

金属矿电法勘探

电法勘探新进展 56.294 LJM 非常好

(96)

(2020)

高等学校教学用书

金属矿电法勘探

中南矿冶学院物探教研室 编

冶金工业出版社

高等学校教学用书
金属·矿电法勘探
中南矿冶学院物探教研室 编

*

冶金工业出版社出版

(北京灯市口74号)

新华书店北京发行所发行

冶金工业出版社印刷厂印刷

*

787×1092 1/16 印张 26 3/4 字数 643 千字

1980年7月第一版 1980年7月第一次印刷

印数 00,001~3,700 册

统一书号: 15062·3572 定价 2.75 元

前 言

电法勘探是地球物理勘探的主要方法之一，它广泛地应用于各种矿产的普查勘探和解决水文地质、工程地质等方面的问题。

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普查找矿或解决各种地质问题的方法，称为电法勘探（简称电法）。电法是以岩石和矿石存在着电磁学性质的差异为基础。由于电磁场的分布特征（空间和时间的分布特征）受岩石和矿石电磁参数的影响，故通过研究电磁场的分布特征可以解决具有不同电磁性质的物质分布问题，从而可以解决与之有关的地质问题。电法勘探中应用的电磁参数有电阻率（ ρ ）、介电常数（ ϵ ）、磁导率（ μ ）、与电化学性质有关的激发极化率（ η ）及电化学活动性等。不同的地质对象，都具有不尽相同的电磁学性质，根据这些性质，在工作过程中可以选用不同的场源（人工或天然产生的电磁场）、不同的测量方法和仪器装置，来了解这些性质的差异，由此而有各种电法勘探的方法。目前应用较多的已有二十多种。

电法勘探依据地质任务可分为金属矿电法、油田电法、煤田电法及水文工程电法；依据施工的空间位置可分为航空电法、地面电法、海洋电法及地下（或井中）电法；依据观测的时间特征可分为直流电法、交流电法及过渡场法。

本书内容以金属矿勘探为重点，着重阐述各种方法的物理概念和数学基础，尽量反映我国金属矿电法勘探的技术经验，适当介绍国外先进技术，对计算技术及主要仪器的原理也作了一些简要的叙述。

本书为高等学校物探专业的教学用书，也可供有关工程技术人员参考。

本书由中南矿冶学院物探教研室何继善、温佩琳、牛之珪、程方道、毛祖跃、任怀宗、鲍光淑、曾宪明等合编。在编写过程中，承蒙国家地质总局物探研究所张赛珍、郑凤琴，武汉地质学院罗延钟，长春地质学院王兴泰，冶金部地质研究所贺永康、李恭，冶金部物探公司阎恕，湖南冶金地质研究所徐中时等同志审阅，最后由程方道、任怀宗定稿。

由于编者水平所限，书中缺点和错误在所难免，希望读者批评指正。

编 者

目 录

前言

第一篇 电 阻 率 法

第一章 电阻率法的物理和数学基础	1
第一节 岩、矿石的电阻率	1
第二节 均匀且各向同性半无限介质表面点电源的电场	5
第三节 稳定电流场导论	9
第四节 视电阻率的概念及电阻率法的物理实质	15
第五节 均匀电流场中的导体球	19
第六节 点源场中的导体球	23
第七节 垂直成层介质点源场电位分布	31
第八节 水平层状介质点源场电位分布	36
第九节 角域介质点源场电位分布	47
第二章 电阻率剖面法	52
第一节 电阻率剖面法概述	52
第二节 中间梯度法	55
第三节 联合剖面法	60
第四节 几种规则地质体上偶极剖面曲线的特点	71
第五节 组合断面上电剖面曲线的若干规律	74
第六节 地形影响问题	80
第七节 电阻率法的模拟实验方法	90
第八节 野外工作方法和解释中的一些问题	97
第三章 电测深法	110
第一节 电测深的一般概念	110
第二节 水平二层电测深曲线的解释	111
第三节 水平三层电测深曲线的解释	117
第四节 非水平层上的电测深	136
第五节 电测深的定性解释	145
第六节 电测深野外工作方法	148
第七节 电测深在金属矿区的应用	150
第八节 电测深曲线的计算机解释	160
第四章 电阻法仪器	173
第一节 直流电阻率仪	174
第二节 低频交流电阻率仪	179

第二篇 天然电场法及充电法

第五章 自然电场法	182
第一节 自然电场形成的原因	182
第二节 自然电场法的数理基础	185

第三节	自然电场法的野外工作方法	191
第四节	自然电场法的推断解释及实例	194
第六章	充电法	197
第一节	充电法的数理基础	198
第二节	充电法的野外工作方法	210
第三节	充电法在金属矿的应用及实例	212

