石油地球物理勘探丛书

石油电法勘探

王家映 编

石油工业出版社

石油地球物理勘探丛书

石 油 电 法 勘 探

王家映 编

石 油 工 业 出 版 社

(京)新登字 082 号

内 容 提 要

本书讨论了当今国内外用于石油和天然气普查与勘探中的一些有效的电法勘探方法(如直流电测深法 (VES)，大地电磁测深法 (MT)，大地电流法 (TM)，声频大地电磁测深法(AMT)，可控源声频大地电磁测深法(CSAMT)，频率测深法 (FS)，瞬变电磁测深法(TEM) 以及激发极化法 (IP)等)的基本原理和数据采集、资料处理、反演解释方法，并用大量的实例说明这些方法在石油勘探中的应用效果。

书中着重物理概念分析，避免了烦杂的数学公式推导，既保持了方法的系统性和理论性，又扩大了它的适用范围，可供石油物探、石油地质及其他从事电法勘探的科技人员和有关大专院校师生参考。

本书第四章和第五章第四节由刘松副教授编写。

石油地球物理勘探丛书

石油电法勘探

王家映 编

石油工业出版社出版

(北京安定门外安华里二区一号楼)

北京昌平县第一排版厂排版

北京朝阳区北苑印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行

787×1092毫米 16开本 14 1/2印张 357千字 印 1—1,500

1992年8月北京第1版 1992年8月北京第1次印刷

ISBN 7-5021-0727-4/TE·687

定价：6.90元

出版者的话

近二十年来，石油地球物理勘探技术日新月异，发展迅速。为了总结地球物理与地质相结合的经验，推广石油物探方法的新技术，我们组织有关专家、教授编写了这套《石油地球物理勘探丛书》，供石油地球物理工程师学习参考，以期做到物探工作中设计的合理性、采集的可靠性、处理的正确性、解释的科学性，提高解决各种复杂问题的能力。

这套丛书以应用为主，对基本概念和基础理论只做简要阐述，侧重于介绍各种新技术、新方法在实际工作中的应用。内容包括石油重、磁、电、地球化学、放射性、地震各种方法的资料采集、数字处理、成果解释、应用等，预计编写二十余册，每册都力图讲述清楚一个课题，它既是石油物探工作者施展才能的园地，又是您工作案旁的良师益友。让我们为发展石油物探技术，来共同编好和使用好这套丛书吧！

前　言

电法勘探（简称电法）是勘探地球物理学的主要学科之一。它是基于岩石、矿石的电性差异，通过观测和研究天然的或人工的电场或电磁场的空间和时间分布规律来勘查地质构造和寻找有用矿产的一类勘探方法。因此，就其实质而言，电法勘探是一门利用电学或电磁学知识研究地质和地球物理问题的应用科学。

作为一门应用科学，电法勘探的应用和发展不仅与地质学、物理学中的电学和电磁学有关，而且与许多应用学科都有着紧密的联系。地质学为电法勘探提出地质任务，电学和电磁学为它提供方法和理论，而一些应用科学为它提供手段。

在电法勘探中，目前利用的岩石和矿石的电学性质主要有：电阻率（ρ），磁导率（μ），介电常数（ε）和极化特性（体极化率η和面极化率λ）。实践证明，自然界中任何一种地质体都或强或弱地具有几种电性，人们可以单独利用其中的一种性质，也可以同时或分别利用多种或全部电学性质，以便从不同的侧面了解和研究地质目标。于是，由于地质任务不同，以及为解决各种地质任务所利用的电学性质、采用的场源形式、工作方式、观测要素等等方面的不同，便相应地有了不同的电法勘探方法，或者方法的变种和分支。

目前，电法勘探的方法很多。为了科学研究、实际应用和学习的方便，常常从某种角度对它们进行分类。角度不同，分类的方法也不一样。下面仅介绍几种常用的分类方法。

①按勘探的对象分为：a．金属与非金属电法；b．石油和天然气电法；c．水文与工程电法；d．煤田电法。本书要讲的属于石油和天然气电法。

②按场源的性质分为：　a．人工场或主动场法。这种电法的特点是，场源的形式和功率可以人为控制，既灵活又方便；b．天然场或被动场法。其特点是不用人工场源，既经济又有效。在石油勘探中使用的电法，既有人工场源法，也有天然场源法。

③按时间域或频率域分为：a．交流电法或频率域电法。这类方法的特点是供电、观测和解释都在频率域进行，或者供电、观测在时间域，解释却在频率域进行。使用的频率范围不同，解决的地质任务也不一样。因面，按频率范围又可把交流电法分为不同的分支（如高频电法勘探，低频、甚低频电法勘探等）；b．直流电法。这类方法，供的是直流电场，测量的也是直流电场。供电和测量方式不同，直流电法的名称也不一样；c．时间域电磁法，或瞬变场法。它研究的是电磁场的瞬变过程，即时间域的特性。在石油勘探中，直流电法、交流电法和瞬变场法都得到了不同程度的应用。

④按工作的场所分为：a．航空电法；b．地面电法；c．海洋电法；d．井中电法。目前用于石油勘探中的主要是地面电法，也用少量的海洋电法和井中电法。

⑤按产生异常的原因分为：a．传导类电法。它观测和利用的是地球中由于传导作用而产生的异常场。如电阻率法、自然电场法、充电法和激发极化法等就是属于传导类电法；b．感应类电法。这类方法观测和利用的是由感应作用产生的异常场。如瞬变场法，大地电磁测深法，频率测深法，无线电波法等。传导类和感应类电法都已广泛地应用于石油勘探中。

除以上几种常见的分类方法外，在不同的场合还有其他的分类方法，这里就不一一介绍了。必须指出，分类只是为了方便，而不是人为地在各种方法之间树立一道屏障。事实上，

按同一种原则分类的各种方法之间，都存在着重叠和交叉，并没有明显的界限。比如，电测深法、频率测深法和瞬变电磁测深法，既属于石油电法，也属于金属电法。除勘探深度各有不同外，从方法原理到资料处理与解释，各种方法用于金属和石油勘探没有任何区别。此外，现有的分类方法也不是固定不变的。随着科学技术的发展，新的勘探方法会不断涌现，现有方法也会不断更新、补充、甚至淘汰，因而必有新的分类方法出现。

应该指出，虽然磁法勘探和被动场电法勘探都利用了地球的磁场分量，但两者有原则区别。前者利用的是地球的基本场，即地磁场的稳定部分，而天然场电法勘探则利用的是地磁场中的可变部分。

就石油电法而言，40年来，经历了从高峰到低谷再到高峰三个发展阶段。从解放初期到60年代初这段时期内，随着社会主义建设的蓬勃发展，电法勘探，主要是电测深法和大地电流法，在我国获得了迅速的发展和成功的应用。在各大盆地的石油普查勘探中，电法勘探都发挥了一定的作用。然而，由于电法勘探的分辨力不高，误差较大等自身的局限性，加之地震反射法在寻找构造油藏时有明显的效果，从60年代中到70年代末，石油物探中的电法勘探进入了低谷。在70年代末，由于数字化仪的出现，大地电磁法如异军突起，特别是它具有不受高阻层屏蔽和对低阻层分辨力高的巨大优越性，使它受到世界各大石油公司的青睐。大地电磁法以及其他一些电磁测深法在许多油田勘探上的成功，也引起了我国石油物探工作者的极大兴趣。在短短几年内，大地电磁仪大批引进，大地电磁队迅速增加。大地电磁法的地质效果，特别是在碳酸盐岩和火成岩覆盖的高阻地区，以及地震勘探难以进行的地区的地质效果，得到了人们的普遍承认。大地电磁法的兴起，以及随之而来的其他电磁测深法和激发极化法等在石油的普查和勘探中的应用，成为解放后电法勘探在石油物探中出现第二次高潮的重要标志。石油电法二次高潮的到来，不仅说明电法勘探的研究和应用进入了新阶段，而且也体现了石油物探的进一步深入，找油难度日益加大这一客观现实。因而，综合利用包括岩石电性在内的各种物性、有机地配合各种物探和化探方法，合理地解释包括地质在内的各种资料，是提高勘探效果，有效地寻找油气藏的重要措施和途径。树立综合找矿的思想，充分发挥各种方法的优势，不仅对找金属矿，而且对石油和天然气的探测都有重要意义。

在石油物探中，电法勘探占有重要地位。在区域普查中，它可用于研究区域构造，确定沉积盆地基底起伏，圈定含油气远景区。在火成岩、碳酸盐岩覆盖地区和地震地质条件比较复杂，难以取得良好地震记录的地区，电法勘探是地震勘探的一种重要补充。在条件较好，构造不太复杂的地区，电法勘探甚至也可用来圈定局部构造。

除油气田的勘查外，电法勘探还广泛应用于金属和非金属、煤田、水文工程以及地热田的普查与勘探，甚至在研究地壳和上地幔的电性结构、天然地震的预测与预报方面，电法勘探也可以发挥它的重要作用。

作为石油电法勘探的专业书籍，我们将把精力集中在那些对石油和天然气普查、勘探有效的那些电法勘探方法上，如直流电测深法（VES）、大地电磁测深法（MT）、可控源声频大地电磁测深法（CSAMT）、频率测深法（FS）、瞬变电磁测深法（TEM），以及激发极化法（IP）等。而对那些在石油勘探中很有前途的方法也将给予一定的重视。在论述问题时，本书将侧重于物理实质，而不是数学推导，以便更多的石油物探和石油地质工程技术人员参阅。

目　录

第一章　直流电测深法…… 1
　第一节　岩石的电阻率…… 1
　第二节　直流电测深法的基本理论…… 4
　第三节　直流电测深法的仪器装备及野外工作方法……21
　第四节　电测深资料的解释……26
第二章　大地电磁测深法……43
　第一节　大地电磁测深法的地质、地球物理基础……43
　第二节　水平均匀层状介质中大地电磁测深理论……46
　第三节　水平不均匀介质中大地电磁测深理论……61
　第四节　表层电性不均匀对大地电磁测深曲线的影响……70
　第五节　大地电磁测深法的仪器和野外工作方法……72
　第六节　大地电磁测深的数据处理……75
　第七节　大地电磁测深资料的解释……86
第三章　大地电流法和其他电磁测深法…… 110
　第一节　大地电流法…… 110
　第二节　声频大地电磁测深法…… 114
　第三节　可控源声频大地电磁测深法…… 116
　第四节　频率测深法…… 134
　第五节　瞬变电磁测深法…… 142
第四章　激发极化法…… 160
　第一节　激发极化法的基本原理…… 160
　第二节　激电异常解释的基本理论…… 174
第五章　电法勘探在石油和天然气普查与勘探中的应用…… 196
　第一节　电测深法在石油和天然气普查与勘探中的应用…… 196
　第二节　大地电磁测深法在石油和天然气普查与勘探中的应用…… 205
　第三节　其他电磁测深法在石油和天然气普查与勘探中的应用…… 211
　第四节　激电法在石油和天然气普查与勘探中的应用…… 215
参考文献…… 220

第一章　直流电测深法

直流电测深法是根据岩石和矿石导电性的差异，在地面上不断改变供电电极和测量电极的位置，观测和研究所供直流电场在地下介质中的分布，了解测点电阻率沿深度的变化，达到测深、找矿和解决其他地质问题的目的的电法勘探的一组分支。随布极方式不同，直流电测深法又可分为三极、对称四极和偶极测深法等。实践证明，直流电测深法无论在普查金属、非金属矿产方面，还是在能源勘探、地质填图以及水文、工程地质调查等方面，都有良好的地质效果，发挥着重要作用。

第一节　岩石的电阻率

虽然在电法勘探中利用的岩石和矿石的电学性质有导电性、导磁性、介电性和极化特性等，但在直流电测深和似稳场的交变电磁测深中，起决定作用的仍然是岩、矿石的导电性。岩、矿石的导电性是电测深法的基础。因此，我们将首先论述影响岩、矿石导电性的电阻率的主要因素。

一、岩石电阻率的一般概念

岩、矿石的导电性通常用电阻率（ρ）或电导率$\left(\sigma=\frac{1}{\rho}\right)$来描述。根据物理学的定义，均匀介质中直流电路的电阻（R）和介质的长度（L）成正比，和截面积（S）成反比

$$R=\rho\frac{L}{S} \tag{1-1}$$

比例系数ρ称为介质的电阻率。它在数值上等于单位面积（$S=1\text{m}^2$）、单位长度（$L=1\text{m}$）介质的电阻，其单位为欧姆米，记为Ω·m。电阻率越低，物质的导电性越好；反之，电阻率越高，其导电性越差。

影响岩石电阻率的因素很多，如组成岩石的矿物成分和结构，岩石中所含水分的多少及其矿化程度的高低，岩石所处环境的温度和压力，以及岩石在高温高压条件下出现的各种物理化学变化（相变，脱水，部分熔融）等。这些因素使得岩石的电阻率值变化很大，即使是同一种岩石，由于所处的环境不同，彼此间的电阻率值也相差很大，甚至达几个级次。

一般说来，火成岩和变质岩的电阻率较高，通常在$10^2\sim10^5\Omega\cdot\text{m}$范围内变化；沉积岩的电阻率较低，如粘土的电阻率约为$10^{-1}\sim10^1\Omega\cdot\text{m}$；砂岩的电阻率为$10^1\sim10^3\Omega\cdot\text{m}$；面致密灰岩的电阻率则相对较高，干燥时可达$10^7\Omega\cdot\text{m}$。从表1-1可以看出，干燥岩石比天然状态下含有水分的岩石之电阻率要高得多。

在沉积盆地中，岩层的地质年代、沉积环境和含水分的多寡不同，电阻率也不一样。因而，用电测深法研究沉积盆地的区域构造，甚至寻找和圈定局部构造是完全可能的。

表 1-1 岩石电阻率表（单位：Ω·m）

分类	岩石名称	天然岩石	干燥岩石
	粘土	0.5～30	
沉	泥页岩	1.0×10^{3}	1.0×10^{5}
积	长石砂岩	6.8×10^{2}	1.0×10^{4}
岩	砂岩	3.5×10^{4}	3.9×10^{5}
	石灰岩	2.1×10^{5}	2.3×10^{7}
变	角岩	8.1×10^{3}	6.0×10^{7}
质	片麻岩	6.8×10^{4}	3.2×10^{6}
岩	石英岩	4.7×10^{6}	
	花岗岩	1.6×10^{5}	3×10^{13}
火	玄武岩	2.3×10^{4}	1.7×10^{7}
成	辉绿岩	2.9×10^{2}	8.0×10^{5}
岩	橄榄岩	3.0×10^{3}	
	石英闪长岩	2.0×10^{4}	1.3×10^{5}

二、影响岩石电阻率的因素

1．组成岩石的矿物成分和结构

岩石由不同的矿物和胶结物组成。矿物的成分和结构不同，岩石的电阻率也不相同。研究表明，组成岩石的矿物颗粒之大小、形状及其电阻率的高低对岩石电阻率影响不大，除非颗粒含量相当大（比如大于60%），与矿物的成分和结构相比，胶结物电阻率之高低及其连通情况更影响岩石电阻率的大小。这是因为矿物颗粒体积含量不大时，颗粒间是彼此孤立的，而胶结物却是连通的缘故。而当颗粒体积含量增大，以致彼此间连通时，对岩石的电阻率才有明显的影响。

在自然界中，大多数沉积岩和部分变质岩常成层状构造，如图1-1所示，此时岩石的电阻率呈各向异性。沿层理方向的电阻率ρ_t和垂直于层理方向的电阻率ρ_n各不相同。如果岩层分别由电阻率ρ_1、ρ_2，厚度h_1、h_2的两层介质组成，则

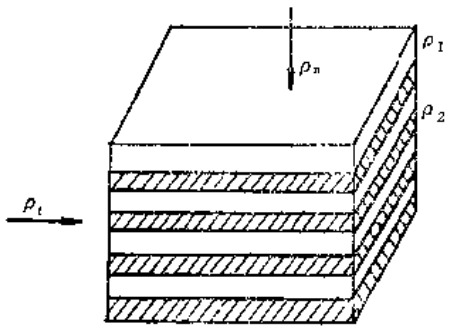


图 1-1 具有层理的岩石之各向异性

$$\rho_t=\frac{h_1+h_2}{\frac{h_1}{\rho_1}+\frac{h_2}{\rho_2}} \tag{1-2}$$

$$\rho_n=\frac{h_1\rho_1+h_2\rho_2}{h_1+h_2} \tag{1-3}$$

十分清楚，此时$\rho_n\geqslant\rho_t$。若定义

$$\lambda=\sqrt{\rho_n/\rho_t} \tag{1-4}$$

$$\rho_m=\sqrt{\rho_n\rho_t} \tag{1-5}$$

则分别称λ和ρ_m为介质的非各向同性系数和平均电阻率。实际观测表明，某些岩层的电阻率具有明显的非各向同性，如石墨化碳质页岩，λ竟达2～3。在电法资料解释时，应充分考虑岩层的各向异性。

2．岩石的电阻率与所含水分的关系

自然界的岩石或多或少都含有一些水分。岩石中含水量的多寡主要取决于岩石本身的孔

隙度及当地的水文地质条件。由于天然水和地下水的电阻率较低，而且含盐分越高、矿化度越大，天然水和地下水的电阻率越低。在岩石中的水分互相连通的情况下，岩石的电阻率主要取决于其中所含水分的多少（或湿度大小）。

一般讲，岩石越疏松，孔隙度越大。如土壤、砂、粘土、砾石、砂岩、玄武岩等孔隙度较大；相反，岩石致密度越高，孔隙度越小。如石灰岩、花岗岩、大理岩等的孔隙度就很小。在潜水面以下，岩石的孔隙中通常充满了水，这时岩石的含水量便等于孔隙度；而在潜水面以上，由于雨雪的渗透，岩石也不是完全干燥的，岩石的含水量小于孔隙度。在自然条件下，沉积岩孔隙度大，含水分多，电阻率低；火成岩因风化、破坏作用，其裂隙或节理中也含有相当比例的水分，电阻率不会很高；变质岩的电阻率与其变质程度有关，变质越深、岩石越致密，其电阻率越高。

如岩石由高阻球状颗粒和胶结物或水（其电阻率为$\rho_{水}$）结合而成，可以证明，其电阻率为

$$\rho=\rho_{水}\frac{3-\omega}{2\omega} \tag{1-6}$$

其中ω为岩石的含水量或湿度。可见，当湿度较小时，岩石的电阻率几乎与湿度成反比，与$\rho_{水}$成正比。当ω不大时，ω的微小变化，会引起ρ的巨大变化。

3. 岩石的电阻率与温度的关系

岩石电阻率随外界温度升高而降低，这是因为岩石中所含水溶液的电阻率与温度有明显的关系。图1-2为一块岩石标本电阻率与温度的关系之实测曲线。可见，在0℃以上的正温区，电阻率随温度变化缓慢；而在0℃以下的负温区，湿度降低，电阻率明显升高，其变化可达三个级次。显然，这是岩石中孔隙水溶液冻结后导电性变差的缘故。研究表明，在正温区，温度对岩石电阻率的影响遵循下列公式

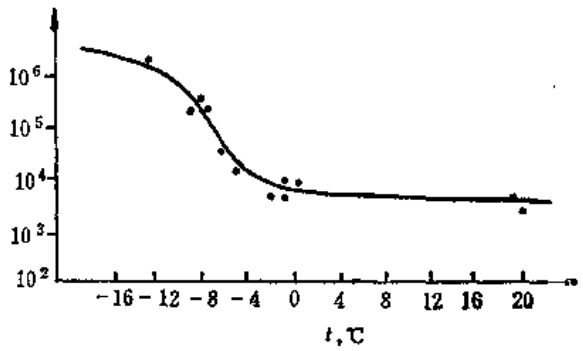


图 1-2 含水砂岩电阻率随温度变化的实测曲线（孔隙度12%，温度1.5%）（傅良魁，1983）

$$\rho_T=\frac{\rho_{18℃}}{1+\alpha_T(\tau+18)} \tag{1-7}$$

其中$\rho_{18℃}$是岩石在18℃时之电阻率，T是岩石所处环境的温度，α_T是电阻率的温度系数，大约为0.025度$^{-1}$。

在电法勘探中，不但需要考虑四季温差的变化对野外施工的影响，而且还应特别注意地温梯度造成岩石电阻率随深度增加而降低这一因素。在深部电性探测和石油勘探中，这一问题已日益被人们所重视。

三、地壳电性分布的一般特点

如前所述，在接近地表的浅层，岩石的电阻率主要决定于其中的水分，岩石的矿物成分和温度是次要的因素。然而，随着深度加大，由于静压力的作用，岩石中孔隙水大量排出，甚至孔隙完全闭合，加之岩石的变质，造成结晶基底的电阻率急剧增加，达到$10^3\sim10^5\Omega\cdot m$，形成高阻区。随着深度的进一步加大，深部岩石处于高温高压的环境中，这时，影响岩石电阻率的主要因素是温度。由于主要造岩矿都属半导体导电，在高温条件下均具有良好的导电

性，因此，地球物理学家确信，在地球深处岩石的电阻率相当低，甚至低于1Ω·m。

由此看来，在地壳和上地幔范围内，岩石电阻率由浅到深可以粗略地看成低阻—高阻—低阻这种三层模型，如图1-3所示。当然，不同地质构造单元中岩石的成分、结构、水分的

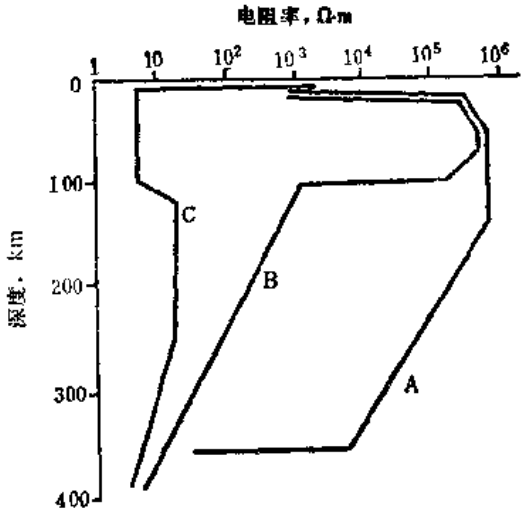


图 1-3 高度理想化的地壳和上地幔的电阻率模型
A—稳定大陆核；B—活动地壳；C—火山裂谷区（石应骏等，1985）

多少，以及温度、压力的分布都有很大的差别，因而它们的电导模型也会有一定的差异。

在某些地区的地壳和上地幔中，还存在着高导层。其层次的多少、厚薄、电阻率的高低都各不相同。研究壳内和幔内高导层的分布状态，以及它和地下热场分布之间的关系，对地壳运动和地质构造的研究都很有意义。

第二节 直流电测深法的基本理论

如果把以岩石电阻率的差异为物质基础的电法勘探方法统称为电阻率法的话，那么直流电测深法就是电阻率法中理论最完整、应用最广泛、效果最显著的方法之一。顾名思义，直流电测深法利用的是直流电，探测的是电阻率沿铅直方向的变化。为使直流电测深法的基本理论的论述更为清楚，我们将从点电流源的电场讲起。

一、均匀介质中点电流源的稳定电流场

在电阻率为ρ的均匀半空间表面，由电极向介质中通以强度为I的电流，形成的稳定电流场满足欧姆定律的微分形式

$$\boldsymbol{j}=\sigma\boldsymbol{E}=\frac{\boldsymbol{E}}{\rho} \tag{1-8}$$

它遵守电流的连续性方程

$$\mathrm{div}\,\boldsymbol{j}=0 \tag{1-9}$$

并具有势场特征，即

$$\boldsymbol{E}=-\,\mathrm{grad}U \tag{1-10}$$

且

$$\mathrm{rot}\boldsymbol{E}=0$$

其中σ为介质的电导率；E和j为稳定电流场的电场强度和电流密度；grad，div，和rot分别表示梯度、散度和旋度；U是电位。

除满足以上定律外，在边界上，稳定电流场还满足

第一类边界条件

$$\begin{aligned} &① \quad R\to\infty\text{时，}U=0 \\ &② \quad R\to 0\text{时，}U=\frac{I\rho}{2\pi R} \end{aligned} \tag{1-11}$$

其中，R是场源距观测点间的距离。

第二类边界条件

$$j_n=-\frac{1}{\rho}\frac{\partial U}{\partial n}=0 \tag{1-12}$$

即在地面上（除点源外），电流密度的法向分量等于零。

第三类边界条件，电阻率为有限时，在界面的两边有

①$U_1=U_2$　　电位连续；

②$j_{1n}=j_{2n}$　　电流密度的法向分量连续；

③$E_{1t}=E_{2t}$　　电场强度的切向分量连续。

根据已知的边界条件，解拉普拉斯方程

$$\text{divgrad}U=\nabla^2U=0 \tag{1-13}$$

就可求得稳定电流场的解。

1．一个点电流源的电流场

假设在电阻率为ρ的均匀各向同性的无限介质中，有一点电流源A，其电流强度为I，在距A点的距离为R的M点处的电位，由拉普拉斯方程求得为

$$U=\frac{\rho I}{4\pi}\frac{1}{\mathrm{R}} \tag{1-14}$$

由（1-10）和（1-8）式不难求得

$$E=\frac{I\rho}{4\pi\mathrm{R}^2} \tag{1-15}$$

和

$$j=\frac{I}{4\pi\mathrm{R}^2} \tag{1-16}$$

若点电流源位于电阻率为ρ的均匀半空间的表面，电流密度应较无限介质中大一倍，故有

$$j=\frac{I}{2\pi\mathrm{R}^2} \tag{1-17}$$

从面可得

$$E=\frac{\rho I}{2\pi}\frac{1}{\mathrm{R}^2} \tag{1-18}$$

和

$$U=\frac{\rho I}{2\pi}\frac{1}{\mathrm{R}} \tag{1-19}$$

可见，介质中点电流源的电流场之电位、电流密度和电场强度均与供电电流强度I成正

比，而U与R成反比，E及j与R的平方成反比。不难理解，此时的等位面为同心半球面，电流线和电力线都是从电流源出发，或终止于电流源的放射状直线。在均匀半空间的表面，等位线是以电流源为中心的同心圆。

2. 两个异性点电流源的电流场

如图1-4所示，在均匀半空间表面布以相距为2L的电极A和B，并分别以$+I$和$-I$向介质中供电，根据电场的叠加原理，由（1-19）式便可写出A、B两个点电流源在M点形成的电位

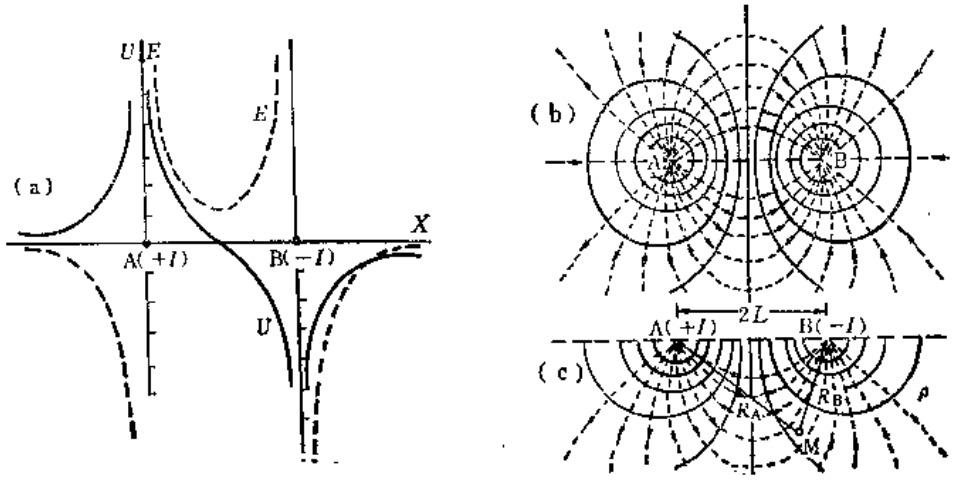


图 1-4　两个异性电源的电场

图（b），（c）中实线为等位线虚线为电流线

$$U=\frac{\rho I}{2\pi}\left(\frac{1}{\mathrm{AM}}-\frac{1}{\mathrm{BM}}\right) \tag{1-20}$$

图1-4(a) 表示在地面AB连线上电位、电场强度和电流密度的变化曲线。可以看出，越靠近电极，电位变化越快，在A点附近电位迅速增高，在B点附近电位迅速降低，在AB中点电位为零。在电位变化大的地方，电场强度和电流密度的绝对值也大。在AB中点，电位为零的地方，电场强度和电流密度变化也不大。图1-4（b）为电场分布平面图，图1-4（c）为电场分布断面图。

为了弄清电流场在地下的分布情况，我们来讨论一下A、B连线的中垂面上电流密度的变化情况。

在AB中点的电流密度j_0^{AB}为

$$j_0^{AB}=j_0^{A}+j_0^{B}=2j_0^{A}=\frac{I}{\pi}\ \frac{1}{L^2}$$

而在AB中点，深为h的地方，电流密度为

$$j^h=2j_h^A\cos\alpha=\frac{I}{\pi}\frac{L}{(L^2+h^2)^{3/2}} \tag{1-21}$$

因此

$$\frac{j^h}{j_0}=\frac{1}{\left[1+\left(\frac{h}{L}\right)^2\right]^{3/2}}=\cos^3\alpha \tag{1-22}$$

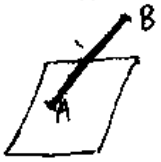
图1-5(a) 是当深度h一定时，j^h随供电电极距L的变化规律。十分清楚，当$L=0$和∞时，$j^h=0$。而

$$\frac{\partial j^h}{\partial L}=\frac{I}{\pi}\cdot\frac{h^2-2L^2}{(h^2+L^2)^{5/2}}=0 \text{ 时}$$

$$L=\frac{h}{\sqrt{2}}\text{或}AB=2L=\sqrt{2}\,h \qquad (1\text{-}23)'$$

即当AB＝$\sqrt{2}\,h$时，h深处的电流密度最大，如图1-5(a)所示。

电法勘探，是靠在地表观测场值来了解地下矿体分布的。地下不均匀体的存在和分布只有引起地表电场有明显改变才能观测出来。流入地下的电流分布越深，勘探深度也就越大，对深层不均匀体的反映也越明显。为此，让我们来研究一下，通过AB中垂线沿z轴向下高度等于h并以垂直AB的方向沿两侧无限延伸的矩形面的电流



$$I_h=\frac{IL}{\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\int_{0}^{h}\frac{dxdz}{(x^2+z^2+L^2)^{3/2}}$$

$$=\frac{I}{\pi}\mathrm{tg}^{-1}\frac{h}{L} \qquad (1\text{-}24)$$

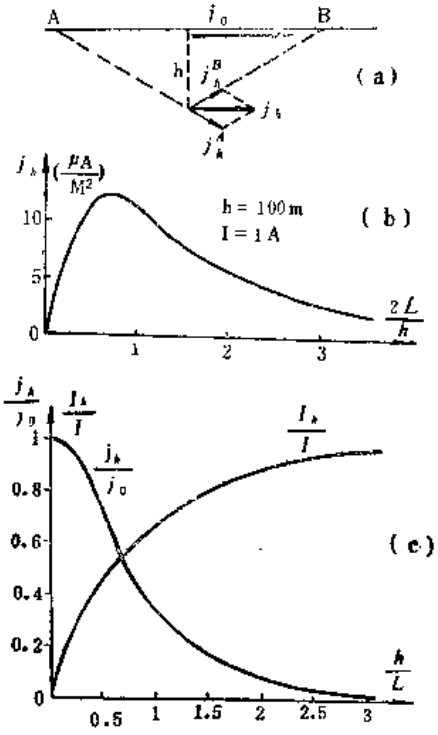


图 1-5　电流密度随深度和电极距的变化

图 1-5(b) 是按上式计算的$\frac{I_h}{I}$与$\frac{h}{L}$的关系曲线。可见，$\frac{h}{L}=0$ 时，$\frac{I_h}{I}=0$；$\frac{h}{L}=\infty$时，$\frac{I_h}{I}=1$；当$\frac{h}{L}=2$ 时，$I_h=0.9I$。

根据以上讨论，可以得出以下结论：

①在地表由A、B供电时，大部分电流集中于AB附近。AB一定时，在地表观测电场只能反映一定深度的不均匀体；

②欲增加勘探深度，必须加大供电电极距AB，使更多的电流流入深处。如定义 $h=\frac{AB}{\sqrt{2}}$ 为勘探深度，显然，要清楚地反映深度为h的矿体，供电电极距AB必须大于h；

③在AB连线之间，以中点的电流分布最深，电场最均匀，勘探深度最大。因此，在AB中间以中点观测最佳，可以最小的电极距达到最大的勘探深度。

以上几点结论对直流电测深法具有重要的意义。

二、均匀半空间岩石电阻率的确定和非均匀介质视电阻率的概念

如图1-6所示，设地面水平，地下为均匀各向同性介质，在地面布置供电电极A、B，向地下供入电流强度为I的电流，则地表任意两测量电极M和N之间的电位差

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

因而

$$\rho=K\frac{\Delta U_{MN}}{I} \tag{1-25}$$

其中

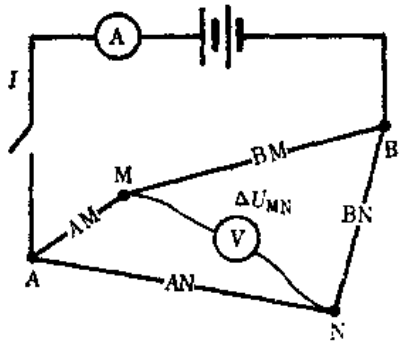


图 1-6 在均匀半空间表面供电和测量回路的布置

$$K=\frac{2\pi}{\frac{1}{AM}-\frac{1}{AN}-\frac{1}{BM}+\frac{1}{BN}} \tag{1-26}$$

称为装置系数，其单位为米，由四个电极间的相对位置决定。

显然，在均匀介质中，无论电极如何布置，也不管电流强度的大小，(1-25) 都是正确的。然而，当地面不水平，地下介质并非均匀各向同性时，情况就不同了。如果此时仍按 (1-25) 计算，结果并非岩石的真电阻率，而叫视电阻率，表示为

$$\rho_s=K\frac{\Delta U_{MN}}{I} \tag{1-27}$$

十分清楚，视电阻率不是岩石的真电阻率，而是地下电性不均匀体和地形起伏的一种综合反映。由此可见，非均匀介质的视电阻率是一个假想的均匀介质的电阻率，在电极排列不变的情况下，用假想均匀介质去置换非均匀介质后，ΔU_{MN}和I的比值保持不变。

影响视电阻率的因素很多，但归纳起来不外乎以下几点：①地电断面，②地形，③布极方式以及电极相对于电性不均匀体的位置等。

根据视电阻率的概念，用假想均匀介质（其电阻率为ρ_s）去代替非均匀介质后，在电流强度I不变的情况下，测量电极 MN 处的电场应保持不变。如用 E^s_{MN} 表示假想均匀介质情况下 MN 处的电场，则 $E^s_{MN}=\rho_s j_0$；如用 E_{MN} 表示非均匀介质情况下MN处之电场，则 $E_{MN}=\rho_{MN}j_{MN}$。因而有

$$\rho_s=\frac{j_{MN}}{j_0}\rho_{MN} \tag{1-28}$$

此即视电阻率的微分形式。其中j_0是在均匀介质情况下，供电电流为I时，MN处之电流密度。

(1-28) 式表明，视电阻率ρ_s与测量电极MN间岩石的电阻率ρ_{MN}及电流密度j_{MN}成正比。在均匀介质中，$j_{MN}=j_0$，所以$\rho_s=\rho$。在高阻体附近，由于矿体排斥电流，使测量电极 MN 间的电流密度 $j_{MN}>j_0$，故$\rho_s>\rho$，在高阻体正上方，视电阻ρ_s出现极大。相反，在导电体附近，由于矿体吸引电流，使$j_{MN}<j_0$，故$\rho_s<\rho$而在导电矿体的正上方，ρ_s呈现极小。由此看来，利用视电阻率的微分形式，分析视电阻率曲线的变化规律，既简单又清楚。

还必须指出，视电阻率ρ_s不仅与j_{MN}有关，而且与 MN 之间的电阻率 ρ_{MN} 有关，当测点通过不同电阻率的岩体分界面时，ρ_{MN} 有跃变，所以 ρ_s 也发生跃变，这是在分析视电阻率曲线时，必须考虑的因素。

三、水平均匀层状介质表面点电流源的电场及ρ_s表达式

如图1-7所示，在水平均匀层状介质的表面，有一供电电极 A，其电流强度为I。图中各层的电阻率分别为ρ_1，ρ_2，……ρ_n，厚度分别为h_1，h_2，……h_{n-1}。

在原点为A、z轴垂直向下的圆柱坐标系中，由于电场对z轴的对称性，与ϕ无关，故电位U的分布满足下面形式的拉普拉斯方程

$$\frac{\partial^2 U}{\partial r^2}+\frac{1}{r}\frac{\partial U}{\partial r}+\frac{\partial^2 U}{\partial z^2}=0 \quad (1\text{-}29)$$

用分离变量法求上式的解，设

$$U(r,z)=R(r)Z(z) \quad (1\text{-}30)$$

其中$R(r)$为仅含自变量r的待定函数，$Z(z)$为仅含自变量z的待定函数。将(1-30)代入(1-29)式，经整理得

$$\frac{\frac{d^2R(r)}{dr^2}+\frac{1}{r}\frac{dR(r)}{dr}}{R(r)}+\frac{\frac{d^2Z(z)}{dz^2}}{Z(z)}=0 \quad (1\text{-}31)$$

上式的第一项为仅含r的函数，第二项为仅含z的函数，要使它们之和等于零，只有它们都等于大小相等符号相反的常数才有可能。设此常数为m^2，则上式变为二个常微分方程

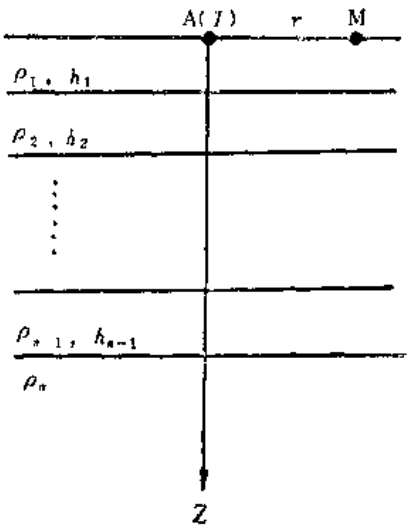


图 1-7 水平均匀层状介质表面的点电源

$$\frac{d^2R(r)}{dr^2}+\frac{1}{r}\frac{dR(r)}{dr}+m^2R(r)=0 \quad (1\text{-}32)$$

$$\frac{d^2Z(z)}{dz^2}-m^2Z(z)=0 \quad (1\text{-}33)$$

(1-32)为零阶贝塞尔方程，其解为零阶贝塞尔函数$J_0(mr)$和$Y_0(mr)$。而(1-33)的解为e^{mz}和e^{-mz}。由于$Y_0(mr)$在z轴上(即$r=0$)变为无限大，这与电位极限条件不符，应当舍去。于是(1-29)的通解为

$$U(r,z)=\int_0^\infty [A(m)e^{-mz}+B(m)e^{mz}]J_0(mr)dm \quad (1\text{-}34)$$

在第i层中

$$U_i(r,z)=\int_0^\infty [A_i(m)e^{-mz}+B_i(m)e^{mz}]J_0(mr)dm \quad (1\text{-}35)$$

其中，$A_{i(m)}$，$B_{i(m)}$为第i层中积分变量m的待定函数。

令

$$h_i(m,z)=e^{-mz}+\frac{B_i(m)}{A_i(m)}e^{mz} \quad (1\text{-}36)$$

则上式变为

$$U_i(r,z)=\int_0^\infty A_i(m)h_i(m,z)J_0(mr)dm \quad (1\text{-}37)$$

在地面，根据边界条件，电流密度的法向分量等于零，故有

$$\left.\frac{\partial U_1(r,z)}{\partial z}\right|_{z=0}=\int_0^\infty A_1(m)h_1'(m,0)J_0(mr)dm=0 \quad (1\text{-}38)$$

根据贝塞尔函数的性质

$$\int_0^\infty cmJ_0(mr)dm=0 \quad (1\text{-}39)$$

故

$$A_1(m)=\frac{cm}{h_1'(m,0)} \tag{1-40}$$

因而代 $A_1(m)$ 入 (1-37)，得

$$U_1(r,z)=\int_0^\infty \frac{cmh_1(m,z)}{h_1'(m,0)}J_0(mr)dm \tag{1-41}$$

显然，c是一个与介质无关的常数。在电阻率为ρ_1的均匀介质中

$$h(m,\ z)=e^{-mz}$$

$$h'(m,\ 0)=-m$$

此时

$$U(r,z)=\int_0^\infty [-ce^{-mz}J_0(mr)]dm \tag{1-42}$$

根据李普希兹公式

$$\int_0^\infty e^{-mz}J_0(mr)dm=\frac{1}{(r^2+z^2)^{1/2}} \tag{1-43}$$

(1-42) 式为

$$U(r,z)=-\frac{c}{(r^2+z^2)^{1/2}} \tag{1-44}$$

如将均匀介质中电位表达式

$$U(r,z)=\frac{I\rho_1}{2\pi(r^2+z^2)^{1/2}} \tag{1-45}$$

与 (1-44) 对比可知

$$c=-\frac{I\rho_1}{2\pi} \tag{1-46}$$

代c入 (1-41) 得

$$U_1(r,z)=\frac{I}{2\pi}\int_0^\infty T_1(m,z)J_0(mr)dm \tag{1-47}$$

其中

$$T_1(m,z)=-\frac{mh_1(m,z)}{h_1'(m,0)}\rho_1 \tag{1-48}$$

称为传输函数。在地表$z=0$处，则

$$U_1(r)=\frac{I}{2\pi}\int_0^\infty T_1(m)J_0(mr)dm \tag{1-49}$$

由 (1-36) 知

$$T_1(m)=-\frac{mh_1(m,0)}{h_1'(m,0)}\rho_1=\frac{A_1+B_1}{A_1-B_1}\rho_1 \tag{1-50}$$

十分清楚，如能求得$T_1(m)$，就不难由 (1-49) 求出地表距点电流源r处之电位，从而根据视电阻率的公式计算视电阻率$\rho_s(r)$。为此，让我们来讨论一下 (1-50) 式，并由此推导出视电阻率的递推公式。

经简单的数学运算可知 (1-50) 为

$$T_1(m)=\rho_1\coth\left(\ln\sqrt{\frac{A_1}{B_1}}\right) \tag{1-51}$$

在不同电性层的分界面上，由于电位和电流密度的法向分量连续，故有

$$h_i(m,\ h_i)=h_{i+1}(m,\ 0)$$

$$\frac{h_i'(m,h_i)}{\rho_i}=\frac{h_{i+1}'(m,0)}{\rho_{i+1}}$$

因而，利用以上二式和(1-36)可知第二层顶面的传输函数

$$T_2(m)=\frac{A_2+B_2}{A_2-B_2}\rho_2=\frac{A_1e^{-mh_1}+B_1e^{mh_1}}{A_1e^{-mh_1}-B_1e^{mh_1}}\rho_1$$

将上式稍加整理后得

$$\rho_2\coth\left(\ln\sqrt{\frac{A_2}{B_2}}\right)=\rho_1\coth\left(-mh_1+\ln\sqrt{\frac{A_1}{B_1}}\right)$$

由此得

$$\ln\sqrt{\frac{A_1}{B_1}}=mh_1+\coth^{-1}\left[\frac{\rho_2}{\rho_1}\coth\left(\ln\sqrt{\frac{A_2}{B_2}}\right)\right] \tag{1-52}$$

将上式代入（1-51）得

$$T_1(m)=\rho_1\coth\left\{mh_1+\coth^{-1}\left[\frac{\rho_2}{\rho_1}\coth\left(\ln\sqrt{\frac{A_2}{B_2}}\right)\right]\right\} \tag{1-53}$$

利用数学归纳法可得到n层介质情况下 $T_1(m)$ 的双曲函数表达式

$$T_1(m)=\rho_1\underset{\text{th}}{\overset{\coth}{}}\left\{mh_1+\underset{\text{th}^{-1}}{\overset{\coth^{-1}}{}}\left[\mu_2\underset{\text{th}}{\overset{\coth}{}}\left(mh_2+\cdots\cdots\right.\right.\right.$$

$$\left.\left.\left.+\underset{\text{th}^{-1}}{\overset{\coth^{-1}}{}}\left(\mu_{n-1}\underset{\text{th}}{\overset{\coth}{}}\left(mh_{n-1}+\underset{\text{th}^{-1}}{\overset{\coth^{-1}}{}}\mu_n\right)\right)\right)\right]\right\} \tag{1-54}$$

式中 $\mu_2=\frac{\rho_2}{\rho_1}$，$\mu_3=\frac{\rho_3}{\rho_2}$，……，$\mu_n=\frac{\rho_n}{\rho_{n-1}}$。何时取双曲正切，何时取双曲余切完全取决于函数值的定义域。在

$$\underset{\text{th}}{\overset{\coth}{}}\left[mh_1+\underset{\text{th}^{-1}}{\overset{\coth^{-1}}{}}(y)\right]$$

中，如$y>1$，取coth，$y<1$取th。

在两层地电断面情况下 $(n=2)$

$$T_1(m)=\rho_1\underset{\text{th}}{\overset{\coth}{}}\left(mh_1+\underset{\text{th}^{-1}}{\overset{\coth^{-1}}{}}\mu_2\right) \tag{1-55}$$

三层时

$$T_1(m)=\rho_1\underset{\text{th}}{\overset{\coth}{}}\left\{mh_1+\underset{\text{th}^{-1}}{\overset{\coth^{-1}}{}}\left[\mu_2\underset{\text{th}}{\overset{\coth}{}}\left(mh_2+\underset{\text{th}^{-1}}{\overset{\coth^{-1}}{}}\mu_3\right)\right]\right\} \tag{1-56}$$

可见，传输函数$T_1(m)$是地电断面参数和积分变量m的函数，$T_1(m)=f(m,\ \rho_1,\ \rho_2,\cdots\rho_n,\ h_1,\ h_2,\ \cdots h_{n-1})$。知道地电断面参数，给定积分变量$m$后，就可求出$T_1(m)$，进而由(1-49)计算地面电位$U_1(r)$。

由（1-26）知，当两个供电电极A、B供电，且$MN\to0$时，装置系数$K=\frac{\pi r^2}{MN}$，因而

$$\rho_s(r)=\pi r^2\frac{E^{AB}}{I} \tag{1-57}$$

而一个电极供电时

$$\rho_s(r)=2\pi r^2\frac{E^{A}}{I} \tag{1-58}$$

其中

$$r^2=AM\cdot AN,\quad E^{A}=-\frac{\partial U_1(r)}{\partial r}$$

利用贝塞尔函数的微分性质

$$J_0'(mr)=mJ_1(mr)$$

这里"′"表示对r的导数。

由（1-58）和（1-49）可知

$$\rho_s(r)=r^2\int_0^\infty T_1(m)J_1(mr)m\,dm \tag{1-59}$$

比较（1-54）和（1-59）可知，$T_1(m)$和$\rho_s(r)$都是地电断面参数的函数，都可用于反演求取各层的电阻率和厚度，不过两种函数的自变量却不同，$T_1(m)$为m的函数，与r无关，$\rho_s(r)$为r的函数与m无关。

四、水平均匀层状介质表面的电测深曲线

1. 电测深曲线及其物理实质

如图1-8所示，在地面测点O的两侧对称布置供电电极A，B和测量电极M、N，或者将

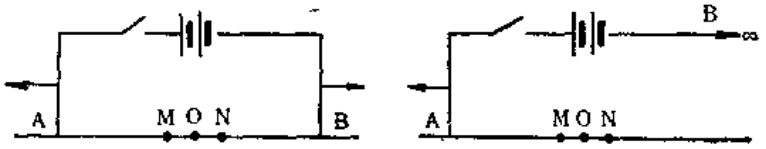


图 1-8 （左）四极对称装置，（右）三极不对称装置

B极放在无限远处，布成三极装置。当介质不均匀时，供电电极距$\frac{AB}{2}$（即r）不同，视电阻率$\rho_s(r)$就不同。以r为横坐标，$\rho_s(r)$为纵坐标绘出的曲线，即视电阻率曲线。在水平均匀层状介质情况下，很容易证明，三极测深和对称四极测深的视电阻率曲线是相同的。

为什么电测深曲线能反映测点电性沿深度的变化？其物理实质是什么？以$\rho_2>\rho_1$的两层地电断面为例，如图1-9所示，当$\frac{AB}{2}\to 0$时，电流场的分布范围很小，绝大部分电流分布于ρ_1介质中，第二层介质对电流的分布或地表MN处的电场影响很小，在勘探体积范围内仅有ρ_1介质，此时$j_{MN}=j_0$，$\rho_{MN}=\rho_1$，由（1-28）式知，$\rho_s(r)\underset{r\to 0}{=}\rho_1$。随着电极距$\frac{AB}{2}$的增大，勘探体积的范围也扩大了，由于$\rho_2>\rho_1$，第二层介质将电流向上排斥，故$j_{MN}>j_0$，$\rho_{s(r)}>\rho_1$。

当$\frac{AB}{2}$很大时，在勘探体积范围内主要充斥ρ_2介质，使电流场的分布和介质ρ_2充满全空间没有两样，因而$\rho_s(r)=\rho_2$。由此可知，电测深曲线的首支视电阻率趋于ρ_1，尾支趋于ρ_2，曲线中段反映了$\rho_2>\rho_1$这样一种上升趋势，整条视电阻率曲线完整地反映了地电断面的特征，揭示了测点电性随深度的变化情况。

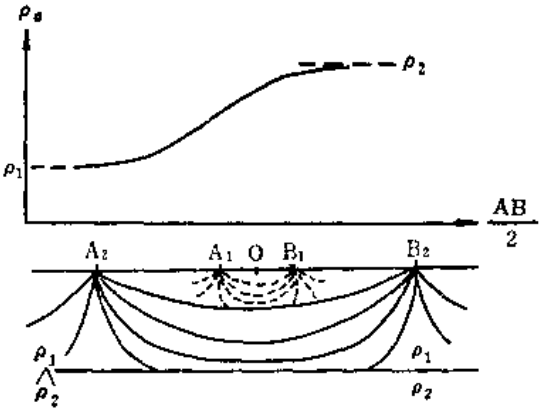


图 1-9 二层电测深曲线的物理解释

体积勘探的物理本质决定了电测深法可以了解测点电性沿深度的变化，电极距越小，勘探深度越浅，随着电极距加大，勘探深度和影响范围也逐渐扩大。因而，电性对比度相同，大小一定的不均匀体，在浅层对测点电场影响大，分辨力高；在深层影响小，分辨力低，而且深度越大，分辨力越低。

2. 电测深曲线的类型

（1）二层曲线

设两层水平均匀层状介质第一层的电阻率为ρ_1，厚度为h_1，第二层电阻率为ρ_2。两层电阻率的比$\mu_2=\frac{\rho_2}{\rho_1}$，当$\mu_2>1$时，称为G型曲线，而当$\mu_2<1$时，称D型曲线，如图1-10(a)所示。

（2）三层曲线

三层断面有五个参数ρ_1，ρ_2，ρ_3，h_1，h_2。电测深曲线之基本形态决定于电阻率之间的关系。如图1-10(b)所示，三层共有四种类型：

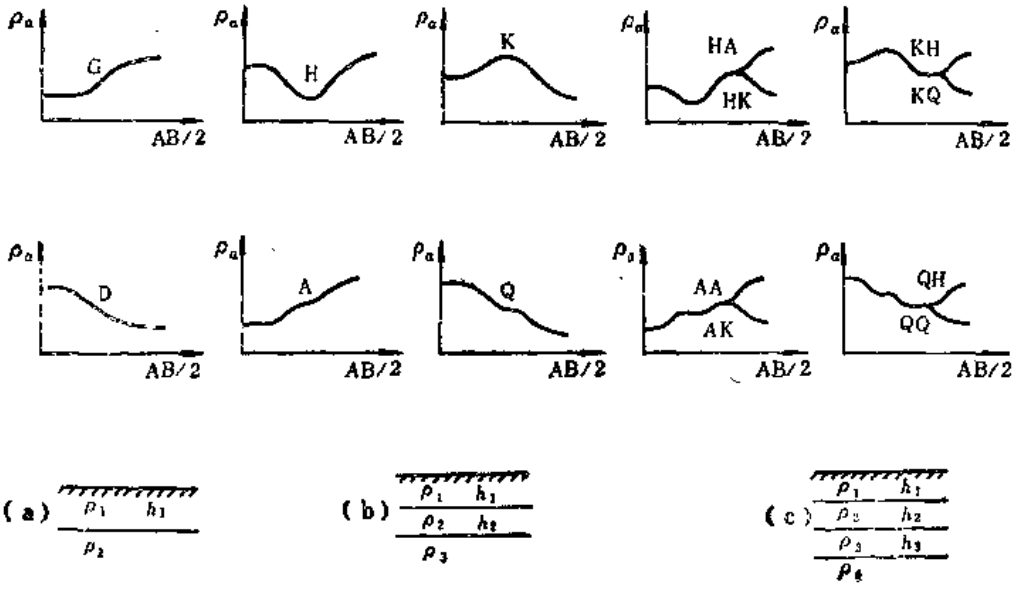


图 1-10 电测深曲线类型图

H型：$\rho_1>\rho_2<\rho_3$；　A型：$\rho_1<\rho_2<\rho_3$；

K型：$\rho_1<\rho_2>\rho_3$；　Q型：$\rho_1>\rho_2>\rho_3$。

（3）四层及多层曲线

根据电阻率的关系，四层曲线有八种类型：

HA型：$\rho_1>\rho_2<\rho_3<\rho_4$；

HK型：$\rho_1>\rho_2<\rho_3>\rho_4$；

KH型：$\rho_1<\rho_2>\rho_3<\rho_4$；

KQ型：$\rho_1<\rho_2>\rho_3>\rho_4$；

AA型：$\rho_1<\rho_2<\rho_3<\rho_4$；

AK型：$\rho_1<\rho_2<\rho_3>\rho_4$；

QQ型：$\rho_1>\rho_2>\rho_3>\rho_4$；

QH型：$\rho_1>\rho_2>\rho_3<\rho_4$。

如图1-10(c) 所示。

可见，每多一层，曲线类型增加一倍。如地层的层数为 n，则电测深曲线的类型数 $N=2^{n-1}$。

3. 电测深曲线的图示

(1-59) 表明，视电阻率$\rho_s(r)$ 不仅是电极距r而且是地电断面参数的函数

$$\rho_s=f(r,\ \rho_1,\ \rho_2,\ \cdots\rho_n,\ h_1,\ h_2,\ \cdots h_{n-1})$$

对理论曲线而言，为了计算和使用的方便，常以ρ_1取为电阻率的单位，h_1 取为长度的单位。令$\mu_2=\frac{\rho_2}{\rho_1},\cdots,\mu_n=\frac{\rho_n}{\rho_{n-1}}$，$\nu_2=\frac{h_2}{h_1},\cdots,\nu_{n-1}=\frac{h_{n-1}}{h_{n-2}}$则上式变为

$$\frac{\rho_s}{\rho_1}=f\left(\frac{r}{h_1},\ \mu_2,\mu_3,\cdots\mu_n,\nu_2,\nu_3,\cdots\nu_{n-1}\right) \tag{1-60}$$

如以$\mu_2,\ \mu_3,\cdots\mu_n,\ \nu_2,\ \nu_3,\ \cdots\nu_{n-1}$为参数，$\frac{\rho_s}{\rho_1}$与$\frac{r}{h_1}$的关系为

$$\frac{\rho_s}{\rho_1}=F\left(\frac{r}{h_1}\right) \tag{1-61}$$

如将视电阻率曲线绘在算术坐标上，则$\mu_2,\ \mu_3,\ \cdots\mu_n,\ \nu_2,\ \nu_3,\ \cdots\nu_{n-1}$相同，而$\rho_1,\ h_1$ 不同的曲线形状不同；在双对数坐标纸上，上式变为

$$\lg\rho_s-\lg\rho_1=F(\lg r-\lg h_1) \tag{1-62}$$

于是曲线的形状便与ρ_1和h_1无关，而只与$\mu_2,\ \mu_3,\ \cdots,\ \mu_n,\ \nu_2,\ \nu_3,\ \cdots\nu_{n-1}$有关。$\rho_1$ 不同只使整条曲线沿纵坐标上下平移，h_1不同只使曲线左右平行移动。

4. 电测深曲线的性质

前面，我们已经定性分析了二层电测深曲线的性质，这里再定量加以论述。为了方便，将曲线划分为三段：$\frac{AB}{2}\ll h_1$的部分，即首支或左支，$\frac{AB}{2}\gg H_{n-1}=h_1+h_2+\cdots+h_{n-1}$的部分，即尾支或右支，其余部分为中段。

（1）电测深曲线的首支

不难理解。无论地电断面为几层，无论断面参数如何，只要$\frac{AB}{2}\ll h_1$，第二层及以下各层的影响都很小，电场分布接近于均匀半空间情况，故曲线首支趋于ρ_1。

从传输函数$T_1(m)$的性质不难证明视电阻率曲线首支渐近线在$\frac{AB}{2}\ll h_1$的情况下趋于

ρ_1。由于一阶贝塞尔函数$J_1(x)$当$x\to 0$时趋于零，因此，在$r\to 0$时的情况下，由（1-59）式可以看出，只有$m\to\infty$的$T_1(m)$才对$\rho_s(r)$有贡献。换言之，两种反映地电断面特征的函数$\rho_s(r)$和$T_1(m)$，自变量虽然不同，但却有一定的对应关系。$r\to 0$与$m\to\infty$相对应，对应视电阻率曲线的首支；同理$r\to\infty$与$m\to 0$相应，对应于曲线的尾支。

由（1-54）可知，$\lim_{m\to\infty} T_1(m)=\rho_1$，因而

$$\lim_{r\to 0}\rho_s(r)=\rho_1\cdot r^2\int_0^\infty J_1(mr)m\,dm=\rho_1 \tag{1-63}$$

这里利用了

$$\int_0^\infty J_1(mr)\,m\,dm=\frac{1}{r^2} \tag{1-64}$$

（2）电测深曲线的尾支

如前所说，曲线的尾支与$r\to\infty$或$m\to 0$相应，二层断面时

$$\lim_{m\to 0} T_1(m)=\lim_{m\to 0}\rho_1\coth\left(mh_1+\coth^{-1}\frac{\rho_2}{\rho_1}\right)=\rho_2 \tag{1-65}$$

三层断面时

$$\lim_{m\to 0} T_1(m)=\lim_{m\to 0}\rho_1\coth\left\{mh_1+\coth^{-1}\left[\frac{\rho_2}{\rho_1}\coth\left(mh_2+\coth^{-1}\frac{\rho_3}{\rho_2}\right)\right]\right\}$$

$$=\rho_3 \tag{1-66}$$

n层断面时

$$\lim_{m\to 0} T_1(m)=\rho_n \tag{1-67}$$

利用（1-65）—（1-67）和（1-64）很容易证明在二层、三层和多层情况下，当$r\to\infty$时，视电阻率曲线的尾支渐近线分别为ρ_2，ρ_3和ρ_n。

在$\rho_n\to\infty$时，尾支渐近线以什么方式趋于ρ_n？为讨论方便，以三层曲线为例，如$\rho_3\to\infty$之H型和A型曲线那样

$$\lim_{m\to 0} T_1(m)=\lim_{m\to 0}\rho_1\coth\left[mh_1+\coth^{-1}\frac{\rho_2}{\rho_1}\coth\left(mh_2+\coth^{-1}\frac{\rho_3}{\rho_2}\right)\right]$$

$$=\lim_{m\to 0}\rho_1\coth\left[mh_1+\coth^{-1}\frac{\rho_2}{\rho_1}\coth(mh_2)\right]$$

由于

$$\lim_{x\to 0}\coth x=\frac{1}{x},\quad \lim_{x\to 0}\coth^{-1}\frac{1}{x}=x$$

所以

$$\lim_{m\to 0} T_1(m)=\rho_1\frac{1}{mh_1+\dfrac{mh_2}{\mu_2}}=\frac{1}{m}\frac{1}{S_1+S_2} \tag{1-68}$$

显然，在双对数坐标$T_1(m)\sim\frac{1}{m}$中，$T_1(m)$曲线尾支渐近线为45°。将上式代入（1-59），并注意到

$$\int_0^\infty J_1(mr)\,dm=\frac{1}{r} \tag{1-69}$$

便得到ρ_3趋于无穷大时，尾支渐近线方程为

$$\rho_s(r)=r^2\frac{1}{S_1+S_2}\int_0^\infty J_1(mr)\,dm=\frac{r}{S_1+S_2} \tag{1-70}$$

其中

$$S_1=\frac{h_1}{\rho_1},\quad S_2=\frac{h_2}{\rho_2}$$

称为第一层和第二层之纵向电导。

将上式两边取对数

$$\lg\rho_s(r)=\lg r-\lg(S_1+S_2) \tag{1-71}$$

不难证明，在n层曲线情况下

$$\lg\rho_s(r)=\lg r-\lg\sum_{i=1}^{n-1}S_i \tag{1-72}$$

由此可见，在$\rho_n\to\infty$的情况下，电测深曲线的尾支在双对数坐标中为一条45°的直线。

为什么$\rho_n\to\infty$时，电测深曲线的尾支在双对数坐标系中为45°的直线？现以二层为例，从物理意义上加以分析。由于$\rho_2\to\infty$，且当$r\gg h_1$时，在第一层中电流沿水平方向流动，在以r为半径高为h_1的圆柱面上电流密度处处相等，此时$j_{MN}=\frac{I}{2\pi r h_1}$，而在均匀介质中$j_0=\frac{I}{2\pi r^2}$，故

$$\rho_s(r)=\frac{j_{MN}}{j_0}\rho_1=\frac{\frac{I}{2\pi r h_1}}{\frac{I}{2\pi r^2}}\rho_1=\frac{r}{S_1} \tag{1-73}$$

显然，在$\lg\rho_s(r)\sim\lg r$坐标中，这是一条45°的直线。

尾支为45°渐近线，这是石油勘探中用电测深法必须达到的。达到了45°，说明已探测到沉积盆地的高阻基底，否则还应继续加大$\frac{AB}{2}$，直至尾支出现45°渐近线为止。即使在水文工程和金属矿勘探中，曲线尾支出现45°也是十分常见的。尾支呈45°渐近线，是一个颇有用途的性质。在二层断面情况下，若已知ρ_1，可求h_1，如图1-11所示。在双对数坐标中，尾支渐近线与$\rho_s(r)=\rho_1$的水平直线交点之横坐标即为h_1。而45°渐近线与$\rho_s=1$或$\lg\rho_s=0$直线之截距为S_1。

当$\rho_n\to 0$时，曲线的尾支以什么规律趋于零呢？我们还是以三层曲线为例

$$T_1(m)\underset{m\to\infty}{=}\lim_{m\to 0}\rho_1\mathrm{th}\left\{mh_1+\mathrm{th}^{-1}\left[\frac{\rho_2}{\rho_1}\mathrm{th}\left(mh_2+\mathrm{th}^{-1}\frac{\rho_3}{\rho_2}\right)\right]\right\}$$

$$=\lim_{m\to 0}\rho_1\mathrm{th}\left[mh_1+\mathrm{th}^{-1}\left(\frac{\rho_2}{\rho_1}\mathrm{th}mh_2\right)\right]$$

因为

$$\mathrm{th}x\underset{x\to 0}{=}x\qquad \mathrm{th}^{-1}x\underset{x\to 0}{=}x$$

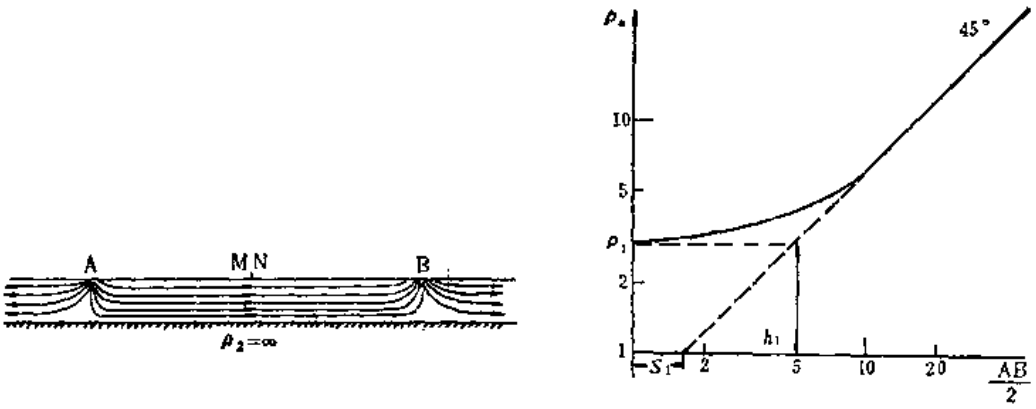


图 1-11 $\rho_2=\infty$时二层曲线的性质

所以

$$\underset{m\to 0}{T_1(m)}=\rho_1\left(mh_1+\frac{m\rho_2h_2}{\rho_1}\right)=m(T_1+T_2)=mT \tag{1-74}$$

式中$T_1=\rho_1h_1$，$T_2=\rho_2h_2$，称为第一层和第二层的横向电阻。而$T=T_1+T_2$称为第一二层之总横向电阻。因此，在双对数坐标$T_1(m)\sim\frac{1}{m}$中，这时$T_1(m)$曲线尾支渐近线为－45°的直线。

然而，如将上式代入（1-59）式，由于贝塞尔函数的复杂性，难以用初等函数表达$\rho_s=0$时视电阻率曲线尾支（即下降支）的渐近线。但是，从物理意义上不难理解，当$r\to\infty$时，$\rho_s(r)\to 0$。因此，以$\lg\rho_s$和$\lg r$为坐标轴之视电阻率尾支渐近线应趋于$-\infty$。

（3）电测深曲线的中段

所谓中段是指首尾支渐近线之间那段曲线。电极距r既不趋于零也不趋于无限，数值比较适中。曲线中段的性质因曲线类型不同而异。二层曲线的中段呈过渡状态，反映随电极距不断加大，第二层的影响不断增加。如$\rho_2<\rho_1$，则随电极距加大，视电阻率降低，而$\rho_2>\rho_1$，视电阻率会随r加大而增加。

三层曲线情况要复杂一些。H型曲线中段出现极小，K型出现极大，A型和Q型呈逐渐过渡。三层曲线中段性质的明显程度不仅与μ_2、μ_3有关，而且与ν_2有关。K、H型曲线的极值点，A、Q型曲线的转折点在其他参数保持不变的情况下，随ρ_2，h_2的变化情况示于图1-12中。

（4）曲线的等值性

理论上讲，一个地电断面对应的电测深曲线是唯一的，地电断面和电测深曲线之间存在一一对应的关系。然而，实际工作中，由于观测误差的存在，会出现地电断面虽不同，但观测曲线却位于误差范围以内的情况。换言之，同一条观测曲线，在误差范围以内，相应于一系列地电断面。此即等值性。由于等值性的存在，使电测深曲线的解释发生了困难，出现了多解性。因此，研究等值性不仅有重要的理论意义，而且有明显的实际价值。

为方便起见，下面以三层曲线为例对等值性加以说明。

1）S_2等值

(1-59) 表明，传输函数相同电测深曲线也相同，分析传输函数的等值性可以代替电测

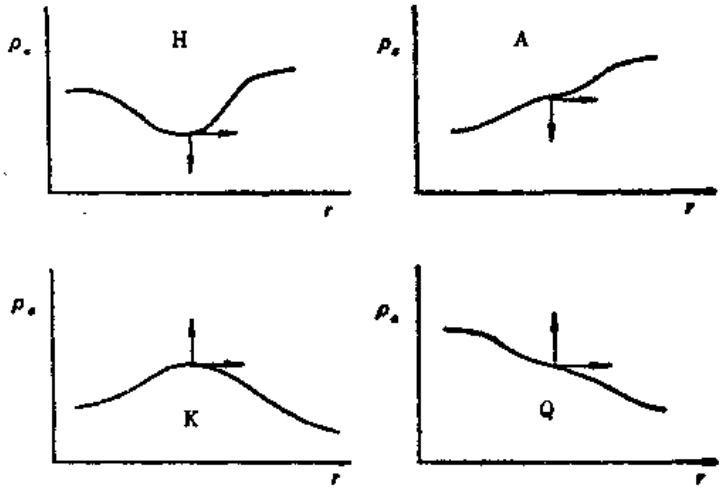


图 1-12 三层曲线极小、极大和转折点与ρ_2，h_2的关系
H，A型：$\rho_2\downarrow$，$h_2\uparrow$，K，Q型：$\rho_2\uparrow$，$h_2\uparrow$

深曲线的等值性。对H、A型曲线而言：

$$T_t(m)=\rho_1\coth\left[mh_1+\coth^{-1}\frac{\rho_2}{\rho_1}\coth\left(mh_2+\coth^{-1}\frac{\rho_3}{\rho_2}\right)\right]$$

当$\mu_3=\frac{\rho_3}{\rho_2}\gg1$，$\nu_2=\frac{h_2}{h_1}\ll1$时，利用

$$\coth^{-1}\frac{\rho_3}{\rho_2}=\frac{1}{\mu_3}$$

则

$$\coth\left(mh_2+\frac{1}{\mu_3}\right)=\coth\left(mh_1\nu_2+\frac{1}{\mu_3}\right)$$

$$=\frac{1}{mh_1\nu_2+\frac{1}{\mu_3}}$$

故

$$T_t(m)=\rho_1\coth\left(mh_1+\coth^{-1}\frac{\mu_2}{mh_1\nu_2+\frac{1}{\mu_3}}\right)$$

$$=\rho_1\coth\left[mh_1+\coth^{-1}\frac{1}{\rho_1\left(mS_2+\frac{1}{\rho_3}\right)}\right] \tag{1-75}$$

由此可见，只要$S_2=\frac{h_2}{\rho_2}$保持不变，不管ρ_2，h_2的数值如何，$T_t(m)$ 或$\rho_s(r)$就有可能保持等值，故称这种性质叫S_2等值性。

2）T_2等值

对K、Q型曲线而言：

$$T_1(m)=\rho_1\mathrm{th}\left[mh_1+\mathrm{th}^{-1}\frac{\rho_2}{\rho_1}\mathrm{th}\left(mh_2+\mathrm{th}^{-1}\frac{\rho_3}{\rho_2}\right)\right]$$

当$\mu_3\ll1$，$\nu_2\ll1$时，利用

$$\underset{x\to0}{\mathrm{th}^{-1}}x\doteq x,\quad \underset{x\to0}{\mathrm{th}}x=x$$

则

$$\mathrm{th}\left(mh_2+\frac{\rho_3}{\rho_2}\right)=\left(\frac{mT_2+\rho_3}{\rho_2}\right)$$

故

$$T_1(m)=\rho_1\mathrm{th}\left[mh_1+\mathrm{th}^{-1}\frac{1}{\rho_1}(mT_2+\rho_3)\right] \tag{1-76}$$

由此可见，只要$T_2=\rho_2h_2$保持不变，不管ρ_2，h_2的数值如何，$T_1(m)$或$\rho_s(r)$就可能保持等值。故这种等值性就称为T_2等值。

3）等值性的物理解释

不同类型的曲线有不同的等值性，其物理解释如下。以H和K型曲线为例，当等二层的厚度与第一层相比很小，对H型曲线来说，当μ_2很小，μ_3很大时，由于第二层对电流的"吸引"和第三层对电流的"排斥"作用，在第二层中电流平行于层面，因面只要$S_2=\frac{h_2}{\rho_2}$保持不变，就不影响地表电场的分布，呈S_2等值，如图1-13(a)所示。对K型曲线来说，当μ_2很大，μ_3很小时，由于第二层对电流的"排斥"，和等三层的"吸引"作用，导致电流垂直流入第三层，因而只要$T_2=\rho_2h_2$保持不变，就不会严重地影响地表电场的分布，故呈T_2等值，如图1-13(b)所示。

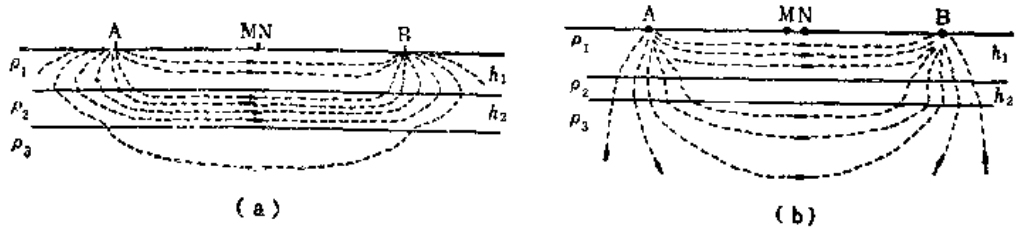


图 1-13 三层断面等值性示意图
(a) S_2等值；(b) T_2等值

注意，H、A型曲线S_2相等，K、Q型曲线T_2相等，只是曲线等值的必要而不是充分条件。也就是说，S_2相等或T_2相等，曲线并不一定等值。十分清楚，当h_2很大时，虽S_2或T_2相等，第二层中的电流不会再平行于或垂直于层面，因而不再存在等值性。显然，等值性有一定范围。一般说来，第二层厚度h_2越小，等值范围越大；而对H、A型曲线来说，第二层的电阻率ρ_2越小，对K、Q型曲线来说，ρ_2越大等值范围就越大。等值范围越大，多解性或解的非唯一性就越严重。

五、水平不均匀对电测深曲线的影响

但是，实际地电断面，并非水平层状介质，而呈二维（$\rho=\rho(y,z)$）或三维（$\rho=\rho(x,y,z)$）情况。电性水平不均匀会使电测深曲线发生畸变，水平不均匀越强烈，曲线畸变越

大。将畸变曲线用水平均匀层状介质理论去解释，无疑会产生误差。实践经验证明，在油田的区域普查中，这种误差仍然是可以接受的。如果欲将电测深法用于寻找和圈定局部构造，解释时就必须考虑水平不均匀的影响。

大家知道，电性分界面水平时，电测深曲线随地电断面的变化虽然多种多样，但对某一特定地电断面而言，曲线的形状与测点的位置、供电电极的布极方向无关；而当界面直立或倾斜时则不然，测点的位置和电极的布极方向不同，可以得到截然不同的结果。

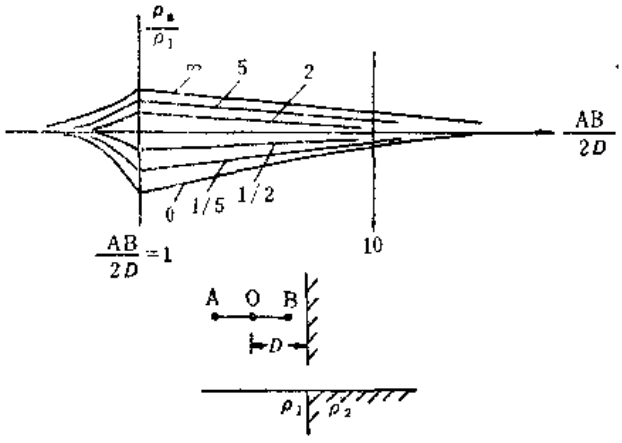


图 1-14　AB垂直于直立界面时之电测深曲线

1. AB垂直于直立界面走向时的电测深曲线

当ρ_1、ρ_2两种介质的分界面垂直于地面时，在$\rho_2>\rho_1$，测点O位于ρ_1一侧，距界面为D的地方，AB布极方向垂直于分界面，在O点测得的电测深曲线如图1-14所示。其特点是：

①$\frac{AB}{2}\ll D$时，$\rho_s=\rho_1$。这是因为电极距界面较远，ρ_2的存在不影响电场的分布，相当于电阻率为ρ_1的均匀介质。

②随$\frac{AB}{2}$的逐渐加大，ρ_s值将不断上升，当$\frac{AB}{2}=D$时，ρ_s值达极大值。这是由于AB加大后，ρ_2介质对电流的排斥作用使j_{MN}加大的缘故。

③当供电电极跨过界面，即$\frac{AB}{2}>D$时，ρ_s曲线开始下降。直到$\frac{AB}{2}\gg D$时，ρ_s又趋近于ρ_1。这是因为供电电极过界面后，ρ_1介质吸引该电极的电流，以致j_{MN}仍大于j_{0s}。但当$\frac{AB}{2}$很大，供电电极距界面很远时，这种吸引作用就很小了，电流线将垂直于分界面，因面界面的存在并不影响电场的分布，好象无分界面一样，于是$j_{MN}=j_{0s}$，$\rho_s=\rho_1$。

由此可见，测点位于ρ_1时，电测深曲线的首尾支均为ρ_1。当$\rho_2>\rho_1$时，曲线中部$\rho_s>\rho_1$，并在$\frac{AB}{2}=D$时出现极大值。而当$\rho_2<\rho_1$时，曲线中部$\rho_s<\rho_1$，在$\frac{AB}{2}=D$时出现极小值。从图1-14中不同μ_2的曲线还可以看出，μ_2不同时，曲线出现的极大值和极小值也不同。当$\rho_2=\infty$时，极大值达到最大；当$\rho_2=0$时，极小值最小。实际上，由于覆盖层的存在、加之$MN\neq 0$，极大、极小值都不会以尖锐的形式出现，曲线的形态常类似于K型或H型。这就需要掌握地质和其他地球物理资料，并将相邻测点的曲线进行对比，才能用极值点的位置准确地判断垂直分界面的存在及其位置。

2. AB平行于直立分界面走向时的电测深曲线

如上图所示，测点位于O处。但布极的方向平行于界面时，其特点如图1-15所示。

①$\frac{AB}{2}\ll D$时，$\rho_s=\rho_1$。

②随$\frac{AB}{2}$加大，若$\rho_2>\rho_1$，ρ_s上升；$\rho_2<\rho_1$，则ρ_s下降。

③$\frac{AB}{2}\gg D$时，ρ_s趋于某一稳定值，其大小取决于μ_2。当$\rho_2=\infty$时，这个值最大，达ρ_s $2\rho_1$；当$\rho_2=0$时，这个值最低。

3. 倾斜界面上的电测深曲线

以二层倾斜断面为例，如图1-16所示。当AB平行走向布置时，$\rho_2>\rho_1$的情况下，ρ_s曲线的尾支较水平二层曲线低得多，见图1-16(a)；当电极垂直于走向布置时，在$\rho_2=\infty$的情况下，尾支渐近线将超过45°上升，见图1-16(b)

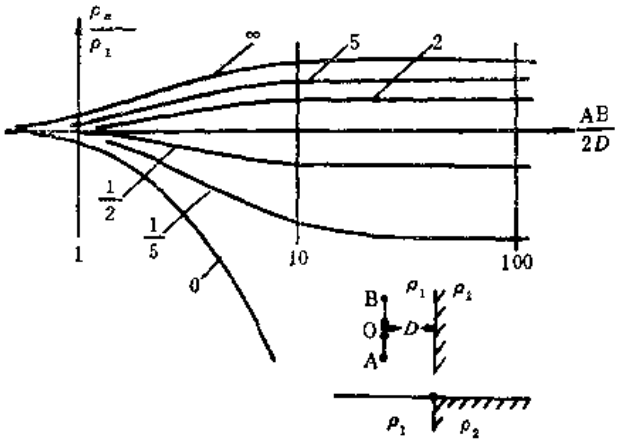
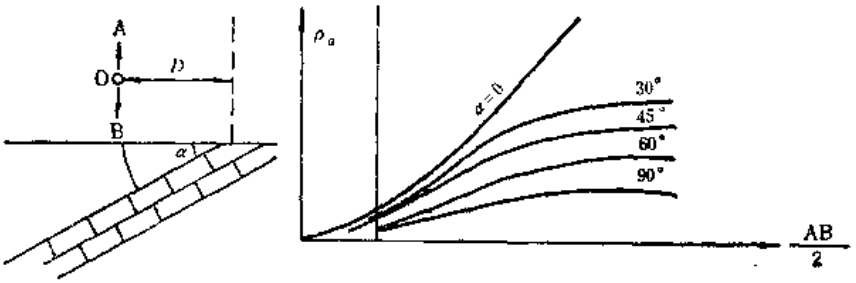
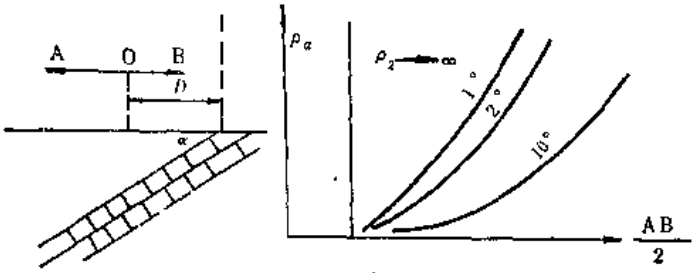


图 1-15 AB平行于直立分界面时之电测深曲线



(a)



(b)

图 1-16 倾斜界面的电测深曲线
(a) AB平行分界面，(b) AB垂直分界面

除了垂直接触和倾斜分界面以外，在油田的普查勘探中，有时还会遇到侵入岩或其他形式的地质体。因此，了解各种水平不均匀情况下电测深曲线的特点，对正确区分水平不均匀的影响，提高电测深资料的解释质量是十分有用的。

第三节 直流电测深法的仪器装备及野外工作方法

前面讲过，视电阻率的基本公式是

$$\rho_s = K\frac{\Delta U_{MN}}{I}$$

式中K是装置系数，由电极间的距离决定，是已知的。为了获得视电阻率ρ_s，需要测量电极M、N之间的电位差ΔU_{MN}及供入地下的电流强度I。直流电测深法的仪器，就是用来测量这两个参数的。

一、电测深法常用的仪器

1. 对仪器的基本要求

根据电测深法的特点，对仪器提出以下要求

（1）有较高的灵敏度和较强的抗干扰能力

仪器的灵敏度不仅对ΔU_{MN}的测量精度，而且对减轻供电电源的重量有着重要意义。仪器灵敏度越高，测出的ΔU_{MN}的精度越高，在保持同样精度情况下，可以减小供电电流、减轻供电电源的重量，使装备轻便化。此外，在外界工业电源干扰和各种偶然干扰较强的情况下，抗干扰能力，对保证测量的高精度也具有重要意义。

（2）稳定性好

要求仪器能在气候条件恶劣、温度和湿度变化较大的野外条件下稳定工作。

（3）有较高的输入阻抗

电测深法，野外接地条件千变万化，要保持测量精度，仪器就必须要有较高的输入阻抗。

（4）轻便

电测深工作常在交通不便，甚至地形复杂的地区工作，仪器轻便化对增强它的适应能力，扩大其应用范围，减轻人们的劳动都是必不可少的。

（5）记录数字化，处理实时化

这是当前提高电测深法仪器精度和抗干扰能力的重要措施，也是目前我国电法仪器改进的主要方向。

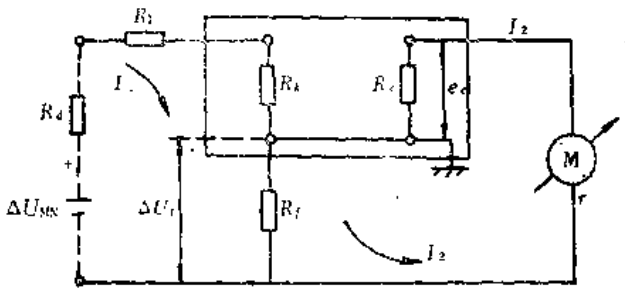


图 1-17 补偿法原理图

2. 补偿法

基于补偿法原理的仪器中，在我国，电子自动补偿仪（如DDC—2型，DJC—2型等）是目前应用最为广泛的。其原理如图1-17所示。

电子自动补偿仪的主要原理是电流负反馈。图中方框表示一个放大器，其放大倍数为k，输入阻抗为R_k，输出阻抗为R_c，反馈电阻为R_f。

当仪器的输入端接入待测电位差ΔU_{MN}后，经放大，在输出端有输出电流I_2，此电流经R_f构成回路，并在R_f两端产生电位差ΔU_f，此即反馈电压。

若电路接法使ΔU_f与ΔU_{MN}方向相反，即实现负反馈，这时输入回路中的电流I_1为

$$I_1 = \frac{\Delta U_{MN} - \Delta U_f}{R_d + R_1 + R_k + R_f} \tag{1-77}$$

则放大器的输入电压

$$\Delta U_g = I_1 R_k = \frac{R_k}{R_d + R_1 + R_k + R_f}(\Delta U_{MN} - \Delta U_f)$$

$$= \beta_1(\Delta U_{MN} - \Delta U_f) \tag{1-78}$$

其中

$$\beta_1 = \frac{R_k}{R_d + R_1 + R_k + R_f} \tag{1-79}$$

而 R_d——接地电阻；

R_1——仪器的附加电阻；

β_1——输入端的分压系数。

在输入回路中，ΔU_c是ΔU_g放大得到的，故

$$\Delta U_c = k\Delta U_g \tag{1-80}$$

经微安表的电流为

$$I_2 = \frac{\Delta U_c}{R_c + R_f + r} \tag{1-81}$$

则

$$\Delta U_f = I_2 R_f = \frac{R_f}{R_c + R_f + r}\Delta U_c$$

$$= \beta_2 \Delta U_c \tag{1-82}$$

式中 r——电流表的内阻；

β_2——反馈系数。

且

$$\beta_2 = \frac{R_f}{R_c + R_f + r} \tag{1-83}$$

将 (1-80)，(1-78) 代入 (1-82) 得

$$\Delta U_f = k \cdot \beta_1 \cdot \beta_2(\Delta U_{MN} - \Delta U_f) \tag{1-84}$$

即

$$\Delta U_f = \frac{1}{1 + \frac{1}{k \cdot \beta_1 \cdot \beta_2}}\Delta U_{MN} \tag{1-85}$$

由于放大器的放大倍数k非常大 ($k > 10^4$)，则$\Delta U_f \doteq \Delta U_{MN}$。

由此可见，由于接入反馈电阻R_f，形成电流负反馈，在输入回路中形成了一个与待测电压ΔU_{MN}相等，而方向相反的电位差ΔU_f，实现了自动补偿的目的。

在输出端

$$I_2 = \frac{\Delta U_f}{R_f} = \frac{1}{1 + \frac{1}{k\beta_1\beta_2}} \cdot \frac{\Delta U_{MN}}{R_f} \tag{1-86}$$

在$k\beta_1\beta_2 \gg 1$时

$$I_2 = \frac{\Delta U_{MN}}{R_f} \tag{1-87}$$

由上面的讨论可以看出：

①流过微安表的电流与待测电位差成正比，在R_f一定的情况下，测量I_2的值，便可求得待测电位差ΔU_{MN}；

②当$k\beta_1\beta_2 \gg 1$时，R_f决定仪器的灵敏度。R_f小灵敏度高，R_f大则灵敏度低。因此，可以改变R_f的大小来改变仪器的量程；

③当$k\beta_1\beta_2 \gg 1$时，I_2几乎与k、β_1、β_2无关，而只与反馈电阻R_f有关。因此，k、β_1、β_2的变化对读数影响很小。只要R_f稳定，仪器便很稳定。

将（1-84）代入（1-77）并简化得自动补偿仪的输入电阻

$$R_i = (1 + k\beta_1\beta_2)(R_d + R_1 + R_k + R_f) \tag{1-88}$$

由于$k\beta_1\beta_2 \gg 1$，所以自动补偿仪的输入电阻R_i很大。自动补偿仪的稳定性好，输入阻抗高，因此在生产中得到了广泛的应用。

3. 非补偿法

当勘探深部地质构造时，如石油电法勘探那样，供电电极距需要十几公里，甚至几十公里。随着AB距离的加大，即使供电电流很强，MN之间的电位差ΔU_{MN}也可以小到难以测量的地步。为提高ΔU_{MN}的测量精度，一可加大供电电流，二可加大测量电极MN之间的电极距。加大供电电流，就势必增加电源装备的重量。即使将干电池改为大功率的发电机，有时也难达到测量精度的要求。为此，必须适当加大MN之间的电极距。

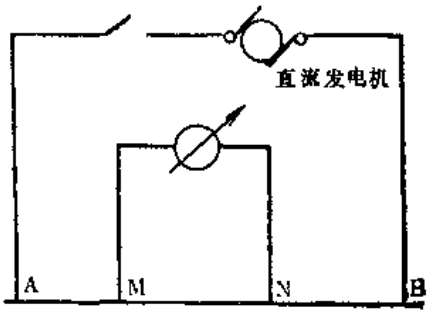


图 1-18 非补偿法测量示意图

然而，加大MN就必然增加供电时在测量回路引起的感应电动势，同时大地电流场在MN之间的电位差也相应加大了。这种随时间变化的干扰使ΔU_{MN}的测量变得十分困难。为此，采用示波仪的办法来测量ΔU_{MN}和I。

图1-18是非补偿法测量示意图。当AB回路接通电流后，就测量电极MN之间产生的电位差ΔU_{MN}。ΔU_{MN}和I既可用示波器进行光点记录，也可用数字仪记录。

实际上，在测量电极MN观测到的电位差ΔU^T_{MN}中，不仅包括由供电电流在MN之间产生的待测电位差ΔU_{MN}，而且也包括感应电动势和大地电流在MN产生的电位差ΔU^I_{MN}和Δ^N_{MN}，即

$$\Delta U^T_{MN} = \Delta U_{MN} + \Delta U^I_{MN} + \Delta U^N_{MN} \tag{1-89}$$

图1-19中所示电流通断一小段时间内所出现的尖形部分是由供电回路在测量回路产生的感

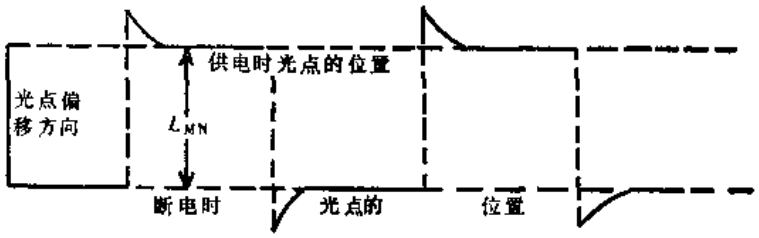


图 1-19 示波记录图

应，而在稳定供电或断电以后，ΔU^T_{MN}随时间的变化，则是由天然大地电流场引起的。

实际工作中，常以反向供电代替断电，即让A、B端正负交替接通电源，这不仅可以达到上述目的，而且还可以提高观测精度。

测量供电电流 I 的办法与测量 ΔU_{MN} 相似，测量的是供电回路中已知电阻 R_0 上的电位差，根据测得的电位差和 R_0 可以计算电流 I 值。

由测得的 ΔU_{MN} 和 I 以及装置系数 K，就可求得 ρ_s。

在大极距工作时，必须改用发电机作电源，才能保证测量 ΔU_{MN} 的精度。一般发电机组及相应的供电设备和装置装配在一辆车上，称为供电车。将测量仪器（进行光点记录的示波器，或进行数字记录的数字仪）及其他一些辅助设备装在一辆汽车中，称为测量车。供电车和测量车一起，统称为电测站。

二、野外工作方法和技术

1. 测线的布置和测点选择

和其他物探工作一样，电测深法测线的布置取决于所提出的地质任务及测区的地质—地球物理条件。一般说来，测线应垂直于岩层的构造走向，至少要有1～2条测线通过所研究的地质体，每一条测线上至少要有3～5个测点对所探测的构造或地质体有清楚的反映。在石油勘探中，在岩层倾角不小于20°的情况下，测线上电测深点的最小距离应小于基底的埋深。

在电测深法的实际工作中，常根据地质任务和测区的地质条件，选择一个测区内普遍存在的、厚度大、电阻率稳定且与其上覆岩层有较明显的电性差别的电性层作为标准层，以它作为测区电性层对比的标准。在石油勘探中，常以厚度较大的低阻层、或高阻石灰岩或变质岩层作为标准层，后者也是直流电测深法的"基底"。可见，测点间的距离和测区内的电性标准层有着密切的关系。

电测深的测点应布置在地形比较平坦、表层电性比较均匀，干扰较小的地区。选好测点，布好测站，对获得良好的电测深曲线有着重要的作用。

2. 电极距的选择

供电电极距AB的选择原则：①最小$\frac{AB}{2}$应能使电测深曲线出现或接近首支渐近线；②最大$\frac{AB}{2}$应能满足勘探深度的要求，使曲线出现尾支渐近线，在石油勘探中，常常要求出现尾支45°渐近线；③在AB电极距由小到大逐次增加的过程中，增加的最大间距，应不致于漏掉有意义的最薄电性层。一般要求$\frac{AB_{i+1}}{AB_i}=1.2\sim1.5$左右。

测量电极距MN的选择：在实际工作中，在AB极距加大后，若MN的距离保持不变，ΔU_{MN}就会降低。当AB很大时，ΔU_{MN}会太小以致无法观测。因此，随着AB极距的加大，往往也需要适当加大MN的距离，以确保测量的精度。通常要求MN满足以下条件

$$\frac{1}{3}AB\geqslant MN\geqslant\frac{1}{30}AB \tag{1-90}$$

增加MN极距的方式有两种：

其一是施伦贝尔格排列。在增大AB的过程中，在保持ΔU_{MN}可以精确测定的条件下，适当加大MN。而在整个测量中只选用几组MN，且要求不同MN时，观测曲线段能重迭衔接。表1-2是一个实例，其电测深曲线如图1-20所示。

其二是维纳排列。AB增加时，MN也增加，始终保持$\frac{MN}{AB}=\frac{1}{3}$的关系。表1-3是维纳排列

表 1-2　　（单位：m）

$\frac{AB}{2}$	3	4.5	7	10	15	22.5	35	50	70	100	150	225	350	500	700	1000	1500	2250
$\frac{MN}{2}$	1	1	1	1	1	1			20	20	20	20	20	20				
					5	5	5	5	5	5			100	100	100	100	100	100

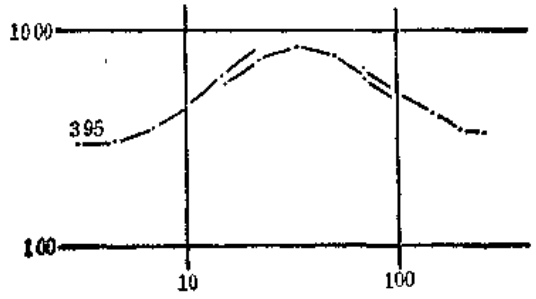


图 1-20　实测ρ_s曲线

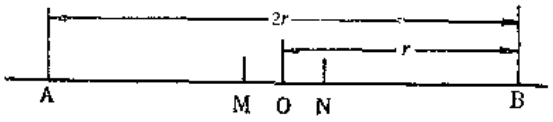
的一个实例。这样获得的电测深曲线是光滑的。

除$\frac{MN}{AB}=\frac{1}{3}$这种维纳排列外，还有其他与此相类似的方式，如取$\frac{MN}{AB}=\frac{1}{5}$，$\frac{1}{7}$等。不过用得不如维纳排列广泛。

施伦贝尔格排列应用最为广泛。这不仅是因为它不需每次都移动四个电极，而且由于在整个测量过程中只需几组MN，因而受测量电极附近表层电性不均匀的影响要比维纳排列小。

表 1-3　　（单位：m）

$\frac{AB}{2}$	3	4.5	7	10	15	20	30	50	70	100	150	200	300	500	700	1000	1500	2000
$\frac{MN}{2}$	1	1.5	2.3	3.3	5	6.6	10	16.6	23.3	33.3	50	66.6	100	166	233	330	500	666



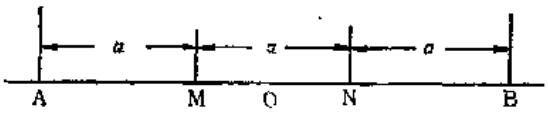


图 1-21　两种电极排列的示意图

3. 电极排列方向和野外工作方法

电极的排列方向主要决定于构造走向、地形以及沿测线的干扰因素。一般讲，电极应布置在干扰最小的方向，如尽量与地形走向、构造走向平行，与干扰电场的方向垂直。然而，在石油电测深中，由于$\frac{AB}{2}$有时可达几十公里，因此，为了工作方便，往往沿测线布置。

在电测深中，供电电极A、B和测量电极M，N都对称于测点O布置（如图1-8），在一个测深点上，野外工作方法是固定中心O，同时扩大电极，直至测出曲线的尾支渐近线为止。一个测深点完成以后再移动至另一个测深点。

第四节　电测深资料的解释

和其他物探工作一样，数据采集、处理和资料解释也是电测深工作的三个不同阶段和三大组成部分。三者密切相关，互相衔接，缺一不可。

电测深资料解释的目的是将实测的电测深曲线反演求得相应的地电断面，并进行地质解

释。这里，我们将把重点放在电测深资料的地球物理解释本身。就这种"狭义"的理解，解释工作可分为三个步骤：电阻率参数的研究、定性解释、定量解释，三个阶段往往反复交错进行，互为补充。

一、电阻率参数研究

测区电性参数的研究应贯穿于电测深工作的始终。在接受地质任务时，就应根据测区的电性特征，分析和研究电测深工作完成任务的可能性；在设计、施工的过程中，必须搜集、研究和利用电性参数，才可能使设计更加合理，使获得的电测深曲线更为可靠；在资料处理和解释阶段，电阻率参数研究更具有重要作用，它不仅影响解释的精度，而且决定着解释推断的可靠性。

收集和分析前人做过的工作，是研究电阻率参数的重要途径和方法。例如，根据前人做过的地面电测，电测井和钻井资料，就可以了解测区有几个电性层，各层电阻率之间的关系、变化范围，各电性层与什么地层对应，以及那个电性层可以做为标准层等。若前人资料不多或没有，则需要在踏勘设计的同时以及野外工作的过程中，做一些露头或标本电阻率参数的测定，特别是在井旁做井旁测深，或尽可能做一些电测井工作，以便了解测区各电性层的电阻率。但要注意，岩石露头或岩石标本所测得的电阻率值，由于含水分的多少及温度压力的变化，往往与埋于地下岩石之电阻率不同，在统计和使用时，必须充分考虑这些条件。

二、电测深资料的定性解释

在电测深的野外工作结束后，应对全部测深曲线进行整理、检查和验收，确认其质量合格之后，即可对全区域测线的电测深曲线做定性解释。

定性解释的目的在于初步了解测区电性层的特征及其分布规律，基底起伏，构造特征及断层的分布情况等，以期对测区的电性特征有一概括的了解，为资料的定量解释作准备。定性解释的任务就是根据测区电测深曲线的特点，绘制并分析有关的定性图件。这些图件主要包括：电测深曲线类型分布图，纵向电导S的剖面图或平面图、视电阻率断面图、等$\frac{AB}{2}$视电阻率剖面图或平面图、以及极大点或极小点的纵横坐标图等。但并非每个工区都必须完成上述全部图件，而应根据各测区的具体情况，选择最能表达所研究地质构造特点的图件。但一般情况下，曲线类型和视电阻率断面图是必不可少的。

下面分别讨论各种图件的绘制及解释。

1. 电测深曲线类型分布图

正如第二节中所讨论的，电测深曲线的类型取决于地电断面的性质。因此，曲线类型的变化反映地电断面的特征，如地层的超覆与尖灭、构造类型等。

曲线类型分布图的作法是：将缩小的电测深曲线绘在标明有各测点位置的相应比例尺的图纸上，并在曲线首部注明起始点之视电阻率，如图1-22(a) 所示。在可能的条件下，应绘出不同类型曲线和地电断面对比图，以说明曲线类型变化的原因，如图1-22(b) 所示。

从图1-22(a)中，可以看到，由东到西共有三种不同类型曲线。图中西部为HK型曲线，中部为K型曲线，而东部则为简单的二层曲线。图1-22(b)说明，在HK型曲线分布区，表层为砂岩，在K型曲线分布区，表层是粘土，而最东部二层曲线分布区，表层则为石灰岩。

