

文章编号:1673-5005(2021)01-0050-10 doi:10.3969/j.issn.1673-5005.2021.01.006

仅利用磁场幅度信息进行井间电磁反演成像的方法及可行性研究

魏宝君¹, 谷靖雯¹, 任臣¹, 党峰², 刘健¹

(1. 中国石油大学(华东)理学院, 山东青岛 266580; 2. 中国石油集团测井有限公司, 陕西西安 710077)

摘要:基于水平层状地层的 Green 函数得到仅利用磁场幅度信息进行井间电导率一维反演的方法, 基于轴对称二维地层模型的积分方程得到仅利用磁场幅度信息进行井间电导率二维成像的方法, 并通过算例分析上述方法的可行性及精确性。结果表明, 仅利用磁场的幅度信息对井间电磁场进行一维反演时, 只要信息量足够、数据误差较小, 仍能较准确地获得井间高阻层和低阻层的一维分布。仅利用总磁场的幅度信息在发射—接收剖面对井间电磁场进行二维成像时, 影响成像质量的主要因素是井间异常体分布的复杂程度; 在信息量数目远大于未知量数目、测量数据误差较小的前提下, 对于异常体分布简单的地层, 仅利用总磁场的幅度仍可以获得可接受的成像结果; 异常体在井间的分布越复杂, 成像效果越差。仅利用总磁场的幅度信息对井间电磁场进行联合反演成像时, 只要信息量足够, 分别进行一维反演和二维成像仍可获得地层电导率在发射—接收剖面的分布。

关键词:井间电磁场; 幅度; 一维反演; 轴对称二维模型; 成像

中图分类号:P 631.9 **文献标志码:**A

引用格式:魏宝君, 谷靖雯, 任臣, 等. 仅利用磁场幅度信息进行井间电磁反演成像的方法及可行性研究[J]. 中国石油大学学报(自然科学版), 2021, 45(1):50-59.

WEI Baojun, GU Jingwen, REN Chen, et al. Method and feasibility of cross-hole electromagnetic inversion and imaging by only using magnetic field's amplitude information [J]. Journal of China University of Petroleum (Edition of Natural Science), 2021, 45(1):50-59.

Method and feasibility of cross-hole electromagnetic inversion and imaging by only using magnetic field's amplitude information

WEI Baojun¹, GU Jingwen¹, REN Chen¹, DANG Feng², LIU Jian¹

(1. College of Science in China University of Petroleum (East China), Qingdao 266580, China;
2. China Petroleum Logging Company Limited, Xi'an 710077, China)

Abstract: The 1-D cross-hole conductivity inversion algorithm by magnetic field's amplitude-only information was obtained on the basis of Green's functions in horizontally layered formation. The 2-D cross-hole conductivity imaging algorithm with amplitude-only information was obtained on the basis of integral equations for axial symmetric 2-D formation model. The feasibility and precision of the algorithm were analyzed by numerical examples. The results showed that when 1-D cross-hole electromagnetic inversion is conducted by only using magnetic field's amplitude, the 1-D distribution of high-resistivity and low-resistivity layers between the holes can still be precisely obtained so long as the amount of information is large and the error of the measured data is small. When 2-D imaging is conducted on the transmitter-receiver section by only the amplitude, the imaging quality is mainly influenced by the complexity of the abnormal body's distribution between the holes. For the formation with simply distributed abnormal bodies, an acceptable imaging result can still be obtained by only using amplitude only so long as the number of information is much bigger than the number of unknowns and the error of the measured data is small enough. The 2-D imaging results become less reliable with increasing complexity of the abnormal body's distribution. When a joint inversion is conducted by using only the total magnetic

收稿日期:2020-01-01

基金项目:国家重点研发计划(2019YFC1408104); 国家科技重大专项(2017ZX05019-006); 中央高校基本科研业务费专项(20CX05013A)

第一作者:魏宝君(1969-),男,教授,博士,教育部“新世纪优秀人才支持计划”入选者,研究方向为电磁测井理论及应用。E-mail: weibj@upc.edu.cn。

field's amplitude, the formation's conductivity distribution on the transmitter-receiver section can still be obtained by conducting the 1-D inversion and 2-D imaging in turn, so long as the amount of information is large enough.

Keywords: cross-hole electromagnetic fields; amplitude; 1-dimensional inversion; axial symmetric 2-dimension model; imaging

井间电磁成像技术通过将井间测量的电磁信号进行反演成像以获得井间地层电导率的分布,从而最终获得油气藏在井间区域的分布状况^[1]。由于测量数据信息量的限制,一般采用轴对称二维模型对实际测量数据进行井周或井间电磁成像^[2-4]。文献^[5]分析了采用轴对称二维地层模型对实际地层井间电磁测量数据进行成像的可行性、精确性及影响因素。需要指出的是,上述成像方法均是基于每一组测量磁场的全部信息,既包括磁场的幅度信息也包括其相位信息(或者是包括磁场的实部和虚部信息)。但在井间距较大的情况下,磁场相位的准确测量比较困难,而准确测量磁场的幅度则相对比较容易。若能实现仅利用磁场的幅度信息进行井间电磁一维反演和二维成像,则可以大大降低井间电磁测量现场实施的难度。笔者基于水平层状地层的 Green 函数^[6]和轴对称二维地层模型的积分方程^[7]研究仅利用磁场的幅度对井间电导率分布进行反演和成像的方法,并分析上述方法的可行性及精确性。

1 基本理论

由于所采用的频率较低,在利用接收线圈处总磁场的幅度进行井间电磁一维反演和二维成像时忽略位移电流的影响并假设地层是非磁性的,其磁导率取真空中的数值 μ_0 。由于井间电磁的测量范围较大,故将发射线圈视为磁偶极子并假设发射源随时间的变化关系为 $\exp(i\omega t)$,其中 ω 为角频率。图 1 给出了水平层状井间地层模型和轴对称二维井间地层模型的简图,在进行反演成像时采用圆柱坐标系。利用总磁场的幅度进行井间电磁一维反演时可采用图 1(a) 的模型,经反演得到每一层的电导率值。利用总磁场的幅度在发射—接收剖面进行井间电磁二维成像时可采用图 1(b) 的模型,经成像得到电导率在发射—接收剖面的分布。

1.1 水平层状地层的 Green 函数

利用水平层状地层的 Green 函数可计算该类地层模型中置于发射井的轴向磁偶极子源在接收井任意深度处产生的磁场的轴向分量。设水平层状地层共有 $n+1$ 层,地层编号从 0 到 n ,每层地层的层界面位置垂向坐标为 z_0, z_1, \dots, z_{n-1} ,每层地层的电导率为 $\sigma_0, \sigma_1, \dots, \sigma_n$ 。设源点 $\mathbf{r}_T(\mathbf{r}_T = (\rho_T, z_T))$ 在第 j

