

大地电磁测深研究

刘国栋 陈乐寿 主编

地震出版社

56.28

857

大地电磁测深研究

陈乐寿

主 编

刘国栋

地 震 出 版 社

1 9 8 4

DS84/15

内 容 提 要

本书系统地介绍了近些年来大地电磁测深法的最新研究成果,包括:大地电磁测深法的进展情况、场源、数据处理、噪音对资料的影响和消除、视电阻率曲线的畸变、一维反演和二维正反演问题、高温高压下岩石电性实验、大地电磁测深仪器设备以及大地电磁测深法在地壳上地幔研究、地质勘探和地震预报方面的应用。在内容编排上除着重介绍最新研究成果外,还介绍了发展过程 and 实际运用,以便读者对该方法有一个系统、全面的了解。

本书适合于大地电磁测深和地球物理勘探工作者参考,也可供地球物理专业的大专院校师生和科学工作者参考。

大地电磁测深研究
刘国栋 陈乐寿 主编
责任编辑:姚家榴

地质出版社出版
北京复兴路63号
北京建外印刷厂印刷
新华书店北京发行所发行
各地新华书店经售

850×1168 1/32 13 印张 1 插页 333 千字
1984年6月第一版 1984年6月 第一次印刷
印数: 0001—2000
统一书号: 13180·196 定 价: 2.40元

前 言

大地电磁测深方法是在五十年代初期提出的一种较新的地球物理探测方法，近年来在基本理论、工作方法、资料的整理和解释以及仪器等各方面都有很大的发展。目前这一方法已日趋完善和成熟，在地球深部探测、能源勘探（石油、地热等）以及天然地震研究等领域中都获得了广泛的应用。在我国，这一方法的研究和应用也为许多部门和单位所重视，并且取得了可喜的进展。我们编写本书的目的就是企图向从事这一工作的科技人员以及对这种方法感兴趣的读者系统地介绍近年来这一方法在理论研究、资料处理、成果解释、仪器制造和实际应用等方面的最新研究成果，使读者得以了解大地电磁测深方法的发展现状，以有助于深部地球物理勘探以及地壳上地幔研究。

本书由刘国栋、陈乐寿主编，各章作者是：第一章：刘国栋；第二章：朱佐全、梁恕信；第三章：郭守年；第四章：邓前辉；第五章：王光镔、王秀琨；第六章：晋光文；第七章：陈乐寿、王家映；第八章：林长佑；第九章：毛桐恩、刘国栋；第十章：张木生。各章内容前后衔接，但每章都可作为独立部分供读者选读。

由于编写时间仓促，作者业务水平有限，书中难免存在错误和欠妥之处，希望读者不吝指正。

目 录

第一章 大地电磁测深法的进展	(1)
一、引言	(1)
二、大地电磁测深数据分析和整理	(4)
三、大地电磁测深资料解释	(13)
四、大地电磁测深仪	(16)
五、大地电磁测深法的应用	(20)
第二章 大地电磁场	(29)
一、大地电磁场源	(29)
二、大地电磁场的一般特征	(35)
三、考虑场源问题的大地电磁法理论、解释方法及 场源对测深结果的影响	(49)
第三章 大地电磁测深资料的数据处理方法	(63)
一、大地电磁测深资料数字处理的原理	(63)
二、加快资料处理速度的两种计算方法	(73)
三、大地电磁测深资料处理的一些进展	(83)
四、最大熵谱介绍	(99)
第四章 大地电磁测深中的噪声及其消除方法	(111)
一、测量噪声及其对阻抗估算的影响	(111)
二、不相关噪声的消除方法	(116)
三、参考道大地电磁测深法	(131)
四、附录	(143)
第五章 大地电磁测深曲线的畸变	(146)
一、二维介质的畸变效应	(147)
二、三维介质的畸变效应	(163)

