

电
法
勘
探

电 法 勘 探

〔苏〕 M.C. 日丹诺夫著

潘玉玲 王守坦译

张昌达 校

中

社

中国地质大学出版社



电 法 勘 探

P319
002

5407/10

〔苏〕M.C. 日丹诺夫 著

潘玉玲 译

王守坦

张昌达 校

中国地质大学出版社

ЭЛЕКТРОРАЗВЕДКА

М. С. ЖДНОВ

Ж $\frac{1903020000-173}{043(01)-86}$ 43-86

©Издательство «Недра», 1986

中国地质大学出版社出版 湖北省新华书店经销

(武汉市 喻家山)

中国地质大学出版社印刷厂印刷

开本 787×1092 1/32 印张 13 字数 29千

1990年12月第1版 1990年12月第1次印刷

印数1—1000册

ISBN 7-5025-0456-3/P·456

定价：2.75元



前 言

本书是苏联高等和中等专业教育部批准的“矿产地球物理普查和勘探方法”专业学生的教科书。

书中给出了有关电法勘探的数学物理基础、电磁场的激发条件和方法、测定条件和方法的基本知识。阐述了直流电场的电法勘探方法、大地电磁方法和磁变方法、可控源场电磁测深、物理化学成因场的方法。研究了仪器、装备、工作方法、观测结果的处理和解释方法。

本书供学习“矿产地球物理普查和勘探方法”专业大学生使用。

表2，图85，参考文献35篇。

注：本书共分五章，前言、序言、第一章、第二章、第五章由潘玉玲译，第三章和第四章由王守坦译。译者注

序 言

电法勘探是综合地球物理勘探方法中的基本方法之一。这种方法基于研究稳定电磁场和交变电磁场在地下的传播特性，并根据测定的场来确定介质的电磁参数，这些参数具有关于地球内部岩石物理性质、岩石成分、岩石热动力状态和岩相状态的重要信息。

电法勘探的历史：电法勘探是苏联20年代末、30年代初普查和勘探矿床中开始广泛使用的头一批地球物理方法之一。在过去的年代里，电法勘探经历了漫长的路程——从最简单的直流电阻率方法到以天然场源和大功率人工场源的复杂的现代电磁测深方法，不仅工作方法和技术发生了变化，而且连我们在解释中用的地电断面模型的概念也发生了变化。最近十年来，电法勘探资料的解释理论得到了特别迅速的发展。如果说在过去年代解释时使用的是一维地电断面模型（也就是说，在这些模型中，介质的电磁参数仅是深度的函数），则现在，在分析电法勘探资料时，更多使用的是二维甚至三维地电模型。这就要求利用非均匀导电介质的电动力学和计算数学的现代成就来设计相应的数学解释工具。苏联 А. Н. Тихонов、В. Р. Бурсиан、А. И. Заборовский、Л. М. Альпин、С. М. Шейнманн、М. Н. Бердичевский、Л. Л. Ваньян、В. И. Дмитриев、В. А. Комаров、А. П. Краев、Б. К. Матвеев、Г. В. Молочнов、Б. С. Светов、Ю. В. Якубовский 等许多学者对电法勘探的发展作出了很大的贡

献。

在杂志上发表的阐述上述问题的文章和专著数量迅速增加，反映了电法勘探理论和方法的迅猛发展。尽管地球物理工作者有许多电法勘探方面的基本教科书〔1—3〕，但，出版一本用统一的数学物理观点反映电法勘探理论和方法最新成就、用于培养80年代末、90年代初走向科研机关和生产单位的专业人员的教科书是适宜的。

应该指出，电法勘探的实际应用范围相当广泛。在普查金属矿、石油和天然气矿藏时，在解决构造问题和深部地电问题时，在水文地质和工程地质问题中都利用了电法勘探。所解决的问题不同，决定了激发场和记录场的方法也不一样。因此，电法勘探的方法变种数量非常多，实际上在一本教科书中介绍所有这些变种的理论和方法是不可能的。所以，本书把主要注意力放在那些在构造（石油）电法勘探以及在深部地电研究中广泛应用的方法上。

本书作者15年以上给原莫斯科古勃金石油化学和天然气工业学院（现莫斯科石油和天然气学院—МИНГ）地球物理专业学生讲授《电法勘探》课程的讲稿提纲是本教科书的基础。

作者编著的教科书中，力求最完整地阐明现代电法勘探方法理论的数学物理基础。作者认为：与我们科学发展过程中不断产生的电法勘探大量的个别方法和变种的信息相比，当今大学生更需要基础地球物理知识。与此同时，最常用的电法勘探数据的观测方法、处理和解释方法，包括主要电法勘探仪器系统的叙述，在教科书中均得到反映。