层,则任意第 l 层中场点 $\mathbf{r}_R(\mathbf{r}_R = (\rho_R, z_R))$ 处的 Green 函数^[6-7]可表示为

$$\begin{aligned} \Gamma_l(\mathbf{r}_R, \mathbf{r}_T) = & \rho_T \int_0^\infty A_l(\lambda) \exp(\Lambda_l(z_R - z_l)) J_1(\lambda \rho_R) d\lambda + \\ & \rho_T \int_0^\infty B_l(\lambda) \exp(-\Lambda_l(z_R - z_{l-1})) J_1(\lambda \rho_R) d\lambda + \\ & \delta_{ij} \frac{\rho_T}{2} \int_0^\infty \frac{\lambda}{\Lambda_j} \exp(-\Lambda_j |z_R - z_T|) J_1(\lambda \rho_T) J_1(\lambda \rho_R) d\lambda. \end{aligned} \quad (1)$$

其中

$$\Lambda_l = \sqrt{\lambda^2 + i\omega\mu_0\sigma_l}.$$

式中,无源层($l \neq j$)的 Green 函数不含第三项积分即源项, $l=0$ 层的 Green 函数不含第二项积分, $l=n$ 层的 Green 函数不含第一项积分; $A_0, A_1, \dots, A_{n-1}, B_1, B_2, \dots, B_n$ 为待定系数,可根据层界面处 $\Gamma(\mathbf{r}_R, \mathbf{r}_T)$ 和 $\frac{\partial}{\partial z} \Gamma(\mathbf{r}_R, \mathbf{r}_T)$ 连续确定; J_1 为 1 阶 Bessel 函数; λ 为积分变量。

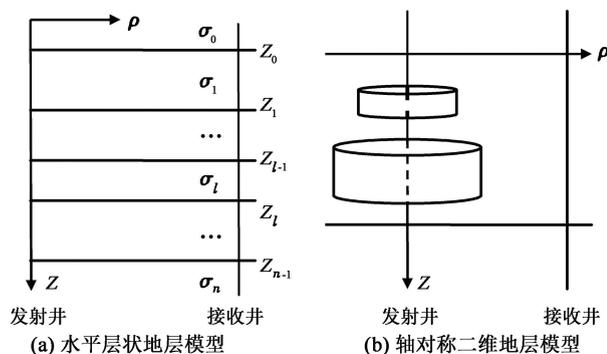


图 1 井间地层模型简图

Fig. 1 Schematic configuration of cross-hole formation model

接收线圈处的磁矢势 A (只有方位角 ϕ 方向的分量) 为

$$A(\mathbf{r}_R, \mathbf{r}_T) = \mu_0 N_T I \Gamma(\mathbf{r}_R, \mathbf{r}_T). \quad (2)$$

式中, N_T 为发射线圈匝数; I 为发射电流强度。

由式(2)得到接收线圈处磁感应强度轴向分量的幅度为

$$|B_z(\mathbf{r}_R, \mathbf{r}_T)| = \left| \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} (\rho A) \right|_{\rho=\rho_R} = \mu_0 N_T I |\tilde{T}(\mathbf{r}_R, \mathbf{r}_T)|. \quad (3)$$

只需将式(1)中 $\Gamma(\mathbf{r}_R, \mathbf{r}_T)$ 中的 $J_1(\lambda \rho_R)$ 换成

$\lambda J_0(\lambda \rho_R)$ 即可得到 $\tilde{\Gamma}(\mathbf{r}_R, \mathbf{r}_T)$ 。

1.2 计算轴对称二维井间地层模型电磁场的积分方程

对于轴对称二维井间地层模型,电导率异常体相对于发射井呈轴对称分布,背景地层为水平层状地层,可采用积分方程进行数值模拟。由于模型具有轴对称性,所有场量均只是径向坐标 ρ 和轴向坐标 z 的函数,与方位角坐标 ϕ 无关,计算区域为发射—接收剖面。

接收井中接收线圈处磁感应强度的轴向分量可表示为如下积分方程^[7]的形式:

$$B_z(\mathbf{r}_R, \mathbf{r}_T) = B_{bc}(\mathbf{r}_R, \mathbf{r}_T) - i\omega\mu_0 \int_D \tilde{\Gamma}(\mathbf{r}_R, \mathbf{r}') \Delta\sigma(\mathbf{r}') A(\mathbf{r}', \mathbf{r}_T) dr' \quad (4)$$

式中, D 为发射—接收剖面包含电导率异常体的积分区域; $\Delta\sigma(\mathbf{r}') = \sigma(\mathbf{r}') - \sigma_b(\mathbf{r}')$ 为异常体与背景地层电导率之差; $B_{bc}(\mathbf{r}_R, \mathbf{r}_T)$ 为层状背景地层中发射线圈在接收线圈处产生的磁感应强度的轴向分量,可由式(3)得到。式(4)称为数据方程,若积分区域内的总磁失势 $A(\mathbf{r}', \mathbf{r}_T)$ 已知,离散后由该式可获得接收线圈处磁感应强度的轴向分量。

在积分区域 D 内,总磁失势 $A(\mathbf{r}, \mathbf{r}_T)$ 满足如下积分方程:

$$A(\mathbf{r}, \mathbf{r}_T) = A_b(\mathbf{r}, \mathbf{r}_T) - i\omega\mu_0 \int_D \Gamma(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \Delta\sigma(\mathbf{r}') A(\mathbf{r}', \mathbf{r}_T) dr', \mathbf{r} \in D \quad (5)$$

式中, A_b 为磁矢势的背景值,可由式(2)得到。式(5)称为目标方程,是计算积分区域内总磁失势分布的第二类 Fredholm 积分方程,经离散后可采用稳定型双共轭梯度(BCGS)方法进行迭代求解^[8-10]。

1.3 井间电磁场幅度一维反演方法

在利用磁场幅度进行井间电磁一维反演时,先设定各水平层状地层界面的位置并固定,则发射源在接收线圈处产生的磁场幅度的改变仅取决于水平层状地层电导率的变化。设各层电导率有一个小的增量 $\Delta\sigma_l (l=0, 1, \dots, n)$, 则由式(3)可得到接收线圈磁感应强度轴向分量幅度的相应改变量为

$$\Delta |B_z(\mathbf{r}_R, \mathbf{r}_T)| = \mu_0 N_T I \Delta |\tilde{\Gamma}(\mathbf{r}_R, \mathbf{r}_T)| = \mu_0 N_T I \left(\frac{\partial |\tilde{\Gamma}|}{\partial \sigma_0} \Delta\sigma_0 + \frac{\partial |\tilde{\Gamma}|}{\partial \sigma_1} \Delta\sigma_1 + \dots + \frac{\partial |\tilde{\Gamma}|}{\partial \sigma_n} \Delta\sigma_n \right) \quad (6)$$