图1-22 (c) 是曲线类型分布图的简单表示法，在测点位置上仅用英文字母标明相应点

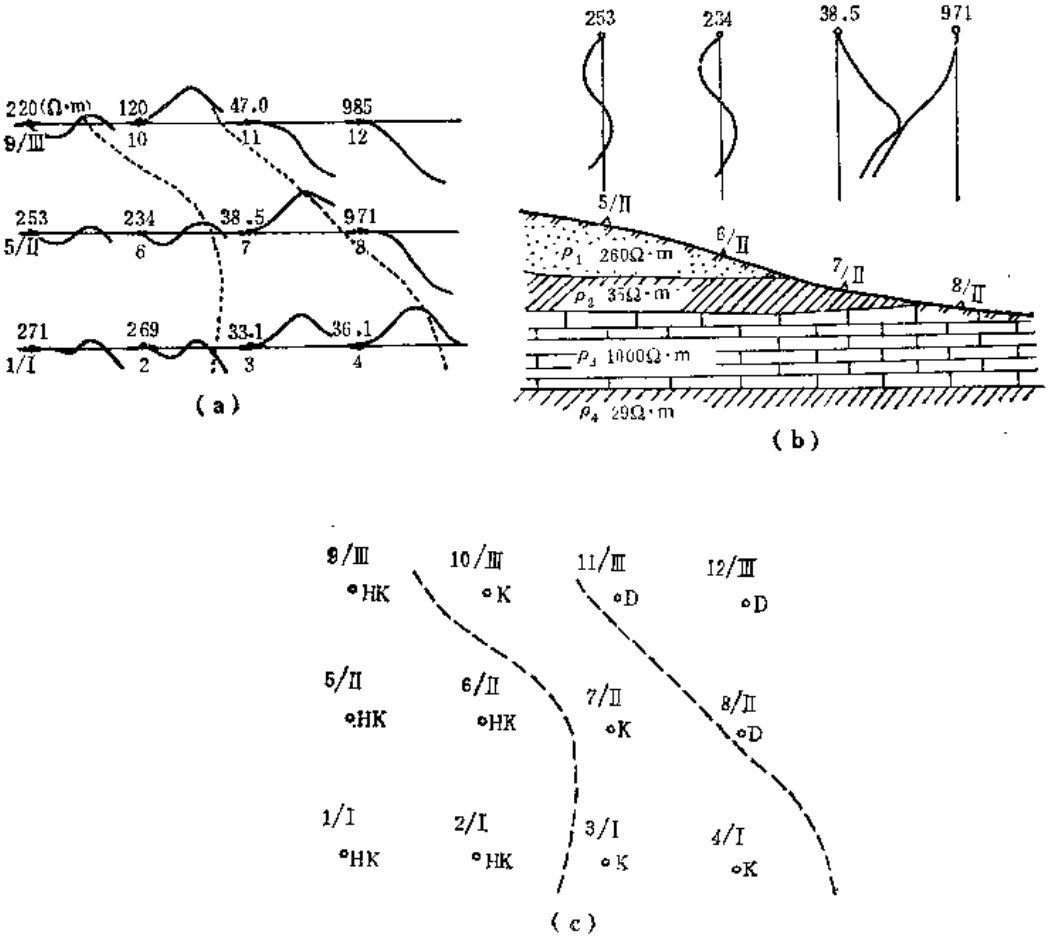


图 1-22　电测深曲线类型分布图

的电测深曲线的类型。

由此可见，正确识别电测深曲线的类型是十分重要的，必须结合地质资料和测区的电性参数，逐点认真进行。有时还需要和周围测点的电测深曲线进行对比，反复研究，才能准确确定曲线的类型。

2．视电阻率断面图

如以测点为横坐标，以$\frac{AB}{2}$为纵坐标，把每个测点各极距上观测的ρ_s标在相应测点对应极距位置上，然后绘ρ_s等值线。这种图纵坐标既可选用算术坐标也可选用对数坐标，如图1-23 (a) 和 (b) 所示。从视电阻率断面图上，可以反映电阻率沿水平方向和垂向方向上的变化情况，从而得到沿测线基岩起伏，断层分布、电性层的划分和构造变化等许多重要信息。

图1-24是七个测深点的视电阻率断面图，图的下方是相应的地质剖面。在N_4点处，视电阻率由浅到深逐渐增加，反映二层曲线的性质，$\rho_2>\rho_1$；在其他各点处为三层H型曲线的性质，而且越向两端，中间低阻层的厚度越大；在N_3和N_5处，低阻层逐渐变薄以至消失。可见该图清楚地反映了该区的地质特征。

图 1-25是华北某地的电测深视电阻率断面图。该地区地质断面自上而下是黄土和粘土 (ρ_1)；砂页岩夹粘土 (ρ_2)；砾石层 (ρ_3)；砂页岩夹石英岩薄层 (ρ_4)；石灰岩 (ρ_5)。由图不难看出，测点1～4是AKH型五层断面，而 5～8 变成A型曲线，中间缺失了高阻层和低阻

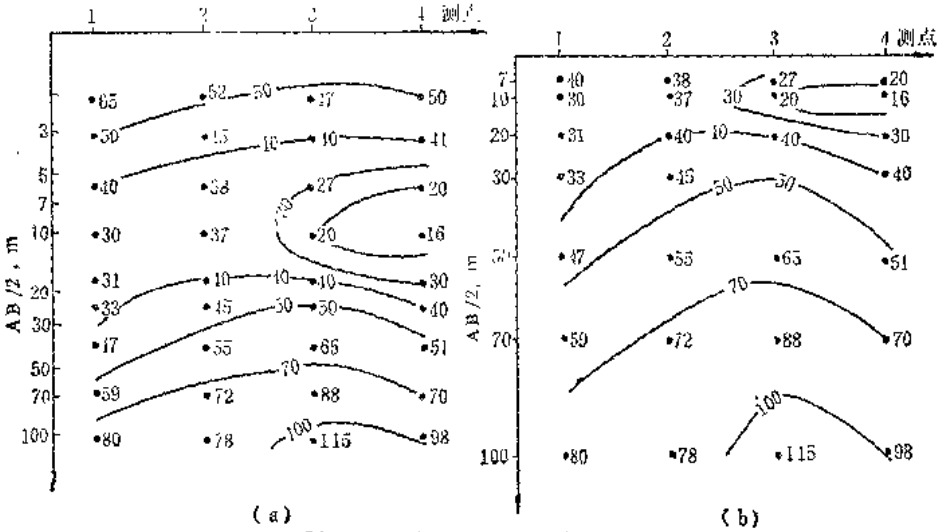


图 1-23 视电阻率断面图

(a) 纵向比例尺为对数；

(b) 纵向比例尺为普通坐标

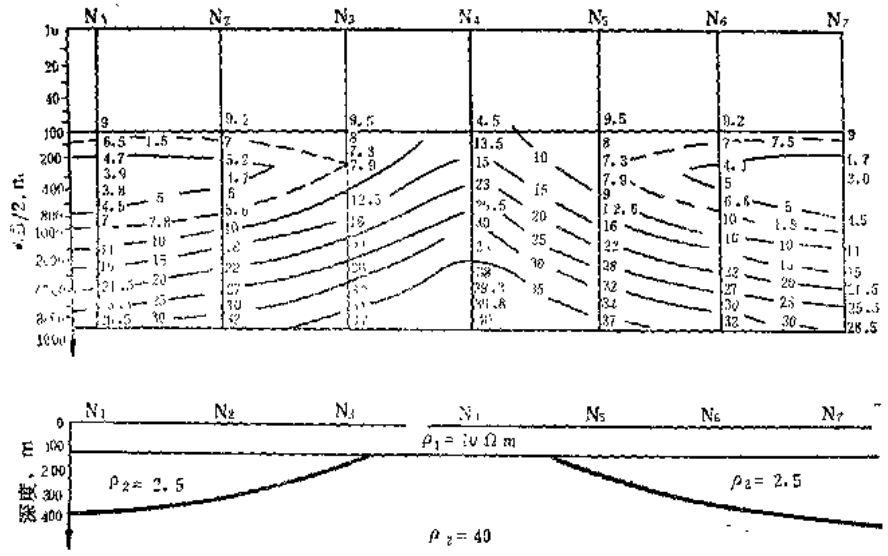


图 1-24 视电阻率断面图

层。十分清楚，在4和5之间存在一断层。这与钻探结果完全相符。

3、纵向电导S图

如前所述，纵向电导 $S=\Sigma\frac{h_i}{\rho_i}$，它相当于基底电阻率为无限大时，尾支45°渐近线与横坐标轴的交点。

因为

$$S=\frac{H}{\rho_t} \qquad (1\text{-}91)$$

式中

$$H=\Sigma h_i$$

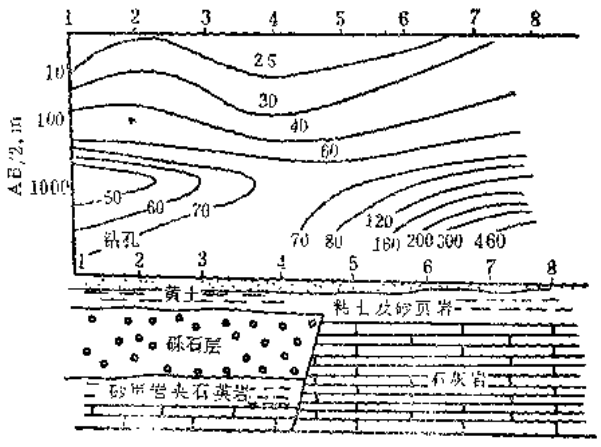


图 1-25 华北某地视电阻率断面图

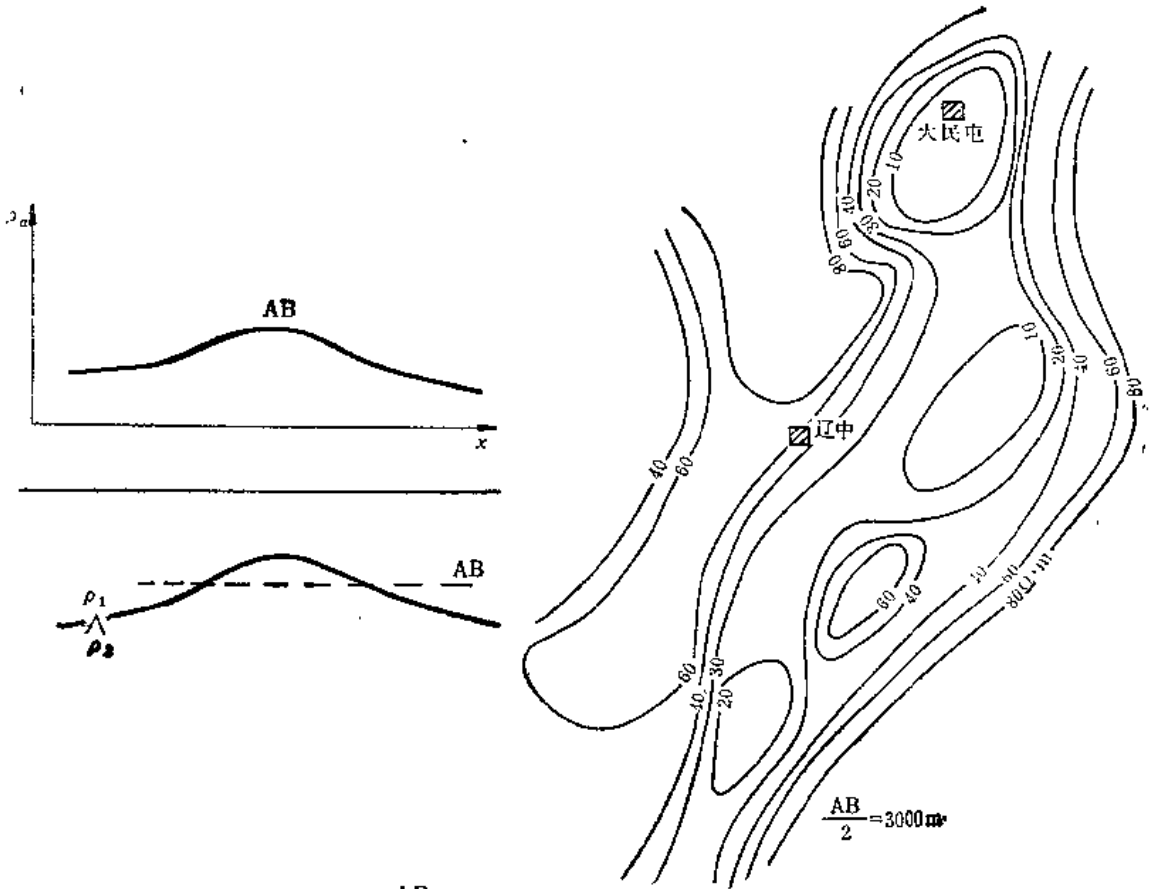


图 1-27 等$\frac{AB}{2}$视电阻率剖面图（左）和平面图（右）

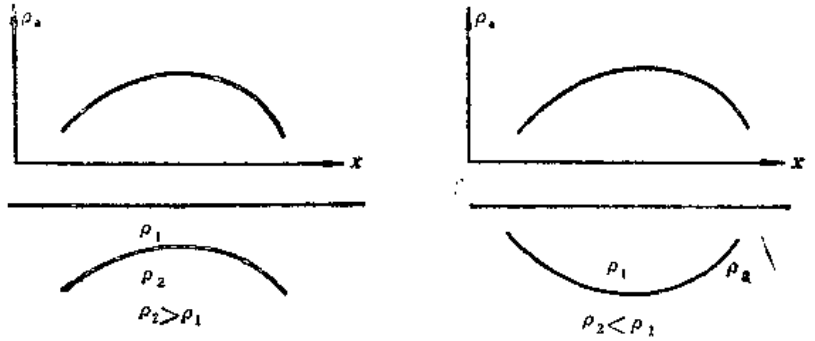


图 1-28 不同构造的等$\frac{AB}{2}$视电阻率剖面图

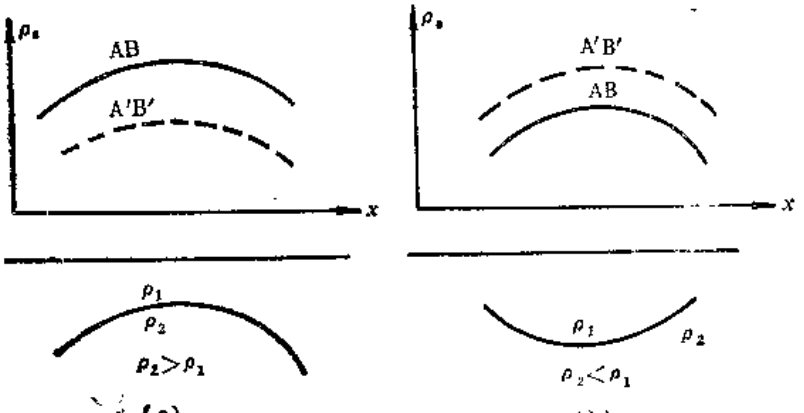


图 1-29 不同$\frac{AB}{2}$的ρ_s剖面图

5．视电阻率曲线极值点纵横坐标图

当测区内的电测深曲线存在着极值点（极大或极小）时，如K型或H 型曲线，极值点纵横坐标可以反映地电断面的特征。以三层地电断面为例，当ρ_1，h_1，或ρ_3不变时，主要反映h_2和ρ_2的变化。以K型曲线为例，h_2或ρ_2增大，都会导致极大点的纵横坐标增加。因此，如将极值点纵横坐标图与其他图件绘在一起（如图1-30）配合解释可以得出更合理的结论。

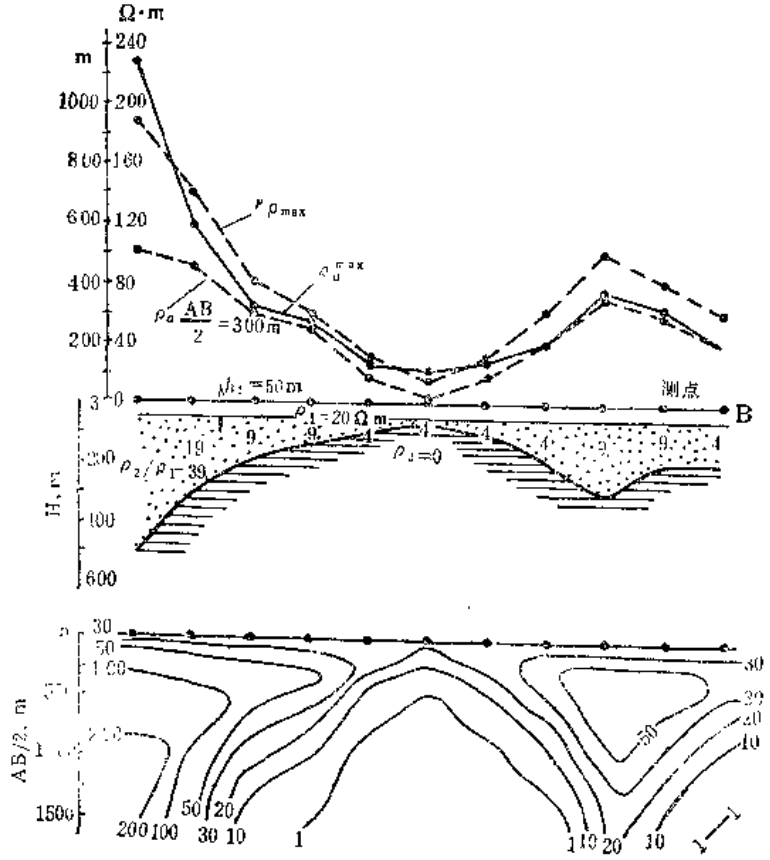


图 1-30　极值点的纵横坐标及其应用

三、电测深曲线的定量解释

电测深曲线的定量解释或反演，是解释中最重要的一环，目的是在定性解释对测区电性特征有一概略了解之后，求出每条电测深曲线所相应的地电断面参数，从而得出全区的地电模型。

在当今计算机时代，计算机已经在地球物理探矿的资料解释中获得了十分广泛而又成功的应用，过去那种靠量板和人工对比的解释方法已逐渐被淘汰。这不但大大提高了效率，减少了人为因素，增强了结果的可靠性，而且也便于利用其他物探资料，做到综合反演，从而可以大大提高物探资料的地质效果。

目前，反演水平层状介质表面实测电测深曲线的方法很多。可以说，一维电测深曲线的反演理论和方法已日臻成熟。无疑，一维反演对油区或沉积盆地电测深资料的解释起了重要的作用。然而，任何一个地区的实际地电断面都绝非一维，这不但从理论上，而且从实际上提出了研究二维和三维资料反演的任务。十分遗憾，从目前国内外杂志所发表的论文中，尚未找到比较满意的应用成果。因此，本书也只能将重点放在那些已经得到广泛应用的一维反

演方法上。为了使读者不致于割断历史，在新旧方法之间产生较大的断层，我们将简要回顾一下过去使用的量板法。

1. 量板法

量板法包括三层量板法和辅助量板法。在用手工解释的时代，两种方法应用都很广泛。

所谓三层量板法，就是将实测的电测深曲线去和三层电测深理论量板进行对比，当实测曲线与量板中某一条曲线重合时，就以量板曲线的参数作为实测曲线的参数。现以H型曲线为例说明三层曲线的解释方法。如图1-31所示，当$\frac{AB}{2}$不大时，第二层对视电阻率ρ_s值影响很小，因此三层曲线的首段应该和二层曲线重合，当把三层曲线的首段放在二层量板上时，它应该和二层量板中的某条曲线重合最好。此时由二层量板的坐标原点就可以求出三层曲线的第一层参数h_1和ρ_1；然后利用已知的ρ_2值和求得的ρ_1，计算μ_2，再根据曲线的尾支渐近线估算μ_3；由μ_2和μ_3在三层量板中找出相应的量板，并将实测曲线拿出和所选的三层量板对比，在保持h_1和ρ_1点与三层量板的坐标原点重合及坐标轴平行的前提下，在三层曲线上读出与实测曲线重合那条理论曲线的v_2值，从而可求出第二层的厚度：

$$h_2=v_2h_1$$

进而求得第三层顶面的埋深

$$H=h_1+h_2=(1+v_2)h_1$$

如果从所有量板中选不出和实测曲线μ_2相同的量板，那么可选用一块和它最相近的，并按上述方法在这一块量板中找出一条和实测曲线相重合的理论曲线，然后按等值性原理求出h_2。为和实测的μ_2和h_2相区别，令量板上对应的为μ_2'和h_2'，对H型曲线而言，

$$\frac{h_2}{\rho_2}=\frac{h_2'}{\rho_2'}$$

则

$$h_2=\frac{\mu_2}{\mu_2'}v_2'h_1 \qquad (1\text{-}93)$$

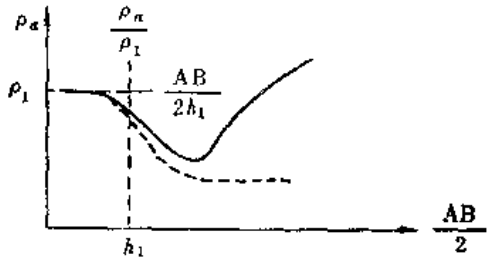


图 1-31 量板法解释三层VES曲线

如果从所有量板中选不出和实测曲线μ_3相同的，也可选用两块和它最相近的，一块$\mu_3'>\mu_3$，一块$\mu_3''<\mu_3$。并将实测曲线去和这两块量板相比，并求出相应的v_2'和v_2''，然后进行调整求出v_2或h_2。

把实测曲线和理论曲线对比时，还可能在量板中找不到一条曲线与实测曲线重合，这时可使实测曲线均匀地位于两条理论曲线之间，并根据两条理论曲线所相应的v_2'和v_2''内插求出v_2和h_2。

三层量板也可以用来解释三层以上的多层曲线。其方法是先解释前三层，求得h_1、ρ_1、h_2、ρ_2。然后将第一二层用一个假想层去代替，并将这个假想层看为新三层曲线的第一层，而将实测曲线的第三层和第四层看成新三层曲线的第二层和第三层，并用同样的方法对这一假想的三层曲线进行解释，求得h_3，ρ_3和h_4，ρ_4。这样反复运用假想层的概念和三层电测深量板，循环往复，直到把整条曲线解释完为止。我们称这个假想层为代替层，而根据第一、二层的参数计算代替层的厚度h_{12}^*和电阻率ρ_{12}^*的量板就称为辅助量板。

三层量板和辅助量板配合可以解释三层以上的电测深曲线，同样，二层量板和辅助量板

配合也可以用来解释三层以上的电测深曲线。

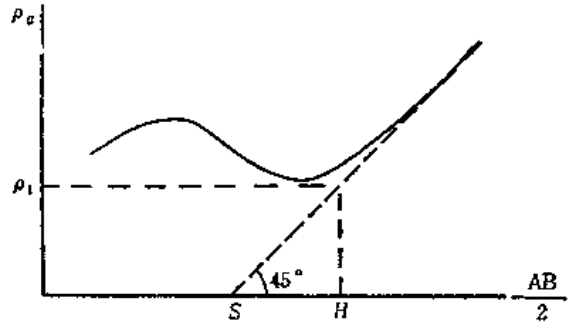


图1-32 渐近线法

2. 渐近线法

在石油和天然气勘探中，常常要求尾支达到45°渐近线。如图1-32所示，此时尾支渐近线与$\rho_a=1$这条直线（即横坐标轴）的截距在数值上就等于总纵向电导

$$S=\sum_{i=1}^{n-1} S_i$$

而与$\rho_a=\rho_t$这条线的截距在数值上就等于基底的埋深H。这里ρ_t是断面的平均纵向电阻率，且

$$\rho_t=H/\Sigma\frac{h_i}{\rho_i}$$

在最大电极距尚未达到45°渐近线的情况下，渐近线法也能应用。不过此时估计的深度可能是最小值（特尔福特，1982）。

3. 达扎诺克曲线法（Dar Zarrouk Curve）

这是一种电测深曲线的近似反演法。其基本原理如下：

设

$$T(z)=\int_0^z \rho(z)dz,\quad S(z)=\int_0^z \sigma(z)dz \tag{1-94}$$

其中$\rho(z)$，$\sigma(z)$为深度z处介质的电阻率和电导率，$T(z)$和$S(z)$为深度z以上介质之总横向电阻和总纵向电导。显然

$$dT(z)=\rho(z)dz,\qquad dS(z)=\sigma(z)dz \tag{1-95}$$

定义

$$\bar{\rho}(z)=\sqrt{\frac{T(z)}{S(z)}},\quad \bar{L}(z)=\sqrt{T(z)S(z)} \tag{1-96}$$

则称$\bar{\rho}(z)\sim\bar{L}(z)$曲线为达扎诺克曲线。达扎诺克认为直流电测深$\rho_s(r)\sim r$曲线可以近似看为$\bar{\rho}(z)\sim\bar{L}(z)$曲线。

因为

$$T(z)=\bar{\rho}(z)\cdot\bar{L}(z) \tag{1-97}$$

$$S(z)=\bar{L}(z)/\bar{\rho}(z) \tag{1-98}$$

故

$$dT(z)=\bar{\rho}(z)d\bar{L}(z)+\bar{L}(z)d\bar{\rho}(z)$$

$$dS(z)=-\bar{L}(z)\frac{d\bar{\rho}(z)}{\bar{\rho}^2(z)}+\frac{1}{\bar{\rho}(z)}d\bar{L}(z)$$

因而

$$\rho^2(z)=\frac{dT(z)}{dS(z)}=\frac{\bar{\rho}(z)d\bar{L}(z)+\bar{L}(z)d\bar{\rho}(z)}{-\bar{L}(z)\frac{d\rho(z)}{\bar{\rho}^2(z)}+\frac{1}{\bar{\rho}(z)}d\bar{L}(z)}$$

$$=\rho^2(z)\left(\frac{1+a}{1-a}\right)=[\rho(z)\zeta]^2 \tag{1-99}$$

其中

$$a=\frac{d\ln\bar{\rho}(z)}{d\ln\bar{L}(z)}=\frac{\bar{L}(z)d\bar{\rho}(z)}{d\bar{L}(z)\bar{\rho}(z)} \tag{1-100}$$

$$\zeta^2=\frac{1+a}{1-a} \tag{1-101}$$

由此可知，由达扎诺克曲线（或视电阻率曲线）求得a以后，可以按（1-99）式计算深度z处之电阻率$\rho(z)$。

下面再分析一下计算深度z的方法。

由（1-97）和（1-98）知

$$\bar{L}^2(z)=T(z)S(z) \tag{1-102}$$

故

$$d\bar{L}(z)=\frac{1}{2}\left[\frac{S(z)dT(z)+T(z)dS(z)}{\bar{L}(z)}\right]$$

$$=\frac{1}{2}\left[\frac{S(z)dT(z)+T(z)dS(z)}{[T(z)S(z)]^{\frac{1}{2}}}\right]$$

$$=\frac{dT(z)}{2}\left[\left(\frac{S(z)}{T(z)}\right)^{\frac{1}{2}}+\left(\frac{T(z)}{S(z)}\right)^{\frac{1}{2}}\frac{dS(z)}{dT(z)}\right] \tag{1-103}$$

又因

$$\left[\frac{S(z)}{T(z)}\right]^{\frac{1}{2}}=\frac{1}{\bar{\rho}(z)} \tag{1-104}$$

$$\frac{dS(z)}{dT(z)}=\frac{1}{\bar{\rho}^2(z)}=\frac{1}{[\bar{\rho}(z)\zeta]^2} \tag{1-105}$$

将（1-104），（1-105）代入（1-103）得

$$d\bar{L}(z)=\frac{dT(z)}{2}\left[\frac{1}{\bar{\rho}(z)}+\frac{\bar{\rho}(z)}{[\bar{\rho}(z)\zeta]^2}\right]$$

故

$$\frac{d\bar{L}(z)}{dz}=\frac{1}{2}\frac{dT(z)}{dz}\left[\frac{1}{\bar{\rho}(z)}+\frac{1}{\bar{\rho}(z)\zeta}\right]$$

$$=\frac{1}{2}\rho(z)\left[\frac{1}{\bar{\rho}(z)}+\frac{1}{\bar{\rho}(z)\zeta^2}\right]$$

将（1-99）代入上式并化简得

$$\frac{d\bar{L}(z)}{dz}=\frac{\zeta}{2}\left(1+\frac{1}{\zeta^2}\right)=\frac{1}{2\zeta}(1+\zeta^2) \tag{1-106}$$

故

$$z=\int_0^{\bar{L}(z)}\frac{2\zeta d\bar{L}(z)}{(1+\zeta^2)}$$

$$=\int_0^{\bar{L}(z)}(1-\alpha^2)^{\frac{1}{2}}d\bar{L}(z)\bullet \qquad (1\text{-}107)$$

(1-107) 是根据达扎诺克曲线计算深度z的公式，(1-107) 和

$$\rho(z)=\bar{\rho}(z)\zeta \qquad (1\text{-}108)$$

相结合就实现了从达扎诺克曲线到地电断面的映射。其具体作法如下：

①把$\rho_s(r)\sim r$看为达扎诺克曲线$\bar{\rho}(z)\sim\bar{L}(z)$；

②计算 $\alpha=\dfrac{d\ln\bar{\rho}(z)}{d\ln\bar{L}(z)}=\dfrac{d\ln\rho_s(r)}{d\ln r}$；

③计算深度z及相应的电阻率

$$z=\int_0^{\bar{L}(z)}(1-\alpha^2)^{\frac{1}{2}}d\bar{L}(z)$$

$$\rho(z)=\bar{\rho}(z)\left(\frac{1+\alpha}{1-\alpha}\right)^{\frac{1}{2}} \qquad (1\text{-}109)$$

④绘$\rho(z)\sim z$图。

讨论：

①在首支渐近线上，$\rho_s(r)=\rho_1$，$\alpha=0$，故有$\rho(z)=\rho_1$；

②在ρ_n为有限的尾支渐近线上，$\rho_s(r)=\rho_n$，$\alpha=0$，所以$\rho(z)=\rho_n$；

③当$\rho_n=\infty$时，尾支渐近线为45°直线，此时$\alpha=1$，故$\rho(z)=\infty$；

④当$\rho_n=0$时，尾支渐近线的斜率$\alpha<-1$，(1-107)，(1-108) 式失去意义。实际计算时当$\alpha<-1$时，应取$\alpha=-1$。

由此看来，达扎诺克曲线法在大多数情况下可以较好地求得能反映地电断面基本特征的连续模型，因而在电测深曲线的解释中得到了广泛的应用。

4．基于最小二乘原理的两种基本反演途径

由 (1-54) 和 (1-59) 可以看出，传输函数$T_1(m)$与断面参数h_i，$\rho_i(i=1,2,\cdots n)$的

● $\dfrac{1}{2\zeta}(1+\zeta^2)=\dfrac{1}{2\zeta}\left[\dfrac{2\bar{\rho}(z)}{\bar{\rho}(z)-\bar{L}(z)\dfrac{d\bar{\rho}(z)}{d\bar{L}(z)}}\right]$

$$=\left[\frac{\bar{\rho}(z)-\bar{L}(z)\dfrac{d\bar{\rho}(z)}{d\bar{L}(z)}}{\bar{\rho}(z)+\bar{L}(z)\dfrac{d\bar{\rho}(z)}{d\bar{L}(z)}}\right]^{\frac{1}{2}}\frac{\bar{\rho}(z)}{\left[\bar{\rho}(z)-\bar{L}(z)\dfrac{d\bar{\rho}(z)}{d\bar{L}(z)}\right]}$$

$$=\frac{\bar{\rho}(z)}{\left\{\bar{\rho}^2(z)-\bar{L}^2(z)\left[\dfrac{d\bar{\rho}(z)}{d\bar{L}(z)}\right]^2\right\}^{\frac{1}{2}}}$$

$$=\frac{1}{(1-\alpha^2)^{\frac{1}{2}}}$$

——编注

关系是通过双曲正切或双曲余切表示的；而视电阻率$\rho_s(r_j)(j=1, 2, \cdots M)$与断面参数的关系，却是通过$T_1(m)$间接表示的。两种表达形式决定了反演电测深曲线的两种基本途径。

（1）由视电阻率曲线通过滤波求出传输函数，并直接反演传输函数$T_1(m)$求取地电断面的参数

1）用数字滤波求断面的传输函数

由（1-59）知，当MN→0时，视电阻率的公式为

$$\frac{\rho_s(r)}{r^2}=\int_0^\infty T_1(m)J_1(mr)m dm$$

应用汉克变换的可逆性：

$$f(x)=\int_0^\infty \Phi(y)J_m(yx)y dy$$

$$\Phi(y)=\int_0^\infty f(x)J_m(yx)x dx$$

可将（1-59）改写为

$$T_1(m)=\int_0^\infty \frac{\rho_s(r)}{r^2}J_1(mr)r dr \tag{1-110}$$

令

$$r=e^x,\quad m=e^{-y} \tag{1-111}$$

并令

$$T(y)=T_1(e^{-y}),\quad \rho_s'(x)=\rho_s(e^x) \tag{1-112}$$

对上式作变量置换，则得

$$T(y)=\int_{-\infty}^\infty \rho_s'(x)J_1'(y-x)dx \tag{1-113}$$

其中

$$J_1'(y-x)=J_1(e^{x-y}) \tag{1-114}$$

显然，（1-113）式是$\rho_s'(y)$和$J_1'(y)$之间的褶积运算表达式，并可写为

$$T(y)=\rho_s'(y)*J_1'(y) \tag{1-115}$$

这里*表示褶积。由线性系统理论可知，如将$J_1'(y)$看成数字线性系统的脉冲响应，则$\rho_s'(y)$和$T(y)$就是这个系统的输入和输出。换言之，如将变换后的一阶贝塞尔函数$J'(y)$作为线性滤波器的脉冲响应，变换后的视电阻率$\rho_s'(y)$作为输入，则这个滤波器的输出就是经变换过后的传输函数$T(y)$，从而就实现了从视电阻率到传输函数的转换。实现这一转换过程的方法就是数字滤波。

实测视电阻率$\rho_s(r_j)$是离散量，因此$\rho_s'(x)$也是离散取值。如Δx为采样间隔，则$i\Delta x$表示第i个采样点的自变量。因此，视电阻率离散采样值为：$\rho_s'(0)$，$\rho_s'(\Delta x)$，$\rho_s'(2\Delta x)$，$\cdots\rho_s'(i\Delta x)$，……。

根据采样定理

$$\rho_s'(x)=\sum_{i=-\infty}^{\infty}\rho_s'(i\Delta x)\frac{\sin\left[\frac{\pi}{\Delta x}(x-i\Delta x)\right]}{\frac{\pi}{\Delta x}(x-i\Delta x)} \tag{1-116}$$

当 $\rho_a'(x)$ 的截止频率 $f_c \leqslant \frac{1}{2\Delta x}$ 时，用采样间隔 Δx 对 $\rho_a'(x)$ 采样后，由离散的 $\rho_a'(i\Delta x)$ $(i=0,1,\cdots)$ 可以完全恢复连续函数 $\rho_a'(x)$。

将（1-116）代入(1-113）便得：

$$T(y)=\sum_{i=-\infty}^{\infty}\rho_a'(i\Delta x)\int_{-\infty}^{\infty}\frac{\sin\left[\frac{\pi}{\Delta x}(x-i\Delta x)\right]}{\frac{\pi}{\Delta x}(x-i\Delta x)}J_1'(y-x)dx \tag{1-117}$$

令 $y=k\Delta x$，$s=x-i\Delta x$，上式写成

$$T(k\Delta x)=\sum_{i=-\infty}^{\infty}\rho_a'(i\Delta x)a[(k-i)\Delta x] \tag{1-118}$$

式中

$$a[(k-i)\Delta x]=\int_{-\infty}^{\infty}\frac{\sin\frac{\pi s}{\Delta x}}{\frac{\pi s}{\Delta x}}J_1'[(k-i)\Delta x-s]ds \tag{1-119}$$

$a[(k-i)\Delta x]$称为滤波系数。在实际计算时，其个数只能是有限的，设其始末编号为l和 L，若略去Δx不写，（1-118）式可写为：

$$T(k)=\sum_{i=l}^{L}\rho_a'(i)a(k-i) \tag{1-120}$$

十分清楚，滤波系数与电极距的采样间距和一阶贝塞尔函数有关，与地电断面无关，可以事先计算。Ghosh（1971）首次发表了它所计算的两组滤波系数，他取 $\Delta x=\frac{1}{3}\ln 10$。其中一组12个系数，$l=-3$，$L=8$，顺次为：

0.0060，−0.0783，0.3999，0.3492，0.1675，0.0858，0.0358，0.0198，0.0067，0.0051，0.0007，0.0018。

在这之后，许多作者又发表了用不同方法求得的滤波系数，最多的达百余个。

求得$a(k-i)$后，就可用(1-120）式根据$\rho_a'(x)$的离散采样值$\rho_a'(i)$计算传输函数的离散采样值$T(k)$了。

2）用最小方差原理求取断面参数

若用 $T_a(k)$表示按(1-120）式求得的含有地电断面所有信息的传输函数，则用最小方差原理反演$T_a(k)$求取断面参数的基本原理如下：

先根据电测深曲线的形态，选定一个初始模型 $(h_i,\rho_i,\ i=1,2,\cdots n)$，并按（1-54）计算它的传输函数$T_L(k)$；将它与 $T_a(k)$ 比较，求出二者的方差；然后计算模型参数之改正量，根据它对初始模型参数进行校正；把校正后的模型参数当作新的初始模型计算新的传输函数$T_L(k)$，再与$T_a(k)$比较，修改各层参数；如此反复，直至$T_L(k)$与$T_a(k)$之差满足规定方差为止。最后，将该理论模型的参数作为解释的结果。

若以P^i表示第i次迭代时模型之参数$\rho_1,\ \rho_2,\ \cdots,\ \rho_n,\ h_1,\ h_2,\ \cdots h_{n-1}$，以$T_L^i(k,\ P^i)$表示由参数$P^i$计算的传输函数，则理论值与实际观测值的相对方差$\delta$为：

$$\delta=\sum_{k=1}^{M}\left[\frac{T_a(k)-T_L^{\,i}(k,\boldsymbol{P}^i)}{T_a(k)}\right]^2 \tag{1-121}$$

式中M为$T_a(k)$的采样数，它等于$\rho_a(r)$的采样数，且

$$M=\left(\frac{AB^{最大}}{2}-\frac{AB^{最小}}{2}\right)\Big/\Delta x; \tag{1-122}$$

i为迭代次数，$i=0$，1，2，……。当$i=0$时之模型为初始模型；$\boldsymbol{P}$是矢量；n为模型的层数；δ又称为目标函数。显然，反演$T_a(k)$求取模型参数的过程，就是极小目标函数δ的最优化过程。

若将$T_L(k,\boldsymbol{P}^i)$在$\boldsymbol{P}^i$（第i次迭代之初始值）附近按台劳级数展开，并略去二次以上的高阶项，则得

$$T_L(k,\boldsymbol{P}^{i+1})\doteq T_L(k,\boldsymbol{P}^i)+\sum_{j=1}^{N}\frac{\partial T_L(k,\boldsymbol{P}^i)}{\partial P_j}\Delta P_j \tag{1-123}$$

从而得到

$$\delta=\sum_{k=1}^{M}\left\{\frac{T_a(k)-T_L(k,\boldsymbol{P}^i)-\sum_{j=1}^{N}\frac{\partial T_L(k,\boldsymbol{P}^i)}{\partial P_j}\Delta P_j}{T_a(k)}\right\}^2 \tag{1-124}$$

式中，$N=2n-1$为层的参数个数，Δp_j是第j个参数P_j之修正量或改正步长。

正如前面所说，当方差δ极小时，理论模型之参数就是解释的结果。根据多元函数的极值理论，此时有：

$$\frac{\partial\delta}{\partial\Delta P_l}=-2\sum_{k=1}^{M}\left\{\frac{T_a(k)-T_L(k,\boldsymbol{P}^i)-\sum_{j=1}^{N}\frac{\partial T_L(k,\boldsymbol{P}^i)}{\partial P_j}\Delta P_j}{[T_a(k)]^2}\right\}\cdot\frac{\partial T_L(k,\boldsymbol{P}^i)}{\partial P_l}=0$$

$$l=1,2,\cdots N$$

将上式改写为：

$$\sum_{k=1}^{M}\sum_{j=1}^{N}\frac{1}{[T_a(k)]^2}\cdot\frac{\partial T_L(k,\boldsymbol{P}^i)}{\partial P_l}\cdot\frac{\partial T_L(k,\boldsymbol{P}^i)}{\partial P_j}\Delta P_j$$

$$=\sum_{k=1}^{M}\frac{T_a(k)-T_L(k,\boldsymbol{P}^i)}{[T_a(k)]^2}\cdot\frac{\partial T_L(k,\boldsymbol{P}^i)}{\partial P_l} \tag{1-125}$$

$$l=1,\ 2,\ \cdots N$$

设

$$A[k,j]=\frac{1}{T_a(k)}\cdot\frac{\partial T_L(k,\boldsymbol{P}^i)}{\partial P_j}=A_{kj} \tag{1-126}$$

$$\Delta T[k]=\frac{T_a(k)-T_L(k,\boldsymbol{P}^i)}{T_a(k)}=\Delta T_k \tag{1-127}$$

$$\Delta P[j]=\Delta P_j \tag{1-128}$$

则（1-125）式可写为矩阵表达式

$$\boldsymbol{A}^T\boldsymbol{A}\Delta\boldsymbol{P}=\boldsymbol{A}^T\Delta\boldsymbol{T} \tag{1-129}$$

其中

$$\boldsymbol{A}=\begin{bmatrix} A_{11} & A_{12}\cdots\cdots A_{1N} \\ A_{21} & A_{22}\cdots\cdots A_{2N} \\ \vdots & \vdots \quad\quad \vdots \\ A_{m1} & A_{m2}\cdots\cdots A_{mN} \end{bmatrix} \tag{1-130}$$

$$\boldsymbol{\Delta T}=\begin{bmatrix} \Delta T_1 \\ \Delta T_2 \\ \vdots \\ \Delta T_m \end{bmatrix} \tag{1-131}$$

$$\boldsymbol{\Delta P}=\begin{bmatrix} \Delta P_1 \\ \Delta P_2 \\ \vdots \\ \Delta P_N \end{bmatrix} \tag{1-132}$$

而$\boldsymbol{A}^T$为矩阵$\boldsymbol{A}$的转置。

(1-129) 式为一含N个未知数ΔP_1，ΔP_2，…，ΔP_N的N元一次联立方程，解之就得到满足δ极小的最佳步长矢量$\boldsymbol{\Delta P}$。然后对$\boldsymbol{P}^i$进行校正，求得$\boldsymbol{P}^{i+1}$。

但由于对非线性函数δ线性化的结果，这样求得的$\boldsymbol{\Delta P}$并不能保证使δ函数达到极小点，而只是使它向极小点靠近了一步，达到了$\boldsymbol{P}^{i+1}$点（$\boldsymbol{P}^{i+1}=\boldsymbol{P}^i+\boldsymbol{\Delta P}$），为了求得真正的极小点，还需重复上述步骤，反复迭代，逐次逼近，才能使$T_L(k,\ \boldsymbol{P}^i)$真正接近于$T_s(k)$，从而求得满意的结果。

以上仅讨论了用基于L_2范数的最小二乘法反演传输函数求取地电断面参数的基本原理。在最小二乘法中，为了加快收敛过程，总是希望从初始模型出发，选最佳的方向，按最优的步长搜索逼近方差函数δ的极小点。为此，人们采取了许多措施，提出了各种行之有效的反演方法，如梯度法，高斯—牛顿法，牛顿—拉甫生法，阻尼最小二乘法（或称马夸特法）等。除了最小方差原理以外，电法专家们还提出了其他一些原理，如基于L_1范数的反演方法，基于奇异值分解（Singular Value Decomposition，SVD）和广义逆的广义反演法，以及直接反演法等。某些常用的反演方法，我们将在后面简单加以介绍。

（2）直接反演视电阻率曲线求取断面参数

将（1-111）式代入（1-59）式，得

$$\rho_s'(x)=\int_{-\infty}^{\infty} T_1(y)b(x-y)dy \tag{1-133}$$

式中

$$b(x-y)=J_1(e^{x-y})\ e^{2(x-y)} \tag{1-134}$$

当离散采样时，上式可化为

$$\rho_s'(i)=\sum_{i-k=1}^{L} T_1(k)b(i-k) \tag{1-135}$$

式中

$$b(i-k)=\int_{-\infty}^{\infty}\frac{\sin\dfrac{\pi S}{\Delta y}}{\dfrac{\pi S}{\Delta y}}J_1[(i-k)\Delta y-S]e^{2[(i-k)\Delta y-S]}dS$$

显然，(1-135) 也是褶积求和表达式，如将$T_1(k)$ 看为输入，$\rho_s'(i)$ 看作输出，则$b(i-k)$就是滤波器的滤波系数。$b(i-k)$ 只与$T_1(y)$ 的采样间隔有关，而与地电断面无关，可以事先计算。在已知滤波系数后，不难根据地电断面的参数计算的传输函数，按(1-135) 式作视电阻率曲线的正演计算，求得理论视电阻率曲线$\rho_s'(i)$ 或 $\rho_L(k, \boldsymbol{P}^i)$，并按最小方差原理计算断面参数。如以$\delta$表示相对方差，则

$$\delta=\sum_{k=1}^{M}\left[\frac{\rho_s(k)-\rho_L(k,\boldsymbol{P}^i)}{\rho_s(k)}\right]^2 \tag{1-136}$$

和以前一样，$\boldsymbol{P}$代表模型参数向量，i代表迭代次数。当$i=0$时，即为初始模型。M是参与反演的视电阻率的个数。如将 $\rho_L(k, \boldsymbol{P}^i)$ 在 $\boldsymbol{P}^i$ 附近按台劳级数展开，并忽略二次以上的高次项，并利用 (1-136) 可得

$$\delta=\sum_{k=1}^{M}\left\{\frac{\rho_s(k)-\rho_L(k,\boldsymbol{P}^i)-\sum_{j=1}^{N}\frac{\partial\rho_L(k,\boldsymbol{P}^i)}{\partial P_j}\Delta P_j}{\rho_s(k)}\right\}^2$$

式中，$N=2n-1$，n为层数，P_j为模型参数向量$\boldsymbol{P}^i$之第j个参数，ΔP_j为其增量。

根据多元函数的极值理论，δ极小必须满足

$$\frac{\partial\delta}{\partial\Delta P_j}=0,\quad j=1,2,\cdots N$$

在对δ求偏导数后，经整理简化得

$$\boldsymbol{A}^T\boldsymbol{A}\Delta\boldsymbol{P}=\boldsymbol{A}^T\Delta\boldsymbol{\rho} \tag{1-137}$$

其中

$$\begin{aligned}A(k,j)&=\frac{\partial\rho_L(k,\boldsymbol{P}^i)}{\partial P_j}\cdot\frac{1}{\rho_s(k)}=A_{kj}\\ \Delta\rho_s(k)&=[\rho_s(k)-\rho_L(k,\ \boldsymbol{P}^i)]/\rho_s(k)\\ \Delta P(j)&=\Delta P_j\end{aligned} \tag{1-138}$$

且矩阵$\boldsymbol{A}$和$\Delta\boldsymbol{P}$在形式上和 (1-130)，(1-132)相同，而 (1-137) 和(1-129)形式上也完全一致。这种正态方程的解法很多，如有兴趣，可参阅反演理论和线性代数的有关书籍。

和拟合T 曲线相似，基于最小二乘原理，用拟合 ρ_s 曲线解反演问题，也要选定初始模型，也要反复迭代，才能求得真正满意的结果。

由于视电阻率与断面参数间的函数关系及其偏导数比较复杂，拟合ρ_s曲线要比拟合 T 曲线要慢得多。但拟合T曲线的精度不高，因此，有人提出先拟合T曲线，把求得的断面参数作为初值，再进一步拟合ρ_s曲线，这样可兼顾速度和精度。

5．阻尼最小二乘法

采用 (1-121) 和 (1-136) 这种最小方差形式的目标函数，在迭代过程中，由于矩阵的求逆条件较差，有时无法收敛，甚至使反演失败。为了解决这个矛盾，有人提出了修改的阻尼最小二乘法（或称马夸特法）。其目标函数如下

$$\delta=\sum_{k=1}^{m}\left[\frac{f_s(k)-f_L(k,\boldsymbol{P}^i)}{f_s(k)}\right]^2+\alpha\sum_{j=1}^{N}\left(\frac{1}{P_j}\Delta P_j\right)^2 \tag{1-139}$$

式中$f_s(k)$，$f_L(k,\ \boldsymbol{P}^i)$ 既可代表 $T_s(k)$，$T_L(k,\ \boldsymbol{P}^i)$，也可代表 $\rho_s(k)$，$\rho_L(k,\ \boldsymbol{P}^i)$，$\alpha$为阻

尼系数。这样构造目标函数，不但考虑了拟合误差，而且还对步长加以约束。因此，在迭代过程中，可以通过不断修改 α 的办法，找到最优的收敛方向和最佳的校正步长，从而能以最快的速度从初始模型出发求得方差函数的极小点。

6．影响电测深曲线解释精度的因素分析

虽然，水平层状介质电测深曲线的解释在数学上已发展到相当完善的地步，但由于种种原因，解释仍有误差。这是由于：

①观测误差的存在和电极距的非连续变化。观测误差可能来自布极、测量和计算。由于原始数据有误差，解释结果就不可能达到尽善尽美的程度；加之实际工作中，不可能使电极距连续变化，并观测与之对应的连续视电阻率曲线，在理论上就造成了使反演结果不可能唯一。

②实际地形并非水平，地电断面并非标准的水平均匀层状介质。这种地质噪声，往往是影响电测深曲线的重要因素。

③各种外电场的干扰（包括天然干扰和各种人工干扰）不仅使野外工作发生困难，而且也给解释带来麻烦用具有干扰的观测数据进行反演和解释，也必然会有误差。

④电测深曲线的等值性也是解释非唯一性重要原因之一，等值范围越大，非唯一性越严重。

第二章　大地电磁测深法

大地电磁测深法(Magnetotelluric Sounding)，简称MT，是苏联学者Tikhonov(1950)和法国学者Cagniard（1953）50年代初提出来的、利用天然交变电磁场研究地球电性结构的一种地球物理勘探方法。由于它不用人工供电，成本低，工作方便，不受高阻层屏蔽，对低阻层分辨率高，而且勘探深度随电磁场的频率而异，浅可以几十米，深可达数百公里，因此，近年来在许多领域都得到了成功的应用，引起了地球物理学家的广泛兴趣和极大的重视。

据报道，MT在苏联、美国、加拿大、澳大利亚、东欧、日本、冰岛等国的地球物理勘探工作中都占有重要地位。近十年来，在我国也取得了突飞猛进的发展。特别是在引进一批先进的仪器设备后，其勘探效果已逐渐被地球物理学家所公认。现在已成为深部地球物理探测的一种重要方法和必不可少的手段；在石油和天然气的普查与勘探中，该方法是其他地球物理勘探方法，特别是地震法的一种重要的补充；此外，在地热田的调查、天然地震的预测预报等方面，MT都发挥了或者正在发挥着重要的作用。

和任何新生事物一样，大地电磁的发展也不是一帆风顺的。自50年代初问世以来，由于仪器测量精度不够，加之理论也不完善，它曾一度被打入冷宫，只是在六十年代初引入模拟记录，在数字处理和解释中采用张量分析后，大地电磁才开始进入实际应用阶段。随着数字技术的发展和数字化仪的推广，大地电磁法的地质效果才最终被地球物理学家所承认。在我国，虽然60年代初就引进了大地电磁法并开始了仪器的研制和方法的实验，然而，由于同样的原因，直至80年代初，在实际应用方面还没有取得任何突破性的进展。

大地电磁法（即大地电磁测深法）不仅给石油和天然气的普查与勘探增添了一种新的手段和方法，而且也给那些地震勘探难以进行（如火成岩和碳酸盐岩覆盖地区）和难以到达地区的石油勘探展示了新的前景。

大地电磁法也有它的不足。首先，野外施工期限和每个测点上数据采集时间都受大地电磁场变异的强弱制约，记录的质量也取决于场源的性质和尺寸，这种"靠天吃饭"的被动源工作方式，无疑会大大影响工作效率，增加工作成本；其次，体积勘探的性质决定了MT的分辨力不高，而且电阻率越高、频率越低，分辨能力越低；第三，观测误差，特别是低频的观测误差较大，而且观测误差的大小不仅受场源性质，构造的复杂程度和干扰的大小所制约，而且也有赖于观测时间的长短和叠加次数的多少；第四，在复杂地质条件下的资料处理和解释方法还很不成熟，有待进一步研究和发展。

第一节　大地电磁测深法的地质、地球物理基础

岩石的电性差别不仅是电测深法而且也是大地电磁测深法的基础和前提。不同种类的岩石的电阻率存在着明显的差异，这已为大量的事实所证明。因此，大地电磁法和电测深法一样可以在地质工作中发挥它应有的作用。这里，我们将着重分析大地电磁法的地质、地球物理基础的另一个侧面：天然大地电磁场及其特征。

一、大地电磁场及其特征

大家知道，地磁场可分为基本场和变化场两大部分。基本场起因于地球的内部，是磁法勘探的研究对象；而变化场的起因却源于地球的外部，是大地电磁法和磁变测深等的研究对象，因此，这种变化场又称为大地电磁场或大地电磁变异。

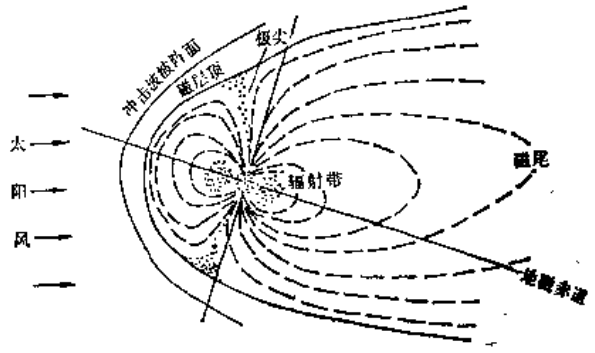


图 2-1　太阳风和地球磁层

根据现代理论，大地电磁变异与太阳风引起高空电离层的电流运动以及大气中的放电现象等有关，如图2-1所示。研究表明，在地球表面不仅随时随地都存在大地电磁场，而且具有一定的规律和特征。

首先，大地电磁变异可分为磁暴、磁湾、地磁脉动和雷电等几种形式（石应骏等，1985）。

磁暴是一种振幅变化十分剧烈的不规则电磁变异，有弱磁暴（变化幅度150～300伽马●），大磁暴（变化幅度300～500伽马），强磁暴（变化幅度大于500伽马）之分。磁暴的变化过程可以分为三个相应阶段：即初始期，主相期和恢复期，如图2-2所示。

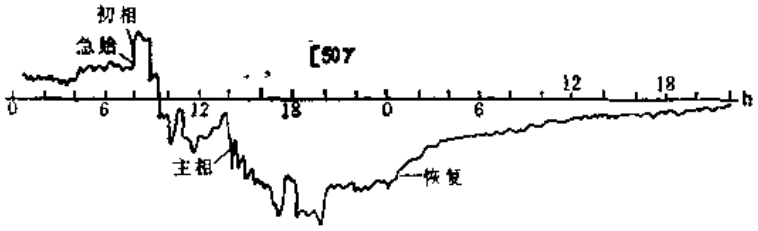


图 2-2　磁暴（1959年7月14日—15日，佘山台记录）

磁湾是一种形如海湾的地磁场变异，如图2-3所示。磁湾一般出现在地方时零时左右，若开始时磁场的水平分量减小，称负磁湾，反之称正磁湾。磁湾延续时间一般仅一到二小时，变化幅度仅为几伽马。

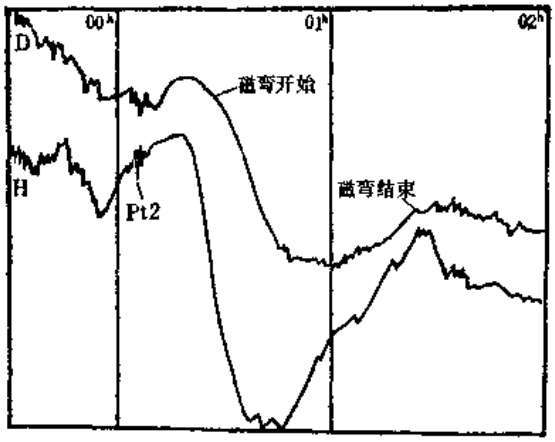


图 2-3　磁湾记录（1971年5月19日，天水镇）

地磁脉动是一种正弦形或近似正弦形的地磁变异，其周期一般为几秒到几百秒，振幅通常为几十分之一到几十伽马。地磁脉动又可分为规则脉动（P_c）和不规则脉动（P_i）等两大类，每一类又根据其周期范围分为若干小类，如表2-1所示。

雷电产生的地磁变异，呈短暂的脉动形式。其振幅变化很大，并具有强烈的地区性和季节性。其频谱成分一般为高频。

其次，大地电磁场还有明显的空间和时间的分布规律性。一般讲，高纬度和中纬度强而

● 1伽马$=10^{-9}$特斯拉（T）。

表 2-1

类　型	P_c						P_t		
	P_{c_1}	P_{c_2}	P_{c_3}	P_{c_4}	P_{c_5}	P_{c_6}	P_{t_1}	P_{t_2}	P_{t_3}
周期 (s)	0.2～5	5～10	10～45	45～150	150～600	>600	1～40	40～150	>150

低纬度弱；夏季强，冬季弱；白天强，夜间弱。

第三，大量的统计表明，大地电磁场的频谱成分极其丰富，各种不同频率都有能量存在，而且振幅谱也很有规律，如图2-4所示。由图可见，大地电磁场在低频段($<10^{-1}$Hz)和高频级(>10Hz)的能量强，而在1Hz附近的中频段(10^{-1}Hz$<f<$1Hz)能量弱。以地磁场为例，在较宽的频带范围内，其振幅仅为10^{-1}～10^{-2}伽马，而在1Hz附近会降到10^{-3}伽马以下。由图2-4还可以看出，大地电磁场的能量在随频率升高（高频段）和降低（低频段）而增加的总趋势中，在不同的频率段上还有极值存在，这是规则脉冲和不规则脉冲的反映。

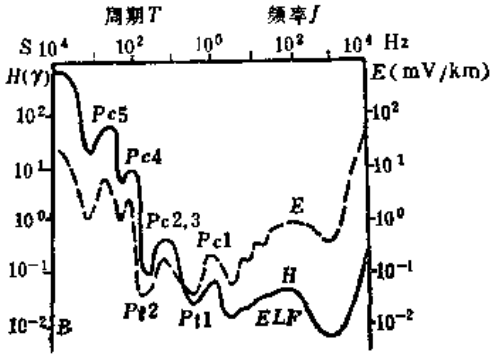


图 2-4　大地电磁场的振幅谱

二、麦克斯威方程

除了空间和时间上的分布、波形和能谱上的规律以外，大地电磁波在介质中的传播也是有规律的。这就是必须遵从麦克斯威方程。在实用单位制中，麦克斯威方程组如下：

$$\left.\begin{aligned}\nabla\times H&=j+\frac{\partial D}{\partial t}\\ \nabla\times E&=-\frac{\partial B}{\partial t}\\ \nabla\cdot D&=q\\ \nabla\cdot B&=0\end{aligned}\right\}\tag{2-1}$$

式中　E——电场强度；

H——磁场强度；

D——电感应强度；

B——磁感应强度；

j——电流密度；

q——自由电荷；

∇——哈密顿算符。

在直角坐标系中为

$$\nabla=\frac{\partial}{\partial x}\mathbf{i}+\frac{\partial}{\partial y}\mathbf{j}+\frac{\partial}{\partial z}\mathbf{k}\tag{2-2}$$

∇和矢量场的点积和叉积，分别表示矢量场的散度和旋度。例如

$$\mathrm{div}\boldsymbol{A}=\nabla\cdot\boldsymbol{A}=\frac{\partial Ax}{\partial x}+\frac{\partial Ay}{\partial y}+\frac{\partial Az}{\partial z}\tag{2-3}$$

$$\mathrm{rot}\boldsymbol{A}=\begin{vmatrix} \mathbf{i} & \mathbf{j} & \mathbf{k} \\ \dfrac{\partial}{\partial x} & \dfrac{\partial}{\partial y} & \dfrac{\partial}{\partial z} \\ A_x & A_y & A_z \end{vmatrix} \tag{2-4}$$

(2-1) 式的物理意义是：电场可以是自由电荷q引起的发散场，也可以是变化磁场引起的涡旋场；磁场H是由传导电流j和位移电流$\frac{\partial D}{\partial t}$激励产生的涡旋场。交变电磁场在互相激励、互相转化的过程中，以波的形式在介质中传播。电磁波的波动方程描述了电场和磁场随空间和时间的变化规律，是大地电磁场必须遵守的基本方程。

然而，由于高空电离层距地面很远，场源的尺寸又远远大于探区的范围，加之空气电阻率与地层电阻率之比实际上为无限，因此，大地电磁场可近似当作从高空垂直入射的平面电磁波。大地电磁场这种特殊性，不但使大地电磁法在实践中成为可能，而且给正反演计算带来了极大的方便。

和任何波动一样，大地电磁波在电性分界面也要发生反射，折射，绕射……等，并且要满足相应的边界条件，即

①电场和磁场的切线分量连续，

$$E_{1t}=E_{2t},\qquad H_{1t}=H_{2t} \tag{2-5}$$

②电感应强度和磁感应强度的法向分量连续，

$$D_{1n}=D_{2n},\qquad B_{1n}=B_{2n} \tag{2-6}$$

③电流密度的法向分量连续，

$$j_{1n}=j_{2n} \tag{2-7}$$

④在无穷远处电磁场诸分量均为零。

综上所述，岩石的电阻率是有差异的，大地电磁场是存在的，在介质中大地电磁场的传播是有规律的，这些规律是可以认识和利用的。

第二节　水平均匀层状介质中大地电磁测深理论

假定地球模型是由水平均匀层状介质所组成，其电阻率只是深度的函数，即$\rho=\rho(z)$，我们称这种模型叫Cagniard模型。Cagniard模型虽然简单，但却有重要的理论和实用价值。在某种程度上，该模型可以作为许多地区，特别是沉积盆地中地球模型的代表。因此，水平均匀层状介质条件下的大地电磁测深理论，就成了我们讨论的重点和进一步深入研究的基础和出发点。

一、水平均匀层状介质中的大地电磁场

(2-1) 式是大地电磁场所遵循的基本微分方程式，由于大地电磁法应用的频率都很低，一般$f<10$Hz，这时在导电介质中的位移电流$\frac{\partial D}{\partial t}$与传导电流$j$相比可以忽略不计 ($\omega\varepsilon\ll\sigma$)，在谐变场$e^{-i\omega t}$的情况下，假定介质无磁性 ($\mu=\mu_0$)，并利用

$$\boldsymbol{j}=\sigma\boldsymbol{E} \tag{2-8}$$

$$\boldsymbol{D}=\varepsilon\boldsymbol{E} \tag{2-9}$$

$$\boldsymbol{B}=\mu_0\boldsymbol{H} \tag{2-10}$$

(2-1) 式变为

$$\left.\begin{aligned}\nabla\times\boldsymbol{E}&=i\omega\mu_0\boldsymbol{H}\\ \nabla\times\boldsymbol{H}&=\sigma\boldsymbol{E}\\ \nabla\cdot\boldsymbol{H}&=0\\ \nabla\cdot\boldsymbol{E}&=0\end{aligned}\right\}\qquad(2\text{-}11)$$

这里σ是介质的导电率，ε和μ分别为介质的介电率和导磁率。若以ε_0和μ_0表示真空中的介电率和导磁率，则在实用单位制中

$$\varepsilon_0=\frac{1}{36\pi}\times10^{-9}\quad \mathrm{F/m}\qquad(2\text{-}12)$$

$$\mu_0=4\pi\times10^{-7}\quad \mathrm{H/m}\qquad(2\text{-}13)$$

式中$\nabla\cdot\boldsymbol{E}=0$和$\nabla\cdot\boldsymbol{H}=0$说明在导电介质中电场和磁场均为无散场。(2-11)式是大地电磁测深理论研究的出发点。

将 (2-11)中第一式两边取旋度

$$\nabla\times\nabla\times\boldsymbol{E}=i\omega\mu_0(\nabla\times\boldsymbol{H})$$

由矢量分析知

$$\nabla\times\nabla\times\boldsymbol{E}=\nabla(\nabla\cdot\boldsymbol{E})-\nabla^2\boldsymbol{E}=-\nabla^2\boldsymbol{E}$$

等式两边用 (2-11) 中第二式代入，简化得

$$\nabla^2\boldsymbol{E}-k^2\boldsymbol{E}=0\qquad(2\text{-}14)$$

其中

$$k=\sqrt{-i\omega\mu_0\sigma}\qquad(2\text{-}15)$$

称为复波数。

用类似的方法可以求得

$$\nabla^2\boldsymbol{H}-k^2\boldsymbol{H}=0\qquad(2\text{-}16)$$

(2-14) 和 (2-16) 称为赫姆霍茨方程，它们是在谐变场情况下$\boldsymbol{E}$波和$\boldsymbol{H}$波之波动方程。∇^2称为拉普拉斯算符，在直角坐标系中

$$\nabla^2=\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial y^2}+\frac{\partial^2}{\partial z^2}$$

在给定边界条件下求电磁场的分布，就是求赫姆霍茨方程的定解问题，它的解法在一般的偏微分方程的教科书中都可以找到。这里，着重讨论它的结果。为使问题清楚，我们先从均匀介质中电磁波的传播讲起。

1. 均匀介质中的大地电磁场

如图2-5所示，假设平面电磁波垂直入射于均匀各向同性的介质表面，由于电磁场沿水平方向 (x, y) 上是均匀的，假定电场沿x方向极化，则 (2-14) 和 (2-16) 式简化为

$$\frac{\partial^2E_x}{\partial z^2}-k^2E_x=0\qquad(2\text{-}17)$$

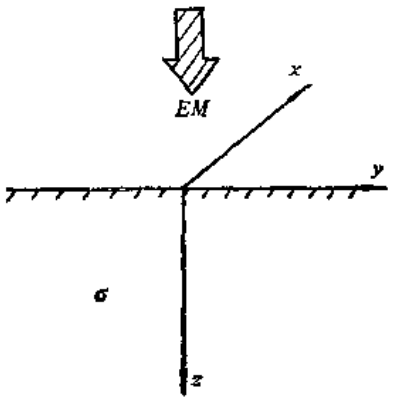


图 2-5 均匀介质与大地电磁场

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial z^2} - k^2 H_y = 0 \tag{2-18}$$

式中E_x和H_y分别表示x方向的电场和y方向上的磁场，其解为

$$E_x(z) = Ae^{-kz} \tag{2-19}$$

$$H_y(z) = \frac{A}{i\omega\mu_0}\frac{\partial E_x(z)}{\partial z}$$

$$= -\frac{kA}{i\omega\mu_0}e^{-kz} \tag{2-20}$$

由此可见，在均匀各向同性介质中，大地电磁场有以下特征：

①E_x只与H_y有关（或E_y只与H_x有关），E_z和H_z都为零，换言之$\boldsymbol{E}$与$\boldsymbol{H}$互相垂直并分别与传播方向正交；

②电场分量E_x和磁场分量H_y的振幅和相位不仅与介质的电阻率及电磁场的频率ω有关，而且也与入射大地电磁场的性质有关。因此单用电场或磁场分量研究或确定介质的电阻率是不可能的。但是电场分量E_x和磁场分量H_y之比值$Z(\omega,z)$，即阻抗，却只与介质的电阻率和电磁波的频率ω有关，且

$$Z(\omega,z) = E_x(z)/H_y(z) = \sqrt{-i\omega\mu_0\rho} \tag{2-21}$$

由上式不难看出，阻抗$Z(\omega,z)$的相位始终是$-45°$，而由阻抗求得的电阻率

$$\rho = |Z(\omega,z)|^2/\omega\mu_0 \tag{2-22}$$

就是介质的真电阻率。

③将（2-19）改写为

$$E_x(\omega,z) = Ae^{-kz-i\omega t} = Ae^{-\gamma z+i\gamma z-i\omega t} \tag{2-23}$$

其中

$$\gamma = \sqrt{\frac{\omega\mu_0\sigma}{2}} \tag{2-24}$$

称为波数，而

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega\mu_0\sigma}} \tag{2-25}$$

称为穿透深度。由此可知，电磁波在介质中传播时振幅会发生衰减，当深度为δ时，电磁波的振幅仅为地面的$1/e$。

由（2-23）还可以看出，大地电磁波的相速度

$$V = \frac{\omega}{\gamma} = \sqrt{\frac{2\omega}{\mu_0\sigma}} \tag{2-26}$$

不仅是介质电导率σ的函数，而且也是电磁波的频率ω之函数。换言之，电磁波存在频散现象，频率越高，速度越大。

2．水平均匀层状介质中的大地电磁场

在图2-6所示的水平均匀层状介质情况下，赫姆霍茨方程（2-14）和（2-16）的通解为

$$E_x^m(z) = A_m(\omega)e^{-k_m z} + B_m(\omega)e^{k_m z} \tag{2-27}$$

$$H_y^m(z) = \frac{-k_m}{i\omega\mu_0}[A_m(\omega)e^{-k_m z} - B_m(\omega)e^{k_m z}] \tag{2-28}$$

其中m代表层序，因而 $k_m=\sqrt{-i\omega\mu_0\sigma_m}$ 是第m层之复波数，而$A_m(\omega)$、$B_m(\omega)$代表第 m 层介质中上行波和下行波之振幅。

由(2-27)和 (2-28) 可知，在水平均匀层状介质情况下：

①和均匀介质一样，电磁场只有 E_x, H_y (或E_y, H_x) 分量，E_z和H_z都为零。换言之E与H互相垂直，并分别与电磁波的传播方向正交；

②阻抗$Z(\omega, z)$不再是介质电阻率的简单函数，其相位也不再恒等于 $-45°$，它们都是各层电阻率与厚度之复杂函数；

③电磁波在水平均匀介质中传播时，也存在衰减和频散现象，但它们与介质电阻率的关系，远较均匀介质复杂得多。

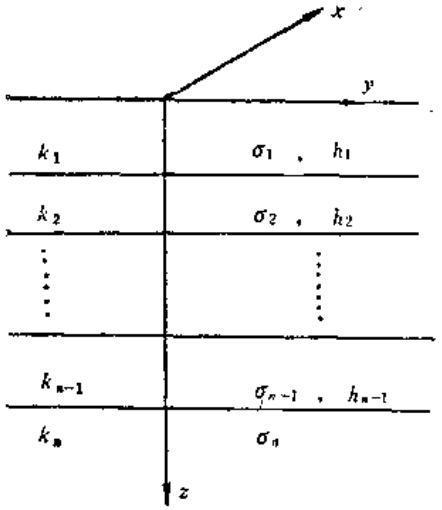


图 2-6 层状介质

二、水平均匀层状介质中的大地电磁响应

目前，大地电磁响应函数有三种形式不同的定义，它们是：

①阻抗

$$Z(\omega,z)=\frac{E(z)}{H(z)}(\Omega) \tag{2-29}$$

②导纳●

$$C(\omega,z)=\frac{Z(z)}{i\omega\mu_0}=\frac{E(z)}{E'(z)}(\mathrm{m}) \tag{2-30}$$

这里

$$E'(z)=\frac{dE(z)}{dz}=i\omega\mu_0 H(z)$$

③视电阻率及其相位

$$\rho_s(\omega,z)=\frac{|Z(\omega,z)|^2}{\omega\mu_0}\ (\Omega\cdot\mathrm{m}) \tag{2-31}$$

$$\varphi(\omega,z)=\tan^{-1}\left[\frac{\mathrm{Im}Z(\omega,z)}{\mathrm{Re}Z(\omega,z)}\right] \tag{2-32}$$

以上三种定义相继出现于不同文献和教科书中，它们之间除表达形式外并无本质的区别。本书中，为叙述和使用方便，在理论分析时我们采用阻抗，而在实际应用时又采用视电阻率及相位的方式。

三、阻抗的递推公式

由 (2-27) 和 (2-28) 式知，在水平均匀层状介质的第m层中，阻抗

●$C(\omega, r)$ 的量纲不是导纳的量纲。

$$Z_m(\omega,z)=\frac{E_x^m(z)}{H_y^m(z)}$$

$$=-\frac{i\omega\mu_0}{k_m}\ \frac{A_m(\omega)e^{-k_m z}+B_m(\omega)e^{k_m z}}{A_m(\omega)e^{-k_m z}-B_m(\omega)e^{k_m z}}$$

$$=Z_{0m}\ \frac{e^{-k_m z+\ln\sqrt{\frac{A_m}{B_m}}}+e^{k_m z-\ln\sqrt{\frac{A_m}{B_m}}}}{e^{-k_m z+\ln\sqrt{\frac{A_m}{B_m}}}-e^{k_m z-\ln\sqrt{\frac{A_m}{B_m}}}}$$

$$=Z_{0m}\ \begin{matrix}\coth\\ \mathrm{th}\end{matrix}\left(-k_m z\pm\ln\sqrt{\frac{A_m}{B_m}}\right) \tag{2-33}$$

在第m层介质中$A_m(\omega)$，$B_m(\omega)$是常数，在其底面，$z=h_m$时有

$$Z_m(\omega,h_m)=Z_{0m}\ \begin{matrix}\coth\\ \mathrm{th}\end{matrix}\left(-k_m h_m\pm\ln\sqrt{\frac{A_m}{B_m}}\right) \tag{2-34}$$

但由于电场和磁场分量在分界面上的连续性，因而第m层底面和第$m+1$层顶面的阻抗应该相等，故有

$$Z_{m+1}(\omega,0)=Z_{0m}(\omega,h_m)$$

将上式代入（2-34），经整理后得

$$\pm\ln\sqrt{\frac{A_m}{B_m}}=k_m h_m+\begin{matrix}\coth^{-1}\\ \mathrm{th}^{-1}\end{matrix}\frac{Z_{m+1}}{Z_{0m}} \tag{2-35}$$

式中 Z_{m+1}——$Z_{m+1}(\omega,0)$ 的缩写。

在第m层的顶面

$$Z_m=Z_m(\omega,0)=Z_{0m}\ \begin{matrix}\coth\\ \mathrm{th}\end{matrix}\left(\pm\ln\sqrt{\frac{A_m}{B_m}}\right)$$

将(2-35)式代入上式得

$$Z_m=Z_{0m}\ \begin{matrix}\coth\\ \mathrm{th}\end{matrix}\left(k_m h_m+\begin{matrix}\coth^{-1}\\ \mathrm{th}^{-1}\end{matrix}\frac{Z_{m+1}}{Z_{0m}}\right) \tag{2-36}$$

（2-36）式表明，第m层顶面之阻抗可用该层之参数k_m，h_m以及第$m+1$层介质顶面之阻抗Z_{m+1}及第m层介质之特征阻抗

$$Z_{0m}=\sqrt{-i\omega\mu_0\rho_m} \tag{2-37}$$

来表示。当第$m+1$层为最末一层时，

$$Z_{m+1}=\sqrt{-i\omega\mu_0\rho_{m+1}} \tag{2-38}$$

十分清楚，(2-36) 使我们有可能应用递推公式的办法计算n层地电断面之表面阻抗。

$$Z(\omega)=Z_{01}\ \begin{matrix}\coth\\ \mathrm{th}\end{matrix}\left\{k_1h_1+\begin{matrix}\coth^{-1}\\ \mathrm{th}^{-1}\end{matrix}\left[\sqrt{\frac{\rho_2}{\rho_1}}\ \begin{matrix}\coth\\ \mathrm{th}\end{matrix}\left(k_2h_2+\cdots\cdots+\begin{matrix}\coth^{-1}\\ \mathrm{th}^{-1}\end{matrix}\sqrt{\frac{\rho_n}{\rho_{n-1}}}\right)\right]\right\} \tag{2-39}$$

对二层地电断面而言，

$$Z(\omega)=Z_{01}\ \begin{matrix}\coth\\ \mathrm{th}\end{matrix}\left(k_1h_1+\begin{matrix}\coth^{-1}\\ \mathrm{th}^{-1}\end{matrix}\sqrt{\frac{\rho_2}{\rho_1}}\right) \tag{2-40}$$

对三层断面而言，

$$Z(\omega)=Z_{01}\begin{matrix}\coth\\ \text{th}\end{matrix}\left\{k_1h_1+\begin{matrix}\coth^{-1}\\ \text{th}^{-1}\end{matrix}\left[\sqrt{\frac{\rho_2}{\rho_1}}\begin{matrix}\coth\\ \text{th}\end{matrix}\left(k_2h_2+\begin{matrix}\coth^{-1}\\ \text{th}^{-1}\end{matrix}\sqrt{\frac{\rho_3}{\rho_2}}\right)\right]\right\} \tag{2-41}$$

在（2-39）至（2-41）中，凡$\rho_i>\rho_{i-1}$则取双曲余切coth及其反函数$\coth^{-1}$，反之则取双曲正切th及其反函数th^{-1}。

四、视电阻率的概念

在均匀介质情况下，由（2-22）式可以直接求得介质的电阻率，

$$\rho=\frac{|Z(\omega,0)|^2}{\omega\mu_0}=\frac{|Z(\omega)|^2}{\omega\mu_0} \tag{2-42}$$

如果在非均匀介质中，比如在水平均匀层状介质中，我们也用(2-42)，求得的不会是介质的电阻率，而是在电磁场分布范围内，介质电阻率的综合反映，称为该频率的视电阻率，并记为

$$\rho_s(\omega)=\frac{|Z(\omega)|^2}{\omega\mu_0} \tag{2-43}$$

显然，视电阻率$\rho_s(\omega)$不仅与地电断面、电磁波的频率有关，而且与测点相对于电性不均匀体的位置等因素有关。

如果将（2-39），(2-40)，(2-41）式中的表面阻抗$Z(\omega)$代入（2-43）就可求得相应地电断面不同频率的理论视电阻率和视电阻率曲线，并把它用于研究地下介质电阻率的分布。

在计算阻抗时，如电场$E(\omega)$的单位取为mV/km，磁场$H(\omega)$的单位取为伽马，则经简单的单位变换后，(2-43）式可以写为

$$\rho_s(\omega)=0.2T|Z(\omega)|^2\ (\Omega\cdot\text{m}) \tag{2-44}$$

式中 T——电磁波之周期，单位为秒。

五、视电阻率曲线的类型和图示

和电测深曲线一样，大地电磁测深视电阻率曲线的类型也完全取决于地电断面。

在二层断面情况下，$\rho_2>\rho_1$称G型，$\rho_2<\rho_1$称为D型。在三层情况下有四种类型，

$\rho_1>\rho_2<\rho_3$　H型

$\rho_1<\rho_2<\rho_3$　A型

$\rho_1<\rho_2>\rho_3$　K型

$\rho_1>\rho_2>\rho_3$　Q型

在四层情况下有八种类型，

$\rho_1>\rho_2<\rho_3>\rho_4$　HK型，

$\rho_1>\rho_2<\rho_3<\rho_4$　HA型，

$\rho_1<\rho_2<\rho_3>\rho_4$　AK型

$\rho_1<\rho_2<\rho_3<\rho_4$　AA型

$\rho_1<\rho_2>\rho_3<\rho_4$　KH型

$\rho_1<\rho_2>\rho_3>\rho_4$　KQ型

$\rho_1>\rho_2>\rho_3>\rho_4$　　QQ型

$\rho_1>\rho_2>\rho_3<\rho_4$　　QH型

不难看出，五层地面断面有十六种类型，n层地电断面有2^{n-1}种类型。

人们习惯于将实测大地电磁测深曲线绘在双对数坐标纸上，纵坐标是$\lg\rho_s$，而横坐标有人采用$\lg T$或$\lg\sqrt{T}$，而有人又采用$\lg f$或$\lg\sqrt{f}$。这里T是大地电磁波的周期，f是频率。采用哪种图示法，完全取决于所用的软件系统以及解释人员的习惯。由于图示的方法不同，同一个地电断面的视电阻率曲线在形态上也不一致，如图2.7所示，读者应特别小心。为了不致于给读者造成混乱，本书中实测曲线将统一使用双对数坐标$\lg\rho_s\sim\lg\sqrt{T}$（或$\lg T$），而理论曲线的纵横坐标则采用$\lg\frac{\rho_s}{\rho_1}\sim\lg\frac{\lambda_1}{h_1}$，其中$\lambda_1$是电磁波在第一层介质中之波长，且

$$\lambda_1=\sqrt{10^7\rho_1 T}\quad(\mathrm{m})$$

如图2-7所示。至于相位曲线，纵轴取普通坐标，横轴一般与视电阻率曲线相同。

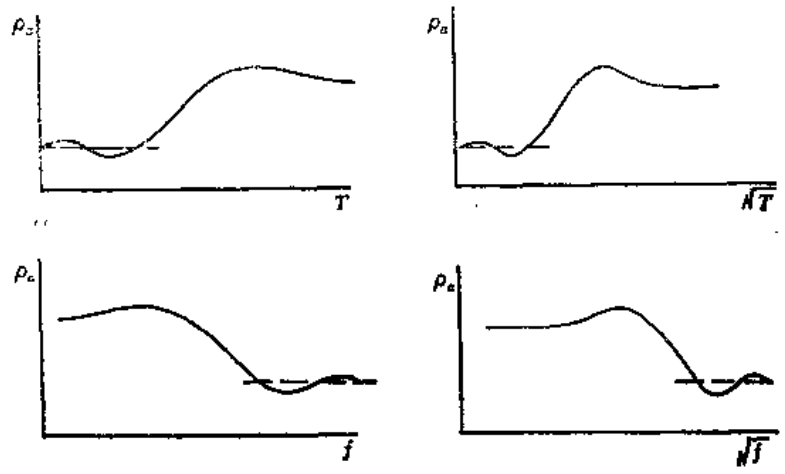


图 2-7　MT曲线图示法

六、水平均匀层状介质中大地电磁测深曲线的性质

将（2-39）代入(2-43)简化后得

$$\rho_s(\omega)=\rho_1|R|^2 \tag{2-45}$$

其中

$$R=\begin{matrix}\coth\\ \tanh\end{matrix}\left\{k_1h_1+\begin{matrix}\coth^{-1}\\ \tanh^{-1}\end{matrix}\left[\sqrt{\frac{\rho_2}{\rho_1}}\begin{matrix}\coth\\ \tanh\end{matrix}\left(k_2h_2+\cdots+\begin{matrix}\coth^{-1}\\ \tanh^{-1}\end{matrix}\sqrt{\frac{\rho_n}{\rho_{n-1}}}\right)\right]\right\} \tag{2-46}$$

对n层地电断面而言，视电阻率$\rho_s(\omega)$是断面参数ρ_1，ρ_2，$\cdots\rho_n$，h_1，$h_2\cdots h_{n-1}$以及大地电磁场的频率f（或圆频率$\omega=2\pi f$）的函数，即

$$\rho_s(\omega)=F(\rho_1,\ \rho_2,\ \cdots\rho_n,h_1,\ h_2,\cdots h_{n-1},\ \omega) \tag{2-47}$$

这是一种高次双曲函数。讨论大地电磁测深曲线的性质，就是分析视电阻率值对频率和断面参数的关系。为清楚起见，我们先以二层曲线为例，分别讨论曲线首支，尾支和中段的性质。

1. 二层大地电磁测深曲线的性质

（1）二层视电阻率曲线首支（高频）渐近线

在二层情况下，若$\rho_2>\rho_1$，则

$$R=\coth\left(k_1h_1+\coth^{-1}\sqrt{\frac{\rho_2}{\rho_1}}\right) \tag{2-48}$$

当$\omega\to\infty$时，$|k_1h_1|\to\infty$，$R^2=1$，故$\rho_s(\omega)=\rho_1$。然而，$\omega\to\infty$的过程中，$\rho_s(\omega)$曲线以什么形式趋于ρ_1呢？

设

$$x=\sqrt{\frac{\omega\mu_0\sigma_1}{2}}h_1 \qquad y=\coth^{-1}\sqrt{\frac{\rho_2}{\rho_1}}$$

则（2-48）式可写为

$$\begin{aligned}R&=\coth[x+y-ix]\\&=\frac{1+\coth(x+y)\coth ix}{\coth(x+y)+\coth ix}\\&=\frac{1-i\cot x\coth(x+y)}{\coth(x+y)-i\cot x}\end{aligned} \tag{2-49}$$

所以

$$|R|^2=\frac{1+\cot^2x\coth^2(x+y)}{\cot^2x+\coth^2(x+y)} \tag{2-50}$$

由此可见，只要$\cot^2x=1$，则$|R|^2\equiv1$，因而$\rho_s(\omega)\equiv\rho_1$。换言之，这时视电阻率曲线与$\rho_s(\omega)=\rho_1$的直线相交，曲线以振荡的形式随$\omega$趋于无限而趋于$\rho_1$，如图2-8所示。

考虑到$\rho_s(\omega)$与ρ_1直线交点的横坐标与ρ_2/ρ_1值无关，不同的$y=\coth^{-1}\sqrt{\frac{\rho_2}{\rho_1}}$值上式都成立，都具有相同的交点，

$$x=\sqrt{\frac{\omega\mu_0\sigma_1}{2}}h_1=\frac{2\pi}{\lambda_1}h_1=\frac{\pi}{4}+n\pi$$

$$(n=0,1,2,\cdots)$$

其坐标应满足

$$\frac{\lambda_1}{h_1}=\frac{8}{4n+1} \tag{2-51}$$

因而，$\frac{\lambda_1}{h_1}=8,\frac{8}{5},\frac{8}{9}\cdots\cdots$时二层视电阻率曲线$\rho_s(\omega)$与$\rho_s(\omega)=1$这条直线相交，这里$h_1$是第一层的厚度，$\lambda_1$是电磁波在第一层介层中传播时的波长。

由（2-49）式不难看出，当$\cot x=0$，即

$$\frac{2\pi}{\lambda_1}h_1=\frac{\pi}{2}+n\pi$$

因而

$$\frac{\lambda_1}{h_1}=\frac{4}{2n+1},\quad n=0,1,2,\cdots$$

时，阻抗的相位为$-45°$，或相位曲线与$\varphi=-45°$直线相交，而交点的坐标分别为$\frac{\lambda_1}{h_1}=4$，

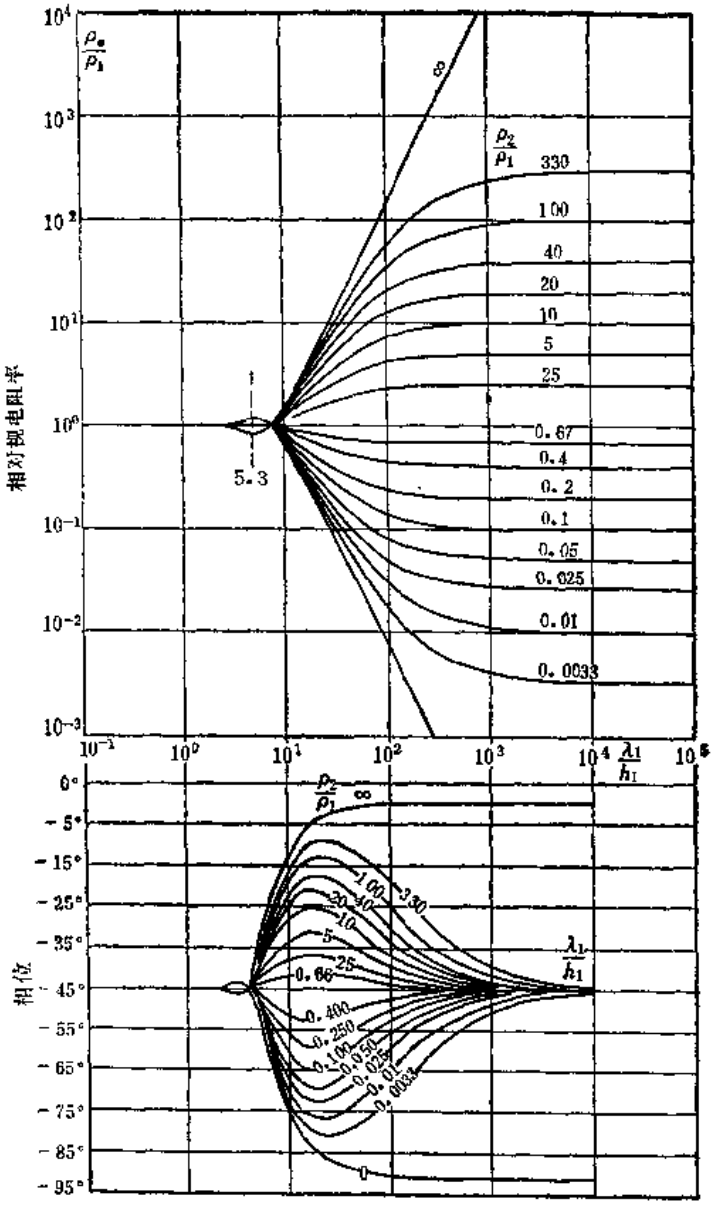


图 2-8　二层介质ρ_s、φ曲线

$\frac{4}{3}$，$\frac{4}{5}$…。这就说明，阻抗的相位曲线也和视电阻率曲线一样，以振荡的形式随$\omega\to\infty$而趋于首支渐近线，即－45°这条直线。而且随着频率的升高，振荡的峰值逐渐减小。

对$\rho_2<\rho_1$而言，不管视电阻率和相位曲线的首支渐近线随ω趋于无限的振荡形式，还是它们与这条直线交点的横坐标，都与$\rho_2>\rho_1$完全相同。

（2）二层视电阻率曲线尾支（低频）渐近线

当ω趋于零时，由（2-48）知，

$$R=\coth\left(\coth^{-1}\sqrt{\frac{\rho_2}{\rho_1}}\right)=\sqrt{\frac{\rho_2}{\rho_1}}$$

因而

$$\rho_s(\omega)=\rho_1|R|^2=\rho_2$$

即尾支渐近线趋于ρ_2。

下面讨论$\rho_2=\infty$和$\rho_2=0$两种特殊情况下的尾支渐近线。

①$\rho_2=\infty$时，由（2-48）知

$$R=\coth(k_1h_1)\doteq\frac{1}{k_1h_1}$$

因而，

$$\rho_s(\omega)=\rho_1\left|\frac{1}{k_1h_1}\right|^2=\frac{1}{\omega\mu_0S_1^2} \tag{2-52}$$

$$\lg\rho_s(\omega)=2\lg\sqrt{T}-\lg2\pi\mu_0S_1^2 \tag{2-53}$$

由此可见，在$\lg\rho_s(\omega)\sim\lg\sqrt{T}$双对数坐标中，$\rho_2=\infty$时，大地电磁测深曲线尾支渐近线与横轴成63°27′夹角，如图2-8所示。

由R的渐近表达式中，还不难看出，$\rho_2=\infty$时相位曲线尾支渐近线也为0°，如图2-8所示。

②$\rho_2=0$时

$$R=\text{th}(k_1h_1)=k_1h_1$$

因而，

$$\rho_s(\omega)=\rho_1|k_1h_1|^2=\omega\mu_0h_1^2 \tag{2-54}$$

$$\lg\rho_s(\omega)=2\pi\mu_0h_1^2-2\lg\sqrt{T} \tag{2-55}$$

在双对数坐标中，$\rho_2=0$时大地电磁测深曲线尾支渐近线与横坐标轴成－63°26′夹角的一条直线。而阻抗的相位曲线，也为与横轴平行的一条－90°的渐近线，如图2-8所示。

（3）二层视电阻率曲线中段的形态

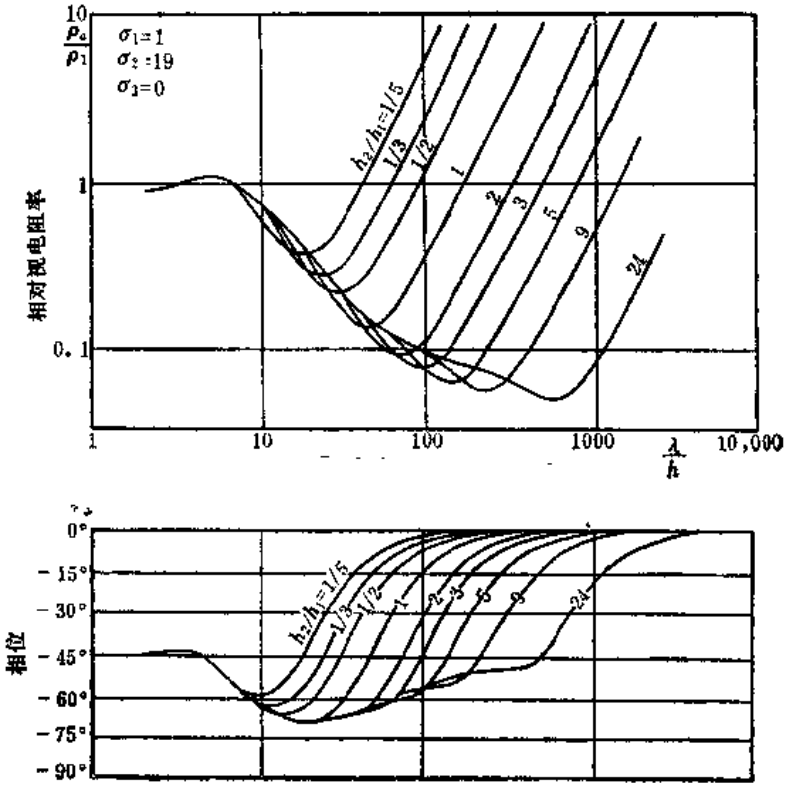


图 2-9 H型视电阻率和相位曲线

二层视电阻率曲线中段的形态，可以清楚反映断面的性质。$\rho_2>\rho_1$时，随着频率的降低，

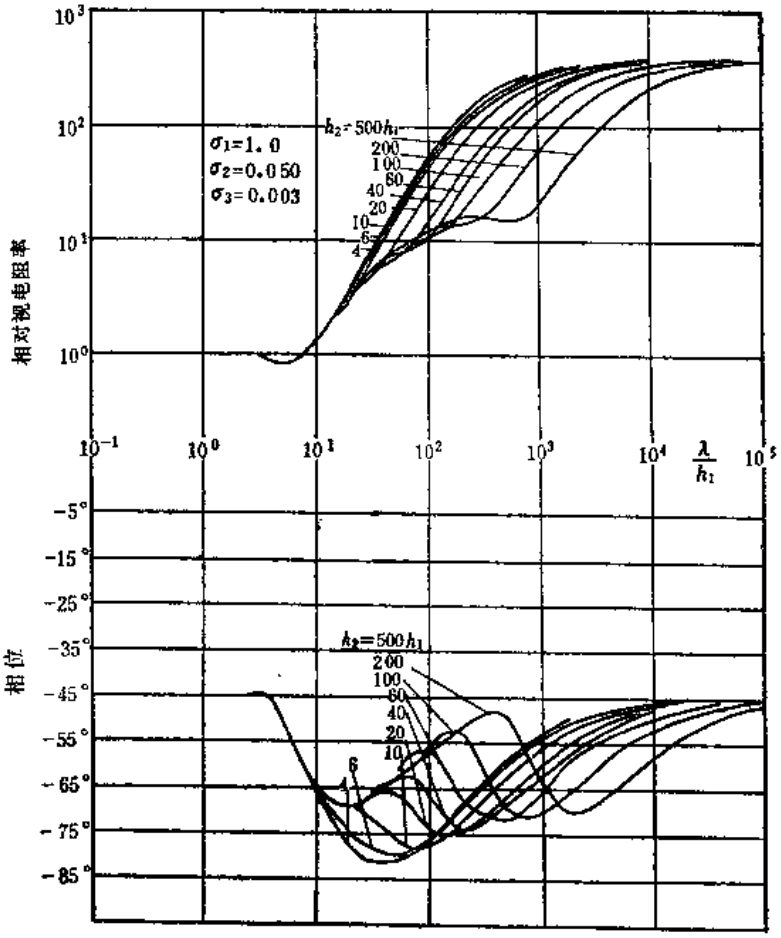


图 2-10　A型视电阻率和相位曲线

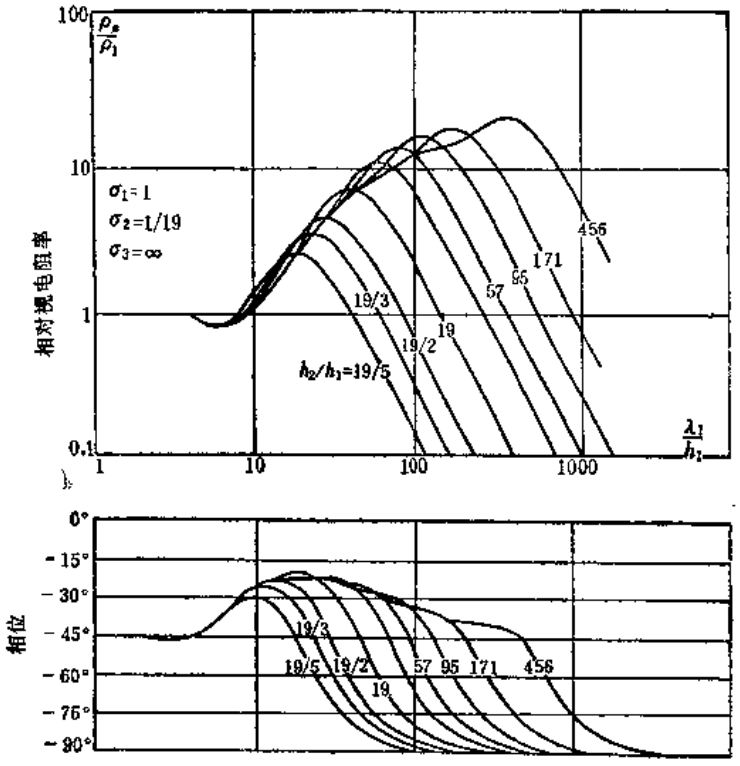


图 2-11　K型视电阻率和相位曲线

视电阻率$\rho_s(\omega)$逐渐由ρ_1增至ρ_2；$\rho_2<\rho_1$时，则相反，$\rho_s(\omega)$ 逐渐由ρ_1减小至ρ_2。

（4）二层大地电磁测深曲线的对称性

设有两个二层地电模型，ρ_1，h_1相同，而$\rho_2'=\frac{1}{\rho_2''}$。如$\rho_2'>\rho_1$，则

$$R'=\coth\left(k_1h_1+\coth^{-1}\sqrt{\frac{\rho_2'}{\rho_1}}\right)$$

$$R''=\mathrm{th}\left(k_1h_1+\mathrm{th}^{-1}\sqrt{\frac{\rho_2''}{\rho_1}}\right)$$

利用双曲函数的性质

$$\mathrm{th}(x+\mathrm{th}^{-1}y)=\frac{1}{\coth\left(x+\coth^{-1}\frac{1}{y}\right)}$$

