 粘土矿物）和燧石的岩石时发现，微孔隙对电阻率有着很大影响。岩石在不同含水饱和度情况下，其电阻率受不同尺寸的孔隙控制，导致电阻增大率与含水饱和度关系中的饱和度指数 n 发生变化。在含水饱和度低时，尤其是在低矿化度条件下，W—S 模型与实验数据明显不符，Swanson 认为微孔隙水是原生孔隙系统中孔隙自由水和粘土水之外的第三种导电因素。粘土矿物和非粘土矿物都可以造成微孔隙。

Brown（1988）对 Waxman 和 Smits 的泥质砂岩分析数据进行了重新评价，也显示，除阳离子交换形成的附加导电性之外，还有另外的导电因素。此外，Warthington（1985）、Crane（1989）、Herrick（1992）等和我国一些研究人员通过研究也都得到类似的结论。为了得到更精细的导电特性，国内外都在探索新的导电模型。

第四节　渗透率的估计

利用测井数据确定渗透率的方法大部分建立在统计经验的基础上。

1. 根据孔隙度和束缚水饱和度确定渗透率

粒间孔隙地层的渗透率随着孔隙度增大而迅速增大。同时渗透率还和颗粒表面积有着密切关系。含粘土的细粒地层将比相同孔隙度的粗粒纯地层的渗透率低，因为前者的孔隙通道比后者复杂得多。地层的束缚水饱和度和岩石颗粒的表面积有关。因此，粒间孔隙地层的渗透率和孔隙度与束缚水饱和度之间存在着某种关系。根据实验，这种关系的一般形式为

$$K = C \frac{\phi^a}{S_{wi}^b} \qquad (14.57)$$

有多种方法可以估计束缚水饱和度 S_{wi}，例如根据孔隙度和粒度中值估计束缚水饱和度、利用地球化学测井结果计算粘土束缚水饱和度等。a 和 b 是和岩性有关的经验系数。

2. 根据孔隙度和粒度中值估计渗透率

岩石的孔隙结构受颗粒粗细的影响，而渗透率主要受孔隙结构控制，因此渗透率与粒度中值之间存在一定关系。但是，孔隙结构除了受颗粒粗细影响之外，还要受颗粒的分选性、形状、排列方式等的影响，在不同地区将存在一些差别。由我国八个油田 4573 块岩心分析数据建立的关系式（曾文冲，1991）为

$$\log K = D_1 + 1.7\log M_d + 7.1\log\phi \qquad (14.58)$$

式中：D_1 为经验系数，主要与砂岩地层的压实程度有关，一般随压实程度的增加而增大；粒度中值 M_d 由自然伽马测井曲线确定。

3. 根据地层电阻率估计渗透率

在束缚水饱和的含油气层段，油气层的电阻率主要由束缚水含量决定，而束缚水含量和岩石比面有关，同时渗透率也和岩石比面有关，因此可以断定电阻率与渗透率之间存在一定关系。在不同地区，根据本地区岩心分析的渗透率数据和电阻率测井数据之间建立的关系式，可以用来估计渗透率。

4. 利用核磁测井资料估计渗透率

利用核磁测井估计渗透率也是建立在统计相关关系的基础上，一类是利用渗透率与孔隙度、束缚水饱和度的传统关系式，把核磁测井得到的孔隙度与束缚水饱和度值代入得到的经验关系，如（Prammar，1994）

$$K = C(\phi_e)^4\left(\frac{\phi_{FFI}}{\phi_{BVI}}\right)^2 \qquad (14.59)$$

式中：ϕ_e 是核磁测井确定的有效孔隙度；ϕ_{FFI} 为自由流体孔隙度；ϕ_{BVI} 为束缚水孔隙度。

另一类，是利用实验室分析数据在渗透率与横向弛豫时间 T_2 之间建立的经验关系式，如（Morriss，1993）

$$K = C(\phi_e)^4 T_{2\text{几何平均}}^2 \qquad (14.60)$$

5. 利用声波测井估计渗透率

理论和实验研究结果表明，斯通利波的幅度衰减与渗透率有明显关系。斯通利波是在井筒内传播的流体波，如果井穿过渗透性地层，由于运动的流体进入孔隙而使斯通利波衰减，但是，由于这种衰减受泥饼等因素的影响比较复杂，目前还处于研究阶段。

