

高等学校教材试用本

# 电法勘探

下册

傅良魁编著

只限学校内部使用



中国工业出版社

高等学校教材试用本



# 电 法 勘 探

下 册

傅良魁编著

金属与非金属地球物理勘探专业适用

中国工业出版社

本书系电法勘探教程的下册，作为高等地质院校金属与非金属地球物理勘探专业高年级学生的教学用书。

本书共分六章，第一、二章为交流电法勘探的理论基础，包括岩石与矿石在交变电场作用下的电学性质和电磁场在均匀无限和半无限介质中分布的一般规律，以及电、磁偶极子的场；其他各章为专门方法部分，其中以低频和高频感应类方法为重点，内容较丰富、深入；此外，对电位差比法、地电流法、交流充电法、强度法、线圈法、无线电透射波法、无线电波比法、交流激发极化法、过渡过程法等，均对方法的原理和实际结果作了较全面的介绍。

本书由傅良魁同志编著，参加审阅和对本书提出宝贵意见者有王恕铭、李金铭、冯昭贤等同志。

## 电 法 勘 探

### 下 册

傅良魁编著

金属与非金属地球物理勘探专业适用

\*

地质部地质书刊编辑部编辑(北京西四羊市大街地质部院内)

中国工业出版社出版(北京佟麟阁路丙10号)

(北京市书刊出版事业许可证出字第110号)

中国工业出版社第二印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行·各地新华书店经销

\*

开本787×1092<sup>1</sup>/<sub>16</sub>·印张16·字数365,000

1963年11月北京第一版·1963年11月北京第一次印刷

印数0001—1,650·定价(10-5)1.90元

\*

统一书号：K15165·2279(地质-229)

## 序

最近几年来，交流电法勘探在理論上和实际应用上发展得都很快，尤其是属于感应类的多頻振幅相位法(低頻)，应用得更为广泛，地质效果較好。在普查和勘探金属矿床中，高頻感应法目前在我国也应用得相当普遍，在許多矿区上取得了良好的試驗效果。

为了在高等地质院校的教学內容中，适当地反映出电法勘探的这种发展状况，显然需要有一本交流电法勘探的教科书。然而目前我国还没有适合这种要求的教材。五年前出版的E.M.克維亚特柯夫斯基副教授在北京地质学院的“交流电法勘探”讲稿，当时对我国物探工作者熟悉交流电法起了一定作用，但是目前看来在許多方面已不适应当前生产和教学需要的現狀。

考虑到上述情况，根据地质部的委托，我們接受了編著交流电法勘探教科书的任务。在写本书的过程中，考虑到有些交流电法目前我国应用范围还不广，取得的經驗也不多，而且可能有些物探工作者对某些新发展的交流电法的基本原理也許还不太熟悉，因此在本书中对交流电法勘探的基本理論將給以較詳盡的闡述，而在野外工作方法和实际观测技术方面，只在几个重点方法中作較詳細的討論，对一般方法不深入研究。

这本教材为电法勘探的下册，供地质类高等院校五年制金属与非金属地球物理勘探专业教学用。讲授时数約50~60学时，实验課时数約10~20余学时。在选择本书內容和份量时，我們一方面注意到教学的专业对象、年制及教学时数，另一方面也考虑了教材本身所应具有的一些特点，如应較全面、系統和完整地反映現代交流电法勘探的重要成就，而且要为学生练好专业理論的基本功創立物质前提，因此本书的份量稍多一些，各院校在使用时，可根据具体情况作适当选簡，如对学生系統讲授过“电磁場論”这門課，則在讲授本书第二章的基础理論及以后各章中勘探方法的数学物理部分时，便可相当削減。本书的讀者，为了深刻理解书中全部內容，最好还具备相当的数学基础，特别是数学物理方程、特殊函数及复变函数等高等数学的專門部分。

大家知道，为了对多种交流电法建立起一个全面的認識，对它們进行合理的分类或确定一个完整的体系是十分重要的。当然在分类中应以电法勘探发展的現狀、将来的前景及各种方法之間的內在联系为基础。在已往的有关教科书中，可能由于受当时交流电法勘探历史发展的客观条件所限，以至在分类上各家不一，直到目前也还没有一个公认的統一分类方案。本书中，将主要的交流电法分为三类：傳导类低頻交流电法；感应类低頻交流电法(多頻振幅相位法)及感应类高頻交流电法(多頻振幅相位法)。在这三类中，所包含的各种交流电法，列于下頁表。

但要說明，将各种交流电法給以分类，并不是在它們之間划出一道絕对的界限，将其对立起来，把它們看成彼此毫无联系。实际上，各类或各种方法之間既有不同之处，也有相同之点，不能机械分开，如傳导类低頻交流电法中的强度法在某些情况下将与感应类低頻交流电法中的长导綫法有許多共同之点。因之，对电法勘探方法的分类主要是从前述的基础出发，按各种方法本身的基本特征或主要的物质基础及其对物理場的利用，給以較合

交流电法勘探分类表

类别	名称	主要应用对象	
传导类低频交流电法	交流等位綫法	金属矿床	
	电位差比法	金属矿床	
	地电流法	大地电流法	地质构造
		游散电流法	金属矿床
	交流充电法	金属矿床	
	强度法	金属矿床	
	綫圈法	地质构造	
感应类低频交流电法	不接地回綫法	金属矿床	
	长导綫法	金属矿床	
	航空电测法	金属矿床	
	频率测深法	地质构造	
感应类高频交流电法	感应法	金属矿床	
	无綫电透射波法	金属矿床	
	无綫电波比法	地质构造	
	射綫法	金属矿床	
	干涉法	金属矿床	

理的分类,以便人們能够更全面、正确和方便地認識或掌握这些方法,进而作为一种工具,来順利地研究和解决地质問題,以达到在改造自然界和促进我国地质事业迅速发展的偉大目的中起到应有的作用。

