

208605

高等学校教材试用本

电 法 勘 探

(构造物探专业用)

长春地质学院编

只限学校内部使用



目 录

緒論	3
第一章 直流电法的一些基础知识	6
§1. 岩石的电阻率	6
§2. 地电断面及电性标准层	10
§3. 稳定电流场的实质和研究方法	10
§4. 均匀各向同性半空间点电源的正常电场	13
§5. 电流密度随深度改变的关系(勘探深度的概念)	17
§6. 均匀介质电阻率的确定, 非均匀情况下视电阻率的概念	19
§7. 各种电阻率法的物理本质及装置方案	21
§8. 互换原理	23
第二章 直流电法的仪器设备	23
§1. 测量地面上电位差的方法	25
§2. 仪器	27
§3. 设备	48
第三章 对称电测深法	50
§1. 垂向电测深理论曲线方程式	50
§2. 电测深理论曲线的绘制, 曲线的特征, 理论曲线册	63
§3. 垂直电测深曲线的图解作图法	78
§4. 等价现象	86
§5. 中间层电阻率的确定, 岩石各向异性反常及各向异常系数的确定	91
§6. 垂向电测深的野外工作方法	93
§7. 垂向电测深结果的解释	106
§8. 非理想条件下对称电测深曲线的特征	126
§9. 电测深法的应用领域及实例	138
第四章 偶极电测深法	147
§1. 概述	147
§2. 偶极子电场的特征	148
§3. 偶极电测深理论曲线的结构, 曲线的特征及其渐近线	152
§4. 偶极电测深的野外工作方法	159
§5. 偶极电测深结果的解释	162
§6. 海洋电测深法	169
第五章 电剖面法	174
§1. 总論	174
§2. 联合剖面法	180
§3. 对称剖面法	186
§4. 中间梯度法	191
§5. 偶极剖面法	194
§6. 电剖面法野外工作	208
§7. 附录	210

第六章 大地电流法	216
§1. 概述	216
§2. 大地电流法的基本理論	216
§3. 大地电流法的野外工作及仪器	223
§4. 大地电流实测资料的整理及解释	229
§5. 大地电流法的应用范围及实例	243
§6. 大地电磁测深法及大地电磁剖面法	245
第七章 自然电场法	248
§1. 产生自然电场的物理化学原因	248
§2. 自然电场法的野外工作	256
§3. 自然电场法的应用实例	258
§4. 自然电场法的定量研究方法	260
第八章 激发极化法	263
§1. 激发极化法的简单工作原理	263
§2. 岩石及矿石激发极化的物理化学过程	263
§3. 激发极化法的野外工作方法	266
§4. 用激发极化法解决地质问题的可能性和效果	266
第九章 充电法及其它直流电法	270
§1. 充电法的应用条件和范围	270
§2. 充电体的电场, 确定产状的方法	271
§3. 充电法的野外观测方法	273
§4. 屏蔽电极法及在圈定煤层中的应用	275
§5. 等电位线法	277
第十章 交变电磁场法	279
§1. 有关交变电磁场法的一些知识	279
§2. 电磁测深法	282
§3. 电磁场建立法	287
§4. 迴线法, 强度法, 无限长导线法、感应法	290
§5. 振幅-相位测量法	293
§6. 航空电法勘探	296
§7. 电波法	299
第十一章 水文及工程地质电法勘探	302
§1. 概論	302
§2. 水文地质调查中电法勘探的应用	302
§3. 工程地质调查中电法勘探的应用	313
主要参考文献	323

緒 論

实用地球物理学是一門較為年輕的科学。由于其在地質构造研究、矿产普查及勘探各个方面有显著成效，目前正处在迅速发展阶段。

电法勘探是地球物理勘探的主要方法之一，它已被广泛地应用于解决各种地質問題。

概略地说，研究和利用存在于三度空间中，由人工或天然产生的电磁场来探明地質构造或找矿的方法，我們称为电法勘探。电法勘探的基础是岩石和矿石存在着电性差别。正因为电性参数决定电磁场的结构，因此研究电磁场的结构就可以解决不同电性物質分布問題，从而也可以解决与之有关的地質問題。对于电法勘探来说，目前主要依据的岩石电性参数为电阻率(ρ)，在利用频率较高的交变电磁场时还利用介电常数(ϵ)和导磁率(μ)。其次有某些专门的方法还基于岩石及矿石的电化学活动性。

对于构造地球物理来说，电法测量一般是在地表进行的。这种电测的目的，是为了确定地表下各种电性层的分布和产状，从而得出所谓地电断面，再依据地电断面得到相应的地下地質断面，这便是最終的地質目的。

电法勘探的特点之一是方法的多样性，由于电磁场源可以人为地产生和控制，因此使我們可能在解决各种复杂地質条件下的問題时制定各种不同的方法。曾經被人們研究或提出来的方法大約有20种，其中約10种已在实际工作中广泛应用，当然广泛程度也有差别。根据场源电流的不同种类，可以把电法分为：直流电法和交流电法。目前在实际中得到应用的方法有：

一、直流电法

- (一) 电阻率法 1. 电测深法；2. 电剖面法；
- (二) 充电法；
- (三) 激发极化法；
- (四) 自然电场法(自然场)。

二、交流电法

- (一) 大地电流法(自然场)；
- (二) 振幅-相位法(低频感应法 10^1-10^3 赫芝)；
- (三) 感应法(10^4 赫芝)；
- (四) 阴影法(大于 10^6 赫芝)。

