

doi: 10.11720/wtyht.2019.0325

伏海涛, 罗维斌, 丁志军, 等. 水平电偶极源层状模型垂直磁场全区视电阻率计算方法 [J]. 物探与化探, 2019, 43(6): 1309-1319. <http://doi.org/10.11720/wtyht.2019.0325>

Fu H T, Luo W B, Ding Z J, et al. The calculation method of whole zone apparent resistivity of vertical magnetic field on the surface of layered model excited by horizontal electric dipole source [J]. Geophysical and Geochemical Exploration, 2019, 43(6): 1309-1319. <http://doi.org/10.11720/wtyht.2019.0325>

水平电偶极源层状模型垂直磁场 全区视电阻率计算方法

伏海涛, 罗维斌, 丁志军, 余其林, 张世宽
(甘肃省有色地质调查院, 甘肃 兰州 730000)

摘要: 利用水平电偶极源层状模型电磁场公式系统计算了不同收发距、不同层状地电模型的电磁场分量, 给出了由循环互相关法辨识出频率响应, 并计算全区视电阻率的方法。利用水平电场 E_x 分量和垂直磁场 H_z 分量计算了全区视电阻率, 与层状模型大地电磁测深卡尼亚视电阻率和可控源音频大地电磁测深卡尼亚视电阻率进行比较, 水平电场 E_x 分量和垂直磁场 H_z 分量全区视电阻率均能很好地反映出地电特征, 且垂直磁场 H_z 分量全区视电阻率与层状模型大地电磁测深卡尼亚电阻率在低频段有相似的频率响应特征。对于大埋深基底, H_z 分量全区视电阻率在小收发距条件下就能有较好的响应。垂直磁场分量进入近区的频率低于水平电场进入近区的频率, 更有利于在小收发距条件下进行大深度勘探。

关键词: 水平电偶极源; 层状模型; 垂直磁场; 水平电场; 全区视电阻率

中图分类号: P631 **文献标识码:** A **文章编号:** 1000-8918(2019)06-1309-11

0 引言

可控源电磁测深法 (CSEM) 可以说是近十多年来发展最为活跃的近地表地球物理勘探方法之一, 在方法原理、观测系统研制及正反演综合解释等方面都有长足进步^[1-4], 主要表现在航空电磁系统、地面电磁系统以及海洋电磁系统的快速发展, 且在时间域和频率域, 或时、频双域同步拓展^[5-6]。在大深度可控源电磁测深建场方式上, 基于水平接地双极源的电磁系统最为广泛^[1-2, 7-9]。如在时间域, 多通道瞬变电磁法 (MTEM) 和电性源短偏移瞬变电磁法 (SOTEM) 等电磁探测新技术发展已经成熟^[10-13]; 在频率域, 可控源音频大地电磁测深法 (CSAMT) 已成为深地探测有效方法^[8, 14]; 广域电磁法只测量水平电场 E_x 分量计算全区视电阻率, 提高了探测深度和分辨率^[15]。

在场值观测方面, 水平电场和垂直磁场是最主要的电磁场观测分量。航空电磁系统和地空电磁系统主要观测垂直磁场^[5]; 地面电磁系统则可以同时接收水平电场和垂直磁场; 海洋电磁系统还可以测量垂直电场^[7]。多通道瞬变电磁法 (MTEM) 只测量轴向水平电场 E_x 分量, 同步记录激发电流和电场电压时间序列, 解卷积获得待探测地电系统冲激响应, 由冲激响应峰值时间计算视电阻率等电磁解释参数^[10-12, 16-17]; 广域电磁法利用水平电场 E_x 分量计算全区视电阻率。采用 2^n 系列伪随机多频波为激励波形, 一次供电, 可获得经大地传输的多个主频率视电阻率, 提高了工作效率^[15-17]。

不同的电磁勘探系统观测场分量不同, 计算视电阻率的方法也不同。可控源音频大地电磁系统沿用卡尼亚电阻率定义方法, 需要同步观测水平电场和水平磁场, 在远区观测^[14]。广域电磁法只测量水平电场 E_x 分量计算全区视电阻率, 观测范围更

收稿日期: 2019-06-24; 修回日期: 2019-09-08

基金项目: 国家自然科学基金项目“相关辨识技术在谱激电中的应用研究”(41374185)和中国地震局地震科技星火计划(XH18046)联合资助

作者简介: 伏海涛(1968-), 男, 学士学位, 主要从事电磁法勘探方面的应用研究工作。Email: 1034796069@qq.com

通讯作者: 罗维斌(1982-), 地球探测与信息技术专业工学博士, 正高级工程师, 主要从事电磁法应用研究工作。Email: lwbcu@163.com

大^[9,15,18]。李毓茂等研究了电磁频率测深方法并计算了电偶源电磁频率测深量板,给出了不同地电模型水平电场分量 E_x 和垂直磁场分量 H_z 全区视电阻率曲线图册^[9]。佟铁钢研究了水平电偶源激发测量垂直磁场的方法,进行了层状模型全区视电阻率数值计算^[19]。

鉴于水平电偶极源在可控源电磁系统中的广泛应用,测量垂直磁场在时间域电磁系统应用研究较多,而在频率域应用研究较少。本文通过计算水平电偶极源激发,水平层状地质模型水平电场 E_x 分量和垂直磁场 H_z 分量频率域全区视电阻率,考查了不同收发距条件下各场分量对层状模型的响应能力。并与层状模型大地电磁测深(MT)卡尼亚电阻率和可控源音频大地电磁测深(CSAMT)卡尼亚电阻率进行比较,研究了不同收发距 H_z 分量全区视电阻率对大埋深高、低阻薄层的探测能力,对可控源电磁测深中收发距选择、场分量选择,工作频率范围选择等给出工作建议。

1 方法原理

水平接地双极源层状计算模型如图 1 所示。 N 层水平层状介质中第 n 层的电导率和层厚度分别记

为 σ_n 和 d_n ,假设各层不含铁磁性物质。水平电偶极子(接地双极源)位于层状介质表面,偶极矩为 $P = IdL$ (I 为谐变电流 $I = I_0 e^{-i\omega t}$)。选取公共坐标原点位于偶极子中心的柱坐标系和直角坐标系,使 x 轴指向偶极矩方向(即 $y = 0$ 的方向), z 轴垂直向下,求层状介质表面的电磁场分布。