三、水平非均匀介质中视电阻率曲线的解释原则 ……	(168)
第六章 大地电磁测深资料的一维反演方法 ……	(172)
一、计算机自动反演法 ……	(173)
二、视电阻率、阻抗及其偏导数的计算 ……	(198)
三、反演过程中应注意的几个问题 ……	(202)
第七章 大地电磁测深资料的二维正、反演问题	(208)
一、二维地质模型条件下大地电磁场分量 的正演计算 ……	(208)
二、辅助场值、阻抗及相对模型参数的偏导数 的计算 ……	(247)
三、反演方法 ……	(364)
四、一个实例 ……	(294)
第八章 地壳、上地幔条件下岩石的导电性 ……	(301)
一、各种因素对岩石导电性的影响 ……	(301)
二、有关岩石导电机制的一些问题 ……	(313)
三、地壳、上地幔中某些物理-化学变化引起的岩 石导电性的变化 ……	(320)
四、形变-破裂过程中岩石导电性的变化 ……	(328)
第九章 大地电磁测深法的应用 ……	(342)
一、大地电磁测深法在研究地壳上地幔中的应用 ……	(342)
二、大地电磁测深法在地震研究中的应用 ……	(348)
三、大地电磁测深法在油气和矿产普查勘探中 的应用 ……	(359)
四、大地电磁测深法在地热田勘探中的应用 ……	(366)
第十章 大地电磁测深仪 ……	(372)
一、大地电磁测深仪的组成 ……	(373)
二、某些国家采用的大地电磁测深仪器设备 ……	(387)

第一章 大地电磁测深法的进展

一、引言

大地电磁测深法的提出至今约有三十年了，但只是在最近十余年才真正引起了人们的兴趣和重视。因为在这一时期内，大地电磁测深法无论在理论、数据处理、资料解释、工作方法和仪器设备等方面都取得了显著的进展，突破了许多难点，取得了一批令人信服的成果。与此同时，地球科学工作者在努力探索地球内部，寻找有用资源的过程中，越发感到研究地球电性特征的重要性，利用这种方法能够提供一些非常有价值的信息。

大地电磁测深法是基于电磁感应原理，用于研究地球电性的一种地球物理方法。它利用能量很大的天然电磁场作场源。高空电离层和磁层的电流体系由于太阳辐射发生的变化，以及大气层中的雷电效应，都将引起地球磁场的波动，它的周期范围是十分宽阔的。这种磁场的波动在导电的地球内感应出变化的电场——大地电流场，并产生二次磁场。在地球内部，这种电磁场的分布取决于岩石的电性结构。在地面上单点观测天然交变电磁场互相垂直的四个水平分量 (E_x, E_y, H_x, H_y)，分析研究地面波阻抗随频率的变化，可以探测地球内部岩石电性随深度的分布。因为集肤效应的作用，不同频率的电磁波具有不同的穿透深度，它将带来不同深度岩石电性的信息。

在研究地球电性的多种电法和电磁法中，大地电磁测深法具有探测深度大（广泛用于地壳和上地幔的研究），不受高阻层屏蔽，分辨能力较强（特别是对良导介质），等值范围较窄，工作成本低廉和野外装备较轻便等特点⁽¹⁾。在很大程度上，这是由于大地

电磁测深法利用频带非常宽阔的，能量巨大的天然交变电磁场作场源的结果。

近年来，国际学术组织和团体很重视大地电磁测深的研究及其应用。国际地磁学和空间地球物理协会 (IAGA)，在1977年西雅图会议上曾呼吁各国支持成立一个特别委员会，制定一项探测地幔软流圈导电性的计划；并提议1978年—1985年期间集中力量进行大地电磁测深和地磁测深工作。国际大地测量学和地球物理学联合会 (IUGG) 与国际地质科学联合会 (IUGS)，在1979年1月联合提出的国际固体地球科学研究计划中（即岩石圈——八十年代国际地球科学研究的新领域），特别强调在研究岩石圈和软流圈的结构和组成中，地震法、大地电磁测深和地磁测深法两类最重要的方法。我们知道，只有地震波和电磁波能穿入很深的地球内部，而电磁波所给出的地球内部的电性信息，是地震波所无能为力的。地球内部岩石的电性特征不仅与其组分、结构、状态有关，而且对温度特别敏感，这对地球动力学的研究是十分有意义的。