第三篇 激发极化法

第七章	激发极化法的物理-化学和数学基础	217
第一节	岩、矿石激发极化效应和特性	217
第二节	激发极化法的测量参数	230
第三节	计算极化场的边界条件和基本方法	231
第四节	均匀极化介质的极化场和极化率 η 表达式	235
第五节	均匀场中几种简单规则形状极化体极化场表达式及 η_s 表达式	236
第六节	点源场中极化体的极化场计算	243
第八章	几种规则体上地面常用测量排列的 η_s 曲线	248
第一节	中间梯度排列	248
第二节	单电极供电排列	263
第三节	偶极排列的 F_s 曲线	269
第四节	测深排列	271
第九章	地面工作中的几个问题	278
第一节	工作方法和技术问题	278
第二节	交流激发极化法中电磁耦合效应及克服方法	283
第三节	大地噪声的干扰和噪声源	291
第四节	复电阻率法	292
第五节	磁激发极化法	294
第十章	井中激发极化法	298
第一节	井中激发极化法可能解决的问题	298
第二节	井中激发极化法的工作方法和技术的若干问题	307
第十一章	激发极化法资料的推断解释方法	310
第一节	激发极化法资料推断解释方法概述	310
第二节	极化体形态及其水平面投影范围的确定	315
第三节	极化体埋藏深度的确定	319
第四节	极化体产状的确定	321
第十二章	激发极化法仪器	325
第一节	激发极化法仪器概述	325
第二节	直流激电仪	327
第三节	交流激电仪	331

第四篇 电磁感应法

第十三章	电磁感应法的理论基础	336
第一节	交变电磁场中岩、矿的物理性质	336

第二节	介质中交变电磁场的一般规律	338
第三节	电磁感应法一次场的计算	341
第四节	电磁感应异常的物理解析	346
第五节	在均匀交变电磁场中的球体	355
第六节	在均匀交变电磁场中的水平圆柱体	364
第十四章	地面电磁感应法	366
第一节	地面电磁感应法概述	366
第二节	倾角法的异常特征及方法技术	376
第三节	水平线圈法的异常特征及方法技术	383
第四节	土拉姆法的异常特征及方法技术	390
第五节	地面电磁感应法实例	402
第十五章	航空电磁法	405
第一节	航空电磁法概述	405
第二节	频率域主动源航空电磁方法	407
第三节	时间域航空电磁方法	410
第四节	其他航电系统简介	417
第五节	航空电磁法野外实例	420

第一篇 电 阻 率 法

由于地下各种岩石、矿石之间存在导电性的差异，因此它将影响由人工建立的或者天然存在的电场的分布状态。电阻率法便是利用专门的仪器和方法来了解这种电场的分布状态，从而达到解决地质问题的目的。

第一章 电阻率法的物理和数学基础

第一节 岩、矿石的电阻率

一、矿物和岩石电阻率的一般特点

岩石和矿石是由矿物所组成。要了解矿石、岩石电阻率的特点，应当首先研究各种矿物的电阻率。在电法勘探中，电阻率用 ρ 表示，其单位为“欧姆·米”或写作 $\Omega \cdot m$ 。

1. 矿物的电阻率 就矿物的导电机理而言，可以把所有的矿物分为三类。

(1) 金属型导电矿物。这类矿物有的本身就是金属，有的则与金属一样，具有大量的自由电子，其电阻率很低。属于这类矿物的如：

自然金 电阻率为 2×10^{-8} 欧姆·米

自然铜 电阻率为 $1.2 \times 10^{-8} \sim 30 \times 10^{-8}$ 欧姆·米

石 墨 顺解理面的电阻率为 $36 \times 10^{-8} \sim 100 \times 10^{-8}$ 欧姆·米；垂直解理面的电阻率为 $28 \times 10^{-6} \sim 1 \times 10^{-2}$ 欧姆·米。

事实上，自然金和自然铜在自然界分布分散，不成为电法勘探的直接对象，只有石墨是实际工作中最常遇到的。

(2) 半导体型导电矿物。几乎所有金属硫化物和金属氧化物都是半导体，因而可以说绝大多数金属矿物都是半导体。按其导电性又可分为两类：

1) 大多数常见的金属硫化矿物和一些氧化矿物的导电性能良好，其电阻率低于1欧姆·米，常称它们为良导电性矿物，如黄铜矿、辉铜矿、黄铁矿、方铅矿、磁铁矿等。

2) 另一些金属硫化矿物和氧化矿物，其电阻率为 $1 \sim 10^6$ 欧姆·米，如辉锑矿、闪锌矿、锡石、软锰矿、铬铁矿、赤铁矿等。

(3) 固体离子型导电矿物。这类矿物为离子键晶体，在干燥情况下几乎是绝缘体，其电阻率大于 10^6 欧姆·米；绝大多数造岩矿物如石英、长石、云母、辉石、角闪石及岩盐、石膏等属于此类。