交流电法中尚有下面几种方法正在試驗研究。它們对构造电法来说是一些新方法，其有效程度尚有待在生产实践中进一步証实并提高：

- (一) 大地电磁剖面法；
- (二) 电磁测深法；
- (三) 电磁场建立法；
- (四) 航空电法(航空振幅-相位法)。

过去曾經应用过而上面未曾列入的尚有：等电位綫法、强度法、廻綫法等。这些方法

由于其实用价值不大,目前几乎已不采用。

在目前应用的方法中,用于研究石油构造的,主要为电测深法和大地电流法,用于研究煤田构造及煤层的,主要为电测深法、电剖面法和自然电场法。用于研究工程及水文地质问题的,除与煤田电法相同者外,尚有充电法。对于探寻金属与非金属矿产的,除大地电流法而外,目前应用的所有主要方法都经常应用。

正由于方法的多样性,以及在各种条件下岩石和岩层普遍存在电性差别,使得电法勘探具有其另一特征,即其应用领域的广泛性。差不多在地质勘探的各个方面和地质工作的各个阶段,都应用着电法。但是,要充分利用和发挥电法勘探所具有的特点,必须很好地了解地质条件,并与其他物探方法互相配合,才能在综合地质调查中,多快好省地完成工作。

下面简短地叙述一下电法勘探的发展史。

电法勘探的研究工作是从十九世纪初开始的,首先是在铜矿上观察了自然电场,但还没有实际应用。

到二十世纪初,情况就显著改变了。由于许多资本主义国家重工业的发展需要越来越多的矿物原料,因此要求在更短的时间里用最少的资金来探明有用矿产。加以当时科学技术水平已有一定的基础,新的地质勘探方法——地球物理勘探方法便应时而产生了。电法勘探便是其中之一。

1920年发表了法国科学家 K·什柳姆别尔热关于直流电法勘探的著作。瑞典科学家 A·隆德别尔格在1919—1922年间的著作奠定了交流电法勘探的基础。

十月革命以前的俄国,由于技术比较落后,尽管也有个别理论著作,电法勘探并没有实际应用过。十月革命之后,苏联的电法勘探工作开始于1924年,首先应用的是自然电场法和等位线法找金属矿。其后,又有强度法用于找金属矿。在1929—1930年电法勘探中增加了电测深法、电剖面法和感应法。与此同时,由K·什柳姆别尔热提出的电测井法也开始发展起来。其余大多数电法勘探也都在1936—1937年提出并试验过。从1937—1938年开始,电法勘探主要用于生产实践,改进仪器和野外工作技术,拟制结果解释的方法。在这以后的年代,其它国家主要致力于交流电法;苏联主要致力于应用直流电法。

1936年开始,苏联广泛地应用了电测深法。1947年又设计了用于石油构造电测深的仪器——电测站,大大提高了勘探精度和深度。此后,苏联又提出了偶极测深法。实践证明,此法可以提高解决地质问题的能力。近年来大地电流法在苏联得到了广泛的应用。目前苏联正在研究航空电法、海洋电法、电磁测深等新方法。

在我国,解放前电法勘探和其它物探方法一样得不到发展,从1940年到1949年十年间,只有一个金属矿电法队在云南某些地区进行一些自然电场法工作,但由于得不到支持,没有取得有效的成果。至于石油电法解放前根本没有应用过。

解放后,由于工业生产的发展,由于党和政府的正确领导以及广大人民群众的支持,物探事业才蓬勃发展起来。电法勘探也得了广泛的应用。仅以构造电法勘探来说,1950—1953年用电位计进行了电测深试验,1953年以后在社会主义兄弟国家专家的协助之下进行了电测深工作,以后开始用了电测站。1955年在电法队进行了大地电流试验工作,自1956年开始广泛地使用了电测深法和大地电流法。1958年在党的鼓足干劲、力争上游、多快好省地建设社会主义总路线指导下,电法勘探工作和其他物探及地质工作一样,取得了极其辉煌的成就。各省市地质局,都成立物探队,物探工作遍地开花。开展了技术革新和技术革

命运动，創造了不少的先进工作方法，大大加快了野外及室内工作速度，提高了工作質量。1959年以来，电法勘探从研究的空間和問題来看，趋向更寬更深更細。目前，国外正在研究的各种电法勘探新技术、新方法，在我国也都开始了学习、試驗和研究。

电法勘探工作，象其它地質、物探工作一样，在我国虽有如此巨大的发展，但在我国社会主义建設突飞猛进的行列里，还远远滿足不了事业发展的要求，我們應該戒驕戒躁，在优越的社会主义制度下，在党和毛主席的英明领导下，使电法勘探及所有物探地質事业能更快地发展，以适应社会主义建設事业发展的需要，并达到世界先进水平。

最后談一下电法勘探与相隣学科的关系。与电法勘探联系最緊密的理論基础——是电磁場論，有些方法还用到电化学。与电法勘探联系最緊密的技术基础——是电子学和电工学。与电法勘探联系最緊密的解释基础——是地質学、其它物探方法和地区的实际資料。因之，若能从理論、技术到实际应用較全面地掌握电法勘探，必須首先掌握有关的各方面知識。

第一章 直流电法的一些基础知识

§1. 岩石的电阻率

在緒論中提到，电法勘探的物理依据是岩石間的电性差异，而其中最主要的是电阻率的差异。因此需要首先了解各种岩石在自然状态下的电阻率大小及其影响因素。

对一度导体而言，其电阻率 ρ 可由导体的电阻 R 、长度 l 和截面积 S 之間的关系来求出，

$$\rho = R \cdot \frac{S}{l} \text{ [欧姆} \cdot \text{米]}$$

电法勘探中电阻率的实用单位是欧姆·米。这与普通物理学中采用欧姆·厘米为单位有所不同。因为电法勘探工作于广濶空間，长度单位常取为米。

岩石的电阻率主要决定于下面几种因素：

- 一、組成岩石的矿物成分和結構；
- 二、岩石空隙度及空隙中所含水溶液的多少及其矿化度；
- 三、溫度的影响；
- 四、层理。

我們把上述因素分別加以討論。

一、岩石和矿石电阻率与其矿物成分及組成結構的关系

在自然界中大部分的硫化物，以及某些氧化物、石墨属于低电阻率，而几乎全部最重要的造岩矿物都属于高电阻率的。这是由于结晶体的电离作用很小和沒有足够数量的自由电子的緣故。現在把最主要的造岩矿物的电阻率列于下表（表1）。