目前，在国际范围内关于电磁方法有代表性的研究团体或组织大约有200—300个^[2]。苏联、美国、加拿大、西德、法国、澳大利亚、英国、意大利、东欧各国以及亚洲一些国家，都开展了大地电磁测深的工作。某些国家对其重视程度往往仅次于地震测深。据统计，苏联有100个以上的大地电磁测深队，有四个大地电磁测深数据处理中心，有专门的大地电磁测深仪研制中心^[3]。美国从事有关大地电磁测深研究的单位约20个左右。很多单位不仅进行理论研究，并且做了大量实际观测以及方法、技术和仪器的研究工作。早在1969年，美国一年用于大地电磁测深方面的研究经费，就达100万美元以上^[4]。此外，加拿大、西德、澳大利亚等国，从事大地电磁法的研究单位也较多。

大地电磁测深法主要应用于研究地壳和上地幔结构；探测沉积盆地构造，寻找含油气田的远景区；普查勘探地热田；有些国家还用其监测地壳深部电阻率随时间的变化研究地震预报；寻找

水源和良导性矿产等。大地电磁测深法用于地壳上地幔的研究方面是比较成熟的，各国在各种不同类型的构造单元上作了大量的工作，获得了十分有价值的资料，每年都有大量的文献报导。在应用该法探测沉积盆地构造，寻找含油气田远景区方面，近年来也取得很多成果。苏联在沉积盆地的勘探中，使用了四种电法勘探（大地电磁测深法、直流电法、相位激发极化法、近区形成场测深法），大地电磁测深法占总工作量的70%〔5〕，成为综合地球物理勘探中不可缺少的一种手段。美国地质电子公司(Geotronics)，1977年为了寻找油气田远景区和热能区，一年就观测和解释大地电磁测深点1000个以上〔6〕。澳大利亚政府矿产资源总局，1969年开始资助大地电磁测深的研究工作，着重用于沉积盆地勘探方面，并将其列为整个地球物理工作计划的一部分〔7〕。在地热田的普查和勘探中，大地电磁法是一种主要的地球物理方法。世界上许多热田区都进行了大地电磁或电磁法勘探〔8〕，美国四十几个热田区都进行了大地电磁工作。为了研究冰岛热田及其地壳和上地幔的电性结构，1965年以来，特别是七十年代，许多队伍在冰岛进行了大地电磁测深工作〔8〕。美国、加拿大、日本等都在试验和探索利用大地电磁测深法作地震预报的途径。有的学者通过实验研究指出，大地电磁测深法可能是预报地震的有效手段〔8〕。

由于大地电磁测深法的日益发展和广泛应用，有关的学术会议也逐渐频繁起来。1972年以来，国际上曾多次举行关于地磁感应方面的会议，例如1972年9月20日—27日爱丁堡会议，1974年8月22日—28日渥太华会议，1976年7月索卜隆(Sopron匈牙利)会议，1978年9月7日—13日莫脑会议(Murnad西德)。在这些会议上提出了大量的有关大地电磁测深方面的论文和报告。在1979年11月于澳大利亚堪培拉举行的XVII届国际大地测量和地球物理学大会上，专门设有关于地壳、上地幔导电性的学术大会，会上有许多大地电磁测深方面的论文发表。某些国家，例如苏联近些年来，大致每两年举行一次全国性的有关大地电磁测深方面的专业学术会

