

doi: 10.11720/wtyht.2020.0195

武建平,张超,陈剑平,等.广域电磁法三维有限单元法模拟研究[J].物探与化探,2020,44(5):1066-1072.http://doi.org/10.11720/wtyht.2020.0195

Wu J P, Zhang C, Chen J P, et al. Three dimensional finite element simulation of wide field electromagnetic method[J]. Geophysical and Geochemical Exploration, 2020, 44(5): 1066-1072. http://doi.org/10.11720/wtyht.2020.0195

广域电磁法三维有限单元法模拟研究

武建平,张超,陈剑平,杨玺,裴运军,周庆东

(中国南方电网广东电网有限责任公司江门供电局,广东 江门 529000)

摘要: 本文以 Maxwell 方程组为理论基础,从矢量位和标量位方程出发,采用有限单元法对广域电磁法进行了三维数值模拟研究。在模型算例中,通过具有解析解的均匀半空间模型对本文算法的正确性进行了验证,在此基础上,设计了两种不同深度的低阻异常体模型,对广域电磁法的探测深度进行了模拟研究,数值计算结果表明:广域电磁法不受场源中近区的影响,能够在全区范围内进行观测;此外,还具有探测深度大的特点,为深地资源探测提供了理论与方法支撑。

关键词: 广域电磁法;数值模拟;有限单元法;探测深度

中图分类号: P631.4 **文献标识码:** A **文章编号:** 1000-8918(2020)05-1066-07

0 引言

广域电磁法是中南大学何继善院士于 2010 年在 CSAMT 和磁偶源频率测深法(MELOS)基础上提出的一种新的人工源电磁法。该方法通过采用全区视电阻率定义,突破了卡尼亚视电阻率所需的远区条件限制,能充分利用中近区信息资料,提升探测的精度,并利用低频信息将探测深度提升到 8 km 以浅,成为“深地探测”战略的关键支撑技术^[1]。基于以上特点,广域电磁法近些年在国内页岩气探测、深部地热、油气资源探测及矿产资源探测等领域中获得了大量的应用^[2-7]。

三维精细探测是当前及未来的发展趋势和研究热点,三维数值模拟作为反演成像与定量解释的基础,对于探测的效果及成败具有直接的影响。频率域电磁法三维数值模拟技术已经发展超过 30 年了,各种数值模拟方法均取得了很大的进展,从数值模拟技术和应用角度而言,包括有限单元法^[8-9]、有限差分法^[10-11]及积分方程法^[12-13]都非常成熟。广域电磁法近些年在应用领域取得了非常好的应用效

果,但与其他频率域人工源电磁法相比,其三维数值模拟研究的文献很少^[4,14],特别是关于起伏地形的模型研究。

基于以上情况,本文从 Maxwell 方程出发,采用矢量位和标量位控制方程,以有限单元法为工具,对广域电磁法三维数值模拟方法进行了研究。为获得精确的三维数值解,文中采用库伦规范解决三维电磁法节点有限元数值模拟中电导率界面法向方向电场不连续问题,并对线性方程组的求解和广域视电阻率的计算进行了阐述。在模型算例中,首先采用具有解析解的均匀半空间模型对本文算法的计算精度进行了验证。然后,对大深度异常体模型进行了数值模拟研究,数值结果表明,广域电磁法具有探测深度大,计算精度高的特点。

1 方法理论

1.1 控制方程

频率域中 Maxwell 方程组可以表示为(谐变因子为负号, $e^{-i\omega t}$):

收稿日期: 2020-04-22; 修回日期: 2020-07-21

基金项目: 南方电网集团科研发展项目(GDKJXM20172879)

作者简介: 武建平(1973-),男,硕士,高级工程师,广东工业大学毕业,研究方向为安全生产管理及科技创新管理。Email:wjpskp@sina.com

通讯作者: 张超(1987-),男,硕士,工程师,东北电力大学毕业,研究方向为输电设备运维管理。Email:278508878@qq.com

$$\begin{cases} \nabla \times \mathbf{E} = i\omega\mu_0\mathbf{H} & (1a) \\ \nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J}_s + (\sigma - i\omega\epsilon)\mathbf{E} & (1b) \end{cases}$$

式中: ϵ 、 μ 、 σ 分别为介质的介电常数、磁导率和电导率, 在真空中, $\epsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12}$ F/m, $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ H/m; $\omega = 2\pi f_p$, 为角频率; f_p 为电磁波频率; 电流 \mathbf{J} 分解成为电流密度 \mathbf{J}_s 与传导电流 $\sigma\mathbf{E}$ 以及位移电流 $-i\omega\epsilon\mathbf{E}$ 之和, 表示电流来源于地层内部的感应电流和涡旋电流。对式(1a)两边取旋度并代入式(1b), 消去磁场强度 \mathbf{H} 得到关于电场的二阶矢量 Helmholtz 方程:

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} - i\omega\mu_0\sigma\mathbf{E} = i\omega\mu_0\sigma\mathbf{J}_s \quad (2)$$

目前, 频率域可控源电磁法三维数值模拟主要存在两种不同的控制方程: 基于 Helmholtz 方程的二次场控制方程^[15-17] 和基于 Coulomb 规范的矢量位和标量位控制方程^[8,18,19]。

本文采用基于 Coulomb 规范的矢量位和标量位控制方程^[8,19]:

$$\begin{cases} \nabla^2 \mathbf{A} + k^2 \mathbf{A} - \mu\hat{y} \nabla \Phi = -\mu\mathbf{J}_s \\ \hat{y} \nabla \cdot (\nabla \Phi) + (\nabla \Phi) \cdot \nabla \hat{y} - i\omega\mathbf{A} \cdot \nabla \hat{y} = \nabla \cdot \mathbf{J}_s \end{cases} \quad (3)$$

