

可控源音频大地电磁法

何继善等 编译

CSAMT



中南工业大学出版社

可控源音频大地电磁法

何继善 等 编译

中南工业大学出版社

可控源音频大地电磁法

何继善等 编译

责任编辑：文 刀

插图编辑：刘楷英

中南工业大学出版社出版发行

中南工业大学出版社印刷厂印装

湖南省新华书店经销

*

开本：787×1092/16 印张：11 字数：271千字

1990年12月第1版 1990年12月第1次印刷

印数：0001—1000

*

ISBN 7-81020-320-7/P·009

定价：4.00元

目 录

序言	(1)
第一章 CSAMT 法中的理论基础	(5)
1.1 CSAMT 法中的基本电磁量和常用参数	(5)
1.2 均匀导电半空间表面水平电偶极子和垂直磁偶极子的电磁场的分布特点	(13)
1.3 非均匀情况下的解	(25)
第二章 几种典型情况下的电磁场分布	(31)
2.1 均匀导电全空间中电偶极子的电磁场	(31)
2.2 均匀导电半空间表面水平电偶极子的电磁场	(37)
2.3 磁偶极子的电磁场	(59)
2.4 水平层状介质上的电磁场	(71)
第三章 野外勘探的设计和野外工作	(74)
3.1 引言	(74)
3.2 仪器设备	(75)
3.3 电噪声	(76)
3.4 文化污染	(78)
3.5 张量、矢量和标量测量	(78)
3.6 最佳观测方案	(82)
3.7 勘探深度	(84)
3.8 分辨能力问题	(85)
3.9 数据密度问题	(86)
3.10 地形影响问题	(86)
3.11 地质情况的考虑	(86)
3.12 导线的阻抗	(88)
3.13 勘探的经济问题	(89)
3.14 什么时候使用 CSAMT	(89)
第四章 远区数据解释	(91)
4.1 CSAMT 数据的类型	(91)
4.2 数据处理	(93)
4.3 数据显示	(94)

4.4 噪声分析.....	(96)
4.5 一维解释.....	(97)
4.6 二维解释.....	(101)
4.7 三维解释.....	(106)
4.8 对模拟的总评述.....	(106)
4.9 静态效应.....	(106)
4.10 地形效应	(112)
4.11 CSAMT 中IP影响	(115)
4.12 文化噪声影响的解释	(115)
第五章 源效应.....	(118)
5.1 非平面波效应.....	(118)
5.2 场源复印效应(<i>OVERPSINT</i>)	(125)
5.3 阴影效应.....	(130)
第六章 应用与实例.....	(132)
6.1 石油勘探(构造填图)	(132)
6.2 地热填图与地热监测.....	(135)
6.3 块状硫化矿的勘探.....	(142)
6.4 金矿勘查: 低温热液蚀变填图.....	(143)
6.5 金矿勘查: 硅化脉填图.....	(145)
6.6 金矿勘查: 冲积覆盖下的构造填图.....	(146)
6.7 铀矿勘查.....	(147)
6.8 CSAMT 在我国铜镍矿上的应用.....	(147)
6.9 TEM和CSAMT的比较.....	(150)
第七章 CSAMT 的观测系统	(155)
7.1 GDP-12 地球物理数据采集系统.....	(155)
7.2 GDP-16 地球物理采集系统.....	(157)
7.3 GGT 系列发送机及电源	(159)
后 记	(160)

序 言

可控源音频大地电磁(测深)法“Controlled Source Audio-frequency Magnetotellurics”(以下简称CSAMT法)最早是加拿大多伦多大学的 D.W.Strangway 教授和他的研究生 Myron Goldstein 于 1971 年提出的。针对大地电磁法场源的随机性和信号微弱,以致观测十分困难这一状况,他们提出了一种改变方案——采用可以控制的人工场源。他们的论文于 1975 年公开发表,从理论和实验两方面奠定了可控源音频大地电磁法的基础。自 70 年代中期起,CSAMT 法得到实际应用,一些公司相继生产用于 CSAMT 测量的仪器和解释应用软件。特别是自 80 年代以来,方法理论和仪器都得到了很大发展,应用领域也扩展到普查、勘探石油、天然气、地热、金属矿产、水文、环境等各个方面,从而成为受人重视的一种地球物理方法。

由于 CSAMT 法与大地电磁法(MT)、音频大地电磁法(AMT)的发展关系密切,因而在这里有必要提到它们。50 年代初期可以认为是大地电磁法的十分关键的时期,在这一时期有一系列重大的突破性进展,例如,卡尼亚(Cagniard)的有历史意义的论文提出了用测量相互正交的电场和磁场来计算视电阻率,到现在,人们还把这样计算得到的电阻率称为卡尼亚电阻率。由于测量技术的进步,在一个点上测量 0.005Hz 到 200Hz 范围的卡尼亚电阻率,使 MT 法的勘探深度可以达到几百公里。使之成为石油勘探和研究大地构造的一种十分有效的手段。AMT 法是基于测量音频范围(例如 10Hz—10KHz)的电磁场,由于其频率较高,因而测量速度快,但勘探深度相应较浅。