最主要的造岩矿物的电阻率

表 1

矿 物 名 称			欧 姆 · 米	矿 物 名 称			欧 姆 · 米
1	石	油	$10^9 - 10^{16}$	14	煤		$10^2 - 10^6$
2	云	母	$10^{14} - 10^{15}$	15	菱 铁 矿		$10^1 - 10^3$
3	石	盐	$10^{14} - 10^{15}$	16	軟 磁 矿		$1 - 10$
4	鉀	盐	$10^{13} - 10^{15}$	17	白 铁 矿		$10^{-2} - 1$
5	硫	磺	$10^{14} - 10^{15}$	18	鏡 铁 矿		$10^{-2} - 10^{-1}$
6	石	英	$10^{12} - 10^{14}$	19	黄 铜 矿		$10^{-3} - 10^{-1}$
7	长	石	$10^{11} - 10^{12}$	20	輝 鉑 矿		$10^{-3} - 10^{-2}$
8	白	云 母	$10^{10} - 10^{12}$	21	磁 铁 矿		$10^{-4} - 10^{-2}$
9	方	解 石	$10^7 - 10^{12}$	22	无 烟 煤		$10^{-4} - 10^{-2}$
10	硬	石 膏	$10^7 - 10^{10}$	23	黄 铁 矿		$10^{-4} - 10^{-3}$
11	褐	铁 矿	$10^6 - 10^8$	24	方 鉛 矿		$10^{-5} - 10^{-3}$
12	閃	鋅 矿	$10^5 - 10^7$	25	磁 黄 铁 矿		$10^{-5} - 10^{-4}$
13	赤	铁 矿	$10^4 - 10^5$	26	石 墨		$10^{-6} - 10^{-4}$

从表中可以看出矿物的电阻率变化是很大的，例如方解石可以在 $10^7 - 10^{12}$ 之間，其

变化范围竟达 10^6 之多, 电阻率的可变性主要决定于其成分及结构的不同, 故对每一种岩石或矿物不能确定其一个严格的电阻率数值而只能给以一个大小级次。

当岩石中的成分含有导电矿物时, 则这些岩石的电阻率将与其中导电矿物的含量有关。但是也受结构的影响(导电矿物和不导电矿物的相对位置)。当导电矿物颗粒被不导电颗粒所包围时, 这些矿物成串联电路, 这种岩石或矿物的电阻率就大, 图 1.1a 所表示。假使导电的矿物颗粒构成细脉(图 1.1b), 则导电部分和不导电部分构成并联电路。这种岩石或矿物的电阻率就较小。因此有时某些矿石虽然含有很大百分比的导电矿物, 但是因为被不良导体包围成包体存在(浸染状、斑点状、小巢状的矿石), 电阻率可能很大; 相反, 某些矿石虽然所含导电矿物百分比小, 但是因它们构成细脉(带状和细脉状的金属矿, 石墨化片岩), 电阻率可能不大。

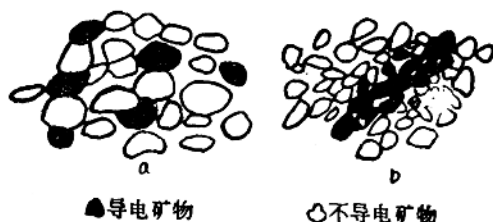


图 1.1

在构造电法勘探中常遇到的是沉积岩层, 沉积岩的电阻率 and 其所含矿物成分关系较小, 而主要的和该岩层的孔隙度及孔隙中含水溶液的矿化度和数量有密切关系。只有在岩层中含有很多的石墨或碳化程度很高的煤时, 电阻率才会大大降低。

二、岩石电阻率与所含水溶液的关系

岩石的电阻率与水溶液有很大的关系, 在地壳中水是唯一的溶剂, 所以电阻率与溶剂的关系对电法勘探来说, 是不重要的。电阻率与溶液浓度和溶质的关系列于表 2 中。

在地下水中分布最广的各种盐类溶液的电阻率表

表 2

在溶液中的溶质数量 (克/升)	溶液的电阻率(欧姆·米)			
	NaCl	KCl	MgCl ₂	CaCl ₂
纯水	25×10^4	25×10^4	25×10^4	25×10^4
0.010	511	578	438	483
0.100	55.2	58.7	45.6	50.3
1.000	5.83	6.14	5.06	5.56
10.000	0.657	0.678	0.614	0.660
100.000	0.0809	0.0776	0.0936	0.0930

我们可以看出电阻率与浓度的关系非常密切, 浓度增加不多, 电阻率就大大地降低。但是从这些数值中间还看不出真正的反比关系, 只是有些近似。

跟上述与浓度的关系相比, 电阻率与溶质的关系是不大的。加之地壳中没有纯粹某一种溶质的溶液, 所以溶质的化学成分对地下水的电阻率不发生什么影响。

地下水的矿化度(溶质的含量)变化范围很大, 在淡水中它为 10^{-1} 克/升, 在受矿化最厉害的水中矿化度达到 10^1 克/升。因此, 地下水的电阻率变化在 $10^{-1} - 10^1$ 欧姆·米范围内。雨水和河水因矿化度很小, 其电阻率比此范围为大。现把自然条件下各种水的电阻率级次列于下表。