式中: \mathbf{A} 为矢量位; Φ 为标量位; $\hat{y} = \sigma - i\omega\epsilon$, 为导纳率; k 为频率域波数, $k^2 = i\omega\mu\sigma + \omega^2\mu\epsilon$ 。

可控源电磁法三维数值模拟中常用边界条件主要包括^[8,15,17,20]: Dirichlet 边界条件(令边界处切向电场为零)和 Neumann 边界条件(令边界处切向电场的空间一阶导数为零), 这两种边界条件都是通过扩边处理来降低边界反射的影响。广域电磁法中场源通常远离观测区, 边界区域受场源影响较小, 此外通过扩边方法可以大大减弱异常体所产生的二次场对于边界的影响, 本文采用 Dirichlet 边界条件。

1.2 有限单元法

对本文中矢量位和标量位控制方程采用加权余量法得:

$$\begin{cases} \iiint_v N_i \left(\hat{y} \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} \right) + \frac{\partial \Phi}{\partial x} \frac{\partial \hat{y}}{\partial x} + \frac{\partial \Phi}{\partial y} \frac{\partial \hat{y}}{\partial y} + \frac{\partial \Phi}{\partial z} \frac{\partial \hat{y}}{\partial z} - i\omega \left(A_x \frac{\partial \hat{y}}{\partial x} + A_y \frac{\partial \hat{y}}{\partial y} + A_z \frac{\partial \hat{y}}{\partial z} \right) - \nabla \cdot \mathbf{J}_s \right) dv = 0 \\ \iiint_v N_i \left(\frac{\partial^2 A_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 A_x}{\partial z^2} + k^2 A_x - \mu\hat{y} \frac{\partial \Phi}{\partial x} + \mu J_s^x \right) dv = 0 \\ \iiint_v N_i \left(\frac{\partial^2 A_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 A_y}{\partial z^2} + k^2 A_y - \mu\hat{y} \frac{\partial \Phi}{\partial y} + \mu J_s^y \right) dv = 0 \\ \iiint_v N_i \left(\frac{\partial^2 A_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 A_z}{\partial z^2} + k^2 A_z - \mu\hat{y} \frac{\partial \Phi}{\partial z} + \mu J_s^z \right) dv = 0 \end{cases} \quad (4)$$

本文以六面体单元对区域进行网格离散, 并在此基础上将六面体网格剖分为 6 个四面体单元^[9], 网格剖分示意图如图 1 所示。网格编号规则为: 从上到下, 从左到右, 从前到后, 6 个四面体单元编号分别为: (1,2,3,7)、(4,2,3,7)、(4,2,8,7)、(1,2,5,7)、(5,2,6,7)、(6,2,8,7)。

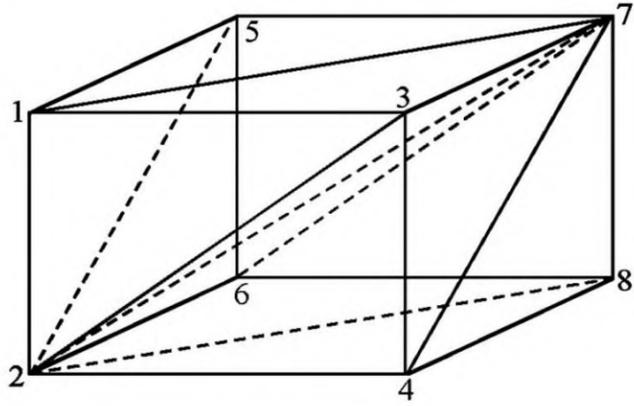


图 1 单元剖分

Fig.1 Element subdivision

网格插值基单元为四面体单元, 采用线性插值函数(式(4)中二阶导数项采用格林函数进行), 设 $u = a_1x + a_2y + a_3z + a_4$ 是单元中的线性函数。根据四面体中 4 个顶点的坐标和函数值, 可确定 4 个系数 a_1, \dots, a_4 。也可将线性函数写成:

$$u = N_1u_1 + N_2u_2 + N_3u_3 + N_4u_4 = \sum_{j=1}^4 N_ju_j \quad (5)$$

式中, 形函数 $N_j = L_j (j=1, \dots, 4)$, 三维自然坐标(或体积坐标)相关描述参见文献[21]。采用形函数对式(4)进行单元分析, 然后合成得到总体系数矩阵。

1.3 线性方程组求解

采用有限单元法求解矢量位和标量位控制方程, 经过单元分析, 系数合成后得到大型稀疏复系数线性方程组:

$$\mathbf{Ax} = \mathbf{B} \quad (6)$$

式中: 稀疏矩阵 \mathbf{A} 为大型对称稀疏复系数矩阵, 采用非零元存储(线性插值最大非零元个数为 27), 其维度为 $N_a \times 27$, N_a 为待求解未知量 x 的个数 $4N_x \times N_y \times N_z$ (N_x, N_y, N_z 分别为 x, y, z 方向网格节点个数); \mathbf{B} 为右端项场源向量。

该方程的求解目前主要有两种方法: ①以稳定双共轭梯度算法为代表的迭代解法^[14,22]; ②以 Pardiso 为代表的直接解法求解器^[19,23]。迭代解法占用内存相对较少, 但模型较为复杂时(对应于线性方程组条件数较大)无法保证收敛速度和计算精度。直接解法求解器计算精度很高(约 10^{-5}), 但占用内存非常大。

本文采用 MKL 库中 Pardiso 求解器对方程(6)