由于天然场源很远,利用天然场源的好处是它们十分接近平面波,且大气与大地之间的电阻率比极大,因而平面波天然场是垂直向下传播的,使得解释理论较为简单。然而天然场十分微弱,而且是随机的,这使得研究者们大伤脑筋。CSAMT 法是一种很好的补充。

我们可以用图 0.1 来说明最常用的一种标量 CSAMT 法的测量过程。

场源:用发送机通过接地电极 A、B 向地下供交变电流,在地下造成交变电磁场。电流的频率可

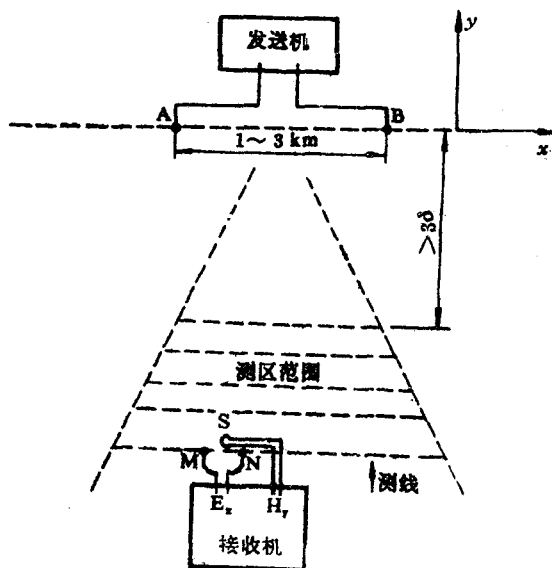


图 0.1 标量 CSAMT 测量布置的平面示意图

在一定范围内按需要改变，例如从 2^{-3}Hz — 2^{12}Hz 按 2 进制递变。

在接地十分困难的地方可以用不接地的回线作垂直磁偶极子来发送电磁场。

测量：在距离 AB 相当远的地方进行测量。所谓“相当远”指的是在这些地方的电磁场已经接近平面波，从而可以使用卡尼亚提出的计算视电阻率的公式。如果选用直角坐标系，X 轴平行 AB，Z 轴垂直向下，那末，测量电场的 x 分量 E_x 和磁场的 y 分量 H_y ，便可计算出卡尼亚电阻率。当我们从高到低逐个改变频率，每个频率得一个卡尼亚电阻率，从而得到卡尼亚电阻率随频率而变的曲线。由于随着频率降低，电磁波穿透深度加大，因而也就得到了卡尼亚电阻率的测深曲线。

根据需要，可以分别以相互垂直的两组场源供电，对每个场源测量 E_x 、 E_y 、 H_x 、 H_y 、和 H_z 五个参数，形成张量 CSAMT 测量。张量测量的好处是在一条测线上便可以得到有关三维的信息，然而其工作效率低。作为一种简化，可以对一组电源测量电场和磁场 x 、 y 分量以组成矢量 CSAMT 测量。

将上述方法叫做 CSAMT 法是历史形成的，但并不很恰当。首先，本法是采用人工场源而不是天然场源，而 magnetotellurics 是指天然场源形成的大范围的电磁场。在本法的初期是想用人工场源取代天然场源，而测量和解释均保留 AMT 的方法。但是，一旦使用人工场源，场源的影响必然出现。虽然人们尽可能在远区测量，使场接近平面波，但在实际施工中由于种种条件的限制，使得有的频率不能满足远区的要求，这样一来，出现了许多 AMT 法中不会遇到的问题。如：过渡带效应、近区效应、场源附加效应、场源阴影效应等等。而且为了加大勘探深度，低频已超出一般的音频范围。

实质上，它是一种人工场源的频率域测深方法，但又不是人们通常叫的频率测深法。我认为，也许用“可控源卡尼亚电阻率测深法”这个术语更为贴切，因为它较好地表示了本方法的三大特点：使用人工场源，测量卡尼亚电阻率和改变频率进行测深。我并不是想要大家接受这个术语，而是借此将本法的实质说得更透彻一些。尽管“可控源音频大地电磁法”这一术语不很确切，但它是历史发展的结果，许多人都习惯和熟悉了，而且也很形象，只要理解其实质仍然可继续沿用。因此在本书中我们仍保留这个术语，并使用 CSAMT 这个缩写来代替一长串的字。由于标量 CSAMT 法简便、快速，应用最广，本书中主要讨论标量 CSAMT 测量，因而，在以后的讨论中，如果未作特别声明，CSAMT 指的就是标量测量。

概括起来 CSAMT 法主要有如下特点：

1. 工作效率高

用一个发射偶极子供电，可以在它两侧的一个很大的扇形区域内进行测量，而且每一个测量点都是一个测深点。在山区工作或者交通不便的地区，可以根据实际地形，选择合适的地方布好供电偶极，在进行测量时，只需移动接收机，便可进行扫面性的测深工作。效率高是与成本相联系的。因而 CSAMT 是一种低价的物探方法。据统计，它的成本是 MT 法的四分之一到十分之一。