目 录

第一章 电法勘探使用的电磁场的理论基础	(1)
§1 麦克斯韦方程组.....	(1)
§2 电法勘探中使用的电磁场模型.....	(10)
§3 稳定电磁场.....	(16)
§4 似稳电磁场.....	(31)
§5 岩石的电磁性质 关于地电断面的概念.....	(50)
§6 电法勘探的正问题和反问题.....	(58)
第二章 直流电场法	(65)
§7 直流电场电法勘探的理论基础 (最简单地电模型的分析).....	(65)
§8 一维地电模型中的电场.....	(78)
§9 二维和三维地电模型中的电场	(102)
§10 电测深	(120)
§11 电测深结果解释	(135)
§12 电剖面法	(156)
§13 仪器和设备	(168)
第三章 大地电磁法和磁变法	(178)
§14 大地电磁法的数学物理基础	(178)
§15 大地电磁场分量之间的线性关系	(202)
§16 在水平层状介质中的电磁场	(208)
§17 在水平非均匀介质中的电磁场	(222)

§18	大地电磁和磁变观测的工作方法	(245)
§19	观测结果的处理	(249)
§20	大地电磁测深的资料解释	(262)
§21	磁变剖面 and 深部大地电磁测深的资料解释	(277)
§22	大地电磁研究的仪器	(298)
第四章	可控场源电磁测深	(304)
§23	电磁测深的理论基础	(304)
§24	电磁测深的工作方法和技术	(347)
§25	可控源电磁测深的成果解释	(366)
第五章	物理化学成因场方法	(385)
§26	面极化体和体极化体的场	(385)
§27	自然电场法	(392)
§28	激发极化法	(397)
参考文献		(406)

第一章 电法勘探使用的电磁场的理论基础

§1 麦克斯韦方程组

1.1 电磁场理论的基本方程

电法勘探理论基于研究天然形成的电磁场或人工形成的电磁场在非均匀导电的大地内的传播规律。麦克斯韦方程组是这种理论的基础，表示该方程组的是电磁学基本规律的数学公式：

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \vec{j} + \partial \vec{D} / \partial t = \vec{c}; \quad (1.1)$$

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\partial \vec{B} / \partial t; \quad (1.2)$$

$$\operatorname{div} \vec{B} = 0; \quad (1.3)$$

$$\operatorname{div} \vec{D} = q. \quad (1.4)$$

式中 $\vec{H}$ 和 $\vec{B}$ —磁场矢量； $\vec{E}$ 和 $\vec{D}$ —电场矢量； q —电荷密度； $\vec{j}$ —传导电流密度； $\vec{c}$ —总电流密度。

可用连续性方程式把电流密度 $\vec{j}$ 与电荷密度 q 彼此联系起来

$$\operatorname{div} \vec{j} = -\partial q / \partial t; \quad (1.5)$$

正如场论课程中指出的那样，此方程式是麦克斯韦第一方程和第四方程的结果。

我们回忆一下上述方程中的每一个方程的物理意义。从方程 (1.2) 开始。

我们在空间分出以边界 L 限定的任意光滑曲面 S ，求出通过这个曲面（图1）的 $\text{rot } \vec{E}$ 矢量的通量：

$$\begin{aligned} \iint_S \text{rot } \vec{E} \cdot \vec{n} ds &= - \iint_S \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \cdot \vec{n} ds \\ &= - \frac{\partial}{\partial t} \iint_S \vec{B} \cdot \vec{n} ds, \end{aligned} \quad (1.6)$$

式中 $\vec{n}$ —曲面 S 外法线的单位矢量。

根据斯托克斯定理，（1.6）式左边部分的面积分可以转变为线积分：

$$\iint_S \text{rot } \vec{E} \cdot \vec{n} ds = \oint_L \vec{E} \cdot \vec{\tau} dl. \quad (1.7)$$

把（1.7）式代入（1.6）后得到

$$\oint_L \vec{E} \cdot \vec{\tau} dl = - \frac{\partial}{\partial t} \iint_S \vec{B} \cdot \vec{n} ds, \quad (1.8)$$

