

国家科学技术学术著作出版基金资助出版

可控源音频大地电磁法 理论与应用

石昆法 著

科学出版社

1999

内 容 简 介

本书共分五章,较全面系统地给出了电磁场的理论公式,尤其是对可控源音频大地电磁法(CSAMT法)的公式进行了详细的论述与推导。根据CSAMT法的理论公式,对该方法在实际应用中经常遇到的几个重要实用问题进行了详尽的讨论,使CSAMT法的应用理论基础进一步深化。本书还根据作者的多年应用实践,给出了CSAMT法的野外工作方法及资料处理和推断解释方法,最后给出了CSAMT法的应用效果和应用实例,可以看到使用CSAMT法取得了重大的经济效益和社会效益。本书的特色是理论性和实用性相结合。它可供从事应用地球物理、地质等领域的科研、生产人员以及大专院校有关专业的师生参阅。

图书在版编目(CIP)数据

可控源音频大地电磁法理论与应用/石昆法著. - 北京:科学出版社,1999.10

ISBN 7-03-007612-5

I. 可… II. 石… III. 音频电磁法:大地电磁法 IV. P631.3

中国版本图书馆 CIP 数据核字(1999)第 20325 号

科学出版社 出版

北京东黄城根北街16号

邮政编码:100717

磊源印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行 各地新华书店经售

*

1999年10月第 一 版 开本:850×1168 1/32

1999年10月第一次印刷 印张:3 插页:2

印数:1—800

字数:71 000

定价: 12.00 元

(如有印装质量问题,我社负责调换〈杨中〉)

前 言

长期以来,人们探测地壳的浅层电性结构,或者对浅层地壳结构进行地球物理场的透视成象,以达到了解近地表地层,寻找矿产资源及解决各种水文工程地质等目的。

在众多的地球物理探测中,电法勘探由于其场源的多变性、方法的多样性和解决问题的有效性,已为世人所关注。

本世纪 50 年代,法国的 Cagniard (1953) 和前苏联的 Tichonov (1950),以及 60 年代的 Berdichevskil 等 (1969),借助于在大地中传播的不同频率的电磁波趋肤效应的差异,提出了大地电磁法(以下简称 MT)和音频大地电磁法(以下简称 AMT)。这种方法的实质是测量由于太阳风或太阳黑子活动(MT 法)及赤道区的闪电雷击(AMT 法)在地球表面产生的各种频率的水平电场分量 E_x 和与之正交的水平磁场分量 H_y 之比,从而达到了解地下电性结构的目的。从理论上讲,这种方法的探测深度是无限的,就目前方法的应用,其探测深度已达几十公里,加之,这种方法不受高阻层屏蔽、设备轻便,为地球物理界所重视。

MT 或 AMT 法尽管有诸多优点,但是由于它使用的是天然场源(或称被动场源),信号往往是微弱的,另外易受自然环境因素的影响,尤其在矿山、城区附近就很难利用此种方法。

1971 年和 1978 年,Goldstein 和 Strangberg 提出了可控源音频大地电磁法(以下简称 CSAMT 法)。该方法使用了人工发射的可

控制的场源,达到电磁测深的目的,解决了 AMT 和 MT 法场源微弱和多变性等问题。

1984~1985 年,加拿大凤凰公司在安大略省地质调查局勘探技术发展资助项目的赞助下,研制了可控源音频大地电磁系统,并于 1986 年改进了硬件和软件系统,推出了 V-4 型微机控制的、八通道接收机和 IPT-1, T-30 型发射机(见图版 1)。

1987 年,中国科学院地球物理研究所首次将凤凰公司的 V-4 系统引进中国,开展了大量的实验研究,在石油天然气勘探、金属矿勘探、地下水勘探、工程地质勘探、煤田陷落柱勘探等领域均取得明显地质效果。