其次,由于交流等位綫法目前很少应用,而且在原理上与直流等位綫法相比并无新的内容,所以本书中不予討論。此外,交流激发极化法主要是利用电化学原理,目前也应用不多,过渡过程法或建立場法乃属于过渡場类的一种方法。对这两种方法学生只需一般了解就够了,因此将在本书的最末討論。此外,为了突出双框式的感应法,我們将其独列一章,而将目前应用尚不广泛的其他高频感应法編入第六章。

还要說明,在編写本书过程中由于材料的分散和缺乏,在选择內容时除利用几年来教学中所积累的部分讲稿和科研手稿外,曾参考了国内、外許多有关的书籍和文献,并閱讀了我国几年来在交流电法勘探方面进行生产和試驗工作的有关总结报告。由于資料的来源較广泛,对許多問題的研究可能还不够細致,內容选择的重点以及討論的深入程度也可能有不当之处,希望大家多提意見,以便今后改正。

最后,愿意說明,在1961年暑期完成本书的初印稿时,曾得到陈晦鳴、楊旭等同志在收集資料等方面的帮助,而当第一印稿在北京地质学院試用期間,又吸取了李金銘、罗延钟、方玉禹等同志及电法研究生和同學們对修改初稿的有益意見。在最后完成本书时,馮昭賢等同志提出了宝貴意見,此外还得到許洪海同志在提供实验資料方面的支持,对以上这些同志的帮助深以致謝。

作者 傅良魁 1961.10.1 北京



# 目 录

序	
第一章 交变場中岩石与矿物的电学性质	6
§1. 交变場中岩石与矿物的导电性	6
一、均匀各向同性介质的导电性与頻率的一般关系	6
二、組合介质的导电性与頻率的关系	7
§2. 交变場中岩石与矿物的介电常数	10
一、介电常数与物质成分和結構的关系	10
二、介电常数与湿度的关系	12
三、介电常数与温度的关系	12
四、介电常数与頻率的关系	13
§3. 在交变電場中岩石与矿物标本电阻率和介电常数的測定	15
一、諧振法	15
二、电桥法	16
第二章 交流电法勘探的理論基础	19
§1. 介质中交变电磁場的一般規律	19
一、馬克斯威尔方程的表示式	19
二、矢量位	21
三、交变电磁場及矢量位的边界条件	23
§2. 地面上交变电磁場的橢圓极化	25
一、交流電場的橢圓极化	25
二、交变磁場的橢圓极化	30
§3. 均匀交变电磁場在地层中的傳播	32
一、均匀交变电磁場的解	32
二、波数与吸收系数	33
§4. 电偶极子的交变电磁場	36
一、均匀无限介质中电偶极子的場	36
二、地面上电偶极子的場	40
§5. 磁偶极子的交变电磁場	48
第三章 传导类低頻交流电法	53
§1. 一般理論	54
一、点源在均匀各向同性介质中的磁場	54
二、点源在均匀水平层状介质中的磁場	56
三、点源在均匀非各向同性介质中的磁場	58
§2. 电位差比法	63
§3. 地电流法	70
一、地电流的性质	70
二、大地电流法	71

三、游散电流法 .....	76
§4. 交流充电法 .....	78
一、一般原理 .....	78
二、良导性无限长水平柱状矿体的充电磁場 .....	79
三、良导性有限长水平柱状矿体的充电磁場 .....	80
四、良导性脉状矿体的充电磁場 .....	85
五、应用实例 .....	87
§5. 强度法 .....	87
一、强度法中的正常場 .....	87
二、强度法中的异常場 .....	90
三、强度法野外工作和仪器 .....	92
四、应用实例 .....	93
§6. 綫圈法 .....	93
一、方法原理 .....	93
二、实例 .....	94
第四章 感应类低频交流电法(多頻振幅相位法) .....	96
§1. 一般的理論基础 .....	96
一、在均匀交变电磁場中的球体 .....	96
二、在均匀交变电磁場中的柱体 .....	109
三、在均匀交变电磁場中的椭球体 .....	114
§2. 不接地回綫法 .....	118
一、不接地回綫法原理 .....	118
(一)不接地回綫法的一次場 .....	118
(二)不接地回綫法的二次場 .....	120
(三)不接地回綫法的总合場 .....	125
二、不接地回綫法仪器 .....	133
三、不接地回綫法野外工作 .....	136
(一)回綫面积的选择 .....	137
(二)测网的选择 .....	137
(三)工作頻率的选择 .....	139
(四)野外生产过程 .....	141
四、不接地回綫法的資料解釋与实际应用 .....	142
§3. 长导綫法 .....	146
§4. 航空电测法 .....	151
一、航空电测法概論 .....	151
二、航空电测法理論 .....	154
三、航空电测法的实际应用 .....	161
§5. 頻率测深法 .....	163
一、頻率测深法的原理 .....	163
二、頻率测深法的实际应用 .....	171
第五章 感应类高频交流电法(多頻振幅相位法) .....	176