2. 勘探深度范围大

CSAMT 的有效勘探深度的影响因素可分为主观与客观两个方面。客观方面包括地电构造特征和噪声，前者包括电阻率及其在垂直方向和水平方向的变化，构造形态及其与埋深相比的相对大小。主观因素主要是仪器性能，如发送功率的大小、接收机的灵敏度、精度与

抗干扰能力等等。从理论上说,CSAMT的探测深度与发送偶极子大小及发—收距长短无关,其探测深度大致为 $356\sqrt{\rho/f}$,因此,对于目前所用的频率范围(例如从0.125Hz~4096Hz)及可能达到的发送功率,其探测深度的范围为几十米到2~3 km。

3. 垂向分辨能力好

CSAMT的垂向分辨能力与多种因素有关,如果把可探测对象的厚度与其埋藏深度之比定义为垂向分辨率的话,那末,粗略地说,它大约是10%到20%。

4. 水平方向分辨能力高

一般的人工场电法勘探方法的水平分辨率除受客观因素(如电阻率比)的制约外,还受发—收距及接收电偶极子大小的影响。为了增大勘探深度,不得不增加发—收距,与此同时,水平分辨能力就降低了。而CSAMT法的水平分辨能力与发—收距无关,粗略地说,约等于接收偶极子距离。

5. 地形影响小

由于接收时所测的值事实上进行了归一化,因而地形影响大为减弱,由于是平面波场,因而,测区内地形影响也较小,且易于校正。

6. 高阻层的屏蔽作用小

CSAMT法使用的是交变电磁场,因而它可以穿过高阻层,特别是高阻薄层。有些无法用直流电法探测到的高阻薄层下的地质体,用CSAMT法能很好反映。

与直流电阻率测深相比,以上这些特点均属明显优点,因而CSAMT法不但已经取得良好的效果,而且其应用前景是很广阔的。然而,在CSAMT法的使用中,我们也常为下述问题所困扰:场源的各种影响;地表附近局部电性不均匀的影响;低阻复盖层下的深部探测;三维问题的正、反演等等。在这些问题中。有的是属于方法本身的,有的则是目前技术发展水平所造成的,都需要在理论上和实践中作进一步研究。

近年来,我们先后在湖南、广东、新疆、甘肃、内蒙古、山东和广西等地开展了CSAMT法的试验和研究工作。工作内容包括查明构造、寻找金属矿、道路桥梁勘查以及解决地下水分布等,效果是令人鼓舞的。由于CSAMT法在我国尚处于试验和研究阶段,迫切需要一本系统介绍的书。

K. L. Zonge 和 Larry J. Hughes 应美国SEG (Society of Exploration Geophysicists)之约,写了“Controlled Source Audio-Frequency Magnetotellurics”作为“E. M. Methods in Applied Geophysics, Vol. 2”中的一章。Ken 博士将他们的手稿送给我。我读了之后,认为这是到目前为止最为系统论述CSAMT的材料。特别是对静态效应、场源的各种影响、干扰因素、资料解释、应用及实例等论述得很全面,实际材料丰富,具有很高的参考价值。因此于1989年秋组织有关同志将它翻译付印,作为内部参考教材,供研究生、本科生和短训班学员使用。经过几轮教学实践,觉得对于初次接触CSAMT法的读者来说,理论部分简略了些,这与原作者的写作目的有关,并非其缺点。但作为一本向我国读者系统介绍CSAMT方法的书,拟将这一部分加强为宜。我1988年秋赴美讲学时,曾在 Tucson 停留,与Ken博士详细讨论了这一问题, Ken博士委托我负责重写这一部分。我回国后,他还再次来信委托。

考虑到不同读者的需要,我们将CSAMT理论部分写为两章。第一章主要从物理概念

出发，跨过严格而繁复的公式推导，建立起CSAMT的基本概念。第二章则以接地电偶极子的场为主给出公式推导，为了节省篇幅，对层状等情况则只给出其结果。这两章写得既有联系，又相对有独立性。有的读者可以在读了第一章后直接进入后面的部分，而不必读以后几节。第三章及其以后主要是翻译的，但加入了GDP-12与GDP-16地球物理系统的简要介绍，此外也加入了一些我们自己做的工作，以及凤凰公司Fox先生寄来的一些材料。

Ken博士先后送给我四种该书的手稿，每一稿都有一定的修改和增减。1987年翻译第一稿时，温佩琳、鲍光淑、牛之珪、黎超群、张宪润、曾宪明、陈绍裘、鲍力知、任宝林、王少武等参加了，并且在一年多的使用中，这些同志对译稿中的问题和印刷错误提出了不少意见。由于第四稿较前三稿改动甚大，有的问题甚至作了原则性的修改。因此不得不重新进行编译。在这个过程中，鲍力知同志做了大量的工作，他除了参加重写第一、二章和补充翻译部分新增内容外，还帮助誊抄了全稿，编出了全部图件的植字表等等。在写第一、二章中，还得到邓孝友、程方道和任怀宗等同志的帮助，他们仔细审阅了全稿，邓孝友同志还帮助解决了一些数学上的问题，在此一并致谢。