进行求解,求解得到 A_x 、 A_y 、 A_z 和 Φ 分量,再利用矢量位、标量位和电场之间的关系式求得电场 E_x (广域电磁法只需要观测 x 方向电场分量)。

$$E_x = i\omega A_x - \frac{\partial \Phi}{\partial x}, \quad (7)$$

式中:标量位 Φ 的一阶偏导为空间导数,采用中心差分计算得到。

1.4 E - E_x 广域视电阻率计算

为突破卡尼亚视电阻率所需“远区”的应用局限性,何继善^[24]根据均匀半空间模型中电磁场表达式的特点,定义了广域视电阻率,将电磁测深范围扩大到包括“远区”的广大区域。 E - E_x 观测系统中,电偶极源激励的电场分量 E_x 对应的广域视电阻率:

$$\rho_a = K_{E-E_x} \frac{E_x}{I} \frac{1}{f_{E-E_x}(ikr)}, \quad (8)$$

式中: $K_{E-E_x} = 2\pi r^3/dL$,为装置系数; E_x 为测量电场分量; I 为电流强度; r 为径向矢量 r 的长度; dL 为偶极矩; $f_{E-E_x}(ikr) = 3\cos^2\varphi - 2 + e^{-ikr}(1+ikr)$ 为广域电磁法的电磁效应函数^[24], i 为虚数单位, φ 为 x 轴与径向矢量的夹角, k 为频率域波数, $k^2 = i\omega\mu\sigma + \omega^2\mu\epsilon$ 。

式(8)中,由于 $f_{E-E_x}(ikr)$ 中函数未知的电阻率参数,因此广域视电阻率无法直接计算得到,通常采用迭代算法或逆插值法,通过多次迭代,逐步逼近来获得最佳的视电阻率值^[25]。

2 模型试算

模型试算中,首先采用具有解析解的均匀半空间模型对本文算法的正确性进行验证。然后通过两个模型对广域电磁法探测深度进行三维模拟研究。本文线性方程组求解均采用 Pardiso 直接解法求解器,测试电脑配置如下:联想 Thinkpad P52 移动工作站,内存 128 GB,6 核 12 线程,处理器为 intel® Core™ i7-8750 CPU @ 2.20GHz。

2.1 均匀半空间模型

设计电阻率为 $100 \Omega \cdot m$ 的均匀半空间模型,长导线场源沿 x 方向布设于地表中心,偶极距为 200 m,发射电流幅值为 50 A,发射频率分别为 1 Hz (图 2a) 和 0.1 Hz (图 2b),模型网格剖分参数 $N_x \times N_y \times N_z$ 为 $61 \times 61 \times 51$,水平方向做均匀剖分,网格间距为 100 m,垂向方向地表浅层网格间距为 1 m,随着网格层数的增加网格间距增大,地下空间计算深度 3 000 m,空气介质中计算高度 5 000 m,水平方向各取 5 个节点作为扩边处理。如图 2 所示为地表电场 E_x 分量数值解和解析解重叠图,正演时间 18 min,占用内存 35 GB。从图中可以看出除零值线附近存在误差外,其他观测区域数值均误差低于 1%,从而验证了本文算法的正确性。

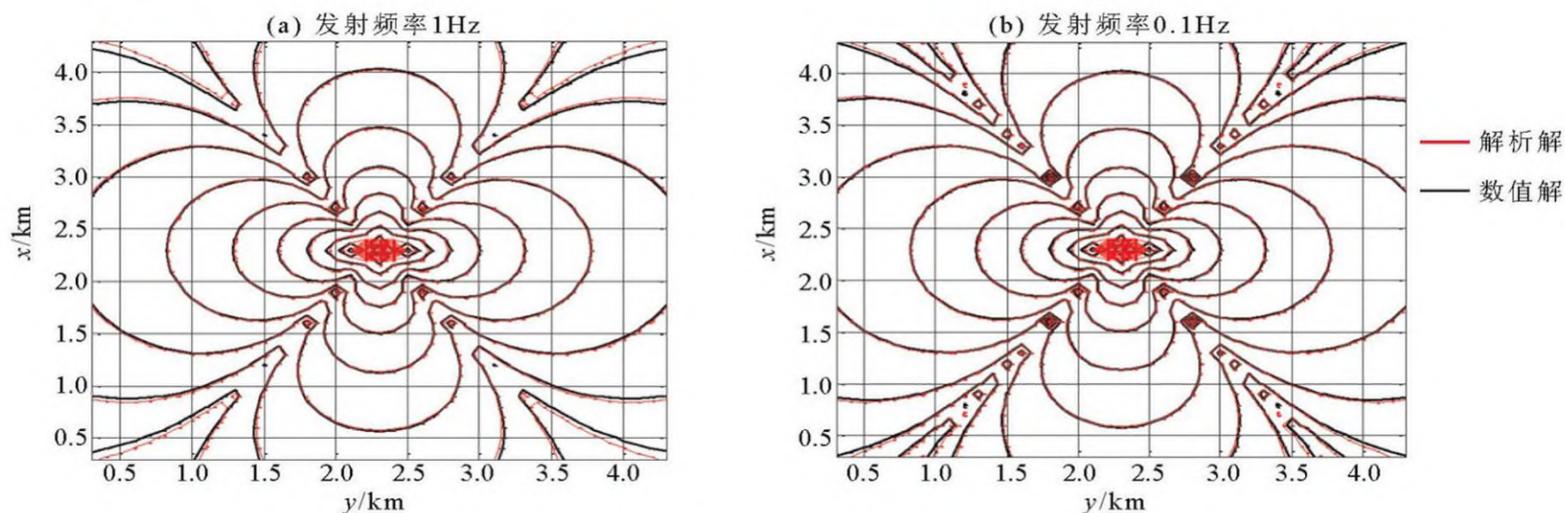


图 2 地表 E_x 分量数值解与解析解对数重叠

Fig.2 Logarithmic superposition of numerical solution and analytical solution of surface E_x component