第五节　钻井地球物理资料综合解释系统的发展概述

自 20 世纪 60 年代初首次采用计算机处理地层倾角测井数据起，许多测井公司和石油公司很快就开始采用计算机处理与解释测井数据。70 年代初，A. Poupon 等提出两个著名的测井处理程序 SARABAND 和 CORIBAND，标志着计算机测井解释系统新时代的开始。之后，其它的测井处理程序也相继问世，如 SAND、CRA、CLASS、VOLAN 等。同时一些车载计算机测井处理程序如 PROLOG 和 CYBERLOOK 也开始用于井场快速直观解释。这一时期的处理程序是针对一定的储层模型、采用有限的几种测井资料来进行地层评价及油气分析的。如 SARABAND、SAND 是针对砂泥岩的解释程序、CORIBAND 和 CRA 是针对复杂岩性地层的处理程序等。

1979 年，斯伦贝谢公司提出了一个不依赖固定模型的优化算法处理程序 - GLOBAL，以及后来的 ELAN，使得测井解释程序的适应性和灵活性大大提高。随后阿特拉斯和哈里巴顿公司等也分别研制成功类似的最优化处理软件 OPTIMA 和 ULTRA 等。

20 世纪 80 年代具有大容量、高处理速度和极强图形功能的工作站成功地用于测井解释。由于工作站采用开放式结构，方便的人机实时交互联作，同时具有很好的通讯和异机联网功能，使之在各大测井公司和石油公司得到广泛应用。测井解释工作站中组合了有关储层研究中各专门学科和专门功能的软件包，它们之间相互联系并可同时使用，从而能灵活地处理、解释、对比、综合和检验各项成果。自上个世纪 90 年代以来，国外测井公司先后推出一些工作站上运行的测井处理系统，如斯伦贝谢公司的 GEOFRAME，阿特拉斯公司的EXPRESS、哈里巴顿公司的 DDP 等。

80 年代中后期，随着微机的容量扩大、处理速度加快、图形功能的加强，微机环境下的测井解释与处理系统也日益得到发展，如阿特拉斯公司的 WDS。一些小型测井公司或石油软件公司的测井解释系统也多采用微机环境。

1976 年我国进口 3600 数字测井仪及相应的数据处理系统，使我国的测井进入计算机数据处理阶段，随后，我国又引进了 CLS、CSU、DDL 等数控测井系统及某些测井解释系统。80 年代以来又引进了一些测井解释工作站。根据我国油气储层的特点和石油勘探开发中的问题，我国测井工作者研制了许多测井解释软件。还建立了微机测井解释系统，如 MWLS 和 FORWARD 的微机版。90 年代我国也研制成功了各具特色的工作站测井解释系统。如 FORWARD 等。

测井解释系统是以统一的数据库管理为基础，以测井信息为主，并充分利用地震、地质、钻井、试井等信息，对测井数据进行处理、显示、解释的综合计算机系统。一般应具备以下几个方面的功能:

(1) 测井数据及相关数据的输入、输出、数据管理与数据通讯功能;

(2) 测井数据的预处理，包括曲线编辑和深度取齐、曲线平滑、环境校正，井斜校正，测井数据标准化等;

(3) 服务性功能，包括使用各类交会图或直方图进行有目的的信息分析，如质量控制、岩性分析、参数选择等，以及进行统计分析和各种通用数学运算;

(4) 数据处理与解释，包括单井储层参数确定和相关地质问题分析；综合单井测井解释成果及地质和地震勘探等区域性信息，进行多井分析或储层描述;