表 3

名 称	ρ 欧姆·米
雨水	>1000
河水	$10^1 \rightarrow 10^2$
海水	<100
矿井水	10^0
深成盐渍水	10^{-1}

因此岩石或矿石中的水溶液可以当作良导电物质来看待。这样岩石或矿石的电阻率和所含水溶液的关系就恰和含有良导电矿物一样是与其含量及结构有关。如岩石或矿石中的孔隙彼此沟通，水溶液充满其中，则其电阻率较低，如空隙彼此不相连接。则同含有绝缘包体无异，电阻率就较高。在天然条件下，虽然一般矿物的电阻率较高，但因岩石或矿石中含有

矿化水，这样它们的电阻率就大大降低了。

可以看出沉积岩的电阻率主要取决于其中含水溶液的多少，以及水溶液的浓度。这两个因素在自然界的变化都是很大的。地下水的矿化度可以从 10^{-1} 克/升到最高的 10^{-1} 克/升，往往在实际中可以遇到，相同的岩石（如砂岩）在不同的水文地质条件下，可以具有相差极大的电阻率，因而要特别注意地下水的特征。

三、岩石电阻率与温度的关系

由于一般岩石的导电性在很大程度上取决于孔隙中含有盐类的水溶液，而水溶液的导电率与温度之间存在着正比例关系（这是由于随温度的增加，溶剂粘滞性的减小而增大了离子活动性）。因此岩石的电阻率随温度增高而下降，地下水溶液的温度每增加一度，使电阻率降低百分之几。由于地壳的温度随深度而增加（每向下30米增加摄氏一度），因之地下水的电阻率和其埋藏深度有关，但在实际中温度的影响不显著，所以除研究很深部的岩石外一般可以不注意这种现象。

四、岩石电阻率与层理的关系

頁岩、泥質頁岩、煤、泥灰岩等沉积岩大多具有层理构造，它们是由许多薄层（薄片）互相紧密交替而组成的，各薄层的孔隙度和湿度不一，因此各薄层的电阻率也不一样，我们测量其电阻率时，如平行于层理的方向，则电阻率不同的薄层构成并联电路，电阻率较小，如垂直于层理方向测量时，构成串联电路，电阻率较大，因此电阻率就和电流的方向有关。这称为岩石电阻率的微观各向异性（图1.2）。



图 1.2 岩石电阻率的各向异性

岩石电阻率的各向异性程度，通常用微观各向异性系数 λ_μ 来表示。

$$\lambda_\mu = \sqrt{\frac{\rho_v}{\rho_h}}$$

式中 ρ_n ——垂直于层理方向的电阻率，称为横向电阻率；

ρ_t ——沿层理方向的电阻率，称为（微观）纵向电阻率。

各向异性系数最大可达2.75，表4所列某些沉积岩的各向异性系数。

除了岩石本身可能具有微观各向异性之外，由数个足够厚的均匀各向同性岩层所组成的岩层组在电法勘探中也会表现出各向异性来。为了与岩石的微观各向异性相区别，我们称岩层组的各向异性为宏观各向异性。

宏观各向异性的平均横向电阻率我们仍然用 ρ_n 来表示。宏观各向异性的平均纵向电阻率我们用 ρ_t 来表示。这样岩层组的宏观各向异性系数为：

$$\lambda = \sqrt{\frac{\rho_n}{\rho_t}}$$

大家应注意 ρ_t 和 ρ_l 在概念上的异同点。另外，不难想到，当岩层组中的每一岩层本身又含有微观各向异性时，那么，总的各向异性将更明显。

综上所述可以看出，岩石和矿石的电阻率决定于其中导电矿物含量的多寡、这些矿物的结构关系，以及岩石孔隙的大小、孔隙中所含矿化水的多少及其矿化度等。在我们构造电法勘探实践中，有决定性意义的因素是岩石中所含溶液的多少及其浓度。由于各种因素共同影响，常使地下岩层存在比较大的电性差别，但是我们也应该看到有时虽同一类型岩石，甚至就在相邻的地段上它们的电阻率却可能存在差别，因此当我们用电阻率来区分地质体时，必须有明显可靠的标准层，否则我们所得到的地电体可能与地质体是不一致的。

在下表中列出一些在天然条件上的基本岩类的电阻率数值。

各种岩层的电阻率

表 5

岩石名称	电阻率的级次	岩石名称	电阻率的级次
岩 盐	10^3-10^4	煤	10^3
火 成 岩	10^2-10^4	砂	10^0-10^3
硅 质 岩 层	10^2-10^3	粘 土	10^0-10^1
石 灰 岩	10^2-10^3	粘 土 岩	10^2
石 膏	10^2-10^6	砂 岩	10^1-10^3
石 油	10^1-10^4	无 烟 煤	$10^{-4}-10^3$

从上表可以看出，岩石的电阻率是不固定的，但大体上来说，在大多数情况下，火成岩的电阻率比沉积岩的大，而在沉积岩中水化学沉积岩（岩块，石膏）及石灰岩的电阻率又最大。粘土的电阻率最小，不过应该注意在个别地区可能会出现特例。因此应用一般的规律时必须谨慎，只有全面地研究地区的地质条件时，才能得到比较可靠的电性资料。

§ 2. 地电断面及电性标准层

一、地电断面

所谓地电断面是指地下不均匀体的界面是按电学性质来划分,而不是按其它性质划分,如图1.3所繪即是一个地电断面的例子。这些界面可以和地質上的层面相符合,也可能不符合,視实际情况而定,在电阻率法中要经常研究地电断面和地質断面的关系,从而在得到地电断面之后便可借以得出地質断面。