图1-1为几种常见矿物的电阻率分布曲线。

2. 岩石的电阻率 岩石的电阻率一般都在 $10 \sim 10^5$ 欧姆·米，具体说来：

(1) 土壤、粘土、亚粘土等的电阻率较低 ($10 \sim 10^2$ 欧姆·米)；砂岩中等 ($10 \sim 10^3$

欧姆·米)；而石灰岩则较高 ($10^2 \sim 10^4$ 欧姆·米)。

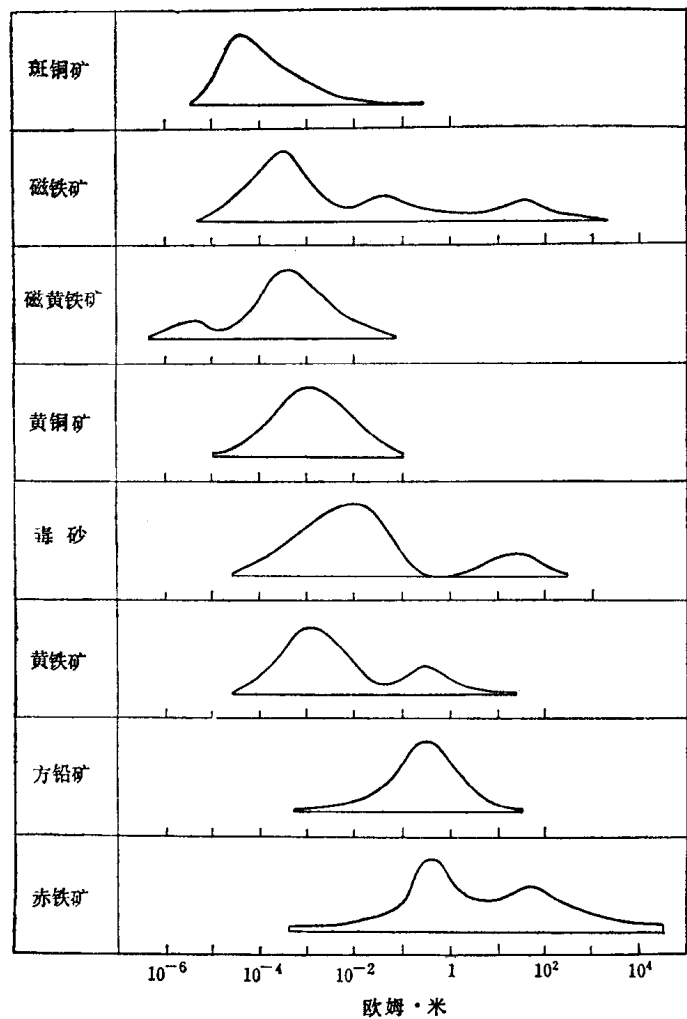


图 1-1 几种常见矿物的电阻率分布曲线

(2) 火成岩的电阻率普遍较高，如花岗岩、正长岩、闪长岩、辉长岩、玄武岩等的电阻率都在 $10^2 \sim 10^5$ 欧姆·米。

(3) 变质岩的电阻率也较高，如结晶片岩、片麻岩、大理岩、石英岩等的电阻率为 $10^2 \sim 10^5$ 欧姆·米；而泥质板岩则稍低，其电阻率为 $10 \sim 10^3$ 欧姆·米。

每种岩石的电阻率都有一定的变化范围，图1-2列举了几种常见岩石的电阻率分布曲线。

应该指出，矿物、岩石都不可能像物理学中那样给出某种岩、矿特定的电阻率数值，而是在一定的范围内变化。这是由于岩石和矿物在形成过程中，条件千差万别，形成后所经历的地质变动不相同，以致同一名称的岩、矿石其电阻率可以在很大的范围内变化。

二、岩、矿石电阻率的影响因素

岩石和矿石的电阻率除受它的组分控制外，还受许多因素的影响，主要有：

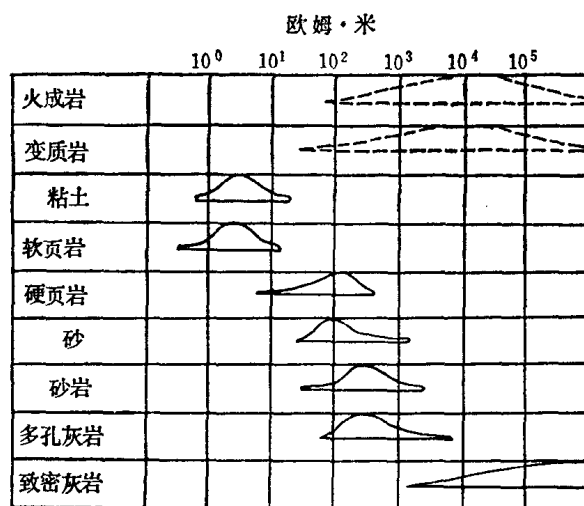


图 1-2 几种岩石的电阻率分布曲线

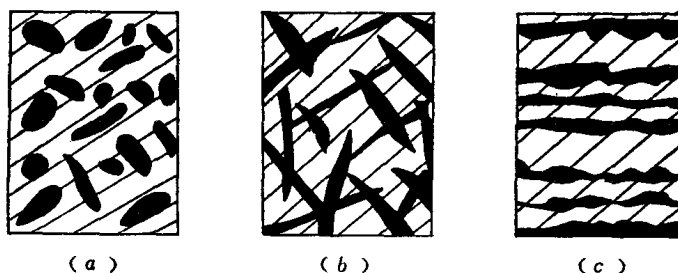


图 1-3 岩石的结构

1. 岩、矿石的结构构造 矿物颗粒结构在一定条件下对岩矿电阻率有很大影响。例如，致密块状的黄铁矿其电阻率很底。但当导电性矿物呈浸染状时，即导电性良好的矿物颗粒被高电阻的矿物所包围[如图1-3(a)]，即使是总的矿物含量并不低，但整个矿石却成了不良导体，其电阻率与围岩差别不大。如果矿物呈网状，矿石在脉石中穿插而又彼此连通[如图1-3(b)]，则可能显示低阻，例如，由图1-4可见，黄铜矿、黄铁矿、镍黄铁矿呈树枝网状产于辉长岩中，当矿石含量达到8%时，其电阻率大大降低。