议, 在1976年的会议上, 有论文和报告99篇, 200多人参加^[3], 在1978年的会议上, 论文和报告增至160篇^[10]。

下面就大地电磁测深方法几个主要方面的研究进展情况, 作一简要介绍。

二、大地电磁测深数据分析和整理

1. 从标量阻抗到张量阻抗的分析方法

大地电磁测深法的最初模型, 是1950年吉洪诺夫(Тихонов)^[11]以及1953年卡尼亚尔(L. Cagniard)提出来的^[12]。假设模型场源是均匀平面电磁波垂直入射于大地, 大地电性介质是水平均匀层状分布, 这种模型称为一维模型。这时介质电阻率仅是深度坐标 z 的函数 $\rho = \rho(z)$ 。在这种假设下, 电磁场在水平方向上的变化

率为零 $\left(\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{\partial E}{\partial y} = \frac{\partial H}{\partial x} = \frac{\partial H}{\partial y} = 0\right)$, 电磁场的垂直分量为零 $(E_z = H_z = 0)$, 电磁场沿任意水平正交方向上分解为两组线性偏振波 E_x, H_y 和 E_y, H_x , 有波阻抗关系:

$$Z_{xy} = \frac{E_x}{H_y}, \quad Z_{yx} = \frac{E_y}{H_x} \quad (1.1)$$

并且 $|Z_{xy}| = |Z_{yx}| = |Z|$, 即波阻抗是与测量轴方位无关的标量, 称为标量阻抗。介质的视电阻率 ρ_a 和地面波阻抗 Z 的关系为:

$$\rho_a = \frac{1}{\omega\mu} |Z|^2, \quad (\text{MKSC单位制}) \quad (1.2)$$

μ 为导磁率, ω 为电磁场的圆频率。

同样, 也可以用电磁场之间的相移曲线来表示波阻抗值的特征:

$$\varphi_{xy} = \text{Arg}(Z_{xy}), \quad \varphi_{yx} = -\text{Arg}(Z_{yx}), \quad (1.3)$$

早期的大地电磁测深结果表明, 按上式计算的视电阻率或相移往往是很分散的。其原因可能是场源视为平面波不合理, 或者

是把地球做为一维模型看待不合理。

早在1954年韦特(Wait)就指出：如果在相当于电磁波穿透深度那么大的水平距离范围之内，外场是均匀的话，那么对大地电磁测深法来说，就可以认为场源是均匀的平面波。实际观测表明，在中纬度地区，沿子午线方向100—200公里，沿纬线方向300—500公里距离上，外场仅略有变化^[13]。但在接近极地地区，作为平面波的场源尺度变小，例如冰岛地区位于极地电离层电喷射带(Polar electrojet)之下，场源很不均匀。为了评价场源对该区大地电磁测深结果的影响，哈克(Haak)对一些模型作了计算。他发现当电磁波穿入深度小于其波长 L 时，可以忽略场源不均匀性的影响。由于极地电离层电喷射带的半宽度大约为480公里，因而在冰岛地区对于穿入深度小于100公里的电磁波，其场源不均匀性的影响可以不必考虑^[14]。普赖斯(Price)1962年就一些不同场源尺寸对大地电磁测深曲线影响的计算表明，对于视电阻率曲线来说，当电磁场周期 T 接近 10^4 秒时，场源尺寸的影响才出现，但对相位曲线来说，当周期 T 在 10^3 秒时，场源尺寸的影响就已出现。由于一般的大地电磁测深法所应用的电磁场周期都小于 10^4 秒，故可不必考虑场源尺寸的影响^[15]。然而，若研究地球更深处的构造，就必须考虑场深尺寸和地球曲率的影响了。

通过对场源影响的研究表明，均匀平面电磁波的假设，在通常的大地电磁测深法所应用的信号频带和探测深度范围内基本是合理的。上述计算视电阻率和相位移往往很分散的原因只能是一维模型与实际的地球构造不一致所引起的。这个问题早在五十年代末期就为很多研究者认识到了。