目前凤凰公司已由 V-4 发展到 V-5, V5-2000, V-6(V-5, V5-2000, V-6 既能作 CSAMT,又能作 AMT 和 MT),在中国已销售近 60 台套。

在中国引进的这些仪器中,多半用于石油天然气勘探,使用的方法多半是 MT 或 AMT 法。

中国科学院地球物理研究所用 V-4 系统进行浅层地球物理勘探,坚持开展了 CSAMT 方法的应用理论基础研究和应用效果的研究,取得了重大进展。

本书是中国科学院资源与生态环境研究重点项目“近地表地球物理综合透视方法技术及其在地下水资源探测中的应用研究”的部分总结,得到中国科学院资源与环境、中国科学院地球物理研究所领导及科研管理部门的热情支持,得到了课题负责人王妙月教授的指导与关怀,在此,作者表示衷心感谢!

本书的应用实例,是中国科学院地球物理研究所电法组十几年来艰苦劳动的总结,在此向电法组的开创者张赛珍教授致以崇

高敬意,向电法组的李英贤、于昌明、张庚利、王若等表示衷心感谢!

作者

1999年6月

第一章 应用理论基础

第一节 电磁场的理论公式

众所周知,电磁场也是一种物质,它在空间的分布和传播遵循麦克斯韦方程组。

一、理想自由空间的麦克斯韦方程组

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 4\pi\rho^* \quad (1.1)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (1.2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (1.3)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \mathbf{j} \quad (1.4)$$

式中 $\nabla \cdot \mathbf{E}$ 表示 $\mathbf{E}$ 的散度; $\nabla \times \mathbf{E}$ 表示 $\mathbf{E}$ 的旋度; ρ^* 为自由电荷体密度; $\mathbf{j}$ 为电流密度; $\mathbf{E}$ 为电场强度; $\mathbf{B}$ 为磁感应强度, $\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}$; c 为常数,即光速。

上述方程组为高斯制的表达式,若运用实用单位制时,则将 4π 及常数 c 去掉即可。

麦克斯韦方程组实质上是反映了电荷、电流、电场、磁场随时

间和空间变化规律的定律,它综合了电磁现象的一切相互作用。由方程式可知:

方程(1.1)表明:每一个单位正(负)电荷要发散(收集) 4π 倍的电力线。

方程(1.4)表明:传导电流 $\mathbf{j}$ 产生涡旋状磁场,变化的电场产生涡旋状的磁场,相当于位移电流产生的磁场。

方程(1.3)表明:交变电磁场中的磁力线是封闭的。

方程(1.2)表明:变化的磁场产生涡旋状的电场。

方程(1.2)、(1.4)式相结合,表征了电磁场的产生和传播过程。

二、电磁场对介质的作用

电磁波进入介质中后要产生传导、极化、磁化现象,而这些现象反过来又改变原来电磁场的状态,这就是电磁波和介质的相互作用。当电磁波从一种介质进入另一种介质时,在分界面附近要发生波的反射和折射等复杂现象,这些都是在 CSAMT 法中常会遇到的问题。