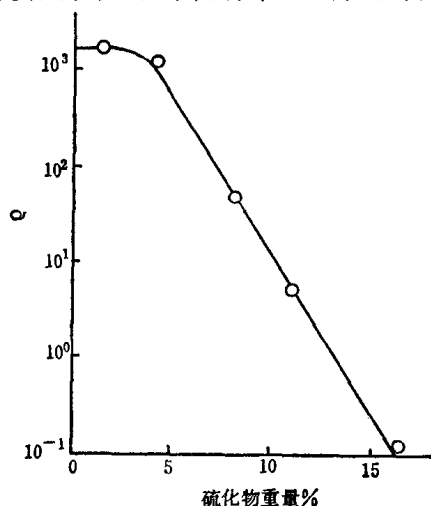


图 1-4 矿石电阻率与硫化物含量的关系示例

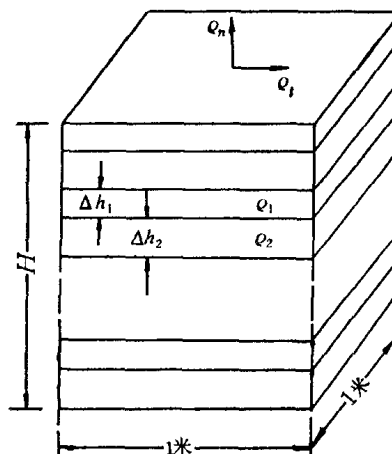


图 1-5 岩石的非各向同性

有些沉积岩或变质岩存在有层理或片理,如图1-3(c),这类岩石的电阻率具有方向性,垂直层理方向的电阻率 ρ_n 与顺着层理方向的电阻率 ρ_t 不同。我们把这种现象称为非各向同性,并且把 λ 称为岩石的非各向同性系数。

$$\lambda = \sqrt{\rho_n / \rho_t} \tag{1-1}$$

我们用图1-5的理想模型来说明非各向同性。假定岩石是由两种薄岩层交错地相叠而成,一种薄层的电阻率为 ρ_1 ,厚度为 Δh_1 ;另一种薄层的电阻率为 ρ_2 ,厚度为 Δh_2 。在这组岩层中取一正六面体,假设六面体的底面积为1平方米,高为 H 。

$$H = \sum \Delta h_1 + \sum \Delta h_2$$

从电阻的串联与并联关系,不难得出 ρ_n 与 ρ_t 为:

$$\rho_n = \frac{\rho_1 \sum \Delta h_1 + \rho_2 \sum \Delta h_2}{H} \tag{1-2}$$

$$\rho_t = \frac{H}{\frac{\sum \Delta h_1}{\rho_1} + \frac{\sum \Delta h_2}{\rho_2}} \tag{1-3}$$

由于垂直层理方向的电阻是各层电阻的串联,而顺层理方向的电阻是各层电阻相并联,因此,总是 $\rho_n \geq \rho_t$, $\lambda \geq 1$ 对于图1-5的模型来说,令

$$\sum \Delta h_1 = \alpha \sum \Delta h_2$$

从(1-2)及(1-3)式可得

$$\lambda = \frac{1}{1 + \alpha} \sqrt{1 + \alpha^2 + \alpha \frac{\rho_1^2 + \rho_2^2}{\rho_1 \rho_2}} \tag{1-4}$$

式中 α 为一系数。由于 $\rho_1^2 + \rho_2^2 \geq 2\rho_1\rho_2$,因此无论 α 为何值都有 $\lambda \geq 1$ 。

几种常见成层岩石的非各向同性系数列于表1-1。由表可见,某些岩石(如碳质页岩),其 ρ_n 和 ρ_t 相差较大,因此在解释电法资料时,必须注意非各向同性的存在。

表 1-1 几种常见成层岩石的非各向同性系数

岩 石 名 称				λ	ρ_n / ρ_t
层	状	粘	土	1.02~1.05	1.04~1.10
层	状	砂	岩	1.1~1.6	1.20~2.56
泥	质	板	岩	1.1~1.59	1.20~2.50
泥	质	页	岩	1.41~2.25	2.20~5.00
无	烟		煤	2.00~2.55	4.00~6.50
石	墨	炭	质 页 岩	2.0~2.8	4.06~7.86

除表中所列的岩石以外,各种岩石(包括火成岩等)都具有非各向同性,只是这些岩石的非各向同性系数一般都不大,实际工作中可近似地看作均匀各向同性。

2. 岩石的湿度 湿度对岩石的电阻率有很大的影响,这是因为地下水的电阻率较小(如表1-2所示),含水岩石的电阻率远比干燥的岩石低。岩石的湿度又与岩石本身的孔隙度及其所处的水文地质条件有关。例如,碎屑沉积岩层的孔隙度一般都较大,其电阻率受湿度及所含水的离子浓度的影响很大。粘土的透水性差,其所含水分停滞久,因而含盐分较高,故其电阻率较低;化学沉积岩(灰岩、硬石膏等),由于孔隙度小且含水的离子浓