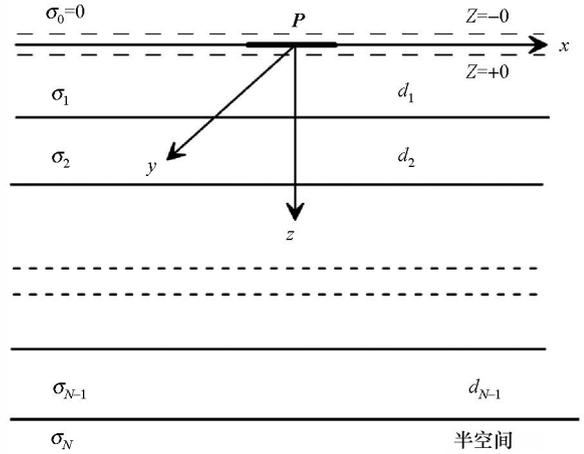


图 1 水平电偶极源层状地电模型

Fig.1 Layered geoelectricity model with horizontal electric dipole source

略去繁冗的数学推导^[1-2,7,9,14-15],此处直接写出极坐标系中地表电磁场各分量的表达式为:

$$E_r = \frac{IdL}{2\pi} \cos\phi \left[\frac{i\omega\mu}{r} \int_0^\infty \frac{1}{\lambda + \frac{m_1}{R^*}} J_1(\lambda r) d\lambda - \rho_1 \int_0^\infty \frac{\lambda m_1}{R} J_0(\lambda r) d\lambda + \frac{\rho_1}{r} \int_0^\infty \frac{m_1}{R} J_1(\lambda r) d\lambda \right], \quad (1a)$$

$$E_\phi = \frac{IdL}{2\pi} \sin\phi \left[\frac{\rho_1}{r} \int_0^\infty \frac{m_1}{R} J_1(\lambda r) d\lambda - i\omega\mu \int_0^\infty \frac{\lambda}{\lambda + \frac{m_1}{R^*}} J_0(\lambda r) d\lambda + \frac{i\omega\mu}{r} \int_0^\infty \frac{1}{\lambda + \frac{m_1}{R^*}} J_1(\lambda r) d\lambda \right], \quad (1b)$$

$$H_r = -\frac{IdL}{2\pi r} \sin\phi \left[\int_0^\infty \frac{\lambda}{\lambda + \frac{m_1}{R^*}} J_1(\lambda r) d\lambda + r \int_0^\infty \frac{m_1}{R^*} \frac{\lambda}{\lambda + \frac{m_1}{R^*}} J_0(\lambda r) d\lambda \right], \quad (1c)$$

$$H_\phi = \frac{IdL}{2\pi r} \cos\phi \left[\int_0^\infty \frac{\lambda}{\lambda + \frac{m_1}{R^*}} J_1(\lambda r) d\lambda \right], \quad (1d)$$

$$H_z = \frac{IdL}{2\pi} \sin\phi \left[\int_0^\infty \frac{\lambda^2}{\lambda + \frac{m_1}{R^*}} J_1(\lambda r) d\lambda \right]. \quad (1e)$$

式中:

$$R^* = \coth \left[m_1 d_1 + \coth^{-1} \frac{m_1}{m_2} \coth \left(m_2 d_2 + L + \coth^{-1} \frac{m_{N-1}}{m_N} \right) \right];$$

万方数据
$$R = \coth \left[m_1 d_1 + \coth^{-1} \left(\frac{m_1 \rho_1}{m_2 \rho_2} \right) \coth \left(m_2 d_2 + L + \coth^{-1} \left(\frac{m_{N-1} \rho_{N-1}}{m_N \rho_N} \right) \right) \right];$$

$m_j = \sqrt{\lambda^2 - k_j^2}$; $k_j^2 = i\omega\mu_0\sigma_n$, μ_0 为自由空间导磁率; λ 称为空间频率,它具有距离倒数的量纲。

特别地,当 $N=1$ 时,可得到均匀半空间表面电磁场各分量的表达式:

$$E_{r,0} = \frac{IdL}{2\pi\sigma r^3} \cos\phi [1 + e^{ikr}(1 - ikr)] , \quad (2a)$$

$$E_{\phi,0} = \frac{IdL}{2\pi\sigma r^3} \sin\phi [2 - e^{ikr}(1 - ikr)] , \quad (2b)$$

$$H_{z,0} = \frac{-3IdL}{2\pi r^2} \sin\phi \left\{ I_1 \left(\frac{ikr}{2} \right) K_1 \left(\frac{ikr}{2} \right) + \frac{ikr}{6} \left[I_1 \left(\frac{ikr}{2} \right) K_0 \left(\frac{ikr}{2} \right) - I_0 \left(\frac{ikr}{2} \right) K_1 \left(\frac{ikr}{2} \right) \right] \right\} , \quad (2c)$$

$$H_{\phi,0} = \frac{IdL}{2\pi r^2} \cos\phi I_1 \left(\frac{ikr}{2} \right) K_1 \left(\frac{ikr}{2} \right) , \quad (2d)$$

$$H_{z,0} = -\frac{3IdL}{2\pi k^2 r^4} \sin\phi \left[1 - e^{ikr} \left(1 - ikr - \frac{1}{3} k^2 r^2 \right) \right] . \quad (2e)$$

以上各式中, μ_0 为自由空间的导磁率。 ω 为谐变电流的圆频率。 $I_0 \left(\frac{ikr}{2} \right)$ 、 $I_1 \left(\frac{ikr}{2} \right)$ 和 $K_0 \left(\frac{ikr}{2} \right)$ 、 $K_1 \left(\frac{ikr}{2} \right)$ 分别为以 $\frac{ikr}{2}$ 为宗量的第一和第二类虚宗量贝塞尔函数,下标“0”或“1”表示贝塞尔函数的阶数, k 为波数。

1.1 电磁场计算方法

令:水平电偶极矩 $P_E = \frac{IdL}{2\pi}$,式(1)可写为:

$$E_r = (P_E/r) \cos\phi [i\omega\mu I_4 - r\rho_1 I_5 + \rho_1 I_6] + E_{r,0} , \quad (3a)$$

$$E_\phi = (P_E/r) \sin\phi [i\omega\mu I_4 - i\omega\mu r I_7 + \rho_1 I_6] + E_{\phi,0} , \quad (3b)$$

$$H_r = (-P_E/r) \sin\phi (I_1 + 0.5I_9 + r(I_2 + 0.5I_{10})) , \quad (3c)$$

$$H_\phi = \frac{P_E \cos\phi}{r} (I_1 + 0.5I_9) , \quad (3d)$$

$$H_z = P_E \sin\phi (I_3 + 0.5I_8) . \quad (3e)$$

式中:

$$I_1 = \int_0^\infty \left(\frac{\lambda}{\lambda + m_1/R^*} - 0.5 \right) J_1(\lambda r) d\lambda , \quad (4a)$$

$$I_2 = \int_0^\infty \left(\frac{m_1}{R^*} \frac{1}{\lambda + \frac{m_1}{R^*}} - 0.5 \right) \lambda J_0(\lambda r) d\lambda , \quad (4b)$$

$$I_3 = \int_0^\infty \left(\frac{\lambda}{m_1/R^*} - 0.5 \right) \lambda J_1(\lambda r) d\lambda , \quad (4c)$$

$$I_4 = \int_0^\infty \left(\frac{\lambda}{\lambda + m_1/R^*} - \frac{1}{\lambda + m_1} \right) J_1(\lambda r) d\lambda , \quad (4d)$$

$$I_5 = \int_0^\infty \lambda m_1 \left(\frac{1}{R} - 1 \right) J_0(\lambda r) d\lambda , \quad (4e)$$

$$I_6 = \int_0^\infty m_1 \left(\frac{1}{R} - 1 \right) J_1(\lambda r) d\lambda \quad (4f)$$

$$I_7 = \int_0^\infty \left(\frac{1}{\lambda + m_1/R^*} - \frac{1}{\lambda + m_1} \right) \lambda J_0(\lambda r) d\lambda , \quad (4g)$$

$$I_8 = \int_0^\infty \lambda J_1(\lambda r) d\lambda , \quad (4h)$$

$$I_9 = \int_0^\infty J_1(\lambda r) d\lambda = \frac{1}{r} , \quad (4i)$$

$$I_{10} = \int_0^\infty \lambda J_0(\lambda r) d\lambda = 0 , \quad (4j)$$

$$E_{r,0} = \frac{P_E}{r^3} \rho \cos\phi [1 + e^{ikr}(1 - ikr)] , \quad (4k)$$

$$E_{\phi,0} = \frac{P_E}{r^3} \rho \sin\phi [2 - e^{ikr}(1 - ikr)] . \quad (4l)$$