式中 $\vec{\tau}$ —边界 L 的切线的单位矢量。

我们来研究以导电回路（例如， L 是细导线）为边界所张开的曲面这一有代表性的情况。于是电场 $\vec{E}$ 沿回路 L 的环流等于该回路内感应的电动势（ЭДС）：

$$\oint_L \vec{E} \cdot \vec{\tau} dl = \text{ЭДС} \quad (1.9)$$

$$\text{而} \quad \iint_S \vec{B} \cdot \vec{n} ds = \Phi \quad (1.10)$$

式中 Φ —穿过这个回路的磁通量。

将（1.9）和（1.10）代入（1.8）式，得闭合导电回路内感应电动势ЭДС等于（带相反符号）穿过该回路磁通量的变化率：

$$\text{ЭДС} = - \partial \Phi / \partial t,$$

也就是说，我们得到了法拉第电磁感应定律。

我们回到麦克斯韦第一方程 (1.1)，计算通过曲面 S (见图1) 的矢量场 $\text{rot} \vec{H}$ 的通量：

$$\begin{aligned} \iint_S \text{rot} \vec{H} \cdot \vec{n} ds &= \iint_S \vec{j} \cdot \vec{n} ds + \iint_S \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \cdot \vec{n} ds \\ &= \iint_S \vec{c} \cdot \vec{n} ds \end{aligned} \quad (1.11)$$

根据斯托克斯定理，(1.11) 式左部分等于矢量 $\vec{H}$ 沿回路 L 的环流。而右部分是通过 S 曲面的总电流密度矢量的通量，即通过 L 回路的总电流 $I^{\text{полн}}$ ：

$$\int_L \vec{H} \cdot \vec{\tau} dl = I^{\text{полн}}, \quad (1.12)$$

关系式 (1.12) 是总电流定律的数学表达式：磁场 $\vec{H}$ 沿任何闭合回路的环流等于穿过该回路的总电流。我们来说明总电流是如何组成的。

根据 (1.11) 式

$$I^{\text{полн}} = \iint_S \vec{j} \cdot \vec{n} ds + \iint_S \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \cdot \vec{n} ds. \quad (1.13)$$

(1.13) 式中的右边第一项给出穿过回路 L 的传导电流 I 值，而第二项给出穿过回路 L 的位移电流 $I^{\text{см}}$ 值。位移电流是由麦克斯韦首先引入到电磁学中的。这个概念是在研究交变电流通过带有电容器电路时产生的 (图2)。正如所知，电容器对于交变电流电路来说不是断路。我们用闭合回路 L 把电路连接起来，并计算磁场矢量 $\vec{H}$ 沿这个回路的环流。根据总电流定律，环流值等于通过切割载流导线的曲面 S_1 的电流密度通量，也等于通过电容器极片之间的曲面 S_2 的电流密度通量：

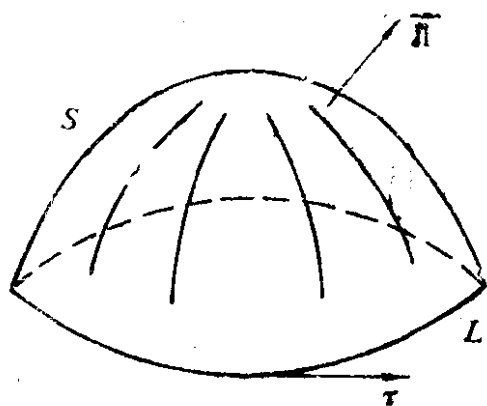


图1 说明麦克斯韦第二个
方程物理意义用图

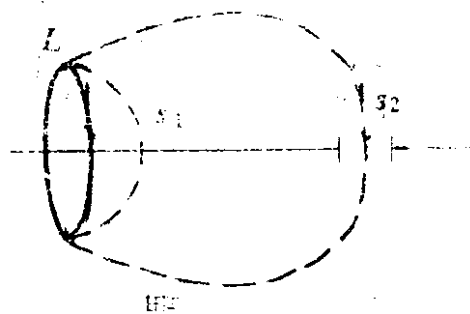


图2 说明位移电流
概念用图

$$\oint_L \vec{H} \cdot \vec{\tau} dl = \iint_{S_1} \vec{c} \cdot \vec{n} ds = \iint_{S_2} \vec{c} \cdot \vec{n} ds. \quad (1.14)$$

普通的传导电流通过切割导线的曲面 S_1 ，而这个电流不流过 S_2 ，但是（因为电容器对于交变电流根据（1.14）式不是断开的）密度 $\vec{j}_{cm} = \partial \vec{D} / \partial t$ 的位移电流如同传导电流的继续一样在电容器极片之间流过。

可见，总电流密度 $\vec{c}$ 由传导电流密度、位移电流密度组成：

$$\vec{c} = \vec{j} + \vec{j}_{cm} \quad (1.15)$$

正如由（1.11）式所见，麦克斯韦第一方程表明：位移电流与传导电流一样可以激发磁场。我们回忆一下，传导电流是电荷的运动，而位移电流则是电场 $\vec{D}$ 的变化率，但是，这二个过程都产生磁场。