度低，因而具有较高的电阻率；火成岩一般孔隙度较小，其电阻率也较高，但在受到风化或构造破坏而间隙增多的情况下，湿度较大，其电阻率大为降低。变质岩的电阻率常与变质程度有关，变质程度越高，岩石越致密，其电阻率也越高。因此片麻岩的电阻率的级次与花岗岩相当，而泥质板岩的电阻率常较低。

表 1-2 几种常见天然水的电阻率

名 称	ρ (欧姆·米)	名 称	ρ (欧姆·米)
雨 水	>1000	地 下 水	<100
河 水	$0.1 \sim 100$	矿 井 水	$1 \sim 10$
海 水	$0.1 \sim 10$	深 成 盐 渍 水	$0.1 \sim 1$

3. 温度影响 温度对岩石电阻率也有影响。温度升高，地下水的溶解度及离子迁移率有所增大，电阻率将有所降低。一般气温下，这种变化并不明显；但当气温降到零度以下水溶液结冰时，电阻率将急剧增加（如图1-6）。此外，由于地下温度随深度而增加，因而有可能利用对地下深部地质体电阻率参数的测定来研究一个地区地下温度场的特征。这方面的问题日益为人们所重视。

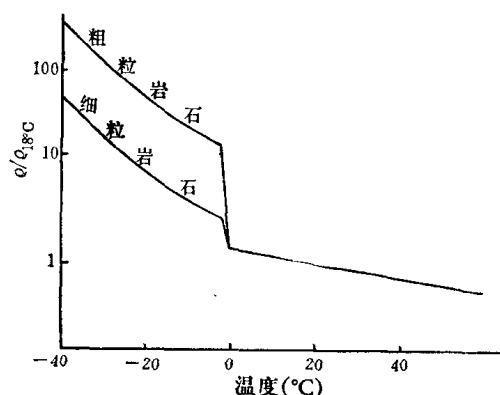


图 1-6 岩石电阻率与温度的关系

第二节 均匀且各向同性半无限介质表面点电源的电场

首先，我们将条件理想化：把大地和空气分界面看作是一个无限大的水平面，空气的电阻率为无限大，而大地电阻率处处均匀，且在各个方向上也相同。我们把这样的介质模型叫做“均匀且各向同性的半无限介质”。

为了向地下供电，总要使用两个接地电极，通常在离供电电极一定距离的地方进行研究。当电极的尺寸比起这个距离要小得多时，我们可以把电极看作是一个点，因而称作点电源。当所研究的范围较为靠近一个电极，而将另一个电极放在很远的地方，使得在研究的范围内它的电场影响可以忽略，数学上把这种情况抽象为在均匀且各向同性半无限介质表面一个点电源的电场。当所研究的范围与两个电极的距离相差不大时，则两个供电电极造成的电场都要考虑，这时称为两个点电源的电场。

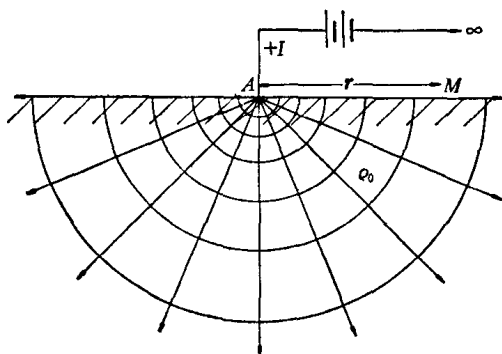


图 1-7 一个点电源的电场

一、一个点电源的电场

如图1-7所示，设半无限介质的电阻率为 ρ_0 ，在地表A点有一点电流源，其电流强度为 $+I$ ，现分别讨论在下半空间介质中任一点M的电流密度 $\mathbf{j}_0$ ，电场强度 $\mathbf{E}_0$ 和电位 U_0 。 $\mathbf{j}_0$ 、 $\mathbf{E}_0$ 和 U_0 的脚标“0”是指在均匀且各

向同性半无限介质中，为的是与非均匀介质相区别。

1. 电流密度 $\mathbf{j}_0$ 。先讨论电流密度 $\mathbf{j}_0$ 的大小 j_0 。由于地下是均匀各向同性的，因此电流是从点电源 A 向下半空间均匀辐射出去的。在以 A 为球心的任意半球面上，电流密度的数值处处相同。其数值等于总电流强度(I)被该半球面的面积 S 相除，即

$$j_0 = I/S = I/2\pi r^2 \quad (1-5)$$

r 为 A 到观测点 M 的距离。

从图1-7不难理解，由于电流是沿半径的辐射线方向的，我们用 $\mathbf{r}/r$ 表示这一方向，它在数值上为1，称为单位向量。这样，

$$\mathbf{j}_0 = \frac{I}{2\pi r^2} \cdot \frac{\mathbf{r}}{r} \quad (1-6)$$

综上所述，均匀半无限介质地表点电源形成的电场在地下（包括地表）任一点的电流密度与供电电流强度成正比，而与该点到点源的距离的平方成反比，其方向为自点源向外辐射的半径方向（电源为正极时，沿半径向外；反之，则向内）。