在计算层状介质表面的电场分量和磁场垂直分量时,减去了均匀半空间的场,这是为了保证在 $\lambda \rightarrow \infty$ 时积分核快速趋于零,从而保证积分收敛,也节省计算时间。

写出式(1c)、(1d)、(1e)中的核函数:

$$K_4(\lambda) = \frac{\lambda}{\lambda + m_1/R^*} , \quad (5a)$$

$$K_5(\lambda) = \frac{m_1}{R^*} \frac{\lambda}{\lambda + m_1/R^*} , \quad (5b)$$

$$K_3(\lambda) = \frac{m_1}{R^*} \frac{\lambda^2}{\lambda + m_1/R^*} . \quad (5c)$$

比较发现上述三式有类似的特点,对其取极限,则有:

$$\lim_{\lambda \rightarrow \infty} K_4(\lambda) = 0.5 , \quad (6a)$$

$$\lim_{\lambda \rightarrow \infty} K_5(\lambda) = 0.5\lambda , \quad (6b)$$

$$\lim_{\lambda \rightarrow \infty} K_3(\lambda) = 0.5\lambda^2 . \quad (6c)$$

这三个极限的收敛速度是很快的。据此,将式(1)各式改写为式(3)。

当采用直角坐标时,

$$E_x = E_r \cos\phi - E_\phi \sin\phi , \quad (7a)$$

$$H_y = H_r \sin\phi + H_\phi \cos\phi . \quad (7b)$$

层状地质模型的频率域电磁响应(式3,式4)是以 Hankel 积分形式给出的,而目前的计算方法主要是数字滤波方法^[5-6,9]。但数字滤波本身计算精度不够高,且滤波系数计算精度取决于具体的计算

方法,只有在合适的条件下才有足够的精度。本文采用直接数值积分,将水平电偶源电磁场频率响应所满足的 Hankel 积分用由 Bessel 函数零点所分割的子区间上的部分积分的和表示出来,并采用 Euler 方法加快积分求和的收敛^[20-21]。

文献[20]中,Chave 提出了汉克尔变换的数值积分算法。Chave 算法的基本思路是,采用高斯求积方法对有限区间积分进行计算,进而结合连分式展开方法加快部分积分和的收敛速度。一反数字滤波法的常规做法,Chave 算法使用期望误差(绝对误差/相对误差)来控制计算是继续或是终止。为了直接采用数值求积方法计算式(4),可将积分写成如下部分积分之和:

$$f \approx S = \sum_{n=0}^N P_n, \quad (8)$$

$$P_n = \int_{Z_n}^{Z_{n+1}} K(\lambda, P) J_i(\lambda r) d\lambda. \quad (9)$$

式中: $J_i(\lambda r)$ 为第 1 类的 i 阶 Bessel 函数; Z_n 为 $J_i(\lambda r)$ 的第 n 个零点用距离 r 归一化后的值; N 为参与求和的部分积分项的个数,取决于计算方法; P_n 可采用 Gauss 求积公式计算

$$P_n \approx \sum_{j=1}^M h_j K(a_j, P) J_i(a_j r). \quad (10)$$

式(10)中 M 是求积节点个数, a_j 为求积节点, h_j 为求积系数。

采用连分式加速式(10)积分项求和的收敛

$$S = \frac{d_0}{1 + \frac{d_1}{1 + \frac{d_2}{1 + \frac{d_3}{1 + \frac{\dots}{d_n}}}}}, \quad (11)$$

式中 $d_0, d_1, d_2, \dots, d_N$ 可由区间积分项 P_n 求得。

本文采用文献[21]介绍的数值积分方法,在 matlab 计算平台中,预先计算了贝塞尔函数 $J_i(\lambda r)$, $i=0,1$ 的 300 个零点,最初的几个零点之间的区间积分采用 matlab 的自适应 Simpsons 积分函数 (QUAD),之后的积分区间根据计算精度,采用自适应 Lobatto 积分函数 (QUADL),积分项的求和采用 Euler 法加速其收敛,积分的终止条件是最后加入的区间积分项小于设定的容许误差,或者已计算了设定的所有区间数。实际上计算不超过 30 个过零点区间就可达到所需要的精度。

由上,可计算出水平电偶极源层状模型电场和磁场各分量频率响应。

1.2 全区视电阻率计算方法

由计算出的水平电偶极源层状模型各场分量的频率响应,汤井田给出了各场分量全区视电阻率定义^[14]。本文主要以水平电场 E_x 和垂直磁场 H_z 分量计算全区视电阻率。为方便论述,此处重写出均匀半空间表面水平电偶源产生的电磁场:

$$E_x = \frac{2IdL}{2\pi r^3} \rho [3\cos\phi - 2 + e^{ikr}(1 - ikr)], \quad (12a)$$

$$H_y = -\frac{IdL}{4\pi r^2} [\sin^2\phi(6I_1K_1 + ikr(I_1K_1 - I_0K_1)) - 2\cos^2\phi I_1K_1], \quad (12b)$$

$$H_z = -\frac{IdL\rho}{2\pi r^4\mu\omega} \sin\phi [3 - e^{ikr}(3 - 3ikr - k^2r^2)]. \quad (12c)$$

式中: E_x, H_y 和 H_z 分别为电场和磁场的水平分量和垂直分量, r 为接收点到偶极中心矢径的模, φ 为 r 和 x 轴的夹角。 I 是电流强度, dL 是偶极子长度。 ρ 和 μ 是均匀半空间的电阻率和导磁率, ω 为角频率, k 为电磁波的波数, $k^2 = i\omega\mu/\rho$, $i = \sqrt{-1}$ 。 I_0 和 K_1, K_0 分别是第一和第二类以 $ikr/2$ 为宗量的虚宗量贝塞尔函数,0 和 1 表示阶数。

若令:

$$C_E = 3\cos^2\phi - 2 + e^{ikr}(1 - ikr), \quad (13a)$$

$$C_H = [\sin^2\phi(6I_1K_1 + ikr(I_1K_0 - I_0K_1)) - 2\cos^2\phi I_1K_1] kr, \quad (13b)$$

$$C_Z = 3 - e^{ikr}(3 - 3ikr - k^2r^2); \quad (13c)$$

则有:

$$E_x = \frac{IdL\rho}{2\pi r^3} C_E, \quad (14a)$$

$$H_z = -\frac{IdL\rho}{2\pi r^4\mu\omega} \sin\phi \cdot C_Z. \quad (14b)$$

定义

$$\rho_e^{1E_x} = \frac{2\pi r^3}{IdL} \left| \frac{E_x}{C_E} \right|, \quad (15a)$$

$$\Phi_e^{1E_x} = \arctan \left[\frac{\text{Im}(E_x/C_E)}{\text{Re}(E_x/C_E)} \right]; \quad (15b)$$

$$\rho_e^{1H_z} = \frac{2\pi r^2}{IdL \sin\phi} \mu\omega \left| \frac{H_z}{C_Z} \right| (\varphi \neq 0^\circ), \quad (16a)$$

$$\Phi_e^{1H_z} = \arctan \left[\frac{\text{Im}(H_z/C_Z)}{\text{Re}(H_z/C_Z)} \right]. \quad (16b)$$