§1. 感应法理論基础 .....	176
一、感应法中的一次場 .....	176
二、感应法中的二次場 .....	182
三、感应法中的总合場 .....	189
§2. 感应法仪器 .....	193
一、感应法发射机 .....	193
二、感应法接收机 .....	197
§3. 感应法野外工作方法与技术 .....	200
一、测网密度的选择 .....	200
二、装置距离的选择 .....	201
三、工作頻率的选择 .....	204
四、普查工作中的观测方法 .....	206
(一) 圓周移动法 .....	206
(二) 追索电軸法 .....	208
(三) 平行移动法 .....	209
(四) 纵向剖面法 .....	210
五、詳查工作中的观测方法 .....	212
(一) 电剖面法 .....	212
(二) 无定向观测法 .....	213
(三) 感应耦合测量法 .....	215
§4. 感应法观测資料的解釋与实际应用 .....	219
一、感应法的应用范围 .....	219
二、感应法在普查和勘探金属矿床中的应用 .....	219
(一) 地形影响 .....	220
(二) 人为导体的影响 .....	222
(三) 几个实际成果的討論 .....	224
三、感应法在地质填图中的应用 .....	228
(一) 划分不同岩石接触带 .....	228
(二) 研究岩层的非各向同性 .....	233
第六章 其他方法 .....	235
§1. 无綫电透射波法 .....	235
§2. 无綫电波比法 .....	241
§3. 交流激发极化法 .....	244
§4. 过渡过程法 .....	248



# 第一章 交变电場中岩石与矿物的电学性质

## §1 交变电場中岩石与矿物的导电性

### 一、均匀各向同性介质的导电性与频率的一般关系

大家知道，任何一种介质都具有两种电学性质，即导电性和介电性。在直流(或稳定)电場作用下，表现出传导电流和介电极化两种现象。前一种性质或现象，我們已在直流电法勘探中利用到了，而对后一种性质直到目前利用得很少。在交变电場作用下，介质的这两种性质表现出其中同时具有传导电流和位移电流，即在交变电場作用下，介质中有两种性质不同的电流存在。传导电流由介质的电阻率所决定，而位移电流则由介电常数决定。如令介质中总电流密度为  $\mathbf{j}$ ；传导电流密度为  $\mathbf{j}_1$ ；位移电流密度为  $\mathbf{j}_2$ ；则在均匀各向同性介质中  $\mathbf{j}_1$  和  $\mathbf{j}_2$  的方向相同，并均与观察点电場之方向一致。可写出：

$$\mathbf{j} = \mathbf{j}_1 + \mathbf{j}_2 = \frac{\mathbf{E}}{\rho} + \frac{\varepsilon}{4\pi} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (1-1)$$

式中  $\mathbf{E}$ ——交变电場的强度；

$\varepsilon$ ——介质的介电常数；

$\rho$ ——介质的电阻率。

如設  $E$  为諧变場，即

$$E = E_0 e^{i\omega t}. \quad (1-2)$$

則代入(1-1)式得：

$$\mathbf{j} = \frac{\mathbf{E}_0}{\rho} e^{i\omega t} + i \frac{\varepsilon\omega}{4\pi} \mathbf{E}_0 e^{i\omega t} = \left( \frac{1}{\rho} + i \frac{\varepsilon f}{2} \right) \mathbf{E}_0 e^{i\omega t} = \bar{\gamma} \mathbf{E}_0 e^{i\omega t} \quad (1-3)$$

$$\bar{\gamma} = \frac{1}{\rho} + i \frac{\varepsilon f}{2}, \quad (1-4)$$

这里  $E_0$ ——电場  $\mathbf{E}$  的振幅值；

$\omega$ ——交变电場的圆频率 ( $\omega = 2\pi f$ )； $t$  为時間；

$\bar{\gamma}$ ——介质的有效导电率；

$i = \sqrt{-1}$ ——为虚数，可写成指数形式  $e^{i \frac{\pi}{2}}$ 。

由(1-3)式可見，传导电流和位移电流分别为：

$$\mathbf{j}_1 = \frac{1}{\rho} \mathbf{E}_0 e^{i\omega t}; \quad \mathbf{j}_2 = \frac{\varepsilon f}{2} \mathbf{E}_0 e^{i(\omega t + \frac{\pi}{2})} \quad (1-5)$$

由此可見，传导电流密度的幅值  $\left( \frac{1}{\rho} E_0 \right)$  与频率无直接关系，而位移电流密度的幅值  $\left( \frac{\varepsilon f}{2} E_0 \right)$  則与場的频率有正比关系，并且还与介质的介电常数成正比。式中  $\frac{\varepsilon f}{2}$  表现为介质的所謂位移动电率；此种导电性质的量值不固定，它将随交变电場的频率而改变，

这是与直流导电性质基本不同之点。在高频交流电法勘探中，介质的这种导电性质具有实际意义。

我們由(1-4)式还可看出，传导电流較位移电流在相位上落后 $\frac{\pi}{2}$ ；总电流的相位与外加电场的相位也不同；如設其为 $\varphi$ ，則由公式(1-3)可写出总电流密度的振幅( $j_0$ )和相位分别为：

$$j_0 = \sqrt{\left(\frac{1}{\rho}\right)^2 + \left(\frac{\varepsilon f}{2}\right)^2} E_0, \quad (1-6)$$

$$\tan \varphi = \frac{\varepsilon f \rho}{2} \quad (1-7)$$

可見总电流密度超前 $E$ 的相位角与 $\varepsilon$ 和 $f$ 以及 $\rho$ 有密切关系，其值介于0和 $\frac{\pi}{2}$ 之間。

在直流电法中( $f=0$ )，当 $\rho$ 很大时，介质几乎是不导电的( $j_0 \rightarrow 0$ )。但对交流( $f \neq 0$ )而言，尽管 $\rho$ 很大，即在直流电场中导电作用很小的介质，在交流电场中，它也可以具有导电性，并且交变电场的频率越高，越表现出良好的导电作用。由此不难想象，当我们采用各种不同频率进行交流电法勘探时，可以使得要找寻的地质对象呈现出不同的导电性能，所获得的异常场也必将随着频率的改变而相应地发生变化，从而就有可能更清楚地揭露矿体的存在特征，提高电法勘探的地质效果。