大地电磁测深法属于体积勘探方法，在勘探体积范围内一维地质构造是少见的。实际上经常遇到的是具有一定延伸的二维构造，这时电阻率沿深度 z 和倾向 y 都是变化的。有时还可能是更为复杂的三维构造，即电阻率是坐标 x, y, z 的函数。理论分析和大量实验资料证明，在电阻率沿水平方向不均匀的这种情况下，

电磁场水平分量之间的关系为:

$$\begin{aligned} E_x &= Z_{xx}H_x + Z_{xy}H_y, \\ E_y &= Z_{yx}H_x + Z_{yy}H_y, \end{aligned} \quad (1.4)$$

或写成:

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Z_{xx} & Z_{xy} \\ Z_{yx} & Z_{yy} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H_x \\ H_y \end{pmatrix}, \quad (1.5)$$

这时阻抗 Z 是一个二阶平面张量:

$$[Z] = \begin{pmatrix} Z_{xx} & Z_{xy} \\ Z_{yx} & Z_{yy} \end{pmatrix},$$

其中 Z_{xx} , Z_{xy} , Z_{yx} , Z_{yy} 称为张量阻抗元素。(1.4)式表明, 此时电场 E_x 不仅与垂直的磁场 H_y 有关, 而且还和与其同向的磁场 H_x 有关。同样 E_y 也同时与 H_x 和 H_y 有关。

如果将(1.4)式改写成:

$$\begin{aligned} \frac{E_x}{H_y} &= Z_{xy} + Z_{xx} \frac{H_x}{H_y}, \\ \frac{E_y}{H_x} &= Z_{yx} + Z_{yy} \frac{H_y}{H_x}, \end{aligned} \quad (1.6)$$

把它与(1.1)式的标量阻抗关系式相比较, 这时 $\frac{E_x}{H_y}$ 和 $\frac{E_y}{H_x}$ 是与表征场源极化方向的 H_x/H_y 和 H_y/H_x 有关。我们知道天然电磁场是一个随机的场, 它的极化方向是随机的, 因而在介质电阻率水平不均匀的情况下, 用标量阻抗分析方法所计算的视电阻率和相位, 其结果必然出现分散现象。但张量阻抗元素 Z_{ij} 与场源极化方向无关, 它只与地球介质电性, 电磁场频率和测量坐标方位有关, 唯一的定义了非均匀导电介质中的阻抗值。

大地电磁测深的张量阻抗概念是1960年由坎特韦尔 (Cantwell) 提出来的^[16]。后来斯威夫特(Swift), 莫里森(Morrison), 西姆斯(Sims), 沃德(Word), 乌佐夫(Vozoff)等相继系统地研究了张量阻抗的性质、分析方法和计算过程等[17—20]。目前大地电磁测深的张量阻抗分析方法, 已经成为一个基本的和较完备的

数据处理方法。

张量阻抗有一些重要的性质,对资料解释很有用:如果已经获得了互相垂直的 x, y 坐标轴上的张量阻抗值 Z_{xy}, Z_{yx}, Z_{xx} 和 Z_{yy} ,那么其他任何坐标轴 x', y' 上的张量阻抗值均可计算出来。表明沿 x, y 轴测量电磁场 E_x, E_y, H_x 和 H_y 可获得反映平面内张量阻抗性质的所有信息。当我们把测量坐标方位角 θ 从0变到 2π 时,各张量阻抗值的模在平面上划出一个主抗极化图形。对一维构造来说,主阻抗 $|Z_{xy}| = |Z_{yx}| = |Z_0|$,其极化图是一个以 $|Z_0|$ 为半径的圆,而辅阻抗 $Z_{xx} = Z_{yy} = 0$ 。对二维构造来说,主阻抗极化图是一个相对 x' 轴(走向方向)和 y' (倾向方向)对称的叶状图形,在走向和倾向方向上主阻抗取极大值;辅阻抗极化图由相对 x' 轴和 y' 轴对称的四个花瓣组成,在走向和倾向方向上辅阻抗为零或接近于零值。因而根据主阻抗取极大、辅阻抗近于零值的方位角 θ ,可以确定二维构造的方向。当计算 θ 角随频率的复化时,还可大致看出不同深度上构造方向的改变情况。张量阻抗的下述三种结合形式:

$$\begin{aligned} I_1 &= Z_{xx}Z_{yy} - Z_{xy}Z_{yx}, \\ I_2 &= Z_{xx} + Z_{yy}, \\ I_3 &= Z_{xy} - Z_{yx}, \end{aligned} \quad (1.7)$$