2. 电场强度 $\mathbf{E}_0$ 。由 $E = \rho j$ 不难得到均匀半无限介质地表点电源的电场强度表达式：

$$E_0 = \rho_0 j_0 = I\rho_0/2\pi r^2 \quad (1-7)$$

或

$$\mathbf{E}_0 = \rho_0 \mathbf{j}_0 = \frac{I\rho_0}{2\pi r^2} \cdot \frac{\mathbf{r}}{r} \quad (1-8)$$

由上可见， $\mathbf{E}_0$ 在空间的分布规律与 $\mathbf{j}_0$ 相似，只是其数值还与介质的电阻率 ρ_0 有关。

3. 电位 U_0 。某点的电位值与选择的参考点有关。为了讨论问题方便，常常把参考点定在无限远处，即把无限远处的电位看作是零电位。在这种选择的情况下，某点的电位等于一个单位正电荷从无限远处移到该点处外力所做的功。对于点电流源场来说(图1-7)，也就是要求把单位点电荷从 $r = \infty$ 处移到 $r = r$ 处外力所做的功，即

$$U_0 = \int_{\infty}^r -E dr$$

$$\text{代入(1-7)式得: } U_0 = \int_{\infty}^r -\left(\frac{\rho_0 I}{2\pi r^2}\right) dr = \frac{\rho_0 I}{2\pi} \int_{\infty}^r -\frac{dr}{r^2} = \frac{\rho_0 I}{2\pi r}$$

即

$$U_0 = \frac{\rho_0 I}{2\pi} \cdot \frac{1}{r} \quad (1-9)$$

式中 ρ_0 是常数。在具体条件下， I 也是常数。因此，对于均匀各向同性的半无限介质地表上点电流场的电位分布与 r 成反比，其等位面是以点源为球心的同心球面。

二、两个异性点电源的电场

由于电场服从叠加原理，在讨论两个点电源场的电流密度、电流强度和电位的分布时，可以看作是一个正电源和一个负电源的场的叠加。由于电流密度是向量，叠加时也要按向量求和。例如某一点的电流密度 $\mathbf{j}_0$ 应为：

$$\mathbf{j}_0 = \mathbf{j}_0^A + \mathbf{j}_0^B$$

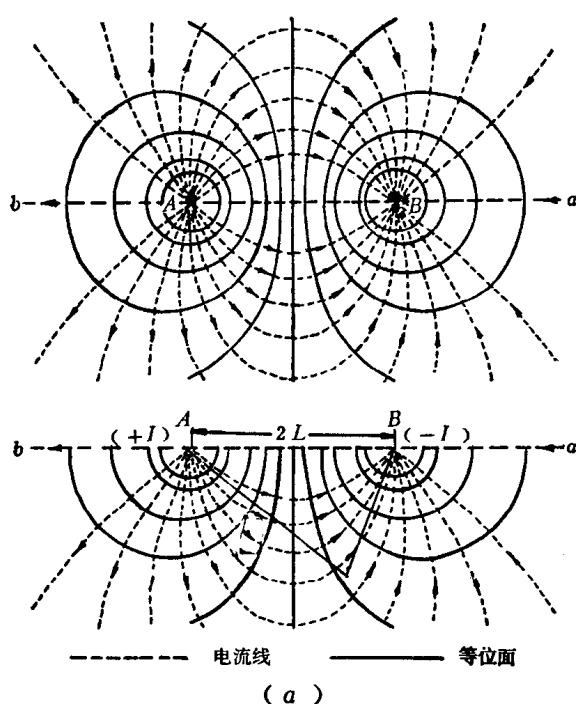
式中 $\mathbf{j}_0^A$ 和 $\mathbf{j}_0^B$ 分别为 A 、 B 电源形成的电流密度。逐点求得各点的电流密度大小和方向便可得到整个电流密度的分布。电场强度也是如此。通常是从研究电位入手，由于电位是标量，故只需求代数和便行了。我们用 U_M^A 、 U_M^B 分别表示电极 A 、 B 在 M 点所形成之电

位, 用 U_M^{AB} 表示 A 、 B 两电极在 M 点所形成的电位, 则:

$$\begin{aligned} U_M^{AB} &= U_M^A + U_M^B \\ &= \frac{\rho_0 I}{2\pi} \cdot \frac{1}{AM} + \frac{\rho_0 (-I)}{2\pi} \cdot \frac{1}{BM} \\ &= \frac{\rho_0 I}{2\pi} \left(\frac{1}{AM} - \frac{1}{BM} \right) \end{aligned} \quad (1-10)$$

图1-8(a)中实线表示等位面的分布情况, 虚线表示电流线的分布情况。不难看出, 等位面与电流线处处相正交。

图1-8(b)表示在地面 AB 连线上电位及电场强度的变化曲线。可见, 越靠近电极, 电位变化越快。即在 A 电极附近电位迅速增高, 在 B 电极附近电位迅速降低, 而在 AB 中间的 $\frac{1}{3} \sim \frac{1}{2}$ 地段电位变化较慢, 在 AB 中点的电位为零。