由于我们对CSAMT的理论研究得还不深，接触CSAMT法的时间也不长，我们自己实际使用是从1986年才开始。因此对很多材料还没有很好消化，错、漏和不妥之处，恳请读者批评指正。

何 继 善

1988年8月18日于白银有色金属公司深部铜矿

第一章 CSAMT法的理论基础

CSAMT法（可控源音频大地电磁法）是采用可以控制的人工场源的一种电磁法。其中最常用的场源，是把可以改变频率的发送机产生的交变电流，通过一定长度的导线连接到两个接地电极上，将交变电流供入大地，通常称为水平电偶极子；有时也将交变电流通入一个不接地的水平线圈作为场源，通常称为垂直磁偶极子。

众所周知，麦克斯韦方程组是完整统一的电磁场的理论基础。CSAMT法中使用的上述偶极子场源所产生的电磁场，理所当然由麦克斯韦方程组完整地描述。因此，求解偶极子场的分布问题，即求出这种场源在一定边界条件下麦克斯韦方程组的解，就是CSAMT法的理论基础。

本章介绍CSAMT法中涉及到的关于电磁场的一些基本物理概念和参数，叙述大地表面上电偶极源和磁偶极源的电磁场的分布特点，而把详细的数学推导留到第二章再叙述。

1.1 CSAMT法中的基本电磁量和常用参数

1.1.1 麦克斯韦方程组与基本电磁量

麦克斯韦方程组是描写电磁场的一组基本的、经验公式，含有以下四个彼此独立的方程，分别反映了四条基本的物理定律：

$$\operatorname{rot} E = -\frac{\partial B}{\partial t} \quad (\text{法拉第定律}) \quad (1.1)$$

$$\operatorname{rot} H = J + \frac{\partial D}{\partial t} \quad (\text{安培定律}) \quad (1.2)$$

$$\operatorname{div} D = q \quad (\text{库伦定律}) \quad (1.3)$$

$$\operatorname{div} B = 0 \quad (\text{磁通量连续性原理}) \quad (1.4)$$

并且 $D = \epsilon E \quad (1.5)$

$$B = \mu H \quad (1.6)$$

$$J = \sigma E \quad (1.7)$$

以上各式中， E 、 D 分别为电场强度矢量和电感应强度矢量， ϵ 为介质的介电常数， H 、 B 分别为磁场强度矢量和磁感应强度矢量， μ 为介质的导磁率， J 为电流密度矢量， σ 为介质的电导率。在地球物理勘探中，常常采用 σ 的倒数 ρ ， $\rho = \frac{1}{\sigma}$ ，称为电阻率。 q 为电荷密度。这些便是电磁场的基本物理量。

对(1.2)式两边取散度，由于旋度的散度恒为零，故有

$$\operatorname{div} J + \operatorname{div} \frac{\partial D}{\partial t} = 0$$

上式第二项中，对坐标的微分和对时间的微分互不相关，可以交换它们的顺序，并注意到

$$\operatorname{div} \mathbf{D} = q$$

我们有

$$\operatorname{div} \mathbf{J} + \frac{\partial q}{\partial t} = 0 \quad (1.8)$$

(1.8) 式称为连续性方程，它是电量守恒定律的数学表示。

1.1.2 波动方程

我们来研究均匀导电介质中的电磁场。在这样的介质中， ϵ 、 μ 、 σ 都是常数。

可以证明，在均匀介质中，除了场源所在处以外，可变电荷密度 q 实际上等于零。故在场源以外，麦克斯韦方程组中 (1.3) 式可写为

$$\operatorname{div} \mathbf{D} = \epsilon \operatorname{div} \mathbf{E} = 0$$

$$\text{即} \quad \operatorname{div} \mathbf{E} = 0 \quad (1.9)$$

为了分别研究电场或磁场的性质，有必要从 (1.1) 和 (1.2) 式中消去电场矢量 \mathbf{E} 或者消去磁场矢量 \mathbf{H} ，使之变为只含一个场矢量的方程式。为此，对 (1.1) 式取旋度

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{E} = -\mu \frac{\partial}{\partial t} \operatorname{rot} \mathbf{H} \quad (1.10)$$

把 (1.2) 式代入 (1.10) 式，有

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{E} = -\sigma \mu \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} - \epsilon \mu \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2}$$

利用矢量分析中的已知恒等式

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{E} = \operatorname{grad} \operatorname{div} \mathbf{E} - \nabla^2 \mathbf{E}$$

并注意到在场源外， $\operatorname{div} \mathbf{E} = 0$ ，我们得到

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \epsilon \mu \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} + \sigma \mu \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (1.11)$$

对 (1.2) 式进行同样的运算，得到关于磁场强度 \mathbf{H} 的形式完全相同的方程式

$$\nabla^2 \mathbf{H} = \epsilon \mu \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} + \sigma \mu \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \quad (1.12)$$