考虑到井间电磁测量所有的发射—接收组合,式(6)用矩阵形式表示为

$$\mathbf{M}_1 \cdot \boldsymbol{\Sigma}_1 = \Delta |\mathbf{B}| \quad (7)$$

其中

$$\boldsymbol{\Sigma}_1 = (\Delta\sigma_0, \Delta\sigma_1, \dots, \Delta\sigma_n)^T,$$

$$\Delta |\mathbf{B}| = (\Delta |B_1|, \Delta |B_2|, \dots, \Delta |B_m|)^T,$$

$$\mathbf{M}_1 = \mu_0 N_T I \begin{pmatrix} \frac{\partial |\tilde{\Gamma}_1|}{\partial \sigma_0} & \frac{\partial |\tilde{\Gamma}_1|}{\partial \sigma_1} & \dots & \frac{\partial |\tilde{\Gamma}_1|}{\partial \sigma_n} \\ \frac{\partial |\tilde{\Gamma}_2|}{\partial \sigma_0} & \frac{\partial |\tilde{\Gamma}_2|}{\partial \sigma_1} & \dots & \frac{\partial |\tilde{\Gamma}_2|}{\partial \sigma_n} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ \frac{\partial |\tilde{\Gamma}_m|}{\partial \sigma_0} & \frac{\partial |\tilde{\Gamma}_m|}{\partial \sigma_1} & \dots & \frac{\partial |\tilde{\Gamma}_m|}{\partial \sigma_n} \end{pmatrix}.$$

式中, \mathbf{M}_1 为雅可比矩阵; m 为发射—接收组合数目,设发射位置数目为 m_T ,接收位置数目为 m_R ,则 $m = m_T m_R$; $\tilde{\Gamma}_i$ 的下脚标 $i (i=1, 2, \dots, m)$ 表示发射—接收的组合序号,该序号也决定了 $\tilde{\Gamma}_i$ 的相应表达形式。

计算雅可比矩阵 \mathbf{M}_1 的各元素需计算 $|\tilde{\Gamma}(\mathbf{r}_R, \mathbf{r}_T)|$ 对各层电导率的导数,由于不可能直接获得其精确表达式,需用数值方法计算。假设经迭代反演已经得到 $\sigma_l^{(k-1)} (l=0, 1, \dots, n)$, 则对任意第 i 个发射—接收组合所对应的 $|\tilde{\Gamma}_i(\mathbf{r}_R, \mathbf{r}_T)|$, 其对电导率的导数用下式近似:

$$\frac{\partial |\tilde{\Gamma}_i(\mathbf{r}_R, \mathbf{r}_T; \sigma_0^{(k-1)}, \dots, \sigma_n^{(k-1)})|}{\partial \sigma_l^{(k-1)}} \approx \frac{[|\tilde{\Gamma}_i(\mathbf{r}_R, \mathbf{r}_T; \sigma_0^{(k-1)}, \dots, \sigma_l^{(k-1)} + \delta\sigma_l^{(k-1)}, \dots, \sigma_n^{(k-1)})| - |\tilde{\Gamma}_i(\mathbf{r}_R, \mathbf{r}_T; \sigma_0^{(k-1)}, \dots, \sigma_l^{(k-1)} - \delta\sigma_l^{(k-1)}, \dots, \sigma_n^{(k-1)})|]}{2\delta\sigma_l^{(k-1)}} \quad (8)$$

其中 $\delta\sigma_l^{(k-1)}$ 为 $\sigma_l^{(k-1)}$ 的小增量,一般取 $\delta\sigma_l^{(k-1)}$ 为 $\sigma_l^{(k-1)}$ 的 0.1%~0.5% 即可。

1.4 井间电磁场幅度二维成像方法

在利用总磁场幅度进行井间电磁二维成像的过程中,仍假设所采集到的数据点的总数目为 m ,并假设成像区域 D 被离散为 N 个相同单元,每个单元内的磁失势和地层电参数均恒定,则由式(4)的离散形式得到接收线圈处磁感应强度轴向分量的幅度为

$$|B_z(\mathbf{r}_R, \mathbf{r}_T)| = \left| B_{bc}(\mathbf{r}_R, \mathbf{r}_T) - i\omega\mu_0 \sum_{j=1}^N (\sigma_j - \sigma_{bj}) \left[\int_{D_j} \tilde{\Gamma}(\mathbf{r}_R, \mathbf{r}') dr' \right] A(\mathbf{r}_j, \mathbf{r}_T) \right| \quad (9)$$

在成像过程中保持背景地层电导率 σ_{bj} 不变,设各小成像单元电导率 σ_j 有一个小的增量 $\Delta\sigma_j (j=1, 2, \dots, N)$, 则接收线圈磁感应强度幅度的相应改变量为

$$\Delta |B_z(\mathbf{r}_R, \mathbf{r}_T)| = \frac{\partial |B_z(\mathbf{r}_R, \mathbf{r}_T)|}{\partial \sigma_1} \Delta\sigma_1 +$$

$$\frac{\partial |B_z(\mathbf{r}_R, \mathbf{r}_T)|}{\partial \sigma_2} \Delta \sigma_2 + \dots + \frac{\partial |B_z(\mathbf{r}_R, \mathbf{r}_T)|}{\partial \sigma_N} \Delta \sigma_N. \quad (10)$$

考虑到井间电磁测量所有的发射—接收组合,式(10)用矩阵形式表示为

$$\mathbf{M}_2 \cdot \boldsymbol{\Sigma}_2 = \Delta |\mathbf{B}|. \quad (11)$$

其中

$$\boldsymbol{\Sigma}_2 = (\Delta \sigma_1, \Delta \sigma_2, \dots, \Delta \sigma_N)^T,$$

$$\mathbf{M}_2 = \begin{pmatrix} \frac{\partial |B_1|}{\partial \sigma_1} & \frac{\partial |B_1|}{\partial \sigma_2} & \dots & \frac{\partial |B_1|}{\partial \sigma_N} \\ \frac{\partial |B_2|}{\partial \sigma_1} & \frac{\partial |B_2|}{\partial \sigma_2} & \dots & \frac{\partial |B_2|}{\partial \sigma_N} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ \frac{\partial |B_m|}{\partial \sigma_1} & \frac{\partial |B_m|}{\partial \sigma_2} & \dots & \frac{\partial |B_m|}{\partial \sigma_N} \end{pmatrix}.$$

式中, \mathbf{M}_2 为雅可比矩阵。计算雅可比矩阵 \mathbf{M}_2 的各元素需计算磁感应强度的绝对值对各小单元电导率的导数,亦需用数值方法计算。假设经迭代反演已经得到 $\sigma_l^{(k-1)}$ ($l = 1, 2, \dots, N$), 则对任意第 i 个发射—接收组合对应的 $|B_i(\mathbf{r}_R, \mathbf{r}_T)|$, 有下列近似:

$$\frac{\partial |B_i(\mathbf{r}_R, \mathbf{r}_T; \sigma_1^{(k-1)}, \dots, \sigma_N^{(k-1)})|}{\partial \sigma_l^{(k-1)}} \approx \frac{[|B_i(\mathbf{r}_R, \mathbf{r}_T; \sigma_1^{(k-1)}, \dots, \sigma_l^{(k-1)} + \delta \sigma_l^{(k-1)}, \dots, \sigma_N^{(k-1)})| - |B_i(\mathbf{r}_R, \mathbf{r}_T; \sigma_1^{(k-1)}, \dots, \sigma_l^{(k-1)} - \delta \sigma_l^{(k-1)}, \dots, \sigma_N^{(k-1)})|]}{2\delta \sigma_l^{(k-1)}}. \quad (12)$$