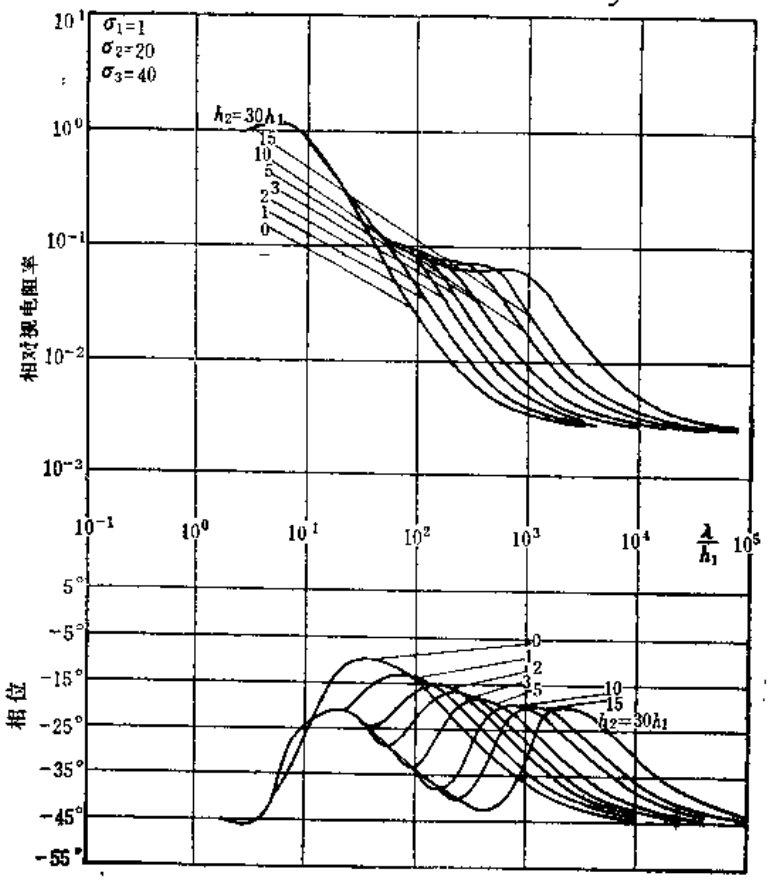


图 2-12 Q型视电阻率和相位曲线

可以很容易得知

$$R'=\frac{1}{R''}$$

因此，在双对数坐标中，两个地电断面相应的视电阻率和相位曲线完全对称。如图2-8所示

2．三层大地电磁测深曲线的性质

图2-9～图2-12是H、A、K、Q型三层断面的视电阻率和相位曲线。其性质、分析方法和二层曲线类似，现归纳如下：

（1）首支渐近线

当ω趋于无限时，视电阻率和相位曲线都以振荡的形式趋于首支渐近值。$\rho_s(\omega)\to\rho_1$，

$\varphi(\omega)\to -45°$。

（2）尾支渐近线

当ω趋于零时，三层大地电磁测深曲线的尾支趋于ρ_3，而相位趋于$-45°$

当$\rho_3=\infty$时，尾支渐近线为

$$\rho_s(\omega)=\frac{1}{\omega\mu_0 S^2} \tag{2-56}$$

在$\lg\rho_s(\omega)\sim\lg\sqrt{T}$的双对数坐标中，该渐近线与横轴成63°27′的直线。

当$\rho_3=0$时，尾支渐近线为

$$\rho_s(\omega)=\omega\mu_0 H^2 \tag{2-57}$$

它与横轴成$-63°26'$的直线。

在（2-56）和（2-57）中$S=\frac{h_1}{\rho_1}+\frac{h_2}{\rho_2}$，$H=h_1+h_2$分别为总纵向电导和基底的埋深。

（3）曲线的等值性

所谓等值性，就是在一定的观测误差范围内，一条大地电磁测深曲线与多个地电断面相应这种性质。

本来，理论曲线的正演计算作为微分方程的定解问题，其解是单一的。反演问题的唯一性在数学上也有严格的证明。那么为什么会出现等值性呢？应该指出，等值性的存在并非是对解唯一性定理的否定，它是由于一些地电断面所对应的理论曲线差别甚微，而实际观测，计算和图示都无法反映这种细小差别造成的。

为说明等值断面间的规律性，下面分不同断面进行讨论。

1）S_2等值性

对H和A型断面来说，当ρ_1，h_1，ρ_3不变，而h_2很小，$\mu_3=\frac{\rho_3}{\rho_2}$很大时，由于

$$R=\coth\left\{k_1h_1+\coth^{-1}\left[\sqrt{\frac{\rho_2}{\rho_1}}\coth\left(k_2h_2+\coth^{-1}\sqrt{\frac{\rho_3}{\rho_2}}\right)\right]\right\}$$

因为$\frac{\rho_3}{\rho_2}$很大，所以

$$R\doteq\coth\left\{k_1h_1+\coth^{-1}\left[\sqrt{\frac{\rho_2}{\rho_1}}\coth\left(k_2h_2+\sqrt{\frac{\rho_2}{\rho_3}}\right)\right]\right\}$$

又因h_2很小，$\frac{\rho_2}{\rho_3}$也很小，故

$$R\doteq\coth\left[k_1h_1+\coth^{-1}\left(\sqrt{\frac{\rho_2}{\rho_1}}\frac{1}{k_2h_2+\sqrt{\frac{\rho_2}{\rho_3}}}\right)\right]$$

$$=\coth\left(k_1h_1+\coth^{-1}\frac{1}{Z_{01}S_2+\sqrt{\frac{\rho_1}{\rho_3}}}\right) \tag{2-58}$$

其中$S_2=\frac{h_2}{\rho_2}$，$Z_{01}=\sqrt{-i\omega\mu_0\rho_1}$

由（2-58）可以看出，当满足以上条件时，只要S_2为常数，则R不变，因而视电阻率$\rho_s(\omega)$及其相位也保持不变，曲线呈现等值。这种等值性称为S_2等值性。这时，只要地电断面的S_2相等，视电阻率曲线保持等值。若对存在等值性的曲线进行解释，只能求得薄层的纵向电导，不能单值地确定岩层的厚度和电阻率。

S_2等值性的物理解释，因为良导薄层对地面大地电磁场的影响取决于其中的电流密度，而薄层中的电磁场近似均匀，根据直流电路的理论，电流密度只与岩层的纵向电导有关。只要保持良导薄层的纵向电导不变，而厚度和电阻率的变化并不影响其中电流密度的分布，相应视电阻率曲线也无多大差别。但是，这种规律并不适用于厚层，包括良导厚层，因为此时电磁场分布并不均匀，厚度和电阻率的变化对电磁场具有不同的影响。所以，即使纵向电导保持不变，只要厚度和电阻率发生变化，视电阻率曲线也将有明显的区别。

2）H_2等值性

对K、Q型曲线而言，

$$R=\text{th}\left\{k_1h_1+\text{th}^{-1}\left[\sqrt{\frac{\rho_2}{\rho_1}}\text{th}\left(k_2h_2+\text{th}^{-1}\sqrt{\frac{\rho_3}{\rho_2}}\right)\right]\right\}$$

当ρ_1，h_1，ρ_3不变，且$\mu_3=\frac{\rho_3}{\rho_2}$很小，$h_2$也很小时，

$$\begin{aligned}R&\approx\text{th}\left\{k_1h_1+\text{th}^{-1}\left[\frac{\rho_2}{\rho_1}\text{th}\left(k_2h_2+\sqrt{\frac{\rho_3}{\rho_2}}\right)\right]\right\}\\&\approx\text{th}\left[k_1h_1+\text{th}^{-1}\left(k_1h_2+\sqrt{\frac{\rho_3}{\rho_1}}\right)\right]\end{aligned}\qquad(2\text{-}59)$$

由上式可以看出，当满足上述条件时，只要h_2保持不变，R则不变，因而视电阻率$\rho_s(\omega)$及其相位也保持不变，曲线呈现等值。这种性质称为H_2等值性。这时，只要断面的h_2相等，视电阻率曲线出现等值。由于H_2等值性存在，对K，Q型曲线解释时，只能确定h_2，不能唯一地确定薄层的电阻率ρ_2。

H_2等值性不能简单地用直流电路的概念来解释，必须考虑电磁波在介质中的传播特性。在高阻层中，电磁波只是一个通路，传播上下岩层的电磁波信息，高阻层本身电阻率略有变化，不会改变通路的性质，因而对地面电磁场影响不大，而厚度的变化却直接影响了电磁波的传播距离。因而厚度相同而电阻率略有变化的一组薄层，它们的视电阻率曲线呈现等值，具有H_2等值性。

由于等值性的存在，使大地电磁测深曲线的解变得不单一，给反演带来了困难。在解释中，为了单一地确定断面参数，必须事先测定岩层的电阻率。

研究表明，等值性也有一定范围。一般讲，第二层厚度越小等值范围越大，而对H、A型曲线ρ_2越小，K、Q型曲线ρ_2大等值范围越大。不言而喻，等值范围越大，解的非唯一性越严重，分辨力越低。地电断面的等值范围，必须根据不同类型的断面进行实际计算。H型断面的等值范围存在的条件是：$\nu_2<1$，$\nu_2/\mu_2<2$；A型断面的条件是$\nu_2/\mu_2<2$；K型断面是$\nu_2/\mu_2<2$；Q型断面的条件是$\nu_2<1$。可见，等值性存在的范围是相当宽的，它对大地电磁测深曲线解释的影响，在许多情况下是相当严重的。

以上讨论的二层和三层大地电磁测深曲线的性质，也可推广到多层大地电磁测深曲线。

下面，我们将讨论在解释中十分有用的近似计算S和H的方法。

（4）S值的求法

由（2-52）知，多层断面时在$\rho_n=\infty$的条件下，尾支渐近线为

$$\rho_s(\omega)=\frac{1}{\omega\mu_0 S^2} \tag{2-60}$$

式中，S为总纵向电导，且

$$S=\sum_{i=1}^{n-1}\frac{h_i}{\rho_i}$$

在$\lg\rho_s\sim\lg\sqrt{T}$坐标中，设S线与$\rho_s(\omega)=1$，即横轴的交点为$\sqrt{T_S}$，则

$$S=(\omega\mu_0)^{-1/2}\doteq 356\sqrt{T_S}\ (\mathrm{S}) \tag{2-61}$$

$\rho_n=\infty$时，可用上式计算S值。当$\rho_n\neq\infty$时，视电阻率曲线不存在S线，但S值可用如下方法求取。

由二层断面知，二层曲线左支极值点的位置与下伏岩层之电阻率无关，它出现在$\frac{\lambda_1}{h_1}=5.3$处，如图2-8，其对应之周期为$T_{\min}$，则

$$\frac{\lambda_1}{h_1}=\frac{\sqrt{10\rho_1 T_{\min}}}{h_1}=5.3$$

而当$\rho_2>300\rho_1$时，相应极小值$\rho_{s\min}$与ρ_1有如下近似关系，

$$\rho_{s\min}=0.77\rho_1$$

由此可以求得

$$S_1=\frac{h_1}{\rho_1}=\frac{\sqrt{10}\sqrt{0.77}}{5.3}\sqrt{\frac{T_{\min}}{\rho_{s\min}}}$$

或

$$S_1=520\sqrt{\frac{T_{\min}}{\rho_{s\min}}}\ (\mathrm{S}) \tag{2-62}$$

公式表明二层曲线左支极小点坐标$\rho_{s\min}$和$T_{\min}$可以用来求S_1。这一关系也可以推广到多层曲线，只要多层曲线右侧是上升的，用紧邻上升段左侧极小点的坐标$T_{\min}$，$\rho_{s\min}$代入（2-62）即可求得S值。

（5）H值的求法

如图2-8所示，当$\rho_2=0$时，由（2-54）可知大地电磁尾支渐近线满足，

$$\rho_s(\omega)=\omega\mu_0 h_1^2$$

对多层断面，且$\rho_n=0$时，

$$\rho_s(\omega)=\omega\mu_0 H^2$$

故H线与$\rho_s(\omega)=1$（即横轴）之交点的坐标为$\sqrt{T_H}$，因此，

$$H=\sqrt{\frac{1}{\omega\mu_0}}\doteq 356\sqrt{T_H}\ (\mathrm{m}) \tag{2-63}$$

当$\rho_n\neq 0$时，也可利用二层曲线左支第一个极大值的纵横坐标$\rho_{s\max}$，$T_{\max}$与ρ_1，h_1的关系

$$\frac{\lambda_1}{h_1}=\sqrt{\frac{10\rho_1 T_{\max}}{h_1}}=5.3$$

和当$\rho_2<\frac{1}{300}\rho_1$时之下式，

$$\rho_{s\max}=\frac{1}{0.77}\rho_1$$

可以求得

$$h_1=520\sqrt{\rho_{s\max}T_{\max}}\ (\mathrm{m}) \tag{2-64}$$

这个结论也可以推广到多层，在多层右支下降的情况下($\rho_n<\rho_{n-1}$)，用紧邻下降支左侧极大点的纵横坐标$\rho_{s\max}$，$T_{\max}$代入(2-64)，即可求得上伏岩层的总厚度$H=\sum_{i=1}^{n-1}h_i$。

第三节　水平不均匀介质中大地电磁测深理论

在实际应用中，前一节所讲述的Cagniard模型有很大的局限性，因为实际地质模型远非如此简单，不是二维就是三维模型。理想一维是很少遇到的。为了扩大大地电磁测深法的应用范围，提高它的地质效果，必须研究水平不均匀介质情况下的大地电磁理论。然而，由于三维问题甚为复杂，理论也很不成熟，因此我们将把注意力集中于二维情况下的大地电磁测深理论。

一、各向异性和水平不均匀介质中的大地电磁场

图2-13为一均匀各向异性介质，且其电性主轴与测量方位(x，y)重合，z轴垂直向下，根据麦克斯威方程(2-11)，并考虑到

$$\frac{\partial E_y}{\partial x}=\frac{\partial E_x}{\partial y}=0,\quad \frac{\partial H_y}{\partial x}=\frac{\partial H_x}{\partial y}=0$$

则(2-11)的第一方程可以简化为

$$\frac{\partial E_y}{\partial z}=-i\omega\mu_0 H_x \tag{2-65}$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial z}=i\omega\mu_0 H_y \tag{2-66}$$

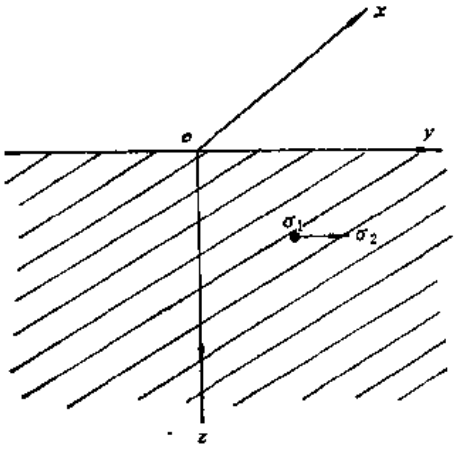


图 2-13　各向异性介质坐标示意图

(2-11)第二方程可以简化为

$$\frac{\partial H_y}{\partial z}=j_x=-\sigma_1 E_x \tag{2-67}$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial z}=j_y=\sigma_2 E_y \tag{2-68}$$

由(2-67)、(2-68)知，当电场沿主轴方向极化时，j_x与E_x的方向是相同的，j_y与E_y也是相同的。这时E_x只与H_y，E_y只与H_x有关，因而在二维断面情况下，电磁波可以分解为两组互相独立的线性极化场：

E极化：E_x—H_y

$$\frac{\partial E_x}{\partial z}=i\omega\mu_0 H_y$$
$$\frac{\partial H_y}{\partial z}=-\sigma_1 E_x \tag{2-69}$$

H极化：H_x—E_y

$$\frac{\partial H_x}{\partial z}=\sigma_2 E_y$$
$$\frac{\partial E_y}{\partial z}=-i\omega\mu_0 H_x \tag{2-70}$$

从而可以得到

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2}-k_1^2 E_x=0\ (E\text{极化}) \tag{2-71}$$

$$\frac{\partial^2 H_x}{\partial z^2}-k_1^2 H_x=0(H\text{极化}) \tag{2-72}$$

其中
$$k_1^2=-i\omega\mu_0\sigma_1 \tag{2-73}$$
$$k_2^2=-i\omega\mu_0\sigma_2 \tag{2-74}$$

由此可见，当电场或磁场沿主轴方向极化时，电磁波在介质中传播特性和均匀介质完全相似，但是两种极化情况下计算的阻抗并不相等。在E极化时

$$Z_{TE}(\omega)=\frac{E_x}{H_y}=\sqrt{-i\omega\mu_0/\sigma_1} \tag{2-75}$$

在H极化时

$$Z_{TM}(\omega)=\frac{E_y}{H_x}=\sqrt{-i\omega\mu_0/\sigma_2} \tag{2-76}$$

显然，$Z_{TE}(\omega)\neq Z_{TM}(\omega)$，这是各向异性的反映。从 (2-65)、(2-66) 和 (2-69)、(2-70) 可知，场沿电性主轴 (σ_1, σ_2) 方向极化时，总场E始终与总场H正交，并且垂直于电磁场的传播方向Z，因为此时$E_z=0$，$H_z=0$。

然而当测量方向x，y不与主轴重合时（如图2-14所示），

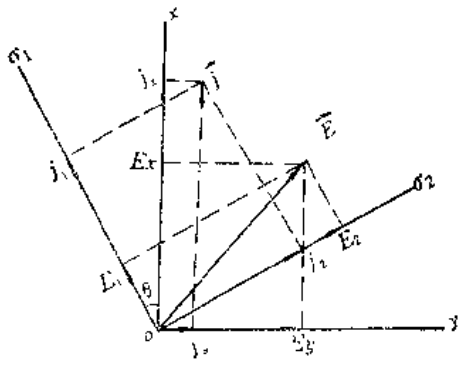


图2-14　坐标变换

有
$$j_x=j_1\cos\theta+j_2\sin\theta$$
$$j_y=-j_1\sin\theta+j_2\cos\theta$$

写成矩阵有

$$\begin{bmatrix}j_x\\ j_y\end{bmatrix}=\begin{bmatrix}\cos\theta & \sin\theta\\ -\sin\theta & \cos\theta\end{bmatrix}\begin{bmatrix}j_1\\ j_2\end{bmatrix} \tag{2-77}$$

与此类似

$$\begin{bmatrix}E_x\\ E_y\end{bmatrix}=\begin{bmatrix}\cos\theta & \sin\theta\\ -\sin\theta & \cos\theta\end{bmatrix}\begin{bmatrix}E_1\\ E_2\end{bmatrix} \tag{2-78}$$

这里，1，2代表电性主轴方向，x，y代表测量轴方向。

令

$$a=\begin{bmatrix}\cos\theta & \sin\theta\\ -\sin\theta & \cos\theta\end{bmatrix} \tag{2-79}$$

则

$$a^{-1}=a^{T}=\begin{bmatrix}\cos\theta & -\sin\theta\\ \sin\theta & \cos\theta\end{bmatrix} \tag{2-80}$$

又因为在主轴上

$$\begin{bmatrix}j_1\\ j_2\end{bmatrix}=\begin{bmatrix}\sigma_1 & 0\\ 0 & \sigma_2\end{bmatrix}\begin{bmatrix}E_1\\ E_2\end{bmatrix} \tag{2-81}$$

将（2-81）代入（2-77）并利用（2-80）则得

$$\begin{bmatrix}j_x\\ j_y\end{bmatrix}=a\begin{bmatrix}j_1\\ j_2\end{bmatrix}=a\begin{bmatrix}\sigma_1 & 0\\ 0 & \sigma_2\end{bmatrix}a^{-1}\begin{bmatrix}E_x\\ E_y\end{bmatrix}$$

展开后得

$$\begin{bmatrix}j_x\\ j_y\end{bmatrix}=\begin{bmatrix}\sigma_{xx} & \sigma_{xy}\\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy}\end{bmatrix}\begin{bmatrix}E_x\\ E_y\end{bmatrix}=[\sigma]\begin{bmatrix}E_x\\ E_y\end{bmatrix} \tag{2-82}$$

其中

$$\left.\begin{aligned}\sigma_{xx}&=\sigma_1\cos^2\theta+\sigma_2\sin^2\theta\\ \sigma_{xy}&=(\sigma_2-\sigma_1)\frac{\sin2\theta}{2}\\ \sigma_{yx}&=(\sigma_2-\sigma_1)\frac{\sin2\theta}{2}\\ \sigma_{yy}&=\sigma_1\sin^2\theta+\sigma_2\cos^2\theta\end{aligned}\right\} \tag{2-83}$$

这里σ_{xx}、σ_{xy}、σ_{yx}、σ_{yy}是张量电导率的四个要素，它们与测量轴的方位有关。在主轴方位上

$$\begin{bmatrix}\sigma_{xx} & \sigma_{xy}\\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy}\end{bmatrix}=\begin{bmatrix}\sigma_1 & 0\\ 0 & \sigma_2\end{bmatrix} \tag{2-84}$$

显然，在各向异性情况下，电导率是张量。类似地可知，阻抗也是张量，且

$$[Z]=\begin{bmatrix}Z_{xx} & Z_{xy}\\ Z_{yx} & Z_{yy}\end{bmatrix} \tag{2-85}$$

在主轴方向上

$$[Z]=\begin{bmatrix}0 & Z_{TE}\\ Z_{TM} & 0\end{bmatrix} \tag{2-86}$$

以上讨论说明，在各向异性介质中，只用Cagniard定义的标量阻抗就不行了，阻抗与测量坐标的方位有关，这时必须引入张量，用张量阻抗来描述电场和磁场各分量之间的关系。

然而，均匀各向异性介质并不普遍，在自然界中大量存在的是非均匀介质。试问，在非均匀情况下，大地电磁场有哪些特征？能否用张量阻抗的概念描述非均匀介质情况下大地电场和磁场之间的关系呢？

如图2-15所示的二维模型，x轴为走向，y轴为倾向，z轴垂直向下。考虑到

$$\frac{\partial E_y}{\partial x}=\frac{\partial E_z}{\partial x}=0$$

和

$$\frac{\partial H_y}{\partial x}=\frac{\partial H_z}{\partial x}=0$$

则由麦克斯威第一方程和第二方程可得

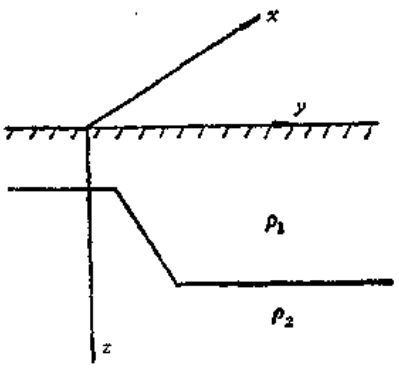


图 2-15 二维介质

E极化

$$\frac{\partial H_z}{\partial y}-\frac{\partial H_y}{\partial z}=\sigma_x E_x$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial y}=-i\omega\mu_0 H_z$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial z}=i\omega\mu_0 H_y$$

H极化

$$\frac{\partial E_z}{\partial y}-\frac{\partial E_y}{\partial z}=i\omega\mu_0 H_x$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial z}=\sigma_y E_y$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial y}=-\sigma_z H_x$$

换言之，任意极化方向的电磁场均可分解为E极化（或TE极化）和H极化（或TM极化）两组独立的大地电磁场。经简单运算后，对E极化可以得出

$$\frac{1}{k_x^2}\frac{\partial^2 E_x}{\partial y^2}+\frac{1}{k_z^2}\frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2}-E_x=0 \tag{2-87}$$

其中

$$k_x^2=-i\omega\mu_0\sigma_x \tag{2-88}$$

对H极化

$$\frac{1}{k_y^2}\frac{\partial^2 H_x}{\partial z^2}+\frac{1}{k_z^2}\frac{\partial^2 H_x}{\partial y^2}-H_x=0 \tag{2-89}$$

其中

$$k_y^2=-i\omega\mu_0\sigma_y \tag{2-90}$$

$$k_z^2=-i\omega\mu_0\sigma_z \tag{2-91}$$

在电导率为均匀的区域内，(2-87) 和 (2-89) 为

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial y^2}+\frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2}-k^2E_x=0 \tag{2-92}$$

$$\frac{\partial^2 H_x}{\partial y^2}+\frac{\partial^2 H_x}{\partial z^2}-k^2H_x=0 \tag{2-93}$$

其中

$$k^2=-i\omega\mu_0\sigma \tag{2-94}$$

(2-92) 和 (2-93) 就是在二维情况下的赫姆霍茨方程。和均匀各向异性介质类似，在二维非均匀介质情况下，电磁场也可分为两组极化，$TE(E_x,\ H_y,\ H_z)$ 和 TM $(H_x,\ E_y,\ E_z)$ 极化。由于E_x和H_x不为零，所以电场E一般都不垂直磁场 H。此时可以借用研究各向异性介质电磁场之间关系的办法，研究水平非均匀介质情况下电磁场之间的关系。设

$$Z_{TE}=\frac{E_x}{H_y},\quad Z_{TM}=\frac{E_y}{H_x}$$

则

$$\begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix}=\begin{bmatrix} 0 & Z_{TE} \\ Z_{TM} & 0 \end{bmatrix}\begin{bmatrix} H_x \\ H_y \end{bmatrix} \qquad (2\text{-}95)$$

设测量轴x'，y'与电性主轴x，y方向的夹角为θ，如图2-16所示，按前面相同的方法不难求得：

$$\begin{bmatrix} E_{x'} \\ E_{y'} \end{bmatrix}=\begin{bmatrix} Z_{x'x'} & Z_{x'y'} \\ Z_{y'x'} & Z_{y'y'} \end{bmatrix}\begin{bmatrix} H_{x'} \\ H_{y'} \end{bmatrix}$$

$$=a\begin{bmatrix} 0 & Z_{TE} \\ Z_{TM} & 0 \end{bmatrix}a^{-1}\begin{bmatrix} H_{x'} \\ H_{y'} \end{bmatrix} \qquad (2\text{-}96)$$

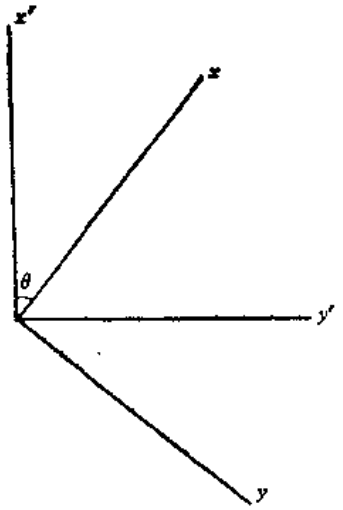


图 2-16 测量轴与电性主轴

其中

$$Z_{x'x'}=\frac{Z_{TM}+Z_{TE}}{2}\sin 2\theta \qquad (2\text{-}97)$$

$$Z_{x'y'}=-Z_{TM}\sin^2\theta+Z_{TM}\cos^2\theta \qquad (2\text{-}98)$$

$$Z_{y'x'}=-Z_{TE}\sin^2\theta+Z_{TM}\cos^2\theta \qquad (2\text{-}99)$$

$$Z_{y'y'}=-\frac{Z_{TM}+Z_{TE}}{2}\sin 2\theta \qquad (2\text{-}100)$$

为简单起见，若用x，y表示测量轴，则（2-97）～（2-100）可以表示为

$$Z_{xx}=\frac{Z_{TE}+Z_{TM}}{2}\sin 2\theta \qquad (2\text{-}101)$$

$$Z_{xy}=-Z_{TM}\sin^2\theta+Z_{TE}\cos^2\theta \qquad (2\text{-}102)$$

$$Z_{yx}=Z_{TM}\cos^2\theta-Z_{TE}\sin^2\theta \qquad (2\text{-}103)$$

$$Z_{yy}=-\frac{Z_{TE}+Z_{TM}}{2}\sin 2\theta \qquad (2\text{-}104)$$

我们称Z_{xx}，Z_{xy}，Z_{yx}，Z_{yy}为阻抗张量之四个要素。

二、二维介质中的张量阻抗

我们知道，电磁波沿二维构造主轴方向极化时（图2-16）

$$\begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix}=\begin{bmatrix} 0 & Z_{TE} \\ Z_{TM} & 0 \end{bmatrix}\begin{bmatrix} H_x \\ H_y \end{bmatrix}$$

一般$Z_{TE}\neq Z_{TM}$。

设x，y轴为任意方向，则

$$\begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix}=\begin{bmatrix} Z_{xx} & Z_{xy} \\ Z_{yx} & Z_{yy} \end{bmatrix}\begin{bmatrix} H_x \\ H_y \end{bmatrix} \qquad (2\text{-}105)$$

或

$$E_x=Z_{xx}H_x+Z_{xy}H_y \qquad (2\text{-}106)$$

$$E_y=Z_{yx}H_x+Z_{yy}H_y \qquad (2\text{-}107)$$

若将测量轴旋转θ角，根据张量阻抗的性质

$$\begin{bmatrix} Z_{xx}(\theta) & Z_{xy}(\theta) \\ Z_{yx}(\theta) & Z_{yy}(\theta) \end{bmatrix}=a\begin{bmatrix} Z_{xx} & Z_{xy} \\ Z_{yx} & Z_{yy} \end{bmatrix}a^{-1} \qquad (2\text{-}108)$$

这里$Z_{ij}(\theta)$表示坐标轴旋转θ角后的阻抗张量要素Z_{ij}。将（2-108）展开

$$Z_{xx}(\theta)=Z_1+Z_2\cos2\theta+Z_3\sin2\theta \tag{2-109}$$

$$Z_{xy}(\theta)=Z_4-Z_2\sin2\theta+Z_3\cos2\theta \tag{2-110}$$

$$Z_{yx}(\theta)=-Z_4-Z_2\sin2\theta+Z_3\cos2\theta \tag{2-111}$$

$$Z_{yy}(\theta)=Z_1-Z_2\cos2\theta-Z_3\sin2\theta \tag{2-112}$$

其中

$$Z_1=\frac{Z_{xx}+Z_{yy}}{2},\quad Z_2=\frac{Z_{yy}-Z_{xx}}{2},$$

$$Z_3=\frac{Z_{xy}+Z_{yx}}{2},\quad Z_4=\frac{Z_{xy}-Z_{yx}}{2} \tag{2-113}$$

根据张量的旋转性质，如将坐标旋到主轴方向，则

$$Z_{xx}(\theta)=Z_{yy}(\theta)=0, \tag{2-114}$$

$$Z_{xy}(\theta)=Z_{TE},\quad Z_{yx}(\theta)=Z_{TM}$$

据此，可用坐标轴旋转的办法，使$Z_{xx}(\theta)$和$Z_{yy}(\theta)$为零，或使$Z_{xy}(\theta)$和$Z_{yx}(\theta)$为最大，来求取介质的主轴方位及相应的阻抗张量要素。

但是由于测量误差存在，当坐标轴旋转到主轴方位θ_0时，$Z_{xx}(\theta)$和$Z_{yy}(\theta)$并不全为零，而$Z_{xy}(\theta)$，$Z_{yx}(\theta)$并不一定都为最大，但在θ_0方位，下式是成立的，即

$$M=|Z_{xx}(\theta)|^2+|Z_{yy}(\theta)|^2=\min \tag{2-115}$$

$$M=|Z_{xy}(\theta)|^2+|Z_{yx}(\theta)|^2=\max \tag{2-116}$$

根据函数的极值理论，要使M为极值，必须满足

$$\frac{\partial M}{\partial\theta}=0$$

以（2-116）为例，将（2-110）和（2-111）代入(2-116)并求极值得到主轴方位θ_0满足下式

$$\theta_0=\frac{1}{4}\,\mathrm{tg}^{-1}\frac{(Z_{xx}-Z_{yy})(Z_{xy}+Z_{yx})^*+(Z_{xx}-Z_{yy})^*(Z_{xy}+Z_{yx})}{|Z_{xx}-Z_{yy}|^2-|Z_{xy}+Z_{yx}|^2} \tag{2-117}$$

式中 * ——表示共轭复数。

利用上式求得的θ_0，可以计算主轴方位之阻抗

$$Z_{TE}=Z_4-Z_2\sin2\theta_0+Z_3\cos2\theta_0=Z_{xy}(\theta_0)$$

$$Z_{TM}=-Z_4-Z_2\sin2\theta_0+Z_3\cos2\theta_0=Z_{yx}(\theta_0)$$

然而，从（2-109）～(2-112）不难看出，当坐标旋转到θ_0和$\theta_0\pm90°$时，M都处于极大（或极小）。因而，仅靠阻抗张量要素的坐标旋转，只能确定主轴方位，而分不清走向和倾向。要唯一地确定介质的走向和倾向，还应寻找其他途径，或者利用其他辅助信息。

除了用解析法确定介质的主轴方位以外，还可以用图解法。即从测量轴起，每隔一定角度（比如说5°）按（2-109)～(2-112）计算一次阻抗张量的四个要素，并分别以旋转角度为横坐标，张量阻抗要素为纵坐标绘图（如图2-17）。然后取$Z_{xx}(\theta)$，$Z_{yy}(\theta)$为极小，$Z_{xy}(\theta)$，$Z_{yx}(\theta)$为极大对应之旋转角度为电性主轴的方位。

和解析法一样，图解法也不能唯一地确定介质的走向和倾向的方位。

最后，我们分析一下张量阻抗的不变量，这对大地电磁资料的解释是十分有用的。从张

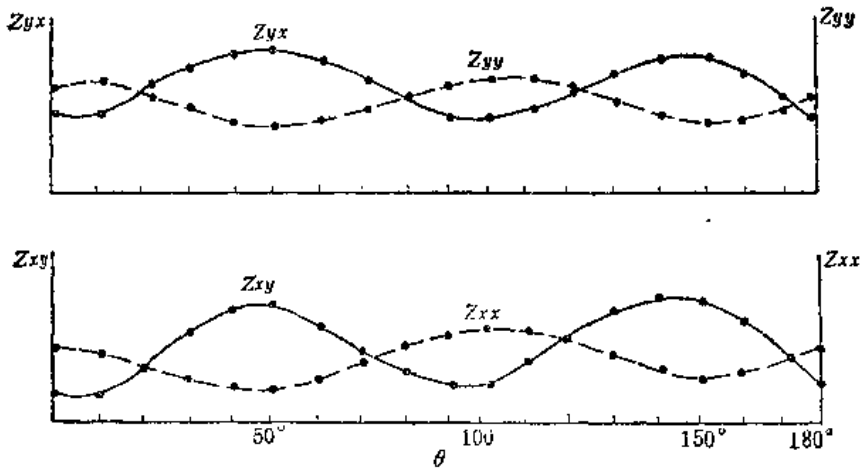


图 2-17 图解法确定主轴方位

量分析理论知，任何二阶张量，均有以下性质

① $$Z_{xx}(\theta)+Z_{yy}(\theta)=\text{常量} \tag{2-118}$$

② $$\begin{vmatrix} Z_{xx}(\theta) & Z_{xy}(\theta) \\ Z_{yx}(\theta) & Z_{yy}(\theta) \end{vmatrix}=\text{常量} \tag{2-119}$$

在二维情况下，由于在主轴上，$Z_{xx}(\theta_0)=Z_{yy}(\theta_0)=0$，因而 (2-118)、(2-119) 变为

$$Z_{xx}(\theta_0)+Z_{yy}(\theta_0)\equiv 0 \tag{2-120}$$

$$\begin{vmatrix} Z_{xx}(\theta_0) & Z_{xy}(\theta_0) \\ Z_{yx}(\theta_0) & Z_{yy}(\theta_0) \end{vmatrix}\equiv -Z_{TE}Z_{TM} \tag{2-121}$$

三. 三维介质中的阻抗张量

在三维情况下，由于在任何水平方向上都存在电性不均匀，大地电磁场不能分解成和二维完全相同的两组相互独立的线性极化，二维张量阻抗的许多性质不能简单地推广到三维。然而弄清一维、二维、三维介质中大地电磁张量阻抗之异同，对资料解释是非常有益的。

如把 (2-109)～(2-112) 作简单变换，则得

$$Z_{xx}(\theta)=Z_1-Z_0(\theta+45°) \tag{2-122}$$

$$Z_{xy}(\theta)=Z_4+Z_0(\theta) \tag{2-123}$$

$$Z_{yx}(\theta)=-Z_4+Z_0(\theta) \tag{2-124}$$

$$Z_{yy}(\theta)=Z_1+Z_0(\theta+45°) \tag{2-125}$$

其中

$$Z_0(\theta)=-Z_2\sin 2\theta+Z_3\cos 2\theta \tag{2-126}$$

$$Z_0(\theta+45°)=-Z_2\cos 2\theta-Z_3\sin 2\theta \tag{2-127}$$

于是，$Z_{ij}(\theta)$ 随θ的变化情况，完全取决于$Z_0(\theta)$ 的性质。不难证明，$Z_0(\theta)$ 在复平面上是以180°为周期的椭圆，而$Z_{xx}(\theta)$，$Z_{yy}(\theta)$ 是以Z_1为中心，而$Z_{xy}(\theta)$ 和$Z_{yx}(\theta)$ 是分别以$\pm Z_4$为中心的椭圆，如图2-18所示。这就是说，在三维情况下，阻抗张量任何要素在复平面上都是椭圆。

讨论：

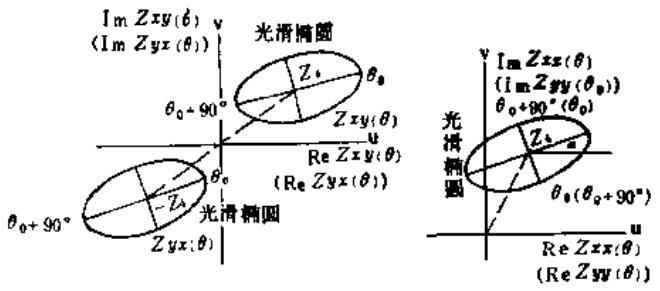


图 2-18　三维介质阻抗张量元素在复平面的变化图形

①在一维情况下，阻抗是标量，且

$$Z_{xx}(\theta)=Z_{yy}(\theta)=0$$

$$Z_{xy}(\theta)=-Z_{yx}(\theta)=\text{常量}$$

因而

$$Z_2=\frac{Z_{yy}-Z_{xx}}{2}=0$$

$$Z_3=\frac{Z_{xy}+Z_{yx}}{2}=0$$

$$Z_0(\theta)=-Z_2\sin2\theta+Z_3\cos2\theta=0$$

由此可见，在一维情况下，$Z_{ij}(\theta)$ 的图象是一个点。对$Z_{xy}(\theta)$，$Z_{yx}(\theta)$ 而言，这个点分别位于 $\pm Z_4$，如图2-19 (a) 所示。

②在二维情况下，由 (2-101)～(2-104) 知

$$Z_2=\frac{Z_{yy}-Z_{xx}}{2}=-(Z_{TE}+Z_{TM})\sin2\theta$$

$$Z_3=\frac{Z_{yx}+Z_{xy}}{2}=-(Z_{TE}+Z_{TM})\cos2\theta$$

故

$$Z_0(\theta)=\frac{Z_{TE}+Z_{TM}}{2}(\sin^2 2\theta-\cos^2 2\theta)$$

$$=-\frac{Z_{TE}+Z_{TM}}{2}\cos4\theta \qquad (2\text{-}128)$$

显然，$Z_0(\theta)$ 在复平面上是一条直线，因而$Z_{ij}(\theta)$ 也是一条直线，不过其中心不同罢了。$Z_{xx}(\theta)$ 和$Z_{yy}(\theta)$ 的中心在坐标原点，而$Z_{xy}(\theta)$ 和 $Z_{yx}(\theta)$ 的中心却分别位于 $\pm Z_4$ (如图2-19 (b) 所示)。

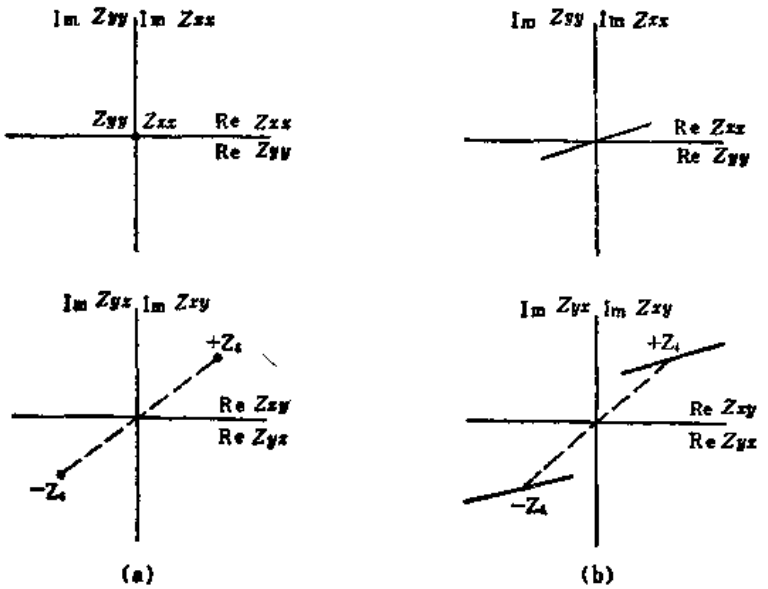


图 2-19　一二维模型张量阻抗要素在复平面上之图形
(a) 一维模型，(b) 二维模型

③在三维情况下，如图2-18所示，$Z_{ij}(\theta)$ 在复平面上的轨迹都是椭圆，周期都是180°。$Z_{xx}(\theta)$ 和 $Z_{yy}(\theta)$ 的中心在 Z_1，而 $Z_{xy}(\theta)$ 和 $Z_{yx}(\theta)$ 的中心却分别位于 $\pm Z_4$。

由此可见，$Z_{ij}(\theta)$ 在复平面上轨迹的形态，可以作为介质维数的判别标志之一。如果把二维看成三维的蜕化，一维看成二维的蜕化的话，很自然，直线就是椭圆的蜕化，点就是直线的蜕化。除此之外，椭圆中心位置，椭率等也可以作为三维与二维近似程度的判别标志之一。

四、视电阻率曲线

和水平均匀层状介质一样，在水平不均匀情况下，也可利用求得的阻抗张量要素计算它们相应的视电阻率，并绘成视电阻率曲线。

在二维情况下，经过坐标旋转，可以求得主轴方位上的阻抗 Z_{TE} 和 Z_{TM}，从而有视电阻率

$$\rho_{TE}(\omega) = |Z_{TE}|^2/\omega\mu_0 \tag{2-129}$$

$$\rho_{TM}(\omega) = |Z_{TM}|^2/\omega\mu_0 \tag{2-130}$$

及其相位

$$\varphi_{TE}(\omega) = \mathrm{tg}^{-1}\left(\frac{\mathrm{Im}Z_{TE}}{\mathrm{Re}Z_{TE}}\right) \tag{2-131}$$

$$\varphi_{TM}(\omega) = \mathrm{tg}^{-1}\left(\frac{\mathrm{Im}Z_{TM}}{\mathrm{Re}Z_{TM}}\right) \tag{2-132}$$

然后对视电阻率 $\rho_{TE}(\omega)$，$\rho_{TM}(\omega)$ 及其相位 $\varphi_{TE}(\omega)$，$\varphi_{TM}(\omega)$ 进行解释，以求得相应地电断面的参数。

在三维情况下，由于没有明显的电性主轴，四个阻抗张量的要素 Z_{xx}，Z_{xy}，Z_{yx}，Z_{yy} 都存在，相应有四条视电阻率曲线及四条相位曲线。只有同时对这八条曲线进行三维解释，才能求得相应断面的参数。

然而，由于目前解释水平所限，在大地电磁资料处理时，仍把三维资料当二维，机械地求出它所对应的"主轴"方位，并计算一些三维对二维近似程度的判别系数，作为测点地电断面维数的标志。但是，必须记住，此时的 $Z_{xx}(\theta_0)$ 和 $Z_{yy}(\theta_0)$ 都不为零。

五、倾子的定义及其作用

我们知道，在一维介质中 $H_z=0$，而在水平非均匀介质中 $H_z\neq 0$。所以，我们可以利用 H_z 来判断介质的结构。研究表明，H_z 与水平磁场分量 H_x 和 H_y 之间满足线性关系

$$H_z = AH_x + BH_y \tag{2-133}$$

式中 A 和 B 都称为倾子。

倾子对介质电性水平不均匀反映十分灵敏。

在二维情况下，当坐标轴旋转到主轴方位时，H_z 只出现在 TE 极化中，因此

$$H_z = BH_y \tag{2-134}$$

式中 x——为走向；

y——为倾向。

设"′"表示旋转后的坐标系，则有

$$H'_z = H_z = A'H'_x + B'H'_y$$

其中

$$A' = A\cos\theta - B\sin\theta \qquad (2\text{-}135)$$
$$B' = A\sin\theta + B\cos\theta$$

使A'取最小，B'取最大时，x'对应于构造的走向。这里θ为从x轴到x'轴之转角，顺时针为正，反时针为负。由（2-135）知，由$A'=0$或$\frac{dB'}{d\theta}=0$可求得$\theta_0=\mathrm{tg}^{-1}\frac{A}{B}$。

倾子可以唯一地确定构造的倾向，而阻抗却只能确定电性主轴方向。因此，在解释中倾子有十分重要的作用。但是，由于实际观测H_z的精度不高，由倾子计算出的岩层倾向误差较大，所以在实际工作时，往往把阻抗张量和倾子旋转求得的电性主轴和倾向资料配合使用。

六、二维判别指数

1. 扭曲度（Skew）或非对称指数

$$S=\frac{|Z_{xx}+Z_{yy}|}{|Z_{xy}-Z_{yx}|}=\frac{|Z_1|}{|Z_4|} \qquad (2\text{-}136)$$

我们知道，在一维、二维情况下$Z_1\equiv 0$，即$Z_{xx}(\theta)$，$Z_{yy}(\theta)$在复平面上轨迹（点和直线）的中心在原点；而$Z_4\neq 0$，即$Z_{xy}(\theta)$，$Z_{yx}(\theta)$在复平面上轨迹的中心不在原点。因此，$|Z_1|/|Z_4|$可以较好地表示三维对二维的近似程度。当$S=0$时，介质为一维或二维，S愈小介质愈接近一维或二维。通常$S<0.4$时，仍可把介质当二维来对待。

2. 椭率

椭率是旋转椭圆短轴和长轴之比。如前所述，当电性结构接近二维时，$Z_0(\theta)$逐渐蜕化为一直线。所以椭率可以用来鉴别介质是否接近于二维。

$$\beta=\frac{B_0}{A_0} \qquad (2\text{-}137)$$

显然$\beta=0$时，介质是二维；$\beta=1$时，$Z_0(\theta)$的轨迹是一个圆，此时是典型的三维。于是β的数值可由1变到0。

第四节　表层电性不均匀对大地电磁测深曲线的影响

在上一节中，我们系统地分析了在水平不均匀介质中大地电磁测深的理论，这里我们将集中讨论一下表层电性不均匀对大地电磁测深曲线的影响。理论和实验都证明：表层电性不均匀对大地电磁测深曲线造成的畸变，实际上是一种静位移，即近地表的电性分界面上积累的电荷对似稳大地电场发生的静态影响。

在一维介质情况下，电场始终平行于电性分界面，在那里不存在静电积累；在近地表电性不均匀呈二维结构的情况下，由于大地电磁场可分解为TE极化（E_x，H_y，H_z）和TM极化（H_x，E_y，E_z）两组互相独立的场。而TE极化电场与走向一致，电流不穿过电性分界面，在那里不存在静电荷，电场（即E_z）不发生畸变，视电阻率曲线没有静位移。然而TM极化就不同了，此时不管是E_y和E_z都不永远与电性分界面平行，电流要穿过电性分界面，因此在那里存在电荷积累，这些积累的电荷将使电场（E_y，E_z）发生畸变，如图2-20所示。

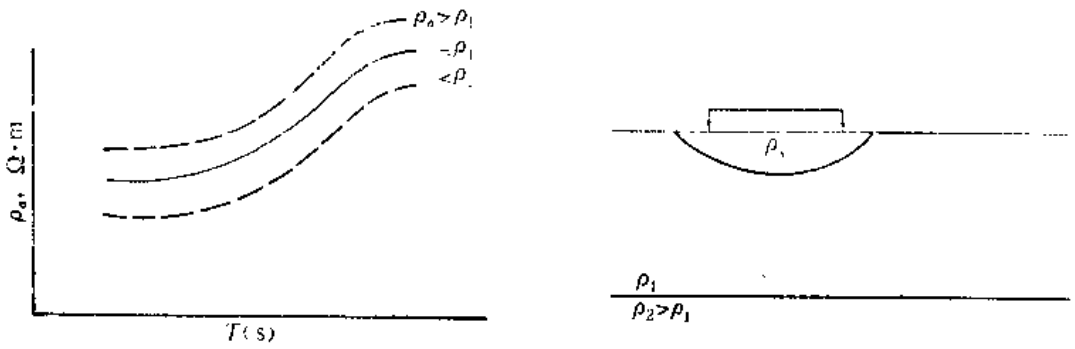


图 2-20 大地电磁静位移

于是在二维情况下，表层电性不均匀只使ρ_{TM}发生位移，对ρ_{TE}没有影响或影响不大。由于静位移是静电荷造成的，无疑它对相位影响不大，这就是二维介质情况下静位移的特点；如果表层电性不均匀呈三维特征时，情况就不同了，由于E_x，E_y，E_z都不完全与电性分界面平行，j_x，j_y，j_z都可能穿过电性分界面，造成相应的电荷积累，如图2-21所示。此时，如果形式化的二维解释，不仅ρ_{TM}，而且ρ_{TE}曲线都会发生畸变。

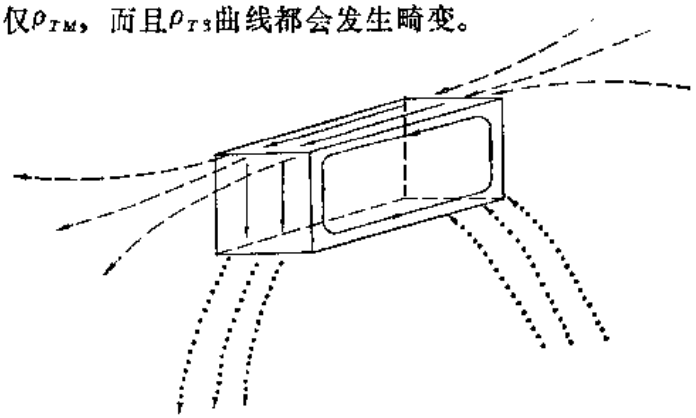


图 2-21 三维表层不均匀时之电流分布
——局部感应电流；
------水平电流汇聚；
·····垂直电流汇聚

据Wanamaker等 (1984)，在表层存在一个三维电性不均匀体时，总的水平电场$\boldsymbol{E}_h$和磁场$\boldsymbol{H}_h$相对无浅层电性不均匀体时之区域场$\boldsymbol{E}_i$和$\boldsymbol{H}_i$发生了畸变，且有

$$\boldsymbol{E}_h=(\boldsymbol{I}+\boldsymbol{P})\boldsymbol{E}_i \tag{2-138}$$

和

$$\boldsymbol{H}_h=(\boldsymbol{I}+\boldsymbol{Q}\boldsymbol{Z}_i)\boldsymbol{H}_i \tag{2-139}$$

式中 $\boldsymbol{I}$——2×2的单位矩阵；

$\boldsymbol{P}$和$\boldsymbol{Q}$——表示电场和磁场的畸变张量；

$\boldsymbol{Z}_i$——是没有表层电性不均匀体时区域背景之阻抗；

脚标"h"和"i"——分别表示浅层电性不均匀体存在和不存在时电磁场之水平分量。

因而，畸变后之阻抗

$$\boldsymbol{Z}=(\mathrm{I}+\mathrm{P})\boldsymbol{Z}_i(\mathrm{I}+\mathrm{Q}\boldsymbol{Z}_i)^{-1} \tag{2-140}$$

当三维体导电率较高，频率很低以致在导体中电磁波穿透深度大于不均匀体的尺寸时，P和Q将蜕化为常数，而且与频率无关，在这种情况下，当频率趋于零时，由于$\boldsymbol{Z}_i$很小，故$\mathrm{Q}\boldsymbol{Z}_i$也很小，因而

$$\boldsymbol{Z} \doteq (\mathbf{I}+\mathbf{P})\boldsymbol{Z}_i \tag{2-141}$$

这时，四个阻抗要素相应的视电阻率为

$$\rho_{xx}=P_{xy}^2\rho_i \tag{2-142}$$

$$\rho_{xy}=(1+P_{xx})^2\rho_i \tag{2-143}$$

$$\rho_{yx}=(1+P_{yy})^2\rho_i \tag{2-144}$$

并且

$$\rho_{yy}=P_{yx}^2\rho_i \tag{2-145}$$

这里ρ_i是无表层不均匀体存在时之视电阻率，其系数都是正值，ρ_{xy}和ρ_{yx}可以大于，也可以小于或等于ρ_i，完全取决于P_{xx}和P_{yy}的符号，也即取决于不均匀体的电阻率及测深点相对于不均匀体的位置，而相位却与ρ_i相差不大。

当浅层电性不均匀体是二维或近似二维时，对TE极化而言，由于无表面电荷积累，P_{xx}等于零或近于零，因此ρ_{xy}畸变很小，在这种情况下，用ρ_{xy}，即TE极化的视电阻率曲线进行形式化的一维解释，其结果比较接近真实情况。

第五节　大地电磁测深法的仪器和野外工作方法

由于大地电磁法接收的是天然大地电磁场，而且主要应用的是它的低频和甚低频部分，不但频率低，而且信号弱，干扰强，因此要求仪器的频带宽，动态范围也大。具体要求如下

①低噪音，高抗干扰能力；

②高灵敏度；

③通频带宽；

④动态范围大；

⑤轻便，适于野外长期稳定观测。

只有满足以上条件，大地电磁仪才能有效地观测反映地下地质特征的电磁信息。随着数字技术的应用和发展，近几年来大地电磁仪才日臻完善。

现代大地电磁系统，一般由接收系统（电接收器和磁接收器），采集系统（包括各道前置放大器，模数和数模转换器等），记录系统（包括采集回放，监视，计算机及相应数据处理软件和磁盘记录、打印等），电源系统等组成。

一、大地电磁仪的功能，主要结构和框图

大地电磁仪是用来在野外测点上记录电场水平分量E_x，E_y，和磁场水平分量H_x，H_y及垂直分量H_z等五个分量的，并对记录的时间信号进行处理，从中提取研究地下结构必须的有用信息。因而，现代的大地电磁仪完成了数据采集和数据处理两大任务，如图2-22所示。

1. 探头（或传感器）

包括测量电场分量E_x，E_y的不极化电极和测量磁场分量H_x，H_y，H_z的磁探头。

不极化电极有铅板、铜—饱和硫酸铜溶液、镉—饱和氯化镉溶液、以及铅—氯化铅、石膏和食盐的混合胶状体等多种形式。不管什么电极，都必须保证极化电位差小而稳定。

测量磁场的仪器种类繁多。有直接测量磁场强度的磁变仪、磁通门磁力仪、核子旋进式

磁力仪、光泵磁力仪、超导磁力仪，有测量磁场变化率的感应磁力仪等。

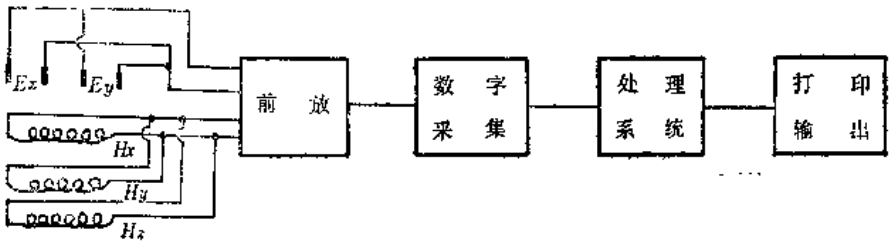


图 2-22 数字MT系统框图

2. 采集系统

包括前置放大和数字采集两部分。前者的作用是将电极和磁探头接收到的电磁场时间信号进行放大，并经去假频滤波器滤波以便数字化仪进行采集；后者是对模拟信号进行数字化。由于大地电磁场的频带很宽，有用信号的频率可相差六个级次，从10^3～10^{-4}Hz。因此，用一个采样率是不行的，必须分档进行。为保证资料的质量，各档之间应有一定的重叠。

3. 处理系统

大地电磁数据处理的目的是将采集到电磁场时间序列，经谱分析转换为电磁场的谱，然后根据相应的公式计算张量阻抗要素：Z_{xx}，Z_{xy}，Z_{yx}，Z_{yy}，电性主轴（即走向和倾向）方位及其相应的Z_{TE}，Z_{TM}和ρ_{TE}，ρ_{TM}，φ_{TE}，φ_{TM}，倾子及电性非均匀判别指数等必要的参数。

4. 打印输出

将所计算的全部有用信息打印输出或绘成必要的图件，供进一步解释。

二、野外工作方法技术

1. 选点

大地电磁测深工作一般用大比例尺的地形图定点。选点首先应该根据地质任务，以最少的工作量，高质量地完成所提出的地质地球物理任务；其次，在实际工作中还应考虑地形环境。测区的地形应该开阔、平坦，起伏高差不要超过10%，同时应避免在小丘、河谷等地布点，以免造成视电阻率畸变，给解释带来困难；第三，测点周围的环境也很重要，不要靠近公路、铁路，高压传输线和供电设备，电台和雷达等工业设施，以避免各种工业干扰和文化干扰；第四，布点时也应避免地质构造复杂的地方，以尽量减少地质噪声给大地电磁测深曲线解释带来的困难。当然，如果万不得已，测点非布置在地形复杂，表层电性不均匀强烈的地方不可，在资料解释时就应该进行地形校正和静校正；同样，如果测点不得不选在干扰严重的地方，在资料采集和数据处理时，就应该采取一些必要的压制干扰、提高信噪比的措施，如参考道等。

2. 布站

布站时应根据实际的地形和地物合理选择装置方案。接收电场的装置可归纳为三种形式：即"+"型，"T"型和"L"型。选用哪种形式，要根据地形、地物以及工作的方便与否来决定。一般多采用"+"字排列装置，如图2-23所示，使测点位于"+"字的交叉点，E_x和E_y相互垂直（也可以使E_x与E_y之间的夹角θ满足：$70°<\theta<90°$）。H_x和H_y磁棒的方向与E_x和E_y重合，而H_z应垂直于水平磁场分量。水平磁棒一般应埋入地下30cm深，垂直磁棒应垂直埋入地下。测量垂直磁场分量也可用空心线圈，埋设时空心线圈应水平，同时用土埋实。为避免磁棒之间的感应干扰，垂直磁棒或空心线圈应离中心10m左右，而且应位于H_x，H_y之相反象限中，如图2-23。

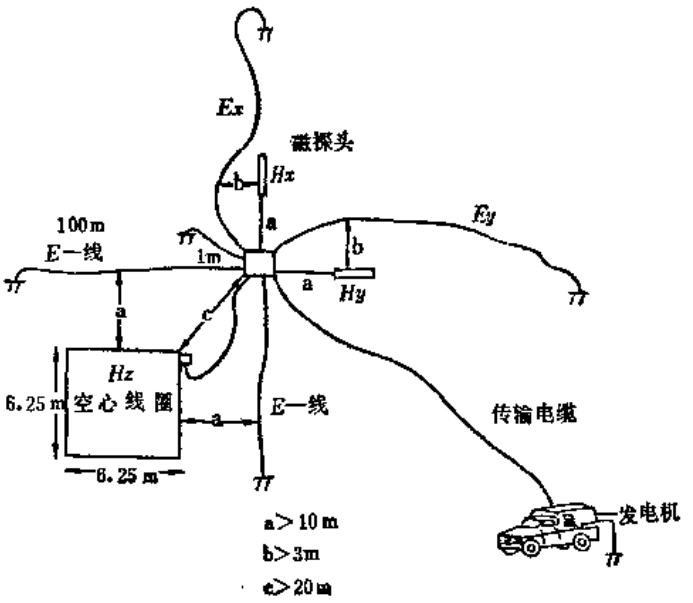


图 2-23 大地电磁测站实际布置图

电极和磁探头接收到的信号，都通过屏蔽电缆输到仪器的前置放大器。传输电缆不应悬空。电极的接地电阻要小于1000Ω·m，电极距长度一般小于100m，误差小于0.5%，方位误差不得超过1°。

3. 观测

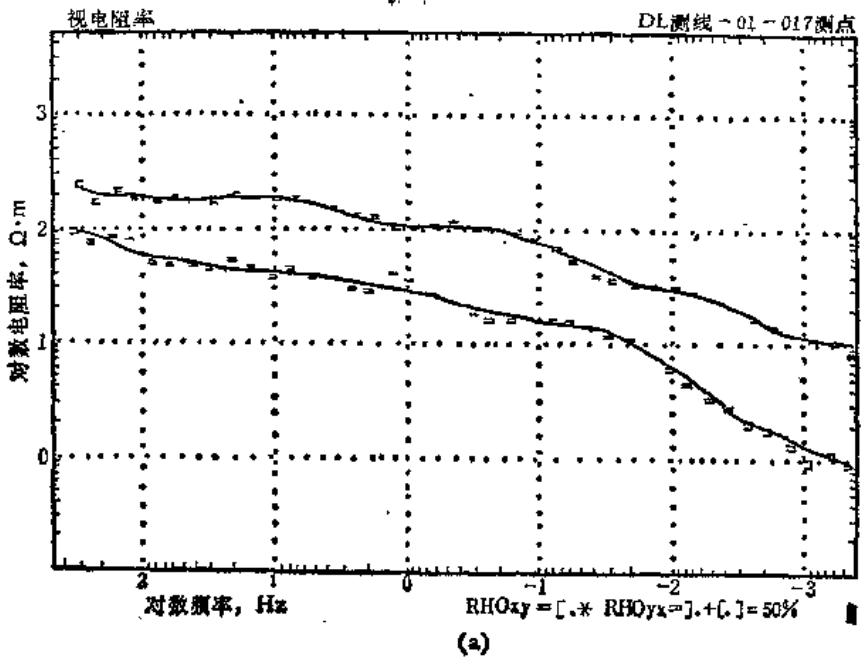
布站结束后，操作员就对各道信号进行检查，确认无误后方可进行观测和记录。观测时间的长短，取决于勘探深度的大小和记录质量的好坏。勘探深度越大，记录质量越差，观测和记录时间应该越长。根据经验，记录最长时间：

$$T_{max} \geqslant 400D^2/\bar{\rho}(s) \qquad (2\text{-}146)$$

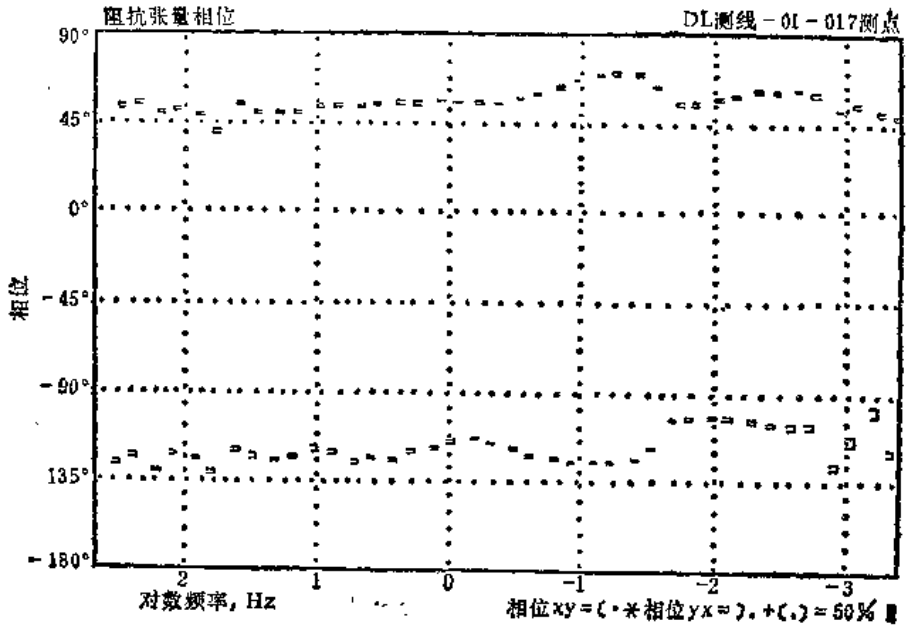
其中D为目的层深度（km）；$\bar{\rho}$为地层的平均电阻率（Ω·m）。在记录质量不高的情况下，为提高记录质量，必须增加迭代次数，延长记录时间。

4. 野外观测记录实例

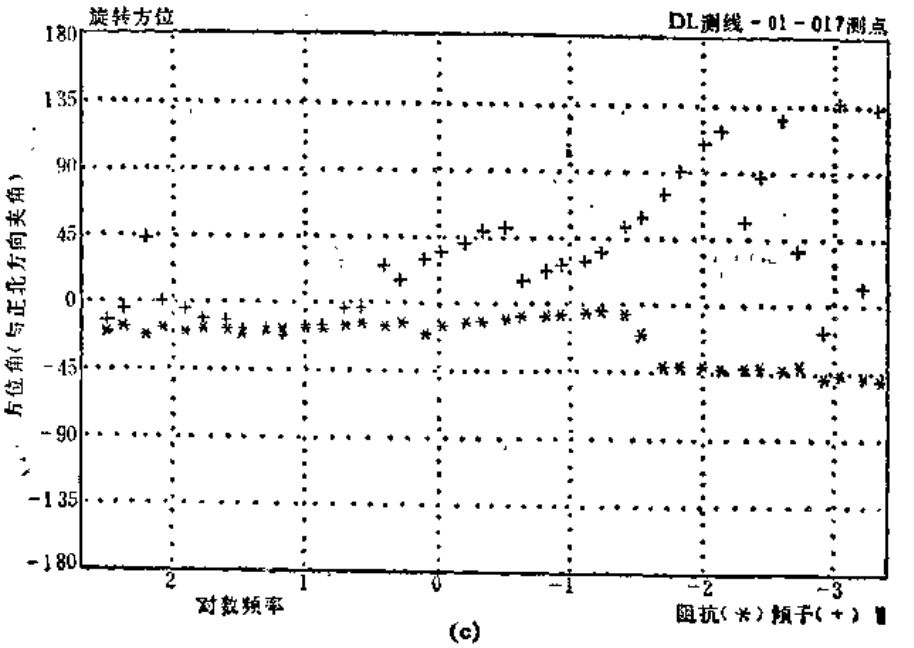
（图2-24*a*）是加拿大凤凰公司大地电磁仪所得到的记录，其中包括：ρ_{xy}，ρ_{yx}，φ_{xy}，φ_{yx}，阻抗和倾子转轴方位等三个图件。



(a)



(b)



(c)

图 2-24 实测MT资料

(a) 视电阻率ρ_{xy}、ρ_{yx}；

(b) 相位φ_{xy}、φ_{yx}；

(c) 阻抗和偶子转轴方位

第六节 大地电磁测深的数据处理

数字化大地电磁仪记录的是时间序列$\{e_x(i)\}$，$\{e_y(i)\}$，$\{h_x(i)\}$，$\{h_y(i)\}$，$\{h_z(i)\}$，$i=1, 2, \cdots, n$，等五个分量。只有把这些时间序列转换为相应的谱$E_x(f_i)$，$E_y(f_i)$，$H_x(f_i)$，$H_y(f_i)$，$H_z(f_i)$，$i=1, 2, \cdots, n$，才能计算张量阻抗要素$Z_{xx}(f_i)$，$Z_{xy}(f_i)$，$Z_{yx}(f_i)$，$Z_{yy}(f_i)$，$i=1, 2, \cdots, n$，才能求得各个频率的视电阻率及相位。研究把大地电磁时间

序列转换为其相应的谱的最佳方案，讨论各种克服干扰，提高信噪比，获得光滑的高质量的大地电磁测深曲线及可靠的其他信息的方法和措施，就是大地电磁数据处理的任务。

一、大地电磁场频谱信息的提取

研究从时间序列中提取频谱成分的方法是一个专门的学科，即"时间序列分析"研究的主要内容，这里不可能详尽论述。在大地电磁的数据处理中，可以采用傅氏分析法，窄带滤波法，相关分析法，极大熵法以及数理统计法等方法来实现从时间域到频率域的转换。然而采用什么方法最合理、能从最短的时间序列中以最少的计算时间提取出周期最长，品质最高的谱成分，完全取决于对大地电磁记录及其干扰性质的认识和理解。如大地电磁记录是

①周期函数还是非周期函数？

②有限长还是无限长？

③连续函数还是离散序列？

④随机的还是非随机信号？

⑤干扰的振幅和相位谱特征等。

对这些问题的回答不同，提取频谱成分的方法以及为此而必须采取的相应措施也不一样。譬如，周期函数要用傅氏级数计算其离散谱，而非周期函数就要用傅氏积分的办法提取其连续谱了；由于截断效应，无限长的大地电磁变异，截断前后大地电磁变异的谱是不完全相同的，为了尽量减小这种畸变，必须加相应的时窗（如汉宁时窗或汉明时窗等）；连续函数，一经离散，使非周期的频谱周期化了，出现了假频效应，在采样前应加去假频滤波器；对随机信号和非随机信号的处理方法也不相同。在数据处理的过程中，干扰信号的谱不同，采取压制干扰，提高信噪比的措施也不相同。显然，这里不存在一种固定的模式。

不过，目前在国内外所使用的大地电磁数据处理软件中，多数仍采用傅氏分析法从时间序列中提取谱成分。

1. 频谱提取中需要考虑的几个问题

（1）截断效应

大地电磁场信号在时间上是无限延伸的，以$x(t)$表示。观测记录是在某一有限时间段内获得的，以$\overline{x}(t)$表示。设记录延续时间为$T_0\left(-\frac{T_0}{2},\ \frac{T_0}{2}\right)$，则

$$\overline{x}(t)=x(t)\cdot d_0(t) \tag{2-147}$$

式中

$$d_0(t)=\begin{cases}1, & \text{当}|t|\leqslant\frac{T_0}{2}\\ 0 & \text{当}|t|>\frac{T_0}{2}\end{cases} \tag{2-148}$$

于是$\overline{x}(t)$的傅氏变换为：

$$\begin{aligned}\overline{X}(\omega)&=\int_{-\infty}^{\infty}x(t)d_0(t)e^{-i\omega t}dt=X(\omega)*D_0(\omega)\\&=\int_{-\infty}^{\infty}X(\omega-\lambda)D_0(\lambda)d\lambda\end{aligned} \tag{2-149}$$

式中 $X(\omega)$——时间信号$x(t)$ 的谱；

$D_0(\omega)$——门函数$d_0(t)$ 的谱。

并且

$$D_0(\omega)=\int_{-\infty}^{\infty} d_0(t)e^{-j\omega t}dt=\frac{2\pi\sin\left(\frac{\pi\omega}{\omega_0}\right)}{\omega_0\left(\frac{\pi\omega}{\omega_0}\right)} \tag{2-150}$$

式中

$$\omega_0=\frac{2\pi}{T_0}$$

(2-149) 说明截断信号$\bar{x}(t)$ 的谱$\bar{X}(\omega)$ 与真实信号的谱$\bar{X}(\omega)$ 不同，$\bar{X}(\omega)$ 是 $X(\omega)$ 和$D_0(\omega)$ 之褶积。这是截断效应的影响。为了获得尽可能准确的谱成分，必须尽量减少截断效应的影响。

增加记录的长度T_0，可以减小截断效应的影响，但这会影响工作效率。因而必须在保持记录一定长度（$T_0\geqslant 6T_{最大}$，这里$T_{最大}$是提取的最低频率之周期）的前提下，通过其他途径进一步减小截断效应的影响。

1）改变频谱窗口的形状

图2-25中绘出了门函数$d_0(t)$ 之谱$D_0(\omega)$。由于其主叶窄，边叶衰减慢，褶积后把ω以外各频率的谱都参入了名义频率ω的谱中，使$\bar{X}(\omega)$ 偏离真实的谱$X(\omega)$。为了改变这种情况，人们设法修改时窗的形状，其中最为成功的时窗有汉宁窗口$d_1(t_1)$ 和汉明窗口$d_2(t)$。

若加汉宁窗口，则

$$x^*(t)=x(t)\cdot d_1(t) \tag{2-151}$$

其中

$$d_1(t)=\begin{cases}\frac{1}{2}\left(1+\cos\frac{2\pi t}{T_0}\right) & |t|\leqslant\frac{T_0}{2}\\ 0 & |t|>\frac{T_0}{2}\end{cases} \tag{2-152}$$

它的谱为

$$D_1(\omega)=\int_{-\infty}^{\infty} d_1(t)e^{-j\omega t}dt=$$

$$\frac{\pi\sin\frac{\pi T_0}{T}}{\frac{\pi T_0}{T}\left[1-\left(\frac{T_0}{T}\right)\right]^2} \tag{2-153}$$

式中

$$T=\frac{2\pi}{\omega}$$

图2-25中也画出了$D_1(\omega)$的图形。可以看出，$D_1(\omega)$的主叶宽而边叶小，因而它与$X(\omega)$ 褶积的结果可以较好地使$\bar{X}(\omega)$逼近$\bar{X}(\omega)$。

汉宁窗口为

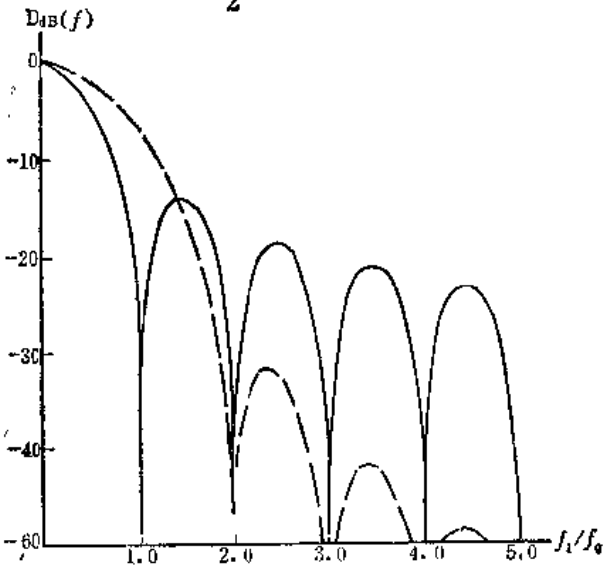


图 2-25 矩形时窗函数和汉宁函数的振幅谱

$d(f)=20\lg\frac{|D(f)|}{D(0)}$(dB)

——$D_0(f)$ ——$D_1(f)$

$$d_2(t)=\begin{cases}0.54+0.46\cos\dfrac{2\pi t}{T_0} & |t|\leqslant\dfrac{T_0}{2}\\ 0 & |t|>\dfrac{T_0}{2}\end{cases} \tag{2-154}$$

其谱为

$$D_2(\omega)=\frac{\sin\dfrac{\pi T_0}{T}}{\dfrac{\pi}{T}}\cdot\frac{0.54-0.08\left(\dfrac{T_0}{T}\right)^2}{1-\left(\dfrac{T_0}{T}\right)^2} \tag{2-155}$$

可见$D_1(\omega)$和$D_2(\omega)$差别不大，因此，在实际应用中人们习惯选用汉宁窗口。

修改窗口，既可按（2-152）式或（2-154）式在时间域进行，也可按（2-153）式或（2-155）式计算的$D_1(\omega)$、$D_2(\omega)$按褶积形式在频率域进行。

2）修改大地电磁场谱的形状

由（2-149）式可见，当大地电磁场谱的形状起伏很大时，对某一个频率ω而言，可能会出现$X(\omega\pm\lambda)\gtrless X(\omega)$，以致$X(\omega-\lambda)\cdot D_0(\lambda)\gtrless X(\omega)\cdot D_0(0)$。即$(\omega-\lambda)$频率对$\overline{X}(\omega)$起了较大的作用，这就会导致$\overline{X}(\omega)$偏离$X(\omega)$的基本特征。为了使$\overline{X}(\omega)$接近$X(\omega)$，需要在傅氏变换之前，根据对工区大地电磁场频率形状的先验了解，通过一个滤波器改变它的形状，使其尽量平坦。这种处理称为预先白噪声化（或预白），所利用的滤波器称预白滤波器。由于大地电磁场各个分量使用相同的预白滤波器，因此它对阻抗实际上不存在任何影响。

在华北地区，根据对大地电磁场频谱形状的了解，采用了三个加权系数c_{-1}，c_0，c_1的零相移数字滤波器进行预白。预白公式为

$$\bar{x}_n=x_{n+1}c_{-1}+x_nc_0+x_{n-1}c_1 \tag{2-156}$$

式中

$\bar{x}_n$为预白后的输出；

$c_1=c_{-1}=-0.243$；

$c_0=0.514$。

（2）谱提取的方法简述

1）傅氏分析法

设$x(t)$表示大地电磁场的某一分量，根据傅氏变换

$$x(t)=\int_{-\infty}^{\infty}X(f)e^{i2\pi ft}df \tag{2-157}$$

$$X(f)=\int_{-\infty}^{\infty}x(t)e^{-i2\pi ft}dt \tag{2-158}$$

这里假设$x(t)$是无限延伸的时间函数，$X(f)$是$x(t)$的连续谱。因而

$$\begin{aligned}X(f)&=\int_{-\infty}^{\infty}x(t)\cos2\pi ftdt-i\int_{-\infty}^{\infty}x(t)\sin2\pi ftdt\\&=A+iB\end{aligned}$$

其振幅谱和相位谱分别为

$$|X(f)|=\sqrt{A^2+B^2} \tag{2-159}$$

$$\mathrm{Arg}X(f)=\mathrm{tg}^{-1}\frac{B}{A} \tag{2-160}$$

在广泛使用数字化仪的今天，$x(t)$ 是离散时间序列，若以 Δ 表示采样间隔，则

$$x_n=x(n\Delta) \qquad n=0,\ 1,\ 2,\ \cdots,\ N$$

这时傅氏积分变为离散傅氏变换，且

$$X_\Delta(f)=\Delta\sum_{n=0}^{N-1} x_n e^{-i2\pi fn\Delta} \tag{2-161}$$

快速傅氏变换是计算离散时间序列频谱的最有效方法之一，已广泛应用于提取大地电磁场频谱成分。

2）级联分样法（陈乐寿等，1988）

级联分样已有效地应用于大地电磁资料的实时处理，它不象快速傅氏变换那样需要大量的内存和原始数据，因为它每次计算只需32个数据点，运算速度也比普通傅氏变换快，便于在微机上实现实时处理和现场处理。只要分选的级数加大，就可以从目前固定采样间隔的数据中得到多个频点处的傅氏谱。其原理如下：

设经过数字化采集仪采集的数据是0级数据或原始数据。第一级数据是在对原始数据串进行去假频滤波，将连续的五个数用以下系数

$$c_0=c_4=1.0$$

$$c_1=c_3=3.41421356$$

$$c_2=4.87100924$$

进行加权平均产生一个新的数据串之后进行隔点取样组成的数据串。第二级数据串是对一级数据串进行去假频滤波后组成的隔点采样数据。每一级都重复这一过程。如图2-26所示。

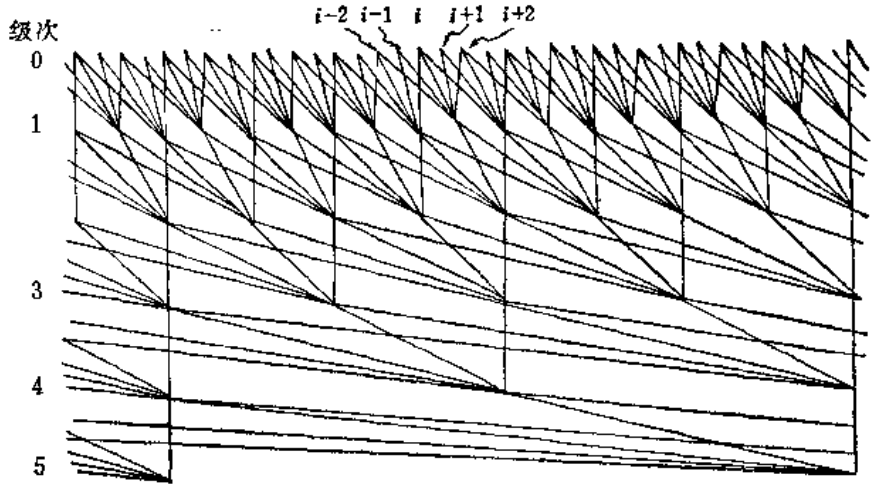


图 2-26 级联分选图

图2-27是级联分样的原理图。它说明了如何利用级联分样和去假频滤波器产生新的数据串，以及如何利用汉宁窗口及余弦、正弦变换计算傅氏系数。

对任何级上的数据每取32个相邻点作为一组，通过汉宁窗口和正弦、余弦变换计算第六和第八谐波的傅氏系数之实部和虚部。如图h表示谐波数，Δ 表 示 采 样间隔，L表示采样级数，则第h谐波的频率f_k由下式计算

$$f_k=\frac{h}{32\Delta\times 2^L} \tag{2-162}$$

用C_{kr}表示第h谐波的傅氏系数的实部，C_{ki}表示虚部，S_n为待变换的数据，则

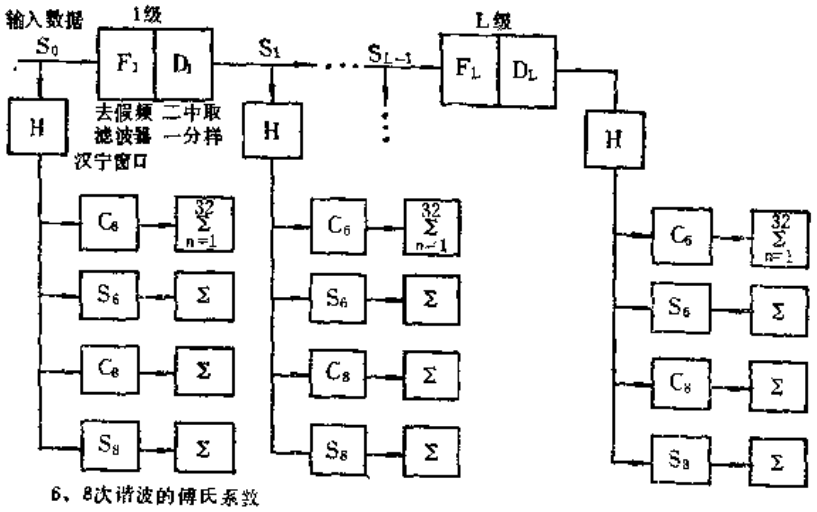


图 2-27 级联分样原理框图

$$C_{k,}=\sum_{n=0}^{31} S_n \cdot \frac{1}{2}\left(1+\cos\frac{n\pi}{16}\right)\left(\cos\frac{kn\pi}{16}\right) \tag{2-163}$$

$$C_{kl}=\sum_{n=0}^{31} S_n \cdot \frac{1}{2}\left(1+\cos\frac{n\pi}{16}\right)\left(-\sin\frac{kn\pi}{16}\right) \tag{2-164}$$

由此可以看出，每一级可以计算$k=6$和8两个频率的谱，如此一级一级分样下去，就可以取得一系列频率之间为等比级数的频率之谱。但是由于高频时采样的时间不长，而计算时间相对却比较长，因此，一般在低频才用级联分样，这样才能达到提高效率，节省时间的目的。

3）窄带滤波法

用傅氏分析法提取大地电磁场的谱是基于这样一个基本假设，即大地电磁场信号是平稳的和各态遍历的随机过程，具有很宽的频带。因此，用谱分析结果，求得各种不同频率的谱，也可以表征这一过程。

提出窄带滤波的思想与上述认识不同，它把大地电磁信号看成脉冲，在时间分布上是有间歇性的，波组之间被非常弱的信号隔开。对每一波组进行窄带滤波，从中提取有关的谱成分。这一任务是由数字滤波来完成的。这种滤波既可以是褶积滤波，也可以是递归滤波。

4）其它方法

除了以上方法提取时间序列的谱成分外，国内外许多学者还提出了用相关分析法计算功率谱，或用极大熵法、希尔伯特变换法等来完成同样的任务，读者如有兴趣可以参考有关文献。

二、张量阻抗要素的估算

1. 基本原理

大家知道，任一频率的大地电磁场之水平分量满足如下关系

$$E_x=Z_{xx}H_x+Z_{xy}H_y$$

$$E_y=Z_{yx}H_x+Z_{yy}H_y$$

因此，只要有两组非线性相关的电磁场，则

$$\begin{cases} E_{x_1}=Z_{xx}H_{x_1}+Z_{xy}H_{y_1} \\ E_{x_2}=Z_{xx}H_{x_2}+Z_{xy}H_{y_2} \end{cases} \tag{2-164}$$

$$\begin{cases} E_{y_1}=Z_{yx}H_{x_1}+Z_{yy}H_{y_1} \\ E_{y_2}=Z_{yx}H_{x_2}+Z_{yy}H_{y_2} \end{cases} \tag{2-165}$$

由两组联立方程得

$$Z_{xx}=\frac{\begin{vmatrix} E_{x_1} & H_{y_1} \\ E_{x_2} & H_{y_2} \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} H_{x_1} & H_{y_1} \\ H_{x_2} & H_{y_2} \end{vmatrix}}, \quad Z_{xy}=\frac{\begin{vmatrix} H_{x_1} & E_{x_1} \\ H_{x_2} & E_{x_2} \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} H_{x_1} & H_{y_1} \\ H_{x_2} & H_{y_2} \end{vmatrix}},$$

$$Z_{yx}=\frac{\begin{vmatrix} E_{y} & H_{y_1} \\ E_{y_2} & H_{y_2} \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} H_{x_1} & H_{y_1} \\ H_{x_2} & H_{y_2} \end{vmatrix}}, \quad Z_{yy}=\frac{\begin{vmatrix} H_{x_1} & E_{y_1} \\ H_{x_2} & E_{y_2} \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} H_{x_1} & H_{y_1} \\ H_{x_2} & H_{y_2} \end{vmatrix}}$$

但是，由于观测误差存在，实际电磁场的观测值是真实信号和噪音之和

$$\begin{aligned} E_x&=E_{xS}+E_{xN}, \quad & E_y&=E_{yS}+E_{yN}, \\ H_x&=H_{xS}+H_{xy}, \quad & H_y&=H_{yS}+H_{yN} \end{aligned} \tag{2-166}$$

式中脚标S和N分别表示真实信号和噪音。因此实际计算时，必须寻找其他更为合适的办法，才能有效地压制干扰提高信噪比。

2。用最小二乘法求取张量阻抗要素

根据最小二乘原理，当有n组电磁场观测数据时，在任一组观测值$E_{xi}^{观}$，$E_{yi}^{观}$，$H_{xi}^{观}$，$H_{yi}^{观}$都与理论值有误差，如

$$\Psi_i=|E_{xi}-E_{xi}^{观}|^2\neq 0$$

若以n组求和，并令方差为最小，则

$$\Psi=\sum_{i=1}^{n}|E_{xi}-E_{xi}^{观}|^2=\min \tag{2-167}$$

Ψ称为方差函数。将上式展开，有

$$\Psi=\sum_{i=1}^{n}(E_{xi}-Z_{xy}H_{xi}-Z_{xy}H_{yi})(E_{xi}^{*}-Z_{xx}^{*}H_{xi}^{*} - Z_{xy}^{*}H_{yi}^{*}) \tag{2-168}$$

$*$表示共轭。根据极值理论，Ψ为极小，必须

$$\frac{\partial\Psi}{\partial Z_{xx}}=0, \qquad \frac{\partial\Psi}{\partial Z_{xy}}=0$$

若分别对Z_{xx}和Z_{xy}的实部和虚部求导数，并使之满足偏导数为零，则得

$$\sum_{i=1}^{n}E_{xi}H_{xi}^{*}=Z_{xx}\sum_{i=1}^{n}H_{xi}H_{xi}^{*}+Z_{xy}\sum_{i=1}^{n}H_{yi}H_{xi}^{*}$$

$$\sum_{i=1}^{n}E_{xi}H_{yi}^{*}=Z_{xx}\sum_{i=1}^{n}H_{xi}H_{yi}^{*}+Z_{xy}\sum_{i=1}^{n}H_{yi}H_{yi}^{*}$$

并记为

$$\langle E_xH_x^*\rangle = Z_{xx}\langle H_xH_x^*\rangle + Z_{xy}\langle H_yH_x^*\rangle \tag{2-169}$$

$$\langle E_xH_y^*\rangle = Z_{xx}\langle H_xH_y^*\rangle + Z_{xy}\langle H_yH_y^*\rangle \tag{2-170}$$

(2-169) 和 (2-170) 是满足 (2-167) 条件下Z_{xx}, Z_{xy}的最小二乘解。二者联立可求得

$$Z_{xx} = \frac{\langle E_xH_x^*\rangle\langle H_yH_y^*\rangle - \langle E_xH_y^*\rangle\langle H_yH_x^*\rangle}{\langle H_xH_x^*\rangle\langle H_yH_y^*\rangle - \langle H_xH_y^*\rangle\langle H_yH_x^*\rangle}$$

$$Z_{xy} = \frac{\langle E_xH_y^*\rangle\langle H_xH_y^*\rangle - \langle E_xH_x^*\rangle\langle H_xH_y^*\rangle}{\langle H_xH_x^*\rangle\langle H_yH_y^*\rangle - \langle H_xH_y^*\rangle\langle H_yH_x^*\rangle}$$

以上Z_{xx}, Z_{xy}的解是用E_x构成方差函数求得的最小方差解。然而，电磁场分量E_x, E_y, H_x, H_y中任意两个分量的观测值都可以构成第三个分量的线性相关函数，都可用来求取张量阻抗要素。由此可以归纳为以下四个线性方程组

$$\begin{aligned}
\langle E_xE_x^*\rangle &= Z_{xx}\langle H_xE_x^*\rangle + Z_{xy}\langle H_yE_x^*\rangle \\
\langle E_xE_y^*\rangle &= Z_{xx}\langle H_xE_y^*\rangle + Z_{xy}\langle H_yE_y^*\rangle \\
\langle E_xH_x^*\rangle &= Z_{xx}\langle H_xH_x^*\rangle + Z_{xy}\langle H_yH_x^*\rangle \\
\langle E_xH_y^*\rangle &= Z_{xx}\langle H_xH_y^*\rangle + Z_{xy}\langle H_yH_y^*\rangle
\end{aligned} \tag{2-171}$$

类似地可以归纳求出Z_{yx}, Z_{yy}的四个线性方程组

$$\begin{aligned}
\langle E_yE_x^*\rangle &= Z_{yx}\langle H_xE_x^*\rangle + Z_{yy}\langle H_yE_x^*\rangle \\
\langle E_yE_y^*\rangle &= Z_{yx}\langle H_xE_y^*\rangle + Z_{yy}\langle H_yE_y^*\rangle \\
\langle E_yH_x^*\rangle &= Z_{yx}\langle H_xH_x^*\rangle + Z_{yy}\langle H_yH_x^*\rangle \\
\langle E_yH_y^*\rangle &= Z_{yx}\langle H_xH_y^*\rangle + Z_{yy}\langle H_yH_y^*\rangle
\end{aligned} \tag{2-172}$$

由此，(2-171) 或(2-172) 中任意两个线性方程的组合，都可以求得张量阻抗要素Z_{xx}, Z_{xy}或Z_{yx}, Z_{yy}的一种解。共有六种组合方式和六种相应的最小二乘解。

上式中$E_xE_x^*$, $E_yE_y^*$, $H_xH_x^*$, $H_yH_y^*$称为自功率，而其他交错的乘积形式称为互功率。若令

$$A^*, B^* = E_x^*, E_y^*, H_x^*, H_y^*$$

则 (2-172) 式的六组解可以归纳为以下形式

$$Z_{xx} = \frac{\langle E_xA^*\rangle\langle H_yB^*\rangle - \langle E_xB^*\rangle\langle H_yA^*\rangle}{\langle H_xA^*\rangle\langle H_yB^*\rangle - \langle H_yA^*\rangle\langle H_xB^*\rangle}$$

$$Z_{xy} = \frac{\langle E_xB^*\rangle\langle H_xA^*\rangle - \langle E_xA^*\rangle\langle H_xB^*\rangle}{\langle H_xA^*\rangle\langle H_yB^*\rangle - \langle H_xB^*\rangle\langle H_yA^*\rangle}$$

$$Z_{yx} = \frac{\langle E_yA^*\rangle\langle H_yB^*\rangle - \langle E_yB^*\rangle\langle H_yA^*\rangle}{\langle H_xA^*\rangle\langle H_yB^*\rangle - \langle H_xB^*\rangle\langle H_yA^*\rangle} \tag{2-173}$$

$$Z_{yy} = \frac{\langle E_yB^*\rangle\langle H_yA^*\rangle - \langle E_yA^*\rangle\langle H_yB^*\rangle}{\langle H_xA^*\rangle\langle H_yB^*\rangle - \langle H_yB^*\rangle\langle H_yA^*\rangle}$$

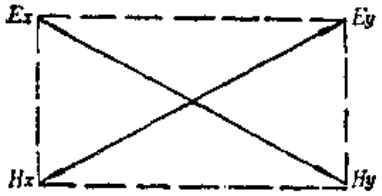


图 2-28 电磁场分量之间的关系

↔：表示相关；——，表示不相关

如左图所示，在一维情况下，E_x, E_y, H_x, H_y四个分量中只有E_x和H_y, E_y和H_x是相关的，因而，(2-173) 式中表示Z_{xy} (或Z_{xx}, Z_{yx} Z_{yy}) 的六种解中有两组电磁场之间的相关性将导致分母为零，解变得不稳定，实际上，只有四组稳定解。以Z_{xy}为例

$$Z_{xy}=\frac{\langle E_xE_y^*\rangle\langle H_xE_x^*\rangle-\langle E_xE_x^*\rangle\langle H_xE_y^*\rangle}{\langle H_xE_x^*\rangle\langle H_yE_y^*\rangle-\langle H_xE_y^*\rangle\langle H_yE_x^*\rangle} \tag{2-174}$$

$$Z_{xy}=\frac{\langle E_xH_y^*\rangle\langle H_xH_x^*\rangle-\langle E_xH_x^*\rangle\langle H_xH_y^*\rangle}{\langle H_xH_x^*\rangle\langle H_yH_y^*\rangle-\langle H_xH_y^*\rangle\langle H_yH_x^*\rangle} \tag{2-175}$$

$$Z_{xy}=\frac{\langle E_xH_x^*\rangle\langle H_xE_x^*\rangle-\langle E_xE_x^*\rangle\langle H_xH_x^*\rangle}{\langle H_xE_x^*\rangle\langle H_yH_x^*\rangle-\langle H_xH_x^*\rangle\langle H_yE_x^*\rangle} \tag{2-176}$$

$$Z_{xy}=\frac{\langle E_xH_y^*\rangle\langle H_xE_y^*\rangle-\langle E_xE_y^*\rangle\langle H_xH_y^*\rangle}{\langle H_xE_y^*\rangle\langle H_yH_y^*\rangle-\langle H_xH_y^*\rangle\langle H_yE_y^*\rangle} \tag{2-177}$$

用类似的方法可以得Z_{xx}，Z_{yx}，Z_{yy}这三个要素之四组稳定解。如果将四组稳定解都计算出来，并取其平均，即

$$Z_{ij}=\frac{1}{4}\sum_{k=1}^{4}Z_{ij}^{(k)} \tag{2-178}$$

其中

$$k=1,\ 2,\ 3,\ 4;\ i,\ j=x,\ y$$

从而可以在一定程度上起到抑制噪声，提高信噪比的作用。因为无噪声时，四种算法的结果是相同的，当噪声存在时（指不相关噪声），噪声对各种算法的影响不同。以计算Z_{xy}为例，对于$A^*=E_x^*$，$B^*=E_y^*$及$A^*=E_x^*$，$B^*=H_x^*$这两种算法而言（即(2-174)和(2-176)），考虑到

$$\langle H_xE_x^*\rangle=0,\ \langle E_xH_x^*\rangle=0$$

(2-174)，(2-176)简化为

$$Z_{xy}=\frac{\langle E_xE_x^*\rangle}{\langle H_yE_x^*\rangle} \tag{2-179}$$

由(2-166)式知

$$\langle E_xE_x^*\rangle=\langle E_{xS}E_{xS}^*\rangle+\langle E_{xN}E_{xN}^*\rangle+\langle E_{xS}E_{xN}^*\rangle+\langle E_{xN}E_{xS}^*\rangle$$

$$\langle H_yE_x^*\rangle=\langle H_{yS}E_{xS}^*\rangle+\langle H_{yN}E_{xN}^*\rangle+\langle H_{yS}E_{xN}^*\rangle+\langle H_{yN}E_{xS}^*\rangle$$

考虑到同一道中信号和噪声不相关，不同道的信号和噪声、噪声和噪声不相关，则(2-179)式可以写为：

$$Z_{xy}=\frac{\langle E_{xS}E_{xS}^*\rangle+\langle E_{xN}E_{xN}^*\rangle}{\langle H_{yS}E_{xS}^*\rangle}$$

$$=\frac{\langle E_{xS}E_{xS}^*\rangle}{\langle H_{yS}E_{xS}^*\rangle}\left(1+\frac{\langle E_{xN}E_{xN}^*\rangle}{\langle E_{xS}E_{xS}^*\rangle}\right)$$

$$=Z_{xy}^{真}\left(1+\frac{\text{电道噪声功率谱}}{\text{电道信号功率谱}}\right) \tag{2-180}$$

(2-180)说明，当用这两种算法时，由于电道的噪声，计算的Z_{xy}比$Z_{xy}^{真}$偏高。

对$A^*=H_x^*$，$B^*=H_y^*A^*=E_y^*$，$B^*=H_y^*$，及这两种算法（即(2-175)和(2-177)式），可以导出

$$Z_{xy}=Z_{xy}^{真}/\left(1+\frac{\text{磁道的噪声功率谱}}{\text{磁道的信号功率谱}}\right) \tag{2-181}$$

上式说明，这时磁场噪声使计算的Z_{xy}比$Z_{xy}^{真}$偏低。

显然，当电场和磁场的噪声水平相当时，取四种算法的平均作为最终结果，可以在一定程度上抵消噪声的影响，获得较为正确的结果。

采用四种方法计算阻抗张量要素时，四种算法之间的差异，是衡量噪声影响的一种尺度。为此，引入全信息矢量相干度CP

$$CP=1-\frac{D}{|R|} \tag{2-182}$$

式中 R——四种算法之平均值；

D——各种算法与均值之差的模的平均。

显然，噪声愈小，CP值愈接近1。实际上可以把CP作为筛选数据的一个依据，当$CP\geqslant 0.5$时，认为合格，才参加以后的运算。

除了CP值可以作为数据质量的一种筛选标准外，相干度也是一个重要的标准。例如H_x和H_y之间的相干度定义为

$$\mathrm{Coh}(H_x,H_y)=\frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n}\frac{H_{xi}H_{yi}}{\sqrt{(H_{xi}H_{xi}^{*})(H_{yi}H_{yi}^{*})}} \tag{2-183}$$

$\mathrm{Coh}(H_x, H_y)$ 的值应在0和1之间，其值越小，说明由这组资料计算的阻抗越可靠。同样，还可以定义其他相干度，如$\mathrm{Coh}(E_x, E_y)$，$\mathrm{Coh}(E_x, H_y)$，$\mathrm{Coh}(E_y,H_x)$等。和$\mathrm{Coh}(H_x, H_y)$一样，$\mathrm{Coh}(E_x, E_y)$的值应越小越好，而$\mathrm{Coh}(E_x, H_y)$，$\mathrm{Coh}(E_y,H_x)$的值却应接近于1最好。

除了在估计阻抗时应根据相干度和CP值选择品质优良的观测数据外，在计算过程中，还利用了最小方差原理，从统计的观点求出方差为最小的张量阻抗要素，同时也采用了四种计算阻抗的办法并求出其结果的均值，从而达到压制干扰、提高信噪比的目的。

三、抑制随机噪声的其他方法

1. 噪声分类

从资料处理的角度，噪声可分为不相关噪声和相关噪声两大类。所谓不相关噪声是指噪声和信号无关，道与道之间的噪声也无关。在这种假设条件下，由（2-166）式可以导出

$$\langle E_xE_x^{*}\rangle=\langle E_{xS}E_{xS}^{*}\rangle+\langle E_{xN}E_{xN}^{*}\rangle \tag{2-184}$$

和

$$\langle H_yE_x^{*}\rangle=\langle H_{yS}E_{xS}^{*}\rangle \tag{2-185}$$

由此可见，不相关噪声对自功率谱有影响，如（2-184）所示，而对互功率谱没有影响，如（2-185）所示。

所谓相关噪声，是指信号和噪声，噪声与噪声之间是相关的。

如前所述，我们可以用四种不同计算阻抗的方法估算同一要素，并对其结果取平均，可以部分地消除不相关噪声的影响。为了进一步抑制不相关噪声的影响，许多学者提出了各种不同的办法，如避免使用自功率估算张量阻抗要素，循环运算等。