(1.11) 和 (1.12) 式称为波动方程，它把场矢量随空间的变化和随时间的变化联系起来，说明电磁场是以波动方式在空间传播的。

1.1.3 亥姆霍兹方程

在 CSAMT 法中，供给场源的电流是谐变电流，可以写成指数函数的形式

$$I = I_0 e^{-i\omega t} \quad (1.13)$$

式中， I_0 为电流的幅值， ω 为谐变电流的圆频率， t 为时间。谐变电流产生的电磁场也是谐变的，同样可以写为

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{-i(\omega t - \varphi_E)} \quad (1.14)$$

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 e^{-i(\omega t - \varphi_H)} \quad (1.15)$$

其中 E_0 , H_0 分别为电场及磁场强度的幅值, φ_E 和 φ_H 分别为电场和磁场相对于电流的相位差。不难验证, (1.13) ~ (1.15) 式对时间的微分具有下列算符规律:

$$\frac{\partial}{\partial t} = -i\omega \quad \frac{\partial^2}{\partial t^2} = -\omega^2$$

据此, (1.11) 和 (1.12) 式可以分别写为

$$\begin{aligned} \nabla^2 \mathbf{E} &= -\epsilon\mu\omega^2 \mathbf{E} - i\sigma\mu\omega \mathbf{E} = -(\epsilon\mu\omega^2 + i\sigma\mu\omega) \mathbf{E} \\ \nabla^2 \mathbf{H} &= -\epsilon\mu\omega^2 \mathbf{H} - i\sigma\mu\omega \mathbf{H} = -(\epsilon\mu\omega^2 + i\sigma\mu\omega) \mathbf{H} \end{aligned}$$

命 $k^2 = \epsilon\mu\omega^2 + i\sigma\mu\omega$ (1.16)

上两式变为

$$\nabla^2 \mathbf{E} + k^2 \mathbf{E} = 0 \quad (1.17)$$

$$\nabla^2 \mathbf{H} + k^2 \mathbf{H} = 0 \quad (1.18)$$

(1.17) 和 (1.18) 式称为亥姆霍兹方程, 有人也称它们为波动方程。实际上, 它们是由波动方程 (1.11) 和 (1.12) 在谐变电流条件下导出的结果。式中 k 称为波数或传播常数。

在求解电磁场的分布以前, 让我们先来考察一下描写电磁场的某些参数的物理意义, 以便得到一些有用的基本概念。

1.1.4 衰减常数与相位常数

在 (1.16) 式中

$$k^2 = \epsilon\mu\omega^2 + i\sigma\mu\omega = \mu\omega(\epsilon\omega + i\sigma)$$

其右边第一项含有介质的介电常数 ϵ , 称为位移项; 第二项含有介质的电导率 σ , 称为传导项。在一般情况下, 电介质(比如空气)中的电流主要是位移电流, 传导电流常常可以忽略不计; 而在导体(比如岩石)中, 电流主要是传导电流, 位移电流可以忽略不计。在音频段, 导电介质中的位移电流和传导电流有同等的作用。由定义式 (1.16) 可知, 波数 k 为一复量, 可以表示如下的两部分之和:

$$k = a + ib \quad (1.19)$$

其中, a 称为相位常数, b 称为衰减常数。下面我们还要具体交代它们的物理意义。

将 (1.19) 式两边同时平方, 并使它和 (1.16) 式相等, 我们有:

$$k^2 = a^2 - b^2 + i2ab = \epsilon\mu\omega^2 + i\sigma\mu\omega$$

使上式中实部和实部、虚部和虚部分别相等, 得到

$$a^2 - b^2 = \epsilon\mu\omega^2 \quad (1.20)$$

$$2ab = \sigma\mu\omega \quad (1.21)$$

解此关于 a 、 b 的联立方程, 经过一些代数运算, 我们得到:

$$a = \omega \left(\frac{\mu\epsilon}{2} \right)^{1/2} \left[(1 + \alpha^2)^{1/2} + 1 \right]^{1/2} \quad (1.22)$$

$$b = \omega \left(\frac{\mu\epsilon}{2} \right)^{1/2} \left[(1 + \alpha^2)^{1/2} - 1 \right]^{1/2} \quad (1.23)$$

式中

$$\alpha = \frac{\sigma}{\omega\epsilon}$$

表示介质中传导电流与位移电流之比，称为“损耗角正切”。

1.1.5 趋肤深度或透入深度

如果假设电磁波为平面单色波，在无限均匀导电介质中传播，即满足 (1.14) (1.15) 式，以及 ϵ 、 μ 、 σ 均为常数的条件，并设波的传播方向沿 z 轴方向，此时 (1.17) 式中 E 对 x 、 y 的微分项消失，亥姆霍兹方程变为

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} + k^2 E = 0 \quad (1.24)$$