$\delta \sigma_l^{(k-1)}$ 的取值同式(8)。在每一次迭代过程中计算 \mathbf{M}_2 的各元素时,由于 $\int_{D_j} \tilde{T}(\mathbf{r}_R, \mathbf{r}') d\mathbf{r}'$ 不随迭代次数而改变,可以事先算好存储待用。

式(7)和式(11)表达形式相同,可统一表示为 $\mathbf{M} \cdot \boldsymbol{\Sigma} = \Delta |\mathbf{B}|$ 。由于信息量数目大于未知量数目,该式属于超定方程组,其求解采用正则化最小二乘法^[6-7]。令下列误差函数取极小值:

$$\Phi_\eta(\boldsymbol{\Sigma}) = \|\mathbf{M} \cdot \boldsymbol{\Sigma} - \Delta |\mathbf{B}|\|^2 + \eta \|\boldsymbol{\Sigma}\|^2. \quad (13)$$

式中, η 为正则化因子。式(13)的极小值等价于下面线性方程组:

$$(\mathbf{M}^T \mathbf{M} + \eta \mathbf{I}) \cdot \boldsymbol{\Sigma} = \mathbf{M}^T \Delta |\mathbf{B}|. \quad (14)$$

在求解式(14)时,为便于使 η 取初始值,将矩阵 $\mathbf{M}^T \mathbf{M}$ 的对角线元素作归一化处理。

利用磁场幅度进行井间电磁一维反演或二维成像的具体方法可统一表述如下:

(1) 选定拟进行一维反演的各层电导率的迭代初始值 $\sigma_l^{(0)}$ ($l = 0, 1, \dots, n$) 或拟进行二维成像的各

小单元电导率的迭代初始值 $\sigma_l^{(0)}$ ($l = 1, 2, \dots, N$), 由式(3)或式(9)计算得到 $|\mathbf{B}^{(0)}|$ 。根据已知的磁感应强度的幅度 $|\mathbf{B}|$, 得到 $\Delta |\mathbf{B}^{(0)}| = |\mathbf{B}| - |\mathbf{B}^{(0)}|$, 并由式(14)反演得到电导率的增量 $\Delta \sigma_l^{(0)}$, 并进而得到第 1 次迭代结果 $\sigma_l^{(1)} = \sigma_l^{(0)} + \Delta \sigma_l^{(0)}$ 。

(2) 设已得到 $\sigma_l^{(k-1)}$, 将 $\sigma_l^{(k-1)}$ 代入式(3)进行一维模型的模拟或代入式(9)进行轴对称二维模型的模拟, 经计算得到 $|\mathbf{B}^{(k-1)}|$ 和 $\Delta |\mathbf{B}^{(k-1)}| = |\mathbf{B}| - |\mathbf{B}^{(k-1)}|$, 并由式(14)反演得到电导率增量 $\Delta \sigma_l^{(k-1)}$ 并进而得到第 k 次迭代结果 $\sigma_l^{(k)} = \sigma_l^{(k-1)} + \Delta \sigma_l^{(k-1)}$ 。

(3) 根据给定的小量 ε , 判断是否有 $\frac{\|\Delta |\mathbf{B}^{(k-1)}|\|}{\|\mathbf{B}\|} \leq \varepsilon$ 。若满足, 则终止迭代; 否则, 继续迭代, 直到满足条件。

在一维反演或二维成像过程中, 对每一层或每个单元的电导率 σ_l 的取值范围进行约束, 即 $\sigma_{\min} \leq \sigma_l \leq \sigma_{\max}$ 。对于正则化因子 η 的取值可采用动态调整的办法, 即 η 可从一个较大数值(如 10.0 或 100.0)开始, 随着迭代次数的增加逐步减小, 当减小到一个很小的数值范围内(如 0.01~0.001)时即可保持不变。

2 井间电磁场幅度一维反演举例

模型 1 为一个 7 层的一维地层模型, 地层参数见图 2, 地层电导率的最大对比度为 100 : 1。取发射频率取 $f = 500$ Hz, 发射井中单位磁偶极子发射源的垂向发射范围和接收井中接收线圈的垂向接收范围均为 1.5~101.5 m。在反演时采用 10 层地层反演模型, 每一层电导率的下限值设定为 $\sigma_{\min} = 0.001$ S · m⁻¹, 上限值设定为 $\sigma_{\max} = 5.0$ S · m⁻¹。首先取发射源和接收线圈的垂向间隔均为 5 m, 则发射点和接收点数目均为 21, 发射—接收之间共有 21 × 21 = 441 种组合。在这种组合下进行 3 种情况的反演: 先利用接收线圈磁感应强度的实部和虚部的全部信息进行反演, 反演方法见文献[6]; 再仅利用磁感应强度的幅度信息进行反演; 最后给磁感应强度的幅度信息施加 2% 的随机误差并利用有误差的数据进行反演。然后取发射源和接收线圈的垂向间隔均为 2.5 m, 则发射—接收之间共有 41 × 41 = 1 681 种组合, 信息量接近前者的 4 倍。在这种组合下进行两种情况的反演: 先利用磁感应强度的幅度信息进行反演; 再给幅度信息施加 2% 的随机误差并利用有误差的数据进行反演。表 1 给出了反演模型的层界面位置、每层电导率的真实值及迭代初始估计值、上

述5种情况下迭代40次后电导率的一维反演结果。图3给出了5种反演过程迭代误差 e 随迭代次数 k 的变化关系。

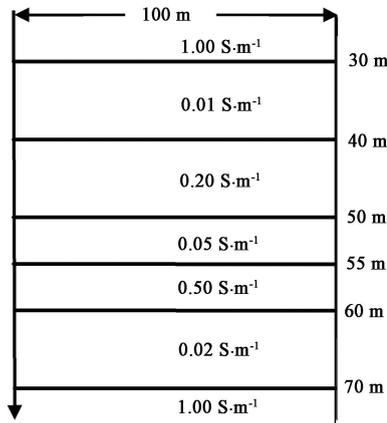


图2 井间地层模型1

Fig. 2 Cross-hole formation model 1

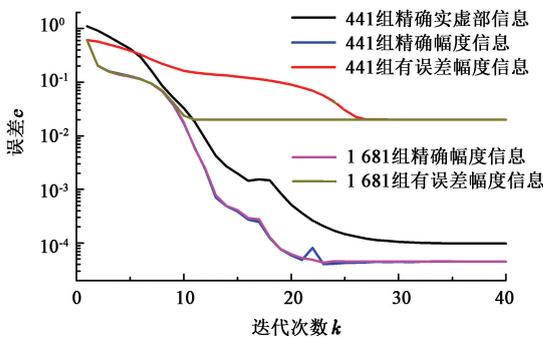


图3 模型1迭代误差与迭代次数的关系

Fig. 3 Relationship between iteration error and iteration number for formation model 1