二、电性标准层

从§ 1中知道岩石的电阻率虽然存在比較大的差别,但其本身的变化也很大,因此在实际工作中我們应仔細的选择电性标准层,适合于作电性标准层的岩层应该滿足下面的条件:

- (一) 与围岩的电阻率区别大(最好是差10—20倍以上);
- (二) 本身电阻率稳定;
- (三) 其厚度比較大(最好能大于或等于其埋藏深度)。

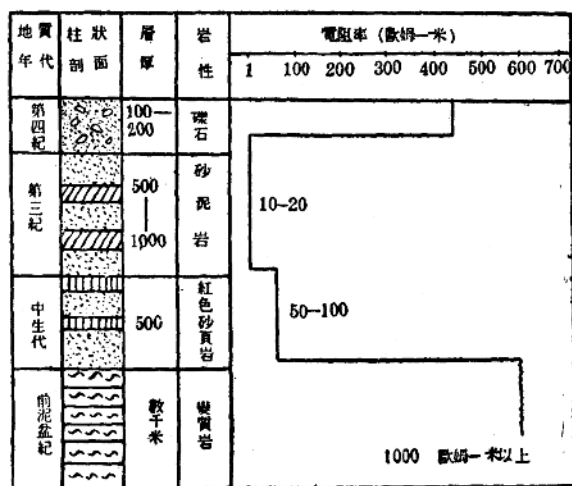


图 1.3

标准层通常与某地質层系符合,所以地电断面往往与地質断面有一定的关系。

根据实际的經驗,一般火成岩、变質岩及沒有受破坏的石灰岩它們的电阻率很高而且稳定,粘土层属低电阻率层但也比較稳定,这些地层常成为电法勘探标准层的选择对象。

在某地区进行电法勘探之前,应该根据勘测区的地質断面及其他物探資料,选择可能存在的电性标准层。如图1.3所示的例子中,可以看出結晶基岩可以作为我們电法勘探的标准层。

§ 3. 稳定电流場的实质和研究方法

为了要从電場的分布情况,反推出地下地电体的分布状态,需先从討論正問題着手。分析正問題的解答,可以預見不同地电断面时所观察到場的結果,可以帮助我們設計野外工作方法,以及指导我們如何来解释野外所得的結果。

一、均匀介质中稳定电流場的方程

由場論中知道,稳定电流的電場应遵守克希霍夫第一定律和欧姆定律,稳定电流場和靜電場一样,也是势場。用公式表达如下:

$$\begin{cases} \operatorname{div} j = 0 & (1.1) \\ E = j\rho & (1.2) \\ E = -\operatorname{grad} U & (1.3) \end{cases}$$

将 (1.2), (1.3) 代入 (1.1) 式便得:

$$\operatorname{div} \frac{1}{\rho} \operatorname{grad} U = 0 \quad (1.4)$$

在均匀介质中, ρ 为常数, 故应满足:

$$\operatorname{div} \operatorname{grad} U = \nabla^2 U = 0 \quad (1.4)'$$

这就是著名的拉普拉斯方程, 解稳定电场问题时, 常由此式出发。应注意, 此方程是静电学中泊松方程的特例, 即只适用于电荷的代数和为零的空间内。

二、介质交界面上电荷的积累。稳定电流电场的本质

当介质不均匀时, 由克希霍夫第一定律可知, 电流达稳定后, 即 $\frac{dj}{dt} = 0$ 以后, 电流

应完全通过介质交界面, 即在界面上应有:

$$j_{1n} = j_{2n} \quad (1.5)$$

其中 j_{1n}, j_{2n} 分别为界面上两侧介质 ρ_1, ρ_2 中的电流密度法线分量, 但因 $\rho_1 \neq \rho_2$, 故:

$$E_{1n} \neq E_{2n} \quad (1.6)$$

所以在介质交界面上, 电场强度的法线分量不连续, 这说明交界面上必有新的电场场源存在, 即必存在着电荷。

现在来讨论一下不均匀界面上电荷产生 (积累) 的过程。

当没有任何外电场时, 交界面上的电荷代数和应为零。当外电场从开始建立到达到稳定以前的期间内电场是处于不稳定的过程。

当电场开始建立时, 介质分界面处两侧的电场强度应该是相同的。但由于分界面两侧电阻率不同, 所以在同一电场作用下, 介质分界面两边的电流密度不同, 界面上开始有电荷积累。当电流从介质电阻率小的一方流向大的一方时, 在界面上有正电荷积累; 反之则有负电荷积累。积累电荷产生的电场阻止电流密度大的一方电流的流动并同时促进小的一方电流的流动。当积累电荷足以使界面两方电流密度相等时, 电荷停止积累, 达到动的平衡, 电场形成稳定状态。

对于均匀空间, 即不存在界面的地方, 由于电阻率相同, 所以不会有电荷积累。尽管电流时刻在流动着, 但均是以“新电荷”代替“旧电荷”, 对任何一个小体来说, 其电荷代数和为零。

因此, 稳定电流的电场 (关于稳定电流的磁场这里不加讨论) 实质上仅是这些界面上 (电极和介质的交界面, 以及不同介质的交界面) 堆积电荷引起的。在知道这些电荷分布之后, 便可从这些电荷来研究稳定电流场。因之, 稳定电流的电场与静电场在本质上是完全一致的。前者是由动平衡的积累电荷激发的; 后者是由静电荷激发的。

三、直流电场与静电场公式的类比换算

为简便起见, 我们将稳定电流电场称为直流电场, 两者的含义没有区别。

前面既已讨论清楚, 直流电场与静电场具有本质上的的一致性。那么必然会找出直流电场公式和静电场公式之间的换算、类比关系。现举例证明如下:

例如: 研究在均匀无限空间中, 球形供电电极表面的积累电荷和它所产生的电场。当电流稳定后, 在球极表面, 电流密度的法线分量相等,

$$j_{1n} = j_{2n} \quad (1.5)$$

而同时, 从静电学中知道, 在 ϵ_1 、 ϵ_2 的介质界面上有下式存在:

$$\epsilon_2 E_{2n} - \epsilon_1 E_{1n} = 4\pi\sigma$$

其中 σ 为面电荷密度, ϵ 为介电系数。

因之, 有:

$$\epsilon_2 \rho_2 j_{2n} - \epsilon_1 \rho_1 j_{1n} = 4\pi\sigma$$

$$\sigma = \frac{\epsilon_2 \rho_2 - \epsilon_1 \rho_1}{4\pi} \cdot j_n$$

因金属电极本身的电阻率 $\rho_1 = 0$, 故:

$$\sigma = -\frac{\epsilon_2 \rho_2}{4\pi} j_n$$

将等式两边沿电极表面积分, 得到:

$$q = -\frac{\epsilon_2 \rho_2}{4\pi} \cdot I,$$

此处, ϵ_2 , ρ_2 指与金属电极相邻介质的参数, 我们肯定其意义后, 去掉脚注, 则可写为:

$$\frac{q}{\epsilon} = -\frac{I}{4\pi} \cdot \rho$$

由此式可以看出, 直流电与静电公式间有如下的换算类比关系:

$$q \sim \frac{I}{4\pi}; \quad \frac{1}{\epsilon} \sim \rho. \quad (1.7)$$

四、边界条件

既然当供电入地时, 在介质界面上有积累电荷存在, 所以拉普拉斯方程在交界面上不成立。这亦可从数学上来理解, 因为电场强度, 即电位的一阶导数在界面上不连续, 所以电位的二阶导数便失去意义了。而拉氏方程正是由电位的二阶导数组成的。既然如此, 对于每个均匀地电体来说, 应该寻找它自己的位函数。

但是, 在不同介质之间的电场并不是没有联系的。它们在交界面上存在有一定的关系, 这种关系, 称为边界条件。

在每个界面上均有下面两个边界条件存在:

$$\begin{cases} U_i = U_{i+1} \\ j_{ni} = j_{ni+1} \end{cases} \quad (1.8)$$

条件 (1.8) 必须存在的理由是: 在所研究的整个空间 (包括交界面在内) 电位都应该是连续变化的。人工电场的电位假若不连续, 则表现在某点电场强度为无限大, 然而这是不可能的。条件 (1.5) 的存在, 是由电场稳定的假设前提决定的。即由方程 (1.1) 决定的。

这里所述的界面, 可以是不同地层介质间的界面; 也可以是电极与介质的接触面; 也可以是地层与空气间的界面; 还可以是无限处的界面。因为后三种情况都属特殊情况, 所以在这后三种界面上的边界条件, 常称为极限条件。关于这些极限条件的具体表达式, 这里不再罗列, 由读者自己去思考, 或参考第三章 § 1。

欲求接地电源的电场, 归结于积分拉普拉斯方程 (1.4)', 同时要将各界面上的边界条件以及极限条件代入所得到的积分解中, 以去掉其中的任意常数, 使一般解变为具体条件下的特殊解。

从此可以看出，地电体就是通过这些边界条件来影响电场的分布的。

将拉普拉斯方程积分并代入边界条件是求稳定电场最普遍的方法。但是它的应用一般说来是复杂的，所以尽可能采用不同的特殊方法。下面谈到的镜象法即为特殊方法之一。

五、镜象法

根据前面的讨论，当在点电源场中存在有介质界面时，界面上应有积累电荷存在，直流电场问题可化为静电场问题来解，即有可能从库仑定律出发来研究电场的分布。可是在介质交界面上的电荷是连续面积性分布，而且是不均匀的，所以直接积分这些电荷以及点电源电荷产生的场往往仍然困难很大。

后来有人想出比较简单的方法——镜象法来等效地解决所提出的问题。

镜象法的实质是：用一个或一组点电荷来代替交界面上的面电荷，这些点电荷的量值和位置这样来选取，使得代替面电荷之后，原来界面上应该遵守的边界条件不变。那么根据电场的唯一性定理，电场的方程既然是一般性的，而边界条件又是一致的，所以用此法求得的解答即为原设条件的电场。

例如，在解决均匀半空间点电源的场时，可以将地面作为镜面，以相同于地下半空间的介质代替不导电的上半空间，可以证明，代替以后，边界条件仍符合。

§4. 均匀各向同性半空间点电源的正常电场

若将电流供于地下，必须经过两个接地电极。这两个接地电极称为供电电极。在地下半空间以及在地表上任一点的电场是这两个供电电极造成的场之和（电场迭加原理）。

为讨论方便起见，先研究一个供电电极造成的场。

一、一个半球形接地电极附近的电场

所谓在一个电极附近，即另一电极的影响因距离远小到可以忽略不计。

正常场的条件是：地表是平的，地表下是均匀各向同性无限半空间导电介质，供电电极A置于地表上（图1.4）。

为讨论简便，电极形状选为半球状，根据镜象法，可将半空间介质换为全空间介质，此时电极也应有镜象。当以地下的镜象代替空气后，问题就变为简单了。电极变为全球，电流变为 $2I$ 。由于电极为一良导体，其电流密度矢量必垂直于球面，又由于对称性，因之，离球心 r_{AM} 远任一点M的电流密度为：