均与测量坐标轴方位角 θ 无关,叫作张量阻抗的不变量。对于水平层状的一维构造 $I_2 = 0$,所以 I_2/I_1 和 I_2/I_3 可以表示介质的侧向不均匀程度。对一维和二维构造 $I_2/I_1 = I_2/I_3 = 0$,对三维构造 I_2/I_1 和 I_2/I_3 不等于零;一维构造 $Z_{xy} = Z_{yx}$,但二维构造 $Z_{xy} \neq Z_{yx}$ 。

2. 电磁场的谱分析

这是大地电磁资料处理中的重要步骤,因为大地电磁测深法研究的是波阻抗的频率响应,而电磁场观测是在时间域进行的,为此必须首先从时间域记录中提取电磁场的频谱信息。根据谱分析结果求取张量阻抗元素。

谱分析的方法很多，各种方法有很大的差别。方法的选择取决于信号本身的特点。赫门斯(Hermance)将大地电磁测深法常用的谱分析方法归纳为以下几种：〔21〕

(1) 傅氏谐和分析：傅氏谐和分析假设时间序列是一个具有基本周期 T_0 的周期性信号，即 $f(t) = f(t + T_0)$ 。在大地电磁测深中，它意味着大地电磁信号是一个周期性信号，其基本周期 T_0 等于所取记录段的长度。这时能用一系列谐波极好地拟合整个长度 T_0 上的信号。即：谐波的振幅谱为：

$$S(k\omega_0) = \frac{1}{T_0} \int_{-T_0/2}^{T_0/2} f(t) e^{ik\omega_0 t} dt \quad (1.8)$$

这里 $\omega_0 = \frac{2\pi}{T_0}$ 为基波的圆频率， $S(k\omega_0)$ 是离散的振幅谱， $k = 1, 2, \dots$ 。

(2) 傅氏暂态分析：傅氏暂态分析认为时间序列是非周期性和非平稳的。为了描述这种时间序列必须在整个时间域上计算谐波，因此它是一个连续谱：

$$S(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t) e^{-i\omega t} dt \quad (1.9)$$

但是，记录段总是有限的。如果假设电磁场信号在记录时间 $t = 0$ 到 $t = T_0$ 的范围之外皆为零，便称为暂态现象。磁暴可被视为一个暂态过程。如果事先选择某些频谱丰富的资料段，暂态分析在所期望的频带上可得到高信噪比的频谱分析结果。

(3) 统计功率谱分析：如果认为时间序列为平稳随机过程，在频率域上则采用统计功率谱分析方法。函数 $f(t)$ 的功率谱定义为：

$$P_{xx}(\omega) \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T_0} \left| \int_{-T/2}^{T/2} f(t) e^{-i\omega t} dt \right|^2 \quad (1.10)$$

也可通过函数的相关分析求得功率谱，因为自相关函数或互相关函数的傅氏变换，即为相应的自功率谱或互功率谱。

(4)带通滤波：上述方法提供的频谱信息都是整个记录长度上的统计结果。然而，大地电磁场各种频率成分的信号，并非在整个记录段上是均匀连续出现的。这样，由于相对平静的记录段参与统计，必然会相对突出干扰噪声的影响，降低谱分析精度。