本文给出采用循环互相关算法计算全区视电阻率的方法^[18]。观测中需要同时记录发送电流和电场或磁场时间序列。当观测场值是水平电场 E_x 分

量时间序列时,观测值是接收电极间的电位差时间序列, $V_{E_x} = E_x \cdot MN$, MN 为接收电场的电极间距,采用循环互相关算法可估计出阻抗谱:

$$Z_{E_x}(\omega) = \frac{P_{CV_{E_x}}(\omega)}{P_{CI_{AB^s}}(\omega)}, \quad (17)$$

式中: $P_{CV_{E_x}}(\omega)$ 为参考信号 SS 与接收电位差信号 V_{E_x} 的互功率谱, $P_{CI_{AB^s}}(\omega)$ 为参考信号 SS 与水平电偶源 AB 发射电流信号 $I_{AB}(t)$ 的互功率谱。

由均匀大地表面水平电偶极子源产生的电场 E_x 计算公式:

$$E_x = \frac{\rho I dL}{2\pi r^3} [(1 - 3\sin^2(\varphi)) + (1 - ik_1 r) \exp(ik_1 r)]. \quad (18)$$

式中: ρ 为均匀大地的电阻率, I 是发射电流, r 是接收电极 MN 中点至发射偶极 AB 中点的距离, φ 是接收电极 MN 中点至发射 AB 极中点连线与 AB 极连线的夹角。 dL 是发射 AB 极间距。 $k_1^2 = i\omega\mu_0/\rho$ 为均匀大地的波数。

式(18)两边除以电流 I 与式(17)对应相等,可得:

$$Z_{E_x}(\omega) = \frac{\rho(\omega) dL \cdot MN}{2\pi r^3} C_{E_x}, \quad (19)$$

$$C_{E_x} = (1 - 3\sin^2(\varphi)) + (1 - ik_1 r) \exp(ik_1 r). \quad (20)$$

$Z_{E_x}(\omega)$ 就是由观测电场 E_x 电位差值和激发电流 I 循环互相关辨识得到的大地的阻抗。由此可得大地的全区视电阻率谱:

$$\rho_{E_x}(\omega) = \frac{2\pi\epsilon^3 \cdot Z_{E_x}(\omega)}{dL \cdot MN \cdot C_{E_x}}. \quad (21)$$

式中: C_{E_x} 也是大地电阻率的函数,因此,式(21)全区视电阻率需要采用迭代法求解。这个算法已在实测数据处理中得到验证。

当观测电磁场值是垂直磁场 H_z 分量时间序列时,由发送电流时间序列和垂直磁场时间序列,采用循环互相关算法可估计出阻抗谱:

$$Z_{H_z}(\omega) = \frac{P_{CH_z}(\omega)}{P_{CI_{AB^s}}(\omega)}, \quad (22)$$

式中: $P_{CH_z}(\omega)$ 为参考信号 SS 与接收垂直磁场信号 H_z 的互功率谱, $P_{CI_{AB^s}}(\omega)$ 为参考信号 SS 与水平电偶极子源 AB 发射电流信号 $I_{AB}(t)$ 的互功率谱。

由均匀大地表面水平电偶极子源产生的垂直磁场 H_z 计算公式为:

$$H_z = -\frac{3dL}{2\pi k_1^2 r^4} \sin\varphi \left[1 - \left(1 - ik_1 r - \frac{1}{3}(k_1 r)^2 \right) \exp(ik_1 r) \right], \quad (23)$$

万方数据

式中: I 是发射电流, r 是磁场接收点 P 至发射极 AB 中点的距离, φ 是磁场接收点 P 至发射极 AB 中点连线与 AB 极延长线的夹角, dL 是发射极 AB 长度, $k_1^2 = i\omega\mu_0/\rho$ 为均匀大地的波数, μ_0 是磁导率。

式(23)两边除以电流 I 与式(22)对应相等,可得:

$$Z_{H_z}(\omega) = -\frac{3dL \cdot \rho(\omega)}{i\omega\mu_0 2\pi r^4} \sin\varphi C_{H_z}, \quad (24)$$

$$C_{H_z} = 1 - \left(1 - ik_1 r - \frac{1}{3}(k_1 r)^2 \right) \exp(ik_1 r). \quad (25)$$

$Z_{H_z}(\omega)$ 就是由观测垂直磁场 H_z 和发送电流 I 循环互相关辨识得到的大地的频率域响应。由此可得大地的全区视电阻率谱:

$$\rho_{H_z}(\omega) = \frac{2\pi\omega\mu_0 r^4 \cdot Z_{H_z}(\omega)}{3i \cdot dL \cdot \sin\varphi \cdot C_{H_z}}. \quad (26)$$

式中 C_{H_z} 也是大地电阻率的函数,因此,式(26)需要采用迭代法求解。

对于激发极化效应的模拟计算,采用在频率域 Cole-Cole 模型来描述:

$$\rho(\omega) = \rho_0 \left[1 - m \left(1 - \frac{1}{1 + (i\omega\tau)^c} \right) \right], \quad (27)$$

式中: ρ_0 为直流电阻率, m 为极化率, ω 为角频率, τ 为时间常数, c 为频率系数。

式(21)和式(26)右端均隐含有视电阻率,需要采用迭代算法求解。全区视电阻率迭代计算过程如下:

- 1) 给出全区视电阻率初值 $\rho^{(0)}$ 。此初值是任意的,可选取为相应的波区视电阻率;
- 2) 将 $\rho^{(0)}$ 代入式(21)和式(26),并进而求得第一次迭代视电阻率值 $\rho^{(1)}$;
- 3) 判断:

$$\frac{|\rho^{(1)} - \rho^{(0)}|}{\rho^{(0)}} \leq \varepsilon; \quad (28)$$

式中 ε 为给定的正的小数。若式(28)成立,计算相应的相位值,并停止迭代。若式(28)不成立,令 $\rho^{(0)} = \rho^{(1)}$,返回步骤(2),直到式(28)成立。

2 模型计算

2.1 模型一——D型

地电模型参数如表1所示。计算参数:供电电流 $I = 40$ A,电偶极子长度 $dL = 1800$ m,收发距 $R = 12000$ m,赤道偶极测量装置。计算了水平电场 E_x 全区视电阻率、垂直磁场 H_z 全区视电阻率,同时与