传导:电流在介质中传导遵循欧姆定律微分形式,即 $\mathbf{j} = \frac{\mathbf{E}}{\rho}$, 式中 ρ 为介质电阻率。

极化:由于外电场的作用,使介质产生极化,极化的结果,反过来又影响介质中的电场。极化强弱用极化强度 $\mathbf{P}$ 来表示,它表示单位体积内的电偶极矩。

磁化:在磁场作用下,介质会发生磁化。磁化的结果,反过来

又影响介质中的磁场。磁化的强弱,用磁化强度 $\mathbf{M}$ 来表示,它表示单位体积内的磁偶极矩。

三、均匀介质中的麦克斯韦方程及波动方程

1. 均匀介质中的麦克斯韦方程

由自由电荷密度 ρ_f^* 产生的传导电流密度为 $\mathbf{j}_f$; 由极化电荷密度 ρ_p^* 产生的极化电流密度为 $\mathbf{j}_p$; 由磁化作用产生的磁化电流密度为 $\mathbf{j}_m$ 。极化电荷密度 ρ_p^* 为极化强度 $\mathbf{P}$ 的散度,即 $\rho_p^* = \nabla \cdot \mathbf{P}$; 极化电流密度 $\mathbf{j}_p$ 为极化强度 $\mathbf{P}$ 的时间变化率,即 $\mathbf{j}_p = \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t}$; 磁化电流密度 $\mathbf{j}_m$ 为磁化强度 $\mathbf{M}$ 的旋度,即 $\mathbf{j}_m = c \nabla \times \mathbf{M}$, 实质上是磁化作用产生的涡旋状电场所引起的电流密度。因此介质中的总电荷密度 $\rho^* = \rho_f^* - \nabla \cdot \mathbf{P}$; 总电流密度 $\mathbf{j} = \mathbf{j}_f + \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t} + c \nabla \times \mathbf{M}$

将 ρ^* 和 $\mathbf{j}$ 代入理想自由空间的麦克斯韦方程中,得到在均匀介质中的麦克斯韦方程组。

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 4\pi(\rho_f^* - \nabla \cdot \mathbf{P}) \quad (1.5)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (1.6)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (1.7)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_f + \frac{4\pi}{c} \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t} + 4\pi \nabla \times \mathbf{M} \quad (1.8)$$

令 $\mathbf{E} + 4\pi\mathbf{P} = \mathbf{D}$, $\mathbf{D}$ 定义为位移矢量; 令 $\mathbf{B} + 4\pi\mathbf{M} = \mathbf{H}$, $\mathbf{H}$ 定义为磁场强度, 最终得出均匀介质中的麦克斯韦方程组为:

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = 4\pi\rho_f^* \quad (1.9)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (1.10)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (1.11)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_f = \frac{4\pi}{c} \left(\frac{1}{4\pi} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{j}_f \right) \quad (1.12)$$

式中 $\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$ 称为位移磁流密度; $\frac{1}{4\pi} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}$ 称为位移电流密度; $\mathbf{j}_f$ 传导电流密度。

2. 边界条件

电磁波在介质中的分界面,要产生反射、折射,边界条件就是反映边界上入射、反射、折射之间的关系。研究表明:

$$H_{1t} - H_{2t} = J_s \quad (\text{界面上有面电流密度 } J_s)$$

$$H_{1t} - H_{2t} = 0 \quad (\text{界面上无面电流密度})$$

$$E_{1t} - E_{2t} = 0$$

$$B_{1n} - B_{2n} = 0$$

$$D_{1n} - D_{2n} = \rho_s^* \quad (\text{界面上有面电荷密度 } \rho_s^*)$$

$$D_{1n} - D_{2n} = 0 \quad (\text{界面上无面电荷密度})$$

式中脚标 t 代表界面的切线方向, n 代表界面的法线方向, 1 代表界面紧上侧的位置, 2 代表界面紧下侧的位置。

因 $B = \mu H$, $D = \epsilon E$, 所以 $\mu_1 H_{1n} = \mu_2 H_{2n}$; $\epsilon_1 E_{1n} - \epsilon_2 E_{2n} = 0$ 或 ρ_s^* 。

3. 均匀介质中电磁场的波动方程

当介质存在时,我们引进介质方程组为

$$\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E}$$

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}$$

$$\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}$$

式中 σ 为电导率, ϵ 为介电常数, μ 为导磁率。

将介质方程组代入麦克斯韦方程, 经运算可得波动方程:

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{\mu\epsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} - \frac{4\pi\mu\sigma}{c^2} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = 0 \quad (1.13)$$

$$\nabla^2 \mathbf{B} - \frac{\mu\epsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{B}}{\partial t^2} - \frac{4\pi\mu\sigma}{c^2} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = 0 \quad (1.14)$$