带通滤波是在时间域先进行选频带通滤波。从其输出的图像中可看出频谱的分布情况，再选择信号电平较高的频率成分作傅氏谱分析，可得到高信噪比的分析结果。时间域的滤波方法经常采用褶积窄带或递归窄带滤波，后者可以提高计算速度。

3. 张量阻抗元素的求取

原则上根据两组独立观测的电磁场数据的谱分析结果，按(1.4)式就可以求取四个张量阻抗元素。由于实际观测中不可避免地存在各种噪音和误差，故采用多组观测数据来求取。此时形式为：

$$\begin{pmatrix} E_x^{(1)} & E_x^{(2)} & \dots & E_x^{(n)} \\ E_{xy}^{(1)} & E_y^{(2)} & \dots & E_y^{(n)} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Z_{xx} & Z_{xy} \\ Z_{yx} & Z_{yy} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H_x^{(1)} & H_x^{(2)} & \dots & H_x^{(n)} \\ H_y^{(1)} & H_y^{(2)} & \dots & H_y^{(n)} \end{pmatrix}, \quad (1.11)$$

式中上角标表示观测的次数。通常直接采用最小二乘法原理，求解使其电磁场分量的实测值与其预测值之间方差为最小的张量阻抗元素值为最佳估算值。求取张量阻抗的公式为：

$$\begin{aligned} Z_{xx} &= \frac{\langle E_x A^* \rangle \langle H_y B^* \rangle - \langle E_x B^* \rangle \langle H_y A^* \rangle}{\langle H_x A^* \rangle \langle H_y B^* \rangle - \langle H_x B^* \rangle \langle H_y A^* \rangle}, \\ Z_{xy} &= \frac{\langle E_x A^* \rangle \langle H_x B^* \rangle - \langle E_x B^* \rangle \langle H_x A^* \rangle}{\langle H_x A^* \rangle \langle H_y B^* \rangle - \langle H_x B^* \rangle \langle H_y A^* \rangle}, \\ Z_{yx} &= \frac{\langle E_y A^* \rangle \langle H_y B^* \rangle - \langle E_y B^* \rangle \langle H_y A^* \rangle}{\langle H_x A^* \rangle \langle H_y B^* \rangle - \langle H_x B^* \rangle \langle H_y A^* \rangle}, \\ Z_{yy} &= \frac{\langle E_y A^* \rangle \langle H_x B^* \rangle - \langle E_y B^* \rangle \langle H_x A^* \rangle}{\langle H_x A^* \rangle \langle H_y B^* \rangle - \langle H_x B^* \rangle \langle H_y A^* \rangle}, \end{aligned} \quad (1.12)$$

式中 A^*B^* 代表 E_x, E_y, H_x, H_y 的共轭复数的任意组合。由于

Z_{ij} 随频率变化比较缓慢, 功率谱可用一定窄带上的平均值来代替, 以增加参与统计的资料数, 节省计算时间。虽然 A^*B^* 可能有六种组合方式, 但当其组合为 E_x^* , H_y^* 和 E_y^* , H_x^* 时, 公式的解不稳定, 因而通常只利用四种解。由于四种解对电磁场各分量噪音反映是不同的, 实际工作中常取它们的平均值, 以压低噪音影响, 提高资料整理的精度。

斯威夫特利用电磁场信号的自功率谱和相干度来计算张量阻抗元素^[17]。其公式为:

$$\begin{aligned} Z_{xx} &= \frac{|E_x| \text{Coh}(E_x, H_x) - \text{Coh}(E_x, H_y) \cdot \text{Coh}(H_x, H_y)}{|H_x| \cdot [1 - |\text{Coh}(H_x, H_y)|^2]}, \\ Z_{xy} &= \frac{|E_x| \text{Coh}(E_x, H_y) - \text{Coh}(E_x, H_x) \text{Coh}(H_x, H_y)}{|H_y| \cdot [1 - |\text{Coh}(H_x, H_y)|^2]}, \\ Z_{yx} &= \frac{|E_y| \text{Coh}(E_y, H_x) - \text{Coh}(E_y, H_y) \text{Coh}(H_x, H_y)}{|H_x| \cdot [1 - |\text{Coh}(H_x, H_y)|^2]}, \\ Z_{yy} &= \frac{|E_y| \text{Coh}(E_y, H_y) - \text{Coh}(E_y, H_x) \text{Coh}(H_x, H_y)}{|H_y| \cdot [1 - |\text{Coh}(H_x, H_y)|^2]}, \end{aligned} \quad (1.13)$$