MT 卡尼亚视电阻率和 CSAMT 卡尼亚视电阻率进行比较。从图 2 的频谱曲线可以看出,大于 1 000 Hz 高频段全区视电阻率反映出第一层电阻率 $300 \Omega \cdot \text{m}$, 低于 0.01 Hz 低频段 E_x 全区视电阻率和垂直磁场 H_z 全区视电阻率,与 MT 卡尼亚视电阻率趋势一致,趋于第二层视电阻率 $20 \Omega \cdot \text{m}$ 。而 CSAMT 卡尼亚视电阻率在低于 1 Hz 低频段不能正确反映地层特征。

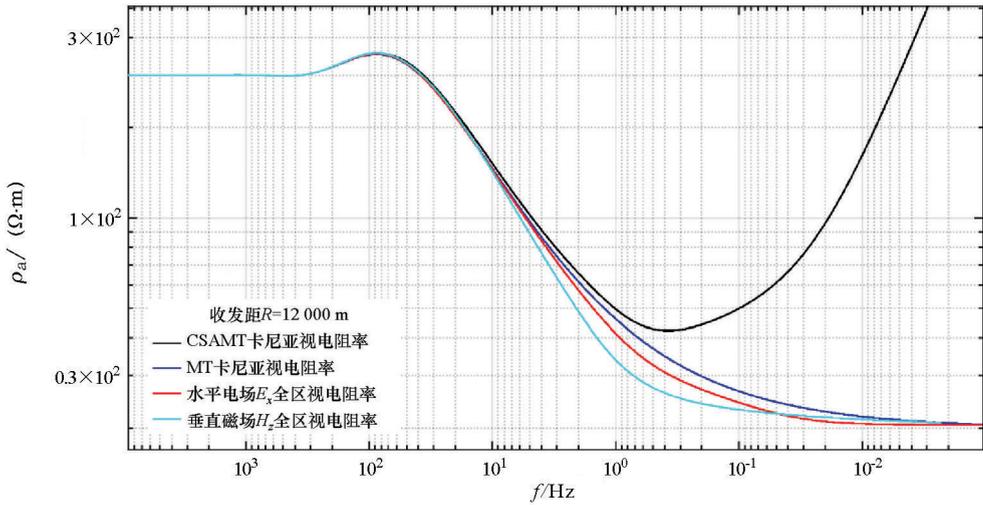


图 2 水平电偶源 D 型地电模型全区视电阻率频谱

Fig.2 whole zone apparent resistivity spectrum of D-type geoelectricity model with horizontal electric dipole Source

2.2 模型二——G 型

地电模型参数如表 2 所示。

表 2 G 型地电模型参数

Table 2 G type geoelectricity model parameters

层参数	第一层	第二层
电阻率/ $(\Omega \cdot \text{m})$	300	1000
层厚/m	1100	Inf
m	0	0
τ/s	0	0
c	0	0

计算参数:供电电流 $I=40 \text{ A}$,电偶极子长度 $dL=1\ 800 \text{ m}$,收发距 $R=9\ 000 \text{ m}$,赤道偶极测量装置。计算了水平电场 E_x 全区视电阻率、垂直磁场 H_z 全区视电阻率,同时与 MT 卡尼亚视电阻率和 CSAMT 卡尼亚视电阻率进行比较。从图 3 的频谱曲线可以看出,大于 1 000 Hz 高频段全区视电阻率反映出第一层电阻率 $300 \Omega \cdot \text{m}$, 低于 1 Hz 低频段 E_x 全区视电阻率和垂直磁场 H_z 全区视电阻率,与 MT 卡尼亚视电阻率趋势一致,趋于第二层视电阻率 $1\ 000 \Omega \cdot \text{m}$ 。 E_x 全区视电阻率在低于 0.4 Hz 频段变得平直,不再趋于第二层电阻率真值,是由于电场已进入近区,不再反映地层信息;而 H_z 全区视电阻率在低于

表 1 D 型地电模型参数

Table 1 D type geoelectricity model parameters

层参数	第一层	第二层
电阻率/ $(\Omega \cdot \text{m})$	300	20
层厚/m	1100	Inf
m	0	0
τ/s	0	0
c	0	0

0.1 Hz 频段还有逼近第二层电阻率真值的趋势。但同样受近区影响,垂直磁场全区视电阻率只响应到 0.085 Hz 左右,低于这个频率不再反映地电信息;同时也说明垂直磁场进行近区的频率低于水平电场进行近区的频率。而 CSAMT 卡尼亚视电阻率在低于 10 Hz 低频段就不能正确反映地层特征。

2.3 模型三——H 型

地电模型参数如表 3 所示。

表 3 H 型地电模型参数

Table 3 H type geoelectricity model parameters

层参数	第一层	第二层	第三层
电阻率/ $(\Omega \cdot \text{m})$	300	20	700
层厚/m	1200	300	Inf
m	0	0.35	0
τ/s	0	0.12	0
c	0	0.25	0

计算参数:供电电流 $I=30 \text{ A}$,电偶极子长度 $dL=1\ 800 \text{ m}$,收发距 $R=7\ 000 \text{ m}$,赤道偶极测量装置。第二层含有激电信息; $m=0.35, \tau=0.12 \text{ s}, c=0.25$ 。计算了水平电场 E_x 全区视电阻率、垂直磁场 H_z 全区视电阻率,同时与 MT 卡尼亚视电阻率和 CSAMT 卡尼亚视电阻率进行比较。从图 4 水平电偶源 H 型

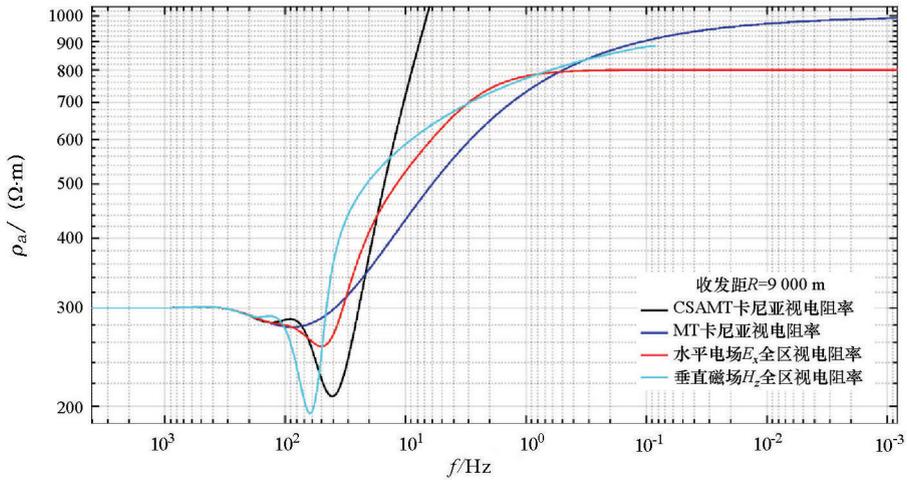


图3 水平电偶源 G 型地电模型全区视电阻率频谱

Fig.3 whole zone apparent resistivity spectrum of G-type geoelectricity model with horizontal electric dipole Source