(5) 显示与输出：包括原始测井曲线和测井解释综合成果的显示与输出。

现代综合测井解释，一般包括以下 4 个方面，其中最核心的是地层评价与油气分析:

(1) 地层评价与油气分析：单井裸眼井地层评价的主要内容有岩性分析，即计算地层泥质含量和主要矿物成分；计算储集参数，如孔隙度、渗透率、含油气饱和度（和含水饱和度)、已开发油层（水淹层）的剩余油饱和度和油气层有效厚度等；综合评价油、气层及其产能，为油气储量计算提供可靠的基础数据。

(2) 油藏静态描述：多井测井评价与地质、地震、开发等信息结合做综合分析，目的是提高对油气藏的三维描述能力，重现储集体的时空分布原貌。主要内容包括：测井、地质（岩心，录井)、地震等信息间的相互深度匹配与刻度；地层及油气层的对比；地层的岩性、储集性、含油气性等在纵、横向的变化规律；研究地区地质构造、断层和沉积相

以及生、储、盖层；研究地下储集体几何形态与储集参数的空间分布；研究油气藏和油气水分布规律。

(3) 油井检测与油藏动态描述：在油气田开发过程中，研究产层的静态和动态参数(包括孔隙度、渗透率、温度、压力、流量、油气饱和度、油气水比等)的变化规律，确定油气层的水淹级别及剩余油气分布，确定生产井的产出剖面和注入井的注入剖面以及它们随时间的变化情况，监视产层的油水运动状态、水淹状况及其采出程度，确定挖潜部位。

(4) 钻井和采油工程：在钻井工程中，测量井眼的井斜、方位和井径等几何形态的变化；估算地层的孔隙流体压力和岩石的破裂压力及其梯度；确定下套管的深度和水泥上返高度，检查固井质量等；在采油工程中，进行油气井射孔，检查射孔质量、酸化和压裂效果，确定出水、出砂和窜槽位置以及压力枯竭层位等。

主要参考文献

[1] C. M. 阿克谢利罗德等，梅忠武译．核磁测井，北京：石油工业出版社，1982

[2] Doveton J. H. 著李舟波等译．地下地质测井分析的原理与计算机方法，北京：地质出版社，1989

[3] 《测井学》编写组．测井学，北京：石油工业出版社，1998

[4] 车卓吾主编，测井资料分析手册，石油工业出版社，1995

[5] 黄隆基，核测井原理，山东东营：石油大学出版社，2000

[6] 李舟波，楚泽涵，中国测井学研究现状与发展趋向，地球物理学报，第 40 卷增刊，1997

[7] 李舟波，孟令顺，梅忠武，资源综合地球物理勘查，北京：地质出版社，2004

[8] 李舟波．地球物理测井数据处理与综合解释，长春：吉林大学出版社，2003

[9] 陆相油储地球物理学导论，刘光鼎，李幼铭，吴永刚等著，科学出版社，1998

[10] 斯伦贝谢公司编，李舟波、潘葆芝等译．测井解释原理与应用，北京：石油工业出版社，1991

[11] 王惠濂，地球物理测井习题集，北京：地质出版社，1993

[12] 肖立志，核磁共振成像测井与岩石核磁共振及其应用，北京：科学出版社，1998

[13] 雍世和，洪有密，测井资料综合解释与数据处理，石油工业出版社，1982

[14] 雍世和．最优化测井解释，山东东营：石油大学出版社，1995

[15] 曾文冲编著，油气藏储集层测井评价技术，石油工业出版社，1991

[16] 张庚骥．电法测井，北京：石油工业出版社，1984

[17] 张守谦等．成像测井技术及应用，北京：石油工业出版社，1997

[18] Akkurt R, Vinegar H J, Tutunjian P N, et al, NMR logging of natural gas reservoirs [J], The Log analyst, 1996, 37(5), 33～42

[19] Archie, G. E., The Electrical Resistivity Log as an Aid in Determining Some Reservoir Characteristics, J. Pet. Tech (5), 1942