然而，当存在相关噪声时，情况就不同了，这时只用单站大地电磁记录是不能准确地求得自功率和互功率的谱值的。为了抑制相关噪声的影响，必须寻找其他的途径。

2. 参考道工作法及其作用

本站参考道工作法是在原测量坐标系中再增加一个参考记录道。这一道既可以是电道，也可以是磁道。我们以电参考道E_r为例说明它的原理。

如图2-29所示，图中E_r为参考道，E_x和E_y为电道。且E_r和E_x之间的夹角为θ。

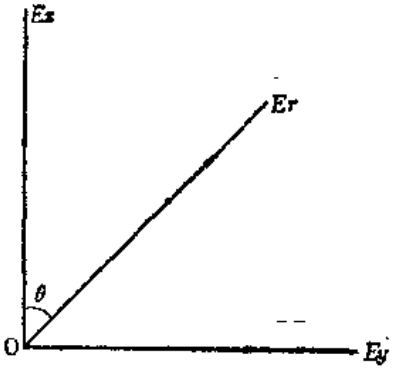


图 2-29 本站参考道

由于E_r道的存在，可以列出以下避免使用自功率谱的方程组

$$\begin{aligned}
\langle E_xE_r^*\rangle &= Z_{xx}\langle H_xE_r^*\rangle + Z_{xy}\langle H_yE_r^*\rangle\\
\langle E_xE_y^*\rangle &= Z_{xx}\langle H_xE_y^*\rangle + Z_{xy}\langle H_yE_y^*\rangle\\
\langle E_yE_r^*\rangle &= Z_{yx}\langle H_xE_r^*\rangle + Z_{yy}\langle H_yE_y^*\rangle\\
\langle E_yE_x^*\rangle &= Z_{yx}\langle H_xE_x^*\rangle + Z_{yy}\langle H_yE_x^*\rangle
\end{aligned} \qquad (2\text{-}186)$$

利用上述方程求解时，由于没有自功率谱存在，加之E_r和E_x，E_y，H_x，H_y总是相关的，在任何情况下，方程中$\langle E_xE_r^*\rangle$，$\langle E_yE_r^*\rangle$，$\langle H_xE_r^*\rangle$，$\langle H_yE_r^*\rangle$都不趋于零，因而所求的阻抗张量要素是稳定的，可以提高解的稳定性。参考道E_r与x轴之间的夹角通常取45°。

本站参考道也只能克服不相关噪声的影响，对相关噪声是无能为力的。当我们在本站以外另设一参考站，并与本站同时记录两个磁（或电）场分量，又使参考道记录的磁场分量参与功率谱计算。考虑到不同测点噪声的相关性一般很小，而且参考道距测站越远，相关性越小。因此，用参考站记录计算出来的功率谱求取阻抗张量要素，无疑可以部分或在较大程度上抑制无参考道时各道之间的相关和不相关噪声的影响。根据参考站距测点的距离，又可以分为近参考道和远参考道。本站参考道属于近参考道。场源强度的研究表明，即使远参考道离开测点30～50km，仍然可以保证和测点具有相同的电磁场源。考虑到电场分量受地下局部构造影响强烈，远参考道以磁道为好。

当参考道为磁场分量时，可以建立方程组

$$\begin{aligned}
\langle E_xH_{xr}^*\rangle &= Z_{xx}\langle H_xH_{xr}^*\rangle + Z_{xy}\langle H_yH_{xr}^*\rangle\\
\langle E_xH_{yr}^*\rangle &= Z_{xx}\langle H_xH_{yr}^*\rangle + Z_{xy}\langle H_yH_{yr}^*\rangle
\end{aligned}$$

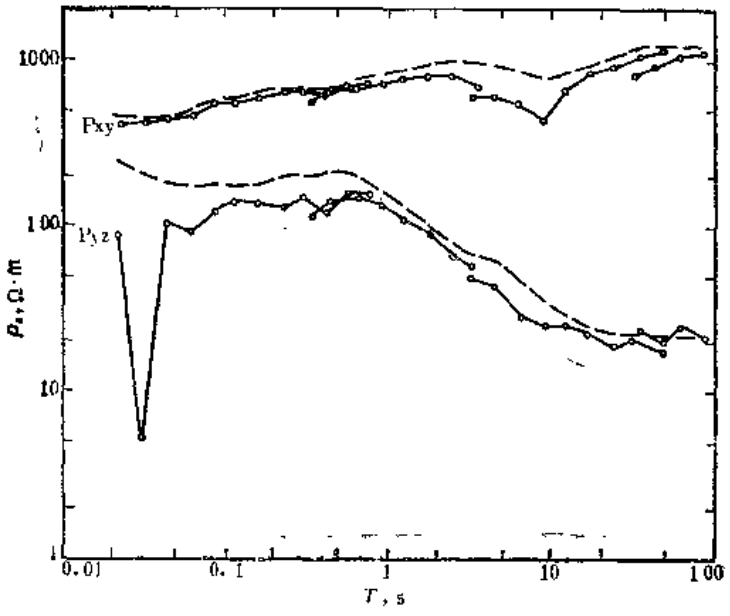


图 2-30 远参考道结果（虚线）与常规方法结果比较

$$\langle E_y H_{xr}^* \rangle = Z_{yx}\langle H_x H_{xr}^* \rangle + Z_{yy}\langle H_y H_{xr}^* \rangle \quad (2\text{-}187)$$
$$\langle E_y H_{yr}^* \rangle = Z_{yx}\langle H_x H_{yr}^* \rangle + Z_{yy}\langle H_y H_{yr}^* \rangle$$

和常规大地电磁法一样，不难从上述方程组求出张量阻抗要素。在这些方程组中没有自功率项，互功率谱也是由测点和参考道的磁场计算的，因而它们对噪声有较大的抑制作用。注意，参考道的磁场H_{xr}，H_{yr}的测量方位可以和测站H_x，H_y相同，也可以不同。当测站与参考站的测量轴不相同时，在处理程序中，可以进行校正。

图2-30是远参考道与常规大地电磁法结果的比较。正由于参考道在有干扰的情况下可以大大地改善阻抗张量要素的计算结果，近年来得到了相当广泛的应用。

第七节　大地电磁测深资料的解释

资料采集、处理和解释是物探工作三个不可分割的重要阶段。只有采集了高质量的第一手资料，才可能通过正确、合理的处理，从中提取出可靠的信息。即使记录质量不高，有各种干扰存在，只要处理得当，去粗取精，去伪存真，也可以给解释人员提供一些有价值的信息。对地球物理工作而言，资料是依据和前提，处理是桥梁和手段，解释是目的和结果。三者缺一不可。

对采集资料进行处理以后，就可以着手解释。由于三维解释的理论和方法，目前尚不成熟，还处于研究和探索阶段，所以，当前国内外大地电磁资料的解释都还只限于一维和二维。目前广泛采用的解释流程是

曲线的分析和资料的再处理⟶定性解释⟶半定量解释⟶一维反演⟶二维反演⟶地质解释。

一、资料的分析和再处理

如前所述，经过处理所获得的资料包括：视电阻率（ρ_{TE}，ρ_{TM}），相位（φ_{TE}，φ_{TM}），相干度、主轴方位、倾子及其他必要的、可用于解释并给解释人员提供一定有用信息的各种参数。这些参数和资料是一个整体。但是，由于观测误差和各种干扰（包括工业干扰、文化干扰，环境干扰、地质噪声、数字化噪声等）的存在，经过处理后的大地电磁测深资料，相邻两个频点的数据有时还会出现非正常跳跃，包括个别频点的跳跃或某些频段的跳跃。如将非正常跳跃的资料用于解释，往往会得出错误的结论。因此在解释之前必须对资料进行认真的分析，确定哪些是正常跳跃，哪些是非正常跳跃；哪些是浅层、哪些是深层电性不均匀造成的畸变。在分析时，既要考虑同一测点不同频率的各种资料的一致性和合理性，又要考虑相邻测点之间各种资料的变化特征，准确地把握区域构造对大地电磁测深曲线的影响和畸变。因此，这是一项十分艰巨而困难的任务，需要有经验的解释人员进行。曲线分析应该贯彻始终，有时还要反复进行，才能取得满意的结果。

资料的再处理，至少包括以下几项工作：

1. 曲线的圆滑

曲线圆滑的目的是按最小方差原则求一条拟合大地电磁视电阻率（ρ_{TE}，ρ_{TM}）和相位（φ_{TE}，φ_{TM}）曲线的离散值之光滑曲线。不管是由人工还是由程序自动进行，圆滑都应适当，做到恰如其分。既不可过甚，将曲线的细节圆滑掉，也不可不足，将那些非正常的跳跃留给曲线。曲线圆滑时，还要充分考虑大地电磁测深工作的地质任务和横向变化特征，适当调整

圆滑因子。

2. 静校正

由于浅层电性不均匀，会使ρ_{TM}和ρ_{TE}曲线发生平行移动，而相应的相位曲线却基本一致（如图2-20所示）。对移动了的曲线进行解释，会得出错误的结论，严重时会使地下电性结构面目全非。以Bostick反演法为例

$$\rho(z)=\rho_s(T)\frac{1+\alpha}{1-\alpha}$$

$$z=\sqrt{\frac{\rho_s(T)}{\omega\mu_0}}$$

式中 α——是以$\lg T$为横坐标；

$\lg\rho_s(T)$——为纵坐标的视电阻率曲线的斜率；

z——反演的深度；

$\rho(z)$——是深度z处之电阻率。

从以上二式不难看出，如对偏移了的曲线进行反演，所求得的电阻率$\rho(z)$与$\rho_s(T)$成正比，而深度z则与$\sqrt{\rho_s(T)}$成正比。据此，必然得出错误的结论。因此对位移或畸变了的视电阻率曲线必须进行校正，这就是静校正。

静校正的方法很多，这里，我们只简要地介绍几种行之有效的方法。

（1）低通滤波法

研究表明，在频率波数域中，表层电性不均匀对大地电磁测深曲线的影响表现为高通。因此，人们自然想到在频率波数域中用低通滤波的办法进行静校正。在低通滤波法中，最为成功的要算EMAP(Electro-magnetic Array Plofiling)了。EMAP不只是一种静校正的技术，而是一种从野外工作到资料处理和解释都与常规大地电磁法不同的新的大地电磁法。

野外资料采集时，EMAP以一个常规大地电磁法观测点为基点，并沿测线连续布置首尾相接的电偶极子测量电场，一次同时观测几十个电偶极子所接受的电场。电偶极距长20～50m。在沿测线观测时，基点不动，只移动电偶极子，如图2-31所示。

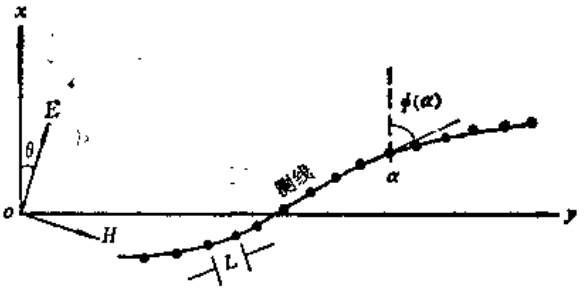


图 2-31 EMAP布置图

L：电偶极距；O：为常规MT测点

资料处理时，EMAP把常规MT测站的磁场和电偶极子的电场相结合，求取相应的阻抗和视电阻率。进而把不同频率沿测线每一电偶极子计算的视电阻率作为一组数据，分点（指电偶极子）进行频率波数域低通滤波处理，求取每一电偶极子处滤波后的视电阻率。滤波器的长度取决于电磁波之频率和所在点之视电阻率的大小。

图2-32和图2-33是用EMAP处理以前和以后的视电阻率断面图。由此可以看出，EMAP的效果是十分明显的。

（2）曲线平移法

在确定了视电阻率曲线平行移动的原因是静位移后，可以把移动了的曲线平行移动到原始位置，从而就消除或部分消除了静位移的影响。确定静位移距离的办法有很多，如电阻率实测法，首支渐近线沿测线的综合统计法等。当地电断面第一层电阻率知道后，就可以将移动了的曲线之首支移动到原始位置，如图2-34所示；如果不知道地电断面第一层的电阻率，也可

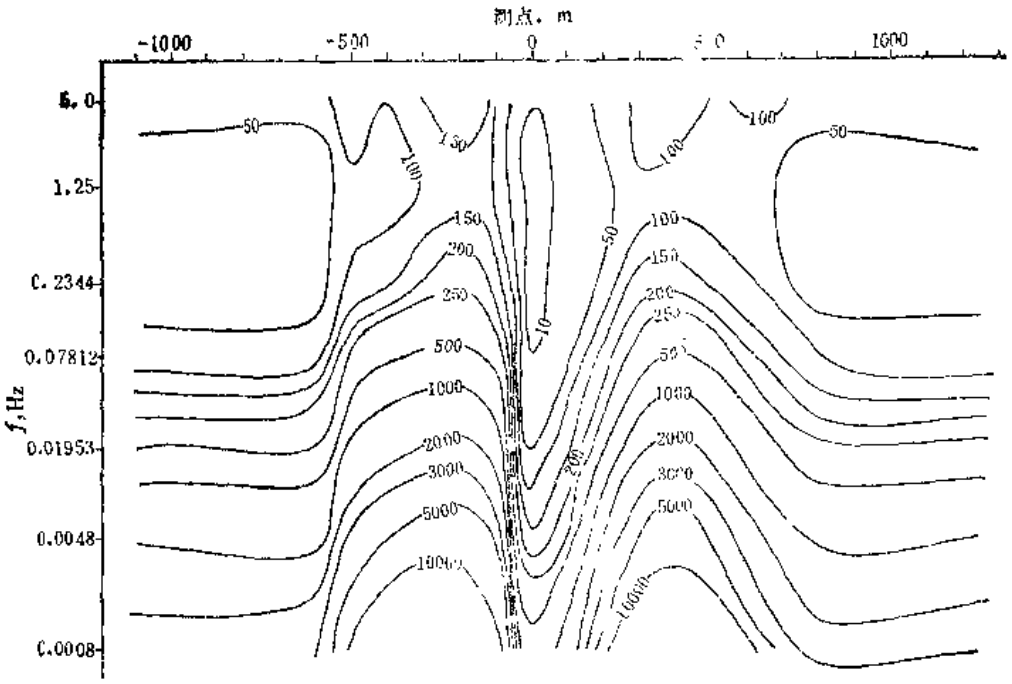


图 2-32 视电阻率断面图（EMAP处理前）

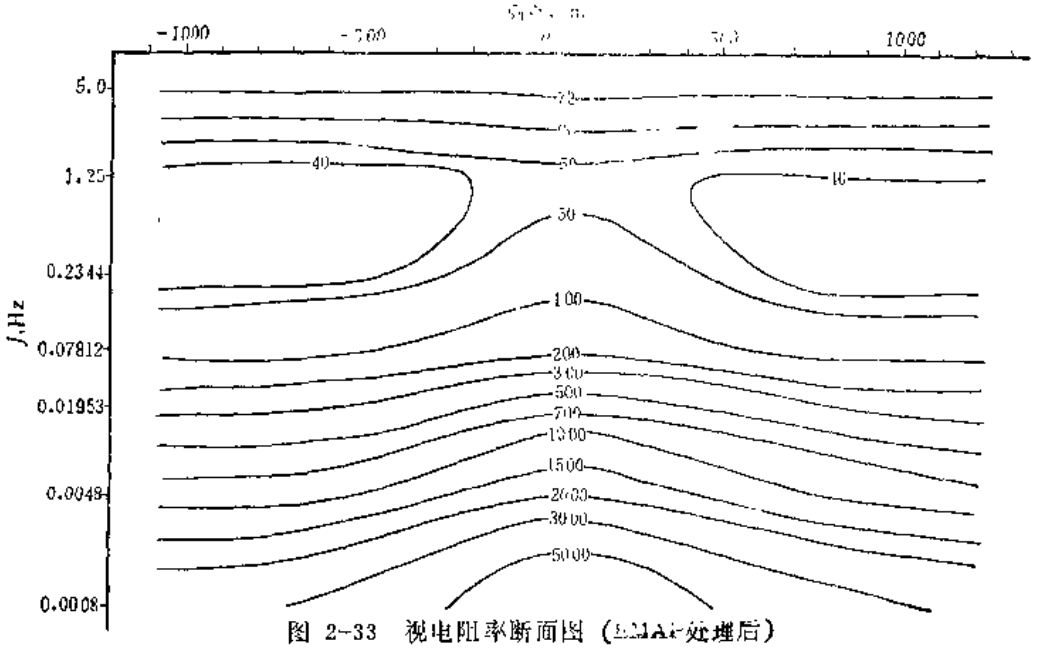


图 2-33 视电阻率断面图（EMAP处理后）

以将视电阻率曲线首支渐近值沿测线进行统计，并把偏移统计曲线那些点的视电阻率曲线的首支平行移动到统计曲线的位置。

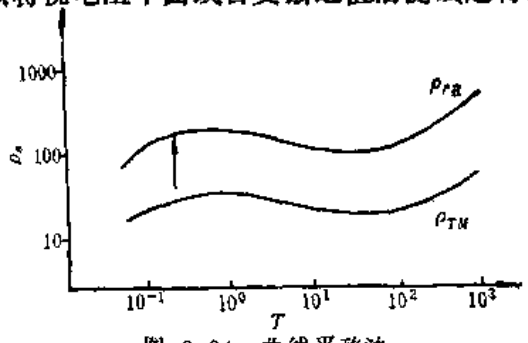


图 2-34 曲线平移法

（3）曲线自身校正法

这是利用具有静位移特点的大地电磁测深曲线之自身特点进行校正的方法，如Kaufman（1988）法和Jones（1988）法等。读者如有兴趣可参考有关文章。

3. 地形校正

在山区，地形对大地电磁测深曲线存在明

显的畸变，不作校正，会对解释结果带来严重影响。

研究表明，当地形有起伏时，观测的阻抗 $Z^{观}(T)$ 和地形水平时之阻抗 $Z(T)$ 之间满足

$$Z^{观}(T)=D(T)Z(T) \tag{2-188}$$

式中 $D(T)$——校正因子，它是频率的函数。

当频率趋于零时，$D(T)$ 趋于1。不难看出，只要求得$D(T)$，就可以对地形影响进行校正。

计算$D(T)$ 最简单易行的办法是根据实测地形和表层电阻率构成一种简单的模型，用数值计算法计算它的响应，并把它近似地看为地形校正因子，对地形影响进行校正。

二、定 性 解 释

定性解释的目的是在资料分析的基础上，通过制作各种必要的图件，概括地了解测线（或测区）地电断面沿水平和垂直方向上的变化情况，从而对测线(区)的地质构造轮廓获得一个初步的概念，以指导定量解释。制作的定性图件主要有：

1. 曲线类型分布图（图 2-35）

将测线（或测区）各测点大地电磁测深曲线的类型按一定比例尺缩小绘在相应的图件上就得到曲线类型分布图。因为曲线类型和特征的变化反映了地电断面的特征，所以从曲线类型分布图可以了解到电性层沿水平和垂直方向上的变化情况。

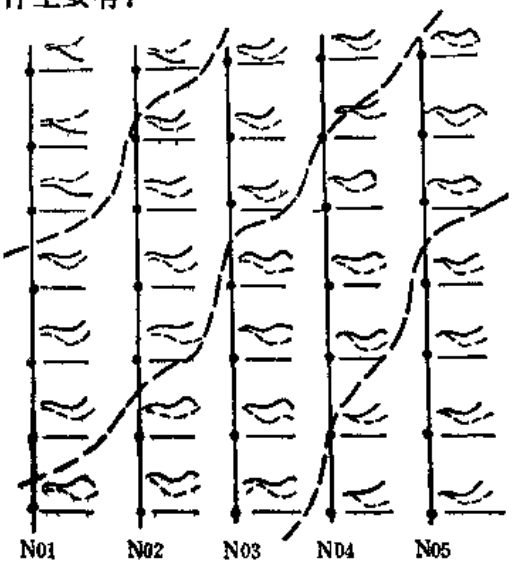


图 2-35 曲线类型分布图

2. 视电阻率$\rho_{TE}(\rho_{TM})$ 断面图（图2-36）

若以测线为横坐标，以大地电磁场的周期 T（或频率f）为纵坐标，将各测点相应周期T（或频率f）上的视电阻率$\rho_{TE}(\rho_{TM})$ 标在对应的纵轴上，并沿测线构制等值线，就得到视电阻率$\rho_{TE}(\rho_{TM})$ 断面图。

从视电阻率断面图可以定性地了解基底的起伏，断层的分布以及电性层的划分（即有几个电性层，它们之间的关系，沿水平和垂直方向的变化情况等）等电性特征，因此视电阻率断面图是一个重要的定性图件。必须注意，由于ρ_{TE}和ρ_{TM}反映地电断面的特征不同，两种视电阻率断面图也不会处处完全一致，必须综合分析两种图件，才能得出正确的结论。

一般讲，在深部（即长周期T处）高视电阻率等值线的起伏形态与基底相应。而视电阻率等值线密集，扭曲和畸变的地方又往往与断层有关。断层特别是基底断层越浅，这种特征越明显。在剖面中，岩层电阻率差别越大，视电阻率断面图的效果也越明显。

3. 相位断面图（图 2-37）

所谓视电阻率相位断面图，就是以测线为横坐标，在各测点上将相应的视电阻率相位曲线转90°绘制而成。由于视电阻率的相位有时会有畸变，在制作这种图件时，对相位应有自动增益控制。这种相位断面图和地震时间剖面图类似，可以反映各种电性层位沿水平和垂直方向上的变化情况。

4. 总纵向电导S剖面图或平面图（图 2-38）

大家知道，总纵向电导

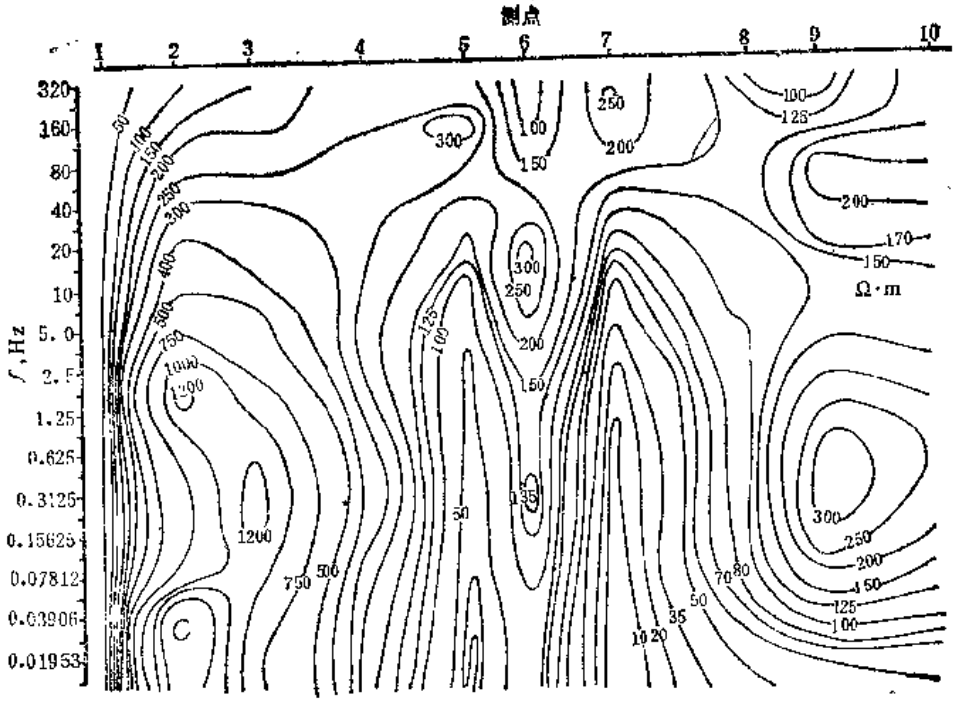


图 2-36 ρ_{TE}视电阻率断面图

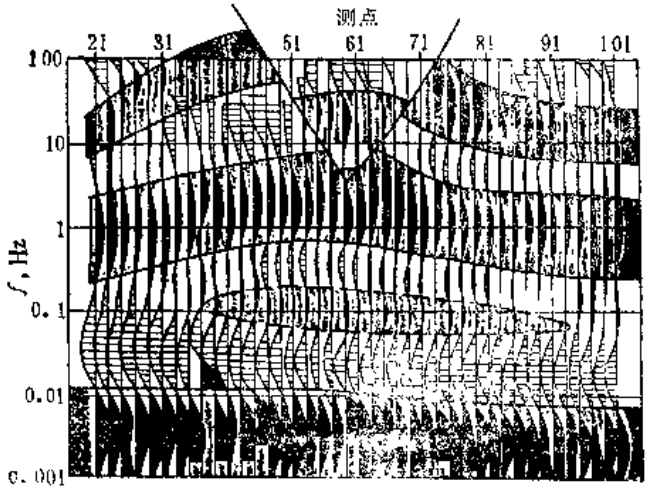


图 2-37 相位断面图

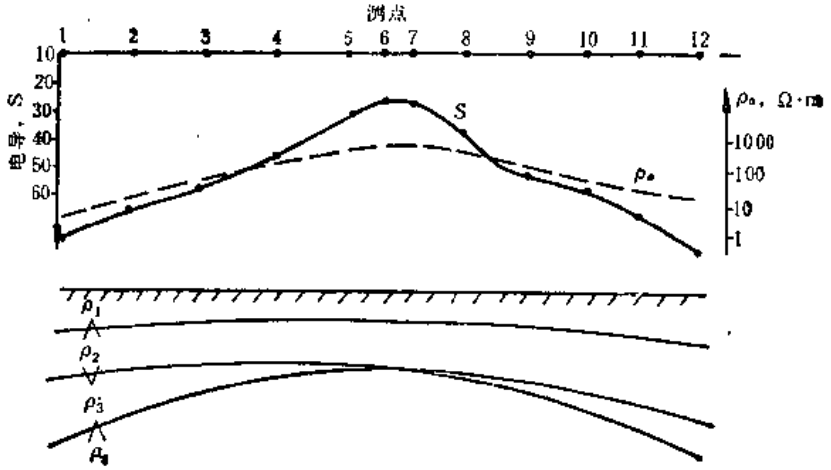


图 2-38 S剖面图和$T=50$秒ρ_s剖面图

$$S=\frac{H}{\rho_t}$$

式中 H——基底的埋深；

ρ_t是基底以上岩层的平均纵向电阻率。

在ρ_t变化不大的情况下，S值可以定性地反映基底起伏。经验表明，在沉积盆地中，ρ_t比较稳定，S图可以较好地反映基底的起伏。由于S与H成正比，在绘制S剖面图时，最好将纵坐标反向（如图2-38所示），使之与基底起伏的形态一致。

5. 等周期T的视电阻率剖面图或平面图（图 2-38）

由二层大地电磁测深曲线尾支渐近线的性质可以得出，当$\rho_2=\infty$时，在尾支渐近线上，

$$\rho_s(T)=\frac{1}{\omega\mu_0 S_1^2}$$

$\rho_2=0$时

$$\rho_s(T)=\omega\mu_0 h_1^2$$

因此，不管哪种情况，尾支渐近线上相同周期的视电阻率值，可以反映基底的起伏。对高阻基底而言，$\rho_s(T)$越小，基底越深；而对低阻基底来说，$\rho_s(T)$越大，基底越深。在分析和应用这种图件时，应充分注意这种差异。

6. 各向异性断面图（图2-39）

定义各向异性系数

$$\delta=\frac{\lg\rho_{TE}(T)-\lg\rho_{TM}(T)}{\lg\rho_{TE}(T)} \tag{2-189}$$

或

$$\delta=\frac{\rho_{TE}(T)-\rho_{TM}(T)}{\rho_{TE}(T)} \tag{2-190}$$

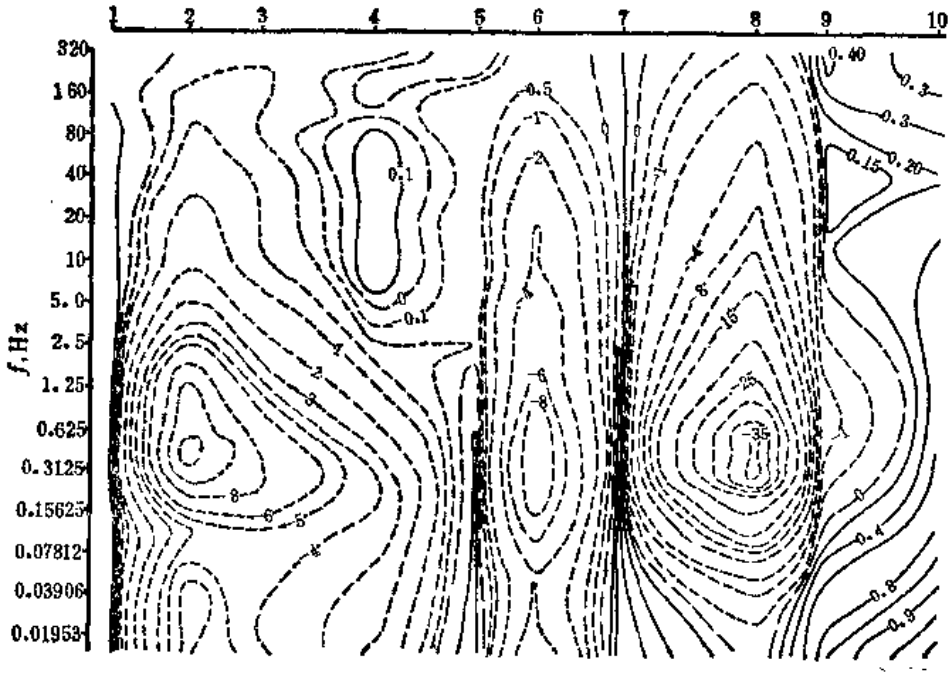


图 2-39 各向异性断面图

式中 $\rho_{TE}(T)$，$\rho_{TM}(T)$——是同一测点，同一周期T上的视电阻率值。

因此，在一个大地电磁测深点上，可以得到一条各向异性曲线$\delta(T)\sim T$。与视电阻率断面图相同，在一条测线上，也可以作出各向异性断面图。从图上，不难看出在剖面中各个点不同深度上沿水平方向上的电性差异。$\delta=0$表示为各向同性；δ值越大说明电性沿水平方向的差异越大。因此，各向异性断面图可以清楚地反映岩层的电性特征。

7. 其他各种定性图件

如走向方位图，倾子剖面（或平面）图，电场极化图等。

在各个地区，应该制作哪些定性图件，要根据具体情况而定。只要能提供一些有用的信息，对解决提出的地质任务有利，就可以制作相应的图件。

三、半定量解释

半定量解释是将视电阻率（或相位）与频率的关系曲线转化为电阻率与深度的近似关系曲线，使人们比定性解释更直观地了解地下电性特征及电性层的分布情况。实现半定量转换的方法很多，但最常用的是Bostick法。

Bostick法是一种一维大地电磁测深曲线的近似反演法。由于它求得的模型并不能拟合观测数据，因此有的学者又把它称为半定量解释方法。然而，这种方法反演的结果，却能较好地反映地电断面的基本特征。其原理如下：

由（2-56）式和（2-57）式知，在多层情况下，当$\rho_n=\infty$和$\rho_n=0$时，曲线尾支渐近线的方程分别为

$$\rho_s(\omega)=\frac{1}{\omega\mu_0 S^2}$$

和

$$\rho_s(\omega)=\omega\mu_0 H^2$$

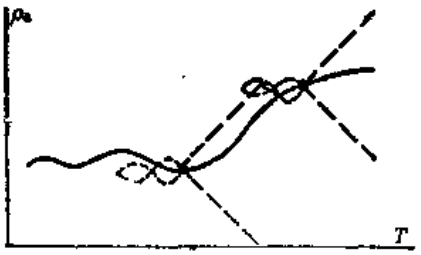


图 2-40 Bostick法原理图

Bostick认为，任何一条一维大地电磁测深视电阻率曲线上的任何点，都可能看成$\rho_2=\infty$和$\rho_2=0$两条视电阻率曲线尾支渐近线之交点，如图2-40所示。因而，由以上两式相乘和相除可以得到

$$\rho_s(\omega)=\frac{H}{S} \tag{2-191}$$

和

$$\frac{1}{HS}=\omega\mu_0 \tag{2-192}$$

因此

$$d\lg\rho_s(\omega)=d\lg H-d\lg S$$
$$d\lg\omega=-d\lg H-d\lg S$$

设

$$\beta=\frac{d\lg\rho_s(\omega)}{d\lg\omega}$$

则

$$\beta=\frac{d\lg H-d\lg S}{-d\lg H-d\lg S}=\frac{1-\frac{dS}{S}\frac{H}{dH}}{-1-\frac{dS}{S}\frac{H}{dH}}$$

$$=\frac{1-\rho_s(\omega)\cdot\frac{dS}{dH}}{-1-\rho_s(\omega)\frac{dS}{dH}} \tag{2-193}$$

根据电导的定义

$$S=\int_0^H\sigma(z)dz$$

故

$$\sigma(H)=\frac{dS}{dH}=\frac{1}{\rho(H)} \tag{2-194}$$

将（2-194）代入（2-193）并整理之，可得

$$\rho(H)=\rho_s(\omega)\frac{1-\beta}{1+\beta} \tag{2-195}$$

式中 β——是双对数坐标$\lg\rho_s(\omega)\sim\lg\omega$中视电阻率曲线之斜率。

如在$\lg\rho_s(T)\sim\lg T$双对数坐标中，视电阻率曲线的斜率α为

$$\alpha=\frac{d\lg\rho_s(T)}{d\lg(T)}=-\beta$$

因而

$$\rho(H)=\rho_s(T)\frac{1+\alpha}{1-\alpha} \tag{2-196}$$

而

$$H=\sqrt{\frac{\rho_s(\omega)}{\omega\mu_0}} \tag{2-197}$$

（2-196）和（2-197）就是Bostick法计算电阻率和深度的公式。

据证明，大地电磁阻抗是最小相位函数，最小相位函数振幅和相位之间满足一定关系，可以相互转换，且

$$\frac{d\lg\rho_s(\omega)}{d\lg\omega}=\frac{4}{\pi}\varphi-1$$

将上式代入（2-195），则得

$$\rho(H)=\rho_s(\omega)\left(\frac{\pi}{2\varphi}-1\right) \tag{2-198}$$

因此，当视电阻率观测值比较分散，因而β值精度不高，而相位的观测值精度又比较高的情况下，可用（2-198）式代替（2-196）式，从而避免了含有导数的反演公式。

讨论

①在ρ_s有限时，尾支渐近线$\rho_s(\omega)\to\rho_\infty$，而此时$\alpha=0$，故$\rho(H)=\rho_s=\rho_\infty$；

②在视电阻率曲线的极值点处，$\alpha=0$，故$\rho(H)=\rho_a$；

③在$\rho_a=\infty$和$\rho_a=0$时，在尾支渐近线上$\alpha=1$和-1，因而$\rho(H)=\infty$和0；

④在首支渐近线上，由于视电阻率以振荡的形式趋于ρ_1，故Bostick的结果$\rho(H)$也出现振荡，显然，这不是我们所期望的。

从上面的讨论可以看出，Bostick反演虽然在某些情况下不能准确地反映地电断面的细节，但却能反映地电断面的基本特征，给解释人员提供一些重要的信息。

四、一维反演

一维反演是在定性和半定量解释的基础上进行的，任务是将实测的大地电磁测深资料（包括视电阻率和相位曲线等）转换为一维地电断面参数，提出工区的地电模型。如果工区的地电断面是一维或近似一维的二维或三维模型，可以以一维反演作为最后结果，进行地质解释。

在二维（或近似二维的三维）情况下，大地电磁测深的视电阻率和相位曲线各有两条。是用$\rho_{TE}(\varphi_{TE})$，还是$\rho_{TM}(\varphi_{TM})$进行反演才能使结果更接近于真实的地电模型，这是大地电磁测深曲线一维反演之前必须明确的问题。一般讲，在高阻隆起地区，应用ρ_{TM}曲线，在凹陷地区用ρ_{TE}曲线反演；ρ_{TM}曲线能更好地反映浅层电性不均匀，而ρ_{TE}曲线则能更好地反映深层的电性特征；在三维地区，根据苏联学者别尔基切夫斯基的建议，也许采用$\rho_m=\sqrt{\rho_{TE}\cdot\rho_{TM}}$或$\rho_m=\sqrt{\rho_{xy}\cdot\rho_{yx}-\rho_{xx}\cdot\rho_{yy}}$解释更为合适。

选好用于反演的曲线之后，还要确定用什么反演方法。是用层状介质的反演方法，还是用连续介质的反演方法，或是其他类型的反演方法，这不但取决于反演人员对测区地电断面特性的了解，也取决于他们对各种类型反演方法的认识。

在研究具体反演方法之前，首先讨论一下各种反演方法所遇到的共同问题。

1. 一维大地电磁测深曲线反演综述

随着计算机的广泛应用，在大地电磁测深资料的解释中，量板法已被自动反演淘汰。在目前众多的反演方法中，大概可分为三类：间接反演法、直接反演法和近似反演法。

所谓间接反演法，就是从初始模型出发，将计算的理论曲线与实测曲线对比，并根据拟合结果对模型参数进行校正，在得到一个新的模型之后，再重复上述步骤，如此反复迭代，直到拟合为止。因此，凡在反演过程中需要迭代、校正的方法统称为间接反演法。这是目前大地电磁测深资料反演中应用最多也最成功的一类反演方法。

顾名思义，直接反演法是不需要迭代就可直接求解地电断面参数的反演方法之总称。

近似反演法，就是从某种近似原理出发，求出待求地电断面的近似模型，这种近似模型虽然不能很好拟合观测曲线，但却能反映地电断面的基本特征。因此，也受到许多解释人员的青睐，Bostick法就是其中的一例。

除了上面这种分类方法外，也可根据目标函数的性质将反演问题分为线性反演法和非线性反演两大类。目标函数为线性的称线性反演法，否则称非线性反演法。一维大地电磁测深曲线的反演问题一般为非线性问题。

（1）目标函数的选择和参数变换

如前所述，目前用于大地电磁测深曲线反演的方法中，大多数是基于最小方差原理的间接反演法。它的目标函数为实测曲线与理论曲线之相对误差的平方和，即

$$\Psi_1=\sum_{i=1}^{M}\left[\frac{\rho_{ai}-\rho_{Ti}(\lambda)}{\rho_{ai}}\right]^2 \tag{2-199}$$

式中 M——为视电阻率曲线的观测频点数；

ρ_{ai}——为第i个周期的观测值；

ρ_{Ti}——为初始模型第i个周期上之理论值；

$\lambda=[\lambda_1,\ \lambda_2,\ \cdots,\ \lambda_N]^T$为初始模型的参数矢量，在水平均匀介质情况下，设有$n$层，则有$N$个参数，且$N=2n-1$。

目标函数也可以写为

$$\Psi_2=\sum_{i=1}^{M}\left[\frac{\rho_{ai}-\rho_{Ti}(\lambda)}{\delta\rho_{ai}}\right]^2 \tag{2-200}$$

这里$\delta\rho_{ai}$为ρ_{ai}的观测误差。

由于视电阻率的变化范围很大，几乎可以从零变到无限，所以在反演时，最好将以上二式改为

$$\Psi_3=\sum_{i=1}^{M}\left[\frac{\ln\rho_{ai}-\ln\rho_{Ti}(\lambda)}{\ln\rho_{ai}}\right]^2 \tag{2-201}$$

和

$$\Psi_4=\sum_{i=1}^{M}\left[\frac{\ln\rho_{ai}-\ln\rho_{Ti}(\lambda)}{\ln\delta\rho_{ai}}\right]^2 \tag{2-202}$$

如果用相位曲线进行反演，也可以写出与（2-199)式和(2-200）式相似的目标函数，不过由于相位值变化范围很小，没有必要对它取对数。

为了使反演更快收敛，避免在迭代过程中出现负的参数（电阻率和厚度)，也可作如下变换，令

$$x_i=\ln\lambda_i,\ \ i=1,\ 2,\ \cdots,\ N \tag{2-203}$$

则理论视电阻率函数变为

$$\rho_{Ti}=\rho_{Ti}\ (x_1,\ x_2,\cdots,\ x_N) \tag{2-204}$$

必须注意，参数变换后将导致反演公式也应作相应的变换。

（2）线性方程组的建立

(2-199）式～（2-202）式中的目标函数Ψ都是参数矢量λ，或参数$\lambda_i(i=1,2,\cdots,N)$的非线性函数，要在使$\Psi$为最小的条件下，求解地电断面的参数矢量$\lambda$是十分困难的。为此，必须将它线性化。

设初始模型矢量为$\lambda^{(0)}=[\lambda_1,\ \lambda_2,\ \cdots,\ \lambda_N]^T$，如果初始模型十分接近真实模型，则按台劳级数将它在初始模型附近展开并略去高阶项可得

$$\rho_{ai}\doteq\rho_{Ti}(\lambda^{(0)})+\sum_{j=1}^{N}\frac{\partial\rho_{Ti}(\lambda^{(0)})}{\partial\lambda_j}\Delta\lambda_j \tag{2-205}$$

$$i=1,\ 2,\ \cdots,\ M$$

将上式写成矩阵可得

$$\boldsymbol{A}\Delta\boldsymbol{\lambda}=\Delta\boldsymbol{\rho} \tag{2-206}$$

其中

$$A=\begin{vmatrix} a_{11} & a_{12} & \cdots & a_{1N} \\ a_{21} & a_{22} & \cdots & a_{2N} \\ \vdots & \vdots & & \vdots \\ a_{M1} & a_{M2} & & a_{MN} \end{vmatrix} \tag{2-207}$$

以(2-199)为例其中

$$a_{ij}=\frac{\partial \rho_{Ti}(\lambda^{(0)})}{\partial \lambda_j}/\rho_{ai}$$

$$i=1,\ 2,\ \cdots M;\ j=1,\ 2,\ \cdots N \tag{2-208}$$

$$\Delta\lambda=(\Delta\lambda_1\Delta\lambda_2\cdots\Delta\lambda_N)^T \tag{2-209}$$

$$\Delta\rho=(\Delta\rho_1\Delta\rho_2\cdots\Delta\rho_M)^T \tag{2-210}$$

而

$$\Delta\rho_i=\ (\rho_{ai}-\rho_{Ti}(\lambda^{(0)}))\ /\rho_{ai} \tag{2-211}$$

一般$M\neq N$，(2—206) 是一个非适定方程。是 (2-204) 式线性化的结果，是一个线性方程组。

如果，将 (2-205) 式代入 (2-199) 式，则得

$$\Psi_1=\sum_{i=1}^{M}\left[\frac{\rho_{ai}-\rho_{Ti}(\lambda^{(0)})-\sum_{j=1}^{N}\frac{\partial\rho_{Ti}(\lambda^{(0)})}{\partial\lambda_j}\Delta\lambda_j}{\rho_{ai}}\right]^2 \tag{2-212}$$

如前所述，当Ψ_1极小时，$\Delta\lambda_j$ ($j=1,\ 2,\ \cdots N$) 就是模型的改正量。根据多元函数的极值理论，Ψ极小时应满足

$$\frac{\partial\Psi_1}{\partial\Delta\lambda_j}=0 \qquad (j=1,2,\cdots N) \tag{2-213}$$

将 (2-212) 式相对$\Delta\lambda_j$ ($j=1,\ 2,\ \cdots N$) 微分，并令之为零，整理可得

$$A^TA\Delta\lambda=A^T\Delta\rho \tag{2-214}$$

式中 A^T——是矩阵A的转置矩阵。

显然这仍是一组线性方程，又称为正态方程。$\Delta\lambda$的系数矩阵 A^TA 是对称正定矩阵。它的解法可从一般线性代数中找到。

（3）初始模型的选择

初始模型是间接反演法的出发点，反演过程就是对它进行反复修改的过程。初始模型是否恰当，直接关系到迭代收敛的速度，甚至反演解释的成败。如果断面是水平均匀层状介质，首先就要求初始模型的层数要与实测模型一致。为了做到这一点，通常应根据实测曲线的形态、特征，并结合测区的地质、地球物理资料来选择初始模型。至于各层的具体参数，可根据前述的Bostick法的结果来选择，也可由有经验的解释人员给定。

（4）质量控制指标

在反演任何一条大地电磁测深曲线之前，解释人员必须根据实测曲线的优劣程度，给定一个质量控制或迭代收敛标准，以评定解释成果的好坏。方差函数和反演方法不同，质量控制指标也可以不一样，如设$\nabla\Psi^{(k)}=\Psi^{(k+1)}-\Psi^{(k)}$，

$$\| \nabla \Psi \| \leqslant \delta_1,$$

$$\frac{|\Delta\lambda_i|}{\lambda_i} \leqslant \delta_2 \quad (i=1,2,\cdots N)$$

或

$$\sum_{i=1}^{N} (\Delta\lambda_i)^2 \leqslant \delta_3$$

这里δ是大于零的数，必须选择适当。δ过小会使反演过程中迭代次数增加，成本变高，甚至无法收敛；而δ过大，又会影响解释的质量。

（5）视电阻率对断面参数偏导数的计算方法

在（2-206）式和（2-214）式的系数矩阵中均含有视电阻率对断面参数的一阶偏导数。我们知道

$$\rho_s = \frac{1}{\omega\mu_0}|Z|^2$$

其一阶偏导数是

$$\frac{\partial\rho_s}{\partial\lambda_j} = \frac{1}{\omega\mu_0}\left(Z^* \frac{\partial Z}{\partial\lambda_j} + Z\frac{\partial Z^*}{\partial\lambda_j} \right)$$

$$j=1,2,\cdots N$$

考虑到一维层状介质第m层顶面的阻抗存在递推公式

$$Z_m = Z_{0m} \underset{\text{th}}{\coth}\left(k_m h_m + \underset{\text{th}^{-1}}{\coth^{-1}} \frac{Z_{m+1}}{Z_{0m}} \right) \tag{2-215}$$

并可由此求得在地面的表面阻抗。为了简化偏导数的计算程序，提高计算速度，求视电阻率对断面中任何一层参数ρ_j和h_j的偏导数，可以利用如下关系

$$\begin{aligned}
\frac{\partial Z_1}{\partial\rho_j} &= \frac{\partial Z_1}{\partial Z_2}\frac{\partial Z_2}{\partial\rho_j} \\
\frac{\partial Z_2}{\partial\rho_j} &= \frac{\partial Z_2}{\partial Z_3}\frac{\partial Z_3}{\partial\rho_j} \\
&\vdots \qquad \vdots \\
\frac{\partial Z_{j-1}}{\partial\rho_j} &= \frac{\partial Z_{j-1}}{\partial Z_j}\frac{\partial Z_j}{\partial\rho_j}
\end{aligned} \tag{2-216}$$

以及

$$\begin{aligned}
\frac{\partial Z_1}{\partial h_j} &= \frac{\partial Z_1}{\partial Z_2}\frac{\partial Z_2}{\partial h_j} \\
\frac{\partial Z_2}{\partial h_j} &= \frac{\partial Z_2}{\partial Z_3}\frac{\partial Z_3}{\partial h_j} \\
&\vdots \qquad \vdots
\end{aligned} \tag{2-217}$$

$$\frac{\partial Z_{j-1}}{\partial h_j}=\frac{\partial Z_{j-1}}{\partial Z_j}\quad\frac{\partial Z_j}{\partial h_j}$$

由此可知，要计算$\frac{\partial Z_1}{\partial \rho_j}$和$\frac{\partial Z_1}{\partial h_j}$，首先必须导出$\frac{\partial Z_j}{\partial \rho_j}$，$\frac{\partial Z_j}{\partial h_j}$和$\frac{\partial Z_m}{\partial Z_{m+1}}$。它们的表达式为

$$\frac{\partial Z_j}{\partial \rho_j}=\frac{Z_j}{2\rho_j}-\frac{2i\omega\mu_0}{\Delta^2\rho_j}[\rho_j Z_{j+1}+h_j(i\omega\mu_0\rho_j$$

$$-Z_{j+\frac{1}{2}})]e^{-2k_jh_j} \tag{2-218}$$

$$\frac{\partial Z_j}{\partial h_j}=\frac{4i\omega\mu_0}{\Delta^2}(i\omega\mu_0\rho_j-Z_{j+\frac{1}{2}})e^{-2k_jh_j}, \tag{2-219}$$

$$\frac{\partial Z_j}{\partial Z_{j+1}}=\frac{4i\omega\mu_0\rho_j}{\Delta^2}e^{-2k_jh_j} \tag{2-220}$$

这里

$$\Delta=\sqrt{i\omega\mu_0\rho_j}(1+e^{-2k_jh_j})+Z_{j+1}(1-e^{-2k_jh_j}) \tag{2-221}$$

i为虚数单位。而在最底部界面上

$$\frac{\partial Z_n}{\partial \rho_n}=\frac{Z_n}{2\rho_n} \tag{2-222}$$

2．基于最小方差原理的高斯——牛顿法

(2-214) 是基于最小方差原理的正态方程，设

$$\boldsymbol{P}=\boldsymbol{A}^T\boldsymbol{A} \tag{2-223}$$

$$\boldsymbol{Y}=\boldsymbol{A}^T\Delta\rho \tag{2-224}$$

则

$$\boldsymbol{P}\Delta\boldsymbol{\lambda}=\boldsymbol{Y} \tag{2-225}$$

式中 $\boldsymbol{P}$——是$N\times N$阶方阵；

$\Delta\boldsymbol{\lambda}$——是$N\times 1$列向量；

$\boldsymbol{Y}$——是$N\times 1$阶的列向量。

根据矩阵知识，$\boldsymbol{P}$是对称矩阵，其秩$P\leqslant N$。当$P<N$时，$\boldsymbol{P}$是奇异矩阵，(2-225) 式无一般意义下的解；即使$P=N$，当$\boldsymbol{P}$有小特征值存在时，$\boldsymbol{P}$是病态的，其解也不稳定。这是因为在地电断面中常存在不灵敏参数和测深曲线对某些模型参数存在等值性的缘故，也可能是由于某些观测数据之间具有较大相关性的缘故。

如果$\boldsymbol{P}$的逆存在，则 (2-225) 的解为

$$\Delta\boldsymbol{\lambda}=\boldsymbol{P}^{-1}\boldsymbol{Y} \tag{2-226}$$

式中 $\Delta\boldsymbol{\lambda}$——是初始模型的校正矢量。

由于我们将非线性方程线性化，所以对初始模型$\boldsymbol{\lambda}^{(0)}$校正后并不能使$\Psi$达到极小，求得模型的真正参数。设$k$为迭代次数，则

$$\boldsymbol{\lambda}^{(k+1)}=\boldsymbol{\lambda}^{(k)}+\Delta\boldsymbol{\lambda}^{(k)}\quad(k=0,\ 1,\ 2,\ \cdots) \tag{2-227}$$

在迭代终止时，目标函数Ψ满足给定的质量控制指标

$$\Psi(\boldsymbol{\lambda}^*)<\delta$$

这时λ^*就是曲线的反演结果。

由上面的讨论可以看出，初始模型$\lambda^{(0)}$越接近真实模型时，按台劳级数展开就越可以忽略高次项，因而高斯—牛顿法的效果越好，逐次迭代的结果可以求得一个稳定的极小点。然而，当初始模型远离真实模型时，按台劳级数展开就不能完全忽略高次项，函数线性化的精度不高，加之此时目标函数比较复杂，因此在迭代过程中，甚至可能使方差函数加大，出现发散的情况。这就是高斯—牛顿法对初始模型要求较高的原因。

为了提高高斯—牛顿法的收敛速度，在初始模型较差的情况下，不致因为改正步长$\Delta\lambda$过大而在迭代过程中出现发散，可引入一个步长因子$\alpha^{(k)}$。校正时采用

$$\lambda^{(k+1)}=\lambda^{(k)}+\alpha^{(k)}\Delta\lambda^{(k)} \tag{2-228}$$

选择最优步长因子$\alpha^{(k)}$的方法很多，这里介绍一种二次插值法。由于$\alpha^{(k)}$参与模型参数的校正，目标函数可视为$\alpha^{(k)}$的函数，以二次函数逼近之，则

$$\Psi=a_0+a_1\alpha^{(k)}+a_2[\alpha^{(k)}]^2 \tag{2-229}$$

式中 a_0，a_1，a_2——为待定系数。

根据极值原理，最优的$\alpha^{(k)}$应满足

$$\frac{a\Psi}{a\alpha^{(k)}}=a_1+2a_2\alpha^{(k)}=0$$

即

$$\alpha^{(k)}=-\frac{a_1}{2a_2} \tag{2-230}$$

由于a_0，a_1，a_2是不随$\alpha^{(k)}$取值而变化的常数，可以用如下办法求取

令 $\alpha^{(k)}=0$ 则 $\Psi_0=a_0$

$$\alpha^{(k)}=\frac{1}{2} \qquad \Psi_{\frac{1}{2}}=a_0+\frac{1}{2}a_1+\frac{1}{4}a_2$$

$$\alpha^{(k)}=1 \qquad \Psi_1=a_0+a_1+a_2$$

从而求得

$$a_2=2(\Psi_0+\Psi_1-2\Psi_{\frac{1}{2}})$$

$$a_1=\Psi_1-\Psi_0-2(\Psi_0+\Psi_1-2\Psi_{\frac{1}{2}})$$

代入（2-230），得

$$\alpha^{(k)}=\frac{1}{2}+\frac{\Psi_0-\Psi_1}{4(\Psi_0+\Psi_1-2\Psi_{\frac{1}{2}})} \tag{2-231}$$

因此，在每次迭代过程中，都需要计算Ψ_0、Ψ_1和$\Psi_{\frac{1}{2}}$，并根据（2-231）式计算出$\alpha^{(k)}$后，再作校正。应该指出，并不是引入步长因子$\alpha^{(k)}$后，就可以保证任何初始模型在迭代过程中都会稳定收敛。

在迭代过程中，校正步长无疑是重要的。步长过大，往往会使迭代走上歧途，甚至发散；步长过小，又会增加迭代次数，造成经济和时间的无谓浪费。然而校正方向，对迭代的

成败也许更为重要。方向错误，即使步长"最优"，也是枉然，甚至会远离真实模型。只有方向对、步子稳，反演才会成功。

如图2-41所示，在方差函数比较简单的情况下，沿负梯度方向搜索（或校正），经反复迭代，总可以求得Ψ函数的极小点，即模型的解。但是，高斯—牛顿法的搜索方向却与此不同，它不但取决于P^{-1}，而且也决定于矢量Y的方向。能否在反演迭代过程中，逐渐调正收敛方向，选取最优步长，这就是反演方法中必须解决的重要问题之一。

3. 马夸特法

前面已经提到，高斯—牛顿法在系数矩阵P为奇异或病态时无解或解不稳定，这是因为

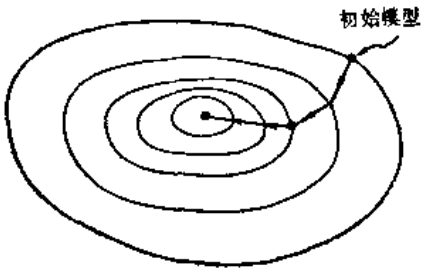


图 2-41　梯度法收敛方向

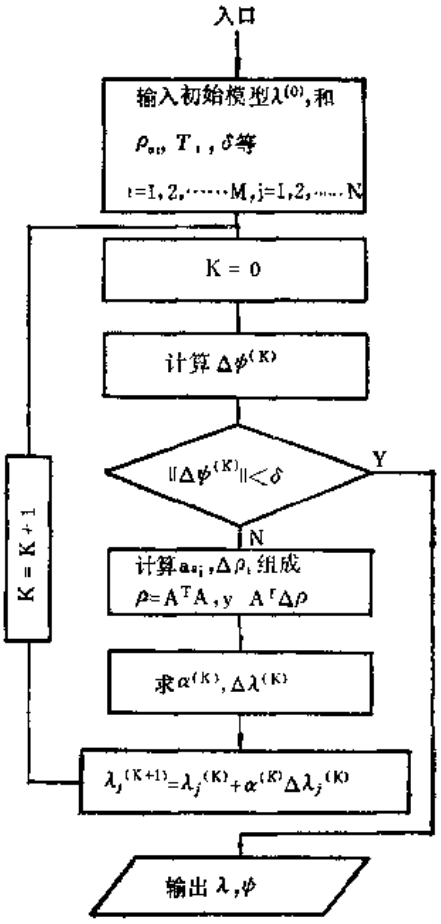


图 2-42　高斯—牛顿法计算框图

此时矩阵求逆的条件很差。马夸特法是用增大系数矩阵主对角元素的办法来改善条件，从而达到使解趋于稳定的目的。

这种方法的目标函数是

$$\Psi(\lambda)=\sum_{i=1}^{M}\left[\frac{\rho_{ai}-\rho_{fi}(\lambda)}{\rho_{ai}}\right]^2+\alpha\sum_{j=1}^{N}\Delta\lambda_j^2 \tag{2-232}$$

相应的正态方程组是

$$(\boldsymbol{A}^T\boldsymbol{A}+\alpha\boldsymbol{I})\Delta\boldsymbol{\lambda}=\boldsymbol{A}^T\Delta\boldsymbol{\rho} \tag{2-233}$$

式中　α——是阻尼系数；

$\boldsymbol{I}$是单位矩阵。

其他符号和前段完全一致。

根据矩阵代数，任何对称矩阵均可分解为与三个矩阵的积

$$\boldsymbol{A}^T\boldsymbol{A}=\boldsymbol{U}\boldsymbol{\Lambda}\boldsymbol{U}^T \tag{2-234}$$

其中$\boldsymbol{\Lambda}$是对称矩阵$\boldsymbol{A}^T\boldsymbol{A}$的特征值$\lambda_i$（$i=1, 2, \cdots N$）组成的对角线矩阵

$$\Lambda=\begin{pmatrix}\lambda_1 & 0 & 0 & \cdots & 0\\ 0 & \lambda_2 & 0 & \cdots & 0\\ \vdots & \vdots & \vdots & & \vdots\\ 0 & 0 & 0 & \cdots & \lambda_N\end{pmatrix} \tag{2-235}$$

U为A^TA或AA^T的特征向量矩阵

由（2-233）知

$$\begin{aligned}\Delta\lambda&=(A^TA+\alpha I)^{-1}A^T\Delta\rho \\ &=\alpha\Lambda_1^{-1}\alpha^TA^T\Delta\rho\end{aligned} \tag{2-236}$$

式中

$$\Lambda_1^{-1}=\begin{pmatrix}\dfrac{1}{\lambda_1+\alpha} & 0 & 0 & \cdots & 0\\ 0 & \dfrac{1}{\lambda_2+\alpha} & 0 & \cdots & 0\\ \vdots & \vdots & \vdots & & \vdots\\ 0 & 0 & 0 & & \dfrac{1}{\lambda_N+\alpha}\end{pmatrix} \tag{2-237}$$

因此，即使A^TA的特征值λ_i（$i=1, 2, \cdots N$）中有的等于零或趋于零，但Λ_1矩阵却不再是奇异或病态的了，因而$\Delta\lambda$就有稳定的解存在。可见，马夸特法就部分地克服了高斯—牛顿法存在的问题。

从教学上讲，由于目标函数与高斯——牛顿法不同，马夸特法的系数矩阵不再有奇异和病态的可能性，因而使解趋于稳定。

从迭代过程中$\Delta\lambda$的校正方向讲，阻尼系数α实际上是调正收敛方向的系数，使反演有可能沿最佳方向校正初始模型的参数。不难看出，$\alpha=0$时，马夸特法就是前述的高斯—牛顿法；当α充分大时，它就退化为梯度法。在迭代过程中可以根据需要不断调整α值，从而获得较快的收敛速度和较好的反演效果。

马夸特法是解病态方法的有效方法之一。对大地电磁测深曲线反演而言，还必须针对大地电磁测深的具体特点，对马夸特法进行修改。这些特点，正如在前一段中所指出的，就是大地电磁法的体积勘探性质，以及视电阻率的数值和断面参数的变化范围都很大这一特征。为此，将（2-232）式目标函数改为

$$\Psi=\sum_{i=1}^{M}\left[\ln\rho_{ai}-\ln\rho_{Ti}(\lambda^{(0)})\right]^2+\alpha\sum_{j=1}^{N}\left(\frac{\Delta\lambda_j}{\lambda_j}\right)^2 \tag{2-238}$$

其正态方程为

$$(B^TB+\alpha D)\Delta\lambda=B^T\Delta L \tag{2-239}$$

其中

$$B=\begin{pmatrix}\dfrac{1}{\rho_{T1}}\dfrac{\partial\rho_{T1}(\lambda^{(0)})}{\partial\lambda_1} & \dfrac{1}{\rho_{T_1}}\dfrac{\partial\rho_{T_1}(\lambda^{(0)})}{\partial\lambda_2} & \cdots & \dfrac{1}{\rho_{T_1}}\dfrac{\partial\rho_{T_1}(\lambda^{(0)})}{\partial\lambda_N}\\ \dfrac{1}{\rho_{T_2}}\dfrac{\partial\rho_{T_2}(\lambda^{(0)})}{\partial\lambda_1} & \dfrac{1}{\rho_{T_2}}\dfrac{\partial\rho_{T_2}(\lambda^{(0)})}{\partial\lambda_2} & \cdots & \dfrac{1}{\rho_{T_2}}\dfrac{\partial\rho_{T_2}(\lambda^{(0)})}{\partial\lambda_N}\\ \vdots & \vdots & & \vdots\\ \dfrac{1}{\rho_{TM}}\dfrac{\partial\rho_{TM}(\lambda^{(0)})}{\partial\lambda_1} & \dfrac{1}{\rho_{TM}}\dfrac{\partial\rho_{TM}(\lambda^{(0)})}{\partial\lambda_2} & \cdots & \dfrac{1}{\rho_{TM}}\dfrac{\partial\rho_{TM}(\lambda^{(0)})}{\partial\lambda_N}\end{pmatrix} \tag{2-240}$$

$$\boldsymbol{D}=\begin{pmatrix} \frac{1}{\lambda_1} & 0 & 0 & \cdots & 0 \\ 0 & \frac{1}{\lambda_2} & 0 & \cdots & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & & \vdots \\ 0 & 0 & 0 & \cdots & \frac{1}{\lambda_N} \end{pmatrix} \tag{2-241}$$

而

$$\Delta \boldsymbol{L}=\left(\ln\frac{\rho_{a1}}{\rho_{T_1}} \quad \ln\frac{\rho_{a_2}}{\rho_{T_2}}\cdots\cdots\ln\frac{\rho_{aM}}{\rho_{TM}}\right) \tag{2-242}$$

式中 λ_i ($i=1, 2, \cdots, N$) ——是初始模型的参数。比较 (2-239) 式和 (2-236) 式可知，后者的单位矩阵$\boldsymbol{I}$被对角线矩阵$\boldsymbol{D}$所代替，阻尼系数不仅与α有关，而且与初始模型的参数有关。这就避免了参数不同阻尼系数相同的弊病。

图2-43是马夸特法的程序框图。

4. 广义反演法

广义反演法是基于广义逆而建立起来的一种反演方法，它既适应于解 (2-206) 这样一组非适定方程，也适用于解 (2-235) 和 (2-239) 这种对称方程组。为清楚起见，让我们首先讨论一下广义逆的基础：矩阵的奇异值分解 (*SVD*)。

一个$M\times N$阶矩阵$\boldsymbol{A}$，若可以找到一个矩阵$\boldsymbol{G}$，并满足以下条件

$$①\boldsymbol{AGA}=\boldsymbol{A};\qquad ②\boldsymbol{GAG}=\boldsymbol{G};$$

$$③(\boldsymbol{AG})^T=\boldsymbol{AG};\qquad ④(\boldsymbol{GA})^T=\boldsymbol{GA} \tag{2-243}$$

则称$\boldsymbol{G}$为$\boldsymbol{A}$的广义逆。并可用它来解任何（适定，超定和欠定）线性方程组。

不难证明，任何秩为P的$M\times N$阶矩阵$\boldsymbol{A}$，都可分解为

$$\boldsymbol{A}=\boldsymbol{U}_P\boldsymbol{\Lambda}_P\boldsymbol{V}_P^T \tag{2-244}$$

其中$\boldsymbol{U}_P$是$M\times P$阶矩阵，是$\boldsymbol{AA}^T$的特征向量组成的特征向量矩阵，称为观测数据特征向量矩阵；$\boldsymbol{V}_P$是$N\times P$阶矩阵，是$\boldsymbol{A}^T\boldsymbol{A}$的特征向量组成的特征向量矩阵，也称为参数特征向量矩阵；而$\boldsymbol{\Lambda}_P$是$\boldsymbol{A}^T\boldsymbol{A}$或$\boldsymbol{AA}^T$的特征值之正根组成的对角线矩阵，其阶是$P\times P$，且

$$\boldsymbol{\Lambda}_P=\begin{pmatrix} \alpha_1 & & 0 \\ & \alpha_2 & \\ & & \ddots \\ 0 & & \alpha_p \end{pmatrix} \tag{2-245}$$

这里α_i称为$\boldsymbol{A}$的奇异值。

根据奇异值分解的表达式 (2-244)，定义

$$\boldsymbol{A}^+=\boldsymbol{V}_P\boldsymbol{\Lambda}_P^{-1}\boldsymbol{U}_P^T \tag{2-246}$$

不难证明，$\boldsymbol{A}^+$满足 (2-243) 四个条件，因此$\boldsymbol{A}^+$是广义逆。显然，广义逆不是一般意义下的矩阵的逆。

现以 (2-206) 为例说明广义反演法的基本原理及其优缺点。

利用 (2-246) 式和 (2-206) 式，如设由广义逆求得之参数校正矢量为$\Delta\hat{\lambda}$，则

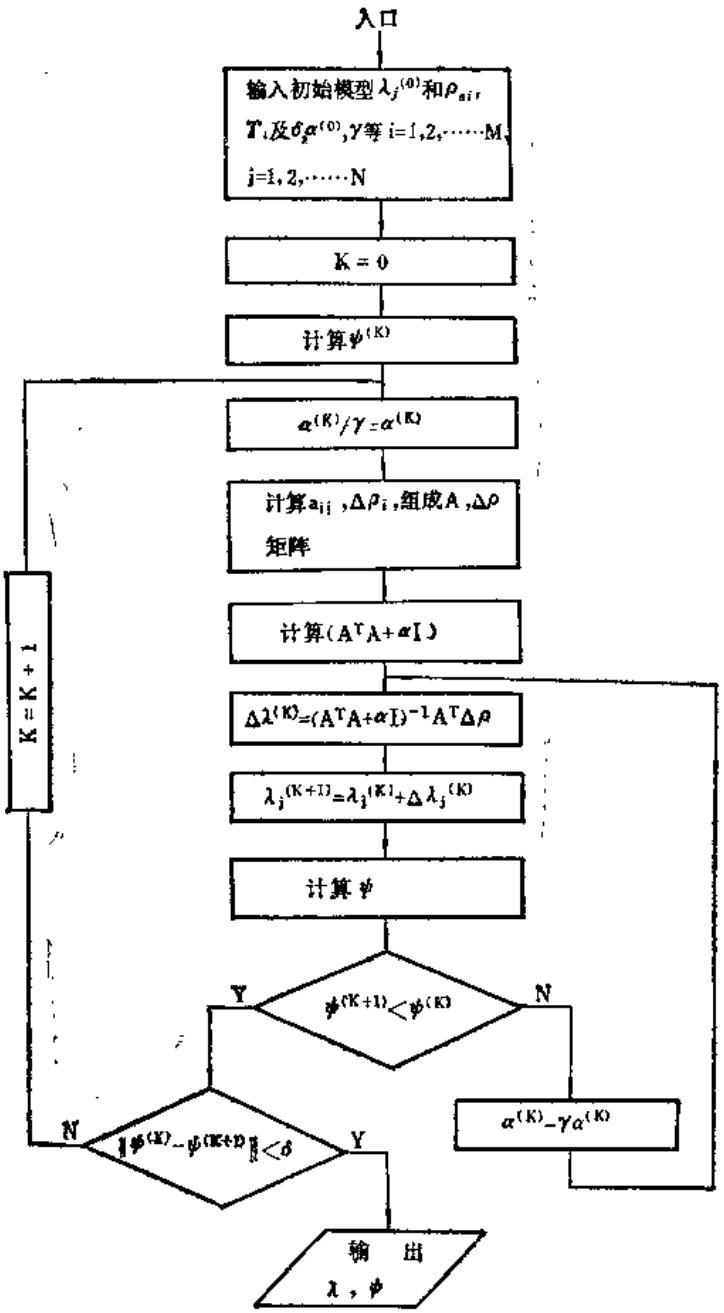


图 2-43 马夸特法的程序框图

$$\Delta\hat{\lambda}=A^{+}\Delta\rho \tag{2-247}$$

由 (2-247) 求出校正向量$\Delta\hat{\lambda}$后，就可对初始模型$\lambda^{(0)}$的参数进行校正了。由此看来，广义反演法的核心，就是求矩阵A的广义逆，或者是对A进行奇异值分解。

讨论

①在利用广义反演法求解的过程中，还可以得到一些关于观测数据和模型参数的辅助信息。

如将求得的 $\Delta\hat{\lambda}$代入 (2-206)，则

$$\begin{aligned}\Delta\hat{\rho}&=A\Delta\hat{\lambda}=AA^{+}\Delta\rho\\&=U_pU_p^T\Delta\rho=F\Delta\rho\end{aligned} \tag{2-248}$$

式中 $F=AA^{+}=U_pU_p^T$称为信息密度矩阵。

如果$F=I$，说明$\Delta\hat{\rho}=\Delta\rho$，即用广义反演法求得的解$\Delta\hat{\lambda}$可以完全恢复观测资料$\Delta\rho$；$F$越偏离单位矩阵，说明$\Delta\hat{\rho}$偏离$\Delta\rho$越远；而$F$的行向量各要素之间相对大小还进一步反映$\Delta\rho$各要素之间的相关程度。因此，信息密度矩阵是反映观测数据之间相关性的一重要辅助信息。

如将（2-206）式代入（2-247），则得

$$\Delta\hat{\lambda}=A^{+}\Delta\lambda=A^{+}A\Delta\lambda=R\Delta\lambda \tag{2-249}$$

其中

$$R=A^{+}A=V_pV_p^T$$

称为参数分辨矩阵。和信息密度矩阵相似，参数分辨矩阵也反映了断面参数之间的相关程度。当$R=I$时，断面参数是完全互相独立的，否则断面参数之间就是相互依赖互相制约的。R与单位矩阵相差越远，说明参数之间相关性越大，而且R行向量各要素之间的相对大小也反映了哪些参数之间存在着相关性。所以R也是一种重要的辅助信息。

②如前所述，矩阵A可以是适定矩阵，也可以是超定或欠定矩阵。当$M=N=P$时矩阵是适定的；当$N>M=P$时，A是欠定的；当$M>N=P$时则A是超定的；当然也会出现$\min(M, N)>P$的混定情况。但不管哪种情况，都可以用广义反演法稳定求解，这就大大地扩大了广义反演法的应用范围。

不难证明，当适定矩阵时

$$A^{+}=A^{-1}$$

即广义逆与矩阵的逆是相同的；当矩阵为超定和欠定时，A^{+}分别为

$$A^{+}=(A^TA)^{-1}A^T \tag{2-250}$$

和

$$A^{+}=(AA^T)^{-1}A \tag{2-251}$$

③在广义反演法中，在计算模型参数的校正量时，也遇到了矩阵A的求逆计算。当矩阵A的奇异值很小时，也会出现解不稳定、方差很大的情况。为了克服这种病态现象，可采用对小奇异值截断和阻尼两种措施。

所谓截断法，就是人为去掉某些较小的奇异值，使之不参加$\Delta\lambda_i$的计算。如将P个奇异值中从大到小排列，截去$P-r$个小奇异值后还剩下r个较大的

$$a_1,\ a_2,\ \cdots,\ a_r$$

则

$$\underset{N\times 1}{\Delta\lambda}=\underset{N\times r}{V_r}\underset{r\times r}{\Lambda_r^{-1}}\underset{r\times M}{u_r^T}\underset{M\times 1}{\Delta\rho} \tag{2-252}$$

由于去掉了小奇异值，使求解的过程变得稳定了。

所谓阻尼法，就是对小奇异值采取阻尼的方式，在每个小奇异值上加上一个常数α_0或变量$\beta=(\beta_1,\ \beta_2,\ \cdots,\ \beta_p)^T$，人为地修改$\Lambda_p^{-1}$的对角线要素，使之变为

$$\Lambda_\beta^{-1}=\mathrm{diag}\left\{\frac{1}{a_1+\alpha_0}\ \frac{1}{a_2+\alpha_0}\cdots\cdots\frac{1}{a_p+\alpha_0}\right\} \tag{2-253}$$

或

$$\Lambda_p^{-1}=\mathrm{diag}\left\{\frac{1}{\alpha_1+\beta_1}\ \frac{1}{\alpha_2+\beta_2}\cdots\cdots\frac{1}{\alpha_p+\beta_p}\right\} \tag{2-254}$$

由（2-253）式和（2-254）式可以看出，由于阻尼因子的存在，极大地削弱了小奇异值在计算$\Delta\lambda_j$（$j=1, 2, \cdots N$）中的作用，而又很少改变大奇异值对$\Delta\lambda_j$的贡献，从而达到了稳定求解的目的。

综上所述，广义反演法有许多优点，在不同情况下，可以起到不同反演法的作用。然而这并不是说有了广义反演法就行了，就可以解决大地电磁测深中的一切反演问题了。事实正好相反，为了缩小反演中解的非唯一性，恰恰需要多种方法，特别是需要用原理不同的多种反演方法反演同一条曲线，才能取得更好的成果。以后我们还要讲述这一点。

图2-44是用截断法计算时广义反演法的框图，而图2-45是广义反演法的一个应用实例。

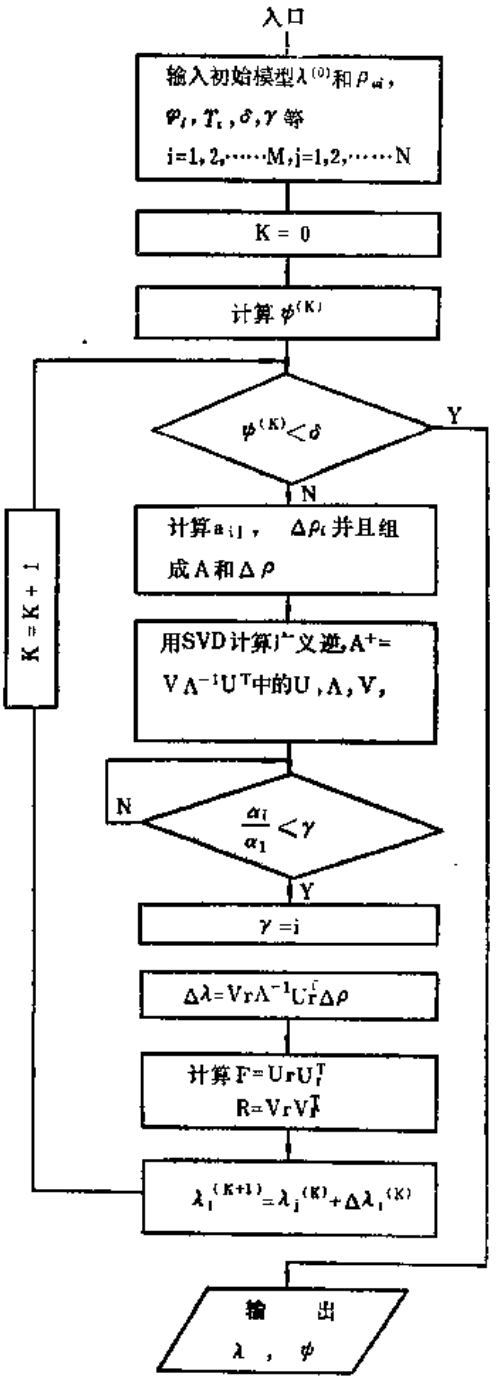


图 2-44 广义反演法框图

5. 连续介质反演法

前面我们讲述了水平均匀层状介质表面大地电磁测深曲线的几种常用的反演方法，当介质电阻率随深度连续变化时，这些方法的应用就受到限制。为了提高反演的精度，必须采用适合于连续介质的反演方法。

Oldenburg(1979)(Reprint series, Vozoff, K. (Ed)1986) 证明，在连续介质情况下有

$$\delta\rho_a(T_i)=\int_0^\infty G(\lambda_0, T_i)\delta\lambda(z)d\lambda$$
$$i=1,2,\cdots,M \tag{2-255}$$

式中 $\delta\rho_a(T_i)$——是在第i个周期上，视电阻率的实际观测值$\rho_a(T_i)$与初始模型$\lambda_0(z)$处的理论视电阻率$\rho_T(T_i)$之间的扰动；

$\delta\lambda(z)$——是待求模型相对于初始模型$\lambda_0(z)$之扰动；

$G(\lambda_0, T_i)$——是核函数。

（2-255）式是第一类Fredholm方程，解之就可以求得$\delta\lambda(z)$。解这类线性积分方程的方法很多。这里我们将模型参数化，用一系列离散深度上的数值代替电阻率随深度的连续变化，进而，将（2-255）式化成求和的形式，用解线性方程的办法求解一系列离散深度上的

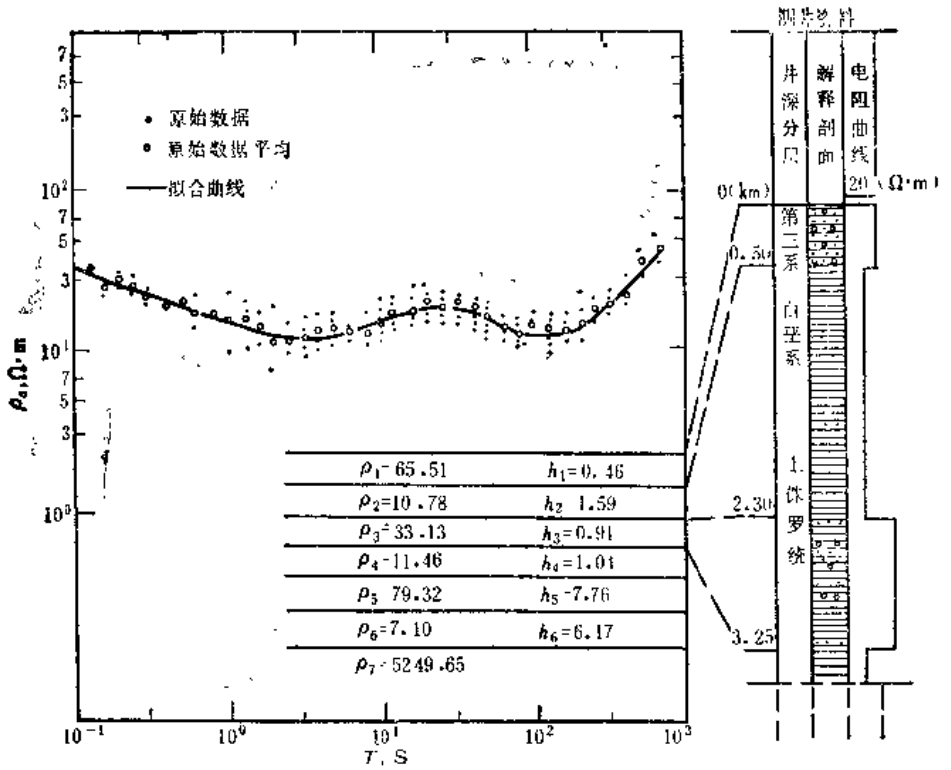


图 2-45 井旁测深曲线广义反演法结果

$\delta\lambda(z_j)$,$(j=1, 2, \cdots, N)$，然后对初始模型$\lambda_0(z)$进行校正，并将校正后的模型作为新的初始模型反复进行迭代，直至满足要求为止。

由于观测数据的频点数有限，要由有限的观测数据，求出连续变化的模型或无限多深度点上的电阻率，这显然是不可能的，即使将模型在一系列深度上离散化，而离散后的深度点N大于观测的频点数M，也不可能求得连续变化的模型。

除了以上这些一维大地电磁测深曲线的反演方法外，拟地震解释法（王家映等，1985），垂直时距曲线法（王家映等，1986），剥皮法，阻抗实分量反演法等在国内都得到了不同程度的应用，我们不打算一一加以分析了。

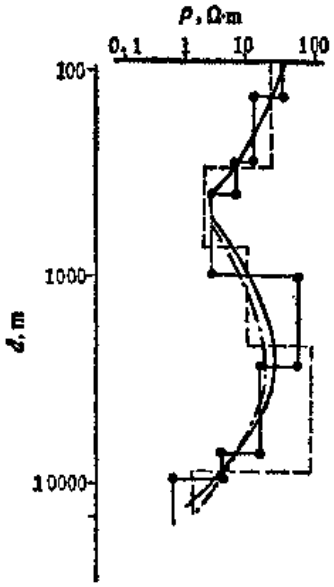


图 2-46 各种反演结果（模型）对比
·—·垂直时距；……广义反演；
·—·—·Bostick；—— 连续介质

为什么要花如此大的篇幅比较详细地介绍那么多一维大地电磁测深曲线的反演方法呢？根本原因就在于大地电磁测深曲线反演的非唯一性。所谓非唯一性，是指一条曲线与多个地电断面相应。因此在反演大地测深曲线时，切不可以为有了一个能拟合观测数据的模型就万事大吉、完成任务了。反演的目的不只是要一个能很好拟合观测数据的模型，更重要的是从众多能拟合观测数据的模型中找出一个比较切合实际的模型。实践经验证明，用多种反演方法反演同一条曲线，从各种方法反演结果的共性中，找出比较接近真实的模型是克服这一问题的重要途径（图2-46）。

从反演理论知道，观测频点有限，以及观测数据存在误差是造成大地电磁反演非唯一性的两个根本原因。因此要缩小非唯一性除了增加观测频点数外，最重要的是提高观测数据的质量，减小观测资料的方差。除此之外，别无他法。

五、大地电磁测深资料的二维反演

由于实际地电断面并非处处都是一维、或可用一维模型近似的二维或三维。基于一维反演方法求得的结果与真实地电断面不会完全一致。即使在完全二维条件下，并按前述方程正确地选择了TE或TM极化中的一条曲线解释，反演结果也不会处处令人满意。要求得比较接近实际的模型，还必须结合大地电磁测深所获得的多种资料，包括视电阻率曲线ρ_{TE}，ρ_{TM}，相位曲线φ_{TE}，φ_{TM}，倾子等进行二维反演，这是至关重要的。

由于三维正反演问题在目前仅处于研究阶段，因此，我们将把注意力集中在二维问题。和一维反演问题一样，二维的反演的基础仍然是正演。只有根据二维初始模型计算出二维正演理论曲线，才能和实测曲线对比，进而根据方差的大小及参数的特征对初始模型进行校正，在得到新的模型以后，又重复上述步骤，如此反复迭代，直至满足要求为止。

1. 二维正演简述

除极为简单的二维模型可以用解析法求解外，绝大部分二维模型的正演问题只能用数值法求解。文献中用于大地电磁二维正演计算的方法有有限差分法，传输面法，有限单元法和积分方程法等等。由于篇幅有限，我们不打算在此全面论述二维数值模拟的各种方法的细节。

不管是哪种二维数值模拟方法，都分TE和TM两种极化分别进行计算。对TE极化计算出E_x，TM极化计算出H_x，在计算时应考虑相应的边界条件。算出E_x和H_x后，再根据

TE	TM
$\dfrac{\partial H_x}{\partial y}-\dfrac{\partial H_y}{\partial z}=\sigma_x E_x$	$\dfrac{\partial E_x}{\partial y}-\dfrac{\partial E_y}{\partial z}=i\omega\mu_0 H_x$
$\dfrac{\partial E_x}{\partial z}=i\omega\mu_0 H_y$	$\dfrac{\partial H_x}{\partial z}=\sigma_y E_y$
$\dfrac{\partial E_x}{\partial y}=-i\omega\mu_0 H_x$	$\dfrac{\partial H_x}{\partial y}=-\sigma_x E_x$

计算H_y，H_z；E_y，E_z，和相应的阻抗张量、视电阻率、相位、倾子等。

2 二维反演

原理上讲，除模型参数较多，线性方程的系数矩阵的阶数很大，因而反演时间较长外，二维反演和一维反演没有任何本质的区别。所不同的是一维反演仅涉及一条曲线，对各个测点分别进行；二维反演同时反演一条测线的所有大地电磁测深曲线，既包括两种极化的视电阻率和相位曲线，也包括倾子的振幅和相位等。这就意味着，二维反演的数据和计算工作量与一维反演相比，多出十倍以上。因此，二维反演的关键是：

①要提出比较接近真实的初始模型。这里，我们建议以上述一维反演结果作为二维反演的初始模型；

②由于正演计算时间长，因此要有一些快速计算大地电磁响应相对于模型参数偏导数的

方法，以代替一般的差商方法。

必须指出，由于实际地电断面并非真正二维，加之各种干扰和观测误差以及正演计算和数据处理时的数字误差，在二维反演时对观测数据的拟合程度不可能要求过高，不可能作到所有观测数据完全拟合。

六、地质解释与推断

成果的地质解释与推断，是大地电磁测深资料解释的主要组成部分。定量解释所得到的是岩层的电性剖面，只有对它作必要的地质解释与推断，才能对其地质效果作出评价和估计。地质解释应该紧紧围绕所提出的地质任务和大地电磁测深所能解决的问题进行，包括：

①研究地壳和上地幔的电性结构，特别是壳内高导层和幔内高导层，大量深部探测工作证明，高导层的存在是一个无容置疑的事实。但是，各地区高导层的特征、厚度、埋深、层数以及它在地壳和上地幔中所处的地位和作用等并不处处完全一致。有的地区高导层的电阻率只有几欧姆米，有的地区则高达几十欧姆米；有的地区的高导层有几层，而且它们与上下地壳、壳幔边界都有一定的对应关系，有的地区却并非如此。误把一个地区的地电结构作为统一的模式，会得出错误的地质结论。

②研究区域构造，主要是指研究基底起伏、埋深和断层的分布等。注意，这里的所谓基底是指高阻基底，凡是电阻率很高、厚度又较大的岩层均可构成大地电磁测深的基底，它和地质学中讲的古老基底也可能并不处处一致；这里讲的断层也是指电性上的突变界面或电性断层。如果在断层两边岩层的电性完全不同，在大地电磁测深视电阻率断面图或 Bostick 反演断面图上都会有等值线密集，扭曲和畸变等现象，而且电性相差越大，断层距地面越近，反映越清楚。然而，电性的突变并不一定就是地质上的断层，解释时必须倍加小心。

③电性层位的地质解释与推断。

岩石电阻率的大小主要取决于组成岩石的矿物成分、结构及其含水量的多少，而与地质年代之间没有直接联系。然而，对沉积岩来说，同一地质年代又因其沉积环境、矿物成分及其结构相似，岩石的电阻率又相差不多；而不同地质年代的岩石，由于上述条件不同，电阻率也往往具有一定差异。如果再考虑沉积岩，火成岩和变质岩之间电阻率的差异，并结合已知的地质、地球物理资料，特别是地震和钻井资料，对不同层位的电性层进行地质解释与推断是完全可能的。

④局部构造的研究。

在地质条件比较简单，干扰不大，岩石电性差异比较明显，电性标准层就是目的层的情况下，用大地电磁测深圈定局部构造是完全可能的。局部构造的埋深越浅，构造幅度越大，电性与上下岩层的差别越清楚，用大地电磁测深圈定局部构造的效果也越佳。在研究局部构造时，数据采集和资料处理的方法也应该比较精细，解释时还应该尽量利用多种信息才会取得预期的效果。

⑤特殊地质现象的研究。

大地电磁测深法用于研究某些特殊地质现象，如推覆构造，裂谷，深大断裂也有很好的效果。推覆构造表现为电性沿垂向方向上的重复，深大断裂和裂谷的附近大地电磁测深 ρ_{TE} ρ_{TM}曲线出现明显的分离，而且在横向上存在明显的变化，在视电阻率断面图，和Bostick反演结果断面图中都有等值线的密集，扭曲和畸变现象等等。

这里，要再一次强调指出，各种地质现象在大地电磁测深结果中都集中表现为电性上的

差异，可能几种地质现象在电性上反映完全相似。因此，只有掌握和综合利用已有的地质、地球物理和钻井资料，才会对这种差异做出合理的地质解释。运用的资料越多，解释的结果越可靠。想用任何一种物探方法解决所有的地质问题是不切合实际的。这里强调综合解释的重要性，并不否定单一方法在解决某些特定地质问题中的效果和作用。即使在这种特定条件下，只要充分发挥综合解释的作用，单一方法的效果也更为明显。

第三章　大地电流法和其他电磁测深法

前面我们详细地介绍了目前我国石油和天然气普查与勘探中应用的主要电法勘探方法、大地电磁测深法和电测深法。在这一章中，我们将要介绍过去曾经和将来将会在石油和天然气普查与勘探中发挥作用的其他几种电法勘探方法。它们主要是：大地电流法（TM），声频大地电磁测深法（AMT），可控源声频大地电磁测深法（CSAMT），频率测深法（FS）和瞬变电磁测深法（TEM）等。这些方法之间的关系如下表所示

表 3-1

场的类型 \ 所用分量域	电　场		磁　场		电磁场	
	时　域	频　域	时　域	频　域	时　域	频　域
自　然　场	TM			GDS		MT(低频) AMT(声频)
人　工　场		FS		FS	TEM	VES(直流) CSAMT(声频)

第一节　大地电流法

50年代初，苏联学者Бердичевский，M.H.等人提出了大地电流法，并将它应用于石油、天然气和金属矿的地球物理勘探。解放初期，随着苏联专家的到来，在我国西北、华北、中原、西南等广大沉积盆地都开展了大地电流法勘探，并取得了大量有用信息。大地电

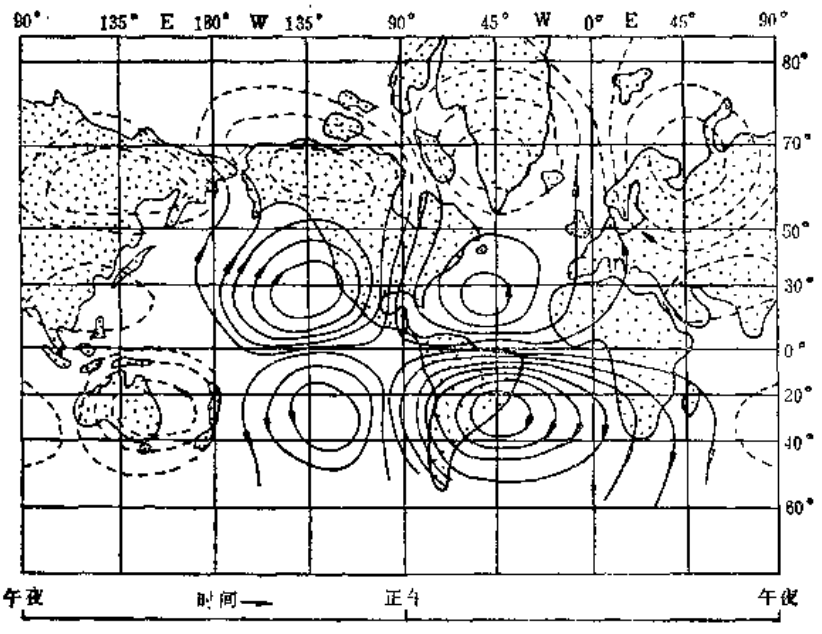


图 3-1　世界范围大地电流系统

流法曾经为我国的石油普查和勘探作出过一定的贡献。然而随着地震勘探方法，特别是反射地震法在石油勘探中的巨大成功，大地电流法也随电法勘探方法在石油物探中地位的衰落，几乎被人忘却。今天，正当非地震物探方法在我国石油和天然气勘探中应用的第二次高潮到来之际，在全国各大盆地中，有许多大地电流资料等待我们去进一步分析和利用，并从中吸取新的养分。

一、大地电流场的成因和特征

大范围天然大地电流的存在是由Barlow于1847年在英国首先确定的。从19世纪后期开始，在世界范围内许多观测台，如格林威治、巴黎和柏林等地，都记录了当地的大地电流场。图3-1是世界范围内的大地电流分布图。

现在已经很肯定地认为，大地电流的起因在地球的外部。大地电流场就是大地电磁场在地中激发的电流场，它的成因和太阳风等外部因素引起的高空电离层的电流运动有关。

从图3-1可以看出，大地电流以巨大的漩涡覆盖着上万平方公里的面积，这些漩涡相对太阳是固定的，时而顺时针、时而反时针方向旋转。在中纬度地带每日有两个极大值和两个极小值；另一方面，在赤道附近，每天只有一个极大值和一个极小值，而且其振幅也要小得多。在地球向阳一面，大地电流场的强度大，平均可达10mV/km，一般白天强，夜晚弱，白天比黑夜的频率高、变化大。

然而，由于电离层中的电扰动，在上述正常大地电流场的背景上又叠加了一种强度和频率都随机变化的干扰，如图3-2所示。在磁暴期间，大地电流的强度大，低频成分强，在雷雨季节，电暴引起高频大地电流，这对大地电流法是有用的。



图 3-2 大地电流背景场和干扰

二、大地电流法的基本原理

如前所述，大地电流场是随时间而变化的，不同时间的强度和方向都不会完全一致。这种特性就决定了只用一个测点的大地电流场是不能求得地下电性结构的。为了消除一次场的影响，大地电流法采用测点和基点同时记录的方式，如图3-3所示。

为了解大地电流法的工作原理，让我们先从大地电流场的极化讲起。假设基点（p）处是电阻率为ρ_p的均匀介质，根据大地电磁法理论，对同一频率而言，在基点处有

$$\frac{E_{xp}}{H_{yp}}=\frac{E_{yp}}{H_{xp}}=Z_p=\sqrt{-i\omega\mu_0\rho_p}$$

如以$\boldsymbol{H}_p$表示$\boldsymbol{E}_p$的分量，则

$$E_{xp}=Z_p\boldsymbol{H}_p\sin\theta_p,\quad E_{yp}=Z_p\boldsymbol{H}_p\cos\theta_p$$

式中θ_p是$\boldsymbol{H}_p$的极化方向与x_p轴之夹角。于是

$$E_{xp}^2+E_{yp}^2=Z_p^2\boldsymbol{H}_p^2 \tag{3-1}$$

如果测点q的地下介质是不均匀的，假设$\rho_{xq}\approx\rho_{yq}\approx\rho_q$。于是，在测点上，若磁场$\boldsymbol{H}_q$与$x_q$轴方向的夹角为$\theta_q$，则有

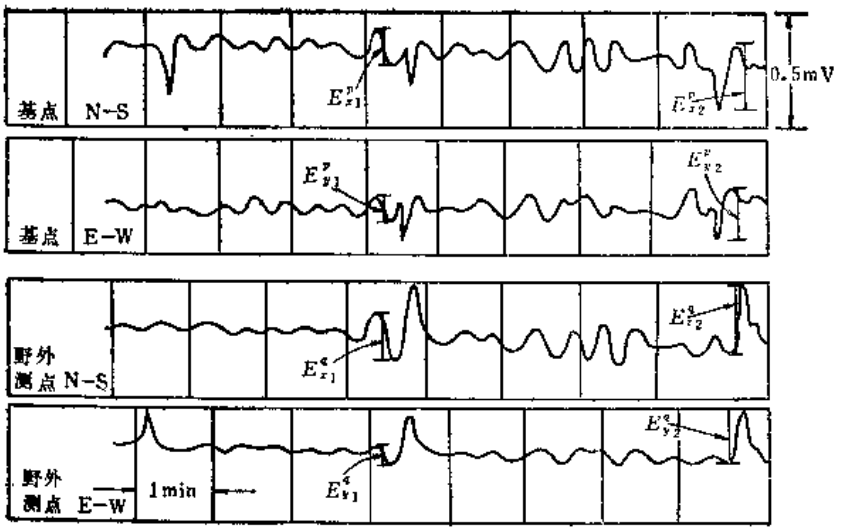


图 3-3 基点和测点的大地电流场记录

$$\frac{E_{xq}}{H_{yq}}=\frac{E_{xq}}{H_q\sin\theta_q}=Z_{xq}$$
$$\frac{E_{yq}}{H_{xq}}=\frac{E_{yq}}{H_q\cos\theta_q}=Z_{yq} \tag{3-2}$$

由（3-2）知

$$\left(\frac{E_{xq}}{H_qZ_{xq}}\right)^2+\left(\frac{E_{yq}}{H_qZ_{yq}}\right)^2=1 \tag{3-3}$$

设基点H_p与测点的H_q相等，并在$E_{xp}^2+E_{yp}^2=1$的情况下，有 $H_p=\frac{1}{Z_p}$，因而（3-3）式变为

$$\frac{E_{xq}^2}{\left(\frac{Z_{xq}}{Z_p}\right)^2}+\frac{Z_{yq}^2}{\left(\frac{Z_{yq}}{Z_p}\right)^2}=1 \tag{3-4}$$

显然，这是一个椭圆方程，其面积为

$$S=\pi\left(\frac{Z_{xq}Z_{yq}}{Z_p^2}\right) \tag{3-5}$$

而基点圆的面积为π。于是测点椭圆面积与基点圆面积之比为

$$K_p^q=\sqrt{\frac{\text{椭圆面积}}{\text{圆面积}}}=\sqrt{\frac{Z_{xq}Z_{yq}}{Z_p^2}} \tag{3-6}$$

如果基点和测点都位于有高阻基底的地方，而且所用大地电流的频率足够低，以致处于大地电磁测深尾支渐近线，则由（2-60）式知

$$K_p^q=\sqrt{\frac{S_p^2}{S_{xq}S_{yq}}} \tag{3-7}$$

式中

$$S_p=\frac{H_p}{\rho_{tp}};\quad S_{xq}=\frac{H_q}{\rho_{txq}};\quad S_{yq}=\frac{H_q}{\rho_{tyq}}$$

为基点和测点相应方向上的总纵向电导。因而，K_p^q可以反映测点与基点相比介质总平均纵向电导的变化情况。在基点和测点纵向平均电阻率ρ_{tp}，ρ_{txq}，ρ_{tyq}比较稳定时，K_p^q反映测点相对基点时高阻基底埋深的变化情况，K_p^q大，测点基底埋藏浅；反之，埋藏深。

依K_p^q的数值虽然不能直接确定任何一个测点上的真实电阻率和深度，但可以了解各测点之间的相对变化。一旦由大地电磁测深或其他任何方法知道了测区任何一点的电导率和深度后，由K_p^q图就可以计算出测区的电阻率和基底的埋深了。

用大地电流法工作时，基点应选择在电性比较均匀的地方，而且最好处在测区的中心位置，以避免测点距基点较远，而无法保证测区磁场均匀这一假设。

如果把任何一个点上不同时间记录的电场矢量画在同一个坐标中（如图3-4），并将矢量端点连成矢端曲线。那么，矢端曲线在平面上的展布形态就是电场极化的反映。如果矢端曲线呈线性展布，称线性极化；否则称非线性极化或椭圆极化，如图3-5。经验表明，在大多数情况下，大地电流场都是椭圆极化。

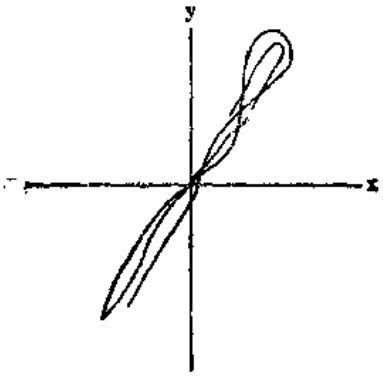


图 3-4 线性极化场

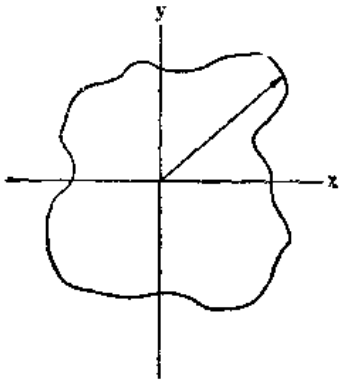


图 3-5 非线性极化场

如果将基点选在电性均匀的地方，正如（3-4）式所证明的，把基点电场的矢端曲线规一为圆后，相应在测点电场的矢端曲线就是椭圆，椭圆长轴就是测点岩层的电性走向，而短轴方位就是岩石的倾向。

在电场为椭圆的极化的情况下，用（3-6）式计算K_p^q值；当电场为线性极化时，可利用测点和基点电场强度振幅之比值μ_p^q来研究基底起伏，此时

$$\mu_p^q=\left|\frac{E_q}{E_p}\right| \tag{3-8}$$

由大地电磁测深曲线尾支渐近线表达式

$$\rho_s=\frac{1}{\omega\mu_0 S^2}$$

和视电阻率公式

$$\rho_s=\left|\frac{E}{H}\right|^2/\omega\mu_0$$

并假设$H_p=H_q$，则得

$$\mu_p^q=\frac{S_p}{S_q}$$

这里S_p和S_q分别代表基点p和测点q的纵向电导。在基点和测点平均纵向电阻率比较稳定的条件下，μ_p^q为基点和测点基底之埋深D_p和D_q之比

$$\mu_p^q = \frac{D_p}{D_q} \tag{3-9}$$

因此，在电场线性极化时，可以用测点和基点同时记录的总电场E_q和E_p之比值来表征地电断面之性质。

不管是利用参量K_p^q，还是μ_p^q，所制作的平面图或剖面图，在一定的条件下，都可以得到测区或测线地电断面的一些重要信息，这对石油和天然气的普查与勘探无疑会有一定价值。