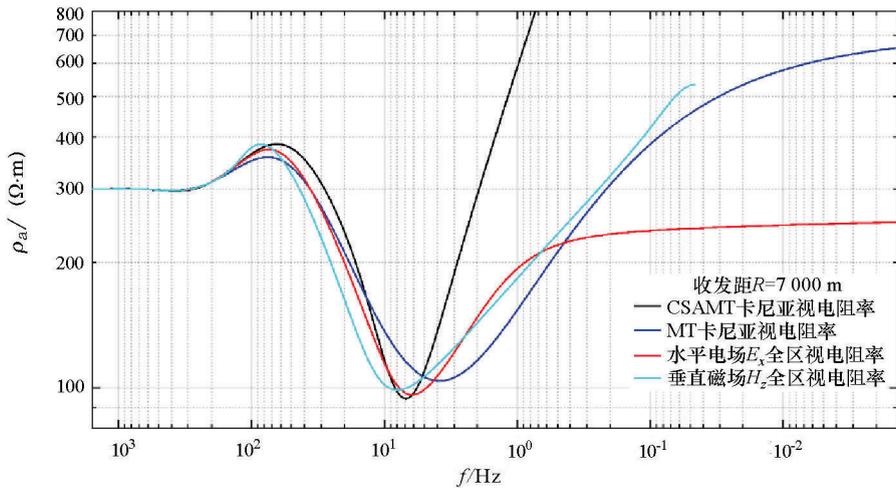


图4 水平电偶源 H 型地电模型全区视电阻率频谱

Fig.4 whole zone apparent resistivity spectrum of H-type geoelectricity model with horizontal electric dipole Source

型地电模型全区视电阻率频谱曲线可以看出,大于 1 000 Hz 高频段 E_x 和 H_z 全区视电阻率反映出第一层电阻率 $300 \Omega \cdot \text{m}$, 低于 1 Hz 低频段 E_x 全区视电阻率和垂直磁场 H_z 全区视电阻率,与 MT 卡尼亚视电阻率趋势一致,趋于第三层视电阻率 $700 \Omega \cdot \text{m}$ 。 E_x 全区视电阻率在低于 0.1 Hz 频段变得平直,受近区影响不再趋于第三层电阻率真值,而垂直磁场 H_z 全区视电阻率在低于 0.1 Hz 频段,响应至 0.05 Hz,还有逼近第三层电阻率真值的趋势,低于 0.05 Hz 不再反映地电信息,低于水平电场进入近区的频率。而 CSAMT 卡尼亚视电阻率在低于 5 Hz 低频段就不能正确反映地层特征。

2.4 模型四——K 型

地电模型参数如表 4 所示。计算参数:供电电流 $I=30 \text{ A}$,电偶极子长度 $dL=1800 \text{ m}$,收发距 $R=5000 \text{ m}$,采用鞍鞍测量装置。计算了水平电场 E_x

表4 K 型地电模型参数

Table 4 K type geoelectricity model parameters

层参数	第一层	第二层	第三层
电阻率/ $(\Omega \cdot \text{m})$	300	1000	200
层厚/m	1100	400	Inf
m	0	0	0
τ/s	0	0	0
c	0	0	0

全区视电阻率、垂直磁场 H_z 全区视电阻率,同时与 MT 卡尼亚视电阻率和 CSAMT 卡尼亚视电阻率进行比较。从图 5 水平电偶源 K 型地电模型全区视电阻率频谱曲线可以看出,大于 800 Hz 高频段 E_x 和 H_z 全区视电阻率反映出第一层电阻率 $300 \Omega \cdot \text{m}$, E_x 全区视电阻率在低于 1 Hz 频段变得平直,说明电场已进入近区,不再趋于第三层电阻率真值。低于 1 Hz 低频段 H_z 全区视电阻率与 MT 卡尼亚视电阻率趋势一致,还有逼近第三层电阻率真值 200

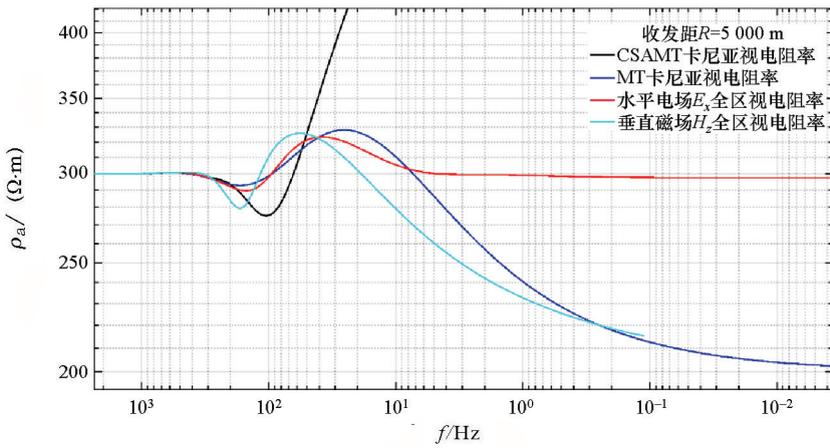


图 5 水平电偶源 K 型地电模型全区视电阻率频谱

Fig.5 whole zone apparent resistivity spectrum of K-type geoelectricity model with horizontal electric dipole Source

$\Omega \cdot m$ 的趋势,但同样受近区影响,只响应到 0.1 Hz,之后不再反映地电信息。小收发距条件下,垂直磁场进入近区的频率低于水平电场进入近区的频率。而 CSAMT 卡尼亚视电阻率在低于 100 Hz 低频段就不能正确反映地层特征。原因是近区 H_y 场值太小;同时也说明,垂直磁场 H_z 全区视电阻率,在较小收发距条件下,就能有大探测深度的能力。

2.5 模型五——KH 型

地电模型参数如表 5 所示。

表 5 KH 型地电模型参数

Table 5 KH type geoelectricity model parameters

层参数	第一层	第二层	第三层	第四层
电阻率/ $(\Omega \cdot m)$	300	1000	10	500
层厚/m	800	400	300	Inf
m	0	0	0.35	0
τ/s	0	0	0.1	0
c	0	0	0.25	0

计算参数:供电电流 $I=30 A$,电偶极子长度 $dL=1800 m$,收发距 R 分别为 7000、12000、25000 m,赤道偶极测量装置。第三层含有激电信息: $m=0.35$, $\tau=0.1 s$, $c=0.25$ 。计算了水平电场 E_x 全区视电阻率、垂直磁场 H_z 全区视电阻率,同时与 MT 卡尼亚视电阻率和 CSAMT 卡尼亚视电阻率进行比较。

从图 6 水平电偶源 KH 型地电模型全区视电阻率频谱曲线可以看出,大于 1000 Hz 高频段 E_x 和 H_z 全区视电阻率与 MT 卡尼亚视电阻率和 CSAMT 卡尼亚视电阻率一样,反映出第一层电阻率 $300 \Omega \cdot m$, E_x 全区视电阻率在低于 0.1 Hz 频段变得平直,说明已进入近区,不再趋于第三层电阻率真值。由图 6c 和图 6a 比较可知,随收发距增大, E_x 全区视电阻率也增大,收发距在 7000 m 时,0.01 Hz 全区视电阻

率为 $166.95 \Omega \cdot m$;收发距在 12000 m 时,0.01 Hz 全区视电阻率为 $216.69 \Omega \cdot m$;收发距在 25000 m 时,0.01 Hz 全区视电阻率为 $320.5 \Omega \cdot m$;但不能反映地层电阻率真值,进入近区的频率变低。