在交变电场中，介质的导电性质可以用 $j_1$ 与 $j_2$ 幅值之比( $m$ )来描述，其值与介质的电学性质 $\rho$ ， $\varepsilon$ 以及频率 $f$ 有关，由(1-5)式可写出：

$$m = \frac{2}{\varepsilon f \rho} \quad (1-8)$$

式中 $\rho$ 是用静电单位表示的电阻率，当采用实用单位时( $\rho$ 以欧姆来表示)，上式变为：

$$m = \frac{1.8}{\varepsilon f \rho} \times 10^{10} \quad (1-9)$$

$f$ 为交变电场每秒钟内的周数，为简单起见，以后均以周表示。

不难理解，对于 $m \gg 1$ 的介质，实际上可认为是导体，其介电性作用相对于传导性可以忽略；而当 $m \ll 1$ 时，则位移导电性起主要作用，其中之传导电流相对很小，这种介质相当于良好的电介质。实际上当 $m > 10$ 时，已相当于导体，而当 $m < \frac{1}{10}$ 时，则可视为介电质，如取实际中常遇到的两个参数值： $\varepsilon = 10$ 及 $\rho \leq 10^5$ 欧姆米，则当 $f \leq 10^3$ 周时， $m \geq 18$ ，因此在低频交流电法勘探中可以忽略介电常数或位移电流的作用。在这种条件下研究低频交流电法勘探理论时，将简单得多。此外，当采用 $f \geq 10^5$ 周的高频交流电法工作时，则 $m \leq 0.18$ ，这时介质的导电作用将以位移电流为主。因此在通常的自然条件下，对低频交流电法而言，主要考虑传导电流的作用。在高频交流电法中，则必须重视位移电流的作用。此外，在上列给定的 $\rho$ 与 $\varepsilon$ 值条件下，对某些中间频率而言，则应同时注意位移电流和传导电流两者对电磁场分布的作用。

## 二、组合介质的导电性与频率的关系

实践证明，一般造岩矿物的电阻率与频率的关系较小，直到 $f$ 达 $10^7$ 周时，仍无显著

变化，因此在交流电法勘探工作中，我們常常认为矿物的电阻率与频率无关。但是对于由两种以上成分和形状不同的矿物所组成的介质而言，特别是含有一定水分的矿石和岩石，由于介电性的作用，其电阻率除与组成物质的成分、湿度和温度等因素有关外，还与频率有关。下面就来讨论这个问题。

为简单起见，我們設岩石是由一种立方块状的颗粒和均匀包围它的另一种物质所组成，如图1-1所示，为了计算组合体总的有效（起实际作用的）电阻率 $\bar{\rho}$ 或有效导电率 $\bar{\gamma}$ ，我們采取的方法是：先分别计算每边长为 $\delta_0$ 的立方颗粒本身的有效电阻（ $\bar{R}_2$ ），颗粒右端厚度为 $\delta$ 的横薄板的有效电阻（ $R'_1$ ）以及颗粒底部和后侧厚度为 $\delta$ 的折状薄板的有效电阻（ $R''_1$ ），其次将 $R''_1$ 和 $\bar{R}_2$ 并联起来，求出其并联电阻，最后将其与 $R'_1$ 串联起来，便得组合颗粒的整体对外加电场 $E$ （其方向如图所示）所表现的总的有效电阻 $\bar{R}$ ，而由于组合颗粒各边的总长度取为1，即 $\delta_0 + \delta = 1$ ，故 $\bar{R}$ 即为组合颗粒的有效电阻率 $\bar{\rho}$ 。如图1-1所示，考虑到 $\delta_0 = 1 - \delta$ ，我們便可分别写出：

$$\bar{R}_2 = \bar{\rho}_2 \frac{\delta_0}{\delta_0^2} = \bar{\rho}_2 \frac{1}{1 - \delta};$$

$$R''_1 = \bar{\rho}_1 \frac{1 - \delta}{\delta(1 - \delta) + \delta},$$

由此得出并联电阻 $\bar{R}_{1,2}$ 为：

$$\bar{R}_{1,2} = \frac{1}{\frac{1}{\bar{R}_2} + \frac{1}{R''_1}} = \bar{\rho}_1 \frac{\bar{\rho}_2(1 - \delta)}{\bar{\rho}_1(1 - \delta)^2 + \bar{\rho}_2[1 - (1 - \delta)^2]}.$$

其次，容易写出，

$$R'_1 = \bar{\rho}_1 \delta.$$

我們將 $\bar{R}_{1,2}$ 和 $R'_1$ 串联之，最后便得组合颗粒的总有效电阻或有效电阻率为：

$$\bar{\rho} = \bar{R} = \bar{R}_{1,2} + R'_1,$$

将以上各式综合，便得

$$\rho = \bar{\rho}_1 \frac{\bar{\rho}_1 \delta(1 - \delta)^2 + \bar{\rho}_2 [1 - \delta(1 - \delta)^2]}{\bar{\rho}_1(1 - \delta)^2 + \bar{\rho}_2 [1 - (1 - \delta)^2]}, \quad (1-10)$$

这里 $\bar{\rho}_1$ 和 $\bar{\rho}_2$ 为胶结介质和颗粒的有效电阻率，如果以有效导电率的形式表示上式，我們將

$$\bar{\rho} = \frac{1}{\bar{\gamma}}; \quad \bar{\rho}_1 = \frac{1}{\bar{\gamma}_1}; \quad \bar{\rho}_2 = \frac{1}{\bar{\gamma}_2}$$

等关系代入上式，并将有效导电率写成实数与虚数之和的复数形式，乃得：

$$\begin{aligned} \bar{\gamma} &= \frac{1}{\rho} + i \frac{\epsilon f}{2} \\ &= \bar{\gamma}_1 \frac{[1 - (1 - \delta)^2] \bar{\gamma}_1 + (1 - \delta)^2 \bar{\gamma}_2}{[1 - \delta(1 - \delta)^2] \bar{\gamma}_1 + (1 - \delta)^2 \delta \bar{\gamma}_2} \end{aligned} \quad (1-10)'$$