2.2 E - E_x 观测系统大深度模型算例

2.2.1 浅层低阻异常体

建立如图 3 所示地电模型和观测系统,在目标体正上方的地表布设 20 条测线,线距为 100 m,每条测线上布设 40 个测点,点距为 50 m。模型背景电阻率大小为 $100 \Omega \cdot m$,低阻异常体为 $10 \Omega \cdot m$,位于观测区域正下方,其长宽高分别为 $400 m \times 400 m \times 400 m$,埋深深度为 1 000 m,发射场源长度为 1 km,

其中心点位于 $(0, -10 km, 0)$ 。

图 4 所示为不同频率广域视电阻率平面,分别展示了 10、5.33、0.81 和 0.1 Hz,其最大异常幅度分别为 2%、2.5%、6% 和 5%,当频率达到 0.81 Hz 附近异常最大。

图 5 所示为 $y=0$ 测线频率测点视电阻率组合剖面,在对数区间均匀等间隔选取 12 个频率进行计算,最高计算频率为 10 Hz,最低计算频率 0.1 Hz。

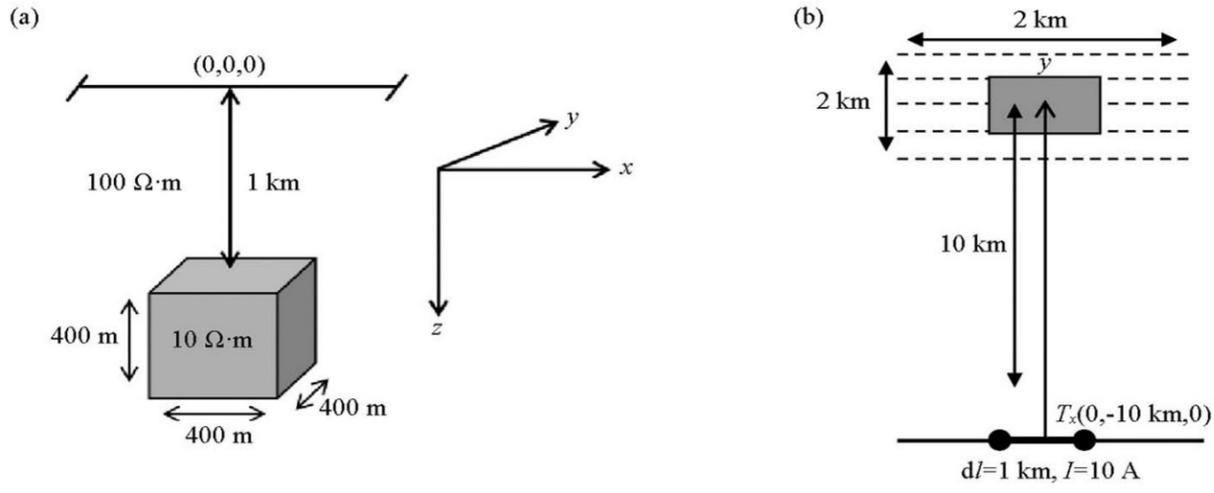


图 3 浅层地电模型 (a) 和观测系统示意 (b)

Fig.3 Diagram of shallow geoelectric model (a) and observation system (b)