式中 $\nabla^2 \mathbf{E}$ 表示 $\mathbf{E}$ 的梯度, ∇^2 为拉普拉斯算子。

在实用单位制下, 当引入介质方程组后, 麦克斯韦方程组变为

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = 4\pi\rho^* \quad (1.15)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\mu \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \quad (1.16)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{H} = 0 \quad (1.17)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \sigma \mathbf{E} + \epsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (1.18)$$

如今初始状态时, 介质内不带电荷, 则可得到实用的简谐振荡时的介质麦克斯韦方程。

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 0 \quad (1.19)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = i\omega\mu\mathbf{H} \quad (1.20)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{H} = 0 \quad (1.21)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = -i\omega\epsilon'\mathbf{E} \quad (1.22)$$

式中 $\epsilon' = \epsilon + i \frac{\sigma}{\omega}$, 称为复介电常数。

上面公式(1.19)和(1.21)说明在无自由电荷时,电力线和磁力线是闭合的,这又表征了介质中的电磁波为横波场。

四、均匀半空间地面水平电偶极子源的电磁场

如图 1.1 所示的坐标方位,设电偶极子 AB 与 X 轴一致,地面上任一点 M ,与 AB 中点 O 之距离为 r , OM 连线与 AB 线(即 X 轴)之间的夹角为 θ 。

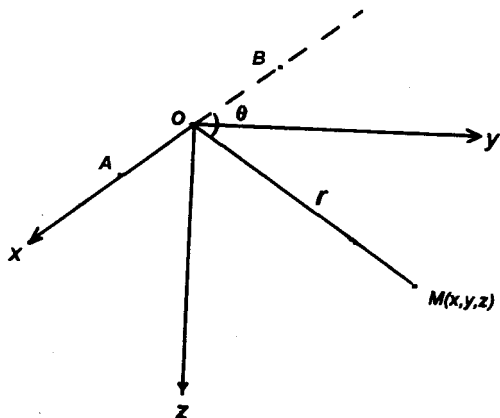


图 1.1 水平偶极及坐标示意图

下面我们来求水平电偶源时场强 $\vec{E}$ 和 $\vec{H}$ 公式。在求解过程中,我们假定电磁场为简谐振动,忽略了空气中和介质中的位移电流,即令 $\epsilon = 0$;绝大多数岩石和矿物的导磁率很小,我们令 $\mu = \mu_0$ 。这样就只剩下地层的电导率 σ 的作用。

我们利用上述的边界条件,运用实用单位制,导出了水平电偶

极源在地面上的电场及磁场公式如下:

$$E_x = \frac{IAB\rho_1}{2\pi r^3} [e^{ik_1 r}(1 - ik_1 r) + (3\cos^2\theta - 2)] \quad (1.23)$$

$$E_y = \frac{3IAB\rho_1}{4\pi r^3} \cdot \sin 2\theta \quad (1.24)$$

$$E_z = \frac{i\mu_0\omega IAB}{2\pi r} \cdot \cos\theta \cdot I_1\left(-\frac{ik_1 r}{2}\right) K_1\left(-\frac{ik_1 r}{2}\right) \quad (1.25)$$

$$H_x = \frac{-iIAB}{8\pi r} \cdot \sqrt{\frac{i\mu_0\omega}{\rho_1}} \cdot \sin 2\theta \cdot \left[I_0\left(-\frac{ik_1 r}{2}\right) \cdot K_1\left(-\frac{ik_1 r}{2}\right) - I_1\left(-\frac{ik_1 r}{2}\right) \cdot K_0\left(-\frac{ik_1 r}{2}\right) \right] \quad (1.26)$$