由于大地电流在几个特殊的频率，如8、14、20Hz等具有较强的幅值，实际大地电流法中常常用它们来计算相应的参数，特别是在勘探目标埋藏深度不大时，应用这些频率最为有效。

由于大地电流法成本低，效率高，工作方法简单，装备轻便，所以在苏联、美国、芬兰等国家和地区应用比较普遍。不仅用于石油和天然气的普查工作，而且也用于地热田的调查和研究，并取得了良好的地质效果。

第二节　声频大地电磁测深法

顾名思义，声频大地电磁测深法，也是一种大地电磁测深法，不过它利用的是大地电磁场的声频部分（10Hz—2kHz）。因此，其探测深度在几米至三公里左右。主要用于金属矿、地热田、工程和埋藏不深的油气田勘探。

一、场　源

虽然与太阳风有关的高空电离层的电流运动引起的大地电磁场具有十分丰富的声频成分，但其能量已十分微弱。然而，大气中的电流运动，比如说雷电，在地球中引起的大地电磁场之声频部分却具有较强的能量。特别是热带和亚热带地区，雷电引起的大地电磁场，在夏季能量可能很强并且由于在地表和电离层之间形成的波导（Strangway等，1973）可以传遍全世界。声频大地电磁场的能量随纬度、季节和观测时间不同而异。一般讲，低纬度能量强，高纬度能量弱；夏季能量强，冬季能量弱；下午强、早上弱；但是由于苏曼共振的作用，8Hz，14Hz，20Hz和25Hz的能量相对其它频率要强。

世界各地电磁测站的观测表明，声频大地电磁场的能量随频率升高而降低（图3-6），但高于2kHz以后，能量又有升高的趋势（Strangway等，1973）。

虽然声频大地电磁场的场源（在大气层中）远较高空电离层的场源距地面近，由于介质和空气的电阻率相差悬殊，加之声频大地电磁法的探区不大，仍然可以把由雷电感生的声频大地电磁场看成高空垂直入射的平面波。

二、声频大地电磁法的基本原理

在60年代初，Strangway等人提出声频大地电磁法时，是基于Cagniard（1953）的原理，采用标量的方式，即在测点同时观测互相垂直的电场（E_x）和磁场（H_y）分量，并按

$$\rho_a(T) = \left| \frac{E_x}{H_y} \right|^2 \Big/ \omega\mu_0$$

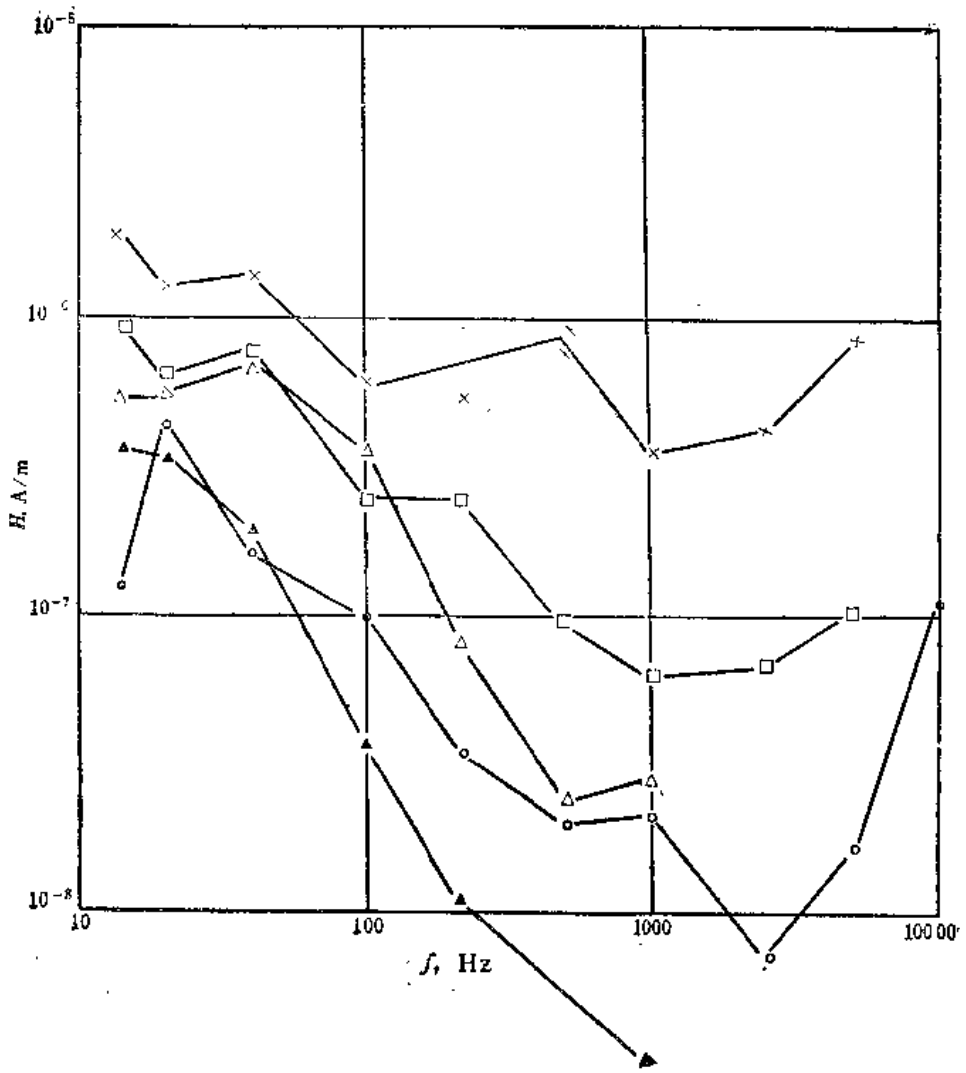


图 3-6 声频大地电磁场的频谱

○——犹他州，1966年3月；
×——亚利桑那州，1965年7月下午；
□——亚利桑那州，1965年7月上午；
△——加拿大，B.C省，1966年8月下午；
▲——加拿大，B.C省，1966年8月上午

计算视电阻率，绘出视电阻率曲线，并对它进行解释。和大地电磁测深法一样，标量声频大地电磁法在资料解释中存在不少困难，岩层电性水平不均匀性越严重，困难越大。于是，有人主张引入张量阻抗，并在测点同时观测E_x，E_y，H_x，H_y等四个分量，并按常规MT法那样处理和解释AMT资料。但这又降低了AMT的效率，增加了成本，失去了AMT法赖以生成的优势。所以，至今为止，AMT仍然处于标量计算的阶段。

必须指出，由于声频大地电磁法所记录的频率不多，加之苏曼共振使某些频率的能量出现峰值，因而，实际记录时通常采用窄带滤波的办法，直接提取所需的频率成分。其框图如图3-7所示。

接收电场一般用不极化电极，极距从15m至40m。测量磁场一般用感应线圈。为了测量强度很弱的磁场分量，在10Hz时，即使用高导磁系数的铍镍合金为铁心，线圈也需要50000匝，而高频却只需2500匝。

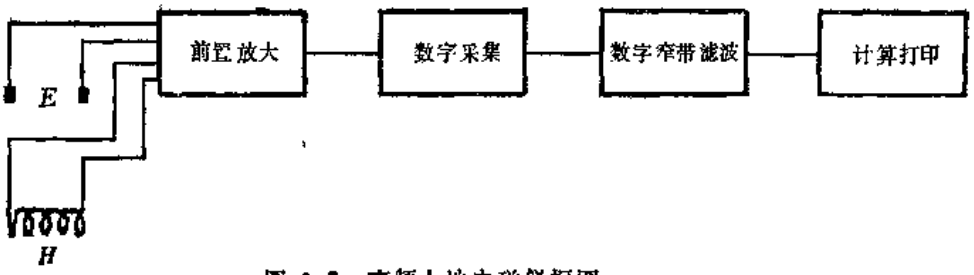


图 3-7 声频大地电磁仪框图

由于所用频率为声频，在每个测点记录的有效时间一般只需要几分钟即可达到要求。据Lakanen（1986）报告，两个人组成的AMT队，一个工作日可完成10～15个测深点。

第三节 可控源声频大地电磁测深法

CSAMT是一种利用接地水平电偶源或水平线圈形成的垂直磁偶源为信号源的一种人工电磁测深法。其原理和常规大地电磁测深法类似，可是使用的频率却是人工发射的声频电磁场。近年来，这种方法已成为能源勘探的一种有效手段，在我国南方和西北地区获得了成功的应用。由于CSAMT所获得的记录质量高、重复性好，加之其横向分辨力高，不受高阻层屏蔽，易于解释以及工作的成本低廉等，它不仅在能源而且在地热、金属矿以及工程地球物理勘探中都受到了地球物理学家的青睐。

一、CSAMT的基本理论

这里，我们不打算从电磁场的基本理论讲起，而只列举和CSAMT有关的一些基本结论并说明其物理意义。

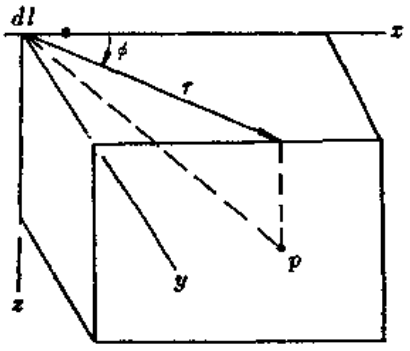


图 3-8 柱坐标中的电偶源

由于CSAMT既可用接地电偶源，也可用水平线圈形成的垂直磁偶源，因此，我们将分别加以论述。

1. 在均匀介质中接地的水平电偶源的电磁场

如果假设电偶极子向地下供入的是谐变场$e^{-i\omega t}$，在似稳状态条件下，根据前人工作（考夫曼和凯勒，1983），在柱坐标（图3-8）中，在$r \ll \lambda_0$（λ_0是自由空间中电磁波的波长）的情况下，电偶极子的电磁场为：

$$E_r=\frac{Idl\cos\Phi}{2\pi\sigma r^3}\left[1+e^{-ikr}(1+ikr)\right] \tag{3-10}$$

$$E_\phi=\frac{Idl\sin\Phi}{2\pi\sigma r^3}\left[2-e^{-ikr}(1+ikr)\right] \tag{3-11}$$

$$E_z=\frac{i\mu_0\omega Idl\cos\Phi}{2\pi r}\left[I_1\left(\frac{ikr}{2}\right)K_1\left(\frac{ikr}{2}\right)\right] \tag{3-12}$$

$$H_r=\frac{Idl\sin\Phi}{2\pi r^2}\left\{3I_1\left(\frac{ikr}{2}\right)K_1\left(\frac{ikr}{2}\right)\right.$$

$$\left.+\frac{ikr}{2}\left[I_1\left(\frac{ikr}{2}\right)K_0\left(\frac{ikr}{2}\right)-I_0\left(\frac{ikr}{2}\right)K_1\left(\frac{ikr}{2}\right)\right]\right\} \tag{3-13}$$

$$H_\phi=-\frac{Idl\cos\Phi}{2\pi r^2}\left[I_1\left(\frac{ikr}{2}\right)K_1\left(\frac{ikr}{2}\right)\right] \tag{3-14}$$

$$H_z=-\frac{3Idl\sin\Phi}{2\pi k^2r^4}\left[1-e^{-ikr}\left(1+ikr-\frac{1}{3}k^2r^2\right)\right] \tag{3-15}$$

式中 σ——是均匀介质之电导率；

dl——是电偶极子之长度；

I——是由电偶源供入地中的电流；

ω——是电磁场之圆频率；

r——是柱坐标中观测点P的径向；

Φ——是测点从x轴算起的方位角；

$K=\sqrt{-i\omega\mu_0\sigma}$为复波数；

I_m和K_m——是第m阶修改后的贝塞尔函数。

如将$|kr|$称为感应数的话，当$|k\cdot r|\ll1$，即感应数很小时所相应的区域称为"近场区"，近场区就是测点距电偶源很近，以致$r\ll\delta$（电磁波的穿透深度$\delta=\sqrt{2/\omega\mu_0\sigma}$）的区域；测点远离电偶源，或$r\gg\delta$的区域与大感应数$|kr|\gg1$相应，称为"远场区"或"平面波区"；介于近场区和远场区之间的广大地区称为"过渡区"。

（1）近场区的电磁感应函数

当$|kr|\ll1$时，利用指数函数和复数贝塞尔函数的近似性，(3-10) 式～(3-15) 式可化为

$$E_r\approx\frac{Idl\cos\Phi}{\pi\sigma r^3} \tag{3-16}$$

$$E_\phi\approx\frac{Idl\sin\Phi}{2\pi\sigma r^3} \tag{3-17}$$

$$E_z\approx\frac{i\mu_0\omega Idl\cos\Phi}{4\pi r} \tag{3-18}$$

$$H_r\approx\frac{Idl\sin\Phi}{4\pi r^2} \tag{3-19}$$

$$H_\phi\approx-\frac{Idl\cos\Phi}{4\pi r^2} \tag{3-20}$$

$$H_z\approx\frac{Idl\sin\Phi}{4\pi r^2} \tag{3-21}$$

此时，波阻抗

$$Z=\left|\frac{E_\phi}{H_r}\right|=\frac{2}{\sigma r} \tag{3-22}$$

因而

$$\rho=\frac{r}{2}\left|\frac{E_\phi}{H_r}\right| \tag{3-23}$$

而电场和磁场之间的相位差却为零。

由（3-16）式到（3-21）式可以看出，在均匀介质中，电偶源的近区电场之水平分量正比于介质的电阻率，而与频率无关；磁场的水平分量与电阻率和电磁场的频率都没有关系。由于电场和磁场都与频率无关，因而其比值阻抗Z就不随频率变化，换言之$Z\sim\omega$曲线没有测深的性质。这就说明，近场区的电磁场，即使经过近区场校正，也不可能象远区场那样用来研究地电断面的性质。

但是，必须指出，在非均匀介质中，如果象电测深或大地电磁测深那样在近区场中引入视电阻率的概念的话，则此时视电阻率是r而不是ω的函数，和直流电测深法中的电场完全相似。不过r的影响相对直流电测深法的电极距要小得多。

（2）远场区的电磁响应函数

远离电偶源后，（3-10）～（3-15）式在似稳条件下变为

$$E_r\approx\frac{Idl\cos\Phi}{2\pi r^3\sigma} \tag{3-24}$$

$$E_\phi\approx\frac{Idl\sin\Phi}{\pi\sigma r^3} \tag{3-25}$$

$$E_z\approx\frac{\sqrt{\omega\mu_0}\,Idl\cos\Phi}{2\pi\sqrt{\sigma}\,r^2}e^{i\frac{\pi}{4}} \tag{3-26}$$

$$H_r\approx\frac{Idl\sin\Phi}{\pi\sqrt{\omega\mu_0\sigma}\,r^3}e^{-i\frac{\pi}{4}} \tag{3-27}$$

$$H_\phi\approx-\frac{Idl\cos\Phi}{2\pi\sqrt{\omega\mu_0\sigma r^3}}e^{-i\frac{\pi}{4}} \tag{3-28}$$

$$H_z\approx-\frac{3Idl\sin\Phi}{2\pi\omega\mu_0\sigma r^4}e^{-i\frac{\pi}{4}} \tag{3-29}$$

上述六个方程说明了远区电磁场的几个十分重要的性质。首先，在均匀介质中，电偶源远区电场的水平分量正比于介质的电阻率，而与频率无关，远场区的电场和近场区的电场除了一个常系数2以外，没有任何区别；其次，磁场的水平分量和近场区不同，与频率和介质的电导率乘积之平方根成反比。

由于远区电磁场的水平分量都随r^3衰减，因此阻抗

$$Z=\frac{E_\phi}{H_r}=\sqrt{\frac{i\omega\mu_0}{2\sigma}}=\sqrt{\omega\mu_0\rho}\,e^{i\frac{\pi}{4}} \tag{3-30}$$

与测量点距电偶极子之间的距离r无关。

顺便指出，由上式可知，对导电介质而言，波阻抗很小。如$\rho=10\Omega\cdot m$，$f=1Hz$的电磁波，$Z=0.003\Omega$；即使对高频、高电阻率的介质，阻抗也不大，例如，$\rho=1000\Omega\cdot m$，

$f=10000$Hz，$Z=3.0\Omega$，而在自由空气

$$Z=\frac{1}{\varepsilon_0 c}=\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}=377\Omega$$

上述这种低波阻抗的特性，为不同频率电磁波沿地面以及地球和电离层之间传播的各种机制提供了依据。

由（3-25）式和（3-27）式可以直接求得均匀介质之电阻率

$$\rho=\frac{1}{\omega\mu_0}\left|\frac{E_\phi}{H_r}\right|^2=\frac{1}{\omega\mu_0}|Z|^2 \tag{3-31}$$

而电场E_ϕ和磁场H_r之间的相位差是$\pi/4$。

和常规MT一样，如电场的单位取为mV/km，磁场为伽马，则上式为

$$\rho=0.2T\left|\frac{E_\phi}{H_r}\right|^2$$

在直角坐标中，上式可写为

$$\rho=0.2T\left|\frac{E_x}{H_y}\right|^2$$

（3）过渡区的电磁响应函数

在近场区和远场区之间的过渡区，电场E、磁场H和阻抗Z都可用（3-10）到（3-15）式描述。其中E、H和Z都缓慢由近区场值过渡到远区场值。在非均匀介质中，过渡区的特性是十分复杂的，它不仅与频率、r有关，而且取决于断面的特性。这一点，我们还要在以后详细论述。

2．在均匀介质中垂直磁偶极子的电磁场

虽然接地的电偶源是CSAMT常用的场源，但是，不排除在某些情况下（如电极接地条件十分恶劣）应用水平线圈形成的垂直磁偶极子（图3-9）作为场源的可能性。据考夫曼和凯勒（1983）的推导，在似稳条件下，柱坐标中均匀半空间表面电磁场的解为

$$E_r=0$$

$$E_\phi=\frac{3iIsn\mu_0\omega}{2\pi k^2r^4}\left[1-\left(1+ikr-\frac{1}{3}k^2r^2\right)e^{-ikr}\right] \tag{3-32}$$

$$E_z=0$$

$$H_r=-\frac{Isnk^2}{4\pi r^3}\left[I_1\left(\frac{ikr}{2}\right)K_1\left(\frac{ikr}{2}\right)-I_2\left(\frac{ikr}{2}\right)K_2\left(\frac{ikr}{2}\right)\right] \tag{3-33}$$

$$H_\phi=0$$

$$H_z=\frac{9Isn}{2\pi k^2r^5}\left[1-\left(1+ikr-\frac{4}{9}k^2r^2-\frac{1}{9}ik^3r^3\right)e^{-ikr}\right] \tag{3-34}$$

这里I是发射线圈中的电流；s和n为发射线圈之面积和匝数；其他符号和上一段中完全相同。

（1）近场区电磁场的响应

根据推导（考夫曼和凯勒，1983），近场区（$|kr|\ll 1$，或$r\ll\lambda_0$）的电磁场为

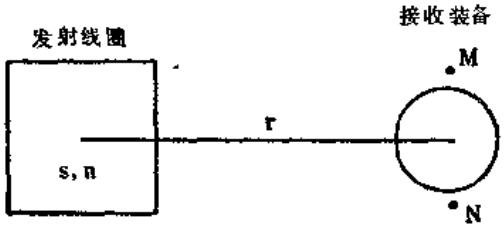


图 3-9 磁偶源布置图

$$E_\varphi \approx -\frac{iM_1\mu_0\omega}{4\pi r^2}\left[1-2\sum_{n=4}^{\infty}\frac{(n-1)(n-3)}{n!}(ikr)^{n-2}\right] \tag{3-35}$$

$$H_r \approx -\frac{M_1}{4\pi r^3}\left[\frac{1}{4}(ikr)^2+\frac{1}{16}(ikr)^4\ln\left(\frac{ikr}{2}\right)+\cdots\right] \tag{3-36}$$

$$H_z \approx -\frac{M_1}{4\pi r^3}\left[1+2\sum_{n=4}^{\infty}\frac{(n-1)(n-3)^2}{n!}(ikr)^{n-2}\right] \tag{3-37}$$

式中$M_1=Isn$，叫磁矩，在$|kr|\ll 1$的条件下，进一步简化得

$$E_\varphi \approx -\frac{iM_1\mu_0\omega}{4\pi r^2} \tag{3-38}$$

$$H_r \approx -\frac{iM_1\mu_0\omega\sigma}{16\pi r} \tag{3-39}$$

$$H_z \approx -\frac{M_1}{4\pi r^3} \tag{3-40}$$

比较电偶源和磁偶源的结果发现，与电偶源的近区场E_φ相反，垂直磁偶源的近区场E_φ与频率有关而与介质的电阻率无关。对近区场H_r而言，垂直磁偶源的H_r与介质的电阻率和电磁场的频率都有关，而电偶源的H_r却与两者都无联系。然而，在任何场源情况下，近场区的H_z都既不随频率也不随介质的电阻率的变化而变化。

在$\omega=0$的直流情况下，仅有垂直磁场分量H_z存在。

由（3-38）式和（3-39）式不难求得在似稳情况下，近区场的阻抗

$$Z=\left|\frac{E_\varphi}{H_r}\right|=\frac{4}{\sigma r} \tag{3-42}$$

因而电阻率

$$\rho=\frac{r}{4}\left|\frac{E_\varphi}{H_r}\right| \tag{3-43}$$

和接地电偶源类似，由垂直磁偶源之近区场计算的视电阻率，也只是r而不是ω的函数。因此，不能象常规大地电磁测深那样靠改变频率达到测深的目的。

（2）远区场的响应

当$|kr|\gg 1$，即大感应数时。有

$$E_\varphi=-\frac{3M_1}{2\pi\sigma r^4} \tag{3-44}$$

$$H_r = -\frac{3M_1}{2\pi\sqrt{\omega\mu_0\sigma}\,r^4}\,e^{-i\frac{\pi}{4}} \tag{3-45}$$

$$H_z = -\frac{9M_1}{2\pi\omega\mu_0\sigma r^5}\,e^{-i\frac{\pi}{2}} \tag{3-46}$$

比较电偶源和垂直磁偶源之远区场可以看出，垂直磁偶源之场的分量较电偶源之相应场分量随r的衰减要快$\frac{1}{r}$倍。

远区场的阻抗

$$Z=\frac{E_\Phi}{H_r}=\sqrt{\omega\mu_0\rho}\,e^{i\frac{\pi}{4}} \tag{3-47}$$

而电阻率

$$\rho=\frac{1}{\omega\mu_0}\left|\frac{E_\Phi}{H_r}\right|^2 \tag{3-48}$$

可见，由电偶源、垂直磁偶源的远区场分量所得到的计算电阻率的公式和大地电磁测深完全相同。这是因为这时的电磁场与大地电磁场完全相同的缘故。

（3）过渡区电磁场的响应

和接地电偶极子一样，在均匀介质中垂直磁偶极子在过渡区的电磁场及其响应，也是从近场区平缓地过渡到远场区。

按电法勘探的传统处理方法，如果把CSAMT在远区计算的均匀介质电阻率的公式(3-31)和(3-48)应用于非均匀介质，就引入了CSAMT的视电阻率的概念。

为加深对远区、过渡区和近区电磁场特征的了解，我们来分析对比一下均匀介质和水平层状介质表面人工电磁场及相应视电阻率和相位曲线（图3-10）的特征（Zonge, K.L., 1988）。

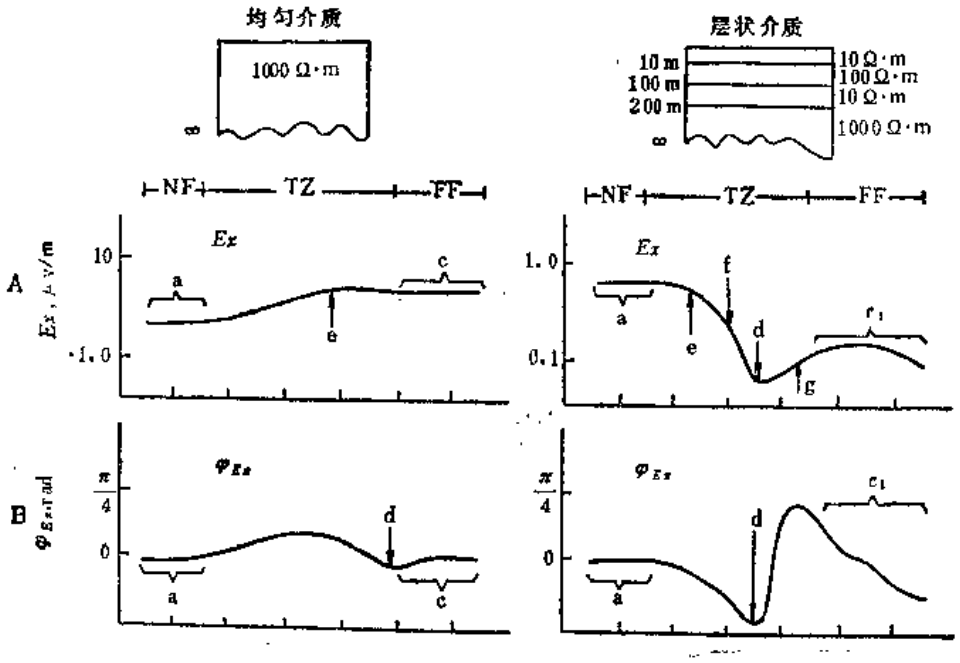


图 3-10

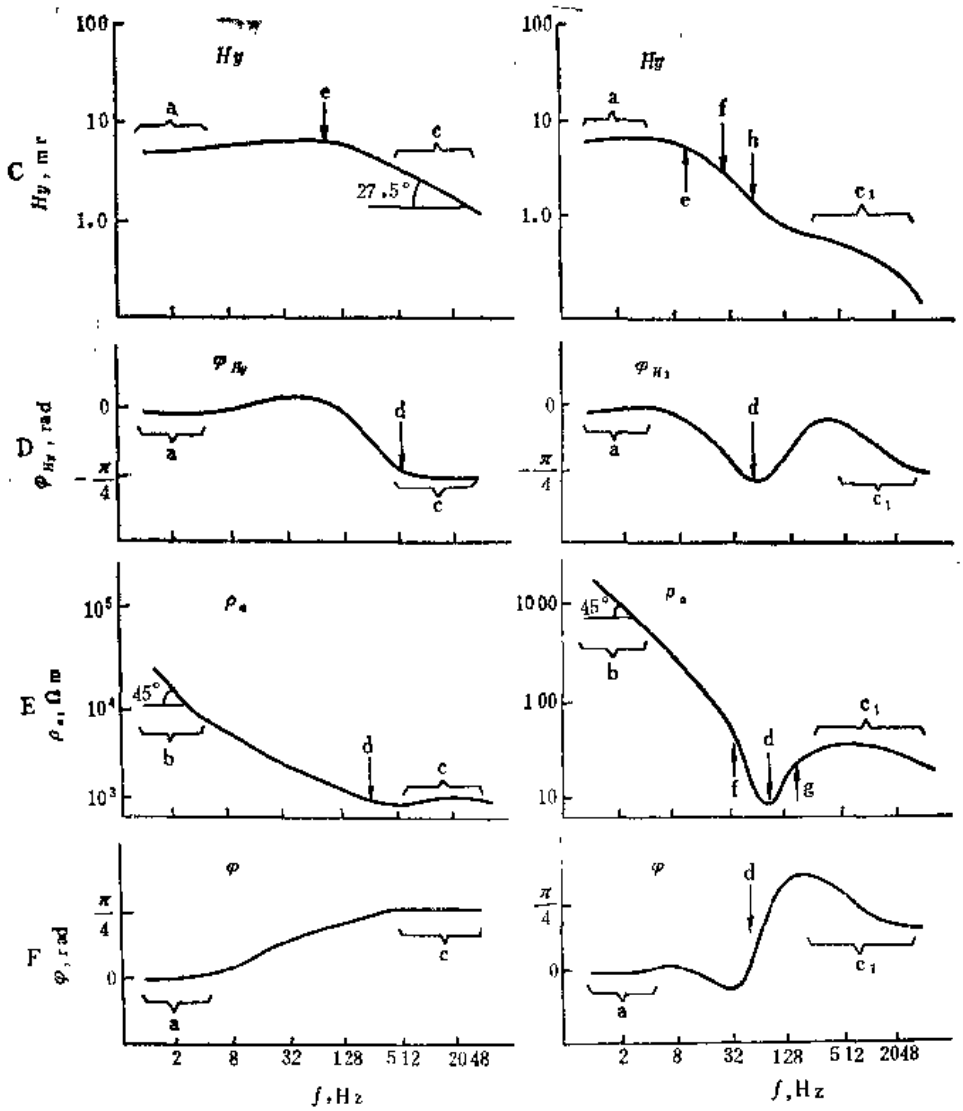


图 3-10 CSAMT的电磁场分量及响应曲线

a—NF饱和区；b—NF45°直线区；c—水平均匀介质的响应（FF区）；d—TZ凹点；e—饱和凸出部；f—TZ急剧增加区和高阻层出现处；g—TZ饱和凸出部；h—转折处；c_1—层状介质的响应（FF区）

A．电场E的振幅：图中电场的振幅是用电流归一化后的场值。不管是均匀介质还是层状介质，在近场区(NF)，E_x均处于饱和状态；在远场区（FF）E_x清楚地反映地电断面的性质；而在过渡区（TZ）E_x呈缓慢过渡特性。因此，E_x的振幅可以清楚地反映出从什么频率开始进入NF区。

B．电场的相位φ_{Ex}：φ_{Ex}是接收信号相对发射场之相移。在均匀介质中，除TZ区外，$\varphi_{Ex}=0$。因此，φ_{Ex}一般不能单独作为解释的参数。

C．磁场H的振幅：H也是用电流和接收天线特性规一化后的数值。H受场源的影响，但与表层电性不均匀无关，因此可单独反演H以减小静位移对解释结果带来的影响。但是由于H对电性差异的反映不如E明显，所以反演H时，只能得到地电断面的粗略概念。H_x对电

性的横向变化相当灵敏，它和水平电场E和水平磁场H一样，可用于确定是否进入NF区。

如图3-10C所示，在均匀介质中H在NF区处于饱和状态，而进入FF区后，H呈27.5°的斜度随频率升高而降低。

D．磁场的相位φ_H，φ_H是接收信号相对于发射场之相差。在NF区，不管是均匀介质还是层状介质，$\varphi_H=0$；在FF区，对均匀介质而言，$\varphi_H=-\frac{\pi}{4}$。

E．视电阻率是CSAMT中最常用的物理量之一，是按Cagniard公式计算的。然而，只有在远区应用Cagniard公式的条件才成立，如果在近区和过渡区也按同一公式计算就会毫无意义。由于E和H在过渡区特性的变化以及H在近区又与频率无关，从而导致视电阻率曲线在过渡区出现一个凹点，叫TZ凹点，而在近区又出现了45°的直线（图3-10E）。

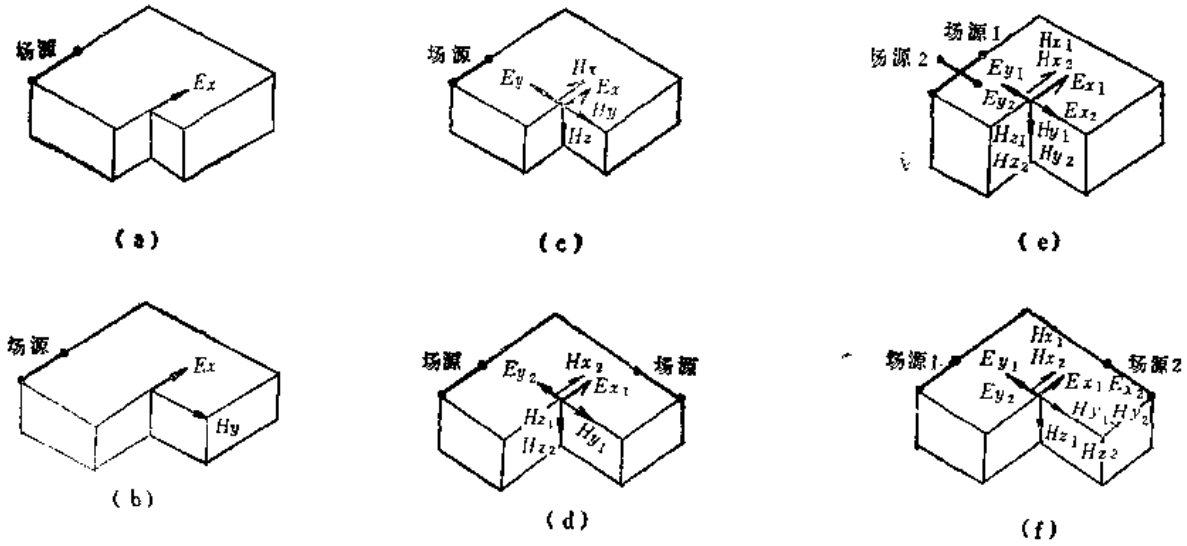


图 3-11　标量、矢量、张量CSAMT

(a) 标量CSAET；(b) 标量CSAMT；(c) 矢量CSAMT；(d) 部分张量CSAMT；(e) 张量CSAMT；(f) 张量CSAMT

F．在远区阻抗的相位为$\frac{\pi}{4}$，而在近区却为零（如图3-10F）。相位比$\frac{\pi}{4}$大意味着高阻覆盖在低阻层上，反之为低阻覆盖在高阻层上。相位是一个非常有用的信息。由于相位对表层电性不均匀不灵敏，因此，视电阻率和相位配合，可以判断这种影响是否存在。相位资料也可以帮助解释人员正确判断测深曲线是否从远区已过渡到过渡区，或者从过渡区进入了近场区等。由此可知，认真分析CSAMT所获得的全部资料，不仅对认识场的特性，而且对解释都是十分有益的。

必须指出，虽然由两种场源的远区场计算的Cagniard视电阻率完全相同，但所用的电磁场分量以及它们随r的衰减快慢却不一样。垂直磁偶源的场比水平电偶源的场衰减快。因此，为了在远区获得相同能量的场分量，电偶源的功率应比磁偶源的要小，所以在实际工作中，人们常采用水平电偶源，而只在特殊条件下，才采用磁偶源。

3．CSAMT的分类

根据场源的布置和测量方式将CSAMT分为

（1）CSAET（图3-11(a)）

CSAET是Controlled Source Audio-frequency Electrotellutics的简写，叫可控源声频大地电流法。用CSAET时，只布置一个场源，测量一个分量E_x或E_y。间或测量一个与被测电场垂直的水平磁场分量，以计算Cagniard视电阻率。

CSAET只能用于一维构造而且磁场相当均匀的地区的普查工作。

（2）标量CSAMT（图3-11(b)）

标量CSAMT布置一个场源，而在测点同时测量互相垂直的水平电磁场分量E_x和H_y，或E_y和H_x，并以此计算Cagniard视电阻率。

标量CSAMT用于一维或已知构造主轴方向的二维地区。在构造复杂的地区，标量CSAMT成功与否完全取决于场源和测量方位的选择以及资料采集的密度。单场源的工作法，在构造复杂地区，解释有发生错误的危险。例如，一条直线延伸且倾角很陡的断层，如果场源偶极垂直于断层的走向（TM极化），用标量法是有效的；然而如果场源偶极平行于断层布置（TE极化），断层的识别及其位置的确定就十分困难了。在构造复杂的地区，最好作网格状标量CSAMT，或者采用矢量和张量CSAMT。

标量CSAMT之所以对地球物理学家和石油公司有吸引力，就是它的效率高、成本低。这也许是为什么目前大多数CSAMT工作仍为标量测量的原因。

（3）矢量CSAMT（图3-11(c)）

矢量CSAMT只用一个场源，在测点测量四个或五个电磁场分量（E_x、E_y、H_x、H_y，有时也测H_z）。矢量CSAMT可用于研究二维或三维构造，但与张量测量相比，反演的非唯一性较严重。由于矢量测量比张量测量少50%的采集和处理工作，因此其耗费也较低。

（4）张量CSAMT

张量测量要求布置两个场源，因为和天然大地电磁场不同，单场源的电磁场的极化方向是固定的，不能用测量的结果计算张量阻抗要素。因此，必须使用两个极化方向的场源。两个场源既可互相正交布置（图3-11(e)），也可分开布置（图3-11(d)，(f)），用张量测量时，必须记录五个分量（E_x、E_y、H_x、H_y、H_z）。

二、CSAMT的仪器和野外工作方法

1. 仪器和野外工作布置（图3-12）

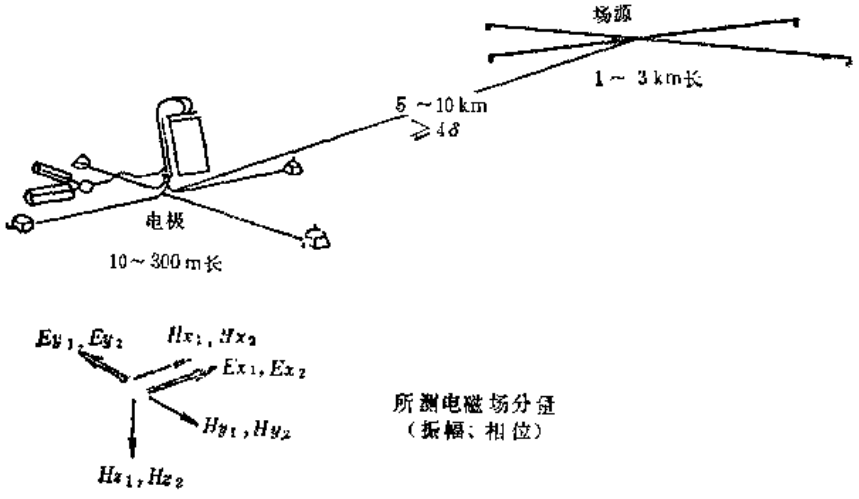


图 3-12 CSAMT野外布置图

CSAMT的供电偶极距一般为1～3km长，测点距供电偶极的距离（收发距）5～10km。一般用不极化电极接收电场，其电极距10～300m不等。接收的磁场信号经绝缘线输送到接收器中与电场同时记录。在实际工作中究竟布置一个还是两个供电偶极，测量哪些分量，这完全取决于所选择的工作方法，是标量、矢量还是张量CSAMT。

CSAMT的电源应该能提供频率范围很宽的、高稳定度的标准波形的电流，其输出电流为20～100A，电压高达1000V。为了获得高质量的相位资料，供电设备和测量装置之间必须有同步设备。

CSAMT的仪器应该是具有实时处理的数字化仪，频率范围要求从0.1到2000Hz。为了使用更为有效，仪器应为多道。最高采样率要求达到0.25ms，每道都要有去假频滤波器和抑制电源干扰的滤波器，同时整机的特性必须噪声低、输入阻抗高，道间干扰小。

2．最佳测量分量和位置的选择

在实际工作中，如供电偶极布在x方向，一般选E_x/H_y作为标量CSAMT的测量值。如图3-13所示，称供电偶极的赤道区为"垂向区"，轴向区为"共轴区"的话，在垂向区$r>4\delta$为远区，在共轴区$r>5\delta$为远区。图中的阴影部分为测量E_x、H_y，计算标量ρ_{xy}的最佳区域。

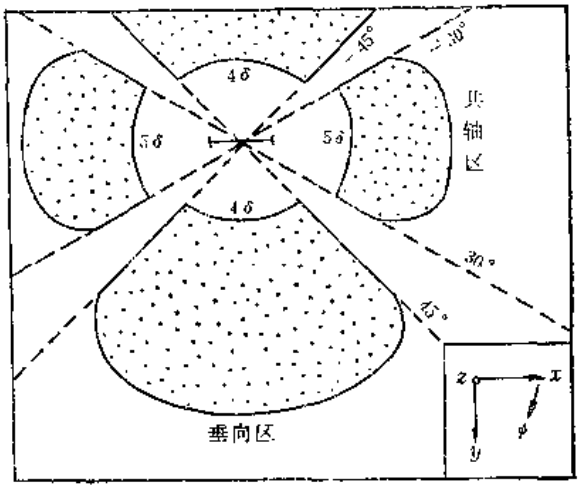


图 3-13　测量E_x、H_y的标量CSAMT最佳测量区

用E_x、H_y装置在垂向区工作时（图3-14），不但场的信号强，而且野外工作也方便。因为测量偶极布置在x方向，不但测站移动时不需重新定向，就是布极和布线也都很方便，而用E_y、H_x装置时，就没有这种优点，除非测线沿y方向布置。果真如此，当测点远离场源时，信号将会迅速衰减。因此，在垂向区测量E_x、H_y分量，这是标量CSAMT最常应用的装置。

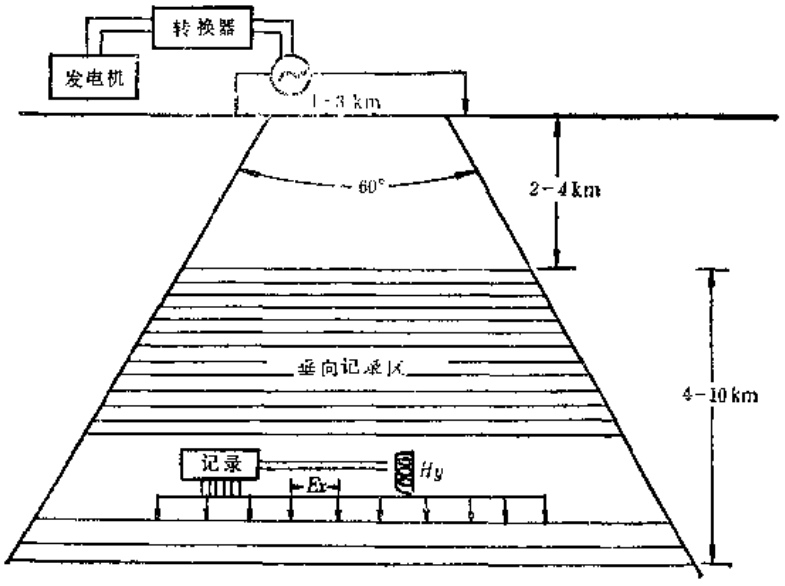


图 3-14　CSAMT在垂向区的布置图

另一方面，在标量CSAMT工作中，很少在共轴区用E_x、H_y装置，除非在垂向区采用E_x、H_y装置难以进行测量。矢量和张量CSAMT就是另外一回事了，此时必须测量所有分量E_x、E_y、H_x、H_y和H_z。

3．提高观测质量的几点考虑

所有需要测量电场分量的电法勘探方法都受地形和表层电性不均匀的影响，CSAMT也不例外。理论和实际都证明，山谷和表层低阻区具有高电流密度，相反在山峰和表层高阻区具有低电流密度。前者导致视电阻率升高，后者则引起视电阻率降低。因此，在工作设计和测点布置时必须认真考虑地形和表层不均匀的影响，或者在测量时设法避开，或者在测量之后进行校正。如果采用后者，在校正之前就必须区分哪些是地形，那些是表层不均匀给测量结果带来的影响。

场源对CSAMT测量结果的影响（主要是近场区和过渡区测量的影响）是十分明显的。在保证信号有一定强度的情况下，应尽量在远区测量。实际工作时如果出现了在过渡区测量情况（特别是高阻区、低频段时），解释过程中也必须进行校正。场源的影响，本质上就是非平面波的影响，因为近区和过渡区，由人工场源产生的波都不是平面波。除此而外，场源下面或场源和测点下面复杂的地质构造，也会导致近区、过渡区甚至远区电磁场的畸变，这种畸变也表现为非平面波。关于它们对CSAMT的测量结果的影响及其校正方法，有兴趣者可参阅有关文献（Zonge等，1980）。

三、CSAMT的资料处理和解释

在具体讨论CSAMT的资料处理和解释之前，首先应了解CSAMT野外采集了哪些资料。现代CSAMT仪，都是数字仪，采集的所有数据都存贮在磁带（盘）上以备进一步处理。实际记录的数据有：电场振幅和相位，磁场振幅和相位。目前用于生产的大多数CSAMT仪器都具实时或现场处理软件，可将所采集的电磁场数据整理为CSAMT所需的物理量，如视电阻率ρ_a及相位φ等，这些是CSAMT资料解释的基础和依据。由于在远区CSAMT和MT不仅原理相同，而且资料的处理和解释也有许多共同之处。这里，我们只讲述那些与MT资料处理和解释的主要不同点。

经过实时或现场处理后的资料，一般还不能直接用于解释，必须再处理。

1．资料的再处理

一旦资料合格后，即可进行解释处理或再处理。CSAMT资料的再处理包括曲线的圆滑、校正（静校正、地形校正、场源校正……）以及为突出某些有用信息而作的特殊处理等。

（1）静校正

表层电性不均匀会使CSAMT的视电阻率曲线发生移动，面相位曲线却仍保持不变。视电阻率曲线的这种移动是由于表层电性不均匀处的电荷积累所造成的。当然深层电性不均匀也会导致视电阻率曲线的移动，然面，由于浅层积累的电荷距测点近，因此它引起的静位移相对深层而言要明显得多。和MT相似，在二维情况下，静位移主要表现在ρ_{TM}曲线上，在三维时，ρ_{TE}、ρ_{TM}都会发生移位。对移位了的视电阻率曲线进行校正，即静校正。在CSAMT中常用的静校正方法有：

1）相位积分法（Zonge等，1988）

CSAMT和MT视电阻率和相位之间满足

$$\varphi \approx \frac{\pi}{4}\left(1+\frac{d\ln\rho_a}{d\ln\omega}\right)$$

经简单变换后得

$$\rho_a=\rho_N e^{-\frac{4}{\pi}\int_{\omega_H}^{\omega}\left(\varphi-\frac{\pi}{4}\right)d\ln\omega} \tag{3-49}$$

式中 ρ_N——为地表的电阻率，可从静位移影响不大地区之测深曲线求取；

ω_H——是测深曲线之最高频率，要求当$\omega=\omega_H$时，$\varphi=\frac{\pi}{4}$；

ω ——是待求视电阻率ρ_a处之电磁场的频率；

φ ——是E和H之相位差，是ω的函数。

十分清楚，由于ρ_N是无表层不均匀时地表之电阻率，因此，由（3-49）计算的ρ_a就是静校后的视电阻率。

图3-15（a）是美国内华达州Trap温泉地区CSAMT视电阻率断面，在测点 14，19,22和

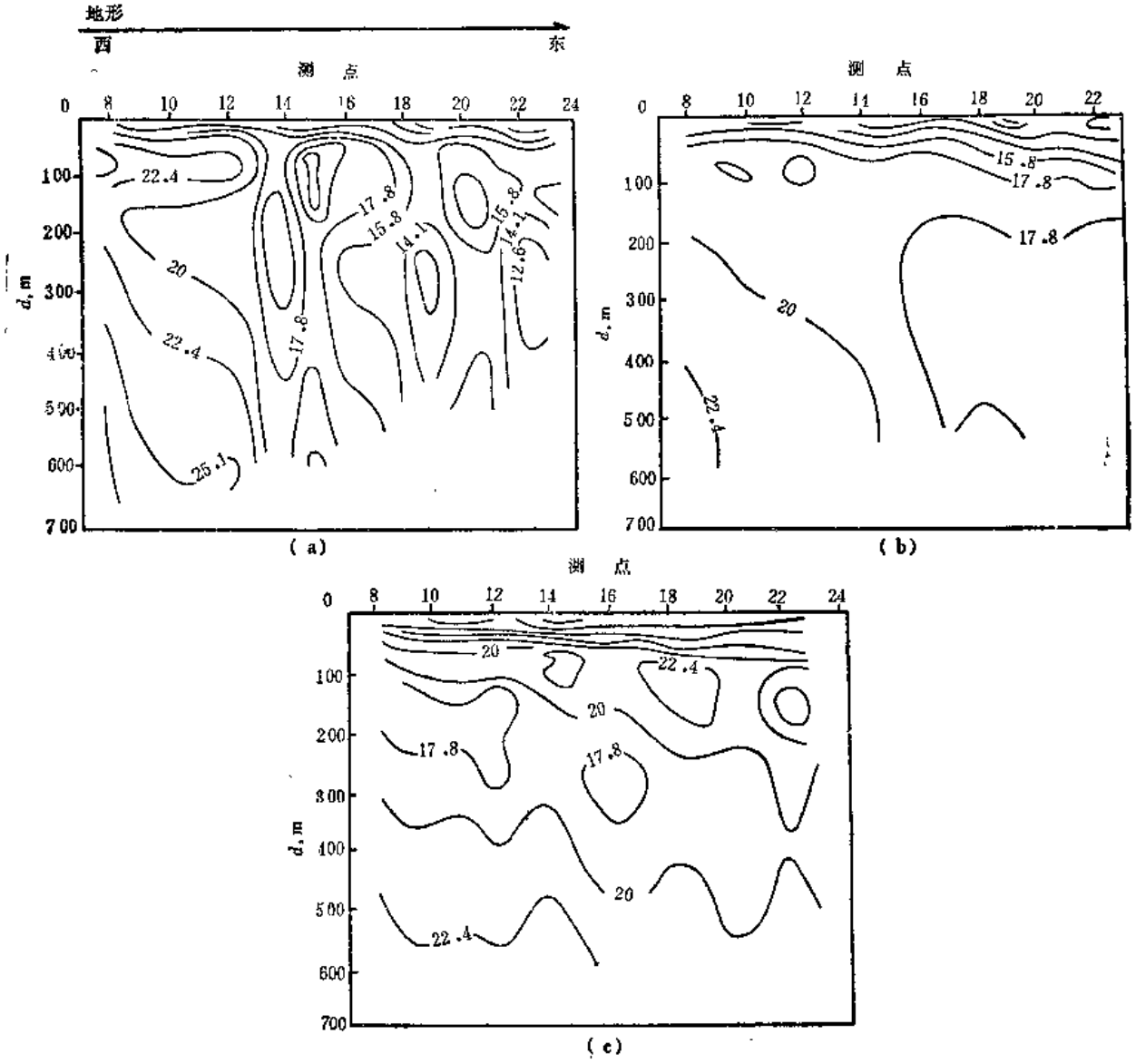


图 3-15 CSAMT静校正

(a) 校正前视电阻率断面图；

(b) 相位积分法校正后的断面图；

(c) 归一化校正法校正后的断面图

23均有明显静位移存在，图3-15（b）是用相位积分法校正的结果，参考站为第8站，参考频率为$f_{ref}=64$Hz，参考相位$\varphi_r=741$mrad。可以看出，静校正起了抑制静位移的重要作用，校正后向东倾斜的地域性特征仍然存在。

2）归一化校正法（Zonge等，1988）

这种方法首先要求计算测区某些测点上各个频率之平均视电阻率值：

$$\bar{\rho}_a(f_i)=\sum_{j=1}^{M}\frac{\rho_a^j(f_i)}{M}$$

然后，求"平均视电阻率曲线"之几何平均视电阻率值

$$\dot{\rho}_a=\left[\sum_{i=1}^{N}\bar{\rho}_a^2(f_i)\right]^{1/2}$$

这里$i=1, 2, \cdots N$是频率顺序号，$j=1, 2, \cdots M$是测站顺序号。求得$\dot{\rho}_a$后对每一条视电阻率曲线进行归一化校正：

$$\rho_a^{*}(f_i)=\dot{\rho}_a\cdot\frac{\rho_a(f_i)}{\bar{\rho}_a(f_i)} \tag{3-50}$$

图3-15（c）是用归一化校正法对（a）图校正的结果，可见在测区电性比较均匀时静位移的影响可基本得到校正。

（2）地形校正

研究表明，如果地形起伏小于电磁波的集肤深度，地形对CSAMT的影响与表层电性不均匀引起之静位移是等价的。在二维情况下，即使地形起伏不大，TM曲线也有异常，而只有地形起伏十分明显时，TE曲线才有异常产生。

如果在野外数据采集时，设法使电场和磁场探测器布置水平，地形的影响就会大大降低。然而，在某些情况下，这是十分困难的。因此需要对地形给观测数据的影响进行校正，即地形校正。

地形校正的前提是：一要知道地形的起伏，二要计算地形对CSAMT视电阻率曲线的影响。测区的地形可由地形图或地形测量准确地确定，而地形对CSAMT的影响，只有在极为简单的情况下才能有解析表达式，多数情况下，只能借助于数值模拟计算。

计算地形影响既可用具有地形的水平层状介质，也可用具有地形的均匀介质来模拟。在地形为二维的情况下，通常称为二维半模拟技术。如用$D(T)$表示地形的影响，根据(2-188)式，校正后的阻抗$Z(T)$为

$$Z(T)=Z^{观}(T)/D(T)$$

和常规MT一样，CSAMT的地形校正目前还只限于二维。三维问题虽有研究，但仍未进入实际应用阶段。

（3）场源校正

和MT及AMT不同，CSAMT的场源距测点的距离是有限的，有近区、过渡区和远区场之分。场的复杂性给解释增加了许多困难。分析表明，有三种影响在解释时必须考虑。

1）近场源（非平面波）影响及其校正

如前所述，只有远区场才近似大地电磁场，计算视电阻率的Cagniard公式才有效。一般，当发射偶极和接收点之间的距离$L\geqslant 3\delta$时，CSAMT的场才具有平面电磁波的特性。但是，穿透深度δ不仅与电阻率有关，而且与电磁波的频率有关，实际工作时很难保证在一个测深点

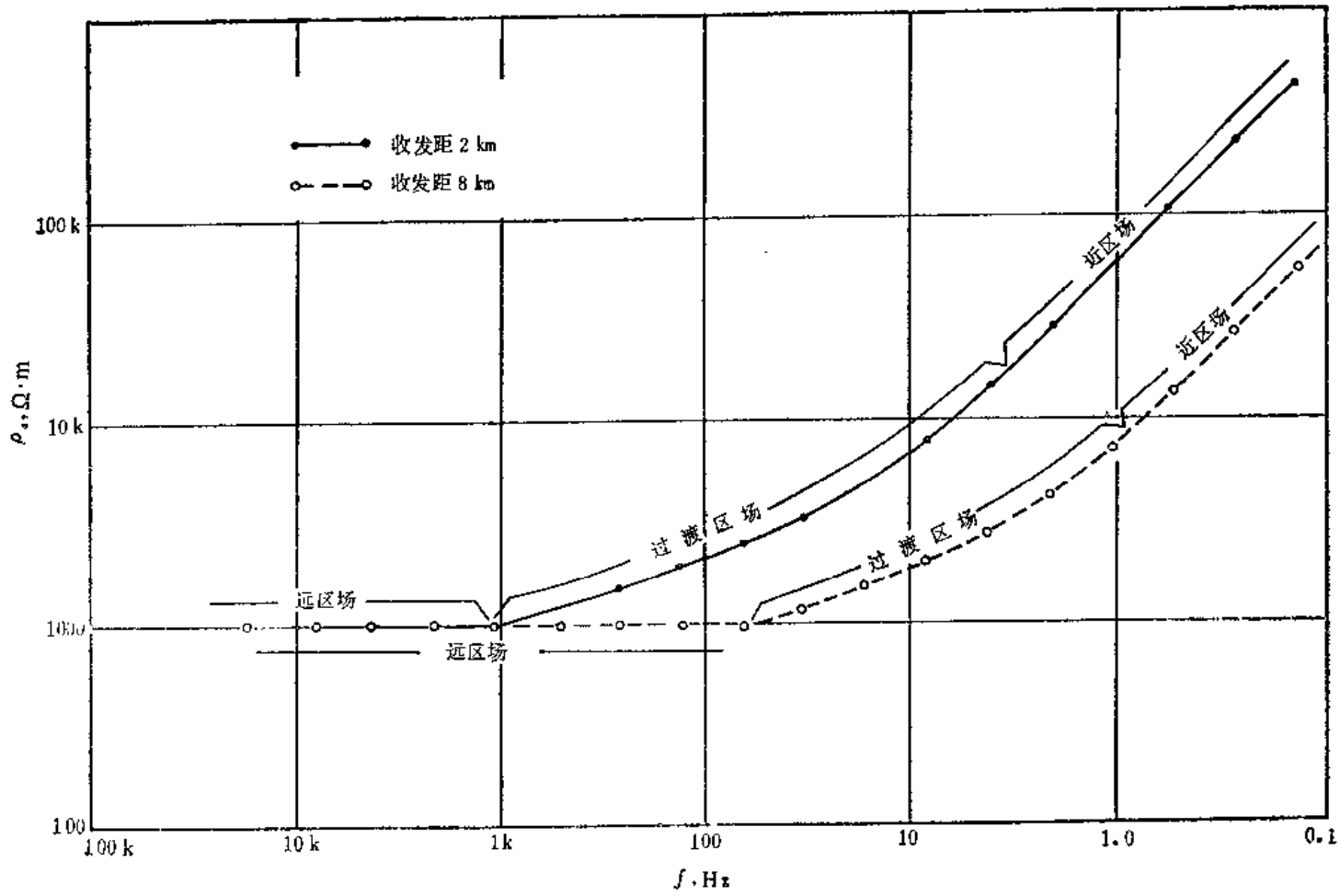


图 3-16 均匀半空间表面Cagniard视电阻率曲线（介质电阻率1000Ω·m）

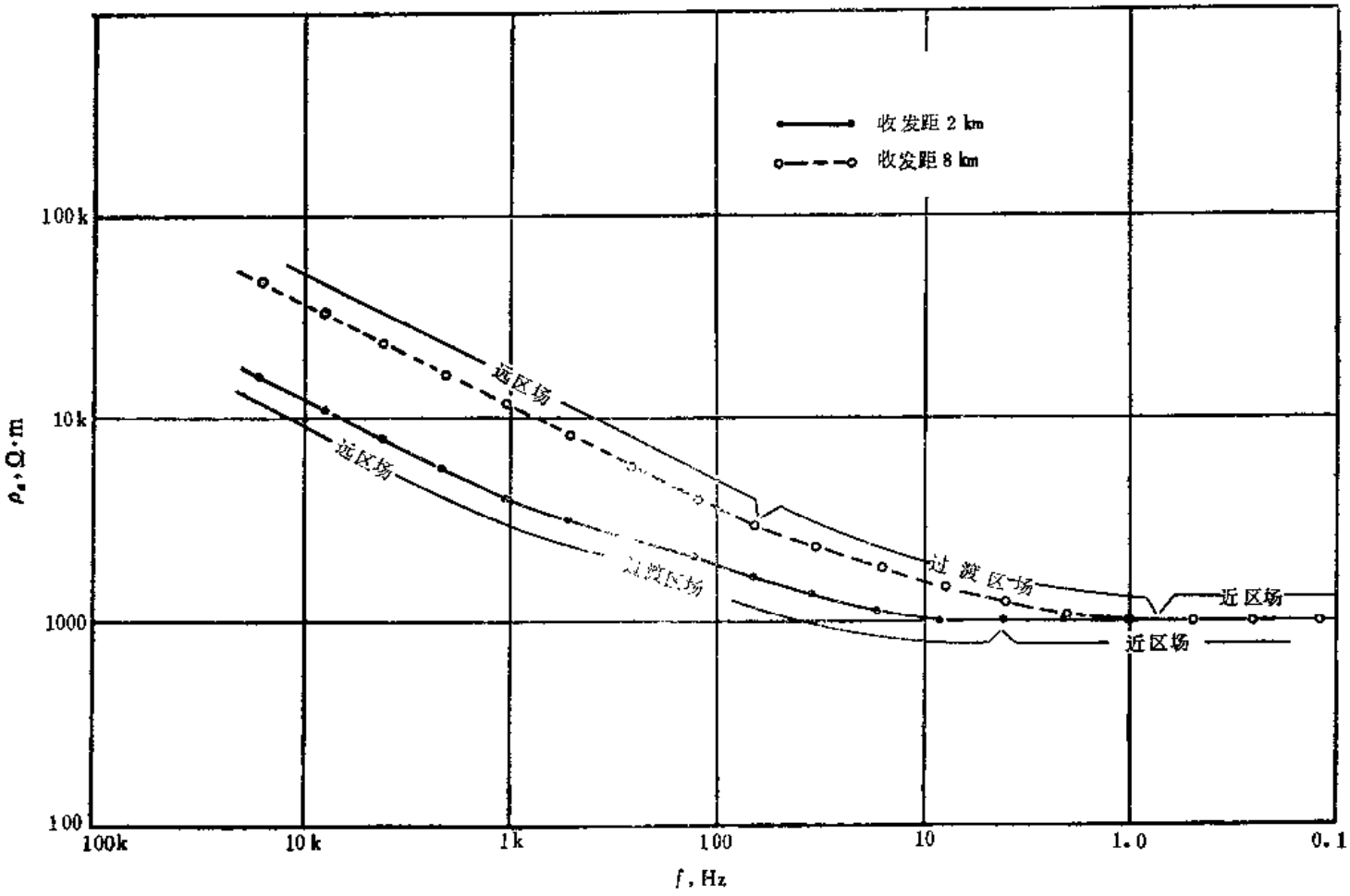


图 3-17　均匀半空间表面用 $\rho_a = k(r)r\left|\frac{E_r}{H_y}\right|$ 计算的视电阻率曲线(介质电阻率1000Ω·m)

上所有频率都具有平面电磁波的特性。如果在不同区（近场区、过渡区和远场区），我们都用Cagniard公式计算视电阻率，结果会怎样呢？

图3-16是均匀介质表面CSAMT的Cagniard视电阻率曲线。在近区，它呈45°直线的渐近线。

同理，如不分近区和远区，都用

$$\rho_s = k(r)\cdot r\left|\frac{E_x}{H_y}\right| \tag{3-51}$$

计算，则可得如图3-17所示的视电阻率曲线。

这里k（r）是收发距r的函数，表3-2列出了在均匀介质中，不同距离r之k（r）值，由图3-17可以看出，此时在远场区视电阻率曲线呈30°渐近线。

图3-16和图3-17清楚地表明，在远场区用Cagniard公式和在近场区用（3-51）式计算的视电阻率都是正确的，都等于均匀介质的真电阻率。然而在过渡区关系却比较复杂，呈如图3-18所示的过渡三角形形态。理论研究说明，均匀半空间的电阻率的高低与过渡三角形的形态和大小无关，但过渡三角形的形状和大小却是收发距的函数。收发距大则三角形小，反之三角形大，这是一个十分有益的结论。它表明，只要收发距r不变，就可利用同三角形对过渡场的影响进行校正。

表 3-2 k（r）值

r (km)	k 1Ω·m	k 10Ω·m	k 100Ω·m	k 1000Ω·m	k 10000Ω·m	k (平均)
.5	2.528	2.523	2.527	2.524	2.523	2.52
1.0	1.409	1.406	1.407	1.406	1.406	1.41
1.5	1.046	1.048	1.049	1.048	1.047	1.05
2.0		.890	.890	.889	.889	.889
2.5		.806	.805	.805	.805	.805
3.0		.755	.755	.756	.755	.755
3.5		.726	.724	.724	.724	.724
4.0			.702	.703	.702	.702
5.0			.676	.676	.676	.676
6.0			.661	.661	.661	.661
8.0			.646	.646	.646	.646
10.0			.642	.642	.642	.642
12.0				.636	.636	.636
14.0				.635	.635	.635
17.0				.635	.634	.634
20.0					.633	.633

基于上述讨论，近场区、过渡区CSAMT资料一阶校正法的步骤如下：

首先，用（3-51）和（3-31）计算每个频率之近场区和Cagniard视电阻率；

其次，计算两条视电阻率曲线之过渡三角形，并对过渡区进行校正；

第三，在过渡三角形低频一边用近场区视电阻率曲线，高频一边用Cagniard曲线，而过渡三角形区用上述方法校正过后的曲线构成一条新的CSAMT视电阻率曲线，即经非平面波校正后的视电阻率曲线。

2）场源的附加效应及其校正

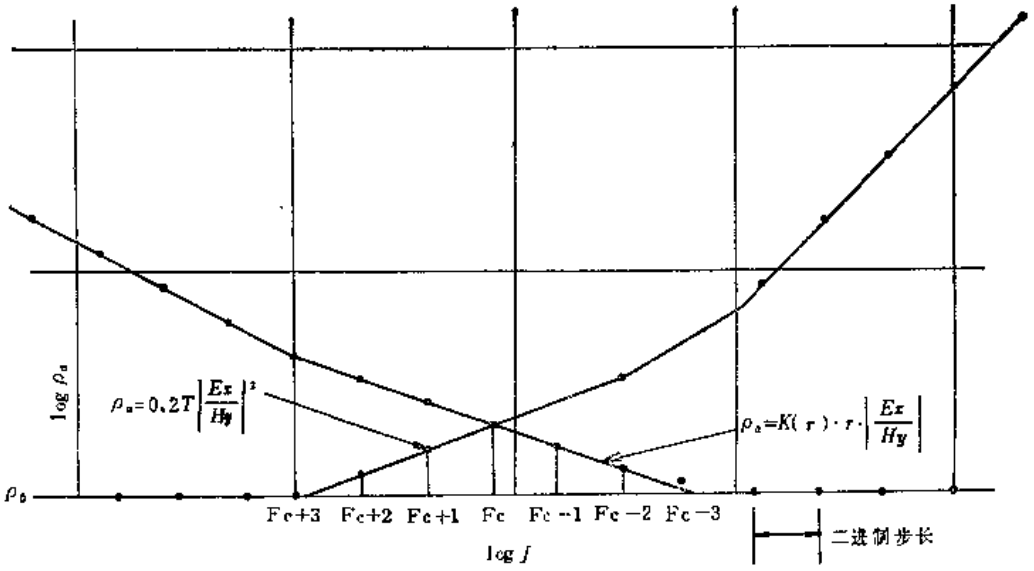


图 3-18 过渡三角形

场源的附加效应（Source Overprint）是指场源下面或场源接收装置中间地下电性不均匀体使 CSAMT 场发生的畸变。它导致过渡区有时出现在高频，有时出现在低频，表现为反常现象。

场源的附加效应目前研究还很不充分，但它对CSAMT资料的影响是一个无容置疑的事实。目前，对待的办法有三种：一减轻；二归一；三校正。

所谓减轻，就是使场源尽量布在低阻，或基底埋藏（相对测点而言）较深、或地质条件比较简单的地区；所谓归一，就是利用多个场源测量的结果之平均对各测点进行归一，然后对归一后的值进行加权，以削弱场源的附加影响；所谓改正，就是基于天然场 MT曲线对CSAMT结果进行校正。

3）盲区影响及其克服办法

盲区影响是场源附加效应的特殊现象，它与测点和场源之间的局部地质构造有关。如图3-19所示，场源通过矿体投影的是一个倾斜的盲区。

2．资料的解释

CSAMT的资料解释也分定性和定量两大阶段，具体解释方法和常规MT相似，故不再重复。这里，仅列举一些前人（Wannamaker等1984，Zonge等，1988）关于分辨力和解释精度等方面的研究成果。

（1）一维解释

一维CSAMT资料的反演方法有两类：一是Niblett等（1960）提出来，后来证明和 Bosticks法相同的近似反演法；一是基于最小方差原理，逐次迭代的间接反演法。大量的理论计算和实际经验表明：一维CSAMT资料的分辨力随地电断面不同而异。对低阻层的分辨力，不仅与岩层的埋深，而且和电阻率之相对大小有关；对高阻层而言，分辨力只与岩层的埋深有关而与电阻率的相对大小关系不大。如果认为异常至少要比背景视电阻率大（或小）10%才能分辨出来的话，则

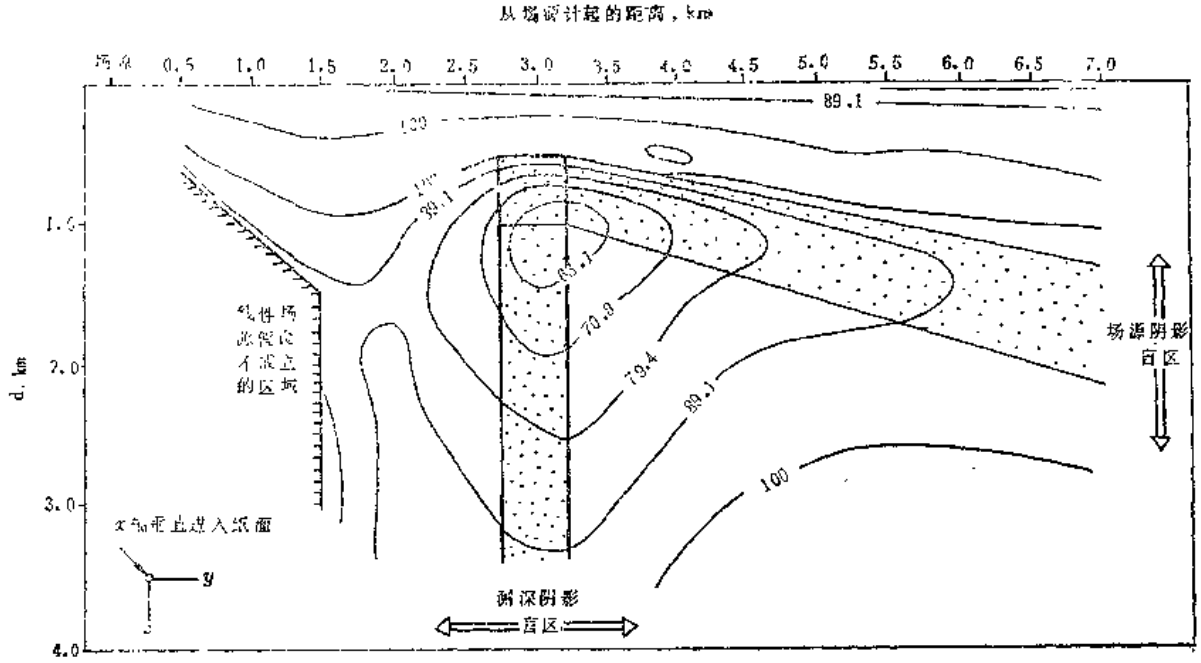


图 3-19　在均匀半空间（$\rho=100\Omega\cdot m$）中0.5km深处一个0.5×0.5km²电阻率10Ω·m的二维矿体之盲区，电偶源0.5km长，沿y轴布置(TE极化)，所列数据经过近场校正

当低阻层和围岩电阻率之比$\frac{\rho_l}{\rho_0}$ 满足

$$0.5>\frac{\rho_l}{\rho_0}>0.005\text{时}$$

能分辨出低阻层之厚度为：

$$h_l\geqslant 0.2\left(\frac{\rho_l}{\rho_0}\right)H$$

对高阻层来说，当$\frac{\rho_l}{\rho_0}>5$时，

$$hi>0.2H \qquad (3\text{-}52)$$

式中　H——为岩层之埋深。

由此可见，CSAMT对低阻层的分辨力要比对高阻层高$\frac{\rho_0}{\rho_l}$ 倍。虽然这个结论只是在非常简单的地质条件下得出来的，实际问题远比这个复杂，然而其基本定性结论无疑是正确的。

CSAMT 资料的解释精度，即使在一维条件下，也是相当复杂的，决定于许 多因素。比如说，由于等值性的存在，对低阻层，只能确定其电导率与厚度之乘积，无法确定岩层的电导率和厚度本身；而对高阻层却又只能确定其厚度。当然，我们可以利用已知的一些先验信息、或者利用不同类型测深资料的联合反演来解决或部分解决这个问题。然而这样做受到许多条件的限制和约束。即使如此，我们仍然列出一种确定深度精度的非常近似的经验公式，这对实际工作是有益的。

对低阻层而言，当$0.5>\frac{\rho_l}{\rho_0}>0.005$时，其埋深的精度可以达到

$$\Delta H = \pm 20\% \left[\frac{\rho_i}{\rho_0} \quad \frac{H}{h_i} \right] H \tag{3-53}$$

在高阻层的条件下，当$\frac{\rho_i}{\rho_0} > 5$时，

$$\Delta H \approx \pm 40\% \left(\frac{H}{h_i} \right) H \tag{3-54}$$

从（3-53）式和（3-54）式可以清楚地看出，CSAMT资料的解释精度，低阻层高，而高阻层低。勿容置疑，虽然上述公式极其粗略，但这个结论仍然是可信的。

（2）二维解释

众所周知，由于"边缘效应"的影响，使二维条件下的CSAMT资料远比一维复杂，所谓边缘效应，就是电性横向不均匀情况下（比如二维和三维），电场垂直于分界面的正交分量之不连续性引起的电磁场畸变效应。显然，当电偶源平行二维构造走向布置（TE极化）时的CSAMT曲线与垂直布置（TM极化）时是不同的。TE极化曲线呈平滑或平均效应，而当越过电性分界面时，TM曲线会出现视电阻率值过高或过低的现象。如果CSAMT的地质任务是找寻或圈定电性横向不均匀接触面，选择TM极化更为合适。

在二维和三维情况下，CSAMT的分辨力决定于许多因素，如探测目标的大小、埋深、电阻率的高低、CSAMT的比例尺（如电偶极子的长度，布置方向等）以及电磁波的频率等。如果目标体的尺寸比电偶源的长度还要大，其分辨力应该与相当的水平岩层差不多；反之，则难以分辨。然而，当岩体是低阻时，即使其尺寸小于电偶源之长度，用CSAMT也可能有显示，但是其位置不准确。分辨力还与电磁场的频率有关，频率越高分辨力越高，低频分辨力最差。

用CSAMT确定接触面或断层面的倾角是比较困难的，然而，它可提供断层是在浅层、中层或深部及断层的倾向等一些十分有用的信息。

第四节　频率测深法

频率测深（Frequency Sounding）法是近二十年才发展起来的一种利用人工源（不同频率）交变电磁场探测电性沿铅直方向变化的电磁测深法的一个变种。它要求在远区测量，测量时场源和接收点都不动，只改变电磁场的频率。由于不同频率的电磁场穿透深度不同，高频穿透深度浅，低频穿透深度大，因此，研究测点电场或磁场分量的频率特性，就可以达到测深的目的。由于频率测深法的干扰小，分辨力高，所以问世后就受到了地球物理学家们的重视，并在国外许多国家得到了迅速的发展。然而，由于种种原因，频率测深法在我国至今仍处于研究和试验阶段。从发展观点看，频率测深法会在今后我国的石油勘探中起一定作用。

一、频率测深法的基本原理

如图3-20所示，和CSAMT一样，频率测深法的场源既可采用接地的水平电偶极子，也可采用不接地的水平线圈（其面积为S_1）构成的垂直磁偶源向地下输入不同频率的电磁场。测量时，既可用水平电偶极子测量电场分量E_x、E_y，也可用垂直和水平线圈（其面积为S_2）

测量磁场分量H_x、H_y和H_z，如图3-20所示。由于电磁场的 透深度随频率而变化，频率高穿透深度浅，带回地面的只是浅部的信息，频率低穿透深度大，可以带回地球深部的信息。因此，研究不同频率的电磁场特性，就可以了解测点电性结构随深度的变化，达到测深的目的。

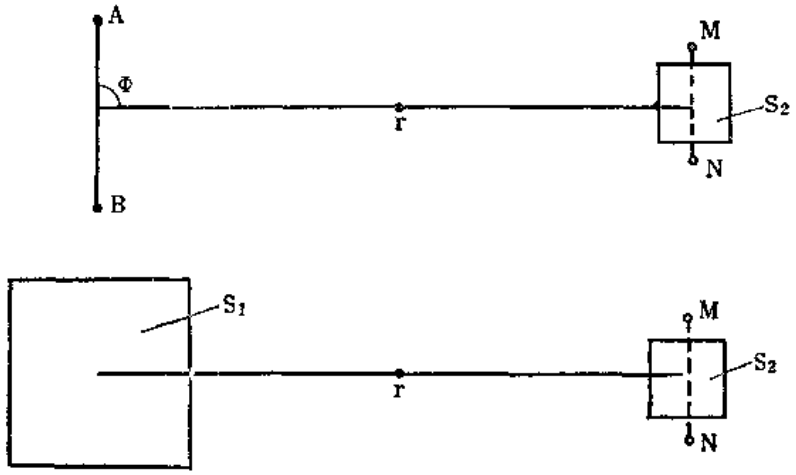


图 3-20 频率电磁测深布置图

1. 波区和S区

从场源（电偶源或磁偶源）发出的电磁波，分不同路径向四面八方传播（图3-21）。在空气中称为天波S，沿地面传播的称为地面波S_0，而在地层中的称为地层波G。

由于电磁波在空气和地层中的传播速度不同，前者快，后者慢。因此，从电磁波发射后某一时刻起，为满足边界条件，就在地面附近形成一个近于水平的波阵面，造成一个几乎垂直向下传播的水平极化的平面电磁波，称为S^*波，如图3-21所示。

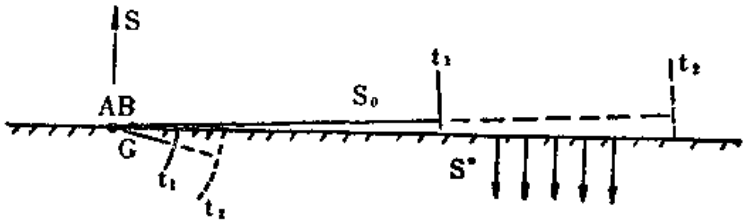


图 3-21 地面电偶源电磁波的传播

S为天波，S_0为地面波，G_0为地层波

然而，即使在$r\geqslant 6\sim 8$倍研究深度的远区接收，S^*波与G波之间的相对强度也还存在比较复杂的关系。当$|kr|\gg 1$时，地层波G衰减殆尽，地下只有S^*波存在，称为波区。在波区S^*相当于从高空垂直入射的平面电磁波；当$|kr|\ll 1$时，地层波G占主导地位，称为S区。由S区向波区过渡时，电磁波从向水平方向传播逐渐过渡到倾斜、甚至垂直入射地面。

2. 在均匀介质中接地的水平电偶源的电磁场

设电偶极子AB向地下供入的谐变场为$e^{-i\omega t}$，在直角坐标中，在似稳条件下，当$r\ll\lambda_0$时（r为收发距，λ_0是自由空间中电磁波的波长），根据考夫曼和凯勒（1983）的证明

$$E_x=\frac{Idl}{2\pi\sigma r^3}\left[\left(3\frac{x^2}{r^2}-2\right)+e^{-ikr}(1+ikr)\right] \tag{3-55}$$

$$H_x=-\frac{3Idl\sin\Phi}{2\pi k^2r^4}\left[1-e^{-ikr}\left(1+ikr-\frac{1}{3}k^2r^2\right)\right] \tag{3-56}$$

式中，所有符号的意义都和（3-10）式～（3-15）式相同。

（1）波区的电磁场

当$|kr|\gg1$，即在波区时，（3-55）式和（3-56）式变为：

$$E_x=\frac{Idl}{2\pi\sigma r^3}(3\cos^2\Phi-2) \tag{3-57}$$

$$H_x=-\frac{3Idl\sin\Phi}{2\pi k^2r^4} \tag{3-58}$$

当$\Phi=\frac{\pi}{2}$，即在供电偶极的磁场之赤道上测量时，以上二式变为：

$$E_x=-\frac{Idl}{\pi\sigma r^3} \tag{3-59}$$

$$H_z=-\frac{3Idl}{2\pi k^2r^4} \tag{3-60}$$

当$\Phi=0$，即在供电偶极磁场之轴向上测量时，（3-57）式和（3-58）式变为：

$$E_x=\frac{Idl}{2\pi\sigma r^3} \tag{3-61}$$

$$H_x=0$$

（2）S区电磁场

当$|kr|\ll1$，即在S区时（3-55）式和（3-56）式将变为：

$$E_x=\frac{Idl}{2\pi\sigma r^3}[(3\cos^2\Phi-2)+(1-ikr)(1+ikr)] \tag{3-62}$$

$$H_x=\frac{3Idl\sin\Phi}{2\pi r^2} \tag{3-63}$$

当用赤道装置时

$$E_x=-\frac{Idl}{2\pi\sigma r^3} \tag{3-64}$$

$$H_x=-\frac{3}{2}\frac{Idl}{\pi r^2} \tag{3-65}$$

当用轴式装置时：

$$E_x=\frac{Idl}{\pi\sigma r^3} \tag{3-66}$$

$$H_x=0$$

（3）均匀介质电阻率的确定

由（3-59）式和（3-61）式不难看出，波区的电场分量E_x，不管是赤道式装置还是轴向式装置测量的，都与介质的电导率σ有关；而对H_x，只有赤道式装置的结果才与σ有关，才可以用来确定介质的电阻率。

介质的电阻率，既可以按CSAMT的方式，即先根据电磁场的正交分量E_x、H_y（或E_y、H_x

计算阻抗，然后由阻抗求介质的电阻率；也可以用电阻率法中计算电阻率的公式，先测得电位差ΔU，并根据相应的装置系数K，按下式

$$\rho=K\frac{\Delta U}{I} \tag{3-67}$$

求介质的电阻率。频率测深法采用后一种形式。因为在一次场已知的情况下，欲求介质的电阻率只须测量场的一种分量。如果用偶极距为ds的电偶极子MN测量电场E_x，又用匝数为n_2、面积为s_2的水平线圈测量垂直磁场分量H_z，则电偶极子MN之间的电位差

$$\Delta U_{MN}=\Delta V_{Ex}=E_x\cdot ds \tag{3-68}$$

而测量线圈中，由H_z感应出来的电位差

$$\Delta U_{Hz}=\omega\mu_0 n_2 s_2 H_z \tag{3-69}$$

根据公式（3-59）和（3-60）并利用（3-68）和（3-69）式，不难得出用波区电磁场分量E_x和H_z计算介质电阻率的公式

$$\rho^{Ex}(\omega)=K_E\left|\frac{\Delta U_{Ex}}{I}\right| \tag{3-70}$$

$$\rho^{Hz}(\omega)=K_H\left|\frac{\Delta U_{Hz}}{I}\right| \tag{3-71}$$

其中

$$K_E=\begin{cases}\dfrac{\pi r^3}{dl\cdot ds} & \Phi=\dfrac{\pi}{2}\\[2ex] \dfrac{2\pi r^3}{dl\cdot ds} & \Phi=0\end{cases} \tag{3-72}$$

$$K_H=\frac{2\pi r^4}{3dl\cdot n_2 s_2}\quad \Phi=\frac{\pi}{2} \tag{3-73}$$

这里，K_E和K_H称为装置系数。

3．均匀介质中垂直磁偶极子的电磁场

频率测深法也可采用水平线圈形成的垂直磁偶极子作为场源，如图3-20所示，在似稳场的条件下，供入谐变场$e^{-i\omega t}$后，可得

$$E_\phi=\frac{3M_1}{2\pi\sigma r^4}\left[1-e^{-ikr}\left(1+ikr-\frac{1}{3}k^2r^2\right)\right] \tag{3-74}$$

$$H_z=\frac{9M_1}{2\pi k^2 r^5}\left[1-e^{-ikr}\left(1+ikr-\frac{4}{9}k^2r^2-\frac{i}{9}k^3r^3\right)\right] \tag{3-75}$$

式中$M_1=Is_1n_1$为发射偶极之磁矩。

在S区，即$|kr|\ll 1$时，以上二式变为

$$E_\phi=-\frac{iM_1\mu_0\omega}{4\pi r^2} \tag{3-76}$$

$$H_z=-\frac{M_1}{4\pi r^3} \tag{3-77}$$

显然，在S区，E_ϕ和H_z与介质的电性无关。而在波区，$|kr|\gg 1$时

$$E_\phi = -\frac{3M_1}{2\pi\sigma r^4} \tag{3-78}$$

$$H_z = -\frac{9M_1}{2\pi\omega\mu_0\sigma r^5} e^{-i\frac{\pi}{4}} \tag{3-79}$$

此时，E_ϕ和H_Z都可以用来求取均匀介质的电阻率

$$\rho^{E_\phi}(\omega) = K_{E_\phi}\left|\frac{\Delta U_{E_\phi}}{I}\right| \tag{3-80}$$

$$\rho^{H_z}(\omega) = K_{H_z}\left|\frac{\Delta U_{H_z}}{I}\right| \tag{3-81}$$

其中$\Delta V_{E\phi}$和ΔV_{Hz}和（3-68）、（3-69）式相同，而

$$K_{E_\phi} = \frac{2\pi r^4}{3s_1n_1ds} \tag{3-82}$$

$$K_{H_z} = \frac{2\pi r^5}{9s_1n_1s_2n_2} \tag{3-83}$$

且s_2，n_2是接收线圈的面积和匝数。

虽然，两种场源的远区场的某些分量，都可用来计算介质的电阻率。但在实际工作中，特别是大收发距时往往采用电偶源，这是因为磁偶源的场较电偶源的场衰减得快，要保持同样的测量精度，磁偶源必须向地下供入更大的能量，这既增加了装备也给施工带来了不便。但是，在近区测量有时也采用磁偶源的工作方式。

就测量装置而言，如前所述，既可用电偶极子测量电场水平分量，也可用水平线圈测量磁场的垂直分量，然而，却很少用垂直线圈测量水平磁场分量，虽然在原理上这是完全可能的。

4．水平均匀层状介质中的频率测深视电阻率曲线

在非均匀（比如层状介质）情况下，如果我们仍用（3-70）式、（3-71）式或（3-80）式、（3-81）式计算介质的电阻率，其结果得到的不再是介质的真电磁场和介质的真电阻率，而是视电阻率了。

设E_x和H_x，E_x^0和H_x^0分别表示水平均匀层状介质表面以及电阻率为ρ_1的均匀半空间表面的电场和磁场，用$\rho_\omega^{E_x}$和$\rho_\omega^{H_x}$分别表示E_x、H_x分量相应频率测深的视电阻率，根据定义

$$\frac{\rho_\omega^{E_x}}{\rho_1} = \frac{E_x}{E_x^0},\quad \frac{\rho_\omega^{H_x}}{\rho_1} = \frac{H_x}{H_x^0} \tag{3-84}$$

Л.Л.Ваниян（1965）证明，在波区，n层地电断面频率测深视电阻率满足：

$$\frac{\rho_\omega^{E_x}}{\rho_1} = \frac{\rho_\omega^{H_x}}{\rho_1} = R_1^2(\omega) \quad 当\rho_n \neq \infty时 \tag{3-85}$$

$$\frac{\rho_\omega^{E_x}}{\rho_1} = \frac{\rho_\omega^{H_x}}{\rho_1} = R_1^2(\omega) + \Delta R^2(\omega) \quad 当\rho_n = \infty时 \tag{3-86}$$

其中

$$\Delta R^2(\omega) = (R_1^2 - 1)\frac{(R_2^2 - 1)(R_3^2 - 1)\cdots(R_{n-1}^2 - 1)}{\left(R_2^2 - \frac{\rho_1}{\rho_2}\right)\left(R_3^2 - \frac{\rho_2}{\rho_3}\right)\cdots\left(R_{n-1}^2 - \frac{\rho_{n-2}}{\rho_{n-1}}\right)} \tag{3-87}$$

式中

R_1，R_2，$\cdots R_{n-1}$是第一层，第二层和第$n-1$层介质顶面电磁场之频率特性，且

$$R_i=\begin{matrix}\coth\\ \text{th}\end{matrix}\left[k_ih_i+\begin{matrix}\coth^{-1}\\ \text{th}^{-1}\end{matrix}\left(\sqrt{\frac{\rho_{i+1}}{\rho_i}}R_{i+1}\right)\right] \qquad (3\text{-}88)$$

式中ρ_i，h_i，k_i是第i层介质的电阻率，厚度和复波数。

由于场的分量是复数，故

$$\frac{\rho_\omega}{\rho_1}=\frac{|\rho_\omega|}{\rho_1}e^{-i\varphi_\omega} \qquad (3\text{-}89)$$

式中 $|\rho_\omega|$——是振幅；

φ_ω—— 是测量分量相对于供电电流初始相位的相位移。

从（3-85）不难看出，在$\rho_i\neq\infty$的情况下，频率测深的视电阻率和相位曲线与大地电磁测深曲线完全相同。然而当$\rho_i=\infty$时，情况就不同了，这时$|k_ir|$不满足波区的条件，两种视电阻率曲线（$\rho_{\omega}{}^{E_x}$，$\rho_{\omega}{}^{H_z}$）不但会出现明显的差别，而且也会与MT测深曲线不完全一致。

图3-22和图3-23是波区二层频率测深视电阻率曲线和相位曲线。图中纵坐标取为 $\lg\left|\frac{\rho_\omega}{\rho_1}\right|$，横坐标取为$\lg\frac{\lambda_1}{h_1}$。这里$\lambda_1=\sqrt{10\rho_1}T$（米）是第一层介质中电磁波的波长，$T$为电磁波之周期。

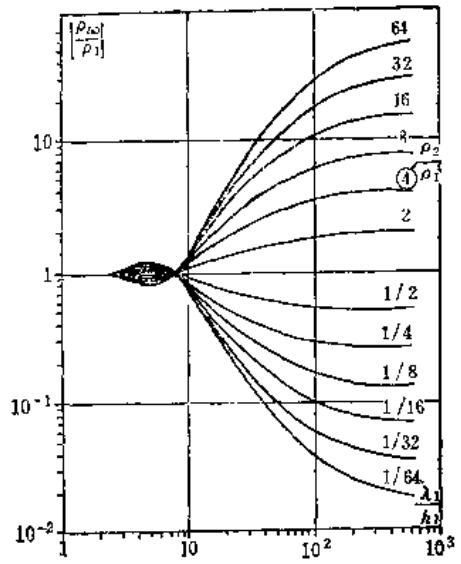


图 3-22 波区 $\left|\frac{\rho_\omega}{\rho_1}\right|$ 曲线（二层断面）

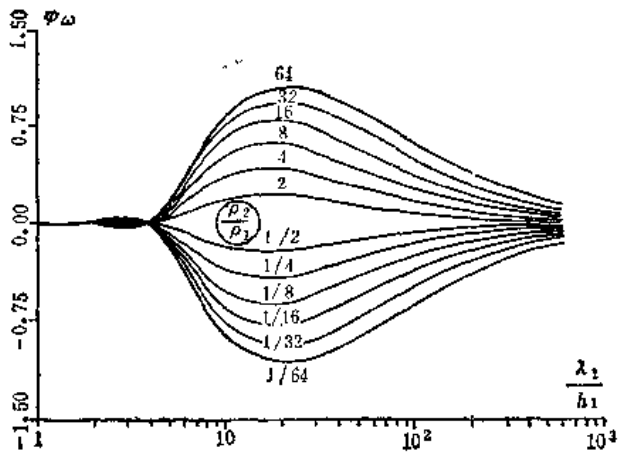


图 3-23 波区φ_ω曲线（二层断面）

由于在波区人工电磁场和大地电磁场相同，不难证明，此时的频率测深曲线和大地电磁测深曲线的形态和性质都是完全一致的。

然而，由于频率测深中收发距r是固定不变的，随着频率的降低和断面参数的变化，测点所处的位置会从波区逐渐向S区过渡。频率测深曲线就会呈现高频为波区，低频为S区如图3-24和图3-25所示的全波曲线的特征。

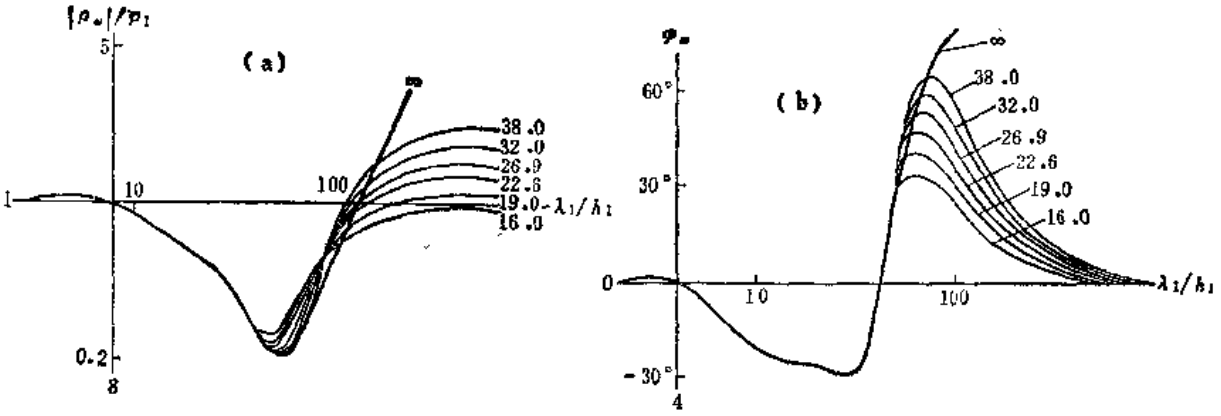


图 3-24　全波区ρ_∞/ρ_1曲线

(a) $\left|\frac{\rho_\infty}{\rho_1}\right|$；　　(b) φ_∞

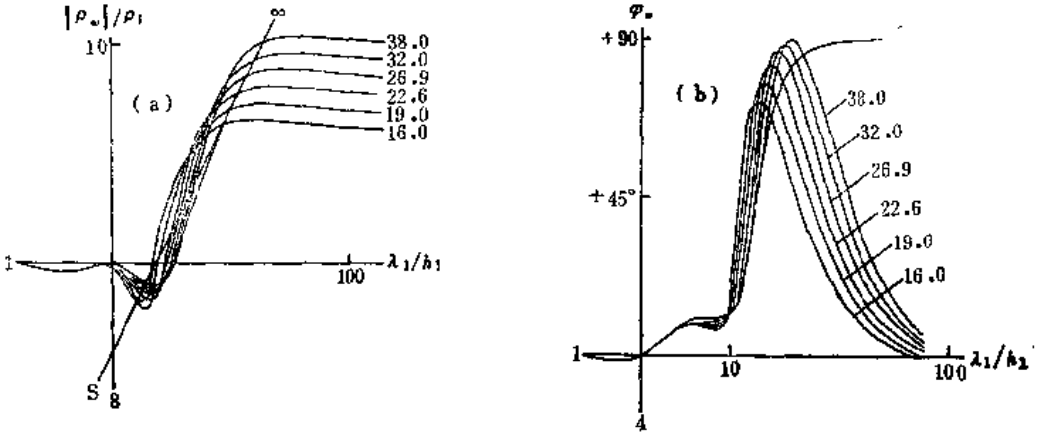


图 3-25　H型全波区ρ_∞^{H*}/ρ_1曲线

(a) $\left|\frac{\rho_\infty^{H*}}{\rho_1}\right|$；　　(b) φ_∞^{H*}

图3-24(a) 和图3-25 (a) 分别为 $\frac{\rho_2}{\rho_1}=1/4$，$\rho_3\to\infty$和 $\frac{\rho_2}{\rho_1}=4$，$\frac{h_2}{h_1}=4$，$\rho_3=0$ 时，不同收发距r/h_1的ρ_∞全波理论曲线$\left(\text{参变量为}\frac{r}{h_1}\right)$。可见，当$r$增加时，曲线的尾支都应该趋于$S$线，即

$$\rho_\infty=\frac{1}{\omega\mu_0 S^2} \tag{3-90}$$

的渐近线，这里$S=S_1+S_2$。但当过渡到近区后，对ρ_∞^{H*}而言，尾支趋于水平渐近线

$$\rho_{\omega}^{E_x}=\frac{r}{2(\sigma_1 h_1+\sigma_2 h_2)}=\frac{r}{2S} \tag{3-91}$$

其值与频率无关，仅与总纵向电导S和r有关。对$\rho_{\omega}^{H_z}$而言，尾支渐近线为

$$\rho_{\omega}^{H_z}=\frac{\omega\mu_0 r^2}{6} \tag{3-92}$$

其值不反映地电断面的特性，仅与频率和r有关。

图3-24(b) 和图3-25(b) 分别为相应断面的相位曲线。

二、频率测深的工作方法和特点

不管用电偶源还是磁偶源作为场源进行频率测深工作，场源都应布置在地形平坦、构造简单、表层电性比较均匀、距探测目标埋深的6～8倍以外的地区。用电偶源时，一般采用赤道式装置，测量E_x和（或）H_z。如用磁偶源，则测量E_φ和（或）H_z。工作时，由场源向地下输入不同频率的交流电，同时在测点测量相应频率之电场和（或）磁场分量。与电测深法不同，频率测深是通过研究不同频率的电磁场的振幅和相位，来达到测深的目的。因此，又将频率测深称为感应测深，以示和电测深靠改变电极距来达到测深目的的几何测深相区别。一般认为频率测深之记录点是场源和接收点之中点"O"。

在测点，测得不同频率的电源在测点产生的电位差ΔV_{E_x}或ΔV_{H_z}后，就可根据（3-70）式和（3-71）式计算相应频率之视电阻率和相位，并绘出该点的视电阻率和相位曲线。

下面谈谈频率测深的几个特点：

①分辨力高：图3-26是H型断面直流电测深曲线与频率测深曲线的比较。曲线①的断面参数为$\mu_2=\frac{1}{4}$，$\mu_3=\infty$，$\nu_2=1$；曲线②的参数为$\mu_2=\frac{1}{19}$，$\mu_3=\infty$，$\nu_2=\frac{1}{5}$。两种断面基底埋深相差$0.8h_1$，但S值却相差不大（$S_①=5$，$S_②=4.8$），形成S等值，所以直流电测深曲线的幅度只差5～7%，相反频率测深曲线的振幅和相位曲线的幅度相差较大，前者最大达40%，后者最大达15%。由此可见，频率测深曲线比直流电测深法的分辨力高。

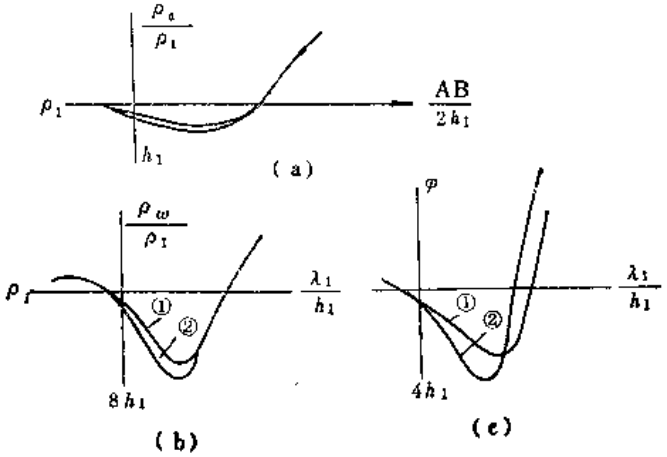


图 3-26　直流电测深和频率电测深之分辨力的比较
(a) 直流电测深；(b),(c) 频率电测深

②穿透能力强：由于直流电场和似稳电场均不能穿过电阻率为无限大的屏蔽层，但磁场能穿过，这是由于感应的结果。因此，在无屏蔽存在的地电断面中，频率测深法和大地电磁

法一样，比直流电测深法分辨力高；有屏蔽层存在时，由磁分量计算的频率测深曲线要比电场分量的结果分辨力高，如图3-27所示，虽然屏蔽层为一薄层，但它却对电场起了屏蔽作用，电场振幅曲线不受第三层的影响（图3-27(a)），而磁场振幅曲线却不同，它能反应屏蔽层以下的第三、四层，似乎屏蔽层不存在似的（如(b) 曲线）。可以看出，用电场和磁场曲线的对比可以推断出薄层的存在，两条曲线配合解释可以互相补充，起到取长补短的作用，便于综合解释。