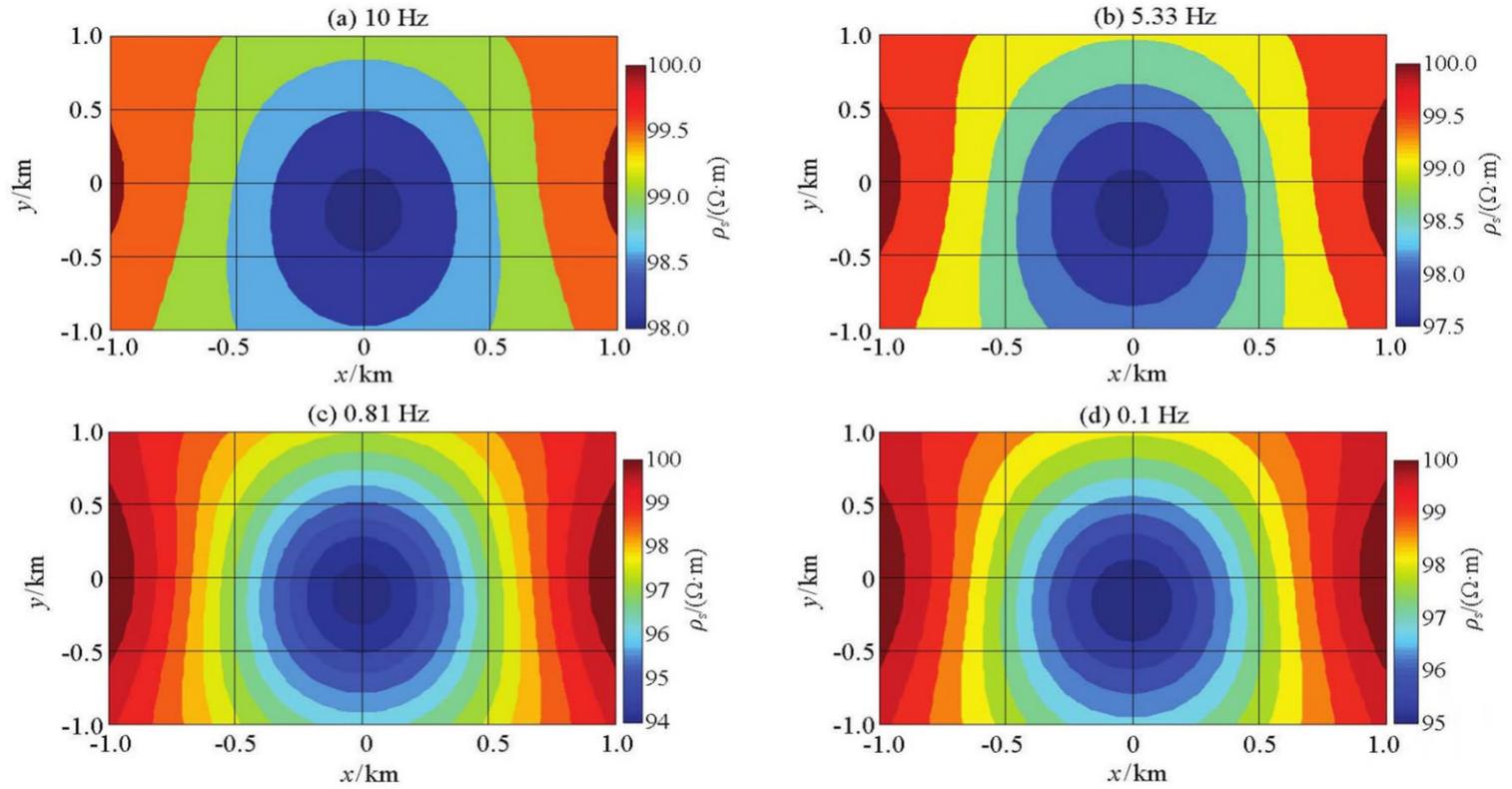


图 4 浅层地电模型不同频率观测区域广域视电阻率分布

Fig.4 Distribution map of wide field apparent resistivity on observation areas with different frequency of shallow geoelectric model

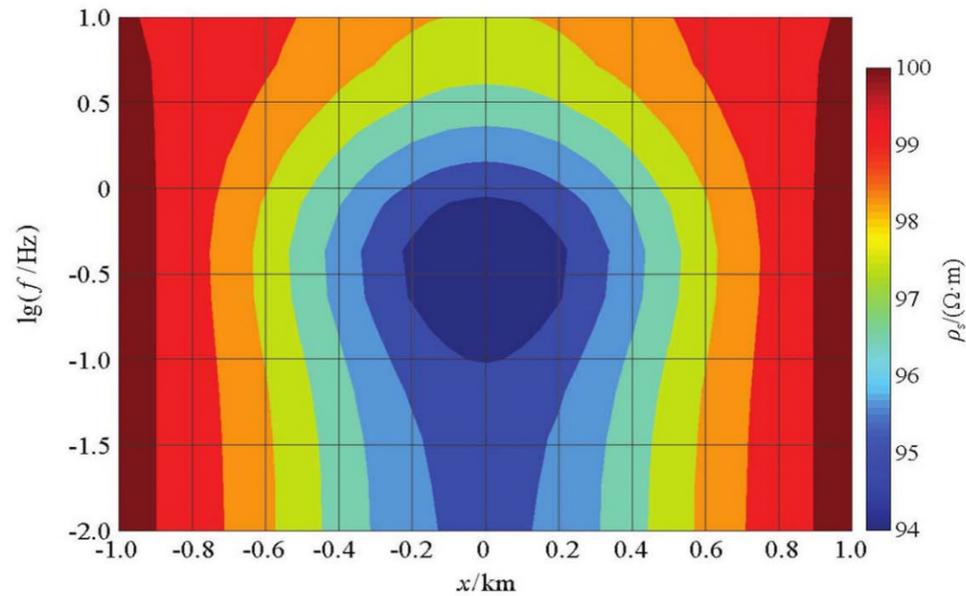


图 5 浅层地电模型 y=0 测线频率组合剖面

Fig.5 Frequency combination profile with y=0 line of shallow geoelectric model

2.2.2 深部低阻异常体

观测系统与浅层低阻异常体相同(图6),在目标体正上方的地表布设40条测线,线距为100 m,每条测线80个测点,点距为50 m,长宽高大小为2000 m×2000 m×600 m的低阻异常体置于测区地表正下方,顶界面距离地表3000 m。从0.001~10 Hz范围内按照对数间隔均匀选取11个频率参与计算。

图7所示为深层地电模型广域电磁法三维正演计算结果,图中分别展示了10、0.1、0.016和0.001 Hz模拟结果。

图8所示为深层地电模型测区中 $y=0$ 测线频

率组合剖面图。当频率从10 Hz 逐渐降低到0.001 Hz过程中,测区从远区逐渐向过渡区和近区过渡,常规CSAMT由于沿用卡尼亚视电阻率,在非远区视电阻率发生畸变^[14]。但从本文的正演计算结果可以发现,广域电磁法由于采用广域全区视电阻率计算方法,无论在远区还是过渡区、近区,视电阻率均能定性地反映出地下异常体的大小、电阻率属性和水平方向空间位置等信息。当异常体埋深从1 km 跨越到3 km时,广域电磁法中广域视电阻率仍然能清晰地反映地下异常体的信息,从而证明了广域电磁法深度大、精度高特征。