[20] Brown, G. A., The Formation Porosity Exponent—The key to Improved Estimates of Water Saturation in shaly Sands, SPWLA 29th Annual Logging Symposium, 1988

[21] Calvert T J, Rau R N and Wells L E, Electromagnetic propagation—A new dimension in logging, SPE Paper 6542, 47th Ann. Calf. Reg. Meeting, 1977

[22] Clavier, C., Coates, G, Dumanoir, J., Theoretical and Experimental Basis for the Dual-Water Model for Interpretation of Shaly Sands, SPE 6859, 1977

[23] Crane, S. D., Impacts of Microporosity, Rough Pore Surface and Conductive Minerals on Saturation Calculations from Electric Measurements: An Extended Archie s Law, SPWLA 31st Annual Logging Symposium, 1990

[24] Diederix, K. M., Anomalous Relationships between Resistivity Index and Water Saturation in the Rotligend Sandstone, SPWLA 23rd Annual Logging Symposium, 1982

[25] Doll, H. G., The SP Log: Theoretical Analysis and Principles of Interpretation, Trans., AIME, 1948

[26] Dunn K J, Nuclear magnetic resonance petrophysical and logging application [M], New York: Elsevier science Ltd., 2002, 43～164

[27] E1lis D V, Well Logging for Earth Scientists, Amsterdam: Elsevier, 1987

[28] Givens, W. W., Schmidt, E. J., A Generic Electrical Conduction Model for Low-Cotrast Resistivity Sandstone, SPWLA 29st Annual Logging Symposium, 1988

[29] Hearst J R, Helson P H, Well Logging of Physical Properties, New York: McGraw Hill Book Co., 1985

[30] Herrick, L. M., Electrical Efficiency: A pore-Geometric Model for the electrical properties of Rocks, SPWLA 34st Annual Logging Symposium, 1993

[31] Homilius J, Lorch S, On the theory of gamma ray scattering in boreholes [J], Geophysical Prospecting, 6, 1958

[32] Hurlimann M D, Venkatalamanan L, Flaum C, et al, Diffusion - editing: new NMR measurement of saturation and pore geometry, paper FFF in: 43rd Annual Logging Symposium Transactions: Society of Professional Well Log Analysts, 2002

[33] Kriegshauser B, Fanini O, Forgang S, et al., A new multi - component induction logging tool to resolve anisotropic formations, paper D, in: 41st Annual Logging Symposium Transactions: Society of Professional Well Log Analysts, 2000

[34] Moran J H and Kunz K S, Basic theory of induction logging and application to study of two—coil sondes [J], Geophysics 27 (6), 1962

[35] Olhoeft G R, Electrical properties of rocks, in Y. S. Touloukian and C. H. Ho (eds), Physical properties of rocks and minerals, McGraw - Hill, New York 1981, chap. 9

[36] Serra O, Fundamentals of Well - Log Interpretation, 2. The Interpretation of Logging Data, Amsterdam: Elsevier Science Publishers B. V., 1986

[37] Serra O, Fundamentals of Well—Log Interpretation, 1. The Acquisition of Logging Data, Amsterdam: Elsevier Science Publishers B. V., 1984

[38] Silva, P. L., Bssiuni, Statistical Evaluation of he S-B Conductivity Model for Water-Bearing Shaly Formation, The Log Analyst, 1986

[39] Swanson, B. F., Microporosity in Reservoir Rocks—Its Measurement and Influence on Electrical Resistivity, SPWLA 26st Annual Logging Symposium, 1985

[40] Tittman J, Geophysical well logging, London, Academic press lnc., 1986

[41] Tyagi A K and Bhaduri A, Porosity analysis using borehole electrical images in carbonate reservoirs, paper KK, in: 43rd Annual Logging Symposium Transactions: Society of Professional Well Log Analysts, 2002

[42] Warthington, P. F., The Evolution of shaly sand Cocepts in reservuir Evaluation, The Log Analyst, 1985