不难验证，微分方程 (1.24) 的解为

$$E = E_0 e^{-i(\omega t - k \cdot z)} \quad (1.25)$$

将 (1.19) 式代入 (1.25) 式，我们有

$$E = E_0 e^{-bz} e^{-i(\omega t - az)} \quad (1.26)$$

E 的绝对值 (模) 为 $E_0 e^{-bz}$ 。由此可见，波在导电介质中传播时，其幅值按指数规律衰减，也就是说，其能量将随传播距离 z 的增加而逐渐被吸收。当 $z = \frac{1}{b}$ 时，波的振幅衰减到原来的 $\frac{1}{e}$ (约为原来的 37%)。命：

$$\delta = \frac{1}{b} \quad (1.27)$$

称为“趋肤深度”，又叫做“穿透深度”或“透入深度”，它的物理意义是，当电磁波传播到这个深度时其大部分能量 (约 63%) 已被吸收；或者说，在介质中电磁波集中在深度为 δ 的表层内。大于这个深度，电磁波已经相当微弱了。所以， δ 表示电磁波透入介质的深度，而它的倒数 b 则称为吸收系数或衰减常数。

由 (1.23) 式，趋肤深度可以写为：

$$\delta = \frac{1}{b} = \frac{1}{\omega \left(\frac{\mu \epsilon}{2} \right)^{1/2} \left[(1 + \alpha^2)^{1/2} - 1 \right]^{1/2}} \quad (1.28)$$

1.1.6 相位与相传播速度

在 (1.26) 式中，电磁波的辐角

$$\varphi = -(\omega t - az) \quad (1.29)$$

称为波的相位。它是决定波的运动状态的物理量。由 (1.29) 式可知，在空间每一点上，电磁波的相位是随时间变化的。如果设电磁波传播的速度为 V_p ，那末相位不随时间而改变的面 (等相面) 也应该以速度 V_p 向外传播。相位不随时间而改变的条件可写为

$$\varphi = -(\omega t - az) = \text{常数} \quad (1.30)$$

$t = 0$ 时，初始相位 $\varphi_0 = az$ ，所以空间某点的初始相位与 a (式 1.22) 有关，故称 a 为相位常数。

对 (1.30) 式微分，得

$$d\varphi = -\omega dt + a dz = 0$$

所以

$$V_p = \frac{dz}{dt} = \frac{\omega}{\alpha} \quad (1.31)$$

将 (1.22) 式代入上式, 有

$$V_p = \frac{\omega}{\alpha} = \frac{1}{\left(\frac{\mu\epsilon}{2}\right)^{1/2} \left[(1 + \alpha^2)^{1/2} + 1\right]^{1/2}} \quad (1.32)$$

V_p 称为相传播速度。

1.1.7 波长与波数 (波矢量), 电磁波的横波性

设电磁波的频率为 f , 则 $\omega = 2\pi f$, 于是电磁波的波长为

$$\lambda = \frac{V_p}{f} = \frac{2\pi}{\alpha} \quad (1.33)$$

在理想电介质中, $\epsilon\omega \gg \sigma$, 此时传导电流可以忽略, k 为实数,

$$k = \alpha = \omega\sqrt{\epsilon\mu} \quad (1.34)$$

由 (1.33) 和 (1.34) 式有

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (1.35)$$

由此可见, k 表示在单位距离内波的个数的 2π 倍, 这就是将 k 称为波数的原因。

波数 k 实际上也是一个矢量, 又称为波矢量, 记作 \mathbf{K} 。它指向波传播的方向。因此, 沿 z 轴方向的平面电磁波也可以写为

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{-i(\omega t - kz)}$$

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 e^{-i(\omega t - kz)}$$

不难证明, 对于这种形式的电磁场, 存在如下的运算规律

$$\nabla = i\mathbf{K}$$

将此运算规律作用于 (1.1), (1.2), (1.4) 和 (1.9) 式, 可以证明

$$\mathbf{K} \times \mathbf{E} = -\mu\omega\mathbf{H} \quad \mathbf{K} \times \mathbf{H} = (\epsilon\omega - i\sigma)\mathbf{E}$$

$$\mathbf{K} \cdot \mathbf{E} = 0 \quad \mathbf{K} \cdot \mathbf{H} = 0$$

由此可知, $\mathbf{E} \perp \mathbf{K}$, $\mathbf{H} \perp \mathbf{K}$, $\mathbf{E} \perp \mathbf{H}$, 即电磁场垂直于波的传播方向, 电磁波是横波。而且 \mathbf{E} 、 \mathbf{H} 、 \mathbf{K} 三矢量组成右手螺旋系, \mathbf{E} 和 \mathbf{H} 互相垂直。虽然这一结论是从平面波推导出来的, 但它对非平面波仍然成立。在假设平面波沿 z 轴正向传播的情况下, 波矢量 \mathbf{K} 沿 z 方向, 则 \mathbf{E} 沿 x 方向, 而 \mathbf{H} 沿 y 方向。

由 (1.18) 式出发, 对于平面单色波的磁场 \mathbf{H} , 也可以求得形式和电场 \mathbf{E} 完全相同的表达式

$$\begin{aligned} \mathbf{H} &= \mathbf{H}_0 e^{-i(\omega t - kz)} \\ &= \mathbf{H}_0 e^{-i\omega t} \cdot e^{ikz} \end{aligned} \quad (1.36)$$

并可对式中涉及到的上述各参数进行与上面完全相同的讨论, 此处不再赘述。

研究方程式 (1.25) 和 (1.36) 在准静态极限和介电极限情况下的特点是很有意义的。

1.1.8 准静态极限 ($\sigma \gg \epsilon\omega$)