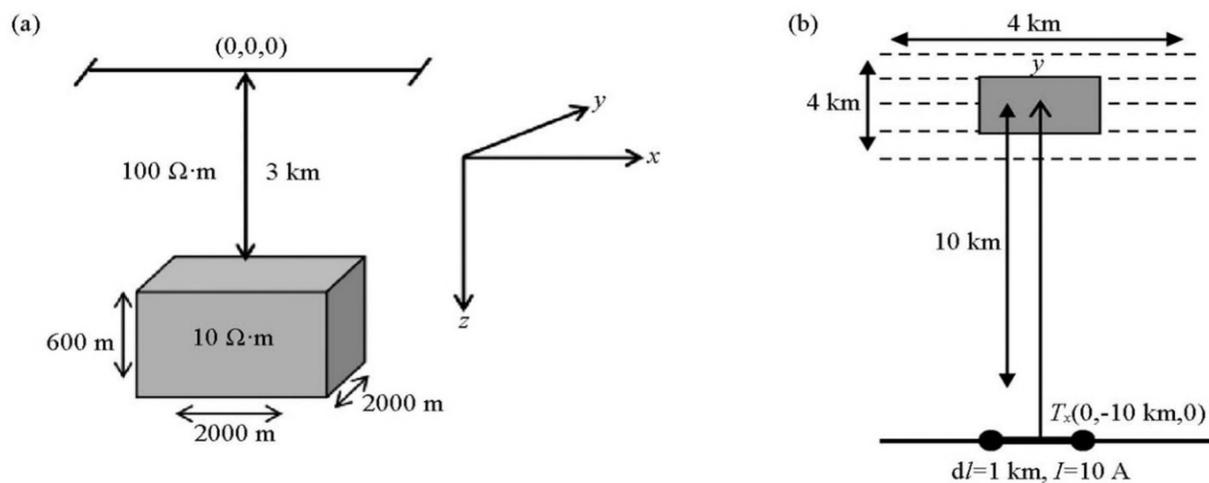


图6 深层地电模型(a)和观测系统示意(b)

Fig.6 Diagram of deep geoelectric model(a) and observation system(b) Sketch Map

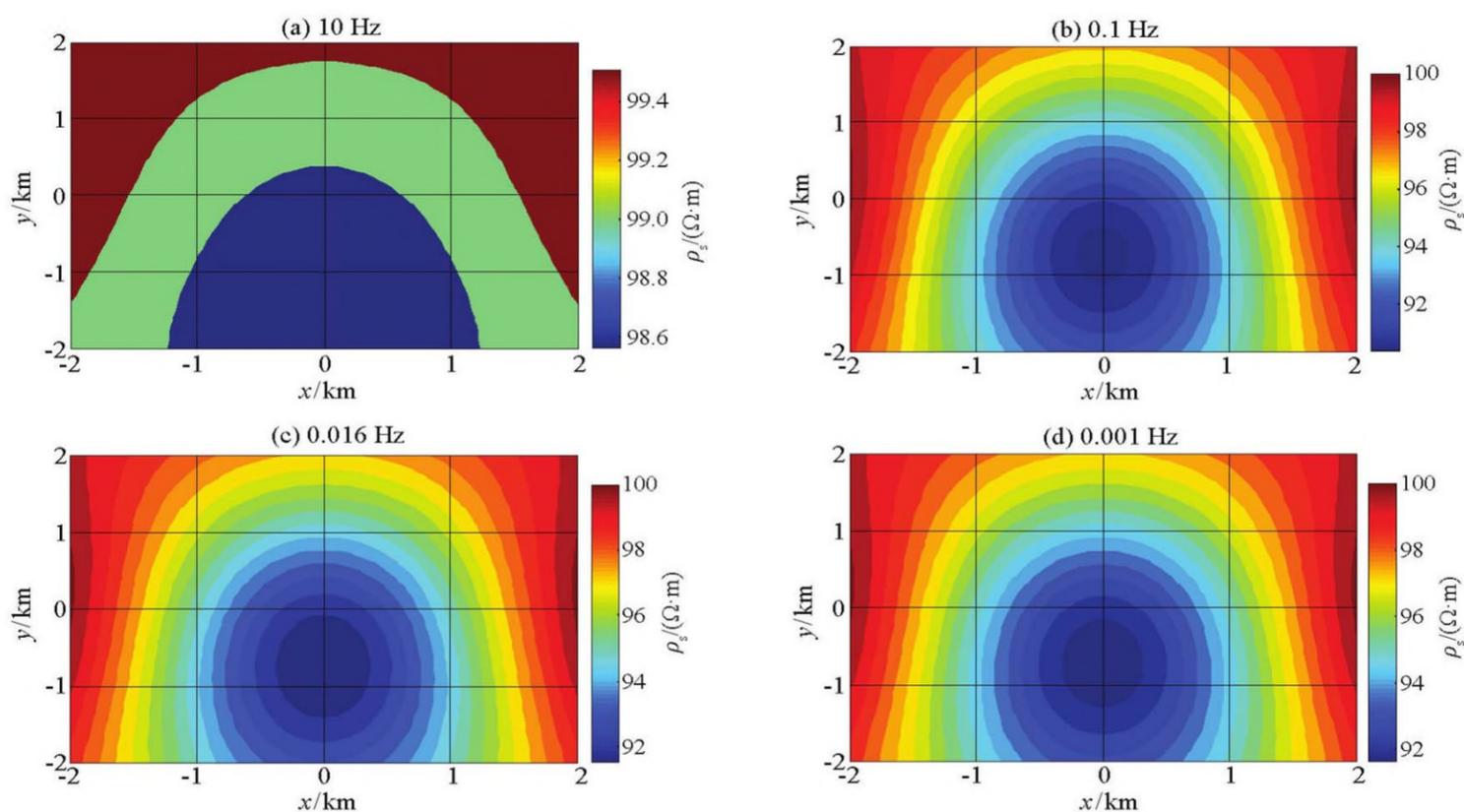
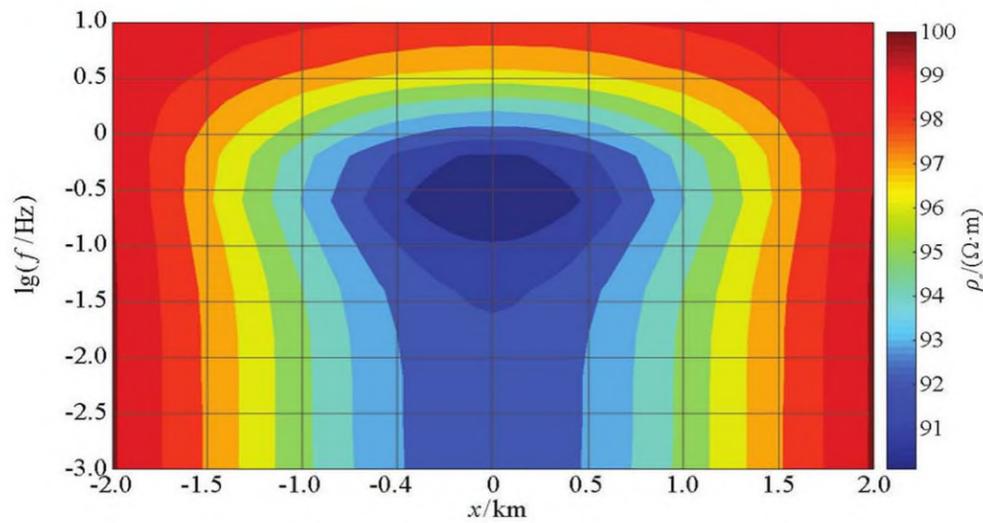