位移电流是麦克斯韦的天才发现。这一发现导致无线电通讯和整个现代无线电技术的产生。根据（1.2）式，变化

的磁场产生电场，而根据(1.1)式，变化的电场又重新激发出磁场。电场和磁场相互连续激发并相互依存，所以，电场和磁场在空间传播相当远。电磁波的概念和整个现代电动力学都建立在此基础上。

可见，从(1.1)和(1.2)式得出，传导电流密度加上位移电流密度便是磁场 $\vec{H}$ 的旋度，而随时间变化的磁场便是电场 $\vec{E}$ 的旋度。

麦克斯韦第四方程表明，电荷是电场 $\vec{E}$ 的源，即此方程是库仑定律的数学表达式，根据库仑定律，由介电常数为 ϵ 的均匀各向同性介质中点电荷所建立的电场 $\vec{E}$ ，与此电荷量 Q 成正比，与到该电荷的距离的平方 r^2 和 $4\pi\epsilon$ 成反比：

$$\vec{E} = (Q/4\pi\epsilon r^2) \vec{d}_r, \quad (1.16)$$

式中 $\vec{d}_r$ —沿矢径方向的单位矢量。

最后，麦克斯韦第三方程是实验结果的表达式，即在自然界中不存在磁场源（磁荷）。磁场 $\vec{B}$ 是纯涡旋场。它是由涡旋电流激发的。

现在，我们说明电流连续性方程(1.5)式的物理意义。为此，我们对(1.5)式按局限于曲面 S 内的某一体积 D 进行积分，并利用奥-高定理：

$$\iint_S \vec{j} \cdot \vec{ds} = - \iiint_D \frac{\partial q}{\partial t} dv \quad (1.17)$$

通过曲面 S 的电流密度矢量的标量通量叫做电流强度

$$I = \iint_S \vec{j} \cdot \vec{ds} \quad (1.18a)$$

与此同时，(1.17)右边部分是在体积 D 内单位时间内电荷

* 原文为 V 应改为 D ——译者注

量 Q 的变化:

$$-\iiint_D \frac{\partial q}{\partial t} dv = -\partial Q / \partial t \quad (1.186)$$

把(1.18a、6)代入(1.17)式, 我们得到

$$I = -\partial Q / \partial t \quad (1.19)$$

关系式(1.19)是电荷守恒定律的数学表达式: 电荷既不能产生也不能消失; 若从闭合曲面中流出电流, 则在单位时间内, 其内部电荷减少的数量在数值上等于流出的电流强度。

用矢量 $\vec{E}$ 、 $\vec{D}$ 、 $\vec{B}$ 、 $\vec{H}$ 之间的关系方程来补充麦克斯韦的四个方程。

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E}; \quad \vec{B} = \mu \vec{H}, \quad (1.20)$$

式中 ϵ 和 μ 分别为介质的介电常数和磁导率。此外, 由实验确定, 在多数介质中(特别是在组成地球的岩石中), 传导电流密度与矢量 $\vec{E}$ 成正比:

$$\vec{j} = \sigma \vec{E}, \quad (1.21)$$

式中 σ 为介质的电导率。

关系式(1.21)为微分形式的欧姆定律。 σ 的倒数值叫做介质的电阻率 ρ

$$\rho = 1/\sigma$$

不难证明, 从(1.21)式可以得到在电工技术中熟知的一般欧姆定律:

$$U = IR, \quad (1.22)$$

式中 U ——圆柱状导体两端的电压降; I ——电流强度;
 R ——导体电阻,

$$R = \rho l / S. \quad (1.23)$$

这里 l 和 S 分别为导体的长度和横截面积； ρ 为导体的电阻率。

实际上，我们把圆柱状导体置入沿着导体轴线方向的均匀电场 E 中，并就导体整个体积 V 对 (1.21) 式积分：

$$\iiint_V j dv = \iiint_V \sigma E dv, \quad (1.24)$$

式中 j 和 E 分别为 $\vec{j}$ 和 $\vec{E}$ 的矢量长度。考虑到导体内电场 E ，因而，在导体内 j 也不变，所以，等式 (1.24) 可以写成：

$$jSl = \sigma ES l.$$

j 与 S 的乘积是通过导体的电流强度：

$$jS = I, \quad (1.25)$$

而 E 与 l 的乘积等于电场强度 E 沿导体轴线的电压，即在导体上的电压降 U ：

$$El = U. \quad (1.26)$$

把 (1.26) 和 (1.25) 代入 (1.24)，并考虑 (1.23) 式，也可得到欧姆定律 (1.22)。

我们指出，在方程 (1.1) — (1.4) 中没有考虑场的激发方法。问题在于，电流和电荷不仅可由电磁力形成，而且也可由力，如机械作用、化学作用和其他作用产生的力形成。这种能够形成电磁场而本身与电磁场无关（因为是非电磁力维持的）的电流和电荷称为外电流和外电荷。