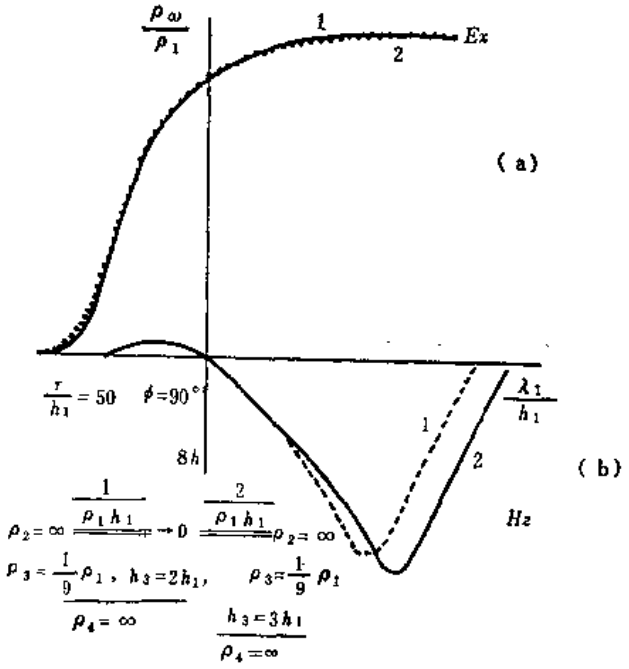


图 3-27 频率测深之穿透力

③各向异性影响小：由于频率测深法是在波区测量，在测点附近，一次场以平面电磁波的形式垂直向下入射，从而引起的电流线是水平的，因此，对场的分布起作用的是岩层的纵向电导率ρ_t，而与横向电阻关系较小。可见，相对直流电测深法来说，岩石水平方向的各向异性对频率测深曲线解释结果影响不大。然而，场源附近，场源和接收点之间，甚至接收点上表层电性不均匀和各向异性，都会造成电磁场的畸变。正如CSAMT中所指出的那样，这些同样是对ρ_ω/ρ_1曲线解释时必须认真考虑的因素。

④关于曲线的图示：实测频率测深曲线一般画在$\lg\left(\frac{1}{\sqrt{f}}\right)\sim\lg\rho_\omega$的双对数坐标中，这里的$f$是电磁波的频率。有的文章中不采用垂直磁场分量$H_z$而用垂直磁感应分量$B_z$作为观测值，计算视电阻率$\rho_\omega^{B_z}$。根据（3-58）式和(3-79）式，水平电偶源和垂直磁偶源之远区垂直磁感应分量分别为

$$B_z=-\frac{3Idl}{2\pi i\omega\sigma r^4}\quad\text{（电偶源）}\tag{3-93}$$

和

$$B_z=-\frac{9M_1}{2\pi\omega\sigma r^5}e^{-i\frac{\pi}{4}}\text{（磁偶源）}\tag{3-94}$$

根据B_z绘制的测深曲线$\frac{\rho_\omega^{B_z}}{\rho_1}$和根据$H_z$绘制的$\rho_\omega^{H_z}/\rho_1$曲线没有任何区别。

第五节 瞬变电磁测深法

虽然早在1937年苏联学者A.P.Kraev就提出了瞬变电磁法（Transient Electromagnetic Sounding，缩写为TEM），但只在近十年来它才引起勘探地球物理学家的重视，从而使它从理论研究和试验探索迈入了实际应用阶段。其主要优点是它的分辨力特别是低阻层的

分辨力高，而又不受高阻层的屏蔽影响，因而特别适用于地下水和地热资源的调查，也适用于高阻覆盖地区（如碳酸盐岩、火成岩和冻土覆盖地区）的油气田的普查和勘探。

瞬变电磁法是时间域电磁法（Time—domain electromagnetic method，TDEM）的一个分支。它是在时间域中分析电磁场的建立或衰减过程，达到研究岩层电性沿铅直方向变化的一种电磁测深方法。从理论上讲，电磁测深既可以在频率域、也可以在时间域实现，两种域包含完全等价的信息。然而频率域是在一系列离散的频率上工作，时间域的一个脉冲往往包含了极其丰富的频率成分，因此两者之间仍存在一些细微的差别。

如前所述，频率测深法的物理基础是，不同频率的电磁波穿透深度是不同的。频率高穿透深度小，带回的仅是浅部的地电信息，频率低穿透深度大，可以反映深层的地电特征。时间域电磁法则不同，当在地中输入一个阶跃脉冲，地下就有电磁场的一个建立过程；断电时，又有一个恢复过程，如图3-28所示。过程的不同时间反映不同的深度。感应时间越长，电流穿透越深，因此带回地面的信息越深，如图3-29所示。可以说TEM也是一种感应测深。

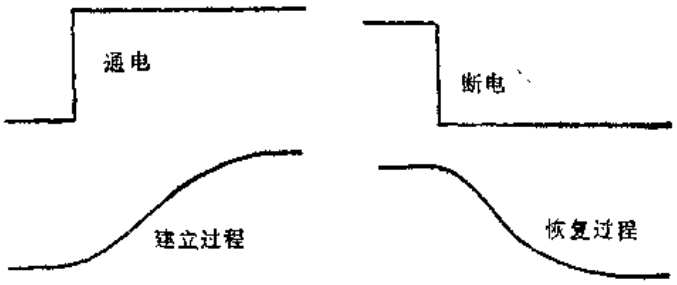


图 3-28 电磁场的建立和恢复过程

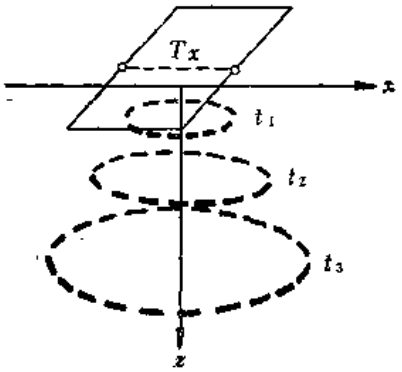


图 3-29 半空间中等效感应电流图

一、瞬变电磁测深的基本理论

瞬变电磁测深法中，一次激发的波形可以是阶跃状的、锯齿状的、三角形状的、梯形的、高斯曲线形的、半正弦形的、伪噪声（PN）波形等。根据线性系统理论，脉冲响应$r(t)$输入$x(t)$与输出$y(t)$之间满足：

$$y(t)=r(t)*x(t) \tag{3-95}$$

式中*表示褶积。而它们的频谱之间满足

$$Y(\omega)=R(\omega)X(\omega) \tag{3-96}$$

这里，$X(\omega)$、$R(\omega)$和$Y(\omega)$分别为函数$x(t)$，$r(t)$和$y(t)$的频谱。

求输入波形$x(t)$在线性系统$r(t)$中的响应$y(t)$，既可在时间域按（3-95）式进行，也可以先求出$x(t)$和$r(t)$的谱$X(\omega)$和$R(\omega)$，按（3-96）式求出$y(t)$的谱$Y(\omega)$，再进行傅氏反变换求$y(t)$。不言而喻，在时间域计算需要知道$x(t)$和$r(t)$，在频率域则需要知道它们的谱$X(\omega)$和$R(\omega)$。这里的$r(t)$是输入为单位脉冲（即δ函数）时地球之响应函数，而$R(\omega)$则是地球这个线性系统之频率特性，二者构成傅氏变换对。在均匀半空间和层状介质的情况下，$R(\omega)$可以是$E(\omega)$、$H(\omega)$或电磁测深的其他响应，它们的表达式都是已知的。因而，欲按（3-96）先计算$Y(\omega)$，必须事先求出输入脉冲波形$x(t)$的谱$X(\omega)$。

从时间域到频率的变换，在$x(t)$比较复杂的情况下，有时相当繁琐。借助于狄拉克δ

函数可以比较简单和方便地得到同样的结果。

由傅氏变换理论知道，函数$x(t)$的时间导数的傅氏变换与$x(t)$本身的傅氏变换$X(\omega)$之间有如下关系

$$\frac{d^n}{dt^n}x(t)\Longleftrightarrow(i\omega)^nX(\omega)$$

或
$$X(\omega)=\frac{1}{(i\omega)^n}\int_{-\infty}^{\infty}\left[\frac{d^n}{dt^n}x(t)\right]e^{-i\omega t}dt \tag{3-97}$$

其中，$\frac{d^n}{dt^n}$表示对t求n阶导数的运算$\left[\text{假设当}t\to\pm\infty\text{时}\frac{d}{dt}x(t)=\frac{d^2}{dt^2}x(t)=\cdots=\frac{d^{n-1}}{dt^{n-1}}x(t)=0\right]$。

应用δ函数求傅氏变换这种方法，要求时间函数可以微分n次，直到它变成了一系列δ函数之叠加$\sum_i A_i\delta(t-t_i)$时为止。然后利用(3-97)式，并把各个函数的变换加在一起，就得到了原来函数的傅氏变换。例如：

阶跃函数：

$$x(t)=\begin{cases}A & t\geqslant t_0\\ 0 & t<t_0\end{cases} \tag{3-98}$$

其一阶导数是$A\delta(t-t_0)$，如图3-30(a)所示。因此，阶跃函数的谱为

$$\begin{aligned}X(\omega)&=\frac{A}{i\omega}\int_{-\infty}^{\infty}\left[\frac{d}{dt}x(t)\right]e^{-i\omega t}dt\\&=\frac{1}{i\omega}\int_{-\infty}^{\infty}\delta(t-t_0)e^{-i\omega t}dt\\&=\frac{A}{i\omega}e^{-i\omega t_0}\end{aligned} \tag{3-99}$$

矩形脉冲：

$$x(t)=\begin{cases}A & |t|\leqslant t_0\\ 0 & t<t_0\end{cases} \tag{3-100}$$

矩形脉冲可以看成是两个阶跃函数之组合，一个从$t=-t_0$开始，另一个从t_0开始，两个阶跃函数的一阶偏导数分别为$A\delta(t+t_0)$和$-A\delta(t-t_0)$(图3-30(b))。由(3-97)式知

$$\begin{aligned}X(\omega)&=\frac{1}{i\omega}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{d}{dt}x(t)e^{-i\omega t}dt\\&=\frac{A}{i\omega}\int_{-\infty}^{\infty}[\delta(t+t_0)-\delta(t-t_0)]e^{-i\omega t}dt\\&=\frac{A}{i\omega}(e^{i\omega t_0}-e^{-i\omega t_0})\\&=2At_0\left(\frac{\sin\omega t_0}{\omega t_0}\right)\end{aligned} \tag{3-101}$$

三角脉冲：

$$x(t)=\begin{cases}\dfrac{A}{t_0}|t-t_0| & |t|\leqslant t_0\\ 0 & |t|>t_0\end{cases} \tag{3-102}$$

其一阶偏导数是两个极性不同的矩形脉冲，二阶偏导数是三个δ脉冲函数，如图3-30（c）所示。则

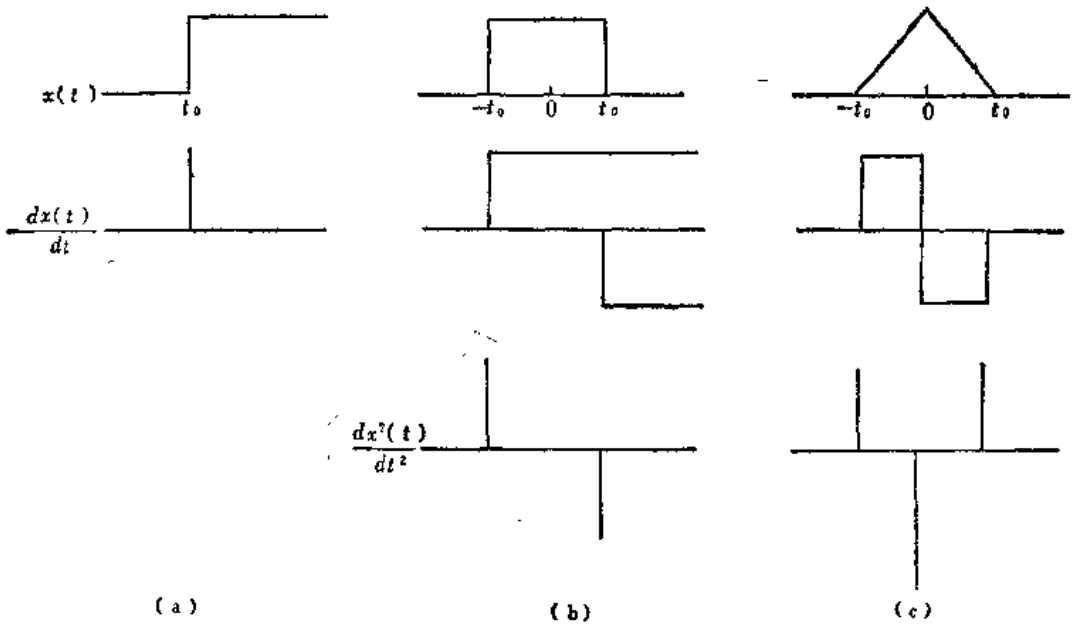


图 3-30 脉冲波形与δ函数的关系

$$X(\omega)=\frac{1}{(i\omega)^2}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{d^2}{dt^2}x(t)e^{-i\omega t}dt$$

$$=At_0\left\{\frac{\sin\left(\dfrac{\omega t_0}{2}\right)}{\omega t_0/2}\right\}^2 \tag{3-103}$$

为使问题清楚而又不失一般性，现以阶跃函数

$$x(t)=\begin{cases}A & t\geqslant 0\\ 0 & t<0\end{cases}$$

作为电偶源或磁偶源的激发脉冲，导出瞬变电磁场的一般解。

设$E(\omega)$和$H(\omega)$为频率域电磁响应函数或频率特性，由（3-97）式可知，频率为ω时，断电阶跃函数之频率特性为$E(\omega)/-i\omega$和$H(\omega)/-i\omega$，其瞬变电磁场为

$$e(t)=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{E(\omega)}{-i\omega}e^{-i\omega t}d\omega$$

$$h(t)=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{H(\omega)}{-i\omega}e^{-i\omega t}d\omega \tag{3-104}$$

1. 均匀半空间表面的瞬变场

将均匀半空间表面垂直磁偶极子之电场表达式（3-74）代入上式得

$$e_\phi^*(t)=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{E_\phi(\omega)}{-i\omega}e^{-i\omega t}d\omega$$❶

$$=\frac{1}{2\pi}\frac{3M_1}{2\pi\sigma r^4}\int_{-\infty}^{\infty}\left[1-e^{-ikr}(1+ikr-\frac{1}{3}k^2r^2)\right]\frac{e^{-i\omega t}}{-i\omega}d\omega \tag{3-105}$$

因为

$$①\ \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{e^{-i\omega t}}{-i\omega}d\omega=\begin{cases}0 & t<0\\ 1 & t>0\end{cases} \tag{3-106}$$

$$②\ \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}e^{-ikr}\frac{e^{-i\omega t}}{-i\omega}d\omega$$

$$=\begin{cases}0 & t<0\\ 1-\Phi(r\cdot\sqrt{\mu_0/2\rho t})=1-\Phi(U) & t>0\end{cases} \tag{3-107}$$

其中

$$U=r\cdot\sqrt{\mu_0/2\rho t}=\frac{2\pi r}{\tau} \tag{3-108}$$

$$\Phi(x)=\sqrt{\frac{2}{\pi}}\int_0^x e^{-\frac{x^2}{2}}dx=\frac{2}{\sqrt{\pi}}\int_0^x e^{-x^2}dx \tag{3-109}$$

$$\tau=2\pi\sqrt{2\rho t/\mu_0} \tag{3-110}$$

这里$\tau=\sqrt{10^7\cdot 2\pi\rho t}=\sqrt{2\pi}\lambda$是量纲为长度单位的参数。则在瞬变电磁测深中，可用比值$\frac{r}{\tau}$作为理论曲线的横坐标，代替电磁测深中收发距r与波长λ之比值$\frac{r}{\lambda}$，这里

$$\lambda=\sqrt{10^7\rho t}\ \ (\mathrm{m}) \tag{3-111}$$

将（3-107）对r进行微分，再相继乘以r得到计算$e_\phi^*(t)$的其余几项的表示式

$$③\ \ \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}(-ikr)e^{-ikr}\frac{e^{-i\omega t}}{-i\omega}d\omega$$

$$=-\sqrt{\frac{2}{\pi}}Ue^{-(\frac{U^2}{2})} \tag{3-112}$$

$$④\ \ \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}(-k^2r^2)e^{-ikr}\frac{e^{-i\omega t}}{i\omega}d\omega$$

$$=\sqrt{\frac{2}{\pi}}U^3e^{-(\frac{U^2}{2})} \tag{3-113}$$

把（3-106）、（3-107）、（3-112）、（3-113）代入（3-105）得

❶垂直磁偶极子之瞬变场均以*表示。

$$e_z^*(t)=\frac{3M_1}{2\pi\sigma r^4}\left[\Phi(U)-\sqrt{\frac{2}{\pi}}e^{-\frac{U^2}{2}}U\left(1-\frac{U^2}{3}\right)\right] \tag{3-114}$$

由于$U\to\infty$或$t\to0$（$\tau\to0$）时，概率积分函数$\Phi(U)=1$，而$e^{-\frac{U^2}{2}}$与U和U^3相比又为高阶无穷小，所以$e_z^*(t)=\frac{3M_1}{2\pi\sigma r^4}$。换言之，当电源接通（或断电）后，电场的跃变为$\frac{3M_1}{2\pi\sigma r^4}$；当$t$加大时$e_z^*(t)$按（3-114）式描述的规律变化；当$t\to\infty$时，由于$\Phi(U)$和（3-114）式括号中的其他各项都趋于零，故$e_z^*(t)\to0$。电场$e_z^*(t)$从跃变值$\frac{3M_1}{2\pi\sigma r^4}$随时间的增加逐渐衰减为零，衰减的规律不仅与$M_1$有关，而且与$\sigma$和$r$有关。从（3-108）式$U$的表示式不难看出，$t\to0$和$r\to\infty$是等价的。一般将$t\to0$（或$U\to\infty$）称为早期，$t\to\infty$（或$U\to0$）称为晚期。由于建场的早晚期场的性质不同，下面将分别进行讨论。

研究垂直磁场的建立过程时，最好分析它所引起的感应电流的变化，也即研究磁感应强度之变化速度，由（3-75）和（3-97）式并根据$B(\omega)=\mu_0H(\omega)$得到

$$\frac{\partial b_z^*(t)}{\partial t}=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}B(\omega)\frac{e^{-i\omega t}}{-i\omega}d\omega$$

$$=\frac{-9M_1\rho}{2\pi r^5}\cdot\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\left[1-e^{-ikr}\left(1+ikr-\frac{4}{9}k^2r^2\right.\right.$$

$$\left.\left.-\frac{i}{9}k^3r^3\right)\right]\cdot\frac{e^{-i\omega t}}{-i\omega}d\omega \tag{3-115}$$

将（3-106）、（3-107）、（3-112）、（3-113）代入上式，并利用

$$\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}(ikr)^3e^{-ikr}\frac{e^{i\omega t}}{i\omega}d\omega=-\sqrt{\frac{2}{\pi}}U^3(U^2-1)e^{-\frac{U^2}{2}} \tag{3-116}$$

则得

$$\frac{\partial b_z^*(t)}{\partial t}=-\frac{9M_1\rho}{2\pi r^5}\left[\Phi(U)-\sqrt{\frac{2}{\pi}}e^{-\frac{U^2}{2}}U\left(1+\frac{U^2}{3}+\frac{U^4}{9}\right)\right] \tag{3-117}$$

同理可求得电偶极子之瞬变场

$$e_z(t)=\frac{I\rho dl}{2\pi r^3}\left[1+\Phi(U)-3\frac{x^2}{r^2}\Phi(U)-\sqrt{\frac{2}{\pi}}Ue^{-\frac{U^2}{2}}\right] \tag{3-118}$$

$$\frac{\partial b_z(t)}{\partial t}=-\frac{3Idl\sin\Phi}{2\pi r^4}\cdot\rho\left[\Phi(U)-\sqrt{\frac{2}{\pi}}e^{-\frac{U^2}{2}}U\left(1+\frac{U^2}{3}\right)\right] \tag{3-119}$$

下面我们研究一下早期（远区）和晚期（近区）瞬变场的渐近特征。

①当t小而r大（如$U>3$）时，即在远区，由（3-114）和（3-117）式知早期磁偶源之瞬变电磁场为

$$e_z^*(t)\approx\frac{3M_1}{2\pi r^4}\rho \tag{3-120}$$

$$\frac{\partial b_z^*(t)}{\partial t}\approx-\frac{9M_1\rho}{2\pi r^5} \tag{3-121}$$

而从（3-118）、（3-119）知早期电偶源之瞬变电磁场为：

$$e_z(t)\approx\frac{Idl}{2\pi r^3}\rho\left(2-3\frac{x^2}{r^2}\right)\tag{3-122}$$

$$\frac{\partial b_z(t)}{\partial t}\approx-\frac{3Idl\sin\Phi}{2\pi r^4}\cdot\rho\tag{3-123}$$

由此，可以得到电阻率之计算公式

$$\rho(e_z^*(t))=\frac{2\pi r^4}{3M_1}e_z^*(t)\tag{3-124}$$

$$\rho\left(\frac{\partial b_z^*(t)}{\partial t}\right)=-\frac{2\pi r^3}{9M_1}\frac{\partial b_z^*(t)}{\partial t}\tag{3-125}$$

$$\rho(e_z(t))=\frac{2\pi r^3}{Idl}\frac{1}{\left(2-3\frac{x^2}{r^2}\right)}e_z(t)\tag{3-126}$$

$$\rho\left(\frac{\partial b_z(t)}{\partial t}\right)=-\frac{2\pi r^4}{3Idl\sin\Phi}\cdot\frac{\partial b_z(t)}{\partial t}\tag{3-127}$$

②在晚期（近区），即t大而r小（如$U<0.7$）时，设

$$f(U)=\frac{\Phi(U)-\sqrt{\frac{2}{\pi}}Ue^{-\frac{U^2}{3}}\left(1+\frac{U^2}{3}\right)}{U^2}$$

$$=\frac{\sqrt{\frac{2}{\pi}}\int_0^U\left(1-\frac{x^2}{2}+\frac{1}{2}\frac{x^4}{4}\right)dx-\sqrt{\frac{2}{\pi}}U\left(1-\frac{U^2}{2}+\frac{1}{2}\cdot\frac{1}{4}\cdot\frac{U^2}{4}\right)\left(1+\frac{U^2}{3}\right)}{U^2}$$

$$=\frac{\sqrt{\frac{2}{\pi}}\left[\left(U-\frac{U^3}{6}+\frac{U^5}{40}\right)-U+\frac{U^3}{2}-\frac{U^3}{3}-\frac{U^5}{8}-\frac{U^5}{6}\right]}{U^2}$$

$$=\frac{\sqrt{\frac{2}{\pi}}\left(\frac{U^5}{40}-\frac{U^5}{8}-\frac{U^5}{6}\right)}{U^2}=\frac{\sqrt{\frac{2}{\pi}}\cdot\frac{U^5}{15}}{U^2}=\frac{1}{15}\sqrt{\frac{2}{\pi}}U^3$$

这里利用了当x很小时，e^{-x}的近似表达式。将$f(U)$代入(3-124)—(3-127)得晚期瞬变场之近似表达式

$$e_z^*(t)=-\frac{\mu_0^{5/2}M_1r}{40\pi^{3/2}t^{5/2}\rho^{3/2}}\tag{3-128}$$

$$\frac{\partial b_z^*(t)}{\partial t}=-\frac{\mu_0^{5/2}M_1}{20\pi^{3/2}t^{5/2}\rho^{3/2}}\tag{3-129}$$

$$e_z(t)=\frac{\mu_0^{3/2}I\cdot dl}{2\pi^{3/2}t^{3/2}\rho^{1/2}}\tag{3-130}$$

$$\frac{\partial b_z(t)}{\partial t}=-\frac{\mu_0^{5/2}Idlr\sin\Phi}{40\pi^{3/2}t^{5/2}\rho^{3/2}}\tag{3-131}$$

相应的电阻率的计算公式为

$$\rho(e_\phi^*(t))=\left[\frac{IM_1 ds\cdot r}{t^{5/2}\Delta V(t)}\cdot\frac{4\pi}{5}\ 10^{-17\frac{1}{2}}\right]^{2/3} \tag{3-132}$$

$$\rho\left(\frac{\partial b_z^*(t)}{\partial t}\right)=\left[\frac{IM_1}{t^{5/2}\Delta V(t)}\cdot\frac{8\pi}{5}\cdot 10^{-17\frac{1}{2}}\right]^{2/3} \tag{3-133}$$

$$\rho(e_x(t))=\left[\frac{Idl\cdot ds}{t^{3/2}\Delta V(t)}\cdot\frac{2}{3}\cdot 10^{-10\frac{1}{2}}\right]^2 \tag{3-134}$$

$$\rho\left[\frac{\partial b_z(t)}{\partial t}\right]=\left[\frac{Idl\sin\phi}{t^{5/2}\Delta V(t)}\cdot\frac{4\pi}{5}\ 10^{-17\frac{1}{2}}\right]^{2/3} \tag{3-135}$$

由 (3-123)式和(3-131)式可知，水平电偶源磁感应强度之变化率早期和晚期的特征是完全不同的。在早期信号随r增大而衰减，在晚期随r增大而增强。相应的由(3-127)和(3-131)计算的均匀半空间的电阻率如图3-31所示。显然，当$\frac{2t}{\mu_0\sigma}<0.8$时，早期瞬变场所计算的$\rho_{\text{视}}^*$和$\rho_1$相近；当$\frac{2t}{\mu_0\sigma}>30$时，晚期场的$\rho_{\text{视}}^*$也接近于$\rho_1$。但随着$t$的增加，$\rho_{\text{视}}^*$迅速下降，随着$t$的减小，$\rho_{\text{视}}^*$迅速增加，下降和上升的斜率分别为$\mp 2$。

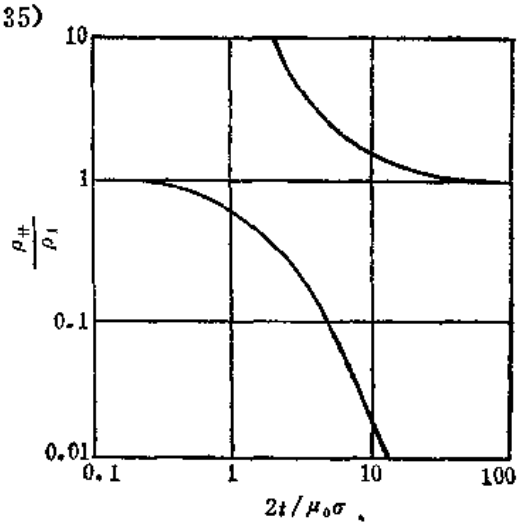


图 3-31 均匀半空间早晚期瞬变场的视电阻率曲线

2. 视电阻率的概念

在非均匀介质情况下，在早期和晚期如果仍用 (3-124) ～ (3-127) 式和 (3-132) ～ (3-135) 式计算，其结果不再是介质的真电阻率，而是视电阻率。如以$\rho_s(t)$表之，对早期瞬变场有

$$\rho_s[e_\phi^*(t)]=\frac{2\pi r^4}{3M_1}e_\phi^*(t) \tag{3-136}$$

$$\rho_s\left[\frac{\partial b_z^*(t)}{\partial t}\right]=-\frac{2\pi r^3}{9M_1}\frac{\partial b_z^*(t)}{\partial t} \tag{3-137}$$

$$\rho_s[e_x(t)]=\frac{2\pi r^3}{Idl}\cdot\frac{1}{\left(2-3\frac{x^2}{r^2}\right)}e_x(t) \tag{3-138}$$

$$\rho_s\left[\frac{\partial b_z(t)}{\partial t}\right]=-\frac{2\pi r^4}{3Idl\sin\Phi}\frac{\partial b_z(t)}{\partial t} \tag{3-139}$$

比较 (3-124) ～ (3-127) 和 (3-136) ～ (3-139) 式不难看出

$$\frac{\rho_s}{\rho_1}[e_\phi^*(t)]=\frac{e_\phi^*(t)}{e_{\phi 0}^*(t)} \tag{3-140}$$

$$\frac{\rho_s}{\rho_1}\left[\frac{\partial b_z^*(t)}{\partial t}\right]=\frac{\frac{\partial b_z^*(t)}{\partial t}}{\frac{\partial b_{z0}^*(t)}{\partial t}} \tag{3-141}$$

$$\frac{\rho_\tau}{\rho_1}[e_\Phi(t)]=\frac{e_\Phi(t)}{e_{\Phi_0}(t)} \tag{3-142}$$

$$\frac{\rho_\tau}{\rho_1}\left[\frac{\partial b_z(t)}{\partial t}\right]=\frac{\dfrac{\partial b_z(t)}{\partial t}}{\dfrac{\partial b_{z_0}(t)}{\partial t}} \tag{3-143}$$

式中脚码为"0"的分量均为均匀半空间中之瞬变场值。

按（3-136）～（3-139）式所定义的早期视电阻率$\rho_\tau(t)$当$t\to 0$或$\tau\to 0$时，$\rho_\tau\to\rho_1$，然而当t增大以后，即在时间响应的中期和晚期，如仍按相同公式计算，则所得的视电阻率曲线的形态与电阻率——深度剖面几乎没有相应关系。因此，这样定义的视电阻率，只能用于收发距远比探测深度大的情况。

在晚期，根据（3-132）～（3-135）式定义视电阻率，此时

$$\frac{\rho_\tau}{\rho_1}[e_\Phi^*(t)]=\left[\frac{e_\Phi^*(t)}{e_{\Phi_0}^*(t)}\right]^{2/3} \tag{3-144}$$

$$\frac{\rho_\tau}{\rho_1}\left[\frac{\partial b_z^*(t)}{\partial t}\right]=\left(\frac{\partial b_z^*/\partial t}{\partial b_{z_0}^*/\partial t}\right)^{2/3} \tag{3-145}$$

$$\frac{\rho_\tau}{\rho_1}[e_z(t)]=\left[\frac{e_z(t)}{e_{z_0}(t)}\right]^2 \tag{3-146}$$

$$\frac{\rho_\tau}{\rho_1}\left[\frac{\partial b_z(t)}{\partial t}\right]=\left(\frac{\partial b_z/\partial t}{\partial b_{z_0}/\partial t}\right)^{2/3} \tag{3-147}$$

按这些公式计算的视电阻率，当$t\to\infty$时，$\rho_\tau(t)\to\rho_N$，因此，它只适用于收发距小于探测深度的情况。

在苏联和东欧，把瞬变测深法称为"建场法"。因此，早期或大收发距测量时又称为"远区建场法"，而在西方，则称为"大收发距电磁法"或LOTEN；晚期或小收发距测量又称为"近区建场法"。而在西方，又称为"小收发距电磁法"。从发表的文章看，在苏联近区建场法更受欢迎，而在西方国家，则侧重研究LOTEN。

3．水平均匀层状介质表面垂直磁偶源早期瞬变场的视电阻率曲线

下面，我们以在水平均匀层状介质表面垂直磁偶源为例，说明早期瞬变场之视电阻率曲线的特征。

考夫曼和凯勒（1983）证明，在远区，

$$E_\Phi=\frac{3M_1}{2\pi\sigma_1 r^4}R_1^2 \tag{3-148}$$

$$H_z=-\frac{9M_1}{2\pi\sigma_1 r^5}R_1^2 \tag{3-149}$$

因此，磁偶源的早期瞬变场为

$$e_\Phi^*(t)=\frac{3M_1}{2\pi r^4}\rho_1\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}R_1^2\cdot\frac{e^{-i\omega t}}{-i\omega}d\omega \tag{3-150}$$

$$\frac{\partial b_z^*(t)}{\partial t}=-\frac{9M_1\rho_1}{2\pi r^5}\cdot\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}R_1^2\frac{e^{-i\omega t}}{-i\omega}d\omega \tag{3-151}$$

将不同地电断面R_1之表达式代入上式，即可得到垂直磁偶极子之早期瞬变场。以二层地电断面为例

$$R_1=\begin{matrix}\coth\\ \mathrm{th}\end{matrix}\left(k_1h_1+\begin{matrix}\coth^{-1}\\ \mathrm{th}^{-1}\end{matrix}\sqrt{\frac{\rho_2}{\rho_1}}\right)$$

经简单变换后可得

$$R_1=\left(1+2\sum_{n=1}^{\infty}q^n e^{-2nk_1h_1}\right) \tag{3-152}$$

式中

$$q=\frac{\sqrt{\rho_2}-\sqrt{\rho_1}}{\sqrt{\rho_2}+\sqrt{\rho_1}},\quad k_1=\sqrt{-i\omega\sigma_1\mu}$$

这里σ_1和h_1为第一层之电导率和厚度。于是，

$$R_1^2=1+4\sum_{n=1}^{\infty}nq^n e^{-2nk_1h_1} \tag{3-153}$$

将上式代入（3-150）式和（3-151）式得

$$e_\phi^*(t)=\frac{3M_1\rho_1}{2\pi r^4}\left\{1+4\sum_{n=1}^{\infty}nq^n\left[1-\Phi\left(\frac{4n\pi}{\tau_1/h_1}\right)\right]\right\} \tag{3-154}$$

$$\frac{\partial b_z^*(t)}{\partial t}=-\frac{9M_1\rho_1}{2\pi r^5}\left\{1+4\sum_{n=1}^{\infty}nq^n\left[1-\Phi\left(\frac{4n\pi}{\tau_1/h_1}\right)\right]\right\} \tag{3-155}$$

现在，以$e_\phi^*(t)$为例分析瞬变场特征。当$t\to 0$，即$\frac{\tau_1}{h_1}\to 0$时，由于$\Phi(U)\to 1$，则

$$e_\phi^*(t)\to\frac{3M_1\rho_1}{2\pi r^4}$$

也就是说，$e_\phi^*(t)$与电阻率为ρ_1的均匀半空间的磁偶源之早期瞬变电场$e_{\phi 0}^*(t)$（3-120）相同。

当$t\to\infty$，即$\frac{\tau_1}{h_1}\to\infty$时，由于概率积分趋于零，则

$$e_\phi^*(t)=\frac{3M_1\rho_1}{2\pi r^4}\left(1+4\sum_{n=1}^{\infty}nq^n\right)$$

利用

$$\Sigma nq^n=q/(1-q)$$

故

$$e_\phi^*(t)\to\frac{3M_1\rho_2}{2\pi r^4}$$

由此可见，即使在早期，当$\tau_1\gg h_1$时，对瞬变场来说，第一层变得透明。此时的瞬变场与电阻率为ρ_2的均匀半空间相同。磁场感应强度之变化率$\frac{\partial b^*(t)}{\partial t}$也具有这种特征。二层介质如此，多层介质也是如此。

利用（3-144）式，我们得到

$$\frac{\rho_r}{\rho_1}\ (e_\delta^*(t))=1+4\sum_{n=1}^{\infty}nq^n\left[\ 1-\Phi\left(\frac{4n\pi}{\tau_1/h_1}\right)\right] \tag{3-156}$$

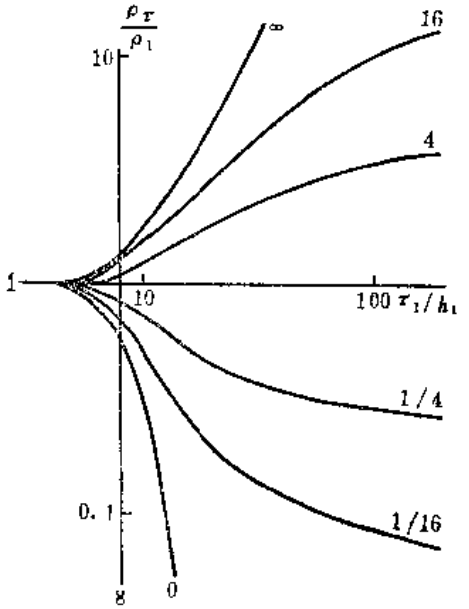


图 3-32 二层断面早期瞬变场视电阻率曲线（参数为μ_2）

类似地，可得多层地电断面早期瞬变场视电阻率公式

$$\frac{\rho_r}{\rho_1}(e_\delta^*(t))=1+4\sum_{n=1}^{\infty}nq_n\left[\ 1-\Phi\left(\frac{4n\pi}{\tau_0/h_0}\right)\right] \tag{3-157}$$

式中 τ_0/h_0——为τ_i/h_i（$i=1, 2, \cdots N-1$, N为层数）之最大公约数；

q_n——为相应断面之反射函数。

用这种方法计算的二层早期瞬变电磁测深曲线示于图3-32。和大地电磁测深和频率测深曲线不同，其首支渐近线是平稳地趋于ρ_1。

然而收发距r总是有限的，因此当t增大后，不可能永远满足早期的要求，曲线的尾支都不会趋于ρ_N，超过某一临界时间以后，视电阻率曲线就不能真正地反映地电断面的变化特征，如图3-33和图3-34所示。

必须指出，所谓早期并不总意味着感应电流仅集中在地球表面附近。正确地理解应该

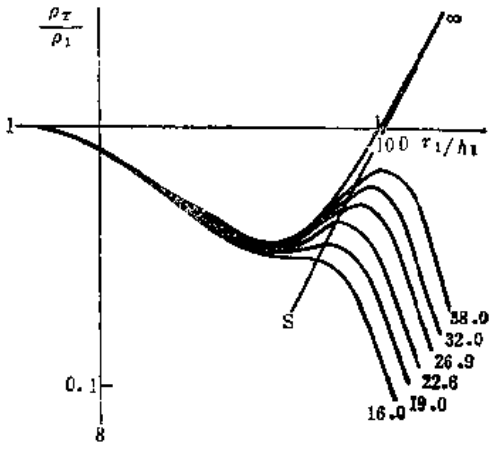


图 3-33 H型早期瞬变电磁测深曲线

断面参数，$\mu_2=\frac{1}{4}$，$\nu_2=4$，$\mu_3=\infty$，

曲线参数，r/h_1

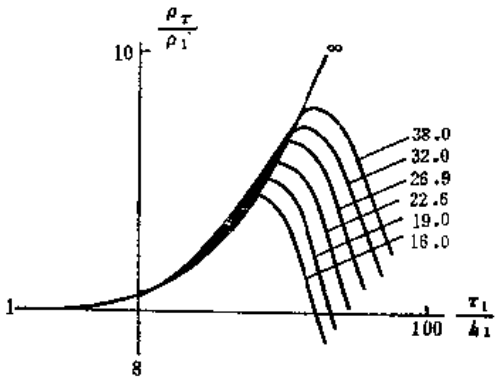


图 3-34 A型早期瞬变电磁测深曲线

断面参数，$\mu_2=4$，$\nu_2=4$，$\mu_3=\infty$；

曲线参数，r/h_1

是：$\frac{\tau_1}{h_1}\ll 1$ 时，感应电流仅集中在地球表面附近，当$\frac{\tau_1}{H}\ll 1$（H为某一深度以上岩层的总厚度），则感应电流集中在某一深度以上的地层内。因此，从原理上讲早期场也可以用来研究地电断面的性质。

同理也可以得到水平电偶极子早期瞬变电磁测深曲线。

4. 水平均匀层状介质表面垂直磁偶源晚期瞬变场的视电阻率曲线

图3 35~图3-37是按公式（3-144）和（3-145）计算的二层、三层地电断面瞬变场晚期视电阻率曲线。

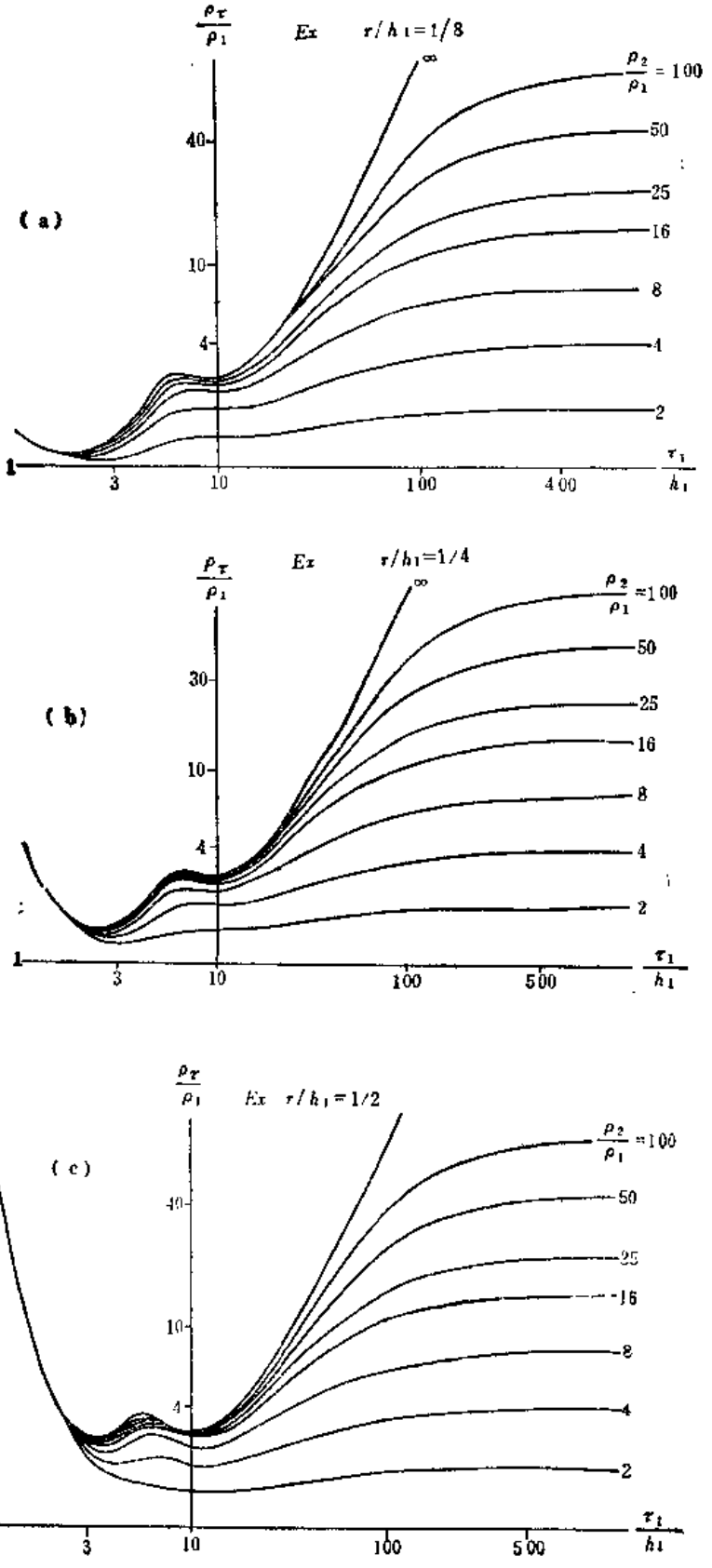


图 3-35

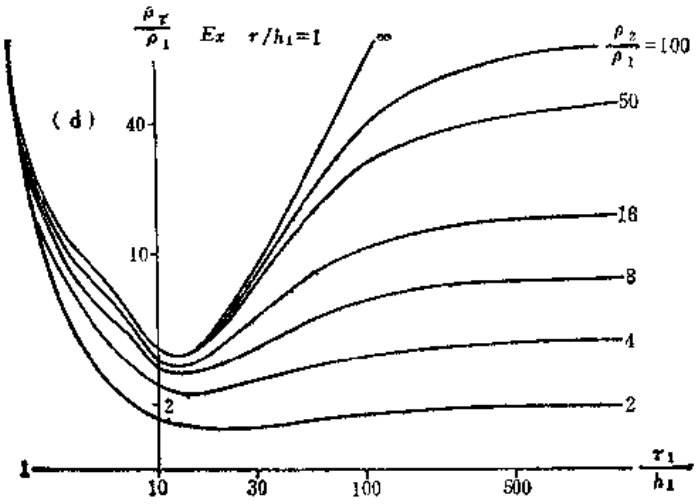


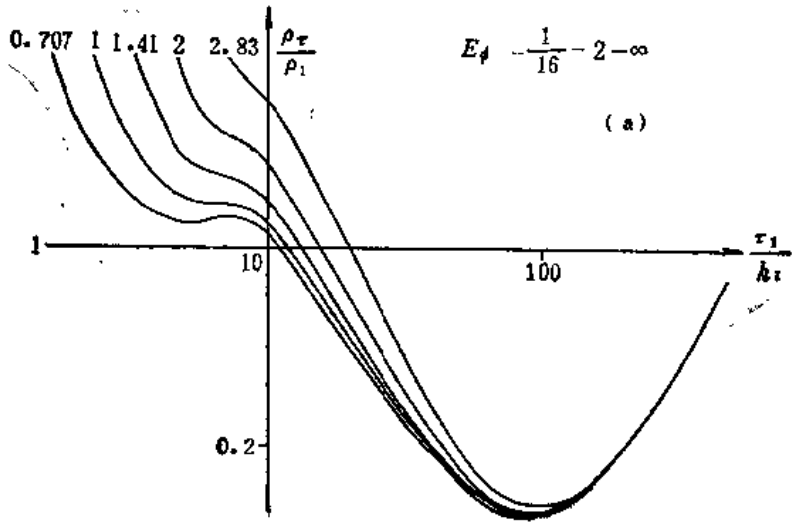
图 3-35 二层断面晚期瞬变电磁测深曲线

(a) $\frac{r}{h_1}=\frac{1}{8}$； (b) $\frac{r}{h_1}=\frac{1}{4}$； (c) $\frac{r}{h_1}=\frac{1}{2}$；

(d) $\frac{r}{h_1}=1$；曲线参数为μ_2

从图3-35 (a) 、 (b) 、 (c) 、 (d) 可以看出，在二层情况下，虽然$\frac{r}{h_1}$不同，但晚期视电阻率曲线的尾支却是相同的，都趋于μ_2。而首支曲线的形态却与地电断而无关。

图3-36 (a) ， (b) 是三层H型断面$\left(\mu_2=\frac{1}{16}, \mu_3=\infty, \nu_2=2\text{和}6\right)$的晚期瞬变电磁测深曲线($\rho_s(e_z^*(t))$)。图3-37 (a) 、 (b) 是相应的$\rho_s\left(\frac{\partial b_z^*(t)}{\partial t}\right)$曲线。和二层曲线



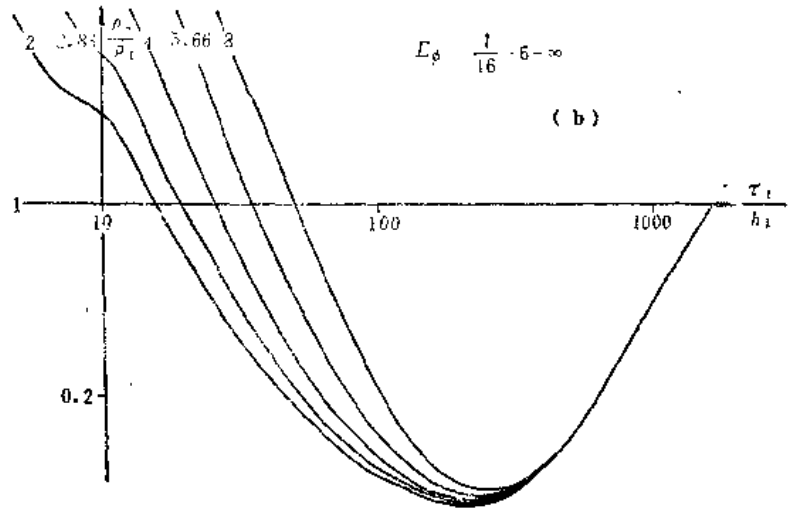


图 3-36 三层H型断面瞬变电磁测深曲线

(a) $E_\phi-\frac{1}{16}-2-\infty$; (b) $E_\phi-\frac{1}{16}-6-\infty$

一样，曲线的尾支渐近线趋于$\frac{\rho_2}{\rho_1}$。而且只要满足晚期电磁场的要求，曲线尾支不随$\frac{\tau}{h_1}$的变化而变化。由此可以看出，在近区测量，瞬变电磁晚期曲线也能用于研究地电断面的性质。

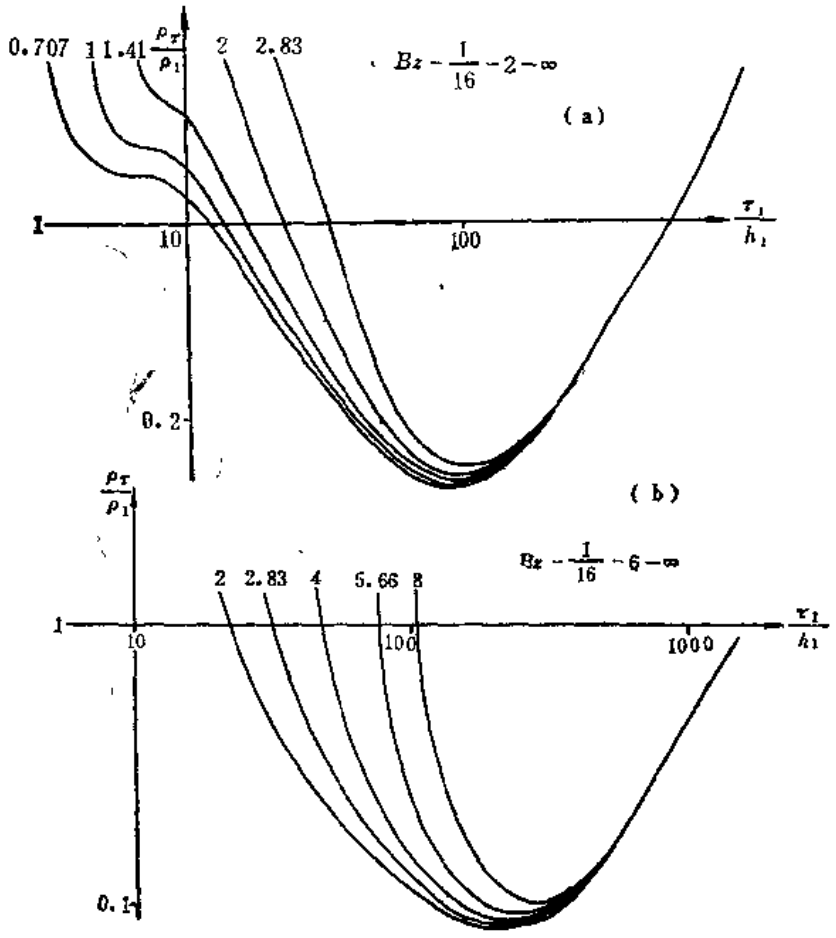


图 3-37 三层H型断面瞬变电磁测深曲线

(a) $H_z-\frac{1}{16}-2-\infty$; (b) $H_z-\frac{1}{16}-6-\infty$

5．水平均匀层状介质表面瞬变电磁测深曲线的性质概述

（1）首尾支渐近线

如前所述，早期首支曲线的渐近线是平稳地趋于ρ_1，晚期的尾支渐近线趋于ρ_N。当$\rho_N=\infty$时，尾支渐近线与$\frac{\tau}{h_1}$轴成斜率为2(即63°26′)的一条直线；当$\rho_N=0$时，尾支渐近线与$\frac{\tau}{h_1}$成斜率为－2的一条直线。

（2）等值性

研究表明，瞬变电磁测深曲线也存在等值性，但它不仅与地电断面的类型，而且与激发脉冲之频谱成分有关。等值性在一定频率范围内才成立，因此要建立起对激发脉冲中所有频率成分都成立的严格的等值条件是很困难的。但下面的经验关系仍可以利用。

对H、A型曲线来说：$\sqrt{h_2}/\rho_2=$常数是等值条件；

对K、Q型曲线来说：$h_2/\rho_2=$常数是等值条件。

（3）分辨力

对薄层的检测能力是判断电磁测深法分辨力的一个重要标准。一般说来，电磁测深法对良导薄层比对高阻薄层的反应要比直流测深法灵敏得多，瞬变电磁测深也不例外。决定瞬变测深的分辨力的因素很多，如收发距的大小，激发脉冲的形式，接收装置的类型等。计算结果表明，收发距越大，越是早期测量分辨力越高；激发脉冲的频谱成分，特别是决定薄层特性的频谱成分越丰富分辨力越高。如果测量系统的灵敏度足够高，激发脉冲理想，收发距较大，则用早期测量有可能分辨出顶层厚度1/50的中间良导薄层和1/2的中间高阻层。

二、瞬变电磁测深的资料采集和数据处理

正如前面所指出的，瞬变电磁测深法，既可用接地的水平电偶极子，也可用不接地的垂直磁偶极子作为场源发射瞬变电磁脉冲，而在接收点，既可用电偶极子测量水平电场分量（E_x或E_y），也可用水平线圈测量磁感应强度的垂直分量之变化率$\frac{\partial b_z}{\partial t}$。采用电偶源时，$AB=50\sim200$m，供电电流幅值为10～100A；采用磁偶源时，发送回线的边长为20～1000m，供电电流的幅值为2～100A，具体数值应根据探测目的层的深度而定。收发距r的选择，取决于测量的方式，是选用大收发距在远区测量早期场，还是用短收发距在近区测晚期场。LOTEN要求r大于（4～6）倍目的层的埋深，在苏联称之为远区建场法（ЗСМ），而短收发距时间域电磁测深法只要求r小于目的层的埋深，在苏联称之为近区建场法（ЗСБЗ）。

目前在国外用于瞬变测深的仪器有：苏联的ЦИКЛ—2数字电测站，及МПП—4；加拿大Geonics公司的EM—37；澳大利亚的SIROTEM-ⅡSM以及美国科罗拉多矿冶学院的CSMTDEM系统等。其中EM—37和SIROTEM-ⅠSM系统观测的时间范围仅为$n\times0.1\sim n\times100$ ms，最大工作电流为20A，仅适用于埋深1km以内的探测；其它仪器的时间范围为$n\times0.1\sim n\times10000$ms，跨越了五个级次，发射功率大，工作电流可达数百安培，可用于石油天然气和深部构造的探测。

以CSMTDEM系统为例，其基本组成如图3-38所示。直流电源通过转换开关向地下输入脉冲波形，而在供电偶极的赤道方向测量e_x或$\frac{\partial b_z}{\partial t}$。仪器采用数字记录，将连续发射的

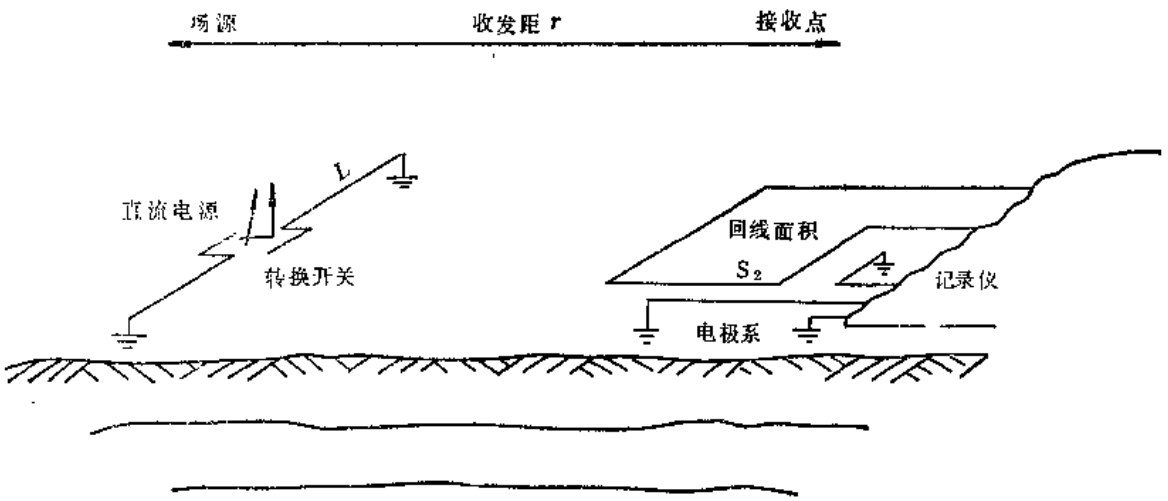


图 3-38 CSMTDEM系统基本组成

信号在观测点产生的瞬变过程进行同步累积，以抑制干扰提高信噪比。在实际工作中，特别是场源位于低阻附近时，采用磁偶源，在收发距较大时建议采用电偶源，这样有利于获得畸变较小而能量较强的信号。注意，各种装置中记录的信号多为垂直磁场分量或磁感应强度垂直分量之变化率。为什么不选$\frac{\partial b_z}{\partial t}$，$\frac{\partial b_y}{\partial t}$或者$e_x$、$e_y$？这是因为在这些分量中，天然大地电流场的能量很强，特别是水平电场分量导致的激发现象，会使两根接地导线间的瞬变耦合变得十分复杂，从而会降低观测精度。

为了加大勘探深度，CSMTDEM系统采用强场源距10^6A·m的供电设备，用机械式继电器为开关换向，40s换一次向，每相都能承受1000A和1000V的容量。b_z采用线圈或超导磁力仪观测，全部采用数字记录微机处理。

如以阶跃函数作为脉冲波形，最好记录断电后的瞬变场。因为此时只有二次场存在，有利于提高观测精度。断电后记录时间的长短取决于探测深度的大小。以均匀介质为例，此时

$$t_{r_0}=0.15\mu\sigma r^2$$

式中 t_{r_0}——是早期有意义的最晚时间，晚期有意义的最早时间；

σ——为介质的电导率；

r——为收发距。

在测量时，最重要的是要提高信噪比。为了提高测量精度，可以适当加大测量电极的长度，这样可以减小表层电性不均匀使电场发生的畸变对测量结果的影响。我们希望在保持偶极的前提下尽量加大测量电偶极子的长度，使之近似等于五分之一点距。使用灵敏的磁力仪测量磁场时，应采取防风措施，因为磁力仪虽然对表层电性不均匀不灵敏，但对风吹草动等气候环境的反应却很灵敏。影响测量精度的另一个重要因素是场源干扰，主要来源于：地磁场的迅速变化（微脉动），工业噪声以及各种大气放电的干扰。这是仪器设计和施工时必须认真考虑的因素。

为了提高信噪比，在数据处理时，最好采用叠加。叠加次数越多，精度越高。消除接收设备特性造成的信号畸变是时间域资料处理时必须考虑的另一个重要问题。因为对观测的由系统响应造成的畸变的时间——电压曲线进行直接解释，会导致严重的错误。解决的途径，

既可以从仪器着手，对畸变进行补偿，也可以在资料处理时进行校正。

三、瞬变电磁测深资料解释方法概述

和其他测深方法一样，瞬变电磁测深资料的解释也分为定性和定量两个阶段。在定性解释阶段，要分析曲线的畸变，制作各种必要的定性图件，以求对测区（测线）的地电断面特征有一个定性的了解，并为定量解释作好准备。其内容和其他测深法大同小异，这里不再重复。至于定量解释法，也有量板对比法、渐近线法、特征点法以及计算机自动拟合法等方法。

苏联已计算了大量的ρ_s曲线的量板，只要将实测的视电阻率值绘在双对数坐标$\lg\rho_s(t)\sim\lg\sqrt{t}$上并与量板曲线进行对比，便可求得断面参数。但是，在目前仪器装备条件下，要获得一条完整的曲线比较困难，加之ρ_s曲线等值范围小，对比时很难找到与实测曲线拟合的理论曲线，使用起来十分不便。因此，求取断面参数主要用渐近线法、特征点法和自动拟合法等。下面将简单加以介绍。

1．渐近线法

在基底为高阻的情况下，可用晚期$\lg\rho_s-\lg\sqrt{t}$曲线的S渐近线求取总纵向电导S

$$S=189.3\sqrt{2\pi t_s}\quad(\mathrm{S}) \tag{3-158}$$

式中 t_s——为S线与$\rho_s=1\Omega\mathrm{m}$轴交点的横坐标。

在导电基底的情况下，利用晚期视电阻率尾支渐近线可得基底埋深

$$H=\rho_s^{4/9}\rho_N^{1/9}(\sqrt{2\pi t})^{10/9}/3.36r^{1/9}\quad(\mathrm{km}) \tag{3-159}$$

式中 ρ_s——曲线右支对应于时间t的视电阻率；

ρ_N——导电层基底之电阻率；

r——收发距，单位为km。

按这种方法计算H，当$r/H<1.5$时，一般误差不超过10%，由于H与$\rho_N^{1/9}$成正比，基底电阻率的误差对H的精度影响很小。

2．极值点法

苏联学者已就此总结出了一套完整的解释ρ_s曲线的方法。它主要利用极小点和极大点纵横坐标与断面参数之间的关系而建立起来的公式或诺模图求取断面参数。比如对H型曲线，据考夫曼和凯勒（1983）有

$$S=452\frac{\sqrt{2\pi t_{\min}}}{\rho_{s\min}^{2/3}}\rho_2^{1/6} \tag{3-160}$$

$$H=4.9\times10^{-6}S^3\left(\frac{\rho_{s\min}}{\sqrt{2\pi t_{\min}}}\right)^3 \tag{3-161}$$

文献还指出，可以利用（3-160）计算A型曲线之S值，（3-161）计算K、Q型曲线之H值。当然利用这些公式都是有条件的，不过一般说来误差小于10%。

3．瞬变电磁测深曲线反演的基本原理

正如前面所指出的，瞬变电磁场可以看为几何因子G和时间函数$x(t)$之积，即

$$y(t)=Gx(t) \tag{3-162}$$

将上式和（3-150）式、（3-151）式比较可以看出，对磁偶源的瞬变电磁场来说，$e_z^*(t)$和

$\frac{\partial b_z^*(t)}{\partial t}$ 的几何因子分别为 $\frac{3M_1}{2\pi r^4}$ 和 $\frac{9M_1}{2\pi r^5}$，而余下的积分项则相当于 $e_z^*(t)$ 和 $\frac{\partial h_z^*(t)}{\partial t}$ 的时间函数 $x(t)$。

显然几何因子 G 与装置的大小、形式，场源和接收场的分量之类型等因素有关。不管是时间域还是频率域，G 都完全相同。而时间函数 $x(t)$，它既是时间的函数，同时又是断面参数的函数，即

$$y(t_i)=Gx(t_i,\ \lambda),\ i=1,\ \cdots M \tag{3-163}$$

式中 M 为用于反演的瞬变函数时间之取值数，这里

$$\lambda=(\rho_1,\ \rho_2,\ \cdots\rho_n,\ h_1,\ h_2,\ \cdots h_{n-1})^T$$
$$=(\lambda_1,\ \lambda_2,\ \cdots\lambda_N)^T$$

且 N 为断面参数的个数。将（3-163）式在初始模型 $\lambda^{(0)}$ 处线性化，则得

$$y_i=y(t_i)=G\left[\ x(t_i,\ \lambda^{(0)})+\sum_{j=1}^{N}\left(\frac{\partial x_i}{\partial\lambda_j}\right)_{\lambda^{(0)}}\Delta\lambda_j\ \right]$$

式中 $j=1$，$\cdots M$，将上式整理后得

$$\Delta y=P\Delta\lambda \tag{3-164}$$

其中

$$\Delta y=\left[\frac{y_1}{G}-x_1^{(0)},\frac{y_2}{G}-x_2^{(0)},\ \cdots\frac{y_M}{G}-x_M^{(0)}\ \right]^T \tag{3-165}$$

$$\Delta\lambda=[\Delta\lambda_1\quad\Delta\lambda_2\cdots\Delta\lambda_N]^T \tag{3-166}$$

$$P=\left|\begin{array}{cccc}\frac{\partial x_1}{\partial\lambda_1} & \frac{\partial x_1}{\partial\lambda_2} & \cdots\cdots & \frac{\partial x_1}{\partial\lambda_N}\\ \frac{\partial x_2}{\partial\lambda_1} & \frac{\partial x_2}{\partial\lambda_2} & \cdots\cdots & \frac{\partial x_2}{\partial\lambda_N}\\ \vdots & \vdots & & \vdots\\ \frac{\partial x_M}{\partial\lambda_1} & \frac{\partial x_M}{\partial\lambda_2} & \cdots\cdots & \frac{\partial x_M}{\partial\lambda_N}\end{array}\right|^{\lambda^{(0)}} \tag{3-167}$$

到此为止，完成了非线性方程（3-163）式的线性化，余下的工作就和其他测深资料的反演方法相同了，这里不再重复。

必须指出，非线性函数线性化的方式还很多，有的甚至原理和出发点也不同，比如采用对视电阻率 ρ_s，而不是瞬变场线性化的方法。即使线性化后，解方程（3-164）的办法也可能完全不同，因而就构成了各种不同的反演方法。

第四章　激发极化法

岩、矿石在外电流场作用下，会产生由电化学原因而引起的二次电场——激发极化电场（简称激电场❶），这种性质称为岩、矿石的激发极化特性。激发极化法是以岩、矿石激电特性的差异为基础，通过观测和研究大地激电场的分布来探查地下地质情况、寻找有用矿产的一类电法勘探方法。进行激电法测量时，既可用直流电激发激电场，在时间域进行观测，也可用超低频交流电激发激电场，在频率域进行观测。前者称为直流激电法或时间域激电法，后者称为交流激电法或频率域激电法。激电法是重要的金属矿电法勘探方法之一，也被广泛应用于水资源调查中。激电法在寻找油气藏方面的应用，正日益受到人们广泛的重视，取得了良好的地质效果。

第一节　激发极化法的基本原理

一、岩、矿石的激发极化现象及起因

当进行野外视电阻率测量或室内岩、矿石标本电阻率测定时，如果向介质或标本供入稳定电流，则在电流接通的瞬间便可在测量电极两端测量到电位差。此电位差不是稳定的，而是随时间变化的（一般是增大），并经过一段时间（一般约为一至几分钟）后趋于某一稳定值。这时如果断开电流，测量电极间的电位差并不立即消失，而是瞬间下降到某一数值．之后随时间相对缓慢地减小，并经过一段时间（通常也约为一至几分钟）后衰减到零（参看图4-6）。如果供入的是超低频（例如$10^{-2}\sim n\times10^{2}$Hz）电流，则测量到的交流电位差是一复量，并且是频率的函数。此交流电位差的振幅一般随频率的增高而减小，在高频或低频时都各自趋于某个稳定值。此外，此交流电位差相对供电电流有相位的滞后。相位值在频率较低或较高时都趋于零，在某个中间频率时取得负极值（参看图4-8）。

以上现象表明，介质或岩、矿石标本在外电流场作用（激发）下产生了二次（极化）电场。根据研究，这种二次电场与介电极化和电磁感应现象均无关系，而是岩、矿石及其周围水溶液在外电流场作用下产生一系列复杂的电化学作用的结果。岩、矿石在外电流场作用下产生电化学起因的二次电场的现象，称为激发极化现象。早在1912年以前，法国地球物理学家施仑贝尔热就已在实践中观测到了供稳定电流时的激发极化现象。1934年史密斯—罗斯在岩石材料实验中已观测到了供交流电时的激发极化现象。但是，激电法的实际应用直到本世纪50年代初才成为现实。

为了有成效地应用激电法，人们对岩、矿石产生激电现象的原因（机理）进行过广泛、深入的研究和解释，提出过许多不同观点和假说。目前，在一些基本问题上已有了比较一致的看法。下面将分别对关于电子导体和离子导体产生激电现象的原因的比较成熟的观点进行

❶类似地，激发极化法、激发极化特性和激发极化效应等亦分别简称为激电法、激电特性和激电效应等，书中将不再予以注释。——编者注

简要地介绍。为方便起见，我们只介绍供稳定电流时的情况（推广到供交流电的情况是容易的）。

1. 电子导体产生激发极化的原

所有实验都表明，电子导体的激发极化同电化学中众所周知的供电电极的电解极化是同一种现象（柯马罗夫，1983）。当电子导体浸入含有其金属离子的溶液中时，会发生电子导体的金属离子溶解到溶液中（电子导体表面带负电）去，或溶液中的金属离子沉积在电子导体表面（电子导体表面带正电）上的现象。以何种现象为主，决定于金属离子在电子导体中的脱出功和在溶液中的脱出功的相对大小。电子导体因带电而吸引周围溶液中的异性离子，于是在电子导体和溶液的界面间会形成双电层，并产生一定的电位差，如图4-1(a)所示。电子导体相对于溶液的电位差称为平衡电极电位，记为$\varphi_{平}$。由于这时的双电层是封闭的，并不能在电子导体或溶液中产生电场。当有电流流过上述电子导体—溶液两相系统时，在外电流场作用下，电子导体中的载流子电子将逆电场方向移动，使电子导体的电流流入端相当于电解槽的阴极而电流流出端相当于阳极。溶液中的载流子正离子和负离子则将分别沿电场方向和逆电场方向移动。在两相界面上将有电荷的交换，即发生电化学反应。这需要有足够的能量来克服固相和液相之间的位垒，因而反应的速度总是有限的。由于这种电化学过程的迟缓性，到达界面的载流子将电荷从一相传到另一相需要时间（尽管这个时间很短），界面上就会有剩余的带正、负电荷的载流子的滞留，形成附加双电层（图4-1(b)）。这时，电极电位φ将偏离其平衡值$\varphi_{平}$。在电流通过电极时，电极电位偏离平衡值的现象称为电极极化（电解极化），其变化量在电化学中称为超电压或过电位，记为$\Delta\varphi$（郭鹤桐，1965）：

$$\Delta\varphi=\varphi-\varphi_{平} \tag{4-1}$$

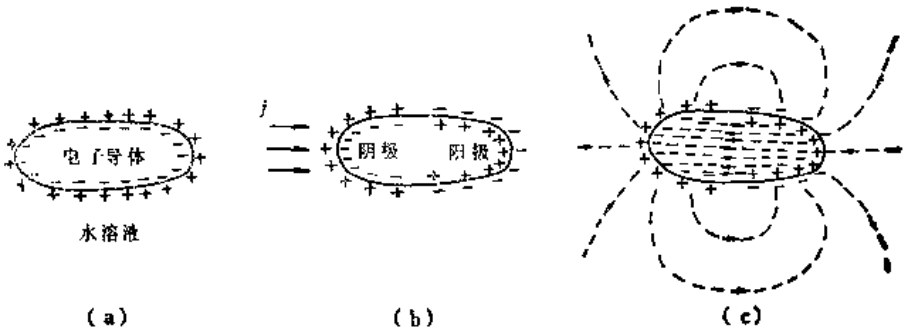


图 4-1 电子导体的激发极化过程

(a) 电子导体和溶液界面上的自然双电层；

(b) 在外电流场作用下电子导体和溶液界面上形成的附加双电层；

(c) 超电压及其在电子导体和溶液中产生的二次电场

极极化导致了电子导体的电流流入端表面自由电子数增多，使电极电位向负方向移动，这就是阴极极化。在电流流出端表面则正离子增多，电极电位往正方向移动，为阳极极化。

超电压的形成，一方面在溶液和电子导体内建立了二次电场（图4-1(c)），使流到两相界面的正、负载流子减少；另一方面，加快了界面电化学反应的速度，直到最后达到动态平衡。这时，两相界面上电荷的传递畅通，界面各点的超电压分别趋于各自的稳定值（饱和值）。因此，超电压在供电瞬间即迅速建立并急剧增大，之后随供电时间的持续，其增长变缓慢，最后趋于饱和。断开供电电流后，由于维持超电压稳定的能源已不存在，超电压将随双电层电荷放电过程的持续而衰减，最后消失。图4-2是在实际致密标本上测量得到的超电压相应于供电时间和断电后时间的变化曲线，我们不难看到上面描述的这些特征。

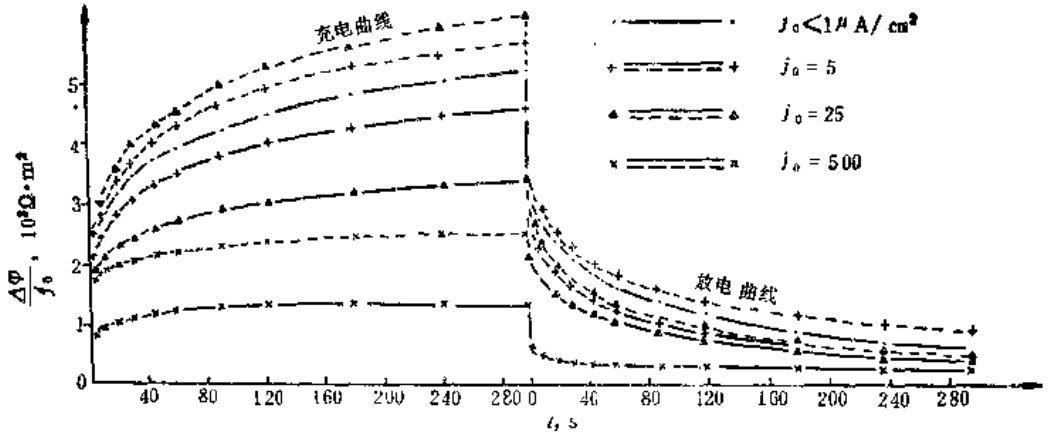


图 4-2 黄铜矿标本阳极（实线）和阴极（虚线）超电压充、放电曲线

由于造成电化学过程迟缓性的原因不同，超电压可以分为放电超电压、吸附超电压和扩散超电压三类，它们的建立速度和放电速度都彼此不一样。

电子导体的激发极化会在电子导体和围岩中产生二次电场，即激发极化电场。供电过程中，激电场叠加在一次场上，构成总场。总场随供电时间的增加而变化，最后达到稳定的过程，反映了超电压形成、增大和达到饱和的过程。断开供电电流后，便能独立地观测到激电场。它随时间衰减，最后消失的过程，反映了超电压通过放电而逐渐减小，最终消失的过程。

2. 离子导体激发极化的起因

关于离子导体激发极化的原因虽然有过不同的假说，但都认为属于与固相和液相界面上双电层存在有关的动电现象的放电。目前，电扩散假说最能解释反映激发极化本质的实验资料。任何地方只要正离子（或负离子）的迁移数有变化，就会产生溶液浓度的局部变化和伴随它的扩散电位（柯马罗夫，1983）。

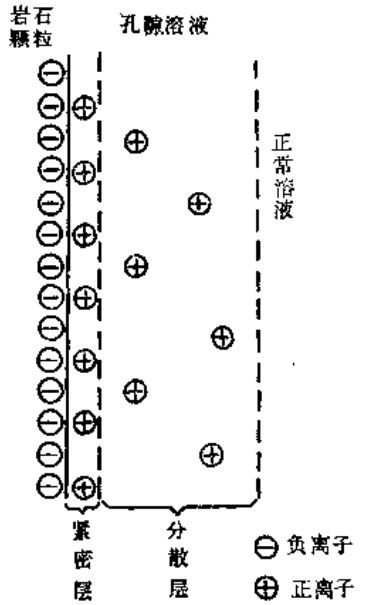


图 4-3 岩石颗粒—溶液界面上双电层的结构

由于阳离子的交换特性，在岩石颗粒和周围溶液的分界面上会形成这样的双电层：靠近界面的部分，正离子被固相表面的异性电荷紧紧吸引，不能自由活动，这是所谓“紧密层”；稍为远离界面处，正离子受固相表面异性电荷吸引力较弱，可以在一定范围内平行岩石颗粒表面移动，这就是所谓“分散层”（图4-3）。“紧密层”的厚度与离子直径的数量级相同，约为10^{-8}m；从“分散层”到正常溶液是逐渐过渡的，“分散层”厚度大体可达$10^{-7}\sim10^{-6}$m。

岩石溶液中的孔隙通道可以理想化为由粗毛细管和细毛细管相间而构成的毛细管系统（图4-4）。在孔隙断面直径和双电层厚度相当或更小的毛细管中，可移动的正离子数大于可移动的负离子数，这样的毛细管称为活动性毛细管；而在孔隙断面直径大的毛细管中，可移

动的正、负离子数则彼此相当，这种毛细管叫做钝性毛细管。在外电流场作用下，活动性毛细管中正离子迁移数t_+比负离子迁移数大，也比相邻的钝性毛细管中的正离子迁移数大。所谓离子迁移数是某种离子迁移的电量在通过溶液的总电量中所占的分数，或离子迁移的电流在通过溶液的总电流中所占的分数。即

$$t_+=\frac{Q_+}{Q_++Q_-}=\frac{i_+}{i_++i_-}$$

$$t_-=\frac{Q_-}{Q_++Q_-}=\frac{i_-}{i_++i_-}$$

式中 Q_+和Q_-——阳离子和阴离子所迁移的电量；

i_+和i_-——阳离子和阴离子所迁移的电流。

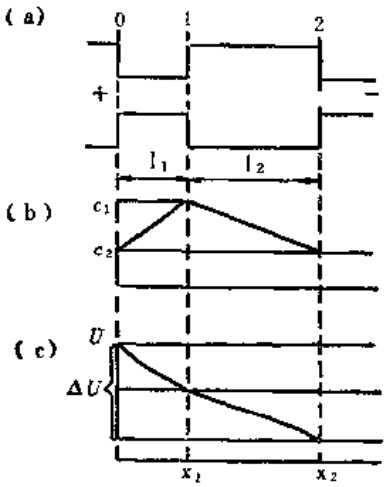


图 4-4 毛细管系统及其激发极化

(a) 毛细管系统的模拟；
(b) 长时间充电后电解溶液浓度的分布；
(c) 电位的分布（柯马罗夫，1983）

在相邻的两不同性质毛细管中，正离子迁移数不同。因为$t_++t_-=1$，因此，负离子迁移数同样不同，但迁移数的变化是一样的。即有

$$\Delta n=t'_+-t''_+=t''_--t'_->0$$

式中，t_+、t_-的上标"'"表示属于活动性毛细管，"″"表示属于钝性毛细管。

由于电流的连续性，$Q'_++Q'_-=Q''_++Q''_-$，故有

$$Q'_+-Q''_+=Q''_--Q'_-$$

结果，在活动性毛细管的电流流出端形成正、负离子的堆积，而在其电流流入端则正、负离子不足，这样便形成了离子浓度沿毛细管的变化。所形成的离子浓度使离子往浓度小的方向扩散，产生扩散起因的二次电场。二次电场阻碍离子浓度差异的增长，故浓度差异增长一段时间后便会达到饱和值，二次电场也达到饱和值。当外电场断去后，维持离子浓度梯度的能源已去除，离子通过不断扩散而逐渐恢复原来状态，因而二次电场在断电后随时间衰减，最后消失。显然，不含电子导体的离子导电岩石中激电场的建立速度和衰减速度决定于离子扩散的路径，即决定于孔隙的构造：颗粒越小，窄孔隙和宽孔隙就越短，充、放电速度就越大；反之亦然。

薄膜极化假说（Vacquier，1957；Mar shall 和 Madden，1959）与电扩散假说类似。不过，这种假说把岩石中正离子迁移数较大的带—正离子选择带称为薄膜带，并把薄膜极化归之为粘土类和一些纤维状、层状矿物的独特性质，以这些矿物的电渗析来解释激发极化现象。这种观点后来变得与电扩散假说一致了。它认为，几乎所有岩石都可以存在薄膜带，所持理由与电扩散假说一样，只是认为粘土类矿物的介入可以极大地加强这种效应。

二、岩、矿石的激发极化特性

在激电法的理论与实践中，为使问题简化，将极化体的激发极化划分为理想的两大类：一类是面极化，其激发极化仅发生在极化体的表面；另一类是体极化，其激发极化发生在整个极化体体积内。岩、矿石的激发极化特性也分为面极化特性和体极化特性两类，它们的测定方法和特点都有着明显的不同。

只有电子导电的极化体才可能是面极化的，面极化特性指的就是超电压特性。面极化特性的基本特点是：在小电流密度时（$j_0<1\mu A/cm^2$）表现为线性，即超电压与j_0成正比，这时的充、放电速度都很缓慢；在大电流密度时则为非线性，超电压与j_0不成正比，阳极超电压与阴极超电压不一样，并且充、放电速度变快。这些特点可以从图4-2上看到。

面极化特性和面极化体电场的研究在解释电子导体激发极化现象的本质和含电子导电包裹体的岩、矿石（矿化岩石、石墨化岩石和浸染金属矿等）的激电效应等方面，有着重要的理论和实际意义。但是，实践表明，那些看起来是，并且也确实曾被认为是面极化的致密金属矿体，相对于地面激电法测量来说，实际上都是体极化的（Pelton 等，1978）。当然，物理模拟用的金属制模型或块状石墨模型、部分文化干扰体如金属管道、栅栏、贮煤气罐等确实是面极化体，但它们不是实际的地质体。因此，从地面激电法实际应用的角度看，应当着重研究的是岩、矿石的体极化特性。下面所要讨论的都是岩、矿石的体极化特性及与体极化有关的内容，为方便起见，也不再加体极化字样。对面极化特性及其有关内容有兴趣的读者，请参考文献柯马罗夫（1983）和傅良魁（1982）的著作。

1. 稳定电流场中岩、矿石的激电特性

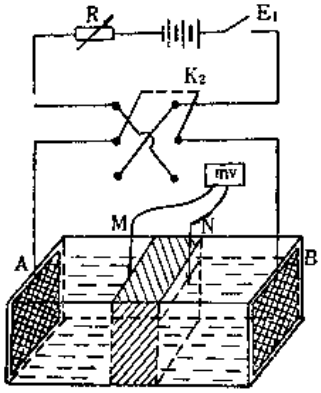


图 4-5　测量岩、矿石标本激电特性的装置简图

为了研究岩、矿石的激电特性，可以采用图4-5所示的测量装置。将待测标本置于绝缘的不透水的长方形小盒中，标本与盒底和盒边之间用熔融的石腊或橡皮泥密封，使标本两侧盒中的水溶液互不流通。往标本盒中注入适量的水（水面略低于标本顶面，标本两侧的水面高度相同）。供电电极A、B是铜制板状电极，在标本盒内溶液中产生均匀电场。测量电极M、N为不极化电极，紧靠标本两端安置，用毫伏计观测供电时的电位差和断电后的电位差。这种测量方法与电阻率测量中的二极法类似。电阻率可按二极法测量电阻率的公式计算。

（1）激电场的时间特性

图4-6是在一块黄铁矿化岩石标本上测得的电位差随供电时间T和断电后时间t的变化曲线。可以看出，在刚接通电源瞬间（$T=0$），测到的是一次场电位差ΔU_1。此后，电位差随时间T的增大开始迅速增大，然后增长变缓，最后趋于某一饱和值。供电时的电位差$\Delta U(T)$是一次场电位差和二次场电位差$\Delta U_2(T)$之和，称为总场电位差。一次场电位差也就是$T=0$时的总场电位差。故有关系

$$\Delta U(T)=\Delta U_1+\Delta U_2(T)$$
$$=\Delta U(0)+\Delta U_2(T) \qquad (4\text{-}2)$$

总场电位差随时间的变化曲线称为充电曲线，它反映了激电效应在供电后开始产生和逐渐增大，最后趋于饱和的过程（充电过程）。供电时的二次场电位差$\Delta U_2(T)$可由总场电位差

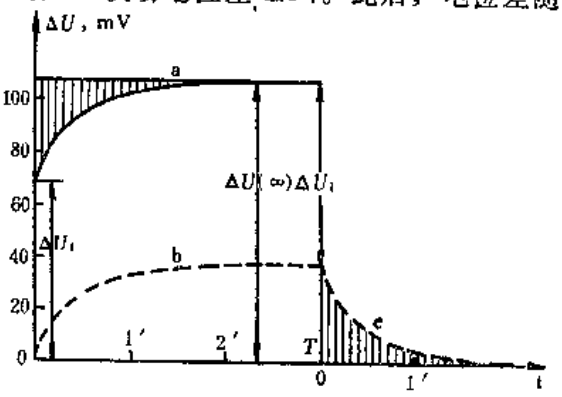


图 4-6　黄铁矿化岩石标本上的激电场测量结果
a—实测ΔU（T）充电曲线；b—换算的ΔU_2（T）充电曲线；c—实测ΔU_2（t）放电曲线

减去一次场电位差求得，其充电曲线如图4-6（b）所示。断电后测量到的仅为二次场电位差$\Delta U_2(t)$。刚断电瞬间的二次场电位差等于供电过程末尾时的二次场电位差。随断电后时间t的增加，二次场电位差开始迅速衰减，之后衰减变缓，最后逐渐消失。二次场电位差随断电时间t的变化曲线称为放电曲线，它反映了激电效应在断电后逐渐衰减，最后消失的过程（放电过程）。

岩、矿石激电场的充、放电速度都比处于线性阶段的超电压的充、放电速度快。充、放电速度与超电压放电路径（电子导体）或离子扩散路径（离子导体）长短有关，主要决定于激发极化的类型和岩、矿石的结构。主要由电子导体产生的激电场一般充、放电较慢，其中，致密金属矿最慢，浸染金属矿及矿化次之，不含电子导电矿物的岩石（离子导电岩石）激电场的充、放电速度最快（其中，颗粒细小的又比颗粒粗的充、放电速度快）。此外，实验研究和实际测量结果还表明，含盐水的岩层要比含淡水的岩层充、放电速度快。岩、矿石激电效应的上述时间特性，对评价激电异常和利用激电法找水，均有实际意义。

（2）激电效应与供电电流密度的关系

理论研究和标本测定均表明，即使在相当大的电流密度（例如高达$10^2\mu A/cm^2$）下，一般岩石、散漫浸染状岩石或矿化、石墨化岩石标本的激电效应与供电电流密度间都存在线性关系，即二次场电位差与电流密度成正比。在地面激电法实际测量时，离供电极一段不大距离（例如几米）外，地中电流密度实际很小，岩、矿石（包括那些致密金属矿体）的激电效应都存在线性关系。只是在对致密金属矿进行露头极化率测定或标本极化率测定时应注意可能出现的非线性问题。

对于线性介质来说，供长直流脉冲电流时的时间响应（$\Delta U(T)$）和瞬变响应（$\Delta U_2(t)$）之间有如下关系（Wait，1958）：

$$\Delta U_2(t)=\Delta U(\infty)-\Delta U(T) \qquad (t=T) \tag{4-3}$$

上式说明，长时间供电达到饱和时的总场电位差减去供电某一时刻T的总场电位差，等于断电后$t=T$时的二次场电位差。也就是说，图4-6中的充电曲线及其饱和值$\Delta U(\infty)$间所夹的图形（阴影部分）正好是放电曲线和横轴所夹图形的镜像。

（3）描述激电特性强度的参数

由于激电效应与供电电流密度间实际上是线性关系，故可引入参数$\eta(T,t)$以表征岩、矿石激电特性的强弱：

$$\eta(T,t)=\frac{\Delta U_2(t)}{\Delta U(T)}, \tag{4-4}$$

式中 $\Delta U_2(t)$ ——断电后某一时刻t（延迟时间）测量的二次场电位差；

$\Delta U(T)$ ——断电前测量的总场电位差；

$\eta(T,t)$ ——极化率，无量纲，通常用百分数表示。

还可以定义另一种极化率：

$$\eta^0(T,t)=\frac{\Delta U_2(t)}{\Delta U_1}, \tag{4-5}$$

不过，其应用并不普遍。

许多测量仪器测量的是断电后某一段时间(t_2-t_1)内二次场电位差的积分值$\int_{t_1}^{t_2}\Delta U_2(t)\,dt$，

而用参数

$$m=\frac{\int_{t_1}^{t_2}\Delta U_2(t)\,dt}{\Delta U(T)} \tag{4-6}$$

表征岩、矿石的激电特性强度，称为充电率，单位为毫秒（ms）。

充电率也可以用积分区间归一化：

$$m=\frac{\int_{t_1}^{t_2}\Delta U_2(t)\,dt}{(t_2-t_1)\Delta U(T)} \tag{4-7}$$

称为归一化充电率，无量纲，通常表示为百分数，它实际上是积分区间内极化率的平均值。

实际上，在西方，我们称之为极化率的参数，人们也称为充电率。本书只把量纲为毫秒的量称为充电率，无量纲的量，包括归一化充电率称为极化率。

极化率和充电率都是供电时间和延迟时间（或断电后某段时间）的函数，提及这些参数时，必须指出其对应的供电时间和延迟时间（或积分区间），但为方便起见，常不用括号写在η后。

（4）岩、矿石的激电特性及其影响因素

图4-7是根据标本研究和野外参数测量结果作出的岩、矿石极化率综合图表，供电时间T为2分，延迟时间t为0.5秒。可以看出，明显不含电子导电矿物的岩石，极化率一般不超过1～2%。含有浸染状电子导电矿物的岩石，即使电子导电矿物的含量只占岩石体积的百分之几，极化率就可能达到5～10%，远高于离子导电岩石极化率的极限值。金属硫化矿石的极化率明显高于一般岩石及矿化岩石的极化率，其中致密矿石极化率最高。石墨化岩石的极化率变化范围很大，可以从一般离子导电岩石的低值变化到浸染硫化矿石的高值。

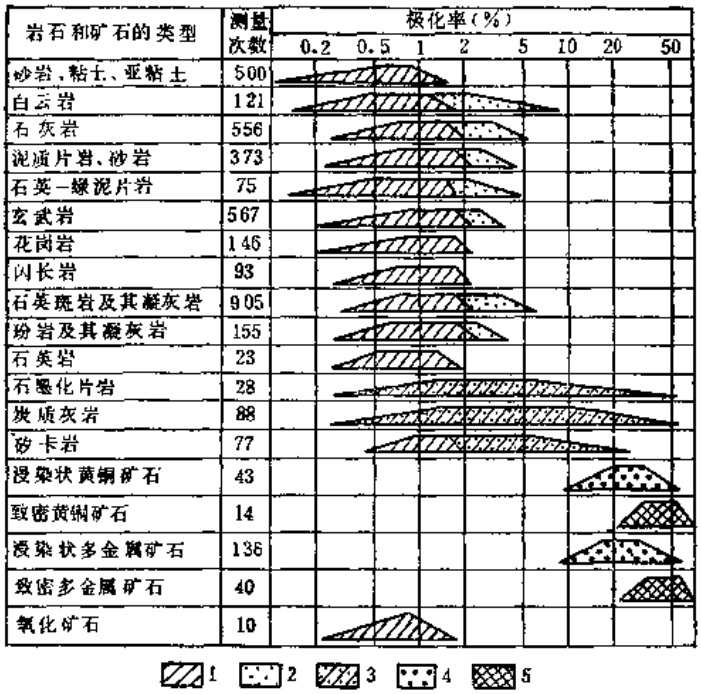


图 4-7 岩、矿石极化率综合图表（柯马罗夫，1983）

（梯形下底角位置对应于极化率的极小值和极大值，上顶角位置是不同作者得到的极化率平均值范围）。

1—明显不含电子导电矿物浸染的岩石；2—含硫化物浸染的岩石；3—石墨化岩石；4—浸染状硫化矿石；5—致密硫化矿石

由上面分析可以看出，离子导电岩石一般不引起激电异常，其极化率为背景值。实际中观测到的激电异常往往都和电子导电矿物的明显存在有关。这是激电法既可以用来寻找致密金属矿，也可以用来寻找浸染金属矿的物性依据。浸染硫化金属矿一般与围岩没有明显导电性差异，其它电法勘探方法对它们无能为力。能寻找浸染金属矿是激电法的一大优点。也应看到，矿化岩石和石墨化岩石可能产生明显的激电异常，成为激电法应用中的严重干扰。

离子导电性岩石的极化率虽然不高，但仍是有差别的。研究表明，其极化率与湿度、孔隙度、孔隙中溶液的成分和浓度、孔隙的结构和大小以及粘土矿物的含量等多种因素有关。岩石的电阻率也与这些因素有关，但相关形式不完全相同。这样，就给用激电法划分沉积岩及解决水文工程地质问题提供了前提（柯马罗夫，1983）。

含电子导电矿物的岩、矿石的极化率除与电子导电矿物的含量有正变关系外，还与结构、湿度等因素有关。结构的影响主要表现为以下三个方面：①电子导电矿物的颗粒度。电子导电矿物含量一定时，颗粒越小，极化率越大。这是因为电子导体的激电效应本质上是面极化效应（电子导体与围岩溶液界面上的超电压），电子导电矿物颗粒越小，产生激电效应的总面极就越大，激电效应就越强；②电子导电矿物的形状和排列方向。当导电矿物颗粒有一定延伸方向并定向排列时，沿其延伸方向的极化率大于其余方向的极化率，表现出非各向同性特点；③岩、矿石的致密程度。其它条件相同时，极化率一般随岩、矿石致密程度增高而变大。

（5）等效电阻率

供稳定电流时岩、矿石上测量到的电位差随供电时间T的增加，表明了岩、矿石的激电效应等效于介质电阻率的增加。有激电效应时的电阻率称为等效电阻率。从电子导体和离子导体激发极化现象的起因不难理解，电阻率的等效增加正是二次电场阻碍电流流通的结果。由（4-2）、（4-4）式可得

$$\Delta U(T)=\frac{\Delta U_1}{1-\eta(T,0)} \tag{4-8}$$

因而直流等效电阻率和电阻率间有如下关系：

$$\rho^*=\frac{\rho}{1-\eta} \tag{4-9}$$

式中 ρ^*——断电前瞬间的等效电阻率；

ρ——电阻率；

η——延时为零时测量得到的极化率。

2. 交变电流场中岩、矿石的激电特性

由于电化学活动的迟缓性，岩、矿石上供稳定电流时测量到的总场电位差与供电时间有关，因而供交流电时测量到的交流电位差必然和频率有关，而且会有相位的滞后。事实正是这样：供交流电时，岩、矿石上测量到的交流电位差是随频率变化的复量。这表明岩、矿石在供交流电时的等效电阻率是复电阻率，它是频率的函数。

图4-8是用偶极装置在地下矿井中致密和浸染硫化金属矿露头上测量到的复电阻率频谱曲线。它们的共同特点是：复电阻率振幅随频率的增加而减小，在高频和低频时都分别趋于某个渐近值（这里频率不够低，未出现低频渐近值）；复电阻率相位为负值（相位滞后），其绝对值在低频时趋于零，随频率增加，绝对值增大，到某一频率时取得极值，之后随频率增加而减小，高频时也趋于零；在双对数坐标中，幅频曲线的斜率和相位间有近似的比例关

系。根据研究，两者的近似关系为（Zonge等，1972）

$$\varphi(\omega)\approx\frac{\pi}{2}\frac{d\ln|\rho(\omega)|}{d\ln\omega}\approx\frac{\pi}{2}\cdot\frac{f}{df}\cdot\frac{d|\rho(\omega)|}{|\rho(\omega)|} \tag{4-10}$$

为了定量描述激电效应的强弱，可用2个频率进行交流电位差（或复电阻率）的振幅测量，计算下述参数：

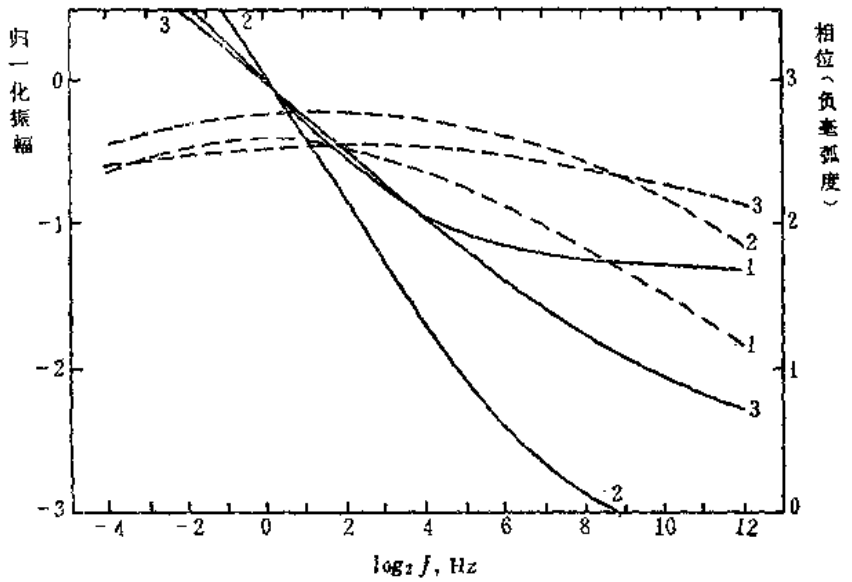


图 4-8 硫化金属矿石的复电阻率频谱（Hallof and Klein, 1982）
1—致密硫化矿（马特比矿山，安大略省）；2—致密铜镍矿（洛克比矿山，安大略省）；3—浸染铜镍矿（洛克比矿山，安大略省）。（振幅系用1Hz时的振幅归一化了的）

$$P(f_D,f_G)=\frac{|\Delta U(f_D)|-|\Delta U(f_G)|}{|\Delta U(f_D)|} \tag{4-11}$$

式中，$|\Delta U(f_D)|$和$|\Delta U(f_G)|$分别为低频(f_D)和高频（f_G）时测得的交流电位差振幅值。参数$P(f_D, f_G)$为所测量的交流电位差振幅在两个频率间的相对变化，称为频散率或频率效应，无量纲，通常表示为百分数，也称百分频率效应。频散率还可有另一种形式：

$$P^0(f_D,f_G)=\frac{|\Delta U(f_D)|-|\Delta U(f_G)|}{|\Delta U(f_G)|} \tag{4-12}$$

激电相位值也是表征交流激电效应强弱的参数，根据（4-10）式可知，它和频散率间是有近似的正比关系的，这已为大量实际测量结果所证实。

3. 时间域观测和频率域观测的等价性

由前面讨论知，在地面激电法测量时，实际的岩、矿石的激发极化现象是线性的，而且在时间范围内可以用不变的参数来描述，即岩、矿石可以看成是一个线性时不变系统。对这样的系统，供稳定电流时的时间响应（$\Delta U(T)$）和供交变电流时的频率响应($\Delta U(\omega)$）是通过傅氏变换或拉氏变换相联系的，即有关系（Wait，1958）

$$\Delta U(T)=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{+\infty}\Delta U(\omega)e^{i\omega T}d\omega \tag{4-13}$$

$$\Delta U(\omega)=\int_0^{+\infty}\Delta U(T)e^{-i\omega T}dT \tag{4-14}$$

式中 $i=\sqrt{-1}$。

因此，根据供长直流脉冲电流时的时间响应（$\Delta U(T)$ 充电曲线）可以求得频率响应（$\Delta U(\omega)$），反过来，根据频率响应（$\Delta U(\omega)$频谱曲线）同样可以求得时间响应（$\Delta U(T)$）。这也适用于衰减曲线，因为根据（4-3）式，由衰减曲线不难求得充电曲线。换言之，供长直流脉冲后的衰减曲线和供交流电时的频谱曲线彼此是可以互相变换的。就此意义讲，时间域观测和频率域观测是等价的。以极限情况而论，根据（4-4）、（4-11）和（4-5）、(4-12)式，$f_G\to\infty$，$f_D\to 0$时测量的频散率$P_{极限}$和$P^{\eta}_{极限}$分别和$T\to\infty$，$t\to 0$时的极化率$\eta_{极限}$和$\eta^{\theta}_{极限}$是相等的。

然而，在实际工作中，由于技术上和理论上的原因，频率域激电法不可能采用上述极限频率测量，时间域激电法不可能采用无限长时间供电和无延时的观测系统。因此，两种域实测的参数之间没有一一对等关系。有限频率间隔测量得到的频散率和有限充、放电时间测量得到的极化率都比极限情况测量得到的对应参数小。由于不同岩、矿石激电效应频谱特性和时间特性的差异，不同的两个频率测量得到的频散率差异或不同供电、延迟时间测量得到的极化率差异都因岩、矿石不同而有差别。但这种差别一般不会严重影响对不同岩、矿石激电效应相对大小的评价。因此，前面论述的有关各种岩、矿石激电特性大小及其影响因素的内容仍然适用。

4. 柯尔—柯尔模型

为了模拟岩、矿石的复电阻率的性态，人们提出过许多等效电路模型，其中最成功的是柯尔—柯尔模型（Pelton等，1978）。矿化岩石的基本结构单元可简化为图4-9(a) 所示，其中包括有被金属硫化物阻塞的溶液孔隙通道和未经阻塞的溶液孔隙通道。这个基本结构单元可用图4-9(b) 所示的等效电路来模拟。等效电路中，电阻R_0模拟未被矿物颗粒阻塞的孔隙通道中溶液的电阻；电阻R_1模拟被阻塞的孔隙通道中溶液的电阻；复阻抗$(i\omega x)^{-c}$模拟金属—离子溶液界面阻抗；c为频率相关系数；$i=\sqrt{-1}$；ω为角频率。此等效电路的复阻抗表达式为：

$$Z(\omega)=R_0\left[1-\eta\left(1-\frac{1}{1+(i\omega\tau)^c}\right)\right] \tag{4-15}$$