H_z 全区视电阻率在低于 4 Hz 低频段与 MT 卡尼亚视电阻率趋势一致,还有逼近第四层电阻率真值 $500 \Omega \cdot m$ 的趋势,收发距在 7000 m 时,只响应到 0.03 Hz,低于这个频率进入近区,不再反映地电信息;增大收发距,进入近区的频率变低。随收发距增大,收发距在 12000 m 时,低于 0.015 Hz 进入近区;收发距在 25000 m 时,低于 0.0045 Hz 进入近区。在不同收发距条件下, H_z 全区视电阻率进入近区的频率均低于 E_x 全区视电阻率进入近区的频率。说明 H_z 全区视电阻率在小收发距条件下更有利于穿透中间层揭示出基底。而同样受近区影响,CSAMT 卡尼亚视电阻率在低于 1 Hz 低频段就不能正确反映地层特征。

3 结论

通过计算水平电偶源层状介质的电磁场响应,并反算出视电阻率。结果表明,正演计算层状介质的电磁场响应及全区视电阻率结果是正确的,计算程序是可靠的。

计算表明,水平电偶极源电磁场在不同收发距条件下进入近区的频率不同。收发距越大,磁场和水平电场进入近区的频率越低。在近区,水平电场全区视电阻率不随频率变化了,不能进行频率测深;垂直磁场也有最低响应频率,低于这个频率,不能反映地电信息。在相同收发距条件下,垂直磁场 H_z 进入近区的频率低于水平电场 E_x 进入近区的频率近

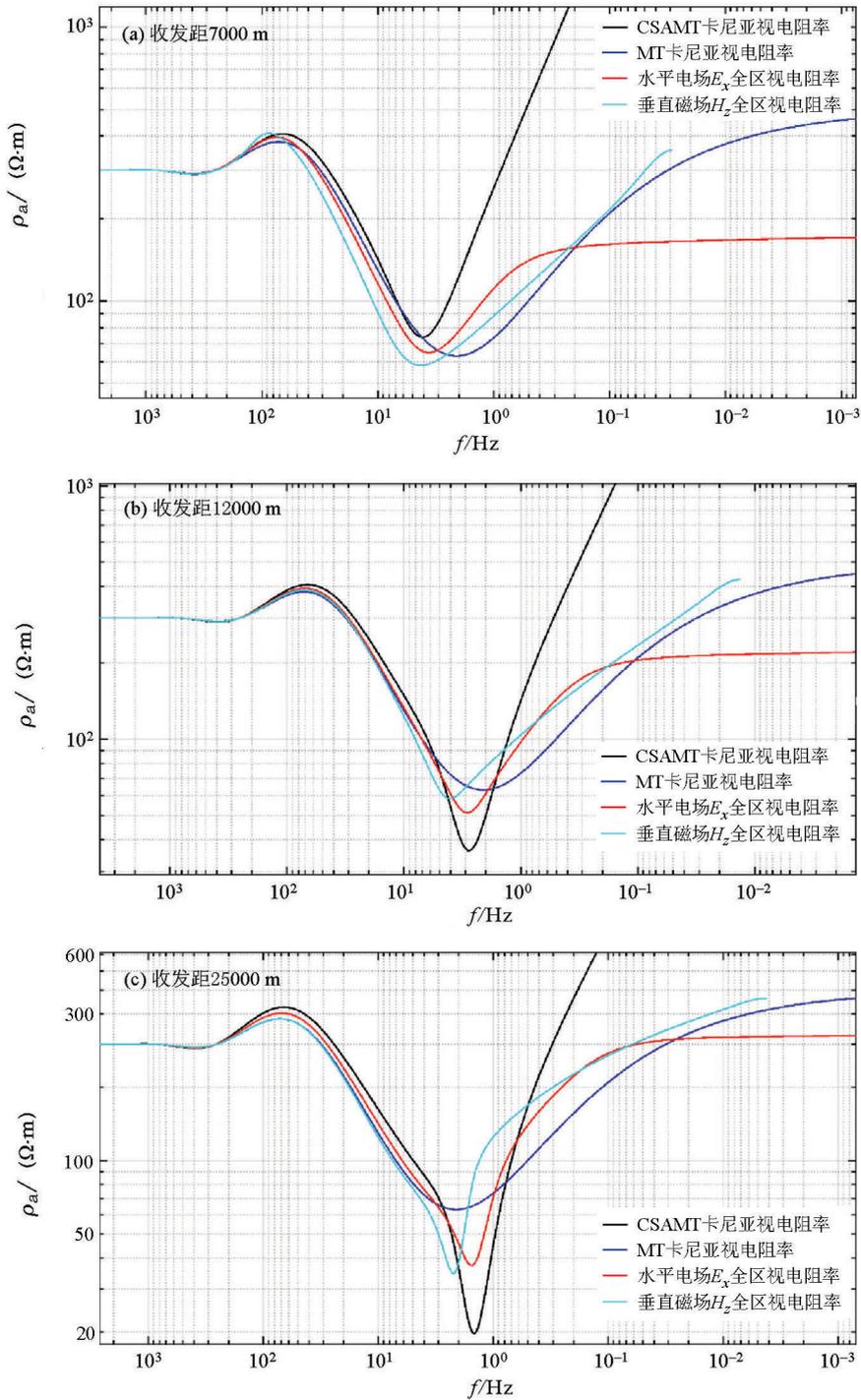


图 6 水平电偶源 KH 型地电模型不同收发距全区视电阻率频谱

Fig.6 whole zone apparent resistivity spectrum of KH-type geoelectricity model with horizontal electric dipole source with different transmit-receive distance

一个数量级。

E_x 和 H_z 全区视电阻率以及可控源卡尼亚视电阻率与层状模型大地电磁测深(MT)卡尼亚视电阻率在高频段(>1000 Hz)一致性较好,而在低频段(<100 Hz)分异较大。收发距越大,相应频率越低。这说明水平电偶极源在高频段、大收发距条件下满足

远区条件,类似平面波了;而在低频段、小收发距条件下,受地层电阻率、偶极源长度、收发距等因素影响,电磁场不再满足平面波场条件了。可控源(CSAMT)卡尼亚视电阻率定义进入近区最早,对深层响应能力最低。 E_x 全区视电阻率在低频段变得平直,也是因为近区影响所致; H_z 低于最低响应频

率的全区视电阻率也不反映地电信息了,说明已进入近区。

水平电偶极源赤道偶极装置 E_x 和 H_z 全区视电阻率均能反映出地层电性特征变化,在大收发距条件下,对高、低中间薄层均能有较好的分辨。在较小收发距条件下, H_z 全区视电阻率较 E_x 全区视电阻率更利于接近深部电阻率真值。对于水平电偶源频率电磁测深,对于大埋深目标体勘查,磁场传感器应具有宽的频率响应,理想的频率响应范围是 $10^4 \sim 10^{-3}$ Hz。

根据计算结果,在接收条件允许的条件下,大收发距 H_z 全区视电阻率和 E_x 全区视电阻率对地层分辨能力好于小收发距。多收发距观测有利于提高对地层的辨识。

致谢:感谢审稿人提出的中肯建议。

参考文献 (References):

[1] Kaufman A A, Alekseev D, Oristaglio M. Principles of electromagnetic methods in surface geophysics [M]. Elsevier, 2014.