式中

$$\left. \begin{aligned} \bar{\gamma}_1 &= \frac{1}{\rho_1} + 0.5 i \epsilon_1 f, \\ \bar{\gamma}_2 &= \frac{1}{\rho_2} + 0.5 i \epsilon_2 f. \end{aligned} \right\} \quad (1-11)$$

这里  $\rho$  和  $\varepsilon$  为组合体复导电率实部的电阻率和虚部的介电常数,  $\rho_1, \varepsilon_1$  和  $\rho_2, \varepsilon_2$  分别为胶结物和颗粒之有效导电率的实部电阻率和虚部介电常数。

由(1-10)'式可见, 岩石电阻率与  $f$  的关系较为复杂, 为简单起见, 我们分以下两种情况讨论:

(一) 设  $\rho_2 \rightarrow \infty, \rho_1$  值有限, 其中以传导电流为主。在此种情况下, 对小孔隙的组合介质(如含水砂岩)而言, 则将(1-10)'式分虚、实两部分并加以整理可得:

$$\rho = \frac{\rho_1}{\delta} \cdot \frac{1 + 0.25\rho_1^2\varepsilon_2^2 f^2 \delta^2}{2 + 0.25\rho_1^2\varepsilon_2^2 f^2} \quad (1-12)$$

当  $f=0$  时,

$$\rho(0) = \frac{\rho_1}{2\delta}; \quad (1-13)$$

当  $f=\infty$  时,

$$\rho(\infty) = \rho_1 \delta. \quad (1-14)$$

可见, 岩石电阻率随频率的增加而减小, 并减小得相当显著, 即在这种情况下, 电阻率的频率分散性明显, 当  $f$  从 0 变到  $\infty$  时,  $\rho$  值有  $\frac{1}{2\delta^2}$  倍的差别 ( $\frac{\rho(0)}{\rho(\infty)} = \frac{1}{2\delta^2}$ )。

(二) 当  $\rho_1 \rightarrow \infty, \rho_2$  值有限, 并其中以传导电流为主(如浸染状金属矿)时, 我们得到:

$$\rho = \frac{4\delta_0^4(1-\delta_0)^2 + f^2\varepsilon_1^2[1-(1-\delta_0)\delta_0^2]^2\rho_2^2}{\delta_0^3\varepsilon_1^2 f^2 \rho_2} \quad (1-15)$$

可见, 当  $f=0$  时,  $\rho=\infty$ ; 当  $f$  很大时,

$$\rho = \frac{[1-(1-\delta_0)\delta_0^2]^2}{\delta_0^3} \rho_2 \quad (1-16)$$

式中  $\delta_0 = 1-\delta$ ——颗粒的边长。

不难看出, 对具有良导电性颗粒之浸染状岩石或矿石, 其电阻率的频率分散性也较显著, 对于直流电表现为不导电的理想介电质(岩石或矿石), 在高频率交流电作用下, 其电阻率值可由很大降为很小的数值, 而且此值与颗粒含量有关。当  $\delta_0 = 1$  时, 下降为  $\rho_2$  值; 当  $\delta_0 \rightarrow 0$  时,  $\rho \rightarrow \infty$ 。并且当  $\delta_0$  由零稍有增加时, 即在良导电性颗粒含量很小时, 其变化对在高频率作用下的岩石电阻率影响较大, 这一点由(1-16)式的计算结果也表示得很清楚(图1-1)。

事实上, 实验结果证实了上述的理论结论, 如根据 A.B. 维谢夫对大理岩、斑状石灰岩和粒状大理

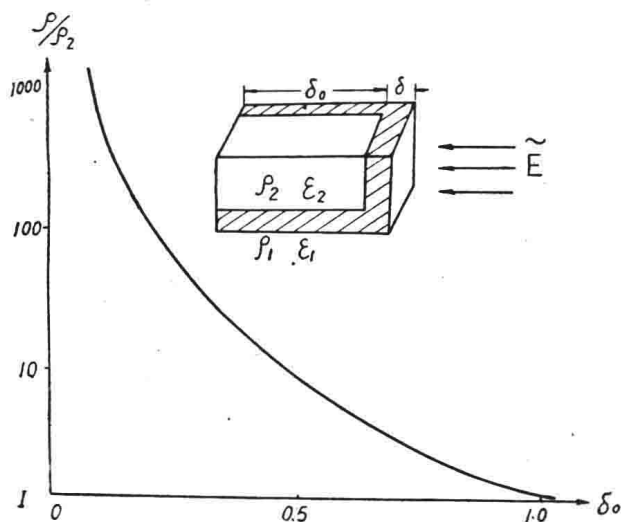


图 1-1 立方颗粒状包体的两种物质成分组合体的电阻率, 在高频率和高阻胶结物情况下  $\rho$  与颗粒含量之关系

岩三种岩石标本的测定结果得到图 1-2 所示的关系。实验的结果指出：对低频率的交流电而言，岩石的电阻率很高，无明显变化；而采用  $f=10^5 \sim 10^6$  周的交流电时，其电阻率则下降一个级次，当频率增高到  $10^7$  周以上时，电阻率相应地减少了两个级次以上。尽管目前的看法还不统一，但电阻率值的这种变化规律，对高频交流电法勘探是值得注意的。这种性质无论在高频交流电法的理论方面或实际方面均具有很大意义。因此，作进一步研究是必要的。