[43] Yu L, Fanini O N, Kriegshauser B F, Koelman, et a1, Enhanced evaluation of low - resistivity reservoirs using multi - component induction log data [J], Petrophysics 2001, 42 (6): 611～623

[44] Барсуков О А, Блинова Н М, Выборных, Радиоактивные методы исследования нефтяных и газовых скважин, Бостоптехиздат: Москва, 1958

[45] Дахнов В Н, Интерпретация результов геофизических исследований разрезов скважин, Бостоптехиздат: Москва, 1955

附录　法定计量单位与非国际单位对照表

法定计量单位			应废除的非国际单位		换算关系式
量的名称	单位名称	单位符号	单位名称	单位符号	
长度	米	m	尺 英尺 英寸 埃	ft in	1 尺 = m/3 1ft = 0.3048m 1in = 0.0254m 1 = 10^{-10}m
质量 重量	千克(公斤)	kg	斤 磅	lb	1 斤 = 0.5kg 1lb = 0.4536kg
面积	平方米	m^2	靶恩	b	1b = $10^{-28}m^2$
速度	米每秒	m/s	英尺每秒	ft/s	1ft/s = 0.3048m/s
力	牛[顿]	N	达因 千克力	dyn kgf	1dyn = 10^{-5}N 1kgf = 9.80665N
压力 压强 应力	帕[斯卡]	Pa	毫米汞柱 标准大气压 工程大气压 千克力每平方厘米 磅每平方英寸	mmHg atm at kgf/cm^2 Psi	1mmHg = 133.322Pa 1atm = 101325Pa 1at = 9.80665× 10^4Pa 1kgf/cm^2 = 9.80665× 10^4Pa 1Psi = 0.07031kgf/cm^2 = 0.8951× 10^4Pa
[动力]黏度	帕[斯卡]秒	Pa·s	泊	P	1P = 0.1Pa·s
能量 功 热	焦[耳]	J	卡[路里] 尔格 千克力米	cal erg kgf·m	1cal = 4.1868J 1erg = 10^{-7}J 1kgf·m = 9.80665J
比热容	焦[耳]每千克开[尔文]	J/(kg·K)	卡每克开	cal/(g·K)	1cal/(g·K) = 4186J/(kg·K)
热导率	瓦[特]每米开[尔文]	W/(m·K)	卡每砂厘米开	cal/(s·cm·K)	1cal/(S·cm·K) = 418.68W/(m·K)
导温系数 (热扩散率)	平方米每秒	m^2/s			
摄氏温度	摄氏度	℃	华氏度	F	1F = 1.8℃ + 32
电导率	西[门子]每米	S/m	姆欧每米	/m	1Ω/m = 1S/m
磁通量	韦[伯]	Wb	麦克斯韦	Mx	1Mx≙ 10^{-8}Wb, 1Wb = 1V·s*
磁通量密度 磁感应强度	特[斯拉]	T	高斯	Gs, G	1Gs≙ 10^{-4}T, 1T = 1Wb/m^2 = 1N/(A·m) = 1V·s/m^2
磁场强度	安[培]每米	A/m	奥斯特	Oe	1Oe≙ (1000/4π) A/m
放射性活度	贝可[勒尔]	Bq	居里	Ci	1Ci = 3.7× 10^{10}Bq, 1Bq = 1s^{-1}
吸收剂量	戈[瑞]	Gy	拉德	rad[rd]	1rad = 10^{-2}Gy, 1Gy = 1J/kg
剂量当量	希[沃特]	Sv	雷姆	rem	1rem = 10^{-2}Sv, 1Sv = 1J/kg
照射量	库[仑]每千克	C/kg	伦琴	R	1R = 2.58× 10^{-4}C/kg
照射量率	库[仑]每千克秒	C/(kg·s)			
渗透率	平方微米	μm^2	达西	D	1D = 0.987 μm^2

* 符号≙的意义是“相当于”。