图7 深层模型不同频率观测区域广域视电阻率分布

Fig.7 Distribution map of wide field apparent resistivity on observation areas with different frequency of deep geoelectric model

图 8 $y=0$ 测线频率组合剖面Fig.8 Frequency combination profile with $y=0$ line of deep geoelectric model

3 结论及讨论

本文以有限单元法为工具,从基于频率域 Maxwell 方程基本理论出发,采用矢量位和标量位控制方程,对广域电磁法三维有限单元法数值模拟方法进行了研究。均匀半空间模型数值模拟结果验证了本文广域电磁法三维数值模拟的正确性,为后文数值模拟结果的分析与研究提供了数值计算工具。通过数值模拟结果进行分析可以得出如下结论:

1) 当频率从高频到低频,测线位置从场源远区迈入中近区,其视电阻率剖面能清晰地反映地下异常体的信息,与传统 CSAMT 卡尼亚视电阻率相比,广域电磁法计算的广域视电阻率不受场源“中近区”的影响,可以在全区范围内进行测量,从而大大地拓展了广域电磁法观测区域。

2) 当异常体顶界面埋深 3km 时,广域电磁法依然能够反映地下异常体的信息,从而证明了广域电磁法探测深度大的特性,从而为该方法在深地探测应用提供了理论支撑。

致谢:感谢广州电力设计研究院肖波、桂林理工大学张钱江副教授和湖南继善高科技有限公司田红军对本文提出的指导意见。

参考文献 (References):

[1] 何继善.大深度高精度广域电磁勘探理论与技术[J].中国有色金属学报,2019,29(9):1809-1816.
He J S.Theory and technology of wide field electromagnetic method [J].The Chinese Journal of Nonferrous Metals,2019,29(9):1809-1816.

[2] 邓锋华,杨洋,李帝铨,等.广域电磁法在隐伏金矿中的应用[J].工程地球物理学报,2013,10(3):357-362.
Deng F H,Yang Y,Li D Q,et al.The application of wide-field electromagnetic method to hidden gold deposit [J].Chinese Journal

of Engineering Geophysics,2013,10(3):357-362.

[3] 何继善,李帝铨,戴世坤.广域电磁法在湘西北页岩气探测中的应用[J].石油地球物理勘探,2014,49(5):1006-1012.
He J S,Li D Q,Dai S K.Shale gas detection with wide field electromagnetic method in North western Hunan [J].OGP,2014,49(5):1006-1012.

[4] 李帝铨,谢维,程党性. $E-E_x$ 广域电磁法三维数值模拟[J].中国有色金属学报,2013,23(9):2459-2470.
Li D Q,Xie W,Chen D X.Three-dimensional modeling for $E-E_x$ wide field electromagnetic methods [J].The Chinese Journal of Nonferrous Metals,2013,23(9):2459-2470.

[5] 张乔勋,李帝铨,田茂军.广域电磁法在赣南某盆地油气勘探中的应用[J].石油地球物理勘探,2017,52(5):1085-1092.
Zhang Q X,Li D Q,Tian M J.Application of wide field electromagnetic method to the hydrocarbon exploration in a basin of South Jiangxi [J].OGP,2017,52(5):1085-1092.

[6] 曹彦荣,宋涛,韩红庆,等.用广域电磁法勘查深层地热资源[J].物探与化探,2017,41(4):678-683.
Cao Y R,Song T,Han H Q,et al.Exploration of deep geothermal energy resources with wide field electromagnetic method [J].Geophysical and Geochemical Exploration,2017,41(4):678-683.

[7] 孙求实,袁杰,宗文明,等.广域电磁法在辽西地区牛营子凹陷油气资源潜力评价中的应用[J].物探与化探,2019,43(1):68-73.
Sun Q S,Yuan J,Zong W M,et al.The application of wide field electromagnetic method to the oil and gas exploration of Niuyingzi sag in Liaoxi area [J].Geophysical and Geochemical Exploration,2019,43(1):68-73.

[8] Badea E A, Everett M E, Newman G A, et al. Finite element analysis of controlled-source electromagnetic induction using Coulomb-gauged potentials [J]. Geophysics, 2001, 66(3): 786-799.

[9] 张钱江,戴世坤,陈龙伟,等.多源条件下直流电阻率法有限元三维数值模拟中一种近似边界条件[J].地球物理学报,2016,59(9):3448-3458.
Zhang Q J,Dai S K,Chen L W,et al.An approximate boundary condition for FEM-based 3-D numerical simulation with multi-source direct current resistivity method [J].Chinese Journal of Geophysics,2016,59(9):3448-3458.

[10] Weiss C J, Newman G A. Electromagnetic induction in a fully 3-D anisotropic earth [J]. Geophysics, 2002, 67(4): 1104-1114.