当大地的导电性占支配地位时, 比方说, 大地物质电导率的常见值为 $\sigma > 10^{-4}$ (相当于

$\rho < 10^4 (\Omega \cdot m)$,介电常数的常见值 $\epsilon = 8.85 \times 10^{-12} f/m$,当频率不超过 100KHz时, 我们有

$$\sigma \gg \epsilon \omega$$

这种状态称为准静态极限。

在这种情况下, 在 (1.22) 及 (1.23) 式中, $\alpha \gg 1$, 相位常数 a 和衰减常数 b 相等,

$$a = b = \sqrt{\frac{\mu \omega \sigma}{2}} \quad (1.37)$$

传播常数 k 简化为

$$k = (1 + i) \sqrt{\frac{\mu \omega \sigma}{2}} \quad (1.38)$$

并且波数 k 与介电常数 ϵ 无关。

将 (1.38) 式代入 (1.26) 式, 并注意到在平面波沿 z 轴传播的假设下, E 沿 x 方向, 我们有

$$\begin{aligned} E &= E_x \\ &= E_0 e^{-bz} \cdot e^{-i(\omega t - az)} \\ &= E_0 e^{-i\omega t} \cdot e^{-bz} \cdot e^{iaz} \end{aligned} \quad (1.39)$$

利用前面所定义的趋肤深度 $\delta = \frac{1}{b}$, 上式可改写为

$$E = E_0 e^{-i\omega t} \cdot e^{-\frac{z}{\delta}} \cdot e^{i \frac{z}{\delta}}$$

在准静态条件下, 趋肤深度

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\mu \omega \sigma}} \quad (1.40)$$

而波长

$$\lambda = 2\pi\delta$$

如果取大地中 μ 的常见值为 $\mu = 1.256 \times 10^{-6} H/m$, 并以 f 和 ρ 分别代替上式中的 ω 和 σ ($\omega = 2\pi f$, $\sigma = \frac{1}{\rho}$) , 则可把趋肤深度 δ 写成与电阻率 ρ 有关的形式

$$\delta = 503 \sqrt{\frac{\rho}{f}} \text{ (m)} \quad (1.41)$$

虽然趋肤深度在某种意义上来说与电磁波在介质中穿透的深度有关, 但它并不代表实际的有效探测深度。探测深度 D 是一个比较模糊的概念, 它大体上是指某种测深方法的体积平均探测深度。对穿透深度 D 较好的经验公式是

$$D = \delta / \sqrt{2} = 356 \sqrt{\frac{\rho}{f}} \text{ (m)} \quad (1.42)$$

该式说明, 穿透深度仅仅取决于两个参数: 大地电阻率 ρ 和使用的信号频率 f 。随着电阻率的减小或频率增高, 穿透深度变浅; 反之, 随着电阻率增大或频率降低, 穿透深度加深。当大地电阻率结构一定时, 改变信号频率, 便可以得到连续的垂直测深。

于是有人以为，如果用足够低的频率，CSAMT法就能达到与MT法同样深的勘探深度。事实上并非如此。最大穿透深度通常受到场源的近场效应的出现和信号强度的制约，这在后面还要讨论。按照通常的经验，一般情况下，CSAMT法最大探测深度为2—3 km。