[2] Zhdanov M S. Foundations of geophysical electromagnetic theory and methods [M]. Elsevier, 2017.

[3] Chave A D, Jones A G. The magnetotelluric method: theory and practice [M]. Cambridge University Press, 2012.

[4] Viacheslav V. Spichak. Electromagnetic sounding of the Earth's interior: theory, modeling, practice (2nd ed) [M]. Elsevier, 2015.

[5] 殷长春. 航空电磁理论与勘查技术 [M]. 北京: 科学出版社, 2018.

Yin C C. Aeromagnetic theory and exploration technology [M]. Beijing: Science Press, 2018.

[6] 周海根, 多场源地空频率域电磁探测方法研究 [D]. 长春: 吉林大学, 2017.

Zhou H G. Research on ground-airborne frequency-domain electromagnetic methods with multiple sources [D]. Changchun: Jilin University, 2018.

[7] Richard A. Geyer. Handbook of geophysical exploration at sea (2nd ed) [M]. CRC Press, 2018.

[8] 王若, 殷长春, 王妙月, 等. CSAMT 法一维层状介质灵敏度分析 [J]. 地球物理学进展, 2014, 29 (3): 1284 - 1291, doi: 10.6038/pg20140339.

Wang R, Yin C C, Wang M Y, et al. CSAMT sensitivity analysis for 1D models [J]. Progress in Geophys (in Chinese), 2014, 29 (3): 1284 - 1291, doi: 10.6038/pg20140339.

[9] 李毓茂, 等. 电磁频率测深方法与电偶源电磁频率测深量板 [M]. 徐州: 中国矿业大学出版社, 2012.7.

Li Y M, et al. Electromagnetic frequency sounding method and dipole electromagnetic frequency sounding board [M]. Xuzhou: China University of Mining and Technology Press, 2012.

[10] Ziolkowski A, Hobbs B, Wright D. Multitransient electromagnetic demonstration survey in France [J]. Geophysics, 2007, 72 (4): 197 - 197 方数据

[11] 底青云, 朱日祥, 薛国强, 等. 我国深地资源电磁探测新技术研究进展 [J]. 地球物理学报, 2019, 62 (6): 2128 - 2138, doi: 10.6038/cjg2019M0633.

Di Q Y, Zhu R X, Xue G Q, et al. New development of the Electromagnetic (EM) methods for deep exploration [J]. Chinese J. Geophys. (in Chinese), 2019, 62 (6): 2128 - 2138, doi: 10.6038/cjg2019M0633.

[12] 张文伟, 底青云, 雷达, 等. 物探新方法——多通道瞬变电磁法在金属矿勘探中的应用 [J]. 黄金科学技术, 2018, 26 (1): 1 - 8.

Zhang W W, Di Q Y, Lei D, et al. Multi-channel transient electromagnetic method: a new geophysical method and its application in exploring metallic ore deposits [J]. Gold Science and Technology, 2018, 26 (1): 1 - 8.

[13] Strack K M. Exploration with deep transient electromagnetic [M]. Elsevier, 1992.

[14] 汤井田, 何继善. 可控源音频大地电磁法及其应用 [M]. 长沙: 中南大学出版社, 2005.

Tang J T, He J S. Controlled source audio magnetotelluric method and its application [M]. Changsha, Central South University Press, 2015.

[15] 何继善. 广域电磁法和伪随机信号电法 [M]. 北京: 高等教育出版社, 2010.

He J S. Wide-area electromagnetic method and pseudo-random signal electrical method [M]. Beijing: Higher Education Press, 2010.

[16] 罗维斌, 李庆春, 汤井田. 编码电磁测深 [J]. 地球物理学报, 2012, 55 (1): 341 - 349, doi: 10.6038/j.issn.0001-5733.2012.01.035.

Luo W B, Li Q C, Tang J T. Coded source electromagnetic sounding method [J]. Chinese J. Geophys. (in Chinese), 2012, 55 (1): 341 - 349, doi: 10.6038/j.issn.0001-5733.2012.01.035.

[17] 罗维斌. 伪随机海洋可控源多道电磁测深法研究 [D]. 长沙: 中南大学, 2007.

LUO W B. Study on pseudorandom marine controlled-source electromagnetic sounding with multi-offsets [D]. Changsha: Central South University, 2007.

[18] 罗维斌, 汤井田, 韩海涛, 等. 编码源电磁测深法获取大地全区视电阻率谱的方法及装置, ZL 2016 1 0013962. X [P/OL]. 2018-03-23.

Luo W B, Tang J T, Han H T, et al. The method and device of obtaining whole zone apparent resistivity spectrum of the earth by coded source electromagnetic sounding, ZL 2016 1 0013962. X [P/OL]. 2018-03-23.

[19] 佟铁钢. E-Hz 广域电磁方法研究 [D]. 长沙: 中南大学, 2010.

Tong T G. E-Hz wide area electromagnetic method research [D]. Changsha: Central South University, 2010.

[20] Chave A D. Numerical integration of related Hankel transforms by quadrature and continued fraction expansion [J]. Geophysics, 1983, 48 (12): 1671 - 1677.

[21] Nielsena T I, Baumgartnera F. CR1Dmod: A Matlab program to model 1D complex resistivity effects in electrical and electromagnetic surveys [J]. Computers & Geosciences, 2006, 32: 1411 - 1419.

The calculation method of whole zone apparent resistivity of vertical magnetic field on the surface of layered model excited by horizontal electric dipole source

FU Hai-Tao, LUO Wei-Bin, DING Zhi-Jun, YU Qi-Lin, ZHANG Shi-Kuan

(Gansu Nonferrous Geological Survey Institute, Lanzhou 730000, China)

Abstract: Using the electromagnetic field formula of horizontal electric dipole source on the surface of layered model, the authors calculate electromagnetic field components of different transmitting and receiving distances and different layered geoelectric models systematically. The method for identifying frequency response by circular cross-correlation method and calculating the whole zone apparent resistivity is given. The apparent resistivity of the whole zone is calculated by using the E_x component of horizontal electric field and the H_z component of vertical magnetic field. Compared with the Cagniard apparent resistivity of layered model of magnetotelluric sounding and the Cagniard apparent resistivity of controlled source audio magnetotelluric sounding, the whole zone apparent resistivity of E_x component of horizontal electric field and the H_z component of vertical magnetic field can well reflect the geoelectric characteristics. Moreover, the whole zone apparent resistivity of the vertical magnetic field with the H_z component has similar frequency response characteristics with the Cagniard resistivity of the layered model of magnetotelluric sounding in low frequency band. As for deep buried basement, the whole zone apparent resistivity of the H_z component can respond well under the condition of small transceiver distance. The frequency of the vertical magnetic field component entering the near zone is lower than that of the horizontal electric field entering the near zone, which proves the proposed means is more conducive to deep exploration under the condition of small transceiver distance.

Key words: horizontal electric dipole source; layered model; vertical magnetic field; horizontal electric field; apparent resistance of the whole region

(本文编辑:沈效群)