电场强度等于电位的负梯度, 即 $E = -\Delta U / \Delta r$, 或者说某一点的电场强度就是该点电位曲线斜率的负值。因而, 电位曲线变化大的地方, 其电场强度的绝对值也就大。由于在 AB 中间 $1/3 \sim 1/2$ 的地段内电位变化不为零, 因此 AB 中点的电场强度不为零。由于地表的电流线沿着地面, 因此地表的等位面将垂直于地面。

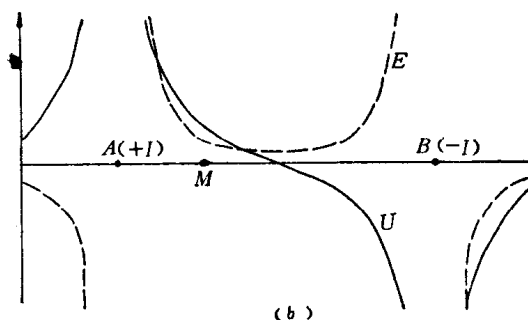


图 1-8 两个异性点电源的电场

三、电流分布的分散性与集中性

当我们用两个点电极向地下供电时, 电流立即布满地下, 即在很大体积内都有电流流过, 这就是电流分布的分散性。电流虽然流经四处, 但它并不是到处一样, 而是主要集中在 AB 联线附近的范围内, 这便是电流分布的集中性。详细一点说, 在包括 AB 联线的垂直剖面内, 电流密度在地表最大; 随着深度的增加, 电流密度很快减小。

为了进一步说明上述特点, 我们来研究 AB 联线的中垂面上电流密度的变化。在地表 AB 联线的中点 O 处, A 、 B 两电极形成的电流密度 j_0 为:

$$j_0 = j_0^A + j_0^B = 2j_0^A = \frac{I}{\pi} \cdot \frac{1}{(AO)^2} \quad (1-11)$$

在图1-9中, 在深度为 h 的点上, 由 A 、 B 两电极形成的电流密度为:

$$\begin{aligned} j_h &= 2j_h^A \cos \alpha = \frac{I}{\pi} \cdot \frac{1}{(AO)^2 + h^2} \cdot \frac{AO}{\sqrt{(AO)^2 + h^2}} \\ &= \frac{I}{\pi} \cdot \frac{1}{[(AO)^2 + h^2]^{3/2}} \end{aligned} \quad (1-12)$$

因此

$$\frac{j_h}{j_0} = \frac{1}{[1 + (h/AO)^2]^{3/2}} \quad (1-13)$$

电流密度随深度的变化规律如图1-10所示。可见, 随着深度的增加, 电流密度将迅速减小。

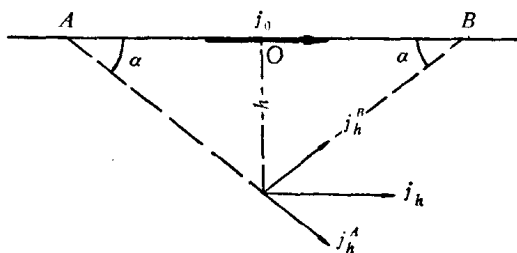


图 1-9 电流密度沿垂直方向的变化

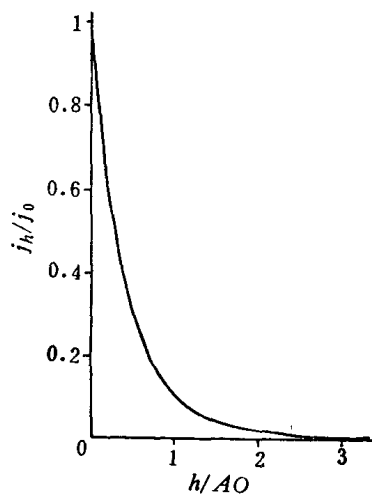


图 1-10 电流密度随深度的变化

例如, $h = AO/2$ 时, $j_h = 0.72j_0$;
 $h = AO$ 时, $j_h = 0.35j_0$;
 $h = 2AO = AB$ 时, $j_h = 0.089j_0$;
 $h = 3AO$ 时, $j_h = 0.032j_0$ 。

如果我们考虑的是地面上 AB 中垂线上电流密度变化的规律, 其结论也将与上述相一致, 只要将 (1-13) 式中 h 改为观测点 M 至 O 点的距离即可。

综上所述, 在地表供电时, 电流主要集中在 AB 联线附近的范围内, 这就是电流分布的集中性, 它对电法勘探的探测深度有着很大的影响。由于电法勘探是通过测量地表的电场变化来探测地下电性不均匀体 (即地电体) 的, 如果所要了解的地电体所在范围内电流密度很小, 那末这个地电体的存在对地表电场分布影响便很小, 也就无法探测到。加大 AB 可以使地下深处的电流密度相对增加, 为了查明埋藏较深的地电体, 必须适当选用较大的供电电极距。应当注意, AB 的大小只是影响探测深度的一个方面, 切不可因此而得出“ AB 越大, 可探测的深度也大”的简单概念, 因为可探测深度还与待测地质体的大小、形状及电性等因素有关。这个问题后面还要讨论。