$$H_y = \frac{IAB}{2\pi r^2} \cdot I_1\left(-\frac{ik_1 r}{2}\right) \cdot K_1\left(-\frac{ik_1 r}{2}\right) (1 - 4\sin^2\theta) + \frac{iIAB}{8\pi r} \sqrt{\frac{i\mu_0\omega}{\rho_1}} \cdot \{(\cos 2\theta - 1) [I_0\left(-\frac{ik_1 r}{2}\right) \cdot K_1\left(-\frac{ik_1 r}{2}\right) - I_1\left(-\frac{ik_1 r}{2}\right) \cdot K_0\left(-\frac{ik_1 r}{2}\right)]\} \quad (1.27)$$

$$H_z = \frac{iIAB\rho_1}{2\pi\mu_0\omega r^4} \cdot \sin\theta [e^{ik_1 r}(-3 - 3ik_1 r - k_1^2 r^2) + 3] \quad (1.28)$$

式中 k_1 为波常数, $k_1 = \sqrt{\pm i\mu_0\omega\sigma_1}$, $\sigma_1 = \frac{1}{\rho_1}$; I_1, I_0, K_1, K_0 为虚宗量贝塞尔函数:

$$I_0 = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{1}{(k!)^2} \left(\frac{z}{2}\right)^{2k}$$

$$I_1 = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{1}{k!(k+1)!} \left(\frac{z}{2}\right)^{2k+1}$$

$$K_0 = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{1}{(k!)^2} [\psi(k+1) - \ln(\frac{z}{2})] (\frac{z}{2})^{2k}$$

$$K_1 = \frac{1}{z} + \sum_{k=0}^{\infty} \frac{1}{k!(k+1)!} [\ln(\frac{z}{2}) - \frac{1}{2}\psi(k+2) - \frac{1}{2}\psi(k+1)] (\frac{z}{2})^{2k+1}$$

式中 $\psi(1) = -\gamma = -0.577215665$ 是欧拉常数

$$\psi(z+1) = \psi(z) + \frac{1}{z}$$

$$\psi(z+n) = \psi(z) + \sum_{r=0}^{n-1} \frac{1}{z+r}$$

由(1.23)和(1.28)式可直观看出,电磁场实际由两部分组成,其一是在地上传播,并经折射穿到地下,其二为直接从地中传播过去,并按 $\exp(-2\pi r/\lambda_1)$ 指数衰减,显然,当 $|k_1 r| \gg 1$ 时,即波区时,此项可忽略。故下面分波区和 S 区两种情况加以讨论。

1. 波区

$|k_1 r| \gg 1$ 时,则可以由上面式子推出:

$$E_x = \frac{IAB\rho_1}{2\pi r^3} (3\cos^2\theta - 2) \quad (1.29)$$

$$E_y = \frac{3IAB\rho_1}{4\pi r^3} \cdot \sin 2\theta \quad (1.30)$$

$$E_z = (i-1) \frac{IAB\rho_1}{2\pi r^2} \cdot \sqrt{\frac{\mu_0\omega}{2\rho_1}} \cdot \cos\theta \quad (1.31)$$

$$H_x = -(1+i) \frac{3IAB}{4\pi r^3} \cdot \sqrt{\frac{2\rho_1}{\mu_0\omega}} \cdot \cos\theta \cdot \sin\theta \quad (1.32)$$

$$H_y = (1 + i) \frac{I AB}{4\pi r^3} \cdot \sqrt{\frac{2\rho_1}{\mu_0 \omega}} \cdot (3\cos^2 \theta - 2) \quad (1.33)$$

$$H_z = i \frac{3I AB \cdot \rho_1}{2\pi\mu_0 \omega r^4} \cdot \sin \theta \quad (1.34)$$

式中, I 为供电电流强度(A); AB 为供电偶极长度(m); r 为场源到接收点之间的距离(m)。

由波区场公式可以看到:

(1) 观测点远离场源时, 在地中具有衰减因子 $\exp(-k_1 r)$ 的地层波已完全消失, 即与地层波无关。

(2) 电磁场分量反比于极距 r 的某次幂衰减。

(3) E_x 、 H_x 、 H_y 三个分量与下半空间的电性关系较小; 而 E_x 、 E_y 、 H_z 分量与地层关系密切, 因此, 测量这三个分量较为有利。