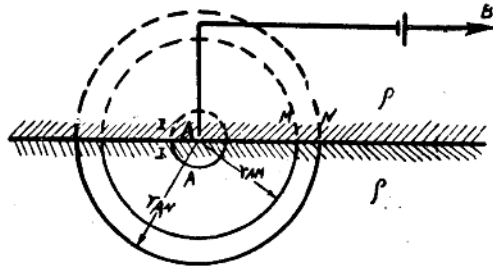


图 1.4

$$j_0 = \frac{2I}{4\pi r_{AM}^2} = \frac{I}{2\pi r_{AM}^2} \quad (1.9)$$

应注意，在均匀各向同性的正常电场中， $\frac{j_0}{I}$ 只与 r 有关，而与介质电阻率 ρ 无关。

M点电场强度，与介质电阻率 ρ 有关。

$$E = j_0 \rho = \frac{I \rho}{2\pi r_{AM}^2} \quad (1.10)$$

而M点的电位为:

$$U = - \int_{\infty}^{r_{AM}} E \cdot dr = - \int_{\infty}^{r_{AM}} \frac{\rho I}{2\pi r^2} \cdot dr = \frac{\rho I}{2\pi r_{AM}} \quad (1.11)$$

由式(1.11)可知, 以 r_{AM} 为半径的半球面上的电位均相等, 給 r 以不同值, 則得一系列同心半球面。

我們求在地面上MN两点間的电位差:

$$\Delta U_{MN} = U_{AM} - U_{AN} = \frac{\rho I}{2\pi} \left(\frac{1}{r_{AM}} - \frac{1}{r_{AN}} \right) \quad (1.12)$$

如令 $r_{AN} = r_{AM} + MN$, 則上式变为:

$$\Delta U_{MN} = \frac{\rho I}{2\pi} \frac{MN}{r_{AM}(r_{AM} + MN)} \quad (1.13)$$

由上式可知, 当MN彼此保持一定距离不变, 而它們同时离开供电电极A时, 距A越远, 电位差 ΔU_{MN} 越小, 当MN很小时, 其衰减速度接近于和距离平方成反比。这一点和均匀一度导体电场是不同的, 在一度导体上, 只要MN距离一定, 不論在任何位置, 其間的电位差应相同。我們这里討論的是三度空間, 所以电场分布状态与一度导体不同。但其物理实質仍有共同之处。

为了使物理意义清楚起見, 我們再求一下两半球面MN之間电阻 R_{MN} :

$$R_{MN} = \frac{\Delta U_{MN}}{I} = \frac{\rho}{2\pi} \frac{MN}{r_{AM}(r_{AM} + MN)} \quad (1.14)$$

当 $MN \ll r_{AM}$ 时, 則:

$$R_{MN} = \rho \cdot \frac{MN}{2\pi r_{AM}^2} \quad (1.15)$$

此处 R_{MN} 相当于过M点和N点两等位面之間的薄球壳电阻, 公式(1.14)与一度导体电阻公式:

$$R = \rho \cdot \frac{l}{A}$$

在形式上及物理实質上都是对应的, 公式(1.14)中:

MN对应于 l , 即电流經過的路径长度;

$2\pi r_{AM}^2$ 对应于A, 即垂直于电流綫的横截面积。

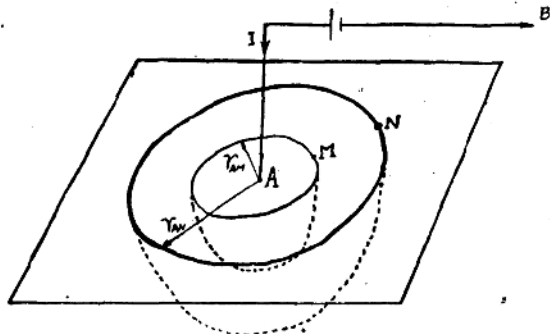


图 1.5

由公式(1.14)可以看出, 球壳厚度虽一定, 等于MN, 但 r_{AM} 越大时, R_{MN} 越小。其根本原因在于球壳面积 $2\pi r_{AM}^2$ 随 r_{AM}^2 而增大。因为 $\Delta U_{MN} = IR_{MN}$, 所以按 R_{MN} 同一规律减小。

应指出, 当MN离供电电极A越远时, MN点所在的等位面, 在垂向方向涉及的越深。因之, 为探得深部

情况，需将测量电极 MN 离供电电极 A 远一些。不过，在等位面向深部涉及远的同时，向水平方向也涉及的远了(图1.5)。因之，更广阔空间的介质对 MN 间的电位差产生了影响。这就是电法勘探中的所谓“体积探测”。当邻侧有不均匀体存在时，会产生人们不需要的的影响，这也就是“体积探测”的缺点。

二、接地电阻的概念

我们已知，过 MN 两等位面间的电阻为：

$$R_{MN} = \frac{dU_{MN}}{I} = \frac{\rho}{2\pi} \left(\frac{1}{r_{AM}} - \frac{1}{r_{AN}} \right)$$

如将一个半球等位面扩展到无穷远处(如 $r_{AN} \rightarrow \infty$)而令另一半球等位面就在电极表面(即令 $r_{AM} = r_A$ ， r_A 为球形电极半径)，则从半球形电极表面到无穷远之间的电阻，即为半球形电极的接地电阻(图1.6b)。

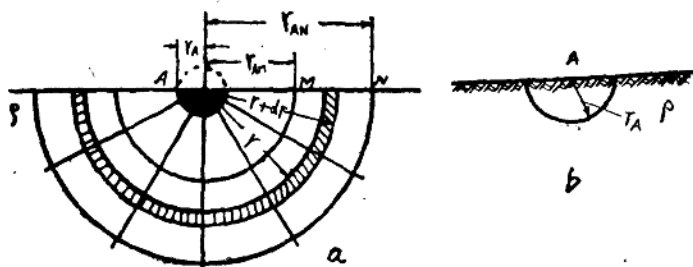


图 1.6

$$R_A = \frac{U_A - U_\infty}{I} = \frac{\rho}{2\pi r_A} \quad (1.16)$$

式中 U_A 为供电电极表面的电位； $U_\infty = 0$ 。

所以，接地电阻可视为无数同心球壳电阻串联的总和。尽管球壳电阻一直积分到无穷远，但其数值是有限的(收敛的)，因为 R_{MN} 按 r^{-2} 减小的缘故。同样理由，接地电阻数值的绝大部分决定于在电极表面附近的球壳电阻。所以我们可以得出结论：接地电阻的大小决定于球半径的大小以及相邻介质电阻率的大小。