考虑外电流和外电荷时，麦克斯韦方程组可以写成以下形式：

$$\text{rot} \vec{H} = \vec{j} + \vec{j}^{\text{CT}} + \partial \vec{D} / \partial t; \quad (1.27a)$$

$$\text{rot} \vec{E} = -\partial \vec{B} / \partial t; \quad (1.27b)$$

$$\operatorname{div} \vec{B} = 0 \quad ; \quad (1.27B)$$

$$\operatorname{div} \vec{D} = q + q^{CT} \quad ; \quad (1.27r)$$

式中 j^{CT} 、 q^{CT} 分别为外电流密度、外电荷密度，彼此用连续性方程联系起来

$$\operatorname{div} \vec{j}^{CT} = -\partial q^{CT} / \partial t \quad (1.28)$$

应当指出，方程 (1.27B) 和 (1.27r) 是方程 (1.27a) 和 (1.27b) 以及连续性方程 (1.5)、(1.28) 的推论。

最后，必须强调指出，麦克斯韦方程组仅仅是在介质的电磁参数 ϵ 、 μ 、 σ 变化相当光滑，即场 $\vec{E}$ 、 $\vec{D}$ 、 $\vec{B}$ 、 $\vec{H}$ 可以微分的范围内才是正确的。在有介质性质跃变的边界存在情况下，麦克斯韦方程组应当用相应的边界条件来补充。

1.2 电磁场矢量的边界条件

参数 ϵ 、 μ 、 σ 在地下不同岩层间分界面上都可能跃变。同时，根据 (1.20)、(1.21) 式，场的某些矢量也不可避免地发生跃变。所以，为了解决地下电磁感应问题，除了麦克斯韦方程外还必须知道边界条件——位于具有不同电磁参数的介质分界面两侧的两个无限靠近点的矢量场的连接条件。

我们来陈述在实践中最重要情况的边界条件：一光滑平面 S 把两种介质 (i) 和 ($i+1$) 分开，在其中每种介质中参数不变或者点与点之间的参数变化相当慢，以致于在界面上任何一点的小邻域内，可以认为此邻域是平的，而介质的参

• 原文为 $\vec{j}$ 、 $\vec{j}^{CT}$ 有误，应为 j^{CT} 、 q^{CT} ——译者注

数是不变的。我们用 $\vec{n}$ 表示平面 S 在该点的单位法线矢量。我们还假设，在界面 S 上，没有外电流和外电荷，于是，以下关系是正确的。

1. 对于场的法线分量来说

$$B_n^{(i+1)} - B_n^{(i)} = 0 ; \quad (1.29)$$

$$D_n^{(i+1)} - D_n^{(i)} = \eta , \quad (1.30)$$

式中 η ——界面 S 上的电荷面密度（ η 等于单位面积的电量）。所以，磁场 $\vec{B}$ 的法向分量在通过介质分界面时是连续的，而电场 $\vec{D}$ 的法线分量是不连续的，其值等于电荷面密度。

2. 对于场的切线分量来说

$$\{\vec{n} \times (\vec{H}^{(i+1)} - \vec{H}^{(i)})\} = \vec{j} , \quad (1.31)$$

式中 $\vec{j}$ 为面电流密度：

$$\{\vec{n} \times (\vec{E}^{(i+1)} - \vec{E}^{(i)})\} = 0 . \quad (1.32)$$

仅在理想导体的表面，面电流密度 $\vec{j}$ 不为零，所以，在实际介质中，(1.31)、(1.32) 可以写成：

$$H_\tau^{(i+1)} - H_\tau^{(i)} = 0 ; \quad (1.33)$$

$$E_\tau^{(i+1)} - E_\tau^{(i)} = 0 , \quad (1.34)$$

式中标号 τ 表示与 S 相切的场的切线分量。换言之，磁场矢量 $\vec{H}$ 的切线分量在实际介质的界面上是连续的，而电场矢量 $\vec{E}$ 的切线分量在任意介质界面上都是连续的。

利用 (1.29) — (1.34) 关系式和有关方程 (1.20)、(1.21)，可以得到矢量 $\vec{E}$ 、 $\vec{B}$ 、 $\vec{D}$ 和 $\vec{H}$ 的法线分量和切线分量的全套边界条件。