第三节 稳定电流场导论

用电阻率法解决地质问题，在于从电场的空间分布去推断地下地电性质与地电体的分布，这在电场理论中属于解反演问题。已知地电性质和地质体的分布，求解电场的空间分布则属于正演问题。通过讨论正演问题，可以建立一些典型状态下场的分布概念，有助于设计野外工作方法以及在推断解释中，根据实际情况减少多解性，提高方法的地质效果。

一、稳定电流场的基本定律

导电介质中的稳定电流场遵守欧姆定律及克希霍夫定律等基本定律。这些定律又可分为积分形式和微分形式。电法勘探中，由于电流呈不规则三度分布，故必须应用这些定律的微分形式。

1. 欧姆定律 一段电路的欧姆定律是大家所熟悉的。一段均匀导体上的电流强度 I 与这段导体两端的电位差 ΔU 成正比，而与其电阻成反比，即

$$I = \Delta U / R \quad (1-14)$$

这就是宏观形式的欧姆定律。其应用条件是：在这段均匀导体的横截面内，电流密度是均匀的。

欧姆定律的微分形式是：在导电介质中任意一点的电流密度向量 $\mathbf{j}$ ，其方向与该点的电场强度向量 $\mathbf{E}$ 一致，其大小与电场强度成正比，而与该点的电阻率 ρ 成反比。

$$\mathbf{j} = \frac{\mathbf{E}}{\rho} \quad (1-15)$$

如果只考虑大小，且 $\mathbf{j}$ 与 $\mathbf{E}$ 的方向总是相同，则有

$$\rho j = E \quad (1-16)$$

由于它对任意一点都是成立的，因此，它适合于任何形状的不均匀导电介质和电流密度不均匀分布的条件。

2. 克希霍夫定律 对于稳定电流场，宏观地说，就导电介质中任意一个不含源的闭合面，流入它的电流密度通量一定等于流出它的电流密度通量，或者说，流过任一闭合面的电流密度通量等于零，即

$$\int_S \mathbf{j} \cdot \mathbf{n} dS = 0 \quad (1-17)$$

式中 $\mathbf{n}$ 为闭合面 S 的单位法线向量（向外为正，向内为负）。上式说明在稳定电流场中的任何一个闭合面内，没有正电荷或负电荷的不断积累。

克希霍夫定律的微分形式是：导电介质在稳定电流场中，任意一点的电流密度恒等于零，即

$$\nabla \cdot \mathbf{j} = 0 \quad (1-18)$$

3. 稳定电流场是势场 既然是稳定电流场，电荷在空间的分布就应该始终是稳定的，也就是不随时间而改变。因此，它应该和静电场一样是一个势场，即

$$\mathbf{E} = -\nabla U \quad (1-19)$$

4. 稳定电流场电势的微分方程式 从上述稳定电流场的三个基本定律，可以归纳为一个简单的规律。我们把 (1-19) 和 (1-15) 式代入 (1-18) 中便可得到：

$$\nabla \cdot \left(\frac{1}{\rho} \nabla U \right) = 0 \quad (1-20)$$

在电阻率均匀的导电介质中, ρ 为常数, 上式变为:

$$\nabla \cdot \nabla U = \nabla^2 U = 0 \quad (1-21)$$

即为拉普拉斯方程式。也就是说, 在均匀的导电介质中, 稳定电流场的势满足拉普拉斯方程式。从上式还可得出这样的结论: 均匀导电介质在稳定电流场中, 介质中各点的电荷密度等于零; 否则, 上式右端将不等于零, 而等于电荷密度 σ 的 4π 倍。

5. 均匀、各向同性的无限介质中点源电场的分布 在电阻率为 ρ_0 的均匀且各向同性的无限介质中, 有一点电流源 A , 电流强度为 I 。求距离 A 点为 r 处的电位公式。此问题具有球对称性, 故选用极坐标, 把原点置于 A 点。由于任意一点电位与方位角 φ 和极角 θ 无关, 故拉普拉斯方程简化为:

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial U_0}{\partial r} \right) = 0$$

将它积分得:

$$\frac{\partial U_0}{\partial r} = \frac{C}{r^2}$$

再积分得:

$$U_0 = -\frac{C}{r} + C_1 \quad (1-22)$$

C 、 C_1 均为积分常数。

当 $r \rightarrow \infty$ 时, $U_0 = 0$, 故 C_1 应等于零。由于电流强度为 I , 故

$$j_0 = \frac{I}{4\pi r^2}$$

另一方面,

$$j_0 = \frac{1}{\rho_0} E_0 = \frac{1}{\rho_0} \left(-\frac{\partial U_0}{\partial r} \right) = \frac{1}{\rho_0} \left(-\frac{C}{r^2} \right)$$

因此

$$\frac{I}{4\pi r^2} = \frac{1}{\rho_0} \left(-\frac{C}{r^2} \right)$$

即

$$C = -\frac{\rho_0 I}{4\pi}$$

将 C_1 、 C 值代入 (1-22) 式中便得到:

$$U_0 = \frac{\rho_0 I}{4\pi} \frac{1}{r} \quad (1-23)$$

这就是均匀且各向同性的无限介质中, 点电源电场的电位分布公式。与半无限介质的 (1-9) 式相比较, 正好差一倍。这是因为在半无限介质中, 电流向外辐射所构成的立体角与全空间的情况相差一倍之故。