式中 $|E_x| = \langle E_x E_x^* \rangle^{1/2}$, $\langle E_x E_x^* \rangle$ 也表示 n 组资料段上统计功率谱对一定带宽的平均值。其他各量可类推。相干度定义为:

$$\text{Coh}(A, B) = \frac{\langle AB^* \rangle}{|A| \cdot |B|}, \quad (1.14)$$

例如:

$$\text{Coh}(H_x, H_y) = \frac{\langle H_x H_y^* \rangle}{(\langle H_x H_x^* \rangle \langle H_y H_y^* \rangle)^{1/2}}, \quad (1.15)$$

当场源接近于线性极化时, $H_x H_y$ 的相干度很高, 即 $\text{Coh}(H_x, H_y) \rightarrow 1$, 此时 E_{ij} 的解变得不稳定。因此, 它同样要求场源必须是非线性极化的。

雷迪(Reddy)等人把频率域内大地电磁场之间的张量阻抗关系式(1.5), 与多重输入的线性系统做类比。在假设电磁场信号是一平稳随机过程的情况下, 应用多重输入线性系统的理论, 得出

张量阻抗元素的表达式为^[22]：

$$\begin{aligned}
 Z_{xx} &= \frac{P_{13} \left[1 - \frac{P_{12}}{P_{22}} \frac{P_{23}}{P_{13}} \right]}{P_{11}(1 - \gamma_{12}^2)}, \\
 Z_{xy} &= \frac{P_{23} \left[1 - \frac{P_{21}}{P_{11}} \frac{P_{13}}{P_{23}} \right]}{P_{22}(1 - \gamma_{12}^2)}, \\
 Z_{yx} &= \frac{P_{14} \left[1 - \frac{P_{12}}{P_{22}} \frac{P_{24}}{P_{14}} \right]}{P_{11}(1 - \gamma_{12}^2)}, \\
 Z_{yy} &= \frac{P_{24} \left[1 - \frac{P_{21}}{P_{11}} \frac{P_{14}}{P_{24}} \right]}{P_{22}(1 - \gamma_{12}^2)},
 \end{aligned} \tag{1.16}$$

式中 P 表示电磁场信号的自功率谱或互功率谱，角码 1, 2, 3, 4 分别表示 H_x, H_y, E_x, E_y ，而

$$\gamma_{12}^2 = \frac{|P_{12}|^2}{P_{11} P_{22}}. \tag{1.17}$$

4. 噪音的影响和克服

任何物理测量总是受到噪音影响的。仪器及其观测条件的改善，只能降低噪音。因此，在资料处理过程中，采取适当计算措施压制噪音影响是十分重要的。格雷洛特(Gillot)用时间域的窄带滤波方法，选取在所期望的频率上具有信号强、磁场为椭圆极化的资料段，计算傅氏系数，并用以计算张量阻抗^[23]。伊里谢多(Iliceto)提出通过计算电磁场分量的相干度来选取高信噪比的资料段。当观测资料中没有噪音存在时，对一维构造，正交电磁场分量应当是完全相关的，即 $\text{Coh}(E_x, H_y)$ 和 $\text{Coh}(E_y, H_x)$ 应等于 1，对二维构造需根据观测资料计算出主轴方位和主轴方位上的电磁场分量 E'_x, E'_y 和 H'_x, H'_y ，若无观测噪音存在，则 $\text{Coh}(E_x, H_y)$