由表1第5列数据可以看出,由于同时利用磁感应强度的实部和虚部信号进行反演时相互独立的信息量大、信息更全面,因而反演结果最好、与实际模型参数值最为接近。当在相同发射—接收组合情

况下仅采用磁场幅度信息进行反演时,由于信息量仅是全信息的一半,反演效果要差,这可以从第6列的数据看出。与实际模型的电导率值相比,第6列针对低导层(或高阻层)的反演结果误差较大,如编号为第2、第5和第7的层,而对高导层的反演结果与实际模型参数值接近。由第7列的数据可以看出,当对有随机误差的幅度信息进行反演时,反演效果最差,尤其是对编号为第4和第5的两个紧邻地层,出现了反演结果显示的地层特性与真实地层特性相反的情况。需要指出的是,在获得其他各列数据时正则化因子 η 的初始值均取为10.0,而后逐渐减小至0.001;而在获得第7列数据时 η 的初始值则取为100.0且使其减小速度放缓,此时反演结果稳定,迭代误差随迭代次数的变化亦较平缓(图3),若将 η 的初始值取为10.0则会出现迭代过程不稳定的现象,反演结果更差。可见,在对有误差的数据进行反演时,为了得到稳定的结果应适当增加正则化因子 η 的初始值且放缓其减小速度,此时由于 η 减小至最小值的速度变慢可增加迭代次数。由表1第8列的数据可以看出,由于发射—接收组合数增加为原来的近4倍,反演效果总体要优于第6列的数据,尤其是对第7层电导率值的反演结果。尽管在此组合下幅度信息量大大增加,但由于缺少相位信息,反演效果仍不如第5列数据。由表1第9列的数据可以看出,尽管幅度信息存在2%的误差,但其数据与第8列数据相差不大,反演效果远高于第7列的数据,与实际模型参数值亦较为接近。可见,只要幅度信息量足够大,即便存在一定程度的误差,仍不影响反演质量,反演结果仍能清晰地给出高阻层和低阻层分布,反演结果可以接受。由该反演实例可以看出,只要数据量足够,仅利用磁感应强度的幅度信息对井间电磁场进行一维反演是可行的。

表1 模型1的反演结果

Table 1 Inversion results for formation model 1

地层序号	反演模型层界面位置/m	电导率真值/ $(S \cdot m^{-1})$	迭代初值/ $(S \cdot m^{-1})$	441组精确实虚部信息/ $(S \cdot m^{-1})$	441组精确幅度信息/ $(S \cdot m^{-1})$	441组有误差幅度信息/ $(S \cdot m^{-1})$	1681组精确幅度信息/ $(S \cdot m^{-1})$	1681组有误差幅度信息/ $(S \cdot m^{-1})$
0	30	1.00	0.5	1.0000	0.9999	0.9999	1.0000	1.0000
1	35	0.01	0.1	0.0099	0.0132	0.0258	0.0137	0.0119
2	40	0.01	0.1	0.0089	0.0011	0.0010	0.0013	0.0066
3	45	0.20	0.1	0.2013	0.1877	0.2108	0.1849	0.1824
4	50	0.20	0.1	0.1982	0.2421	0.0154	0.2479	0.2435
5	55	0.05	0.1	0.0521	0.0112	0.5419	0.0098	0.0226
6	60	0.50	0.1	0.5005	0.5236	0.1848	0.5157	0.4969
7	65	0.02	0.1	0.0175	0.0097	0.0454	0.0169	0.0303
8	70	0.02	0.1	0.0211	0.0219	0.0547	0.0201	0.0169
9	—	1.00	0.5	1.0000	0.9999	0.9999	1.0000	1.0000

分析图 3 可以发现:对于理想情况下没有随机误差的数据,反演过程中迭代误差可达到最小约 10^{-5} 的量级;而对有随机误差的数据,反演过程中的迭代误差最小可达到 0.02,恰等于给幅度信息施加的误差。在利用实测数据进行反演时可根据这一规律推测原始测量数据的误差。图 3 还显示了正则化因子 η 不同的初始值和减小速度对迭代误差变化的影响。对于信息量丰富或测量误差小的数据, η 的初始值可以小一些,减小速度可以快一些,此时迭代误差随迭代次数的增加可以快速减小而后趋于稳定,如在反演得到第 5、6、8、9 列数据时正则化因子 η 的初始值均取为 10.0 且均以 0.6 的比例减小到 0.001。对于信息量少或测量误差较大的数据, η 的初始值可以大一些,减小速度可以慢一些,此时迭代误差随迭代次数的增加缓慢减小而后趋于稳定,如在反演得到第 7 列数据时正则化因子 η 的初始值取为 100.0 且以 0.8 的比例减小到 0.001,对于这种情况在必要时可以增加迭代次数。对比图 3 第 1、第 2 和第 4 组数据的误差曲线可以看出,迭代稳定后第 1 组数据反演效果最好但误差较另外两组要大,这主要是因为第 1 组数据的误差反映的是实、虚部(或幅度和相位)数据的整体与给定信息的吻合程度,而另两组数据反映的仅是幅度的吻合程度,相对而言更容易达到,至于相位的吻合程度则无法判断(由于反演时没有利用相位信息,从反演结果看相位的误差要远大于幅度的误差)。

3 井间电磁场幅度二维成像举例

由于利用二维井间电磁成像技术主要是获得发射—接收剖面高阻油气藏分布状况,故在利用井间电磁场幅度进行二维成像模拟时仅针对井间存在低电导率(高电阻率)异常体的情况进行分析。模型 2 为一个在垂直方向含两个低电导率异常体的轴对称二维地层模型,背景层为均质地层,该模型地层参数见图 4,发射源所采用频率为 1 kHz。该模型成像范围设定为横向 20~180 m、垂向 -50~50 m,每个成像单元的尺寸为 5 m×5 m,成像单元总数目共计为 640 个。成像时取各单元电导率的初始估计值均为 $0.4 \text{ S} \cdot \text{m}^{-1}$,每个成像单元电导率的下限值设定为 $\sigma_{\min} = 0.001 \text{ S} \cdot \text{m}^{-1}$ 、上限值设定为 $\sigma_{\max} = 5.0 \text{ S} \cdot \text{m}^{-1}$,固定发射线圈和接收线圈的垂向探测范围均为 -75~75 m。正则化因子 η 的初始值取为 10.0,在此后迭代过程中逐渐减小至 0.001。