式中，

$$\eta=\frac{1}{1+R_1/R_0},\quad \tau=X\left(\frac{R_0}{\eta}\right)^{1/c}$$

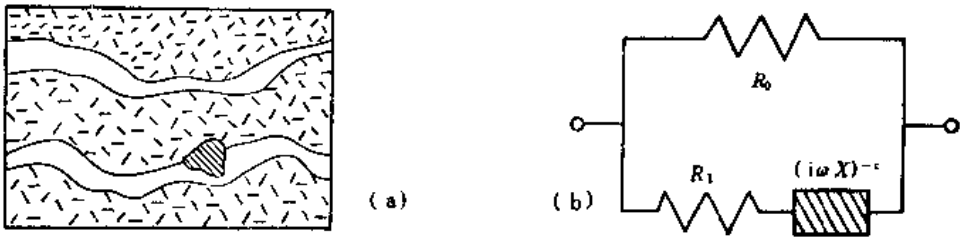


图 4-9 矿化岩石的基本结构单元示意图（a）及其等效电路（b）

η为极限情况的极化率，τ为时间常数。

由（4-15）式，复电阻率的柯尔—柯尔表达式为

$$\rho(\omega)=\rho_0\left[1-\eta\left(1-\frac{1}{1+(i\omega\tau)^c}\right)\right] \tag{4-16}$$

其中，ρ_0为零频率时的等效电阻率（包括了激电效应）。

这个等效电路模型称为柯尔—柯尔模型，ρ_0、η、τ、c称为柯尔—柯尔参数。ρ_0的单位是欧姆·米，τ的单位是秒，η和c无量纲。成千上万的天然和人造岩石标本和露头上的测定结果表明，柯尔—柯尔表达式不只是合适的，而且确实是量度激电频谱特性的极好表达式。这一模型及其复电阻率表达式已为广大地球物理学家所接受。

通过傅氏变换，可以得到时间域测量中与总场电位差相应的电阻率表达式：

$$\rho(T)=\rho(\infty)\left[1-\eta\sum_{n=0}^{\infty}\frac{(-1)^n}{\Gamma(1+nc)}\left(\frac{T}{\tau}\right)^{nc}\right],\quad 0<\frac{T}{\tau}\leqslant 2\pi \tag{4-17}$$

$$\rho(T)=\rho(\infty)\left[1-\eta\sum_{n=1}^{\infty}\frac{(-1)^{n+1}}{\Gamma(1-nc)}\left(\frac{\tau}{T}\right)^{nc}\right],\quad \frac{T}{\tau}>2\pi \tag{4-18}$$

式中 $\rho(\infty)$ ——长时间充电后$\rho(T)$ 的饱和值。

这样，通过进行复电阻率频谱测量或衰减电位差曲线的测量，然后用柯尔—柯尔阻抗表达式去拟合实测频谱或时间谱，就可求得表征岩、矿石激电谱特性的柯尔—柯尔参数，根据它们对激电异常作出解释。这种方法就是谱激电法。

四个柯尔—柯尔参数中，η表征了激电效应的强弱，ρ_0反映了导电性的好坏，τ和c决定了双对数坐标中复电阻率幅频曲线变化的快慢和最大斜率出现的频率（或相频曲线的陡缓和最大相位出现的频率）（频率域）或二次场衰减的快慢（时间域）。根据研究，对岩、矿石的τ和η影响最大的是结构，包括导电矿物的连通情况及颗粒大小等。c则反映结构的均匀程度。因此，可以根据τ和η来评价激电异常，其中τ是评价激电异常最重要的参数。这种评价当然主要是根据结构的差异而不是成分的不同。根据研究，石墨的时间常数一般比致密硫化矿、浸染硫化矿等的时间常数要大3～4个级次，识别它们的激电异常是完全可能的，并且已有了一些成功的实例。

复电阻率法也是测量广频谱的复电阻率，但不是根据柯尔—柯尔参数，而是根据在复平面中的性态（阿岗德图）来定性评价激电异常（Zonge and Wynn,1975）。

5. 岩、矿石激电特性的测量

为了测量岩、矿石的激电特性，可以采取标本进行实验室测量或在露头上直接进行测量。露头测量较之标本测量更能反映其自然状态下的激电特性。

露头测量所用装置和电阻率法一样，通常采用四极装置。在测量复电阻率谱时，为了避免可能出现的电磁耦合干扰，可采用偶极装置。测量时通过供电电极A、B向地下供电，通过测量电极M、N（不极化电极）测量电位差。其测量量与室内岩、矿石标本物性测定时完全相同。根据等效电阻率的概念，容易理解，也不难证明，当岩、矿石相对装置大小和位置可以看成是充满水平均匀半空间时，测量得到的表征激电特性的参数，如极化率、充电率、时变电阻率（时间域）、频散率、相位或视复电阻率（频率域）以及由激电频谱或时间谱反演得到的柯尔—柯尔参数都等于真值。后面还将证明，岩、矿石露头不平坦时测量到的表征激电效应强弱的参数，如极化率或充电率、频散率和相位也等于真值。

标本测量除图4-5所示装置及类似装置外，也可以采用象标本电阻率测量所用的小四极

法进行，一般遵循电阻率法岩、矿石标本测量的要求。如果仅测量反映激电效应强弱的参数，则四个电极可以任意布置。

三、激电法的野外测量方法

激电法的野外测量方法与电阻率法类似，一般采用四极装置，用发射机通过供电电极A、B向地下供电，用接收机测量电极M、N测量电位差。为了减小测量电极极差变化的影响，测量电极通常采用不极化电极。70年代初出现了用高灵敏度磁探头测量地下电流的磁场的激电法—磁激发极化法。然而，目前常用的仍是测量电场的激电法。下面我们讨论的都是测电场的激电法，对磁激电法有兴趣的读者请参考Seigel (1974)的论文。

激电法工作时，供入地下的电流可以是稳定电流，也可以是交变电流，据此可把激电法分为直流激电法（时间域激电法）和交流激电法（频率域激电法）两类。

根据野外测量工作方法的不同，激电法可分为激电剖面法和激电测深法两类。前者保持装置大小不变来测量激电参数随测点位置的变化，以研究不同激电特性的地质体沿水平方向的变化；后者改变装置大小，测量激电参数随极距大小的变化，以研究不同激电特性的地质体沿垂直方向的变化。不论是激电剖面法还是激电测深法，都可以采用不同的电极排列（装置），据此又可把它们划分为若干亚类。

1. 供电电流和测量的参数

直流激电法供入地下的电流可以是双向脉冲电流，也可以是单向脉冲电流。近代仪器多采用双向脉冲电流，其方波形式为"正向供电—断电—负向供电—断电"，占空比（供电时间与断电时间之比）一般为1 （图4-10）。脉冲持续时间可以是1、2、4、6、8，…，64s。一般仪器都有几个脉冲持续时间可供选择。

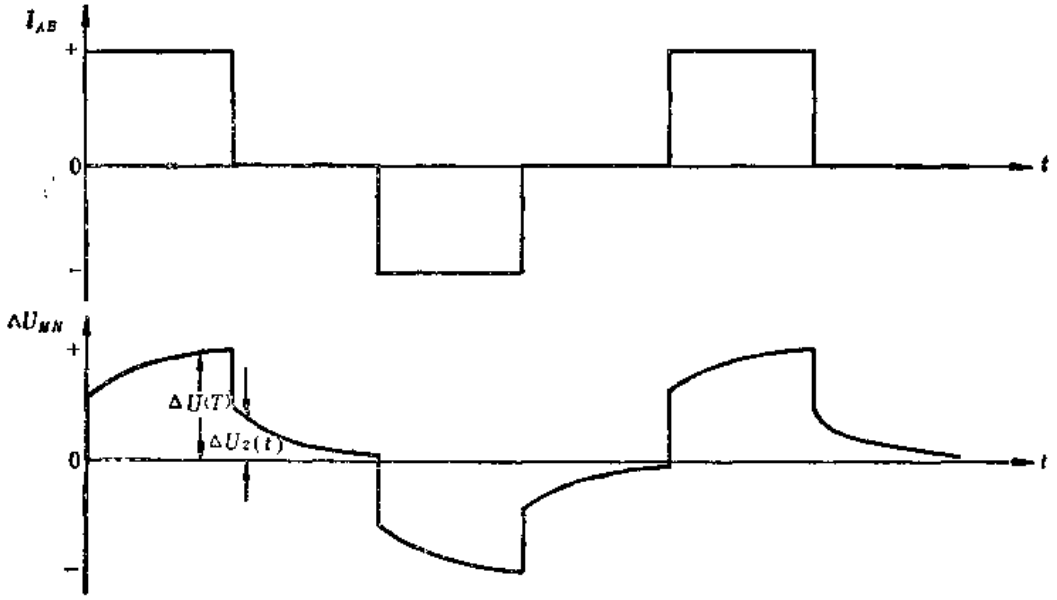


图 4-10 直流激电法的供电电流和测量电极间电位差的波形图

接收机通过M、N电极测量的物理量可以是供电一段时间后的总场电位差或自供电开始到供电一段时间内总场电位差的平均值$\Delta U(T)$，断电后测量的物理量通常是某一延时t_1后一

段时间内（t_2-t_1）的二次场电位差的积分值$\int_{t_1}^{t_2}\Delta U_2(t)dt$，并可直读极化率或充电率。一般仪器还可以同时测量几个不同积分区间（窗口）的平均极化率或充电率，以了解二次场衰减的快慢。谱激电测量仪器可以测量的积分窗口更多，从而可以测得二次场的瞬变特性曲线（图4-11）。现代化的仪器一般都可以对每个周期所测到的总场电位差、自然电位差和每个

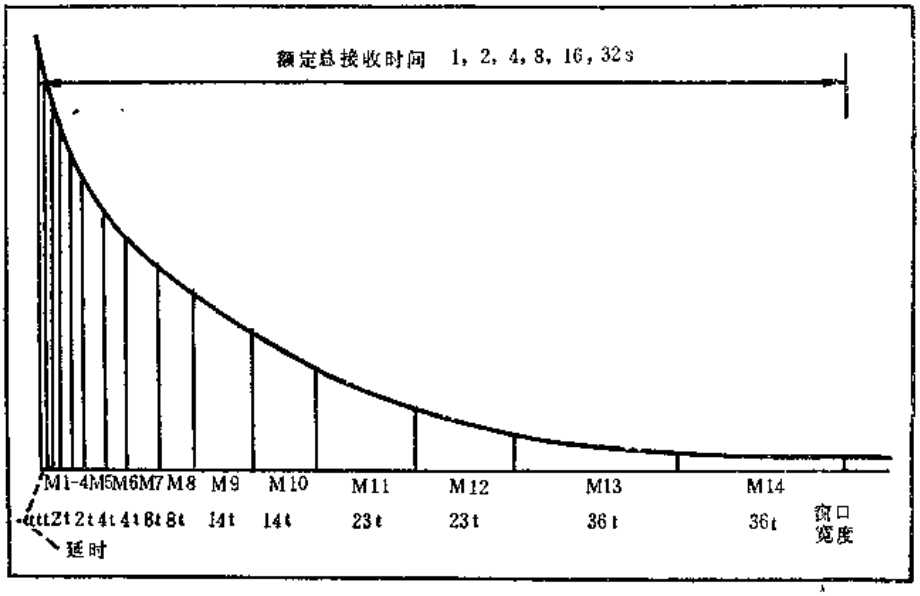


图 4-11 IGS—2/IP—4接收机瞬变窗口

瞬变窗口的二次场电电位差进行连续平均，以减小随机误差的影响，同时还可自动剔除大于已测到数据自动偏差4倍的单个读数，从而提高了测量精度。一些先进的仪器还可以进行多道测量，即在同一A、B位置供电，在不同的M、N测量电极上同时进行测量，大大提高了效率。

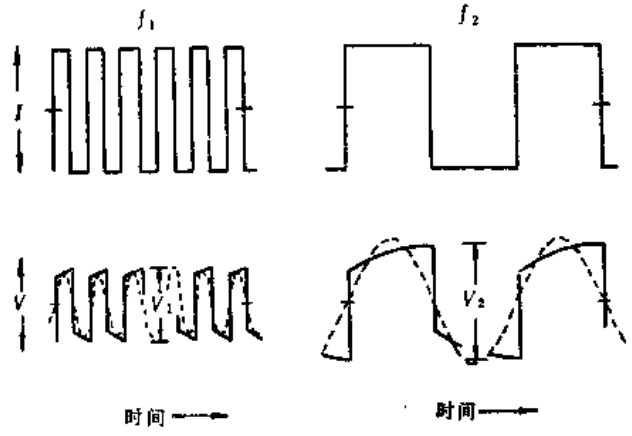


图 4-12 交流激电法高频（f_G）和低频（f_D）时的供电电流和测量电极间电位差的波形图和正弦滤波电压

交流激电法供入地中的电流一般是交变的方波电流，其频率通常为0.01～10Hz。测量的物理量可以是两个频率时的复电位差振幅（也可以直读频散率）（图4-12），两个频率时的相对相位移，某个频率时的真相位移（交流电位差相对供电电流的相位移）及振幅。一些现代化仪器往往是多功能的，上述各量都可以测量。有的仪器在发送机发送同一波形电流时可以同时测量基波频率和谐波频率（3次谐波）时的频散率和相对相位移，有的仪器则可以同时测量基波频率和几个高次谐波频率（3、5、7、9、11次谐波）时的相位移。广频谱的复电阻率测量仪器，可以在一较宽频段上测量复电位差振幅、相位或实、虚分量值。和直流激电法接收机类似，先进的交流激电法接收机也可进行多道测量。

除露头法测定物性外，激电法野外测量得到的，或通过计算得到的反映激电效应或导电效应的参数都称之为视参数。对时间域测量来说，有视极化率、视充电率和视电阻率（或等效视电阻率）；对频率域测量来说，有视频散率、视相位移和视复电阻率（振幅、相位、实分量、虚分量）。

在地下为水平均匀介质情况下，测量到的上述视参数等于真参数。当地下有二种或二种以上不同激电特性岩、矿石存在时，测量到的视参数是装置附近地下各岩、矿石激电效应的综合反映，其值与各岩、矿石真激电参数值、各岩、矿石相对装置的分布等因素有关。

除上述各基本视参数外，激电法实际工作中还采用了一些综合反映岩、矿石激电效应和导电效应的视参数。例如，在时间域中有

$$J_s(T,t)=\frac{\eta_s(T,t)}{\rho_s(T)}, \tag{4-19}$$

$$G_s(T,t)=\eta_s(T,t)\cdot\rho_s(T) \tag{4-20}$$

在频率域中有

$$J_s(f_D,f_G)=\frac{P_s(f_D,f_G)}{|\rho_s(f_D)|} \tag{4-21}$$

$$G_s(f_D,f_G)=P_s(f_D,f_G)\cdot|\rho_s(f_D)| \tag{4-22}$$

其中$\rho_s(T)$和$|\rho_s(f_D)|$分别表示按供电时间T和低频f_D时所测的总场电位差$\Delta U(T)$或交流电位差$\Delta U(f_D)$振幅计算的视电阻率。

参数J_s称为金属因素，它可以突出低阻极化体的异常。如果金属矿电阻率随含量增高而减小，金属因素可以反映金属含量的高低，因而得名。参数G_s称为激电率，它可以突出高阻极化体的异常。它实际上是有激电效应和无激电效应时的视电阻率差值（时间域）或低频和高频时的视电阻率差值（频率域）。

2. 激电法常用装置

激电剖面法和激电测深法野外工作方法不同，解决地电问题的侧重面也不同，它们所用的装置也不完全一样。

（1）激电剖面法

激电剖面法常用的装置有中间梯度（中梯）装置、偶极装置和对称四极装置三种（图4-13），现分述如下：

中间梯度装置　供电电极A、B的距离一般取得很大且固定不动，只是测量电极M、N在A、B连线中间（1/3～1/2）AB地段内逐点移动进行测量，记录点是MN中点。也可偏离沿

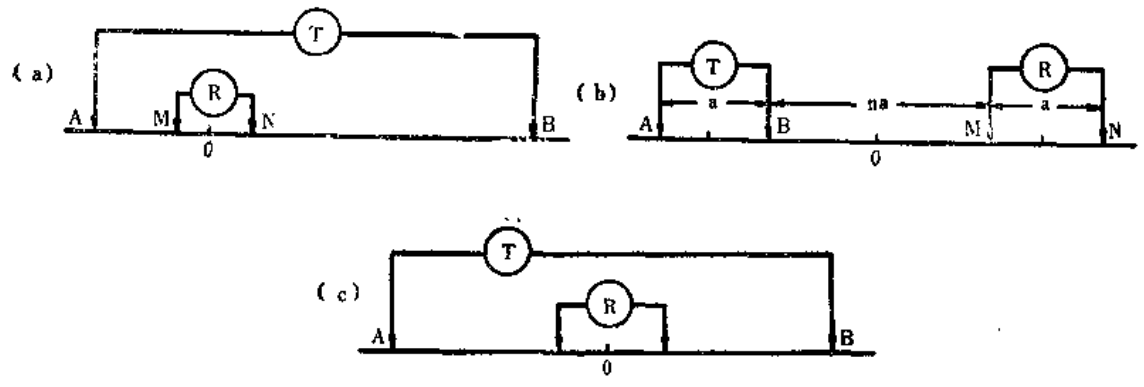


图 4-13　几种常用的激电剖面法装置

(a) 中梯装置；(b) 偶极装置；(c) 对称四极装置；T—发射机；R—接收机

AB的测线（主剖面），在与AB平行的测线（旁侧剖面）上进行测量，但偏离距离不得大于AB/6。当测完这些测线段后再移动A、B位置，进行测量。不同A、B的相邻测线段间要有两个点的重复，以便衔接。

偶极装置　这里指的是常用的共线偶极装置。这种装置的特点是A、B、M、N均沿剖面排列，AB＝MN＝a，MN＝na，n一般为1，2，…，6。记录点是BM中点O。其主要图件是视参数的拟断面图，绘图点是自AB中点引出的与至MN方向成45°角的直线和自MN中点引出的与至AB方向成45°角的直线的交点（图4-14）。根据一条剖面上各绘图点的视参数勾绘的等值线图即相应的拟断面图。偶极装置由于有n个不同大小的极距，故兼有测深方法的部分性质。

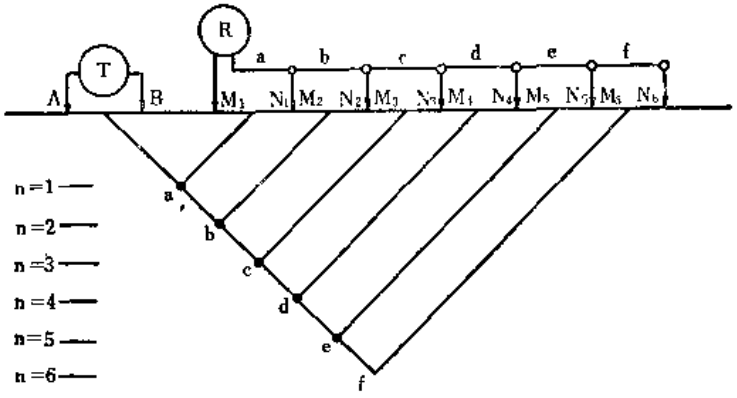


图 4-14　具有 6 个接收道的偶极装置及其绘图点

对称四极装置　这种装置的A、M、N、B均对称于记录点O布置，通常MN≈$(\frac{1}{3}-\frac{1}{5})$AO。还有一种各相邻电极间距离相等的对称装置，即AM＝MN＝NB＝a，称为维纳装置，是对称四极装置的一种特殊类型。

（2）激电测深法

激电测深法的工作方法与电阻率测深法相同，即保持记录点不变，不断改变装置的大小以测量视激电参数和视电阻率参数随极距的变化。激电测深法最常用的装置是对称四极装置。通常的工作方法是保持AB/30≤MN≤AB/3。即开始时MN约等于AB/3，然后保持MN固定，不断增大AB进行观测，直到MN将不满足≥AB/30条件时为止。这时又要增大MN使其大致等于AB/3，再继续增大供电极距进行观测。相邻的两个不同MN测量得到的测深曲线段应重复两个极距的观测读数。有时也采用保持AB和MN比值相同的测深方法，这时从小极距开始，每观测完一个读数就要同时改变AB、MN的大小（保持记录点位置不变，AB、MN比值不变）再进行观测。维纳装置激电测深是这种等比极距测深的一种。

第二节　激电异常解释的基本理论

本节讨论激电法的正演问题，研究激电剖面法和测深法中常用装置的异常特点和异常的解释方法以及激电法电磁耦合干扰和地形影响等问题。

一、激电场的理论计算方法

为了研究激电法解决地质问题的能力（即在给定的地电条件下最有效地探测目的物）和

对观测到的激电资料进行定性、定量解释，常需要通过理论计算和进行物理模拟求已知地电模型的激电场分布，这一过程称为正演。通过正演，掌握激电场的分布规律，就为激电异常的定性、定量解释奠定了基础。此外，正演计算也是对测量结果进行反演的前提。

激电法中电场的正演方法和其它电法类似，有解析法、物理模拟和数值模拟三类。解析法是求出地电模型电场分布的解析公式后再进行电场计算，它是精确的理论计算方法。不过，只有少数简单的地电模型才有解析解，因而解析法只能计算一些简单地电模型的电场。物理模拟可以模拟求出一些稍许复杂的地电条件（例如地电模型中介质种类不多，但形状较复杂，地形起伏等）的电场。但是，在构制复杂地电条件的物理模型和寻找合适的材料以满足实际所需的物性差异的相似准则方面，也存在着许多困难。电子计算机的发展和广泛应用，大大推动了数值模拟技术的发展。用数值模拟方法能较好地对一些相对比较复杂的地电条件下的电场进行理论计算（求数值解），而且在某种程度上还具有快速、经济的特点，并为复杂条件下的反演计算提供了可能。这里，我们将主要介绍激电场的解析计算方法及物理模拟方法。

1. 计算激电场的等效电阻率法

在一般激电法工作中，当供稳定电流时，在供电过程中因激电效应而引起的电场的变化很缓慢，感应现象实际不存在；供超低频交变电流时，由于频率不高，感应现象一般不严重，即使有较强的感应现象，因感应而引起的激电效应也很微弱。如果我们只考虑与传导电流有关的激电效应，则供电过程中的某一瞬间，不论是时间域还是频率域，电场都可以视为准稳态场，在各均匀介质内满足拉普拉斯方程，在不同介质边界上满足边界条件。前面已经讲过，岩、矿石的激电效应等效于其电阻率的改变，因此，存在激电效应时总电场的理论计算(解析计算和数值模拟)与直流电场情况一样，只是计算时要用其等效电阻率。由于在电阻率法理论中，已经有了许多一次场及视电阻率解析公式，我们只要用各等效电阻率代换其中的相应电阻率，便可得到总场或与总场相应的视等效电阻率解析公式。根据一次场（或视电阻率）解析公式和总场（或视等效电阻率）解析公式就不难求出激电场或激电视参数的解析公式。这种计算激电场或视激电参数的方法称为等效电阻率法。

如果我们知道各介质的等效电阻率的时间谱或复电阻率频谱，我们就可以用等效电阻率法方便地计算出视等效电阻率时间谱或视复电阻率频谱。如果我们知道的只是各介质的电阻率ρ_i和极化率$\eta_i(i=1,n)$，根据（4-9）式，这时等效电阻率为$\rho_i^*=\frac{\rho_i}{1-\eta_i}$。利用等效电阻率法，我们可以根据一次场电位差（$\Delta U_1$）公式或视电阻率（$\rho_s$）公式，计算供电过程末尾的总场电位差（$\Delta U$）或视等效电阻率（$\rho_s^*$），从而可求得二次场电位差或视激电率

$$\Delta U_2=\Delta U-\Delta U_1 \tag{4-23}$$

或

$$G_s=\rho_s^*-\rho_s \tag{4-24}$$

和视极化率

$$\eta_s=\frac{\Delta U-\Delta U_1}{\Delta U}=\frac{\rho_s^*-\rho_s}{\rho_s^*} \tag{4-25}$$

在半空间情况下，一次场电位差或视电阻率解析表达式都可以表示为如下形式：

$$\Delta U_1=\Delta U_0[1+f(\mu_1,\ G)], \tag{4-26}$$

$$\rho_s=\rho_1[1+f(\mu_1,\ G)], \tag{4-27}$$

式中 $\Delta U_0=j_0\rho_1 x$——正常场电位差；

ρ_1——为MN所在介质的电阻率；

f——μ_i和G的函数，其中$\mu_i=\rho_i/\rho_1(i=1, n)$；

G——为几何因素，由电阻率分布和电极分布决定。

因此，如果只计算视极化率就可以更方便地求得其解析公式。为此，将（4-26）或（4-27）式代入（4-25）式，经过简单的代数运算，可以得到

$$\eta_i=\eta_1+(1-\eta_1)\frac{f(\mu_i^*,G)-f(\mu_i,G)}{1+f(\mu_i^*,G)}, \tag{4-28}$$

式中，$\mu_i^*=\mu_i(1-\eta_1)/(1-\eta_2)$。将上式写为视极化率异常形式，则为

$$\eta_s^v=\eta_i-\eta_1=(1-\eta_1)\frac{f(\mu_i^*,G)-f(\mu_i,G)}{1+f(\mu_i^*,G)} \tag{4-29}$$

2. 计算视激电参数的近似公式

早在50年代初，就已经发展了计算视极化率的近似公式（Seigel，1959），70年代以来又先后提出过几个计算视复电阻率的近似公式。利用近似公式计算激电视参数不仅具有快速、简便的优点，而且在研究某些理论问题时，更有其独到之处。

（1）计算视极化率的近似公式

假设地下有n种极化介质，各介质的电阻率和极化率分别为ρ_i及$\eta_i(i=1, n)$。则测量到的视电阻率（ρ_s）是各介质电阻率的函数，写为$\rho_s=F(\rho_i)$。大地的视等效电阻率ρ_s^*则是各介质等效电阻率（ρ_i^*）的函数，即$\rho_s^*=F(\rho_i^*)$。ρ_i和ρ_i^*间按（4-9）式，有关系

$$\rho_i=\rho_i^*(1-\eta_i) \tag{4-30}$$

将上式写为

$$\rho_i=\rho_i^*+\delta\rho_i \tag{4-31}$$

其中，

$$\delta\rho_i=-\eta_i\rho_i^* \tag{4-32}$$

现将视电阻率函数$F(\rho_i)$围绕各介质等效电阻率ρ_i^*展为台劳级数

$$\begin{aligned}F(\rho_i)&=F(\rho_i^*+\delta\rho_i)\\&=F(\rho_i^*)+\sum_{i=1}^{n}\frac{\partial F(\rho_i^*)}{\partial\rho_i^*}\cdot\delta\rho_i+\frac{1}{2}\sum_{i=1}^{n}\sum_{k=1}^{n}\frac{\partial^2F(\rho_i^*)}{\partial\rho_i^*\partial\rho_k^*}\delta\rho_i\cdot\delta\rho_k\\&\quad+\cdots\end{aligned}$$

上式取一级近似（即略去含二阶及二阶以上偏导数的项）后，得到视电阻率的一级近似表达式

$$\rho_s\approx\rho_s^*+\sum_{i=1}^{n}\frac{\partial\rho_s^*}{\partial\rho_i^*}\cdot\delta\rho_i$$

将（4-32）式代入上式得到

$$\rho_s^*\approx\rho_s+\sum_{i=1}^{n}\frac{\partial\rho_s^*}{\partial\rho_i^*}(\eta_i\rho_i^*) \tag{4-33}$$

根据（4-33）、(4-25）式不难求得视极化率的近似表达式为

$$\eta_s\approx\sum_{i=1}^{n}\frac{\rho_i^*}{\rho_s^*}\cdot\frac{\partial\rho_s^*}{\partial\rho_i^*}\cdot\eta_i$$

$$=\sum_{i=1}^{n} B_i\eta_i, \tag{4-34}$$

式中

$$B_i=\frac{\rho_i^*}{\rho_s^*}\cdot\frac{\partial\rho_s^*}{\partial\rho_i^*}=\frac{\partial\ln\rho_s^*}{\partial\ln\rho_i^*} \tag{4-35}$$

称为稀释系数。可以证明稀释系数之间有关系

$$\sum_{i=1}^{n} B_i=1. \tag{4-36}$$

近似公式（4-34）表明，视极化率是地下各介质极化率的加权和，权系数就是稀释系数。稀释系数的值表示了各介质在给定地电条件下对激电效应贡献的大小。当地下仅有两种介质时，近似公式（4-34）变为

$$\eta_s\approx B_1\eta_1+B_2\eta_2$$

因为由（4-36）式，$B_1+B_2=1$，故

$$\eta_s\approx\eta_1+B_2(\eta_2-\eta_1)$$

$$\eta_s'\approx B_2(\eta_2-\eta_1) \tag{4-37}$$

（2）计算视复电阻率的近似公式（刘崧，1988）

将视复电阻率$\rho_s(\omega)$和各介质复电阻率$\rho_i(\omega)(i=1,\ n)$写为指数形式$|\rho_s(\omega)|e^{j\varphi_s(\omega)}$和$|\rho_i(\omega)|e^{j\varphi_i(\omega)}$（$j=\sqrt{-1}$），取对数后可得到

$$\ln\rho_s(\omega)=\ln|\rho_s(\omega)|+j\varphi_s(\omega)$$

$$\ln\rho_i(\omega)=\ln|\rho_i(\omega)|+j\varphi_i(\omega)\qquad(i=1,\ n)$$

显然，$\ln\rho_s(\omega)$是$\ln\rho_i(\omega)$的复变函数。将$\ln\rho_s(\omega)$围绕$\ln|\rho_i(\omega)|$展为台劳级数，略去含二阶及二阶以上偏导数的项，并注意到$\rho_i(\omega)=e^{\ln\rho_i(\omega)}$后可得一级近似表达式

$$\ln|\rho_s(\omega)|+j\varphi_s(\omega)\approx\ln\rho_s(\omega)\big|_{\rho_i(\omega)=|\rho_i(\omega)|}+\sum_{i=1}^{n}B_i(\omega)[j\varphi_i(\omega)] \tag{4-38}$$

式中

$$B_i(\omega)=\frac{\partial\ln\rho_s(\omega)}{\partial\ln\rho_i(\omega)}\Bigg|_{\rho_i(\omega)=|\rho_i(\omega)|} \tag{4-39}$$

是按各介质复电阻率振幅值计算的稀释系数。

令（4-38）式等式两边虚、实部分分别相等，即得计算视复电阻率振幅和相位的近似公式

$$|\rho_s(\omega)|\approx\rho_s(\omega)\big|_{\rho_i(\omega)=|\rho_i(\omega)|} \tag{4-40}$$

$$\varphi_s(\omega)\approx\sum_{i=1}^{n}B_i(\omega)\cdot\varphi_i(\omega) \tag{4-41}$$

（4-40）式表明，按各介质复电阻率振幅值计算的视电阻率就是视复电阻率的近似值。（4-41）式则表明，视复电阻率相位值是各介质复电阻率相位值的加权和，权系数就是按各介质复电阻率振幅值计算的稀释系数。

通过若干大地模型的检验，近似公式（4-40）、（4-41）精确度很高，在实际野外常见激电参数范围内，近似公式计算结果与精确公式计算结果相比，相对误差一般远小于1%。因

此可以可靠地用于理论计算（解析计算和数值模拟）。由于用近似公式进行视复电阻率计算避免了复数运算，可以较大地节省计算机内存和计算机时间。

如果仅计算频散率，则仅相当于计算两次实视电阻率，故更加方便。这时不难推导出类似（4-28）、（4-29）式的计算视频散率的公式：

$$P_s=P_1+(1-P_1)\frac{f[\mu_i(f_D),G]-f[\mu_i(f_G),G]}{1+f[\mu_i(f_D),G]} \tag{4-42}$$

$$P_s^{\nu}=(1-P_1)\frac{f[\mu_i(f_D),G]-f[\mu_i(f_G),G]}{1+f[\mu_i(f_D),G]} \tag{4-43}$$

上二式中，$\mu_i(f_D)=|\rho_i(f_D)|/|\rho_1(f_D)|$，$\mu_i(f_G)=|\rho_i(f_G)|/|\rho_1(f_G)|$，$P_s^{\nu}=P_s-P_1$。

此外，由于按各介质复电阻率振幅值计算的视电阻率值就是视复电阻率振幅的极好近似值，我们也可以推导出类似计算视极化率的近似公式（4-34）式那样的计算视频散率的近似公式：

$$P_s\approx\sum_{i=1}^{n}B_iP_i \tag{4-44}$$

式中

$$B_i=\frac{\partial\ln\rho_s}{\partial\ln\rho_i}\Bigg|_{\rho_i=|\rho_i(f_D)|} \tag{4-45}$$

在地下仅有两种介质时，（4-44）式有类似于（4-37）式的变型，这里就不一一列举了。

对比（4-34）、（4-41）和（4-44）式不难看出，计算视极化率、视复电阻率相位和视频散率的近似公式与各介质对应的真参数有完全一样的关系。因此，在对这些视参数的空间分布进行研究时，只要研究其中的一种视参数就可以了。下面我们将根据这一精神进行激电场空间分布的研究。有时，我们只需研究稀释系数的分布特点，就可以了解激电视参数的分布特点。根据各介质的稀释系数还可以明确地了解各介质对激电效应的贡献。

应当指出，上述三个近似公式（4-34）、（4-41）和（4-44）中除计算视相位的近似公式精确度很高外，其余两个公式，只当极化率或频散率不很大（例如<20%）时，才有足够的精确度，可以用于实际。

3. 激电场的物理模拟

物理模拟也就是通常所说的模型实验。它是按缩小的比例尺构制野外实际地电条件的大地模型，采用按同一比例尺缩小的装置和野外相同的测量方式，在缩小的大地模型上与实际对应的测线和测点上进行观测，以研究激电场的分布规律。

物理模拟的主要问题是满足"相似性"，即如何选择模型的几何参数（尺寸）和电性参数（导电性参数和激电参数），才能保证模拟结果和野外实测结果相同或相似。下面我们以视极化率异常的物理模拟为例说明这个问题。由（4-27）、（4-29）式知，因为G是无量纲的，是电阻率，极化率分布和电极分布的函数。所以只要保持按比例构制缩小的大地模型，在模型上按与实际相对应的位置布置测线、测点和装置，G就相同。这时，只要保持模型的相对电阻率μ_i与实际相同，物理模拟测得的ρ_s/ρ_1便与实际的相同。如果还保证μ_2^*与实际相同，则测得的$\eta_s^{\nu}/(1-\eta_1)$便和实际的一样。因为对二种介质情况，$\mu_2^*=\mu_2(1-\eta_1)/(1-\eta_2)$，故电性参数的相似只要求保证$\mu_2$相同和$(1-\eta_1)/(1-\eta_2)$相同即可。上述原则也不难推广到视频散率的物理模拟情况。

进行激电场物理模拟时，围岩通常用水溶液（水槽实验）或泥、砂土（土槽实验）制成．极化体则可用石墨和泥，砂的混合物制成，或用石墨粉与熟石膏加水制成，也可用石墨粉与水泥加水制成。除了石墨粉，也可以用金属粉末或金属矿粉末，不过它们容易氧化，不如石墨化学性能稳定。

要保持模型间相对电阻率和相对等效电阻率与实际相同是不容易的。如果所选择物质的这些电性比较接近实际，那末，还可以通过改变供电时间，测量总场的时间和延迟时间来调整这些参数值。测频散率时则是通过选用合适的高频和低频来调整。

由（4-27）、（4-29）、（4-42）式可见，即使激电参数有些差别，对异常形态的影响不是很严重的，因为异常形态主要决定于G。

在激电场的物理模拟中，人们还习惯于用石墨块或金属制的模型来模拟实际的致密矿体。这些模型是货真价实的面极化体。我们已经说过，实际的金属矿，包括致密金属矿在内，绝大多数是体极化的。理论研究、物理模拟和数值模拟研究都表明，这两类极化体激电场的分布不存在形态上的相似性，它们的异常有时会有相当大的差异，因此，用面极化模型进行激电场的物理模拟是不合适的（刘崧和陈晦鸣，1990）。

有时，人们也用实际矿石来制做矿体模型，进行物理模拟。如果实际矿体是浸染状金属矿体，这样做不仅可以，而且容易满足相似性条件。但是，如果实际矿体是致密金属矿体，用它的矿石制做模型则未必合适。因为致密金属矿体宏观上是体极化的，但象模型这么小尺寸的矿石则可能属于面极化的，或者以面极化特性为主。用这样的模型进行物理模拟，其可靠性是值得怀疑的。

二、激电剖面法的异常特点

激电剖面法常用的装置有中梯装置、偶极装置和对称四极装置等，下面我们仅对这三种装置的激电剖面法异常进行讨论。

1．中梯装置

中梯装置的正常场可以近似地看成是水平均匀电流场。中梯装置的MN极距相对其至供电极的距离很小，故理论计算时常计算观测点的电场强度而不是M、N电极间的电位差。

中梯装置具有异常比较简单、容易解释、对极化体倾斜分辨能力和对相邻极化体分辨能力好，以及生产效率高的优点。但正由于其正常场近于水平均匀，中梯装置克服低阻覆盖层屏蔽影响的能力差，对直立低阻脉和水平高阻脉的探测能力差。

（1）球形极化体的中梯激电异常

设在均匀各向同性水平介质中有一球形极化体，其半径为r_0，球心埋深为h_0，球体电阻率和极化率分别为ρ_2和η_2，围岩电阻率和极化率分别为ρ_1和η_1，均匀外电流场电流密度为j_0（图4-15）。

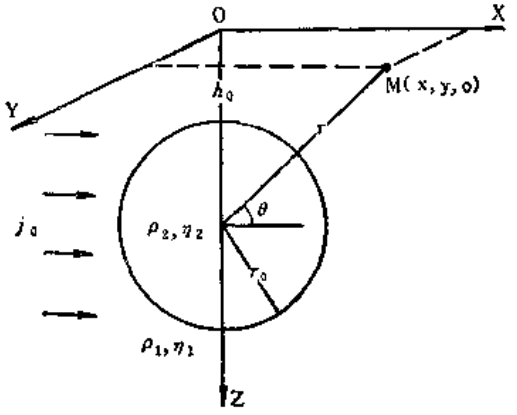


图 4-15　半空间均匀电流场中的球形极化体

水平均匀电流场中球形电阻率异常体在地面沿x方向的一次场电场强度表达式为

$$E_{1x}=\left(1+2\frac{\mu_2-1}{2\mu_2+1}G\right)j_0\rho_1\,, \tag{4-46}$$

式中，$\mu_2=\rho_2/\rho_1$，

$$G=r_1^3\frac{h_0^2+y^2-2x^2}{(h_0^2+y^2+x^2)^{5/2}}$$

G为几何因素，是与球体积和观测点坐标有关的量，无量纲。

上式表明，地面一次场的异常场是一个位于球心的水平电流偶极子的电场。根据等效电阻率法，将（4-46）式中的ρ_1、ρ_2分别用等效电阻率$\rho_1/(1-\eta_1)$、$\rho_2/(1-\eta_2)$代换，即得沿x方向的总场电场强度

$$E_x=\left(1+2\frac{\mu_2^*-1}{2\mu_2^*+1}G\right)\frac{j_0\rho_1}{1-\eta_1} \tag{4-47}$$

式中，$\mu_2^*=\mu_2(1-\eta_1)/(1-\eta_2)$

二次场电场强度为总场和一次场电场强度之差，

$$\begin{aligned}E_{2x}&=E_x-E_{1x}\\&=\left\{\eta_1+2\left[\frac{\mu_2^*-1}{2\mu_2^*+1}-(1-\eta_1)\frac{\mu_2-1}{2\mu_2+1}\right]G\right\}\frac{j_0\rho_1}{1-\eta_1}\end{aligned} \tag{4-48}$$

可以看出，极化球体在地面的总场异常和二次场异常都是位于球心的水平电流偶极子的电场。

极化球体的中梯η_s异常表达式可由(4-47)、（4-48）式，或直接根据（4-46）、（4-28）式求得

$$\begin{aligned}\eta_s&=\eta_1+(1-\eta_1)\frac{2\left(\frac{\mu_2^*-1}{2\mu_2^*+1}-\frac{\mu_2-1}{2\mu_2+1}\right)}{1+2\frac{\mu_2^*-1}{2\mu_2^*+1}G}G\\&=\eta_1+\frac{\frac{6\mu_2^*(\eta_2-\eta_1)}{(2\mu_2^*+1)(2\mu_2+1)}}{1+2\frac{\mu_2^*-1}{2\mu_2^*+1}G}G\end{aligned} \tag{4-49}$$

计算η_s的近似公式可以由（4-47）式出发，按（4-34）式推导出。根据（4-47）式，

$$\rho_s^*=\rho_1^*\left(1+2\frac{\mu_2^*-1}{2\mu_2^*+1}G\right)$$

$$\frac{\partial\rho_s^*}{\partial\rho_2^*}=\frac{1}{\rho_1^*}\frac{\partial\rho_s^*}{\partial\mu_2^*}=\frac{6G}{(2\mu_2^*+1)^2}$$

故

$$B_2=\frac{\rho_2^*}{\rho_s^*}\cdot\frac{\partial\rho_s^*}{\partial\rho_2^*}=\frac{\frac{6\mu_2^*}{(2\mu_2^*+1)^2}}{\left(1+2\frac{\mu_2^*-1}{2\mu_2^*+1}G\right)}G$$

于是得到

$$\eta_s\approx\eta_1+\frac{\frac{6\mu_2^*(\eta_2-\eta_1)}{(2\mu_2^*+1)^2}}{1+2\frac{\mu_2^*-1}{2\mu_2^*+1}G}G \tag{4-50}$$

与（4-49）式对照可见，球形极化体的中梯η_s异常的近似公式和严格公式仅在一个物理

量上有差别。

图4-16是理论计算得到的η_s异常主剖面图和平面图。可以看出，其特点和高阻球体的中梯ρ_s异常相似，即与水平电流偶极子的电场强度分布相似。这是因为中梯装置中球体的二次场异常和总场异常都是位于球心的水平电流偶极子的电场，其主剖面上电场异常的特点都是对称于球心的地表投影点的。η_s是E_{2x}和E_x的比值，其异常与水平电流偶极子的电场异常形态上相似，即异常也对称于球心地表投影点，零值点、极大值点位置相同，极小值点位置也接近，只是正、负异常的相对大小（例如极大值和极小值的比值）有差别，这决定于总场异常的符号及相对大小。从η_s等值线平面图上可以看出，随着远离主剖面，异常幅度变小，宽

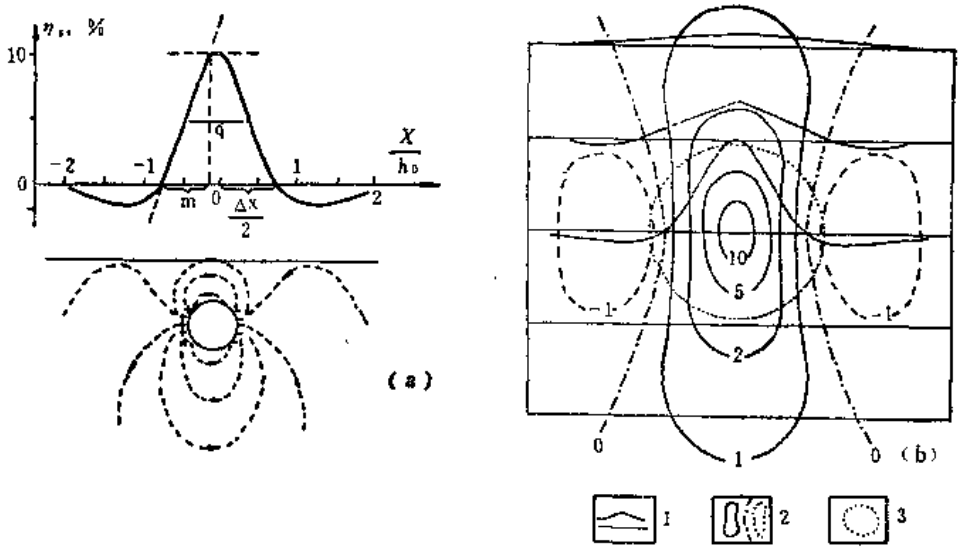


图 4-16　球形极化体上的中梯η_s异常

(a) 主剖面曲线；　(b) 剖面平面图和等值线平面图；

1—剖面曲线；2—等值线；3—球体在地面的投影

度变大，曲线变得平缓。这相当于球体埋深变大时的异常特点。η_s等值线有伸长的形状，其走向与外电流场方向垂直，这容易使人误认为极化体也有伸长的形状。但测线离开主剖面时，η_s异常曲线的幅度明显降低而宽度明显增大，则反映其走向不长。当改变供电方向（即测线方向）时，等值线将随之改变延伸方向，这是与一定走向长度的极化体明显不同的。

由（4-49）式可以看出，η_s异常幅值和球体剩余极化率（$\eta_2-\eta_1$）成正变关系，和球体半径与埋深的比值的三次方，$(r_0/h_0)^3$，成正变关系。异常幅值和球体相对于围岩的电阻率μ_2的关系比较复杂。当μ_2很大或很小时，η_s都趋于零。这是因为当比值ρ_2/ρ_1变得很大或很小时，视电阻率异常已达饱和，ρ_2值的改变将不再影响视电阻率的异常大小，这被称为饱和现象。在视电阻率异常处于饱和的μ_2值区域内，作为视电阻率相对变化的视极化率异常很小。η_s异常随μ_2的变化是一条两边为零，中间有极大值的连续曲线。η_s取得极值时的μ_2值与极化体形状及外场方向均有关系。根据计算，对于均匀场中的球体，能产生最大η_s异常的μ_2值为

$$\mu_2=\frac{1}{2}\sqrt{(1-\eta_2)/(1-\eta_1)}\ 。$$

（2）极状极化体的中梯激电异常

实际中的脉状地质体可以理想化为板状体（长方体）。到目前为止，即便是在均匀外电

流场的简单情况下，板状体的电场解析解也还没有求得。虽然均匀外电流场中的椭球体电场有解析解，根据它求激电场的解析解是容易的，但由于椭球体断面的椭圆形状，研究异常沿走向的变化或水平板状体的异常就不够理想。因此，我们主要根据模型实验结果进行研究。只在研究极化体的相对电阻率对主剖面上激电异常形态和幅值的影响时，才利用椭球体解析解计算的结果。

图4-17是在垂直板状极化体走向的中心剖面上和沿板状极化体走向的中心剖面上分别布置供电电极时模型实验观测得到的η_s剖面平面图。

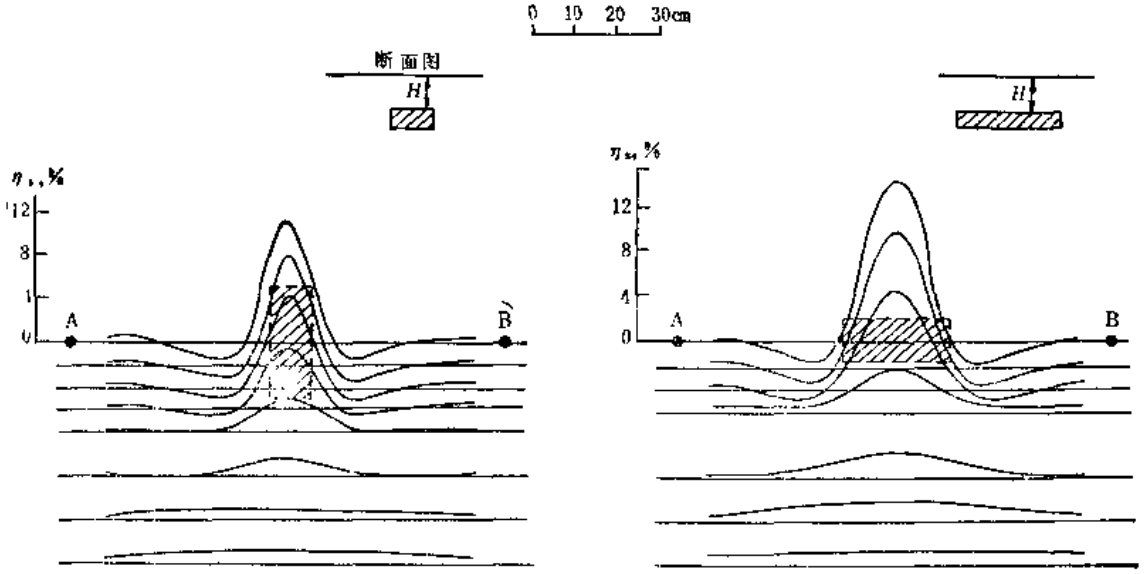


图 4-17 板状极化体模型上的中梯η_s剖面平面图（柯马罗夫，1983）
a—A、B垂直走向布置；b—A、B沿走向布置

模型实验是在砂槽中进行的，用饱含淡水的砂子作为围岩介质，用充填有石墨粉和砂的均匀混合物装入布袋，埋在砂槽中，做成板状极化体模型。由图可以看出，当测线垂直于板状极化体走向时，剖面曲线都是对称的。穿过"矿体"地表投影的剖面，η_s异常形态相似，异常幅值变化不大，而偏离"矿体"地表投影后，η_s异常幅值迅速减小，异常变宽缓。当测线平行于板状体走向布置时，剖面曲线也都是对称的。对于这样埋藏不深的"矿体"，根据沿矿体走向的中心剖面η_s异常的零值点可以大致确定"矿体"走向两端的位置，从面可求出走向长度。

为了研究极化体的相对电阻率（$\mu_2=\rho_2/\rho_1$）对倾斜板状极化体激电异常的影响，我们来看一看不同μ_2值时倾斜45°角的旋转椭球体上方主剖面的η_s异常曲线（图4-18）。不难看出，虽然不同μ_2值时倾斜椭球体上η_s异常总的特点是都具有不对称性，但μ值对异常的幅值和形态均有重大影响。就μ_2值对η_s异常幅值的影响而论，由图可以看出：当μ值很大时，η_s异常很小；随μ_2值的减小，η_s异常增大。根据上面提到的视电阻率异常的饱和现象知，如果再继续减小μ_2值，总会出现η_s异常又减小，最后趋近于零的情况。这里只是因为计算时的μ_2值取得不够低，没有给出η_s异常随μ_2值减小而降低的异常曲线。μ_2值对η_s异常形态的影响表现为①当极化体为低阻（$\mu_2<1$）时，极大值点不在矿顶而是沿矿顶往倾斜方向有一位移；η_s异常沿倾向的一支较平缓，反倾向的一支较陡且出现较明显的负异常；μ_2值越小，异常相对矿顶的位移越大，异常两支的陡缓差别越大，负异常相对也越大。②当极化体为高阻时，η_s异

常极大值大致位于矿顶附近，η_s异常两侧均出现负异常，尽管沿矿体倾向的一支仍然较缓，但出现的负异常却较大。

不同μ_2值时η_s异常形态的明显差异是因为极化体内部总场方向随μ_2值不同而变化的缘故。当$\mu_2^*=1$时，极化体内总场方向和外电流场方向相同。当$\mu_2^*>1$时，极化体排斥电流，同时进入极化体的电流折射角小于入射角，极化体内总场方向将偏往短轴方向；μ_2^*值越大，偏移越大。当$\mu_2^*<1$时，极化体吸引电流，同时进入极化体的电流折射角大于入射角，极化体内总场方向将偏往长轴方向；μ_2^*值越小，偏移越大。可见，根据η_s异常特点判断板状极化体顶端位置和倾向是复杂的，应当结合相对电阻率考虑，才能作出合适的推断。

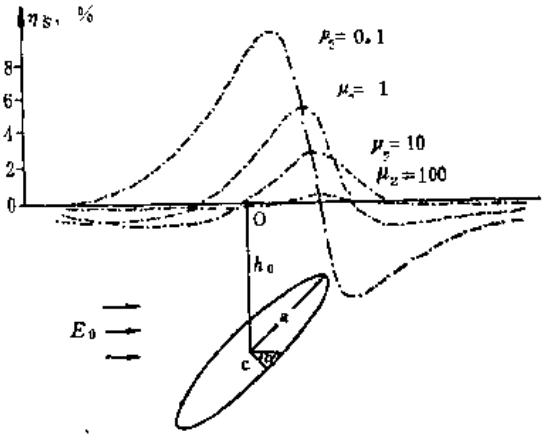


图 4-18 不同μ_2值时倾斜极化椭球体上的η_s异常曲线(引自桂林冶金地质研究所)

$a=13$, $b=13$, $c=2.6$, $h_0=13.5$, $\eta_1=2\%$, $\eta_2=40\%$

以上研究的相对电阻率对倾斜板状极化体激电异常的影响是针对板状体倾角为45°时进行的，倾角的大小当然会影响η_s异常的形状和幅值的大小。这里不再对倾角变化对η_s异常形状的影响进行讨论。至于倾角对η_s异常幅值的影响，对不同的相对电阻率值是不一样的。当埋深相同时，对于高阻极化板状体来说，直立的η_s异常最大，随倾角减小异常减小，水平时异常最小。低阻板状极化体则相反，直立的η_s异常最小，随倾角减小异常加大，水平时异常最大。

2．偶极装置

偶极装置具有异常幅度大，克服低阻覆盖层影响的能力和分辨极化体形状、产状能力较强，以及受电磁耦合干扰较小等优点。不过，偶极装置的异常比较复杂，因此要求资料解释人员充分了解其异常特点。

偶极装置的观测结果主要表示为视参数的拟断面图。因此，下面的讨论主要研究视参数拟断面图。

（1）球形极化体的偶极装置η_s异常

图4-19是理论计算得到的球形极化体的η_s剖面曲线和拟断面图。可以看出，不同n值的剖面曲线都具有对称的形状，但彼此形状不同。当$n=1$时，η_s剖面曲线在球心上方有一极大值，两侧各有一极小值。由于极距相对球心埋深还不够大，η_s异常不大。随极距的增大，球心上方的η_s极大值也增大。$n=2$时有一个较大的η_s极大值，但异常形态没有明显变化。$n=3$以后在球心上方出现了η_s极小值，其两侧对称分布了两个极大值，这两个极大值的出现分别和供电偶极（AB）与测量偶极（MN）过球心上方附近有关。再增大极距，两个极大值只稍有下降，但η_s极小值继续下降，最后η_s曲线分解为两个独立异常，它们接近于AB、MN分别过球体上方时的中梯η_s异常。在拟断面图上η_s异常等值线呈“背斜”形，中间有一条η_s异常高值带，其顶部η_s异常最大。

（2）板状极化体的偶极η_s异常

这里我们根据数值模拟和物理模拟结果进行研究。图4-20给出了数值模拟得到的直立、水平和倾斜产出的低阻板状极化体的ρ_s和P_s拟断面图，图中绘有“矿体”截面。

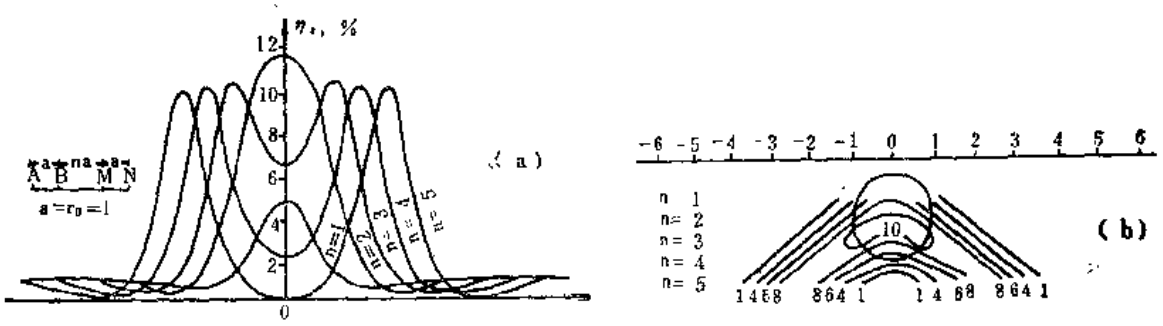


图 4-19 极化球体上偶极装置的η_s剖面曲线（a）和拟断面图（b）

$\eta_1=1\%$；$\eta_2=50\%$，$\mu=0.05$

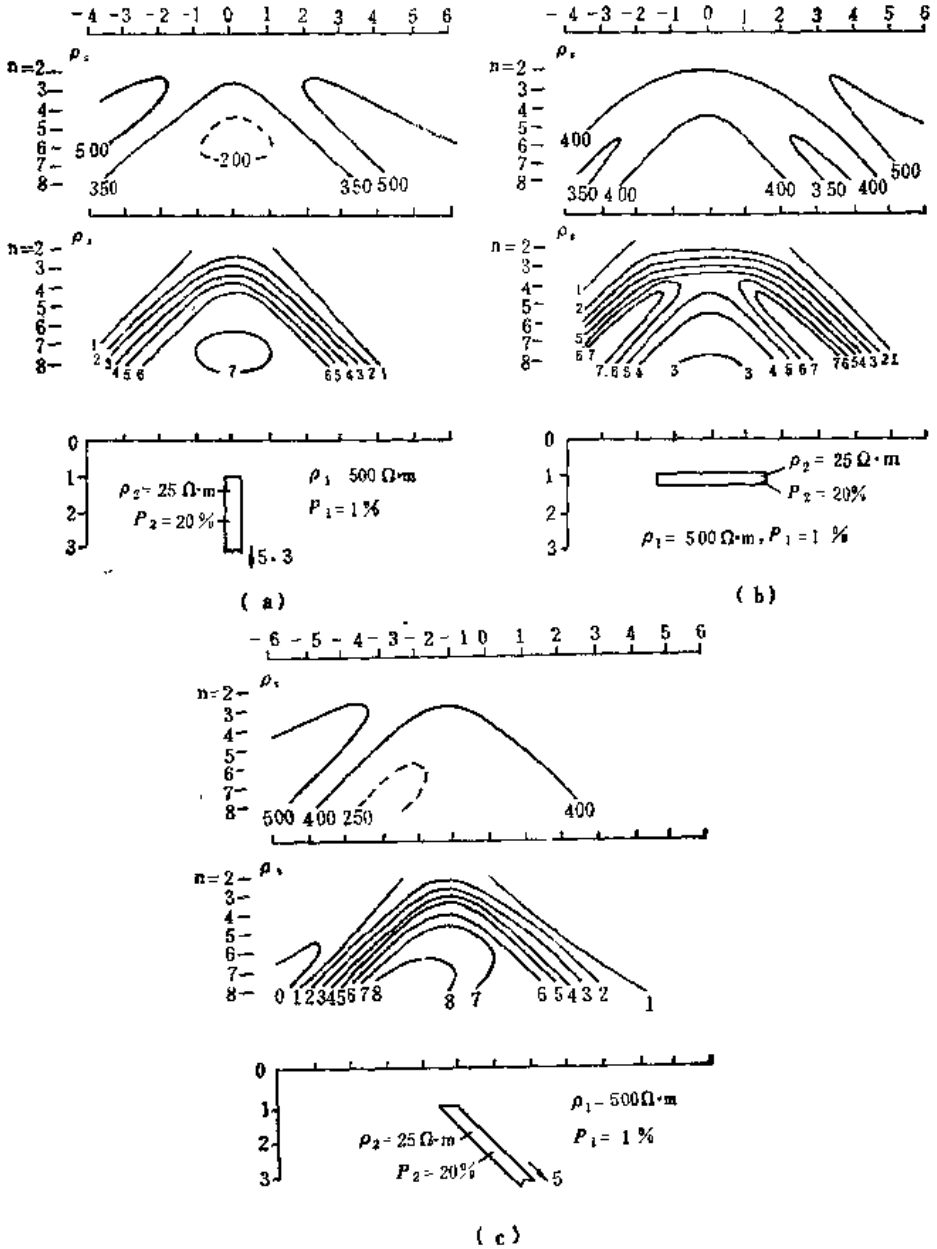


图 4-20 低阻板状极化体（二维）的ρ_s、P_s拟断面图（傅良魁，1982）

(a) 直立板；(b) 水平板；(c) 倾斜板

拟断面图中的P_s值已乘了100

由图可以看出，直立和水平产出的低阻板状极化体的P_i拟断面图都是对称形。直立板状体的拟断面图和球体的相似，呈"背斜"状，中间有一η_s异常高值带，其顶部η_s异常最大。不过，由于板状体延深比球体大，故在$n=8$时仍未完整显示出$P_i=6$的异常带。水平板状体的P_i拟断面图则为"八"字形。板状体处于高值异常"八"字半封闭圈之上、等值线近于水平的部位。倾斜板状体的拟断面图不对称，外面大致为背斜状，内部ρ_s高值异常带倾斜方向与板状体倾斜方向相反，即板状体位于与η_s高值异常封闭圈相反的"背斜"一翼。值得注意的是，ρ_s拟断面图和η_s拟断面图有相似的形状，但ρ_s低阻异常与P_i高值异常相对应。

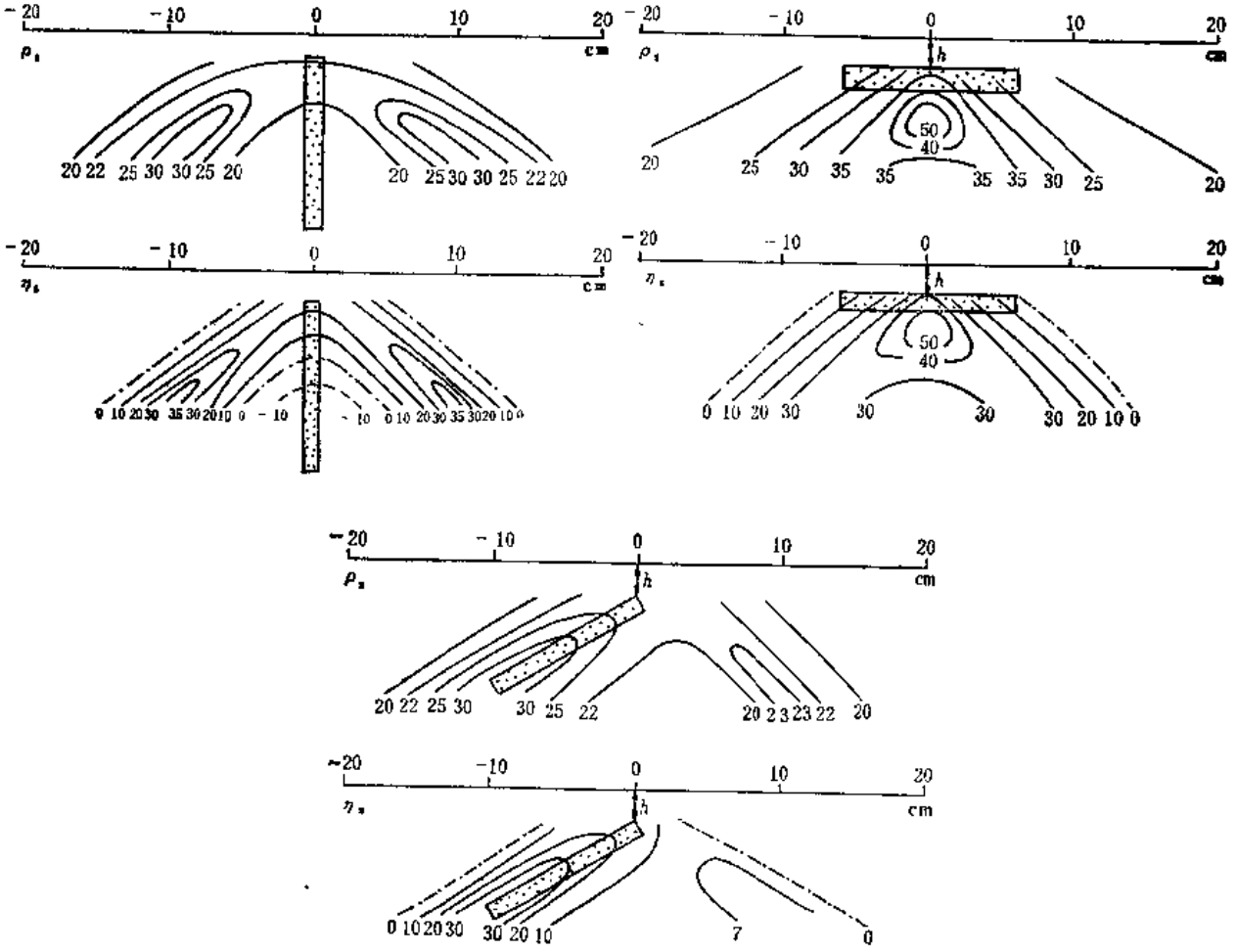


图 4-21 三种不同产状（直立，水平，倾斜）高阻浸染石墨板的偶极装置ρ_s、η_s拟断面图(傅良魁,1982)

图4-21是同样三种产状的高阻浸染石墨板上物理模拟得到的偶极装置ρ_s、η_s拟断面图。不难看出，水平高阻极化板的η_s拟断面图和直立低阻极化板的ρ_s拟断面图在形态上相似；直立高阻极化板的η_s拟断面图和水平低阻极化板的ρ_s拟断面图也在形态上相似；倾斜高阻极化板的η_s拟断面图虽然也和倾斜低阻极化板的ρ_s拟断面图形态相似，但这两种极化板倾向是相反的。即低阻倾斜板状体位置和高η_s异常值半封闭圈倾向相反而高倾斜极化板的位置和高η_s异常值半封闭圈位置一致。

把高阻板状极化体的η_s拟断面图和ρ_s拟断面图对比，我们看出，不论板状体产状如何，这两种拟断面图异常形态相似。这和低阻板状体有相似之处，不同的是，这里是ρ_s高阻异常和η_s高值异常相对应。

根据上面分析可以归纳出：相差90°的高阻和低阻板状极化体的激电异常形态相似，ρ_s异常形态也相似；不论是高阻板状极化体还是低阻板状极化体，激电异常和视电阻率异常相似。

前一种性质称为"正交特性"。造成这种特性的原因是：高阻和低阻板状体对电流场的明显畸变（即产生最大异常）正好相差90°。即电流场与高阻板状体垂直时，电流能较好地穿过高阻体，产生较强激电效应，同时被高阻体排斥在外部的电流也较多，能产生明显的视电阻率高阻异常。低阻板状体则相反，当电流与其平行时，低阻板状体吸引电流作用最强，能产生明显的激电效应，同时又能产生明显的视电阻率低阻异常。

对视激电异常和视电阻率异常之间的相似性可作如下解释。我们知道，视电阻率异常是板化体与围岩界面上因电阻率差异而形成的积累电荷产生的，其大小与一次电场法向分量成正比。激电效应等效于极化体电阻率的增加，因而界面上积累电荷面密度将发生变化。极化体产生的二次电场可以看成是极化体的等效电阻率变化引起的积累电荷的变化所产生的，因此，积累电荷面密度的增量也近似地和界面上一次电场法向分量成正比。只要激电效应不明显改变板化体和围岩的电阻率比值，二次场与一次场（或总场）异常，在形态上要么相似（高阻极化体），要么镜像相似（低阻极化体）。ρ_s拟断面图与η_s拟断面图则是形状相似：对低阻极化体是低值ρ_s异常对应高值η_s异常，而对高阻极化体则是高值ρ_s异常对应高值η_s异常。这种规律对其它形体和装置也都成立。

三、激电测深法的异常特点

激电测深法最常用的是对称四极装置，这里我们只讨论对称四极装置测深。

1. 水平层状大地的激电测深曲线

根据水平层状大地上对称四极测深法的视电阻率表达式，利用等效电阻率法，便可容易地得到水平层状极化大地上对称四极激电测深的视激电参数（η_s、P_s、φ_s等）的解析表达式或利用近似公式求得激电测深视激电参数的近似公式。这样，便可以计算各种层状介质上的激电测深理论曲线，构组量板。不过，决定激电测深曲线的参数要比决定电阻率测深曲线的多，因为还有激电参数。故计算理论曲线和制定理论量板都较电阻率测深困难，而且用量板进行定量解释也并不方便。目前一般是用最优化法进行解释。

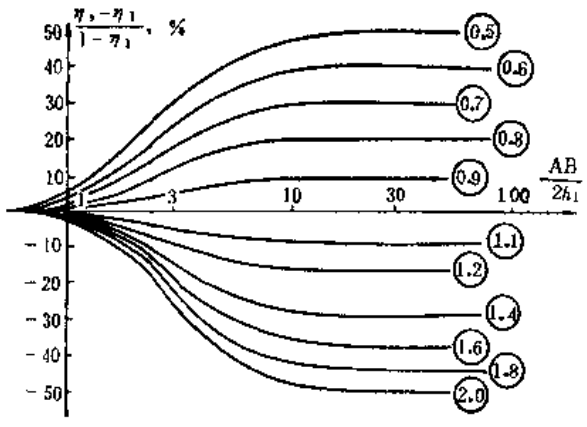


图 4-22 二层激电测深曲线

$\rho_2/\rho_1=1$，圆圈内的数字表示$\gamma(=(1-\eta_2)/(1-\eta_1))$值

激电测深曲线的横轴（$AB/2$）采用对数坐标（模数为6.25cm），纵轴（η_s/η_1或P_s/P_1）可以采用对数坐标，也可以采用算术坐标。

与电测深曲线类似，激电测深曲线的形状决定于相邻层激电强度参数值（η_s、P_s、等）的相对大小，因此，根据相邻层激电强度参数值的相对大小来划分曲线类型。

二层曲线有二种类型：D型（$\eta_2<\eta_1$）和G型（$\eta_2>\eta_1$）。图4-22是$\mu_2=1$时的一组二层激电测深曲线，曲线的参数是$\gamma=(1-\eta_2)/(1-\eta_1)$。$\gamma>1$即$\eta_2<\eta_1$；$\gamma<1$即$\eta_2>\eta_1$。从这组曲线可到二层激电测深曲线的一般特点。应当注意的是，μ_2值不同会改变二层激电测深曲线上升

或下降的早、晚或快、慢，这可以从下面列举的三层激电测深曲线的二层部分看出。

图4-23是水平极化层（相当于水平三层情况，其中一、三层电阻率和极化率均相同并且极化率值不大）上的激电测深曲线，是三层中的一种特殊情况。可以看出，它们都是K型曲线，中间层与顶层和底层的电阻率差异不仅影响了η_s曲线开始上升的早晚和上升的快慢，而且还影响η_s异常极值的大小。

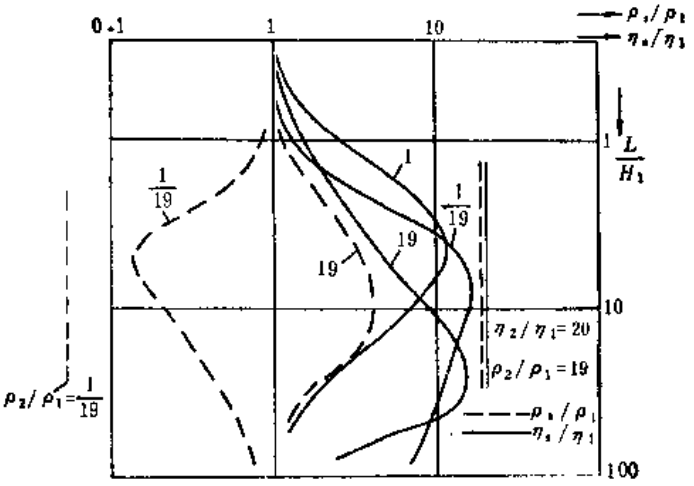


图 4-23　水平板状体上的激电测深曲线
（柯马罗夫，1983）
$h_2=2h_1$，$\eta_2=20\eta_1$

值得注意的是，对于K型或Q型的三层电阻率断面，当极距大到一定大小后，第一层对激电效应的贡献（稀释系数B_1）会变为负，这就是所谓层状大地的负激电效应（Nabighian和Elliot，1976）。为了说明这种看似奇怪的现象，让我们来看一看两类三层电阻率理论测深曲线（图4-24）。

（a）组中实线是$\rho_1=1\Omega\cdot m$，$\rho_2=10\Omega\cdot m$，$\rho_3=0.1\Omega\cdot m$的K型电测深曲

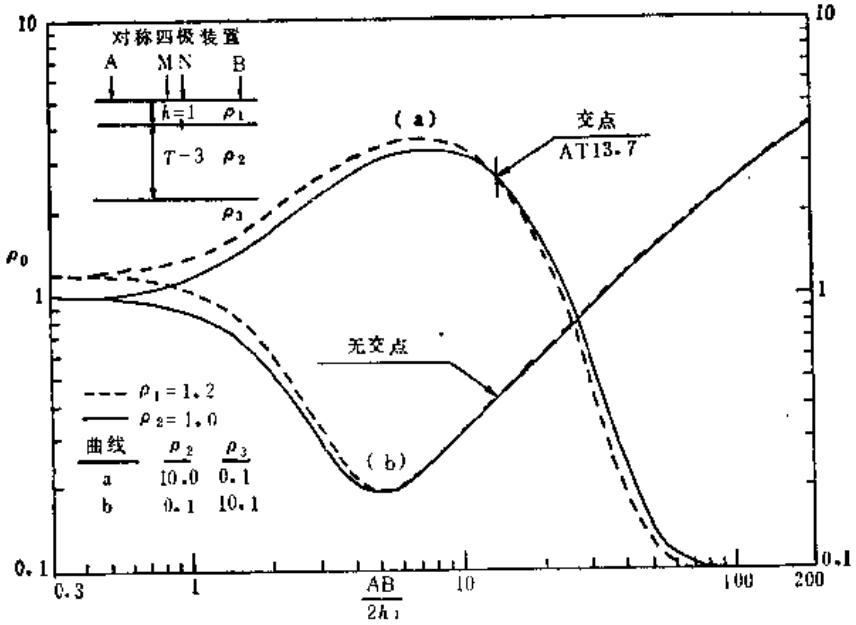


图 4-24　ρ_1改变时K型、H型电阻率测深曲线的变化
（Nabighian和Elliot，1976）

线，(b)组中的实线是$\rho_1=1\Omega\cdot m$，$\rho_2=0.1\Omega\cdot m$，$\rho_3=10\Omega\cdot m$的H型电测深曲线。当其它参数不变，仅ρ_1变为$1.2\Omega\cdot m$时其对应的电测深曲线（相当于$\eta_1=16.7\%$时的与总场相应的电测深曲线）为虚线所示。可以看出，K型曲线在$AB/2h_1=13.7$时与一次场相应的电测深曲线和与总场相应的电测深曲线有一交点，在交点前视极化率为正，交点后则为负。H型曲线

没有交点，它不会出现负激电效应。

由（4-34）、（4-35）式，$\eta_t \approx B_1\eta_1 + B_2\eta_2 + B_3\eta_3$和$B_1 + B_2 + B_3 = 1$。所以，第一层贡献为负时，第二层的贡献就可大于1，即大于其真值η_2。当第一层极化率比第二层大，而探测对象为第三层时，第一层的负激电效应会屏蔽第三层的贡献，使其要到比一般层序情况更大的极距时才反映出来。图4-25示出的是美国南部用维纳装置进行激电测深，寻找在冲积层下

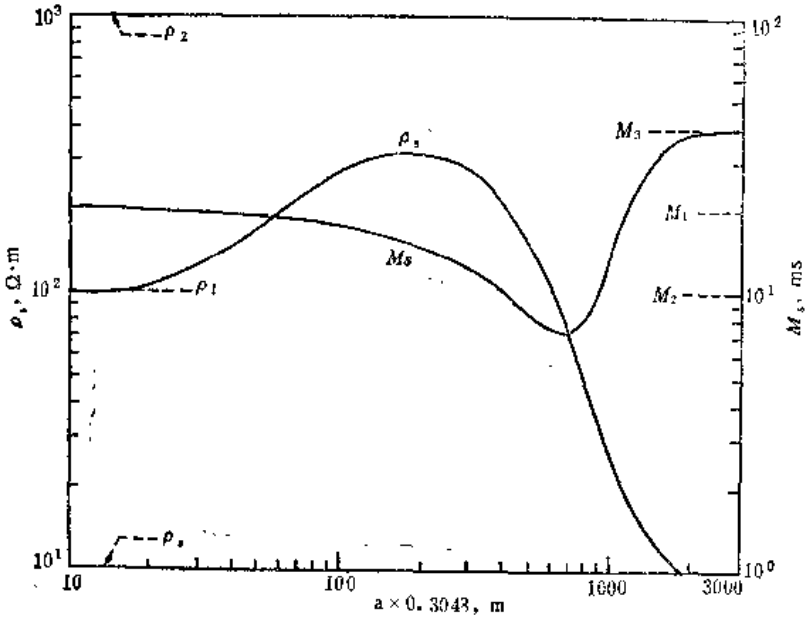


图 4-25 说明层状大地负激电效应影响的实例
(Nabighian and Elliot, 1976)

火山基岩中的硫化金属矿体的大地模型理论视电阻率和视充电率测深曲线。这里硫化金属矿顶端埋深仅133英尺。视电阻率测深曲线在较小电极距时就开始反映了硫化金属矿的存在。但是，由于第一层的负激电效应，视充电率可低到不足8%，小于任何一种地层的真充电率值（已标在图上）。同时，要从视充电率测深曲线上反映出硫化金属矿的存在，至少要用等于或大于9倍矿体深度的极距（约1200英尺）❶，这就意味着A、B间的距离要等于或大于3600英尺（这是矿体埋深的27倍）才能发现矿体。这比一般所用的最大电极距要大好几倍。因此，在K、Q层序以及包含有K、Q层序（这时同样有负激电效应）的大地中寻找位于低阻层中的激化体时，必须考虑到层状大地的负激电效应及其对激电测量的影响，要选用比通常找矿大得多的电极距进行激电测量。

由于各种地层之间的极化率差异远没有电阻率差异大，尤其是离子导电岩石间激电特性差异更小，加之激电测深解释又比电阻率测深困难，因此激电测深主要不是用来研究成层构造，而是用来探测与电子导电矿物有关的极化层的分布或寻找含水层。因此，激电测深在很大程度上是用来研究局部极化体，而且对激电测深曲线侧重定性解释。

2．局部极化体上的激电测深曲线

❶1英尺（ft）=0.3048米（m）。

图4-26是球形极化体主剖面上不同测深点的η_s测深曲线。当测深点位于球体正上方时（$x=0$），η_s测深曲线为二层G型曲线。当测深点偏离球体正上方后，η_s异常变小。当测深点偏离小于球心埋深的一半（$x<1$）时，η_s测深曲线仍为二层G型曲线，但η_s饱和值随远离球心地表投影距离增大而减小。当测深点偏离球心埋深一半以后（$x\geq1$），η_s测深曲线出现极大值，即变成了K型曲线。其渐近线即为中梯装置时该点应有的η_s值。因此，当$x>h_0/\sqrt{2}$时，渐近值为负值。η_s测深曲线出现极大值，是由于供电电极移动到球体上方附近对球体的极化作用较强的结果。

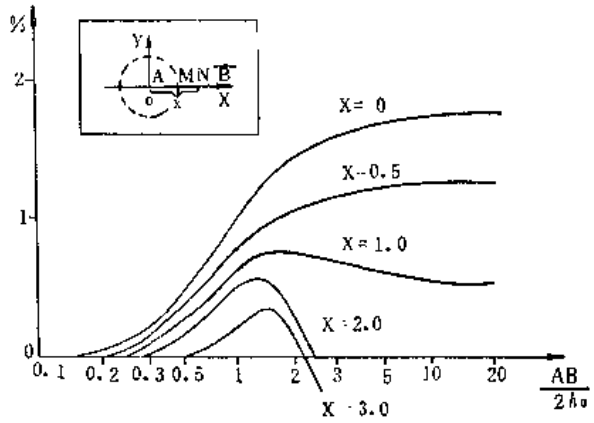


图 4-26 极化球体主剖面上不同位置（x）测深点的η_s理论测深曲线

$\rho_0=1$，$h_0=2$，$\rho_1=\rho_2$，$\eta_1=0$，$\eta_2=20\%$

低阻板状极化体上激电测深曲线的基本特征与球形极化体类似，这可由图4-27看出。当

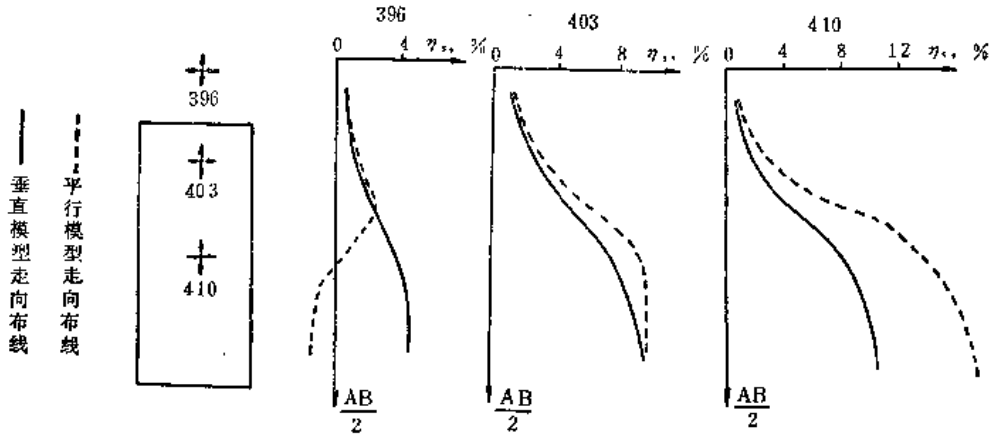


图 4-27 水平铜板模型上的激电测深曲线的特点

铜板是面极化体，故这里的模拟结果和体极化体物理模拟有差别。不过定性地看，这种地电模型情况特征似乎是类似的

测深点位于极化体的地面投影范围之内时（图中410和403点），η_s测深曲线均为G型，平行长边布极时的η_s值要比平行短边布极时的η_s值大。当测深点位于极化体地面投影之外时，可分两种情况讨论。当测深装置相对极化体对称时，例如图中396点垂直模型走向布极（实线），η_s测深曲线仍为G型，但η_s异常幅度明显降低了。若测深装置相对极化体不对称，尤其是当布极线通过极化体上方时，如图中396点平行模型走向线布极（虚线），η_s测深曲线出现极大值，表现为K型。极大值的出现和一个供电电极通过极化体上方造成的强极化作用有关。因此，若通过极化体上方的剖面布线，则根据剖面上各点η_s测深曲线类型的变化，可以大致估计极化体在剖面上的分布范围。进行面积性工作后，就可大致确定极化体在地面的投影范围。

地面投影范围较大的水平高阻板状极化体上的η_s测深曲线和上述良导性低阻板状体上不同，不是G型而是K型，见图4-28 $\alpha=0$的η_s测深曲线。实际上，上述良导性低阻板状体如果分布范围相对埋深很大，在中间部位也会测到K型η_s曲线。不过，电阻率越低要求其相对分布范围越大，才会在中部出现K型η_s曲线。对于倾斜高阻板状体，平行其走向布极时得到的也是K型η_s测深曲线。只当高阻板状体产状较陡（倾角$\alpha>45°$），且垂直于其走向布极时，在

其上方测得的η_s曲线才为G型。

对局部极化体上的η_s测深曲线进行定量解释、比对层状大地的情况困难，目前仅限于对极化体形状、产状和埋深作粗略的半定量估计。为了推断极化体的断面形状和产状，通常需要在垂直于极化体走向的测线上，作若干个点的激电测深观测，根据实测资料绘制激电参数的等值线断面图。根据经验，当极化体电阻率和围岩相近时，纵坐标取AB/4，并用横坐标相同的比例尺，则η_s等值线可形象地和直观地反映极化体在断面中的形状、产状和空间位置。图4-29便是两个垂向相间的倾斜高阻极化板模型上激电测深物理模拟得到的η_s等值线断面图。可以看出，η_s等值线范围与极化体断面吻合得很好。

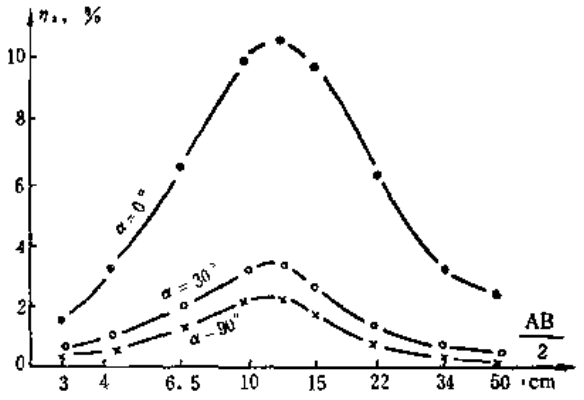


图 4-28 高阻板状模型上的激电测深曲线（傅良魁，1982）

α—模型倾角；
模型尺寸：20×12×2cm³，埋深，6cm；
布极线平行模型走向

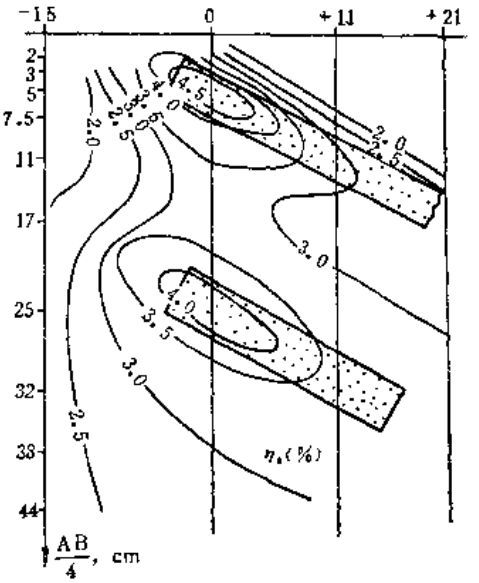


图 4-29 双层高阻板状倾斜极化体上的激电测深η_s等值线断面图（李金铭，1980）

上层模型尺寸：40×20×4cm³；
下层模型尺寸：23×9×5cm³

有限极化体的上部埋深可以大致根据η_s测深曲线的转折点对应的$AB/2$值估计。可见，其精度是不高的。

四、激电法的地形影响

设地电条件如图4-30所示：地面不平、地下导电性不均匀，但各地质体皆有相同的极化率η，测量装置可以任意。

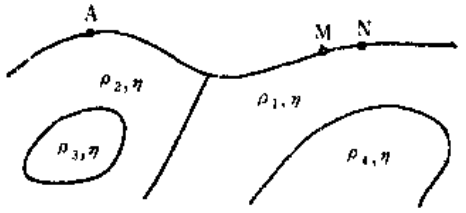


图 4-30 地面不平，地下导电性不均匀但极化率均匀的地电断面

起伏地形情况下视电阻一般可表为

$$\rho_s = K_{地}\rho_1[1 + f(\mu_i, G)] \qquad (4\text{-}51)$$

式中 ρ_1——MN所在介质的电阻率；

$K_{地}$——地形影响系数；

f——μ_i和G的函数，其中$\mu_i = \rho_i/\rho_1$ $(i=1, n)$；

G——几何因素，由电阻率分布和电极分布决定，其中也包括了地形的影响。

根据等效电阻率法，将各介质的电阻率用等效电阻率代换，即可求得视等效电阻率ρ_s^*。由于各介质极化率相等，均为η，故$\mu_i^*=\mu_i$。于是视等效电阻率为

$$\rho_s^*=\frac{1}{1-\eta}K_* \rho_i[1+f(\mu_i,G)]$$

因此视极化率为

$$\eta_s=1-\frac{\rho_s}{\rho_s^*}=\eta$$

上式说明，如果地下介质极化率是均匀的，则用任何装置进行激电测量时，地形起伏和地下导电性不均匀均不造成视极化率异常，即观测到的视极化率都等于真极化率。

将此结论推广到岩、矿石标本的极化率测量工作中，则只要标本极化率均匀，不论标本形状如何、大小怎样、导电性均匀否，采用何装置，测量到的都是标本的真极化率。

通常，不含电子导体的岩石、破碎带等离子导体极化率都很小，彼此相差也不大，故它们构成的起伏地形不会产生η_s假异常。而地形起伏在电阻率法和其它许多电法勘探方法中确会引起假异常，造成干扰。单纯地形起伏和离子导电性差异不引起视极化率假异常是激电法的又一个重要优点。

上述结论虽然是对视极化率作出的，但同样适用于其它激电强度参数，如频散率、相位等，这可以从第二节的讨论看出。

应当指出，地形不引起激电假异常并不等于地形对激电异常没有影响。当地下极化体完全一样时，不同的起伏地形（包括水平地表）测到的视激化率异常各异。在地形起伏地区解释激电异常时，必须充分考虑地形对激电异常形态和幅值的畸变。

五、激电法的电磁耦合干扰

所谓耦合，指的是激电发送机和接收机之间的电性联系，有电阻耦合、电容耦合和电磁耦合三种。

电阻耦合是供电迴路、地下介质和测量迴路间因电传导作用而产生的互阻抗（$\Delta U/I$），它是进行电阻率法和激电法时所要测定的。

电容耦合是供电导线和地下介质、测量导线和地下介质，以及供电导线和测量导线之间因存在有分布电容，形成电容性导电而产生的互阻抗。供交流电时，它与频率有关，会产生干扰性频散率，供直流电时，它与延时有关，会造成干扰性极化率。不过，在激电法野外工作中，其干扰一般并不严重。

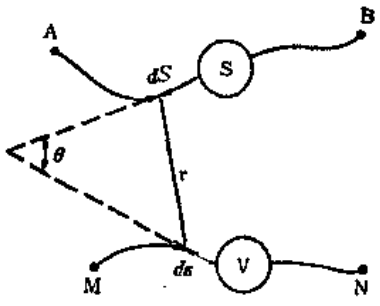


图 4-31　电磁耦合理论计算几何关系示意图

电磁耦合又称感应耦合，是指供电导线、测量导线和地下介质本身以及相互间因存在自感和互感，而形成的互阻抗。供交流电时，它与频率有关，会产生干扰性频散率，供直流电时，它与延时有关，会产生干扰性极化率，对激电资料，尤其是交流激电法资料造成干扰。自激电法用于生产以来，人们对电磁耦合的性质、规律和去耦问题，进行过大量的研究。

根据桑德的研究（Sunde，1968），水平层状介质上图 4-31所示的四极装置的供电导线和测量导线之间的交流互阻抗$Z(\omega)(=\Delta U(\omega)/I(\omega))$可表示为

$$Z(\omega)=\int_B^A\int_M^N\left[P(r)\cos\theta+\frac{\partial^2}{\partial S\partial s}Q(r)\right]dSds$$

$$=\int_B^A\int_M^N P(r)\cos\theta dSds+Q(AM)-Q(AN)-Q(BM)+Q(BN) \qquad (4\text{-}52)$$

式中 $P(r)$——纯感应函数；

$Q(r)$ ——接地函数；

dS和ds——供电导线和测量导线的线元。

在地面电法勘探常用频率范围内，准稳态近似成立，具有实电阻率的地下水平均匀介质的纯感应函数和接地函数具有如下形式（谐变关系为$e^{i\omega t}$）：

$$P(r)=\frac{\rho}{2\pi}\cdot\frac{1-(1+kr)e^{-kr}}{r^3}, \qquad (4\text{-}53)$$

$$Q(r)=\frac{\rho}{2\pi r}, \qquad (4\text{-}54)$$

式中 $k=\sqrt{i\omega\mu/\rho}$——传播常数，$i=\sqrt{-1}$；

ω——角频率；

μ——磁导率。

不难看出，这时的接地函数就是位函数，为实量，即电阻耦合项，纯感应函数是复量，即电磁耦合项。

干扰性频散率定义为

$$P_L=\left[1-\frac{|Z(\omega)|}{Z(0)}\right] \qquad (4\text{-}55)$$

或

$$P_L=\left[1-\frac{|\rho_s(\omega)|}{\rho_s(0)}\right] \qquad (4\text{-}56)$$

由（4-52）、（4-53）式可以看出，电磁耦合和供电导线长度、测量导线长度，两导线之间的距离、夹角、交流电的频率及介质电阻率等均有关系。电磁耦合随供电导线、测量导线长度的增大而增强，随它们之间夹角的余弦而正变：当夹角为 0 °时，电磁耦合最大；90°时，电磁耦合最小。电磁耦合随交流电频率的增大面增强。电磁耦合和供电、测量导线之间距离的关系则比较复杂。对于中梯、对称四极装置，电磁耦合随两导线之间距离的减小而增大。对偶极装置，电磁耦合项近似与两导线间距离无关，但在互阻抗中所占比例则随距离增大而增大，故干扰性频散率随偶极间距离的增大而增强。电磁耦合和大地电阻率的关系比较复杂，可由下面的讨论看出。

根据理论研究，偶极装置的电磁耦合干扰性频散率为正值，是综合参数$p=a^2f/\rho$和n的函数。这里a是电极距(m)，f是频率(Hz)，ρ是大地电阻率(Ωm)，n是电极距系数。图4-32是理论计算结果。我们可以从图上看到电磁耦合干扰和综合参数、电极距系数之间的关系。可以看出，对某一频段来说干扰性频散率随综合参数的变化曲线都可近似看成直线，故干扰性频散率可表示为频率的幂函数

$$p_L{}^0\approx A^0f^{a^0}, \qquad (4\text{-}57)$$

式中 A^0a^0和a——均为系数。

中梯装置或对称四极装置的电磁耦合干扰性频散率P_L^Z皆为负值，是综合参数$p=L^2f/\rho$

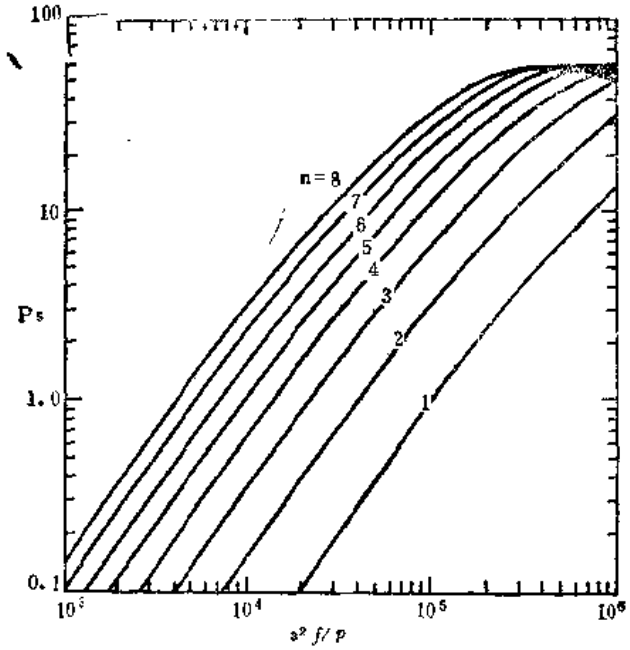


图 4-32　均匀大地上偶极装置的干扰性频散率理论曲线（Hohmann, 1973）

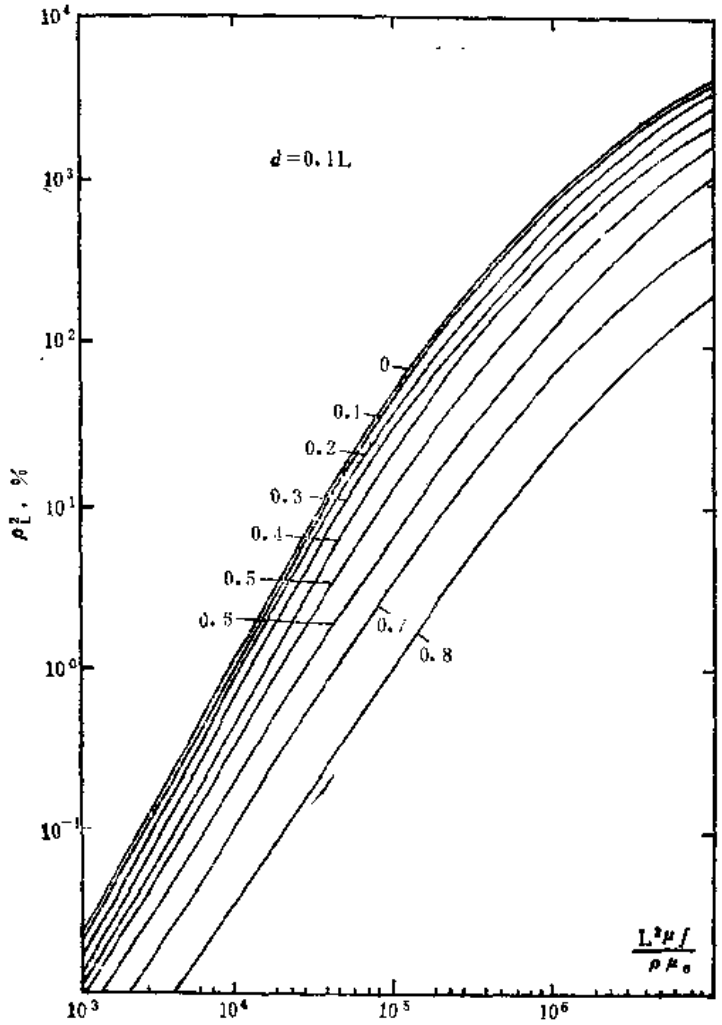


图 4-33　均匀大地上中梯装置的干扰性频散率理论曲线

的函数。这里 $L=AB/2$(m)，其余同前。电磁耦合干扰性频散率和综合参数p的关系见图4-33。同样，对某一不大的频段，有如下近似关系：

$$P_L^2 \approx A^2 f_a^2 \tag{2-58}$$

式中 A^2、a^2——系数。

由于在相同地电条件下，探测同一目的物时，中梯装置选用的供电电极距要比对称四极装置和偶极装置大得多，因此，其电磁耦合最强。即使中梯装置或对称四极装置的供电电极距AB和偶极装置的供电电极A到测量电极N的距离相同，也是偶极装置电磁耦合弱。因此，偶极装置受电磁耦合影响最小。

时间域测量时的电磁耦合干扰性极化率对偶极装置来说是综合参数 $p=a^2/\rho t$和n的函数，对中梯和对称四极装置来说是综合参数 $p=L^2/\rho t$ 的函数，上述 t 是延时。根据研究，频率为 f时的频率效应和在延时$t=1/2\pi f$时的阶跃函数的衰减成正比 (Madden和Cantwell, 1967)。因此，干扰性极化率随综合参数的变化规律和频率域的变化规律是类似的。

在激电法野外测量工作中，为避免电磁耦合对激电测量结果的干扰，应采取如下一些措施：

①在根据测得的视电阻率估计可能有较强电磁耦合干扰的地区，在不影响地质效果的前提下，尽量采用受电磁耦合影响小的装置。一般常用装置中，偶极装置受电磁耦合影响最小，地质效果也优于中梯装置，应优先考虑使用，尤其是在进行交流激电法工作时。在同时移动供电线路和接收线路进行测量时，从经济观点出发，偶极装置也是最好的。有时还采用各种正交装置，即AB和MN垂直的装置，这种装置受电磁耦合影响最小。

②在研究深度允许和不太影响野外生产效率(对中梯装置而言)的条件下，采用尽量小的电极距。

③合理布置导线和电极，让供电导线和测量导线尽量远离。必须交叉时，宜相互正交通过。

④选用较低的工作频率或较长的延时。麦登和康特威尔提出了一些计算频率上限（频率域）和延时下限（时间域）的公式 (Madden和Cantwell, 1967)。对偶极装置：

$$f_{上限} \leqslant \frac{4\rho_s \times 10^{-2}}{(n+1)^2 a^2} \tag{4-59}$$

$$t_{下限} \geqslant \frac{(n+1)^2 a^2}{8\pi\rho_s} \times 10^2 \tag{4-60}$$

对中梯装置：

$$f_{上限} \leqslant \frac{\rho_s \times 10^{-2}}{L^2} \tag{4-61}$$

$$t_{下限} \geqslant \frac{L^2}{2\pi\rho_s} \times 10^2 \tag{4-62}$$

以上各式中，ρ_s为视电阻率 (Ωm)，a、L意义同前，单位为km，n为电极距系数。

时间域测量避免电磁耦合要比频率域测量容易。因为电磁耦合的时间常数要比激电效应的小得多，只要合适地加大延时，即可有效地避免电磁耦合。国内外经验表明，采用中梯装置，当延时大于500ms时，电磁耦合效应对直流激电观测结果的影响一般均可忽略不计。按 (4-62) 式计算，当$L=500$m时，要求$\rho_s \geqslant 8\Omega$m，这在野外通常是能达到的。

尽管采取了上述措施，激电法野外资料仍难免不受电磁耦合的影响。有时这种影响很大，会畸变、甚至"淹没"实际的激电异常或产生虚假的激电异常。这时便需从实测数据中去除或分离出电磁耦合效应，以得到单纯的激电效应。由于在直流激电法中采用加大延时可以有效地压制电磁耦合干扰，故人们都致力于研究交流激电资料中电磁耦合的去除问题，提出过许多方法。这些方法大都是以激电响应和电磁耦合响应有不同频谱特性为依据的。