(4) 当 $\theta = 0^\circ$ 时(轴向偶极), $E_y = 0$, $H_x = 0$, $H_z = 0$; 当 $\theta = 90^\circ$ 时(赤道偶极), $E_y = 0$, $E_z = 0$, $H_x = 0$; 而 E_x 和 H_z 的绝对值最大。

2. S' 区

$|k_1 r| \leq 1$ 时, 则

$$E_x = \frac{I AB \rho_1}{2\pi r^3} (3\cos^2 \theta - 1) \quad (1.35)$$

$$E_y = \frac{3 I AB \rho_1}{4\pi r^3} \sin 2\theta \quad (1.36)$$

$$E_z = \frac{i\mu_0 \omega I AB}{4\pi r} \cos \theta \quad (1.37)$$

$$H_x = -\frac{I AB}{2\pi r^2} \cos \theta \sin \theta \quad (1.38)$$

$$H_y = \frac{IAB}{2\pi r^2} \cos 2\theta \quad (1.39)$$

$$H_z = \frac{IAB}{4\pi r^2} \sin \theta \quad (1.40)$$

从上面式子看到,当极距远小于波长时,即 $|k_1 r| \leq 1$ 时,除 E_x, H_y 分量外,其余分量均已不反映地下电性了。

对比波区和 S 区公式还可看到 $E_y|_{\text{S区}} = E_y|_{\text{波区}}$, 即 r 为任意远时, E_y 分量总为实数且表达式相同,但这只是均匀大地时的一种特殊情况,分层介质时,情况将发生变化。

五、均匀分层介质时的场公式

上面讨论了下半空间为均匀介质时的情况。如果地下半空间为均匀分层介质时,只要将相应的场公式乘上一个与地层有关的因子即可。例如对于电偶源场 E_x 和 H_z 分量的波区场公式变成:

$$E_x = \frac{IAB\rho_1}{2\pi r^3} \cdot \frac{1}{G_0^2} \cdot (3\cos^2\theta - 2) \quad (1.41)$$

$$H_z = i \frac{3IAB\rho_1}{2\pi\mu_0\omega r^4} \cdot \frac{1}{G_0^2} \cdot \sin\theta \quad (1.42)$$

其它分量,有的乘 $\frac{1}{G_0^2}$ (场强与 ρ_1 成正比时), 有的乘 $\frac{1}{G_0}$ (场强与 $\sqrt{\rho_1}$ 成正比时)。其中 G_0 是一与地层有关的因子,它的表达式如下。

1. 二层时

$$\begin{aligned}
 G_0(\sigma_1, \sigma_2, h_1) &= \frac{(\sqrt{\sigma_1} + \sqrt{\sigma_2}) - (\sqrt{\sigma_1} - \sqrt{\sigma_2}) e^{2ik_1 h_1}}{(\sqrt{\sigma_1} + \sqrt{\sigma_2}) + (\sqrt{\sigma_1} - \sqrt{\sigma_2}) e^{2ik_1 h_1}} \\
 &= \frac{1 - \eta_{12} e^{2ik_1 h_1}}{1 + \eta_{12} e^{2ik_1 h_1}} \quad (1.43)
 \end{aligned}$$

式中 $\eta_{12} = \frac{\sqrt{\sigma_1} - \sqrt{\sigma_2}}{\sqrt{\sigma_1} + \sqrt{\sigma_2}}$ 为第一层到第二层的反射系数。