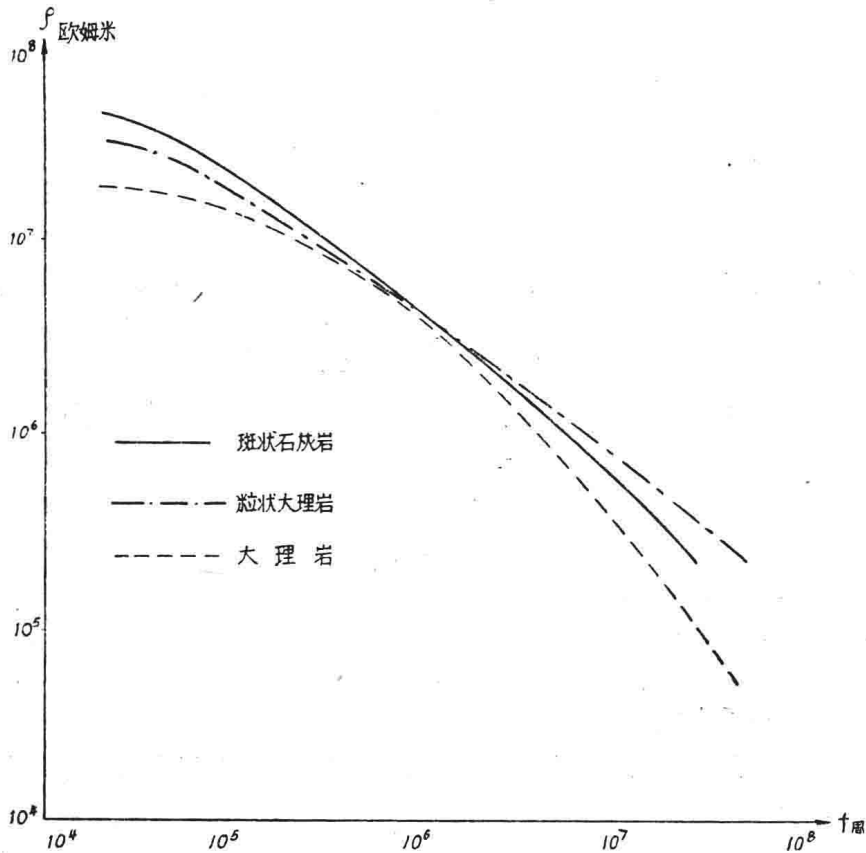


图 1-2 岩石电阻率与频率关系的实验曲线

## §2 交变场中岩石与矿物的介电常数

大家知道，相隔一定距离的两个电荷，在真空中的作用力，由于极化的作用，将比在介质中大若干倍，此倍数即所谓介质的介电常数( $\epsilon$ )。象电阻率( $\rho$ )的概念一样，这些物理量都已在普通物理学中讨论过。显然， $\epsilon$ 与介质的性质有关，而且容易理解，决定介电常数的介质性质主要应当包括：组成介质的物质成分、结构、湿度和温度等因素，同时还与外加场的性质和频率有关，现讨论如下：

### 一、介电常数与物质成分和结构的关系

首先我们来讨论各种矿物的介电常数。很明显，不同的矿物应当具有不同的介电常数，根据实验室测定资料，现将几种常见矿物介电常数的测定结果列于表 1。

由表可见，各种矿物的介电常数皆大于 1，而水的  $\epsilon$  较常见的各种造岩矿物都大，并



表 1

矿物名称	$\epsilon$	矿物名称	$\epsilon$
普通輝石	6.9~10.3	白云母	6.2~8.0
硬石膏	5.5~6.3	黑云母	6.2~9.3
鉛矾	50~74	长石	4.5~6.2
磷灰石	7.4~10.5	鉀盐	4.8
重晶石	7.0~12.2	菱鉄矿	7.5
綠柱石	5.5~7.8	閃鋅矿	7.8
方鉛矿	17.9	电气石	5.6~7.1
赤鉄矿	25.0	金云母	5.9~6.5
石膏	5.0~11.6	螢石	6.8
方解石	7.8~9.5	白鉛矿	19.6~25.4
錫石	5.7~6.2	鉛石	8.6~12.0
石英	4.2~5.0	石油	2.0~2.7
剛玉	11.0~13.2	水	80

且一般矿物的  $\epsilon$  均在一定范围内变化。这可能是由于矿物中含有不同的物质成分造成的。当然也与矿物结构的各向异性有关。在不同方向上,  $\epsilon$  是会不同的, 这是由于矿物晶格中荷电子的活动特性及存在状况在各方向上的不同引起的。虽然如此, 介电常数并不象电阻率变化范围那样大, 一般不超出一个级次。表中指出, 除水外, 金属矿物的  $\epsilon$  一般都比非金属矿物大, 后者通常在4~13之間, 而前者一般则在十几或几十范围内改变。

大家知道, 岩石是由各种不同的矿物成分组成的, 既然各种矿物的介电常数不同, 因此, 不同岩石的介电常数也必然有所不同, 并且数值也不应该相差悬殊。事实正是如此, 对几种常见岩石介电常数的测定结果, 得表 2 所列的数据:

表 2

种类	火 成 岩					沉 积 岩			变 质 岩	
	花崗岩	正长岩	閃长岩	橄欖岩	玄武金	石灰岩	砂 岩	土 壤	片麻岩	大理岩
$\epsilon$	7~12	13~14	8~9	10~11	12	15	9~11	2~32	8~15	8

由表可见, 岩石介电常数的变化范围一般要比矿物更小些, 当然, 与岩石电阻率的变化范围更不能比拟了。一般来讲, 由于金属矿物的  $\epsilon$  通常都很高, 因此矿化岩石的  $\epsilon$  也相应的高些, 如根据斯托瓦洛夫的测定资料表明, 矿化輝长岩和斑岩 (金属矿物的百分含量为 3~15%) 的介电常数在12到60之間变化, 平均值超过30。