首先将垂向探测间隔均设定为 5 m,则发射点

和接收点个数均为 31,信息量数目为 $31 \times 31 = 961$,信息量数目大于未知量(成像单元)数目。利用这些信息进行 3 种形式的成像:利用散射磁场精确的实部和虚部信息进行成像;利用总磁场精确的幅度信息进行成像;利用含 2% 随机误差的总磁场幅度信息进行成像。然后将垂向探测间隔减小为 3 m,则发射点和接收点个数均为 51,信息量数目为 $51 \times 51 = 2601$,信息量数目远大于前者。利用这些信息进行两种形式的成像:利用总磁场精确的幅度信息进行成像;利用含 2% 随机误差的总磁场幅度信息进行成像。图 5 给出了上述 5 种情况下的成像结果及成像过程迭代误差 e 随迭代次数 k 的变化关系。

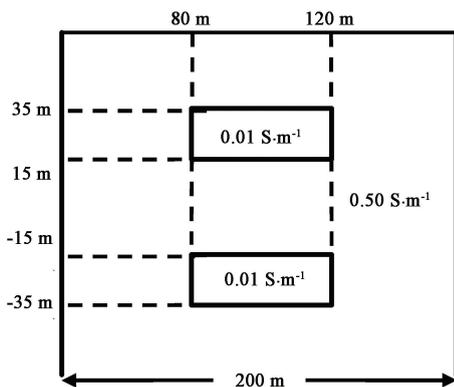


图 4 井间地层模型 2

Fig. 4 Cross-hole formation model 2

由于第 1 种成像所利用的信息完全是由电导率异常体产生的散射磁场,而不是背景层信息和电导率异常体信息混合在一起的总磁场,并且采用的是精确的实部和虚部散射磁场信息,因此体现电导率异常体信息的数据最为丰富和准确,使得图 5(a)的成像质量最好。与其他几种成像过程相比,尽管第 1 种成像迭代误差(仅是散射场的误差)的极限值并不是最小的,但两个低电导率异常体的位置、范围和电导率数值均得到了较为准确的呈现。第 2 种成像所利用的信息既包含背景层又包含电导率异常体贡献的总磁场,体现电导率异常体的信息在其中只占一定比例,又由于采用的仅是总磁场的幅度信息,信息量较第 1 种成像过程大大减少,因而图 5(b)的成像质量低于图 5(a)。尤其是图 5(b)给出的异常体的电导率与模型的实际电导率存在差别,并没有达到模型给出的低电导率。但由图 5(b)可以定性看出成像结果确实为低电导率异常体,并且由该成像结果亦能获得电导率异常体的位置和大致范围。第 3 种成像所利用的信息是含有误差的总磁场的幅度信息,信息量既少又不准确,因而图 5(c)的成像效

果最差。对比图 5(c) 与原模型可以看出:在原模型电导率异常体位置处经成像亦获得了低电导率异常体分布,只不过由成像获得的异常体的形状与实际异常体的形状存在较大差别;在靠近接收井处亦出现了低电导率异常体分布,这是实际模型中所没有的。第 4、第 5 种成像由于将垂向探测间隔加密,信息量加大,因而图 5(d) 的成像质量要优于图 5(b),图 5(e) 的成像质量要优于图 5(c)。尽管第 5 种成像所采用的总磁场的幅度含有误差,但由于信息

量大,图 5(e) 在靠近接收井处出现的低电导率异常体分布范围大大减小,电导率值更接近于背景值,由图 5(e) 仍能得到模型中两个低电导率异常体的位置和范围。通过分析图 5 可以发现,只要信息量达到未知量数目的 4 倍以上,测量数据的误差较小,可以仅利用总磁场的幅度进行井间电磁二维成像。另外,由于地层模型和信息量均是上下对称的,所以图 5 各种成像结果均相对于 $z = 0$ m 处上下对称。

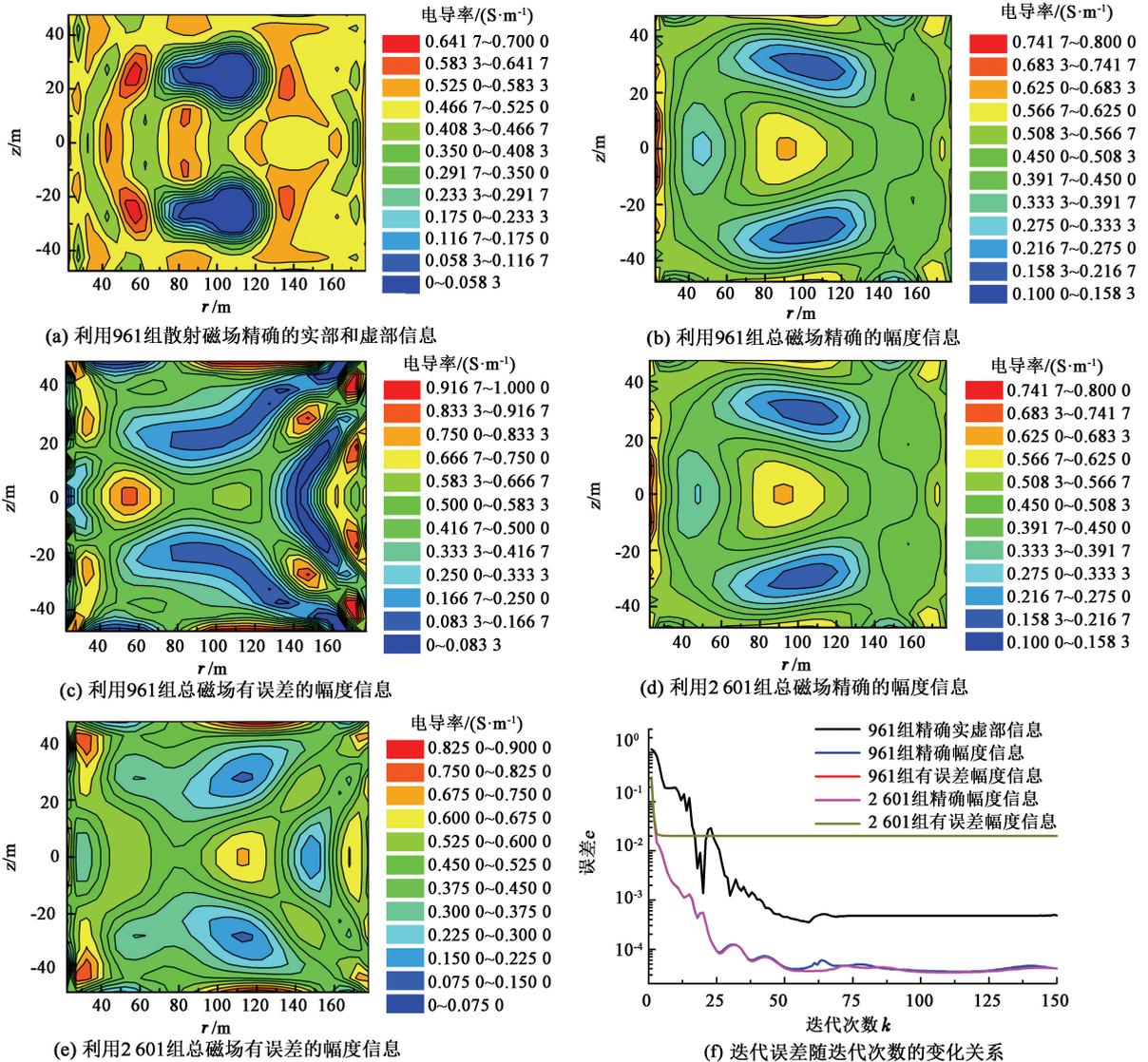


图 5 模型 2 成像结果

Fig. 5 Imaging results for formation model 2

分析图 5(f) 可以发现,利用总磁场精确幅度信息的第 2 种和第 4 种成像过程的迭代误差随迭代次数的变化规律相似,并且迭代误差的极限值最小。利用散射磁场精确实部和虚部信息的第 1 种成像过程迭代误差的极限值次之。利用有误差总磁场信息