- [11] Streich R. 3D finite-difference frequency-domain modeling of controlled source electromagnetic data: Direct solution and optimization for high accuracy [J]. *Geophysics*, 2009, 74(5): 95 – 105.
- [12] Xiong Z, Tripp A C. Electromagnetic scattering of large structures in layered earths using integral equations [J]. *Radio Science*, 1995, 30(4): 921 – 929.
- [13] 王若, 底青云, 王妙月, 等. 用积分方程法研究源与勘探区之间的三维体对 CSAMT 观测曲线的影响 [J]. *地球物理学报*, 2009, 52(6): 1573 – 1582.
Wang R, Di Q Y, Wang M Y, et al. Research on the effect of 3D body between transmitter and receivers on CSAMT response using Integral Equation method [J]. *Chinese Journal of Geophysics*, 2009, 52(6): 1573 – 1582.
- [14] 彭荣华, 胡祥云, 李建慧, 等. 基于二次耦合势的广域电磁法有限体积三维正演计算 [J]. *地球物理学报*, 2018, 61(10): 4160 – 4170.
Peng R H, Hu X Y, Li J H, et al. 3-D finite-volume forward modeling of wide-field EM using scattered potentials [J]. *Chinese Journal of Geophysics*, 2018, 61(10): 4160 – 4170.
- [15] 刘云鹤. 三维空源电磁法非线性共轭梯度反演研究 [D]. 长春: 吉林大学, 2011.
Liu Y H. Nonlinear conjugate gradient inversion of three-dimensional space-source electromagnetic method [D]. Changchun: Jilin University, 2011.
- [16] Grayver A V, Streich R, Ritter O. Three-dimensional parallel distributed inversion of CSEM data using a direct forward solver [J]. *Geophysical Journal International*, 2013, 193(3): 1432 – 1446.
- [17] 韩波, 胡祥云, Schultz A, 等. 复杂场源形态的海洋可控源电磁三维正演 [J]. *地球物理学报*, 2015, 58(3): 1059 – 1071.
Han B, Hu X Y, Schultz A, et al. Three-dimensional forward modeling of the marine controlled-source electromagnetic field with complex source geometries [J]. *Chinese Journal of Geophysics*, 2015, 58(3): 1059 – 1071.
- [18] 汤井田, 任政勇, 化希瑞. Coulomb 规范下地电磁场的自适应有限元模拟的理论分析 [J]. *地球物理学报*, 2007, 50(5): 1584 – 1594.
Tang J T, Ren Z Y, Hua X R. Theoretical analysis of geo-electromagnetic modeling on Coulomb gauged potentials by adaptive finite element method [J]. *Chinese Journal of Geophysics*, 2007, 50(5): 1584 – 1594.
- [19] 张钱江. 全区观测多次覆盖可控源电磁法观测系统模拟研究 [D]. 长沙: 中南大学, 2016.
Zhang Q J. The simulation study of whole range multi-fold CSEM observation system [D]. Changsha: Central South University, 2016.
- [20] 赵宁. 三维海洋可控源电磁法矢量有限元与耦合势有限体积数值模拟 [D]. 成都: 成都理工大学, 2014.
Zhao N. Numerical simulation of three-dimensional marine controllable source electromagnetic normal vector finite element and coupled potential finite volume [D]. Chengdu: Chengdu University of Technology, 2014.
- [21] 徐世浙. 地球物理中的有限单元法 [M]. 北京: 科学出版社, 1994.
Xu S Z. The finite element method in geophysics [M]. Beijing: Science Press, 1994.
- [22] 张继锋, 汤井田, 言喻, 等. 基于电场矢量波动方程的 3D 可控源电磁法有限单元法数值模拟 [J]. *地球物理学报*, 2009, 52(12): 3132 – 3141.
Zhang J F, Tang J T, Yan Y, et al. Three dimensional controlled source electromagnetic numerical simulation based on electric field vector wave equation using finite element method [J]. *Chinese Journal of Geophysics*, 2009, 52(12): 3132 – 3141.
- [23] 周建美, 张焯, 汪宏年, 等. 耦合势有限体积法高效模拟各向异性地层中海洋可控源的三维电磁响应 [J]. *物理学报*, 2014, 63(15): 159101.
Zhou J M, Zhang Y, Wang H N, et al. Efficient simulation of three-dimensional marine controlled-source electromagnetic response in anisotropic formation by means of coupled potential finite volume method [J]. *Acta Physica Sinica*, 2014, 63(15): 159101.
- [24] 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.
- [25] 王顺国, 熊彬. 广域视电阻率的数值计算方法 [J]. *物探化探计算技术*, 2012, 34(4): 380 – 383.
Wang S G, Xiong B. Numerical calculation methods of wide field apparent resistivity [J]. *Computing Techniques for Geochemical Exploration*, 2012, 34(4): 380 – 383.

Three dimensional finite element simulation of wide field electromagnetic method

WU Jian-Ping, ZHANG Chao, CHEN Jian-Ping, YANG Xi, PEI Yun-Jun, ZHOU Qing-Dong

(Jiangmen Power Supply Plant, China Southern Power Grid Limited Liability Company, Jiangmen 529000, China)

Abstract: Based on the Maxwell equations, the authors introduced the vector potential and scalar potential coupling equations, and used the finite element method to study the three-dimensional numerical simulation of WFEM. In a synthetic test, the correctness of this algorithm was verified by a uniform half-space model with analytical solutions. Then the detection depth of the WFEM was simulated using the anomalous bodies at two different depths. The numerical simulation results show that the WFEM don't affected by the near region of the field source and has the characteristics of large depth, it can provide theoretical and methodological support for deep earth resource exploration.

Key words: wide field electromagnetic method; numerical simulation; finite element method; detection depth

(本文编辑: 叶佩)