不难理解, 象电阻率一样, 介电常数必然与组成岩石的物质颗粒的结构状态有关, 如对方包体颗粒而言, 介电常数与  $\epsilon_1$  和  $\epsilon_2$  及  $\delta$  等应有公式(1-10)所指出的关系。但通过以上讨论和所引出的岩石与矿物  $\epsilon$  的数量关系, 我們已经看到, 各种不同岩石或矿物的介电常数的变化范围几乎超不过一个级次。因此, 可以想象颗粒结构的影响也不会很明显, 所以这里不再详细讨论了。

## 二、介电常数与湿度的关系

前面指出，对于各种岩石和造岩矿物而言，水的介电常数是最大的。因此，不难理解，在  $\epsilon$  較小的岩石中含水之后，其  $\epsilon$  必然增高，并且其中含水量的变化，也将引起  $\epsilon$  的相应改变。如表 2 所指出的，湿土的  $\epsilon$  平均为 32，而干土则为 2，可見，水含量的变化可使  $\epsilon$  值改变很大。

大家知道，岩石中的水，常呈溶液状态存在，对溶液而言，其介电常数与濃度之間有以下的实验关系：

$$\epsilon - \epsilon_0 = K \sqrt{N} \quad (1-17)$$

式中  $\epsilon_0$ ——水的介电常数；

$K$ ——与溶液性质和温度有关的常数；

$N$ ——溶液的濃度(以每克分子当量計)。

公式指出，溶液介电常数的变化与其濃度的平方根有正比关系。从物理性质来讲，这是因为当溶液的濃度增加(或减少)时，其中可极化的极性分子也随着相应增加(或减少)的结果，溶液濃度愈大，介电常数也愈大。如对氯化鈉溶液而言，其  $K$  值的实验数据为 3.79。故当濃度为  $0.01N$  时，介电常数为：

$$\epsilon = \epsilon_0 + 3.79 \sqrt{0.01} = 80.38$$

一般来讲，在天然岩石中，溶液的濃度是不大的，这时我們可以忽略溶液濃度的作用，而只重視其中溶液(水)的含量。根据 A.Γ. 塔尔霍夫的实验資料，两种岩石的介电常数与湿度之間有图 1-3 所示的关系。

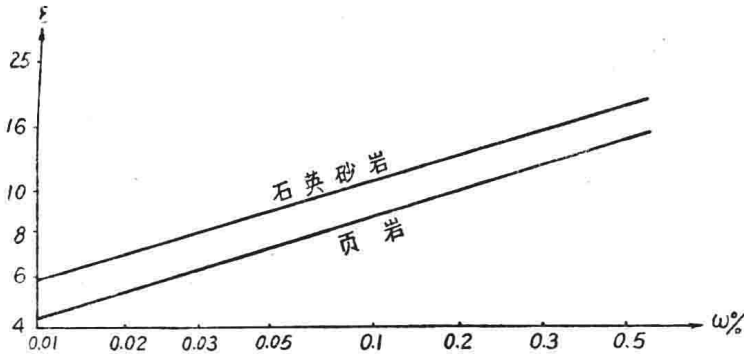


图 1-3 介电常数与湿度的关系

由图可見，石英砂岩等  $\epsilon$  的变化与湿度有直綫关系(在半对数坐标中)。此外，当湿度 ( $\omega\%$ ) 从 0.01% 增大到 0.1% 时， $\epsilon$  大約从 6 增加到 12(增加一倍)，变化不超过一个級次。

## 三、介电常数与温度的关系

可以从两方面討論这个問題。一方面，岩石矿物中的某种带电质点，常与周圍的质点相联系着，并由于它們具有一定的动能而呈不規則的运动，在外电場作用下，这种不規則的运动将表现出明显的規律性，使电荷的分布对称起来，或所謂极化了，显然，这种极化将与带电质点的运动或岩石和矿物的温度有很大关系，因为温度的改变使其动能相应的发生变化。另一方面，岩石中常含有水分，而这种溶液水的分子可呈极性分子存在，并以其所具有的动能，表现为不規則的运动。在外加电場作用下，这些极性分子便发生极化，并

同样与温度有关。因此，不难理解，无论如何，岩石与矿物的介电常数必与温度有关。

事实上，根据实验资料得出，极性溶液(如水)的介电常数与温度有以下关系：

$$\varepsilon = nm_0 \frac{K_0}{T} \quad (1-18)$$

式中  $K_0$ ——与溶液弹性等有关的常数；

$T$ ——绝对温度；

$n$ ——单位体积中的极性分子数；

$m_0$ ——极性分子的固有极矩。

可见随着温度的升高，介电常数便相应的减小。不难理解，当温度升高时，极性分子的热动能也相应的增大，因此，起着破坏极化的作用，致使  $\varepsilon$  值减小。

对水而言，其介电常数与温度的实验结果列于图1-4。

图1-4所表示的结果说明，随温度的增加，介电常数减小得较明显，当温度下降或热动能减小时，使得极性分子转向外加电场方向所遇之阻力减小，结果  $\varepsilon$  增加。