的第 3 种和第 5 种成像过程的迭代误差随迭代次数的变化规律亦相似,并且迭代误差的最小极限值均为 0.02,等于给幅度信息施加的误差。需要指出的是,第 1 种成像的迭代误差仅针对散射场而言,并不涉及到背景地层产生的背景磁场,而其他 4 种成像

的迭代误差则是针对总磁场的,既包含背景地层产生的背景磁场又包含电导率异常体产生的散射场。尽管第 2 种和第 4 种成像过程迭代误差的极限值最小,但由于背景磁场和散射磁场均含有误差,所以成像质量不如第 1 种成像过程。

模型 3 较模型 2 复杂,是含有 4 个低电导率异常体的轴对称二维地层模型,地层参数见图 6,所采用频率仍为 1 kHz。成像范围、成像单元尺寸、每个成像单元电导率的上下限值、垂向探测范围、测量方式均与模型 2 相同,各单元电导率的初始估计值均设定为 $0.5 \text{ S} \cdot \text{m}^{-1}$ 。考虑到该模型复杂,将正则化因子 η 的初始值取为 100.0,在此后迭代过程中逐渐缓慢减小至 0.001。图 7 给出了与模型 2 相同方

式的 5 种情况下的成像结果及成像过程迭代误差 e 随迭代次数 k 的变化关系。

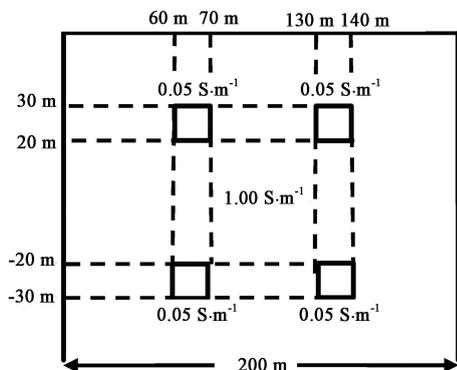


图 6 井间地层模型 3

Fig. 6 Cross-hole formation model 3

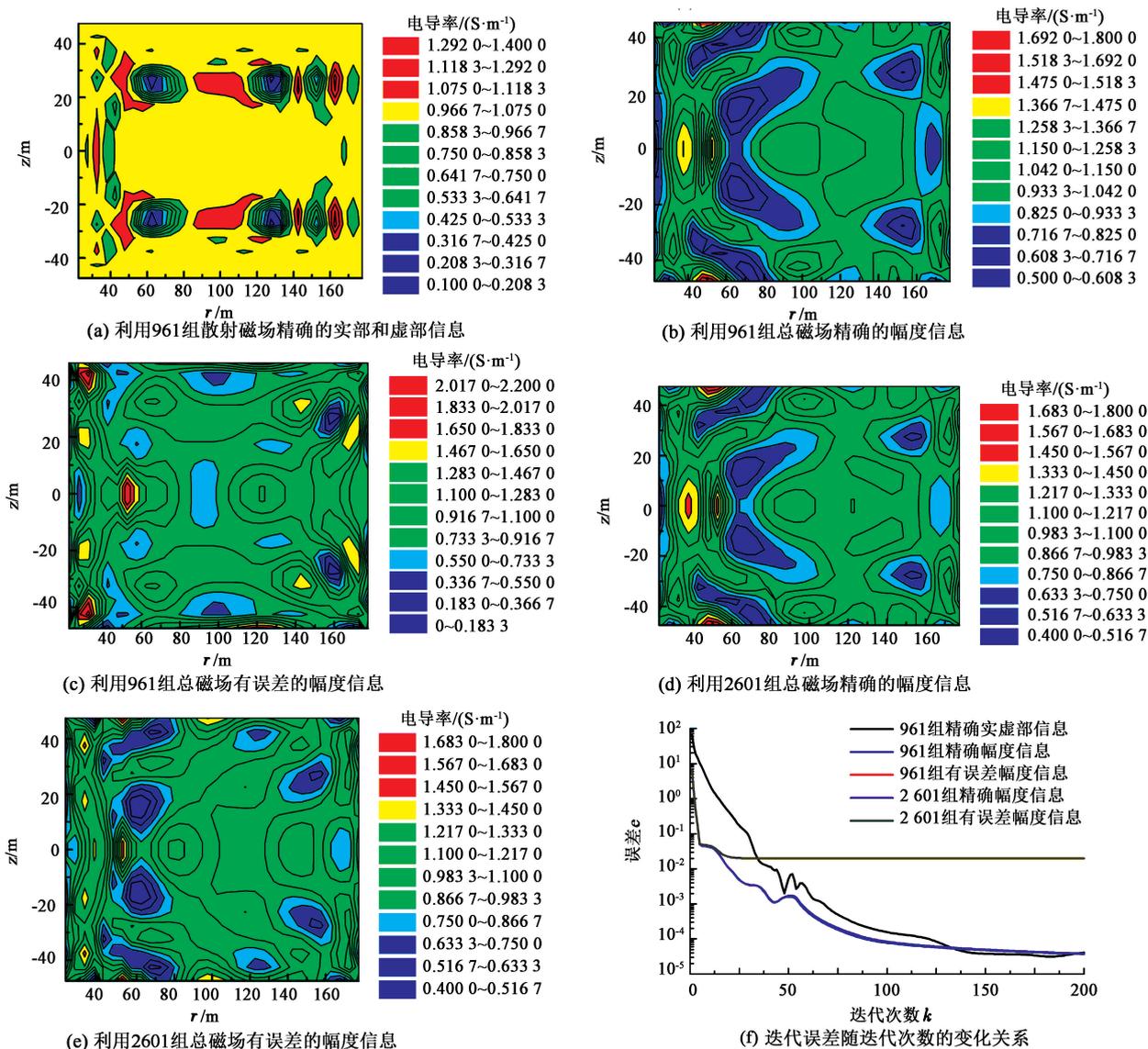


图 7 模型 3 成像结果

Fig. 7 Imaging results for formation model 3

由于该模型电导率异常体数目多,每个异常体的尺寸较小,4个异常体的总尺寸之和亦远小于模型2两个异常体的尺寸之和(该模型4个异常体的总剖面面积为400 m²,而模型2两个异常体的总剖面面积为1600 m²),因而成像难度增大。尽管模型复杂,由图7(a)可以看出,利用由电导率异常体产生的散射磁场精确的实部和虚部信息仍可以准确地获得4个低电导率异常体的位置和范围。当然由于异常体尺寸较小,散射场较弱,成像得到的异常体的最低电导率值略高于模型数值,而由图7(b)~(e)的成像结果可以看出,利用幅度成像的效果则大大降低。