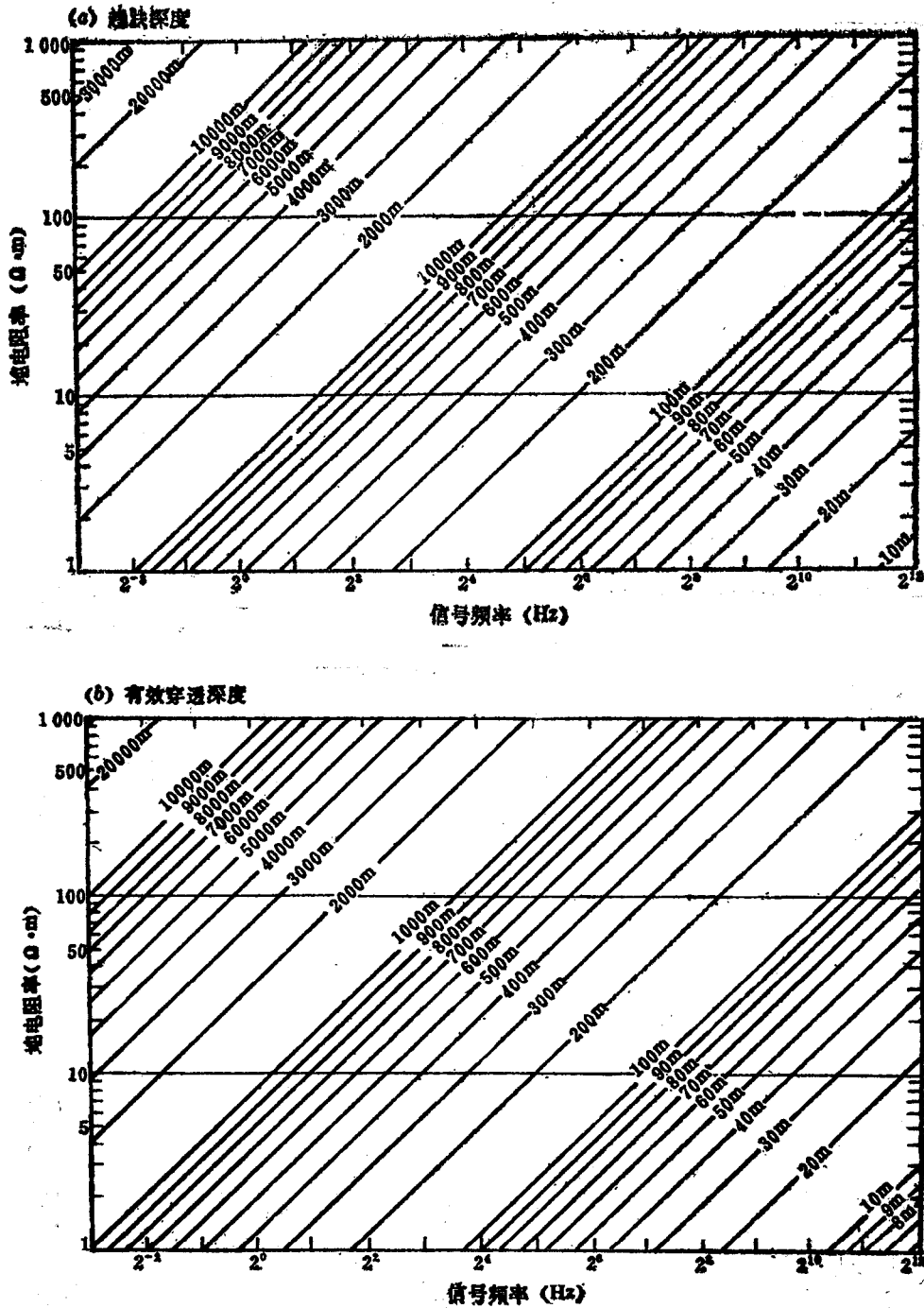


图 1.1 趋肤深度(a)和有效穿透深度(b)与电阻率及信号频率的关系

图1.1表示出了对于常见的大地电阻率和CSAMT法中常用的频率条件下的趋肤深度和有效研究深度。

在准静态条件下，传播速度：

$$V_p = \sqrt{\frac{2\omega}{\mu\sigma}} = \omega\delta \quad (1.43)$$

在CSAMT法的信号频率范围内，传播速度大约是 10^3m/s — 10^7m/s 。例如，地下电阻率为 $10\ \Omega\cdot\text{m}$ ， $f = 4096\text{Hz}$ 时， V_p 约为 $6.4 \times 10^5\text{m/s}$ ，当 f 降低到 1Hz 时， V_p 约为 10^4m/s 。

1.1.9 介电极限

虽然大多数地下物质可以看作是导电介质，但是反过来考察一下当介电性占支配地位时的情况也是有好处的。这种情况称为介电极限。这时，位移电流比传导电流大很多，即有

$$\epsilon\omega \gg \sigma \quad \text{或者} \quad \frac{\sigma}{\epsilon\omega} \ll 1$$

此时

$$k^2 \approx \epsilon\mu\omega^2 \quad (1.44)$$

$$a \approx \omega(\mu\epsilon)^{1/2} \left[1 + \frac{1}{8} \left(\frac{\sigma}{\epsilon\omega} \right)^2 \right] \quad (1.45)$$

$$b \approx \frac{\sigma}{2} \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \quad (1.46)$$

$$V_p \approx \frac{\omega}{a} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon\mu}} \left[1 - \frac{1}{8} \left(\frac{\sigma}{\epsilon\omega} \right)^2 \right] \quad (1.47)$$

$$\delta \approx \frac{1}{b} = \frac{2}{\sigma} \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} \quad (1.48)$$

可见在良好的电介质中，波的传播速度十分接近于理想电介质（ $\sigma = 0$ ）中的传播速度

$\frac{1}{\sqrt{\epsilon\mu}}$ ，由于在实际介质中略有能量损耗，所以波的传播速度比理想介质中略小。又由于吸收系数 b 与 σ 成正比， σ 小则吸收少，因而透入深度较大。

对于理想电介质， $\sigma = 0$ ，无传导电流存在，以上各式化为

$$k^2 = \epsilon\mu\omega^2 \quad (1.49)$$

$$a = \omega \sqrt{\epsilon\mu} \quad (1.50)$$

$$b = 0$$

$$\delta \rightarrow \infty$$

$$V_p = \frac{1}{\sqrt{\epsilon\mu}} = C \quad (1.51)$$

其中 $C = 3.0 \times 10^8\text{m/s}$ ，表示光速。这就是说，电磁波不被吸收，没有能量损耗。

由于大地实际上是导电的，所以本书后面的讨论都是指准静态而言，不讨论介电极限。

1.1.10 电磁场的边界条件

为了求得某种介质分布条件下电磁场的解，必须掌握电磁场遵守的物理定律在不同介质分界面上的具体运用，即所谓的边界条件。