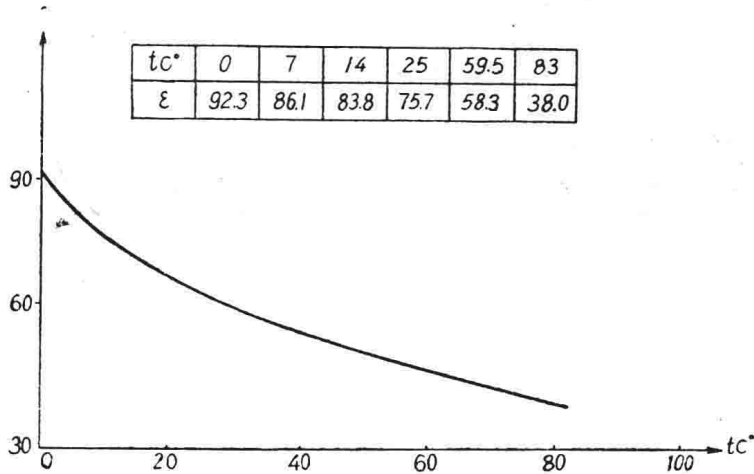


图 1-4 水的介电常数与温度关系

#### 四、介电常数与频率的关系

前面已经讨论过，岩石或矿物中非极性分子在外加电场作用下，经过一个有规律的排列过程后，才显示出极化现象。此外，岩石孔隙中的极性分子也必须经过一段转向的时间，才能按外加电场的方向排列起来(或极化)。总之，岩石或矿物的介电极化是需要一段过程时间的，当然这时间一般很短，但对各种不同的岩石或矿物也将不同，而且这段时间相对高频的电场周期来讲，可能不算很短，因此在方向随时改变的交变电场作用下，极化分子的转向是否实现，要取决于交变电场在同一方向作用时间的长短(半周期)，故岩石的介电极化或  $\varepsilon$  值必然与交变电场的频率有密切关系。

对于浸染状的良好导电性岩石或矿石颗粒而言，当颗粒为立方体状，并且  $\varepsilon_1$  较  $\varepsilon_2$  的作用明显得多时，我们由公式(1-10)得到介电常数与频率的关系为

$$\varepsilon = \varepsilon_1 \frac{4(1-\delta_0)\delta_0^4 + \varepsilon_1^2 f^2 \rho_2^2 (1-\delta_0^2)[1-(1-\delta_0)\delta_0^2]}{4(1-\delta_0)^2 \delta_0^4 + \rho_2^2 \varepsilon_1^2 f^2 [1-(1-\delta_0)\delta_0^2]^2} \quad (1-19)$$

上式指出, 当  $f=0$  时,

$$\varepsilon(0) = \varepsilon_1 \frac{1}{1 - \delta_0}; \quad (1-20)$$

而当  $f \rightarrow \infty$  时

$$\varepsilon(\infty) = \varepsilon_1 \frac{1 - \delta_0^2}{1 - (1 - \delta_0)\delta_0^2} \quad (1-21)$$

由此可见, 对一定的  $\delta_0$  (小于 1) 而言,  $\varepsilon(0) > \varepsilon(\infty)$ , 所以  $\varepsilon$  随  $f$  的增加而减小。我们現在所討論的对象, 适应于浸染状金属矿, 从这还可以算出  $\varepsilon$  与包体含量的关系, 如当  $\delta_0 = 0.9$  时,  $\varepsilon(0) = 10\varepsilon_1$ 。此外, 对于砂岩来讲, 我們可以认为  $\rho_2 = \infty$ , 这时也可以得到与式(1-19)相似的以下关系:

$$\varepsilon = \varepsilon_2 \frac{1}{1 + 0.25\delta^2 \rho_1^2 \varepsilon_2^2 f^2} \quad (1-22)$$

由此可见, 在这种情况下,  $\varepsilon(0) = \varepsilon_2$ , 而  $\varepsilon_2(\infty) = \infty$ 。

事实上, 在表 3 所示的實驗資料中, 充分表明了  $\varepsilon$  随  $f$  的增加而减小的規律。由表 3 可見, 含水頁岩的  $\varepsilon$  与  $f$  的关系最显著, 当  $f$  增大三个級次时,  $\varepsilon$  减少五倍多。

在  $\varepsilon$  与  $f$  的关系方面, A. II. 克拉耶夫根据計算数据曾指出, 对等軸状顆粒 (其  $\rho_2 = \infty$ ) 而言, 当包围顆粒的介质电阻率为 100 欧姆米,  $\varepsilon$  和  $\delta$  以及其体积比为 95% 时, 这样的岩石只当  $f \geq 10^5$  周时,  $\varepsilon$  才发生显著的变化。但是根据 A. B. 維謝夫的实验数据表明: 对某些岩石而言, 当  $f$  超过  $10^4$  周时,  $\varepsilon$  已发生明显变化 (图 1-5)。

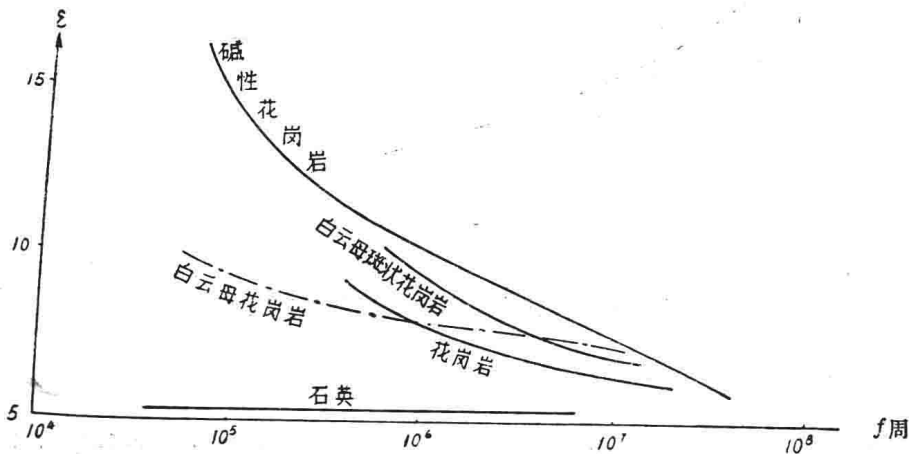


图 1-5 岩石与矿物的  $\varepsilon$  与  $f$  的實驗关系

表 3

$f$ 周	名称	頁岩	大理岩
920		50.0	8.88
$4 \times 10^5$		12.9	8.05
$8 \times 10^5$		10.0	7.3
$2.6 \times 10^6$		8.95	—