三、两个点电极造成的电场

所谓两个点电极造成的电场，即考察点距两个供电电极的距离相差的不是非常悬殊，任一供电电极的影响都不可忽略(图1.7)。因为考察点距任一供电电极的距离都不近，因而供电电极形状可忽略。可把电极看成为一点。而我们知道点状电极的电场与半球形接地电极体外的电场是一样的。

设由 AB 供电入地，我们要求任一点 M 的电位，而 M 点距 A 的距离为 r_{AM} ，距 B 的距离为 r_{BM} ，如由 A 通电入地，则电流当自 B 点回到电池，故如 A 点的电流算为 $+I$ ，则 B 点的电流就应算作 $-I$ ，由电位的重叠原理， M 点的电位可以这样来算，即先算由 A 电极在 M 点所产生的电位，再算 B 电极对 M 点产生的电

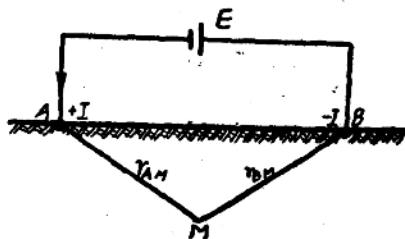


图 1.7

位，而M点的电位即为二者之和。

利用公式 (1.11) 即得：

$$U_M = \frac{\rho I}{3\pi r_{AM}} + \frac{\rho(-I)}{2\pi r_{BM}} = \frac{\rho I}{2\pi} \left(\frac{1}{r_{AM}} - \frac{1}{r_{BM}} \right) \quad (1.17)$$

如果 r_{BM} 較 r_{AM} 大得多的話，公式 (1.17) 即变为 (1.11)。

等电位面公式为：

$$\frac{1}{r_{AM}} - \frac{1}{r_{BM}} = \text{常数}$$

等电位面的图形如图 (1.8) 所示，接近电极的等电位面是半球面。通过电极中点的等位面是与該綫垂直的平面，同时对該平面來說：

$$\frac{1}{r_{AM}} - \frac{1}{r_{BM}} = 0.$$

即該平面上的电位等于零。

电流綫垂直于等电位面，在电极联綫的中部几乎平行地表。

如两电极之间的距离为 $2L$ ，M 点在 AB 联綫上，則 (1.17) 式可改写为：

$$U_M = \frac{I\rho}{2\pi} \left(\frac{1}{r_{AM}} - \frac{1}{2L - r_{AM}} \right)$$

从这一式可得：

$$\frac{dU_M}{dr} = -\frac{I\rho}{2\pi} \left[\frac{1}{r_{AM}^2} + \frac{1}{(2L - r_{AM})^2} \right] \quad (1.18)$$

将公式 (1.17) 和 (1.18) 繪成曲綫便如图 1.9 所示。由图可見，电场强度 E 在 AB 中間区域内接近于常数。电場的这一特点很重要。当今后我們討論电阻率法的梯度装置时，便考虑这一特点。

同样，可求出 AB 在 N 点造成的电位

$$U_N = \frac{\rho I}{2\pi} \left(\frac{1}{r_{AN}} - \frac{1}{r_{BN}} \right). \quad (1.19)$$

将公式 (1.17) 与 (1.19) 相减，便得 AB 在 MN 之間造成的电位差：

$$\Delta U_{MN} = U_M - U_N$$

$$\Delta U_{MN} = \frac{\rho I}{2\pi} \left(\frac{1}{r_{AM}} - \frac{1}{r_{AN}} - \frac{1}{r_{BM}} + \frac{1}{r_{BN}} \right) \quad (1.20)$$

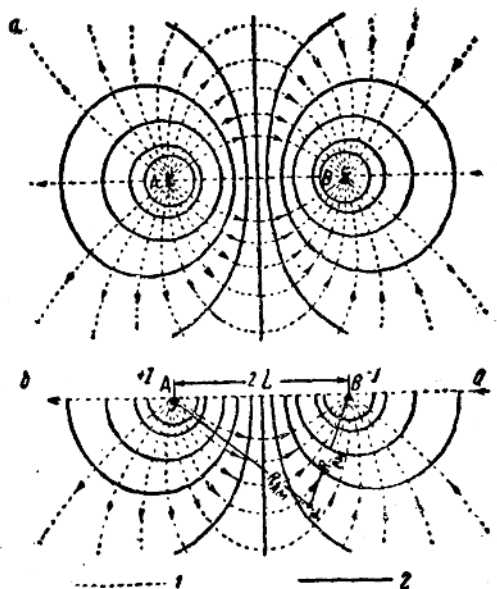


图 1.8

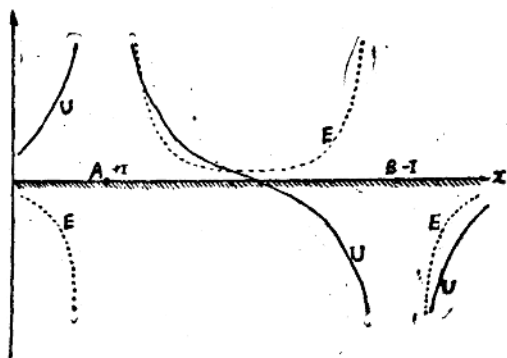


图 1.9