第五章　电法勘探在石油和天然气普查与勘探中的应用

在前面几章中，论述了当今在石油与天然气普查与勘探中所用的几种电法勘探方法的原理，以及野外工作和室内解释方法。这里，我们将用实例说明它们的应用效果。

第一节　电测深法在石油和天然气普查与勘探中的应用

电测深法目前已广泛地应用于地质勘探的各个方面。在石油工业中，它用以勘探区域构造，以便划分油气远景区，为进一步布置地质和其他地球物理工作，特别是地震详查提供探区。在条件较好的地区，电测深法也可用来寻找和圈定局部构造。

例一

在苏联德涅泊—顿涅茨盆地南缘用电测深法进行区域调查，研究该地台结晶基底起伏或泥盆纪碳酸盐沉积的构造情况。该区的地电断面如下：

第一层：第四系（黄土层、粘土）和部分第三系（粘土），厚度由1m到50m，电阻率由20到1200Ω·m不等。

第二层：下第三系（砂石及泥灰岩），在部分地区也可能为白垩系或志留系上部，厚度约75m，电阻率的变化范围从20到300Ω·m。

第三层：在该区并不普遍，推测为白垩系，在电测深曲线上反映不明显，其电阻率为40到50Ω·m。

第四层：为电阻率不大的砂质、粘土质志留系岩层，电阻率仅5到14Ω·m，厚度约700m，全区普遍存在。

第五层：为电导性良好的含矿化水的石炭系、二叠系、三叠系岩层组成，电阻率为2.5到4Ω·m，厚度大于2000到3000m。

第六层：为电阻率无限大的高阻层，它既可能是前寒武纪结晶基底也可能为泥盆纪的碳酸盐沉积和化学沉积。

测区的全部电测深曲线尾支都达到45°渐近线（如图5-1）。最大电极距$\frac{AB}{2}$=10,000m。全区电测深曲线可分为两种类型，KQQH（如测点40）和HKQH（如测点146或107）。第一类曲线可以反映该区各个电性层；第二类曲线的第四、五层趋于一层，难以分辨。相反，第一层又分为两层，厚度也加大了，致使曲线仍保留了六层特征。两种类型的曲线分布也很有规律，第一类分布于测区的南部，而第二类则分布于北部。

定性解释时，绘制了视电阻率断面图，极值点纵横坐标图，总纵向电导S图等。其中S平面图（图5-2）表明，在探区S值变化很大，从南到北由500增大到1600～1700S，表明导电层的厚度呈南薄北厚的趋势。由于第五电性层（低阻层）对S值起着控制作用，而测井资料证实其电性变化不大，完全可以说S值的极小区是高阻标准层的隆起区，S值的极大区是导电层的发育区。因此，S图说明测区基底由南向北倾覆，在整个倾覆背景上可以看出标准层有局部隆

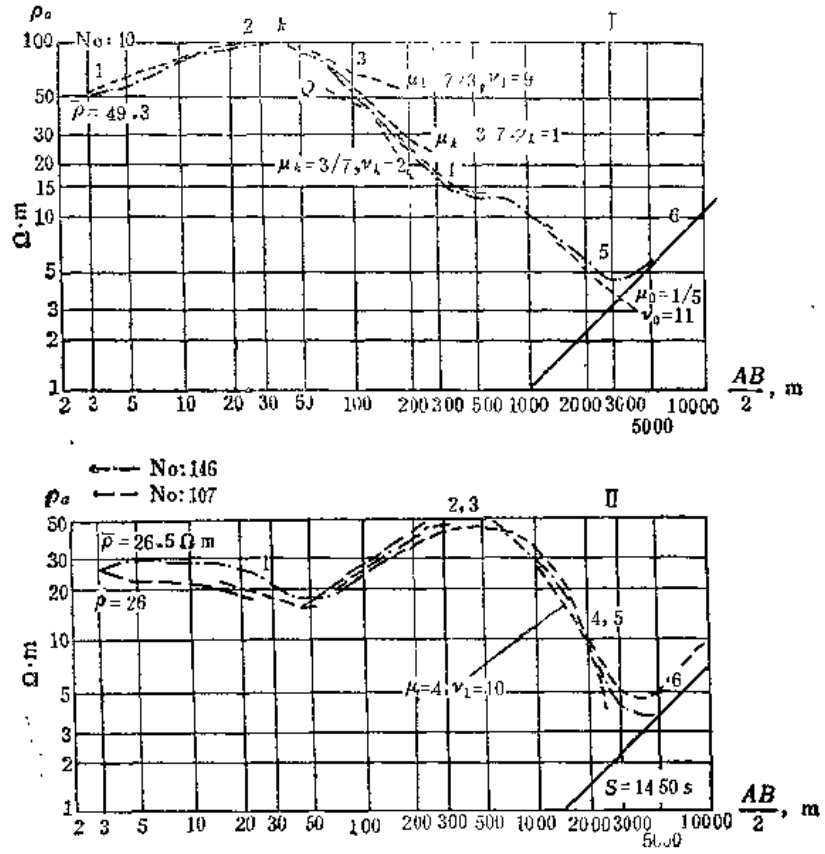


图 5-1　测区典型电测深曲线

起和坳陷，最引人注目的是中部S为400～800S的圈闭区。

为了进行测深曲线的定量解释，必须确定中间各层的电阻率，特别是第五层的电阻率ρ_5。根据测井曲线，取ρ_5=2.5Ω·m，ρ_4取7.5～14Ω·m。第三层不是到处都可以追踪到的，在解释时，ρ_3取40～50Ω·m。知道中间层电阻率后，就可以对曲线进行定量解释了。图 5-3 是由电测深资料求得的测区基底起伏图。此图与S图有许多共同特点。高阻基底向北下倾，标高从－1500m到－4000m以下，在北部隆起区（从－2000～－1500）走向近乎东西，在隆起的南北两侧为坳陷区。沿Ⅰ Ⅰ测线的各种定性图件(图5-4)可以清楚地反映测区南北向地电断面特征。

例二

我国南方某中、新生代沉积盆地，50年代末用电测深研究区域构造和沉积盆地的基底起伏的效果也是非常明显的。

据已知地质和地球物理资料，测区可分为六个电性层，如表 5-1 所示。由于二叠系和泥盆系为电阻率无限大的高阻层，直流电测深法难以区分它和老变质岩系，也探测不出高阻以下的低阻地层。

为研究本区的区域构造和沉积盆地的基底起伏，布置了几条电测深剖面，Ⅰ测线有27个测点，全长 157km 。测线垂直于区域构造走向，为NE—SW向。其中 No.1—No.9 为 HA 型；No.10—No.13为KHA型；No.14—No.26为KH型，No.27为A型曲线。曲线类型的变化，反映了地电断面的不同，与区域构造有十分明显的对应关系。

图5-5是该测线视电阻率断面图。该图清楚地反映了沿测线的区域构造形态。No.8、9之间，No.26和 27 之间有断层存在，两个断层之间是盆地的范围。在盆地中 No.21-23 点基底隆

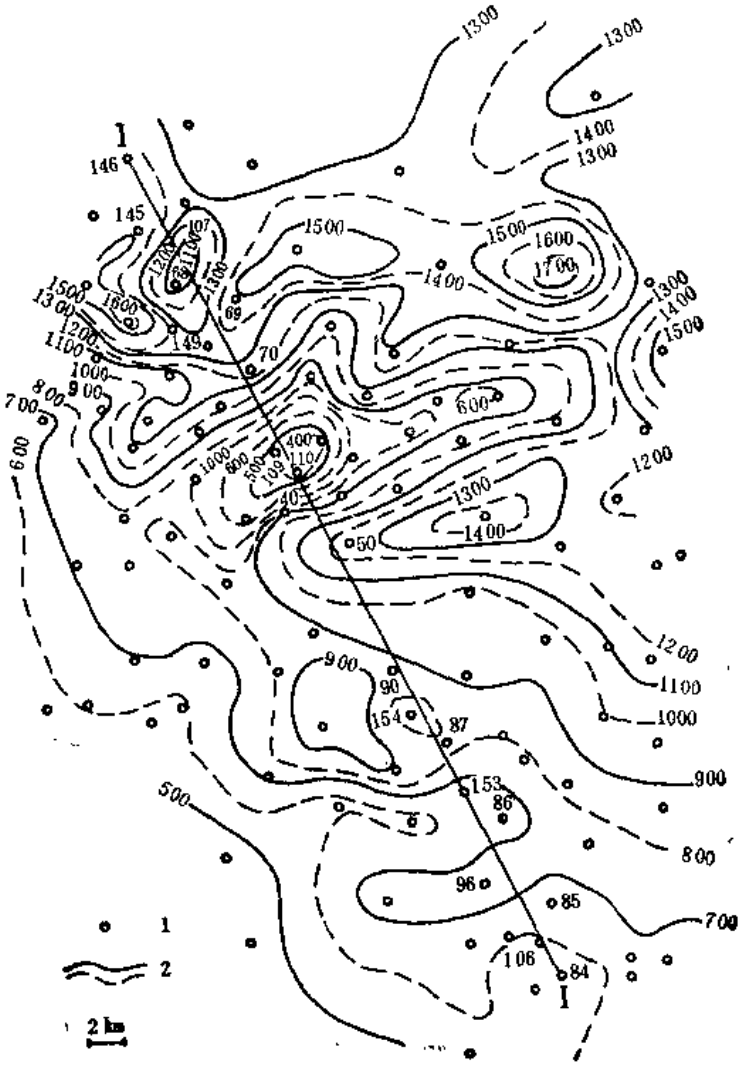


图 5-2　德渥泊一顿渥茨盆地南缘*S*图
1—测点；2—*S*等值线

起，其两侧为坳陷。区域构造的这种格架与地质和其它地球物理资料完全一致。

图5-6是*S*剖面图，它清楚地反映了沿测线高阻基底的形态。No.8处$S=8$，基底埋藏最浅，往南*S*值逐渐加大，到No.15点*S*加大到750，然而从No.15点以南*S*值并非单调递增，在No.22点减小为240，No.25点达到最大约1100，*S*图反映的高阻基底的形态和视电阻率断面图完全一致。

图5-6上也画出了该测线电测深曲线解释的基底深度图，其形态和视电阻率断面图和*S*图基本一致。

由上面电测深资料定性定量解释结果可以看出，No.8以南进入盆地，其中中、新生代的沉积可达4～5km以上，应属于找油远景区。但是，由于上古生代海相碳酸盐岩对直流电场的屏蔽作用，电测深难以探测古生界的内幕，难以确定测区内古老基底的埋深。

例三

我国西北某盆地，曾用电测深法进行石油构造的普查工作，该地区地质情况如下：

基底为古生代变质岩系（多为千枚岩、板岩及硬砂岩），其上为中、新生代地层。中生

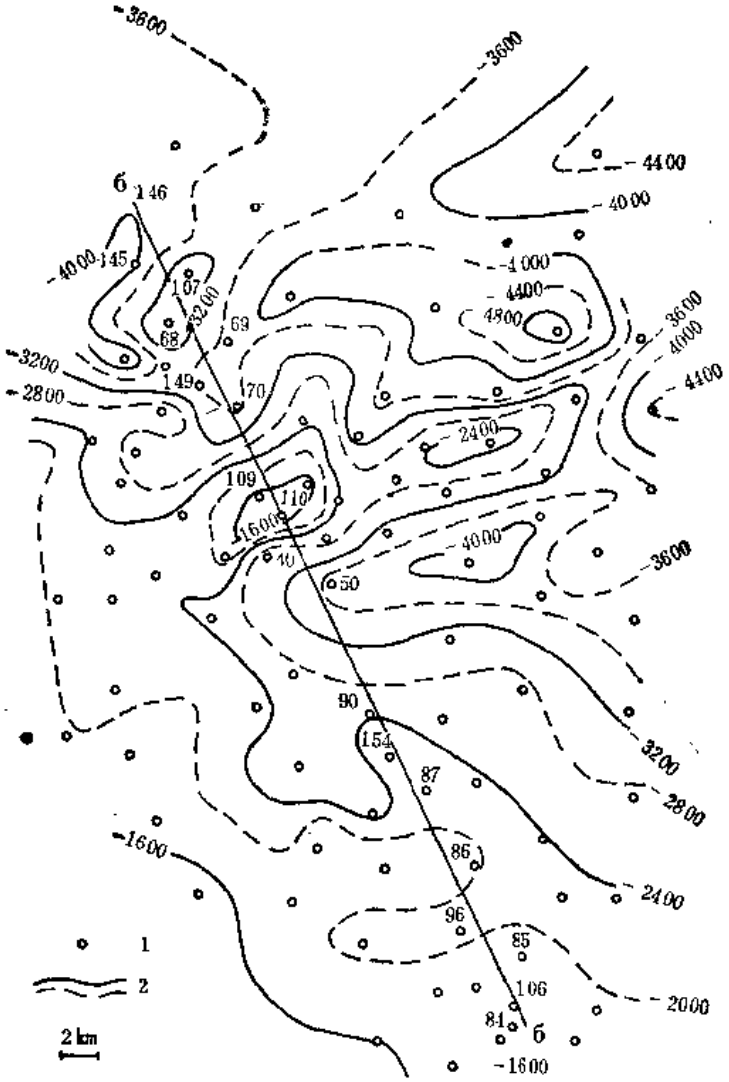


图 5-3 德涅泊—顿涅茨盆地南缘基底起伏图

1—测点；2—基底等深度线

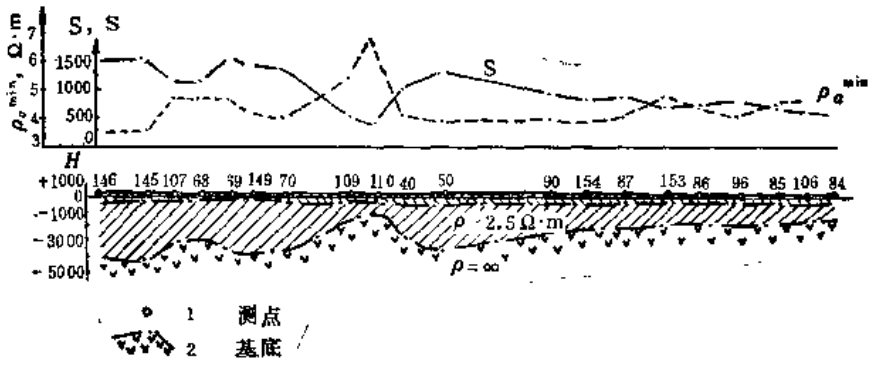


图 5-4 德涅泊—顿涅茨盆地南缘II测线电性剖面图

表 5-1

地　　层	电性层	岩　　性	常见电阻率 (Ω·m)
Q	ρ_1	上壤,流砂	10—100
$N+E_c$	ρ_2	粘土,沙、泥岩,砂岩	10—30
E_{b+a}		砂　岩	
K_{1+2}	ρ_3	石膏、盐岩、砂、泥岩	3—10
J_{2+3}	ρ_4	砂　岩	50—200
J_1	ρ_5	砂页岩	20
T+D	ρ_6	石灰岩,白云岩	100—300
⋮			

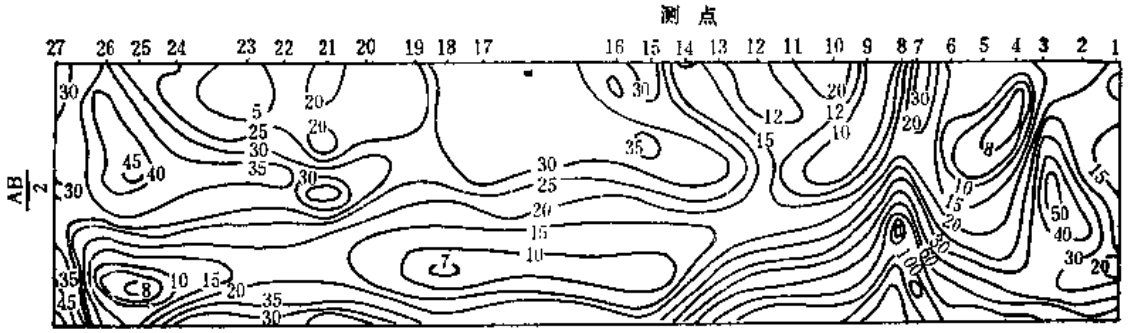


图 5-5　I 测线视电阻率断面图

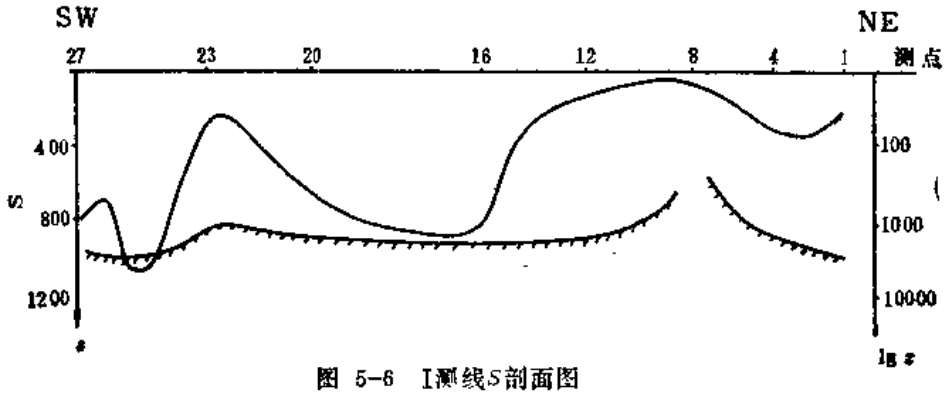


图 5-6　I测线S剖面图
～S线；▬▬ 基底

代地层仅有几百米，多为砂岩、砾岩和页岩。再上为巨厚的新生代沉积，其中N_1为砂、泥岩，仅分布于盆地北部的局部地区；N_2为泥砂岩互层，为本区储油层，仅400～600m厚；N_3为砂质泥岩，厚度变化很大，从数百米到千余米；N_4为砾岩胶结硬块，一般为数百米；其上为第四纪砾石及砂土所覆盖。

在电测深工作之前已在该区作过重力测量，其结果可说明盆地基底的大致形态，但无法得知盆地内的沉积厚度，加之密度的横向变化及近地表高密度的N_4之干扰，重力异常不能完全说明盆地内与储油构造有关的次一级构造，为此提出用电法进行普查，以确定进一步的勘探方向。

该区地电断面列于表5-2，表现为KH型，但随着ρ_3、ρ_4的变化可以为KQH或KQQH型。

表 5-2

电性层	相应地质年代	岩性	电阻率(Ω·m)	电性层	相应地质年代	岩性	电阻率(Ω·m)
ρ_1	Q	砾石、砂土	30～1000	ρ_4	N_{2F}	砂岩	40～200
ρ_2	N_4	砾石	100～1000	ρ_5	N_2	砂、泥岩	4～50
ρ_3	$N_{2上}$	砂砾岩	40～500	ρ_6		变质岩	400～1000

由上表可知，本区电性差异明显，变质基底可为全区的标准层，因此，应用电测深法解决所提出的地质任务是有可能的。然而，由于N_2和N_{2F}电性差别不大，用电测深法直接研究N_2中的储油构造是极其困难的。

为此，在盆地内布置了比例尺为1:20万的电测深面积普查。所得曲线尾支均为45°渐近线，曲线类型一般为KH或KQH型，最大AB为20km。

图 5-7 是用各种方法解释结果所得的基岩深度图。可见，盆地北边一般为单斜上升，而在东北角上有一鼻状构造。盆地中部基岩存在三个凹陷区，各凹陷之间相对为鞍状之隆起带。

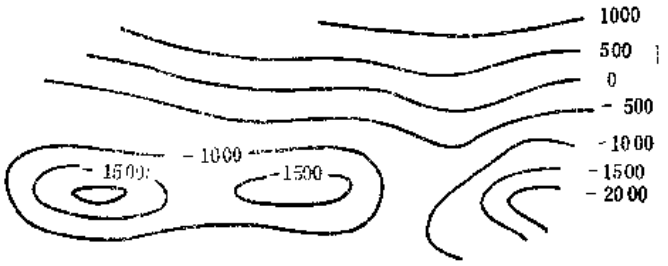


图 5-7 西北某盆地基岩起伏图

本区电测深结果由随后的地震详查和钻井结果所证实。表5-3是结果对比，可见电测深法的结论是可靠的。

表 5-3

	电法解释深度(m)	钻井实际深度(m)	误差
×× 构造	620	548	13%
(鼻状隆起)	1030	924	12%
×× 构造	700	785	11%

例四

苏联顿—麦德维古隆起区，在开展地震和钻井工作之前进行了电测深面积测量。根据地质工作，在该区存在一个轴向NNE—SSW的石炭系背斜。电法勘探的主要任务是证实这个构造是否存在，为进一步的物探和钻井工作提供靶区。

本区地电断面列于表5-4。

野外工作采用的最大AB是10km，在详查地区 2.5～3km²布置一个测深点，普查地区 10～15km²布置一个点。总共布置了200个点。图5-8是测区几条实测电测深曲线。

图5-9是测区AB=2000m视电阻率平面图。在图的中部出现ρ_s极大值，达400～500Ω·m，在北东方向有三个高阻体，它们都与石炭系石灰岩隆起相符，这说明测区存在着轴向大致北

表 5-4

电性层	地质年代	岩性	电阻率(Ω·m)	厚度(m)
ρ_1	Q	现代沉积	10～15	25～30
ρ_2	Q+K	现代沉积和砂岩	100～300	5～100
ρ_3	M_Z	砂，泥岩互层	10～12	
ρ_4	$D+C_2+C_2$	石灰岩，白云岩，石膏	>1000	500～800
ρ_5	C_2+C_1	砂，泥岩互层	<10	

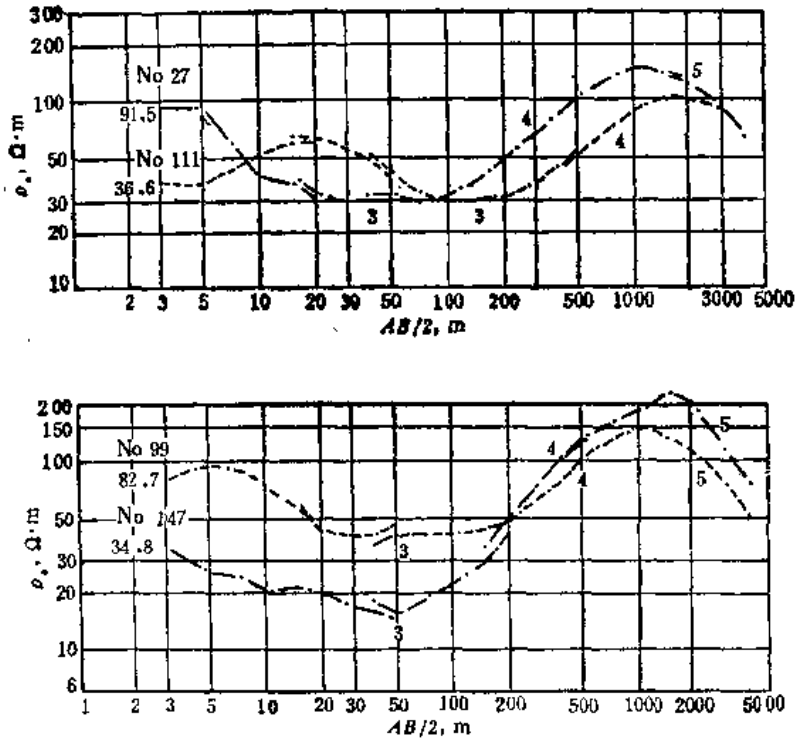


图 5-8 顿一麦德维吉区电测深实测曲线

东的背斜褶皱。为了进一步说明测区无限大电阻率标准层的起伏，还制作了S图（图5-10）。S值从1到15s范围内变化。可以看出，S值反映的隆起区也呈北东向，和ρ_s平面图的结果完全一致。但是，由于ρ_3的变化，也影响了S值，因此，解释时必须考虑这个因素。

根据定量解释结果，绘出了高阻标准层表面的等高线图（图5-11）。它指出标准层呈北东一南西向，零值（零米）等值线没有封闭。区内有三个标准层隆起带，其海拔高度都大于50～150m，隆起的西北翼陡。测区西北标准层下降到海拔－200m。由此看来，测区定性定量解释结果符合很好。而且也被后来的钻井所证实。

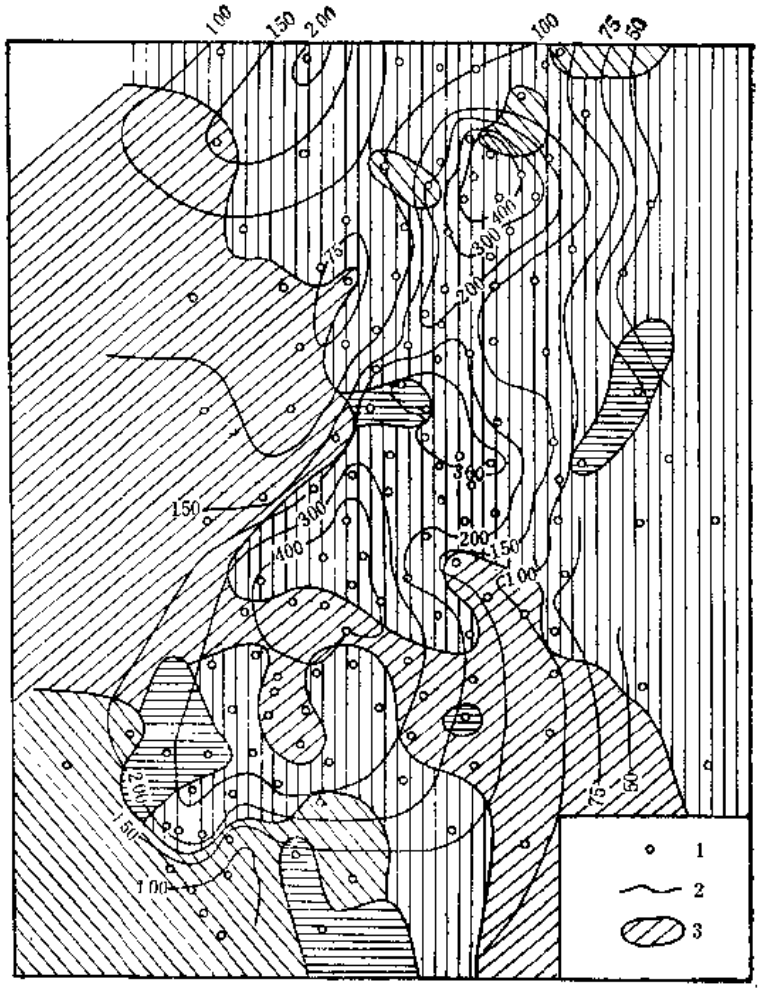


图 5-9　顿—麦德维吉区视电阻率平面图

1—测点；2—AB=2000m的ρ_s等值线；3—曲线类型

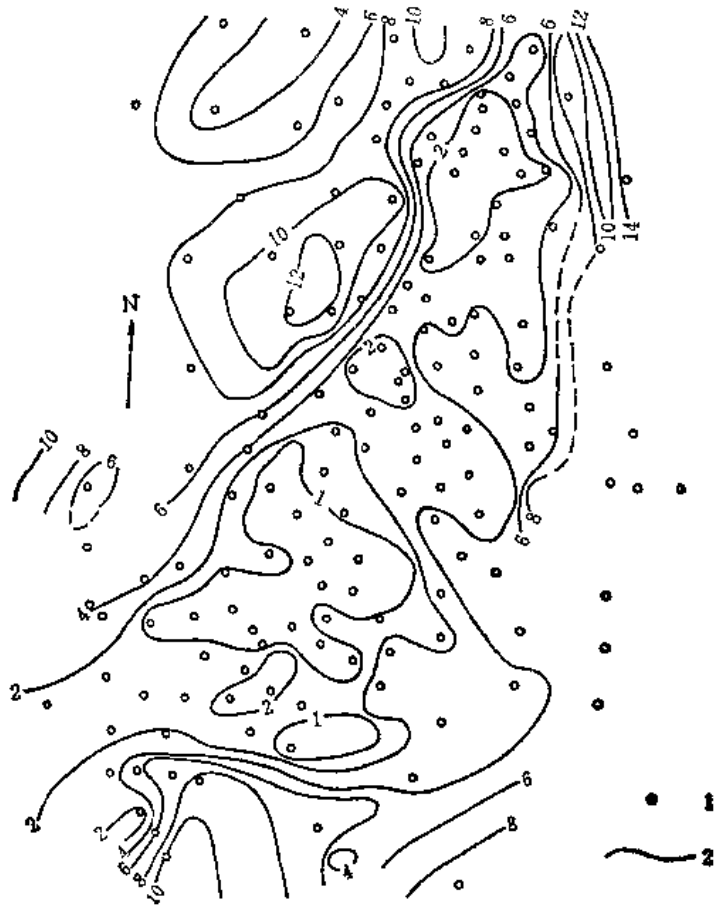


图 5-10 顿一麦德维吉区
*S*平面图
1—测点；2—*S*等值线

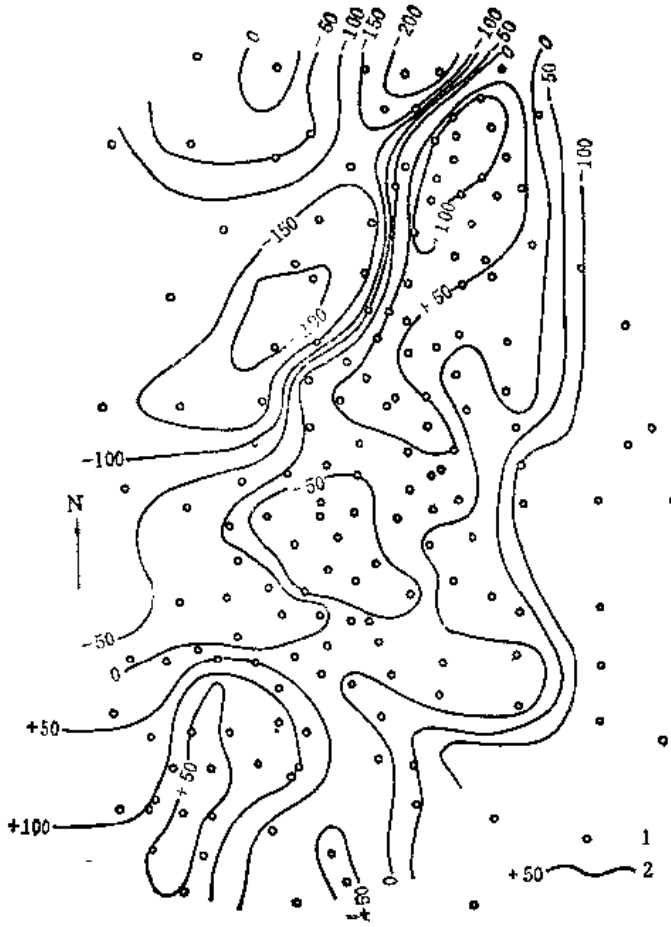


图 5-11 顿—麦德维
吉区高阻标准层起伏
1—测点；2—高阻标准层等高线

第二节　大地电磁测深法在石油和天然气普查与勘探中的应用

作为勘探地球物理的一个重要手段，大地电磁测深法已广泛应用于不同的地质领域。在石油勘探中，主要用于研究地电结构，属于间接找油。下面，举例说明大地电磁在石油勘探中的地位和作用。

例一

研究高阻（或结晶）基底的区域起伏是大地电磁测深法的主要用途之一。在苏联雅库特地区，从1958年开始在50万(km)²的面积上进行了1:100万，1:50万和1:20万大地电磁面积测量，以研究该区的区域构造和高阻基底的起伏。在所研究地区内，有许多区域构造单元。它们是维柳依台向斜、前帕托姆边缘盆地、鲍图奥布亚地区、阿尔丹褶皱翼和阿拉巴尔台背斜等。这里，以维柳依台向斜为例说明大地电磁在研究高阻基底的效果。

在维柳依台向斜的中部，地电断面为H型。在高阻（或结晶）基底上为导电的上古生代陆源沉积，电阻率只有几欧姆米，厚度2～6km。剖面上部为电阻率相对较高的中生代陆源沉积，其电阻率为20～40Ω·m，厚度约5～6km，而在近地表部分，岩石电阻率高达1000Ω·m，厚度不超过500m。基底以上沉积岩系的总纵向电导可达数千西门子，厚度可能超过10km。

本区地质构造复杂，大地电磁测深曲线畸变严重，单用ρ_{TE}或ρ_{TM}曲线解释都会产生较大的误差，故用$\rho_m=\sqrt{\rho_{TE}\cdot\rho_{TM}}$曲线。图5-12是穿过维柳依台向斜中剖面Ⅰ—Ⅰ和Ⅱ—Ⅱ大地电磁平均视电阻率曲线解释的结果。从Ⅰ—Ⅰ剖面看出，南部为哈普恰盖隆起，基底埋深5～6km，而在北部的林佳盆地最深处基底埋深9～10km，从盆地中心向北，基底逐渐抬升，剖面最北端埋深仅2～3km。而在Ⅱ—Ⅱ测线上，林佳盆地北部斜坡向南基底埋深逐渐加大，盆地中心可达11～12km。为说明大地电磁资料解释的可靠性，图5-12中也画出了地震反射界面。

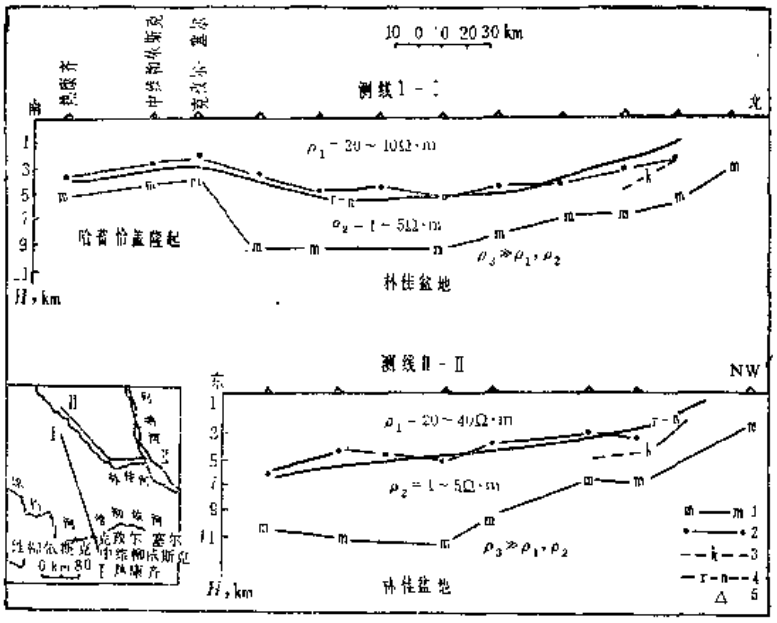


图 5-12　维柳依台向斜中部MT资料解释结果

1—高阻层顶板；2—低阻层顶板；3—地震反射面k；4—地震反射面r—n；5—MT测点位置

由此看来，大地电磁测深在雅库特地区用于研究基底深度或盖层厚度是很成功的。

例二

大地电磁测深不但可以研究高阻基底的起伏，而且可以对沉积盖层的电性进行划分。据Word等(1971)报道，在美国得克萨斯州奥斯汀东南，沿一条96.5km的剖面上布置了7个大地电磁测深点，剖面横穿过前中生界逆掩推覆带。记录的频率从0.0001到10Hz。图5-13绘出了7个测点的ρ_{TE}、ρ_{TM}视电阻率曲线。高频二条视电阻率曲线基本吻合，随着频率的降低两条曲线差异逐渐增大，说明深层介质具有水平不均匀的特性。

图5-14是ρ_{TE}视电阻率断面图，图5-15是一维反演结果。可见，在10km左右的前寒武系高阻（500～∞Ω·m）之上，有含水的花岗岩风化壳，电阻率只有0～1Ω·m。推测No.1下1km处8Ω·m和下伏100Ω·m的介质分别相应于上古生界和下古生界地层。图中绘出的前寒武系和古生界顶面并不是电性界面，而是推断解释的结果。与已知地质资料进行比较说明大地电磁的地质效果良好。

例三

在美国得克萨斯东南，布置了一条长185km的大地电磁测深剖面，共6个测深点。剖面呈SE-NW向，东南端起于拉夫卡港南，西北端止于拉卡特西南。测区已进行了大量地质、地球

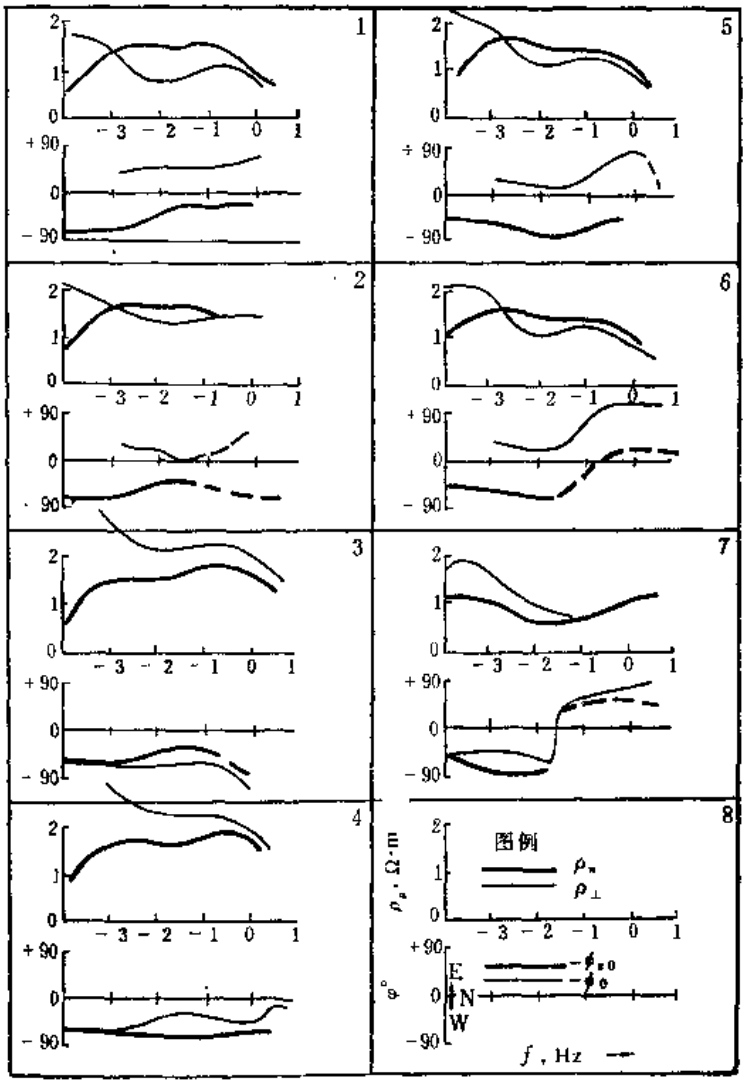


图 5-13 奥斯汀东南一测线视电阻率曲线

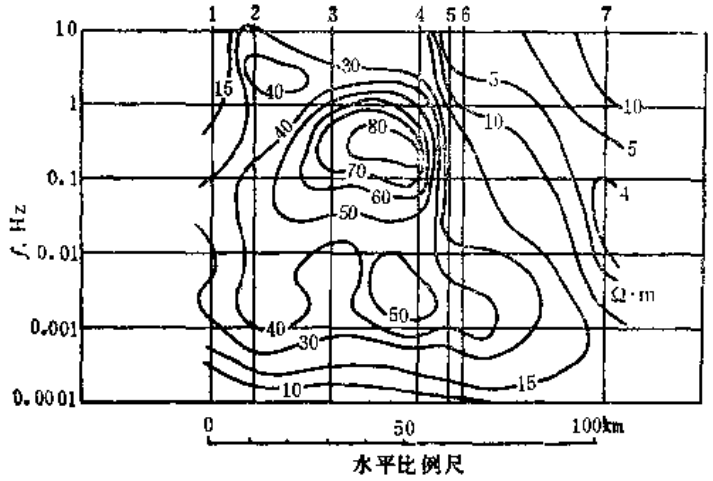


图 5-14　奥斯汀东南一测线ρ_{TE}视电阻率断面图

物理工作，是美国著名的产油区。由于地质情况清楚，不但使MT测点布置较为合理，而且使资料的解释更为可靠。

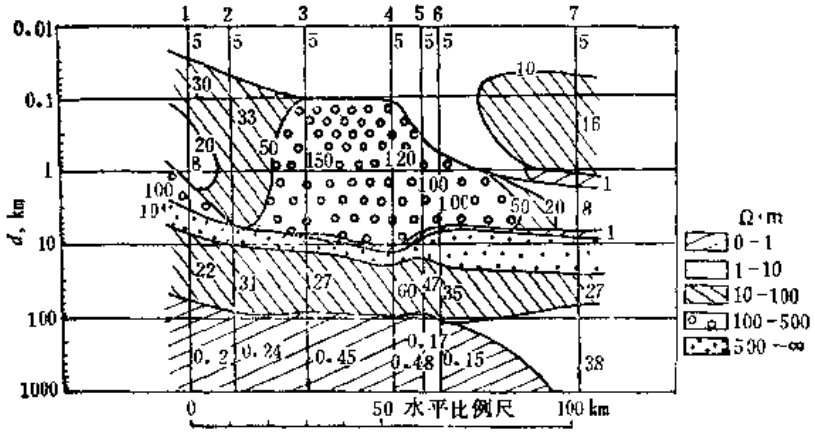


图 5-15　奥斯汀东南一测线一维反演结果

图5-16是该测线大地电磁测深资料定量解释结果。可以看出，解释所获得的电阻率可分为三组，0.5～3Ω·m；4～10Ω·m以及大于 2Ω·m 。前两组地层近于各向同性，后一组呈明显的各向异性，特别在测线西北端接近逆掩断层的地方，这是由于这里岩层是倾斜的而且构造比较复杂，因而电性水平不均匀比较严重。

在逆掩断层中或者逆掩断层之下的低阻岩层是石墨和黑色页岩，由NW向SE逐渐加深变厚。电阻率低于 1Ω·m 的黑色页岩是本区寻找的主要目的层之一。大地电磁测深资料查明，在G_4和G_5之下有巨厚的低于1Ω·m的岩层，而在G_1、G_2下则不存在。

图5-17是该测线附近几口钻井的结果。与大地电磁解释对比，两者之间的一致性是很好的。

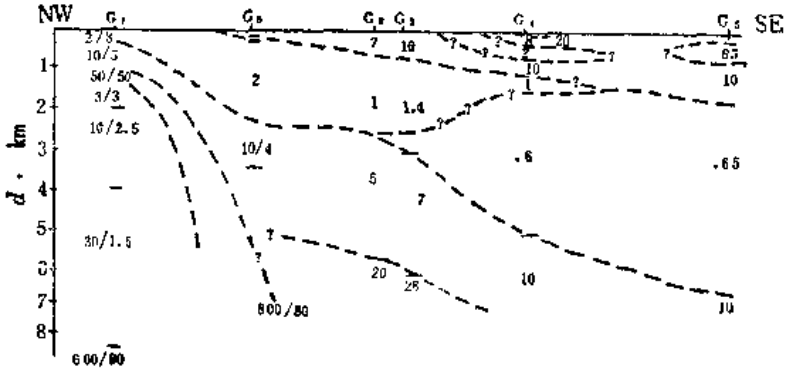


图 5-16　南得克萨斯大地电磁剖面定量解释结果

例四

在美国西北部艾达荷—怀俄明山逆掩推覆带已发现有石油和天然气。在这个油区广泛覆盖着第三纪和第四纪火山岩，使地震工作难以获得良好的反射。为了查明火山岩下以及大片古生代地层下是否还存在本区找油的主要目的层——中生界低阻层，在 25000 km^2面积上布置了大地电磁测深工作，并取得了良好的效果。

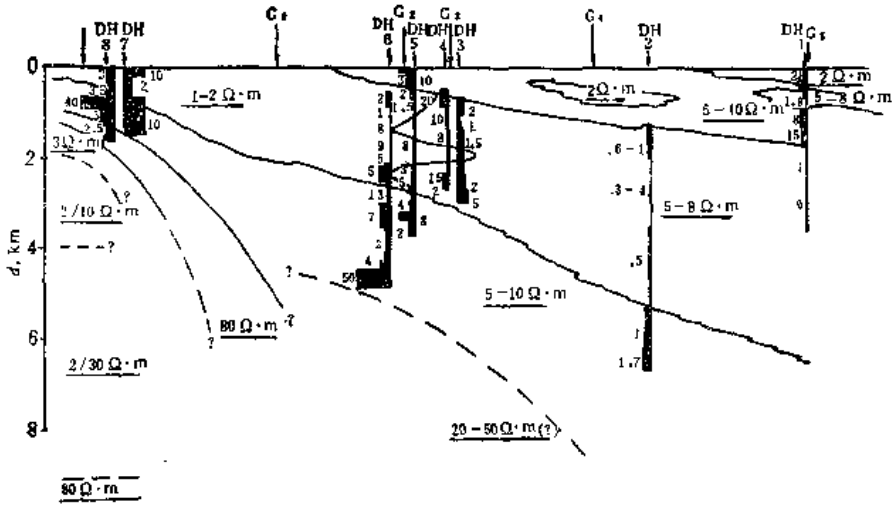


图 5-17　南得克萨斯MT定量解释与测井对比

由于火成岩以及古生代地层都是高阻，它们与中生界有明显的电性差异，这就给大地电磁测深的成功提供了前提。

图5-18和图 5-19 是根据两条大地电磁测深测线解释结果绘制出的地质断面图。图 5-18 中，测点5和9之间近地表覆盖有1.5km的火山岩，这些巨厚的火山岩建造，并未影响大地电磁测深法获得其下之地质构造信息。此外，图中还很好地反映了推覆构造的存在，以及两次逆掩断层造成复杂的地质构造形态。很明显，上冲盘是向右推覆的。两个图都圈出了主推覆体的位置，火山岩的分布及其厚度，火山岩下部中生界和古生界的分布和结构，从而指明了可能的含油地段。图中尚有用虚线勾出的30Ω·m的等值线，在该等值线以下的岩石电阻率小于

30Ω·m，推测这可能与地热体有关。

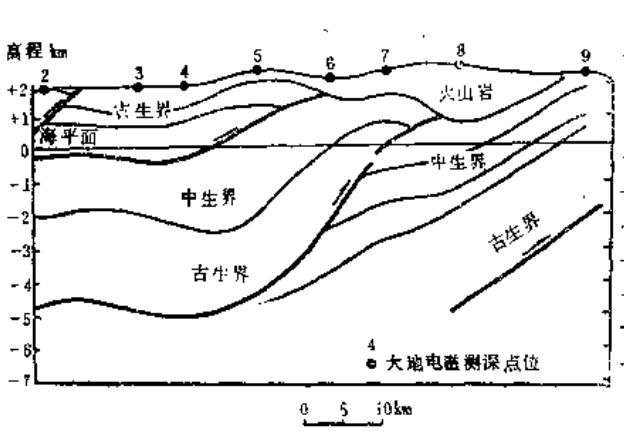


图 5-18 据大地电磁测深资料解释的地质剖面

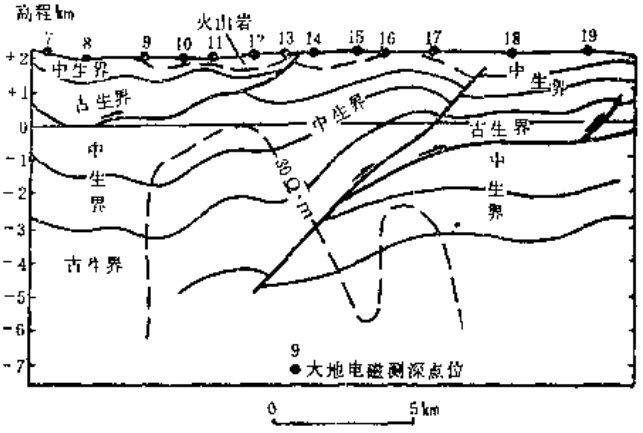


图 5-19 据大地电磁测深资料解释的地质剖面

例五

地处湖北中部的鄂中坳陷是海相碳酸盐岩覆盖的中、新生代沉积盆地，是我国目前主要油气田之一。已经查明，新生界第三系是该区的目的层。由于上古生代碳酸盐岩的广泛分布，地震反射法难以在该区取得良好的深层反射，获得古生界内幕的结构。而对扩大该区油气勘探领域来说，在古生界内寻找油气藏是十分重要的。为此，在该区布置了几条大地电磁测深剖面，图5-20是其中的一条。剖面为NE—SW向，全长360km，东北起于红安，西南止于宜都，东北端为秦岭折皱带，其余测点位于扬子准地带，在扬子准地带中测线经过了一系列二级和三级构造单元。

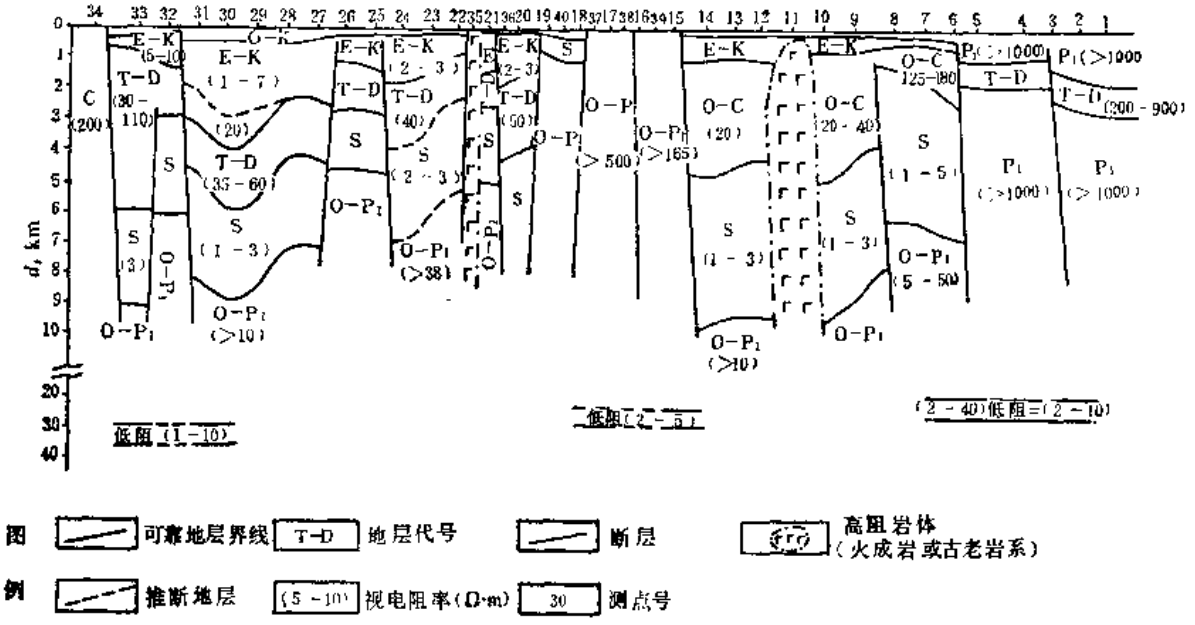


图 5-20 宜都—红安大地电磁测深资料解释结果

由图5-20可以看出，本区大地电磁测深资料不但可以研究区域构造，弄清各构造单元的关系，而且可以对基底以上电性层进行划分，研究碳酸盐岩以下地层的电性特征。事实证明，

在上古生代海相碳酸盐岩沉积之下，还存在一个低阻层，推测这是志留系。确定志留系低阻层的存在，对在古生界寻找油气藏有着重要意义。当然，由于该层埋藏深度大，加之深层构造又比较复杂，大地电磁测深资料解释精度不可能很高，但是一、二维反演结果都证实该区低阻层的存在，这就扩大了该区找油领域，为在古生界寻找油气藏提供了一种重要信息。

例六

图5-21是美国某地火山岩覆盖地区应用大地电磁测深的一成功实例。测区为火山岩组成的山区，附近就是著名的油田。图 5-21a）是该区的一地质剖面，山区的西边从岩石的露头和钻井得知为白垩系。地震反射法可以在进入山区火山岩以前获得良好的反射。重、磁资料说明火山岩下面可能有沉积岩，而在山区的东部推测没有生储油远景的沉积岩。大地电磁工作用来研究火山岩下面的地质构造和含油气远景。

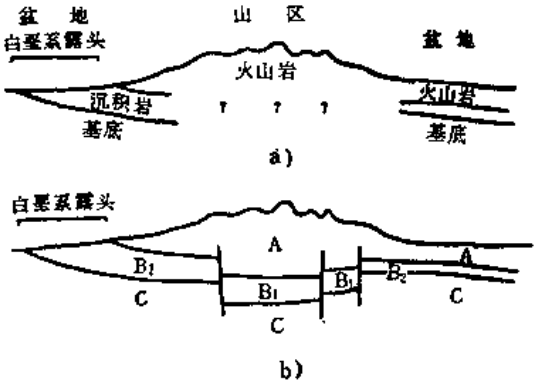


图 5-21 火山岩山区大地电磁结果
A—浅部15～20 Ω·m，B—低电阻率5～15Ω·m，B_1—白垩系，B_2—第三系火山岩和盆地中大陆沉积，C—基底

图 5-21b）是大地电磁资料解释结果，表明在山区火山岩下确实存在白垩系，而在东部则没有。

例七

图 5-22a）是美国某油田一条地质剖面，在此基础上布置了一口井，钻井穿过第三系后遇到了古生界，但往下不大的深度上就见到了没有化石的砂岩，最初推测是前寒武基底之上的寒武系，然而继续钻进上百米，仍然是相似的砂岩。是巨厚的寒武系还是这里有一个逆掩断层，古老的寒武系逆冲到新地层之上？如果井位布在正常地层序列之上，再往下钻不久即可预见前寒武系古老基底，对找油而言，钻探应该停止，如果有逆掩断层，在寒武系之下，还可能有中生代的储油构造，钻井应该继续。为此，在井位的周围布置了六个大地电磁测深点。图5-22b）是MT资料的解释结果。可见，在钻位附近，确实存在逆掩断层。在古生界下面，出现了低电阻率的中生代白垩系，白垩系之下再次出现了古生代地层。大地电磁的解释结果，被进一步钻探所证实。图5-23是其中一个测点的大地电磁测深曲线，图中标出了白垩系低阻层之证据。但是，十分遗憾，这口钻井并未见到工业油流。

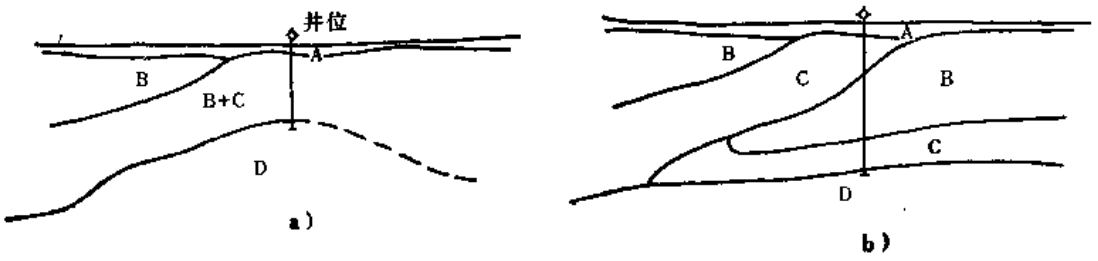


图 5-22 美国某地一逆冲断层上的结果
a)地质剖面；b)MT解释结果。
A—第三系，10～50Ω·m，B—白垩系，10～30Ω·m，C—古生界，50～200Ω·m，
D—前寒武系基底，>200Ω·m

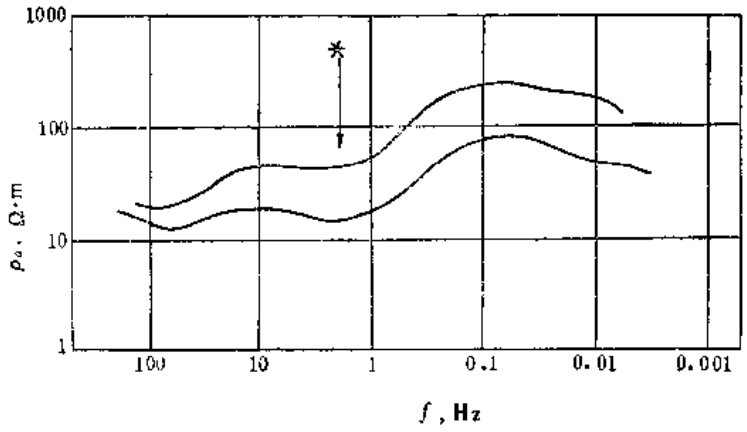


图 5-23 逆掩断层上之MT曲线
*—低阻层

第三节 其他电磁测深法在石油和天然气普查与勘探中的应用

除电测深、大地电磁测深外，其他电磁测深法也逐渐被地球物理学家用来解决石油勘探中的某些地球物理问题，并且取得了明显的地质效果。

例一

一般讲，地震反射法的精度和分辨力都高于电法勘探方法，但是在某些情况下，由于地质条件和经济上的原因，电法也可能是地震反射法在石油勘探中的重要补充或有效的替代方法。CSAMT在美国内华达州中东部的铁路凹地中的翠卜泉油田（Trap Spring Field）的应用就是一个很好的实例。

该区石油储于渐新世火成岩裂隙中，圈闭与沿盆地边缘断裂侵入的火成岩边界有关。其上覆盖着300～3000m未胶结的盆地冲积物，其下为古生代的页岩、白云岩和石灰岩。到目前为止，该油田已产油600万bbl。

该区的石油勘探是十分困难的，因为区内有许多次一级的地堑式盆地，而且各有其自身的储油层、生油岩、构造类型和地质发展史。钻井的数量在该区不多，而且地震勘探极为困难。因而，在勘探初期，应用效率高，耗费低的勘探方法是完全必要的。为此，在测区南部布置了一条CSAMT测线，其视电阻率断面图如图5-24a）所示。可见，低于16Hz的大多数资料都处于过渡区。在测点－2下面，在过渡区的资料中存在一个清楚的电性横向间断面，它与油田的西部边界有关。从CSAMT定量解释结果图5-24 b)可知：①断层由西向东倾斜，主断层很可能出露到地表；②断层东边，即下降盘，相对于上盘下降了大约200 m，并且形成了连续的阶梯状断裂。这些结论和地震、钻井以及航片结果吻合很好。

例二

瞬变电磁测深法是一种廉价的非地震勘探方法。由于其纵横向分辨力都较高，不受高阻

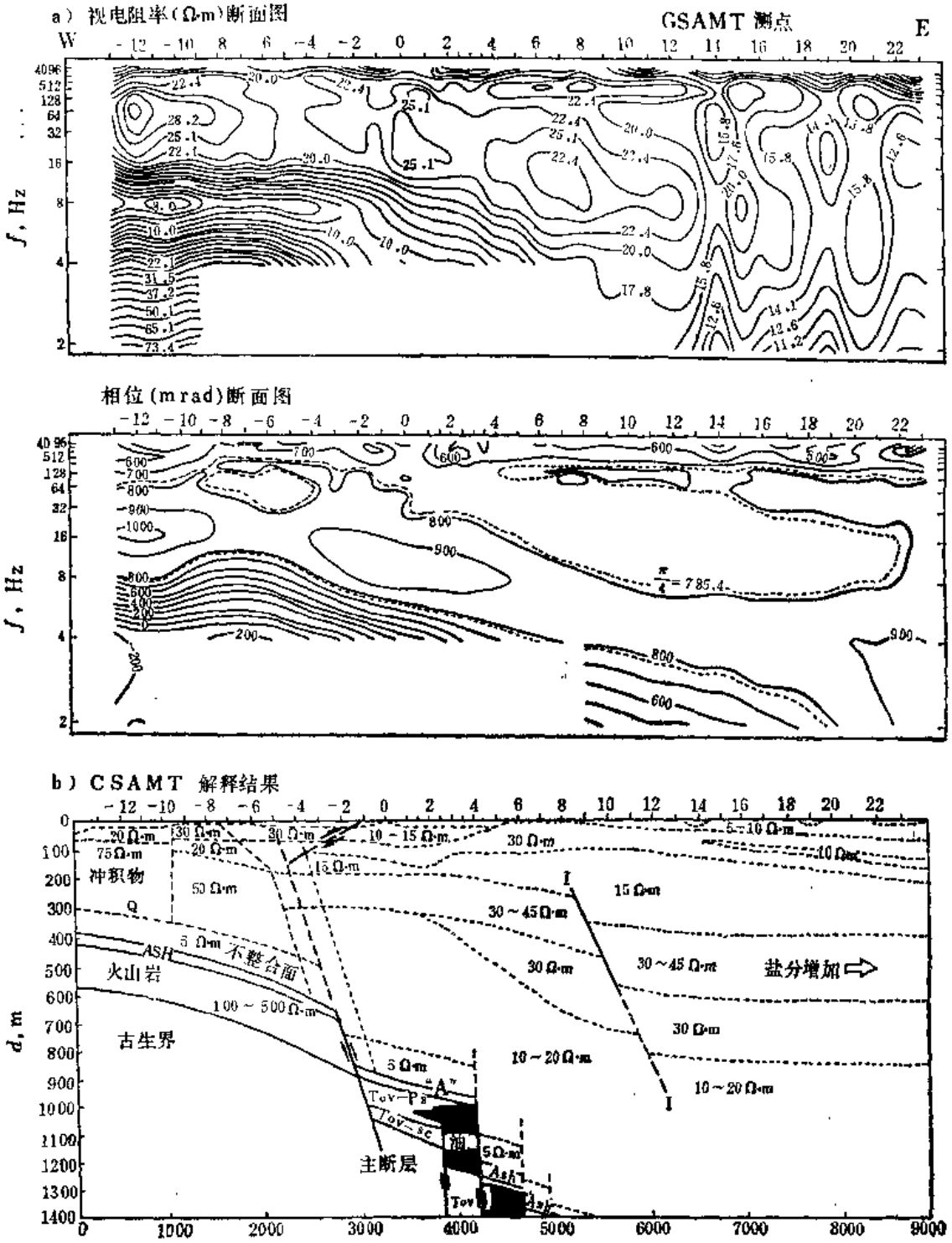


图 5-24 a)CSAMT视电阻率和相位断面图；
b)CSAMT解释结果
Q—第四纪；TOV—PS—渐新世火山岩；TOV—SC—渐新世火山岩；ASH—火山灰层

层屏蔽，具有足够的探测深度，加之简单、轻便，可在复杂地区施工，效率高，成本低，特别适合于面积性的区域普查和详查。因此，不仅在石油和天然气的普查阶段，甚至在对局部构造进行精细探测时，也可以发挥重要作用。

瞬变电磁测深法，在我国北方某地试验取得了满意的结果。试验区被新生代覆盖，其下

为古生代海相沉积，试验目的是查明古生界内幕，为在古生界内寻找原生油藏提供信息。

已知测区新生界厚1000m左右，但由于古生界顶面是一个强反射面，导致了深层地震信息缺失，地震工作难以测得古生界内幕的构造。加之古生界高阻层的屏蔽作用，电测深法也发现不了古生界内幕的构造。因此，采用了瞬变电磁测深法。

试验区布置在隆起的斜坡上，发射电偶极沿公路铺设，长4km，供电电源是一台120kW的交流发电机，经整流后电压约440V，供电回路的总电阻约 6Ω，实际发射电流为75A，如图5-25所示。试验工作共完成测点54个。在收发距较小时，瞬变响应的叠加次数为60～80次，r较大时，为120次。所用瞬变数据均以4ms 间隔采样，并在断电前一秒钟起连续记录断电期间的瞬变信号。

数据处理分三步进行。第一步，对叠加信号进行平滑，以清除突发性的噪声干扰；第二步，清除系统的阶跃响应，将实测响应与系统响应进行反褶积，以获得地球的实际响应；第三步，根据瞬变响应计算早期和晚期的视电阻率曲线（图5-26）。

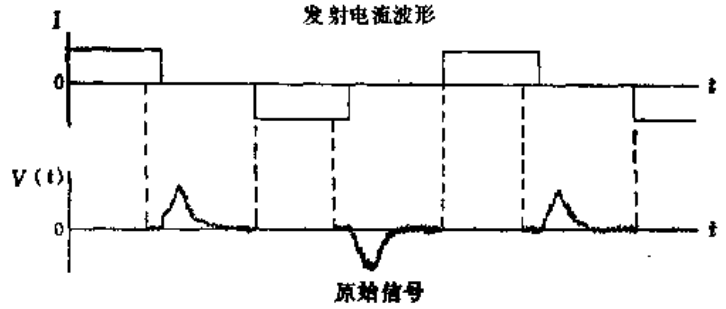


图 5-25　瞬变电磁测深原始信号

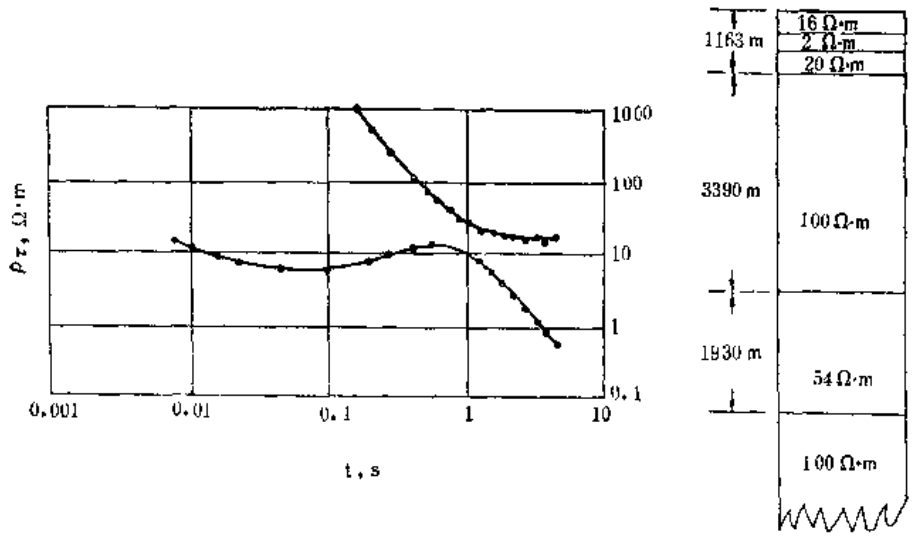


图 5-26　实测TEM曲线及反演结果

图5-27是A—A′测线的地电断面。可见，断面可分为四个电性单元。第一单元为导电覆盖层，由高—低—高三个电性层组成，低阻2Ω·m左右，高阻分别为16和20Ω·m左右，总厚度1000m左右，它显然是第四系和第三系；第二单元为 100Ω·m的高阻层，估计是一明显的密度分界面，也是垂向电测深的高阻基底，厚度1000～3000m不等，其顶面推测为奥陶系灰岩侵蚀面，就其厚度而言，可能是奥陶系和寒武系之和，或者起码包括寒武系的大部；其下为2000～4000m，电阻率仅10～50Ω·m之低阻层，推断属震旦系；本区高阻基底电阻率大于100Ω·m，可能是前震旦系或更古老的结晶基底。

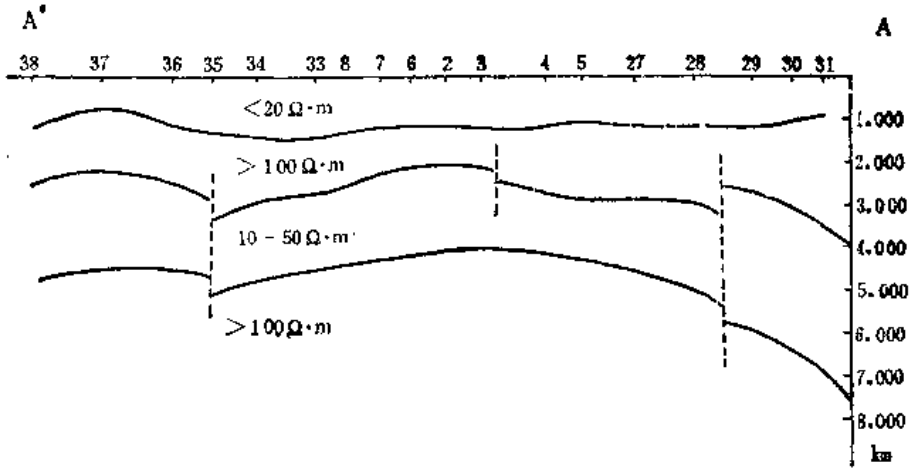


图 5-27 A—A′测线地电断面

图5-28是瞬变电磁法获得的古生界内幕低阻层顶面深度图。图5-29是重、磁异常和TEM高阻基底综合图。可见各种物探结果是基本一致的。

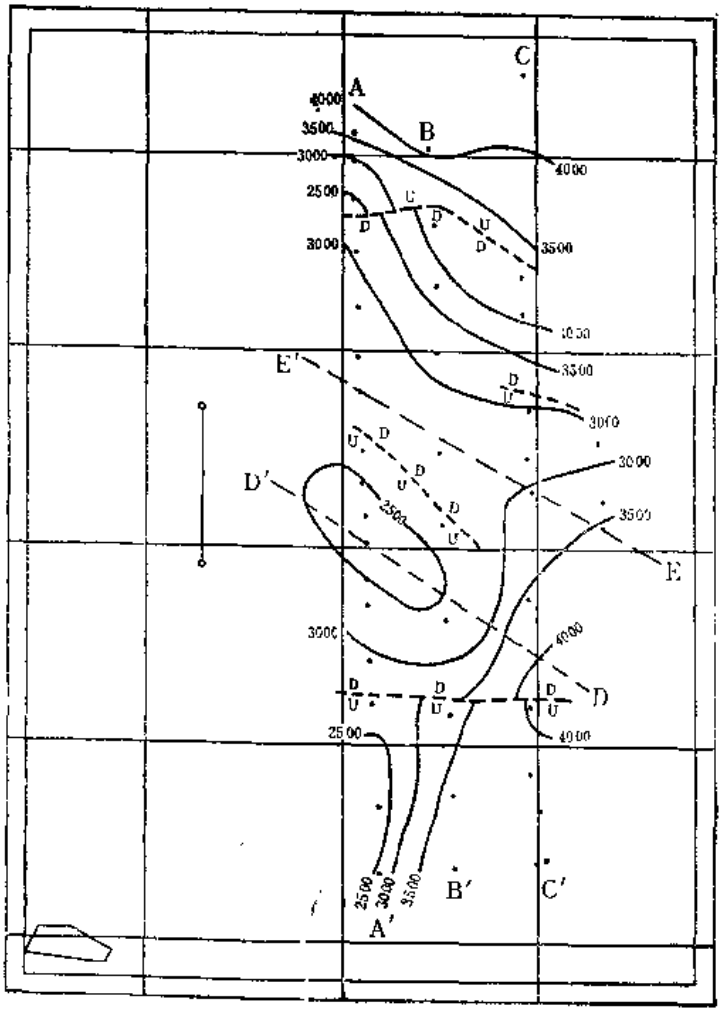


图 5-28 古生界内幕低阻层顶板埋深图

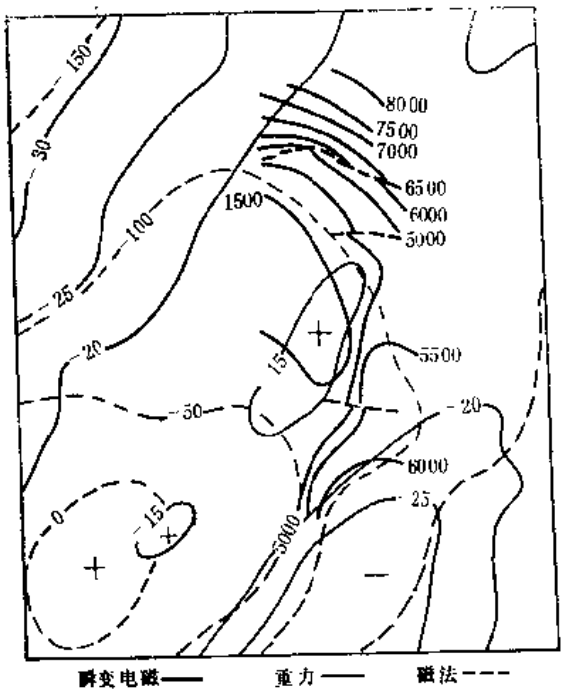


图 5-29 高阻基底埋深图

第四节 激电法在石油和天然气普查与勘探中的应用

早在1963年，苏联地球物理工作者就在天然气层上测量到了与之有关的激电异常。此后，对激电法探测油气藏的研究和应用日益引起了人们的兴趣和重视，在这方面进行过广泛和深入的研究。在苏联，用激电法找油气藏已用于生产实际十多年，在勘探区详查阶段是一种有效的技术。在我国，研究和试用激电法找油气藏已有十几年历史。实践证明其效果显著，是一种经济有效的方法。

油—岩界面的激电效应一般是极其微弱的，面且界面也往往埋藏较深，远远超出了激电法探测的深度范围。激电法找油气藏不是直接探测油气藏本身，面是探测与油气逸散或渗流有关的、在油气藏上部较浅处岩层中形成的次生黄铁矿浸染晕，是"间接找矿"。激电法找油气藏原理示意图如图5-30所示。

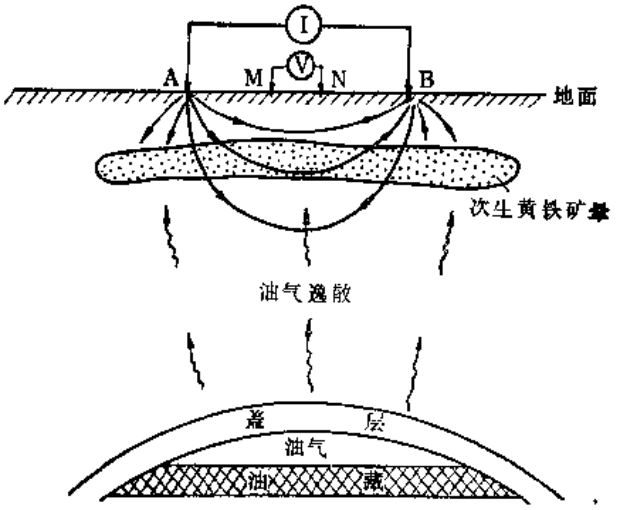


图 5-30 激电法找油气藏原理示意图

一、油气藏上次生黄铁矿浸染晕形成的机理

根据一般地球化学和地球物理理论，由于重力压实、扩散、毛细现象和油气本身的驱动力等作用，油气藏中的烃类物质总要不同程度地不断向外逸散或渗流。其逸散或渗流路径一

般是垂直向上的，但也可能主要沿断层或易逸散渗流的地层。这些逸散或渗流出来的烃类物质，可储集在浅部多孔隙岩石中。在这些岩层中，喜氧细菌会耗掉这些烃类物质，同时也耗尽了氧。此过程把喜氧的氧化孔隙水转化为厌氧的还原孔隙水。在新的厌氧条件下，如果有足够的硫酸根离子和有机物，硫酸盐还原细菌就会繁殖，它们会使烃产生代谢变化。结果，硫酸盐还原成硫化物，渗流出的烃氧化成碳酸氢盐。综合这一过程的反应为

$$CH_4 + SO_4^{2-} \longrightarrow HCO_3^- + HS^- + H_2O$$

（甲烷）（硫酸根离子）（碳酸氢离子）（二硫化物离子或其它种类硫化物）

HS^-是高度活性的，它将和岩石中的氧化铁发生反应，最后形成黄铁矿（FeS_2）。碳酸氢离子（HCO_3^-）可以和一些阳离子，例如钙，形成碳酸盐胶结物（$CaCO_3$）。所形成的黄铁矿将分布在多孔岩石的孔隙空间，形成次生黄铁矿晕，它们是引起较强激电异常的原因。

可见，次生黄铁矿晕的形成是有条件的。这些条件是：油气渗流位必须适当，使油气能渗流到地下较浅处；该处有能储集渗流烃类的多孔隙岩石；此多孔隙岩石中应含有铁及还原性孔隙水。因此，并不是所有油气藏上都能观测到浅部的激电异常。根据我国这些年的激电法找油研究，凡进行过激电工作的已知油气藏上大都有不同程度的激电异常；油气藏上方的浅部地层，从氧化带以下都有不同浓度的黄铁矿分布，多富集在孔隙岩石层位。但国外也有人经数年试验后认为，必需的渗流位和近地表地质条件都同时满足的情况是很少的（Sternberg and Oehler, 1982）。

二、油气藏上激电法异常的特征

根据在我国华北、华东、西北和西南的油气藏上进行的地面激电法试验研究结果，充电率M_s和金属因素J_s在油气藏上多数有明显异常，但视电阻率ρ_s在有的地区（华北和华东）的油气藏上为明显低阻异常，而在另一些地区的油气藏上则异常较弱或不明显（聂馨五等，1987）。根据国外资料，苏联的油气藏上地电断面的电阻率一般很低（Spies, 1983），而美国俄克拉何马州的阿希兰德油藏上视电阻率则为明显的高阻异常（Oehler 和 Sternberg, 1984）。因此，探测油气藏应以激电参数为主要参数，而不能以视电阻率ρ_s为主要参数。

图5-31是华东ZW一线的综合剖面图。该处采用占空比为1、脉冲持续时间为8s的正、负交替脉冲串进行时间域对称四极装置激电剖面测量，$\frac{AB}{2}=500$m，$\frac{MN}{2}=50$m。为详细了解油气藏上浅部的断面情况，还作了部分对称四极装置激电测深。在剖面图上异常特征表现为高M_s(19.7%)、低ρ_s(34%)和高J_s(70%)，面ρ_s异常比M_s异常强，J_s异常更强。在测深拟断面图上M_s和ρ_s变化都有特色，且关系密切。在垂直方向上大致可按$\frac{AB}{2}$的大小分成三个带：3～65m、65～150m和150～500m。在极距为3～65m这一带，以密集高ρ_s和中高M_s等值线异常区（位于油气藏顶部）为中心，两侧则为低ρ_s和低M_s异常。极距在150m以下，对应于油气藏顶部，除表现为低ρ_s和高M_s外，其两侧由浅而深，ρ_s和M_s值平缓均匀升高而无异常。极距65～150m一带，为上部异常带与下部异常带之间的过渡带，该带ρ_s和M_s变化都不太

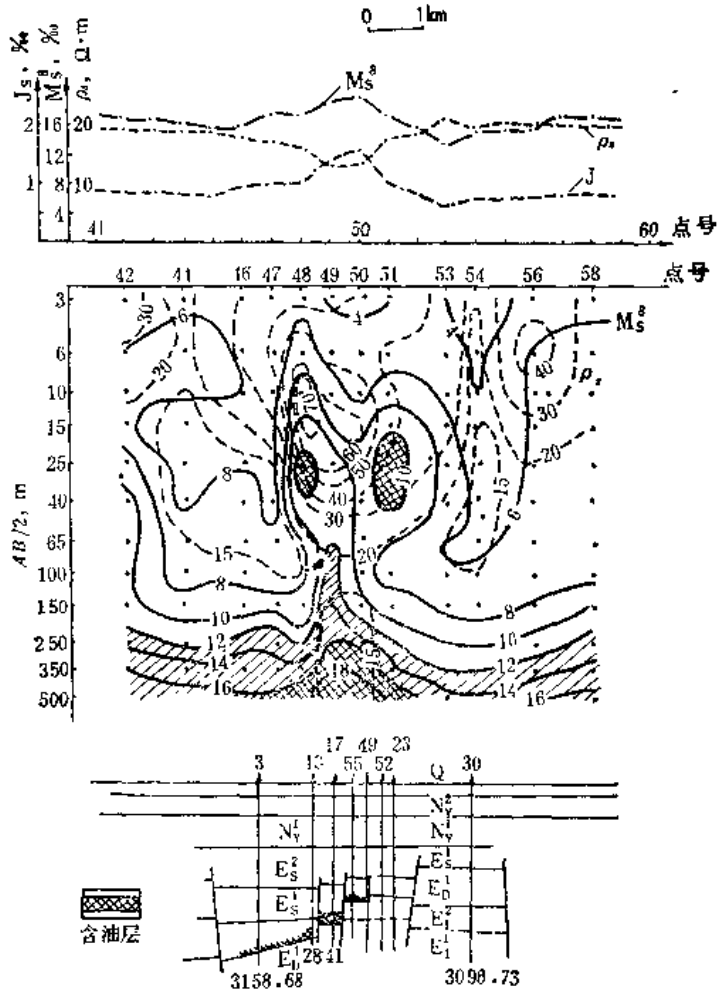


图 5-31 华东ZW一线综合剖面图

Q—第四系；E_1^1—垛一段，N_y^2—盐二段，E_d^2—戴二段，N_y^1—盐一段，E_d^1—戴一段，E_s^2—垛二段，E_s^1—垛一段，E_1—阜宁组

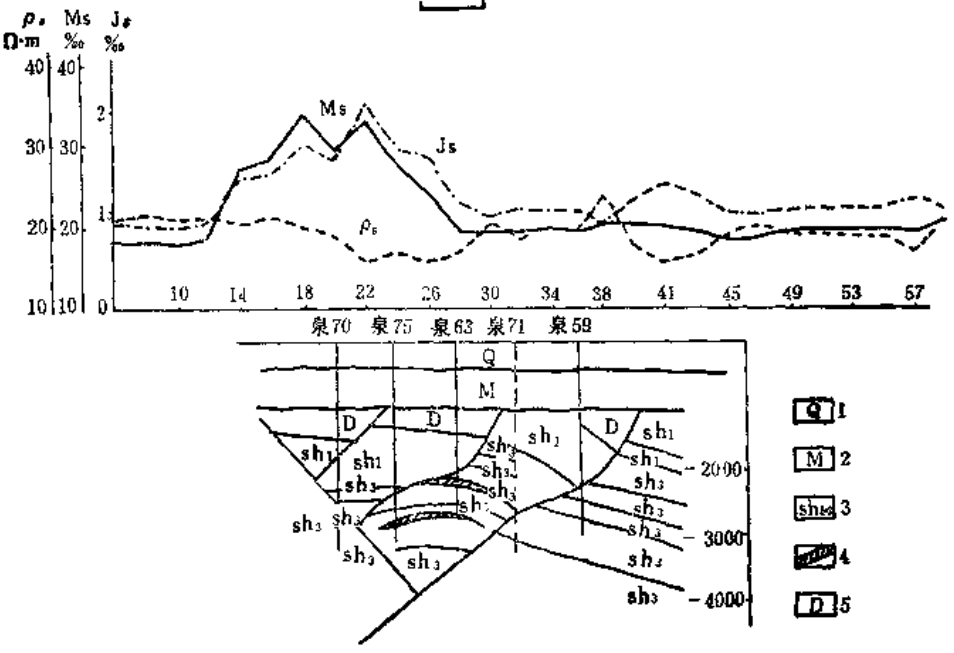


图 5-32 华北HB区激电综合剖面

1—第四系平原组；2—第三系明化镇组；3—第三系内河街组一、三段；4—油气层；5—东营组

明显。从这个例子看出，尽管油气藏埋藏很深，用激电法却可以测量出与之有关的激电异常（聂馨五等，1987）。在这个例子中，即使选用小极距进行剖面法测量，也可以发现与油气藏有关的次生黄铁矿晕。

应当指出，虽然油气的逸散通常是垂直向上的，因而多数与油气藏有关的次生黄铁矿晕位于油气藏的上方。但油气也可能沿断裂或易渗流地层向地表逸散，渗流可能偏移，渗流范围也可能大于或小于油气藏范围。因此，激电异常范围和位置多数与油气藏对应较好，但也可能大于或小于油气藏范围，或位置有一定偏移。图5-32是华北某气田上方的激电剖面法测量结果。可以看出，激电异常M_1相对气田有较大的偏移（张赛珍等，1990）。苏联克兹洛依天然气矿床和巴查依天然气矿床上的激电法测量结果也可作为这方面的实例。克兹洛依天然气矿床产于下、中渐新统粘土、粉砂岩、石英和石灰岩沉积层中，深度为450～500m。上部含有各种石灰岩的岩层电阻率为20～30Ω·m，中渐新统和早渐新统沉积层（P_1^1、P_1^2）的电阻率为3～15Ω·m，厚度很大的下伏砂质粘土岩层的电阻率很低，为0.9～1.3Ωm。

图5-33是一条剖面的测量结果。图上绘出了直流激电法对称装置的η_s剖面曲线和相位激电法φ_s剖面曲线。由于断面电阻率低，为减小电磁耦合，相位激电法采用了正交装置，电极距AB＝2000m，MN＝200m，r＝1000m（r为MN中点至AB距离）。为了较好估计电磁耦合，从而得到更准确的激电相位资料，相位测量是在1Hz以下2、3或4种频率进行的。图上列出了根据2、3或4种频率测量结果经过去耦合后得到的φ_s剖面曲线。可以看出，用3种或4种频率测量的数据得到的φ_s参数重合很好，表明电磁耦合确已去除，激电相位φ_s是可靠的，与频率无关。

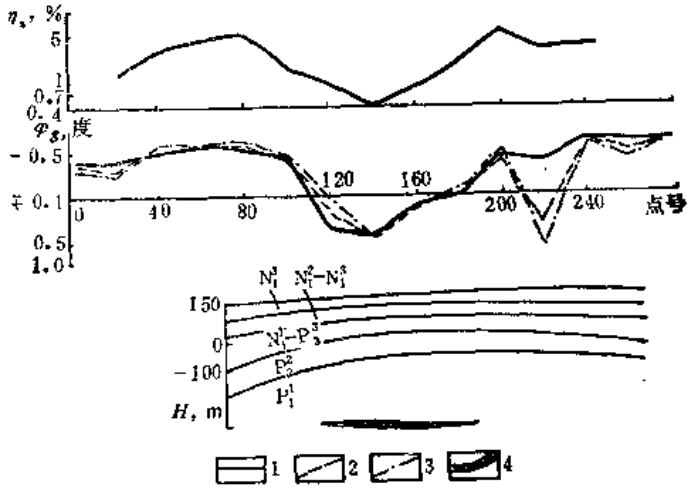


图 5-33　克兹洛依天然气矿床上相位激电法及激电测深工作结果

计算的φ_s值：1—用两种频率，0.076Hz和0.15Hz；2—用三种频率，0.076Hz、0.153Hz和0.305Hz；3—用四种频率，0.076Hz、0.153Hz、0.305Hz和0.61Hz；4—含气层

对比φ_s和η_s曲线可见，尽管这两条曲线是用完全不同的装置测量得到的，但它们在形状和幅度上都相似。引人注意的是异常的独特形状：在气藏边缘分别有两个视极化率极大值或视相位负极大值（相位正异常），在气矿藏中心有一个深凹的视极化率极小值或视相位正极值（相位负异常）。

在邻近的地电条件类似的巴查依天然气矿床上也发现了类似的规律。图5-34是该区相位激电法测量得到的φ_s等值线平面图。φ_s异常带有一个狭窄的负值升高区（相位正异常），它与气矿藏轮廓一致或紧邻（库利科夫和舍米亚金，1984）。

由上面的这些实例可以看出，与油气藏有关的激电异常和油气藏位置的关系有时是复杂

的，在解释异常、判断油气藏位置时应予以注意。

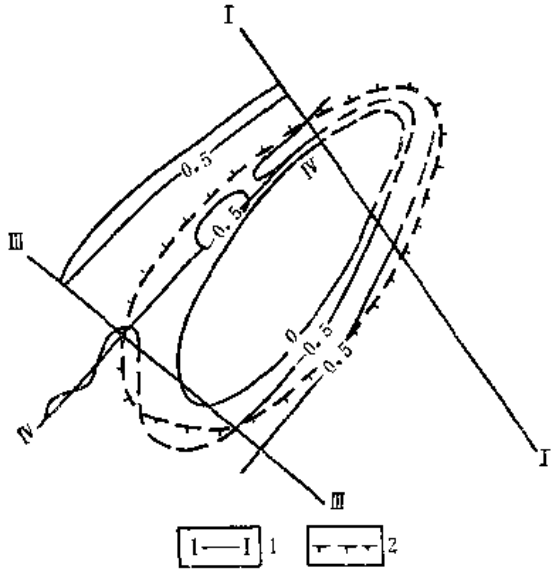


图 5-34 巴查依天然气矿床Φa等值线平面图（度）
1—剖面；2—天然气矿床范围

三、激电法在找油气藏时的应用条件、范围

前面已经说过，并不是所有油气藏上方浅部都有次生黄铁矿晕，都能在地面用激电法测到异常。因此，最适于用激电法找油的地区是那些已查明有与油气藏有关的激电异常的油气藏邻近地区，由于这些地区近地表地质条件和渗流位是类似的，因而在油气藏上方浅部地层也可能形成黄铁矿浸染晕，能被激电法探测到。必须避开油气渗流位不大或浅部缺乏多孔、含铁岩层的地区。可见，激电法找油的最可能应用场所是开发勘查，即扩大已知油田范围时使用。这时激电法可用来确定油气储构造的含油性，圈定油气藏范围和发现新油气藏。

四、激电法找油气藏时应注意的一些问题

在用激电法找油气藏时，由于地电断面电阻率较低和必须采用较大极距的装置进行测量，因此，电磁耦合干扰应当注意避免或进行校正。

实际测量表明，并不是所有储油构造上的激电异常都必然伴有工业油气藏。有些激电异常是干扰造成的。这些干扰中以黄铁矿化页岩、泥岩和煤最为常见。在大多数情况下，这些岩层中所含黄铁矿与油气渗流无关。

为了对激电测量结果进行较好的解释，应当在附近已知油气藏上进行激电测量，贯彻从已知到未知的原则进行解释。为了确定有意义的异常，应考虑其幅值、异常范围和异常与已知油气藏勘探区的关系和地表、地下地质情况。最后还应评价有意义的异常是否与烃类渗流有关联，这包括寻找独立的油气渗流证据和确定激电异常源，以及围岩类型，围岩中烃类、碳质、黄铁矿或其它极化物质的分布。

根据苏联地球物理学家的研究，在油气藏范围内激电二次场要比油气藏外激电二次场衰减（主要是较晚期）慢。因此，研究较晚期的衰减特性有可能识别激电异常是否与油气藏有关（Spies，1983）。那些已经在识别金属矿激电异常和非矿激电异常方面取得一定实效的方法，如谱激电法、复电阻率法在识别与油气藏有关的激电异常方面可能是大有作为的。

参 考 文 献

〔1〕 丁绪荣，1983，普通物探教程，地质出版社。

〔2〕 王家映等，1985，大地电磁拟地震解释法，石油地球物理勘探，20卷，1期。

〔3〕 王家映等，1986，关于大地电磁的平均速度问题，石油物探，24卷，1期。

〔4〕 牛之琏等，1986，脉冲瞬变电磁法及其应用，中南工业大学出版社。

〔5〕 卡列诺夫，E.H.，1959，垂向电测深曲线图解释，石油工业出版社。

〔6〕 石应骏等，1987，大地电磁测深法教程，地震出版社。

〔7〕 刘 崧，1988，计算视复电阻率的新的近似公式，地球物理学报，31卷，P687～694。

〔8〕 刘 崧、陈晦鸣，1990，面极化模拟解释激发极化异常的不适用性，地球物理学报，33卷，P454～462。

〔9〕 考夫曼，A.A.、凯勒，G.，1983，大地电磁测深法，地震出版社。

〔10〕 李金铭，1980，激电测深在沉积变质铁矿上的效果，物探与化探，第3期。

〔11〕 阿尔佩罗维奇，И.М.，1984，苏联石油勘探中的磁大地电流法，地质出版社。

〔12〕 库列科夫，A.B.、舍米亚金，E.A.，1984，相位激发极化法，地质出版社。

〔13〕 吴顺和，1985，石油地球物理勘探，石油工业出版社。

〔14〕 陈乐寿等，1988，大地电磁测深资料处理与解释，石油工业出版社。

〔15〕 罗延钟，1980，用多频测量作变频法电磁耦合校正，地质与勘探，10期。

〔16〕 周雪清等，1987，雪峰山及其两侧地区深部构造初探，勘探地球物理专辑（等二辑），地质出版社。

〔17〕 柯马罗夫，B.A.，1983，激发极化法电法勘探，地质出版社。

〔18〕 柳 洛，B.Л.，1985，阿尔泰矿区普查多金属矿过渡过程法的应用，中南矿冶学院学报，6期。

〔19〕 张赛珍，1990，激发极化法勘探油气藏的应用基础和实用实例，物探与化探，13卷，P392—401。

〔20〕 特尔福特，W.M.，1982，应用地球物理学，地质出版社。

〔21〕 郭鹤桐，1965，电化学，高等教育出版社。

〔22〕 程庆云等，1962，电法勘探（构造物探专业用），中国工业出版社。

〔23〕 傅良魁主编，1982，激发极化法，地质出版社。

〔24〕 傅良魁主编，1983，电法勘探教程，地质出版社。

〔25〕 Cagniard, L., 1953, Basic Theory of the Magnetotelluric Method of Geophysical Prospecting, Geophysics, V.18, P605—635.

〔26〕 Ghosh, D.P., 1971, The Application of Linear Filter Theory to the Direct Interpretation of Geoelectric Resistivity Sounding Measurement, Geophysical Prospecting, V.19, No.2.

〔27〕 Hallof, P.G., and Klein, J.D., 1982, Electrical Parameters of Volcanogenic Mineral Deposits in Ontario, Presented at the SEG 52th Annual International Meeting, Dallas, Texas.

〔28〕 Hohmann, G.W., 1973, Electromagnetic Coupling between Grounded

Wire at the Surface of a Two-layer Earth, Geophysics, V.38, P854—863.

[29] Hughes, L.J., and Mass, J.L., 1987, Geothermal Reservoir Delineation and Monitoring with CSAMT, Presented at the 49th Meeting of the ESEG.

[30] Jones, A.G., 1988, Static Shift of MT Data and Its Removal in A Sedimentary Basin Enviroment, Geophysics, V.53, P967.

[31] Kaufman, A.A., 1988, Reduction of the Geophysical Noise in MT Sounding, Geoexploration, V.25, P145～161.

[32] Kawasaki, K., et al, 1986, Geophysical Surveys in the Hishikari Mine Area, Mining Geology, V.36, P131～147.

[33] Keller, G.V., et al, 1984, Megasource Time-domain Electromagnetic Sounding Methods, Geophysics, V.49, P993～1009.

[34] Kraev, A.P., 1987, Transient Process in A Homogeneous Submerged Medium, SCi.Rep., Leningrad State Univ., No.14, Se. Physis SCi, Issue 3, V.Ⅱ.

[35] Lakanen, E., 1986, Scalar Audio-magnetotellurics Applied to Base-metal Exploration in Finland, Geophysics, V.51, P1628～1646.

[36] Liu, S., 1984, A New IP Decoupling Scheme, Exploration Geophysics, V.15, P99～112.

[37] Long, C.L., and Kaufman, H.E., 1980, Reconnaissance Geophysics of A Known Geothermal Resource Area, Weiser, Idaho, and Vale, Oregon, Geophysics, V.45, P312～322.

[38] Madden, T.R., and Cantwell, J., 1967, Induced Polarization, A Review. in Mining Geophysics, V.Ⅰ, Tulsa, SEG, P373～400.

[39] Marshall, D. T., and Madden, T. R., 1959, Induced Polarization, A Study of Its Causes, Geophysics, V.24, P790～816.

[40] Nabighian, M.N., and Elliot, C.L., 1976, Negative Induced Polarization Effects from Layered media, Geophysics, V.41, P1236～1255.

[41] Nekut, A.C., and Spies, B.R., 1989, Petroleum Exploration Using Controlled Source Electromagnetic Methods, Proceeding of the IEEE, V.77, No 2, P338～362.

[42] Niblett, E.R., et al, 1960, Variation of Electrical Half-Space—An Approximate Representation, Geophysics, V.44, P1700～1705.

[43] Oenler, D.Z., and Sternberg, B.K., 1984, Seepage-induced Anomalies, "False" Anomalies, and Implications for Electrical Prospecting, The American Association of Petroleum Geophysics Bulletin, V. 68, P1121～1145.

[44] Orange, A.S., 1989, Magnetotelluric Exploration for Hydrocarbons, Proceeding of the IEEE, V.77, No.2, P287～317.

〔45〕 Pelton, W.H.et al., 1978,Mineral Discrimination and Removal of Inductive Coupling with Multifrequency IP, Geophysics, V.33, P588～609.

〔46〕 Seigel, H.O., 1959, A Theory of Induced Polarization Effects (for Step-function Exitation),Overvoltage Research and Application,edited by J.R.Wait, Pergamon Press, P.4～21.

〔47〕 Seigel, H.O., 1974, The Magnetic Induced Polarization Method(MIP), Geophysics, V.39, P321～339.

〔48〕 Spies,B.R.,1983,Recent Developments in the Use of Surface Electrical Methods for Oil and Gas Exploration in the Soviet Union, Geophysics, V.48, P1102～1112.

〔49〕 Sternberg, B.K., and Oehler, D.Z., 1982, Electrical Methods for Hydrocarbon Exploration, I: Induced Polarization (INDEPTH) Method, in Proceeding of Symposium on Unconventional Methods in Exploration for Petroleum and Natural Gas. Dallas, Texas, Southern Methodist University, September 8～9.

〔50〕 Strangway, D.W., et al, 1973, The Application of Audio-Frequency Magnetotellurics (AMT) to Mineral Exploration, Geophysics, V. 38, P1159～1175.

〔51〕 Strangway, D.W., and Koziar, A.,1979, Audio-Frequency Magnetotelluric Sounding—A Case History of the Cavendish Geophysical Test Range, Geophysics, V.44, P1429～1446.

〔52〕 Sunde, E.D., 1968,Earth Conduction Effects in Transmission System, New York, Dover Publishing Co,.

〔53〕 Tikhonov, A.N., 1950, On Determining Electrical Characteristics of the Deep Layers of the Earth's Crust,Dakl.Akad.Nauk.SSSR 73,P295～297.

〔54〕 Vacquier, V., et al., 1957, Prospecting for Ground Water by Induced Polarization, Geophysics, V.22, P660～687.

〔55〕 Vozoff, K., 1986, Magnetotelluric Methods, Geophysics Reprint Series, No.5.

〔56〕 Wait, J. D., 1958, Discussion on《A Theoretical Study of Induced Electrical Polarization》, Geophysics, V.23, P144～153.

〔57〕 Wanamaker, P.E., et al., 1984, MT Responses of Three-dimentional Bodies in Layered Earth, Geophysics, V.49, P1517～1533.

〔58〕 Wang, J., et al., 1985, Fundamental Characteristics of an Approximate Correction Method for Electromagnetic Coupling in Frequency-domain Induced Polarization, Geophysics, V.50, P235～241.

〔59〕 Word, D. R., et al., 1971, Crustal Investigation by the MT tensor Impedance Method,The Structure of Physics Properties of the Earth's

Crust, P397～416.

[60] Yokokawa, K., 1984, The Exploration System and equipment of the CSAMT method, Geophysical Prospecting, V.37, P279～286.

[61] Zonge, K. L., et al., 1972, Comparison of Time, Frequency, and Phase measurements in Induced Polarization, Geophysical Prospecting. V.20, P628～648.

[62] Zonge, K.L., and Wynn, J.C., 1975, Recent Advances and Application in Complex Resistivity Measurement, Geophysics, V. 40, P851～864.

[63] Zonge, K. L., et al., 1980, Cotrolled Source Audio-frequency MT Measurements. Reprinted in: Vozoff, K. (Ed.), 1986, Magnetotelluric Methods, SEG, P749～763.

[64] Zonge, K.L., 1985, The Effect of Electrode Contact Resistance on Electric Field Measurements, Expended and Biographies, 55th Annual International SEG Meeting and Exposition, P231～234.

[65] Zonge, K.L., et al., 1988, Controlled Source Audio-frequency Magnetotellurics, Nabighan, M.N (Ed.),EM Method in Applied Geophysics, V.2, SEG.

[66] Бердичевский, М. Н., 1960, Электрическая Разведка Методом Меллуриг еских Моков. ГОСТОПЕХИЗДАТ.

[67] Ваньян, Л. Л., 1965, ОСНОВЫ Электромагнигных Зондирований, ИЗДА ТЕЛЬСТВО«НЕДРА»