2. 三层时

$$\begin{aligned}
 G_0(\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3, h_1, h_2) &= \\
 &\frac{[\sqrt{\sigma_1} + \sqrt{\sigma_2} G_0(\sigma_2, \sigma_3, h_2)] - [\sqrt{\sigma_1} - \sqrt{\sigma_2} G_0(\sigma_2, \sigma_3, h_2)] e^{2ik_1 h_1}}{[\sqrt{\sigma_1} + \sqrt{\sigma_2} G_0(\sigma_2, \sigma_3, h_2)] + [\sqrt{\sigma_1} - \sqrt{\sigma_2} G_0(\sigma_2, \sigma_3, h_2)] e^{2ik_1 h_1}} \\
 &= \frac{1 - \eta_{12} e^{2ik_1 h_1} + \eta_{12} \eta_{23} e^{2ik_1 h_1} - \eta_{23} e^{2i(k_1 h_1 + k_2 h_2)}}{1 + \eta_{12} e^{2ik_1 h_1} + \eta_{12} \eta_{23} e^{2i(k_1 h_1 + k_2 h_2)} + \eta_{23} e^{2i(k_1 h_1 + k_2 h_2)}} \quad (1.44)
 \end{aligned}$$

式中

$$\begin{aligned}
 G_0(\sigma_2, \sigma_3, h_2) &= \frac{(\sqrt{\sigma_2} + \sqrt{\sigma_3}) - (\sqrt{\sigma_2} - \sqrt{\sigma_3}) e^{2ik_2 h_2}}{(\sqrt{\sigma_2} + \sqrt{\sigma_3}) + (\sqrt{\sigma_2} - \sqrt{\sigma_3}) e^{2ik_2 h_2}} \\
 \eta_{23} &= \frac{\sqrt{\sigma_2} - \sqrt{\sigma_3}}{\sqrt{\sigma_2} + \sqrt{\sigma_3}} \text{ 是第二层到第三层的反射系数。}
 \end{aligned}$$

3. n 层时

当 n 层介质时, 只要将 $\sqrt{\sigma_{n-1}}$ 变成 $\sqrt{\sigma_{n-1}} \cdot G_0(\sigma_{n-1}, \sigma_n, h_{n-1})$ 即可类推得出。

显然,在公式(1.43)和(1.44)中,如果 $\sqrt{\sigma_1} = \sqrt{\sigma_2}$ 时,则 $G_0 = 1$,即为均匀半空间的公式。

第二节 视电阻率公式

在上述的电场分量与磁场分量中,在波区的情况下,公式中都含有电阻率 ρ_1 项,因此我们可以根据电磁场的各分量,分别求出各场强单分量的视电阻率公式。如电偶源时,采用赤道方式 $\theta = 90^\circ$,可得到电场分量 E_x 的视电阻率公式:

$$\rho_{ix}^{E_x} = \frac{\pi r^3}{AB \cdot MN} \cdot \frac{\Delta V_E}{I} = K_E \frac{\Delta V_E}{I} \quad (1.45)$$

式中, $K_E = \left(\frac{\pi r^3}{AB \cdot MN} \right)$ 为装置系数。 MN 为测量偶极长度。

依此类推,可得到 $\rho_{ix}^{E_y}$, $\rho_{ix}^{E_z}$, $\rho_{iz}^{H_x}$, $\rho_{iz}^{H_y}$, $\rho_{iz}^{H_z}$ 等场的单分量视电阻率公式。

使用单分量的视电阻率公式,有其优点,那就是提供的参数多,增加综合解释的能力。尤其在有高阻屏蔽的情况下,电场分量穿透高阻的能力差,而磁场分量穿透高阻的能力强,利用 $\rho_{iz}^{H_z}$ 参数可增加在高阻区的勘探深度。

但是采用场的单分量视电阻率,干扰因素比较大,比如电磁干扰,地形影响,尤其是发射机与接收机之间地质体的不均匀性,都会给单分量视电阻率带来较大影响。

为此,近年来,随着科学技术的发展,采用了在地面上同时观测两个正交的电场和磁场,比如 E_x 和 H_y ,通过 E_x 和 H_y 的比值来求得其视电阻率,这叫阻抗视电阻率。由于采取了比值法,就可大