在图7(b)和(d)中,距离接收井较近的两个异常体在成像后更加靠近接收井,位置上出现了平移,而距离发射井较近的两个异常体在垂向上则更加靠近,并且在它们的上下两端对称出现了两个低电导率异常体成像分布。对比发现:图7(d)对4个异常体成像后给出的电导率值低于图7(b),更接近于模型值,成像质量优于图7(b);而由图7(c)只能得到距离接收井较近的两个异常体的成像,并且成像位置均向接收井平移,距离发射井较近的两个异常体并没有得到成像分布,该图成像效果与原模型差距最大,无法得到较为理想的异常体分布。图7(e)的成像效果接近于图7(d),可见只要数据量充分,总磁场的幅度是否含有较小的误差对成像质量并没有产生实质性的影响,影响幅度成像质量的主要是地层的复杂程度。

4 井间电磁场幅度一维、二维联合反演成像举例

在对井间测量数据进行成像时亦可以采用联合反演成像的方法,先结合单井测量资料信息确定地层边界位置并进行一维反演,给出井间电参数的一维分布,然后以一维反演结果作为初始值进行二维成像,获得电参数在发射—接收剖面的分布。模型4就是一个在9层背景地层中沿垂直方向含有两个低电导率异常体的轴对称二维井间地层模型,该模型地层参数见图8,所采用频率为2 kHz。在反演成像时固定发射源和接收线圈的垂向范围均为-75~75 m,垂向探测间隔为3 m,信息量总数目为2601,正则化因子 η 的初始值取为100.0,而后逐渐减小至0.001。在反演成像时假设背景地层的层界面位置已知,将数值模拟的磁场幅度作为测量数据进行一维反演,获得电导率的一维分布,一维反演结果见表2。以一维反演结

果作为初始值,在此基础上再次将数值模拟的磁场幅度作为测量数据进行二维成像。成像时横向范围为20~180 m、垂向范围为-52.5~52.5 m,每个成像单元的尺寸为5 m×5 m,成像单元总数目共计为32×21=672个,成像结果见图9。

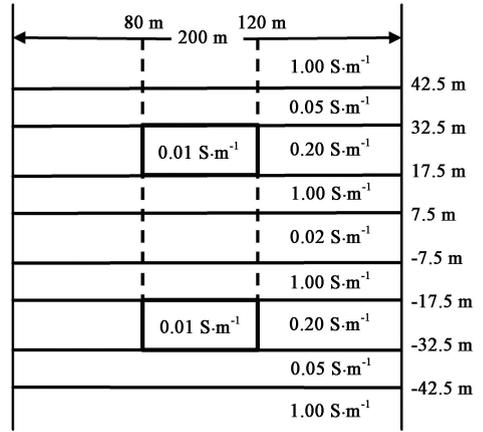


图8 井间地层模型4

Fig. 8 Cross-hole formation model 4

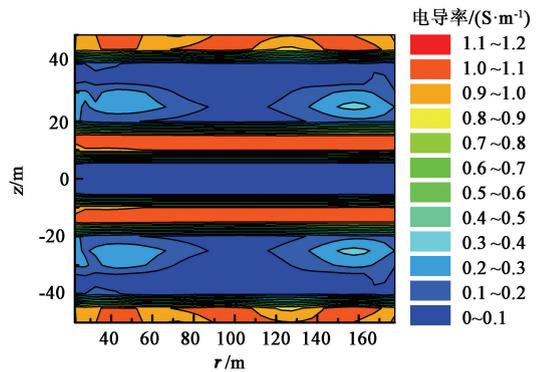


图9 模型4成像结果

Fig. 9 Imaging results for formation model 4

表2 模型4一维反演结果

Table 2 1-D inversion results for formation model 4

地层序号	层界面位置/m	背景地层电导率真值/(S·m ⁻¹)	异常体电导率值/(S·m ⁻¹)	电导率迭代初始值/(S·m ⁻¹)	用幅度信息反演结果/(S·m ⁻¹)
0	-42.5	1.00	—	0.5	0.9328
1	-32.5	0.05	—	0.1	0.2863
2	-17.5	0.20	0.01	0.1	0.0069
3	-7.5	1.00	—	0.5	1.0513
4	7.5	0.02	—	0.1	0.0136
5	17.5	1.00	—	0.5	1.0513
6	32.5	0.20	0.01	0.1	0.0069
7	42.5	0.05	—	0.1	0.2863
8	—	1.00	—	0.5	0.9328

由表2可以看出,经过一维反演预处理,反演结果已经能正确地显示出高导层和低导层的分布状况,尤其是没有异常体存在的几个高导层的电导率反演

结果与模型值已经很接近。由图9可以看出,成像后地层的高低电导率分布非常明显。对含有低电导率异常体的两个地层,由于异常体电导率 $0.01 \text{ S} \cdot \text{m}^{-1}$ 与其邻近低导层的电导率 $0.05 \text{ S} \cdot \text{m}^{-1}$ 接近,成像显示电导率异常体所在区域与其邻近低导层连通,均为油气储集区域。该模型利用总磁场幅度分别通过一维反演和二维成像使地层电参数分布得到了较准确的呈现。

5 结 论

(1) 仅利用磁场的幅度信息对井间电磁场进行一维反演时,只要幅度信息量足够大,即使测量数据存在一定程度的误差,反演结果仍能较清晰地给出井间高层阻和低阻层的一维分布,反演结果可以接受,反演方法可行。

(2) 仅利用总磁场的幅度信息在发射—接收剖面对井间电磁场进行二维成像时,对于异常体分布较简单的地层而言,只要数据量充分、测量数据误差较小,可以获得可接受的成像结果。影响成像质量的主要因素是井间异常体分布的复杂程度,异常体在井间的分布越复杂,成像效果越差。

(3) 只要信息量足够,仅利用总磁场幅度信息对井间电磁场进行联合反演成像可以较准确地获得地层电导率在发射—接收剖面的分布。在进行联合反演成像时,先利用总磁场幅度进行一维反演,获得井间电参数的一维分布。然后以一维反演结果作为初始值,利用总磁场幅度进行二维成像,最终获得电参数在发射—接收剖面的分布。

参考文献:

[1] Schlumberger. Looking deep into the reservoir [J]. Oilfield Review, 2009, 21(2): 411-419.

[2] ALUMBAUGH D L, MORRISON H F. Theoretical and practical considerations for cross-well electromagnetic tomography assuming a cylindrical geometry [J]. Geophysics, 1995, 60(3): 846-870.

[3] 邓少贵,张盼,王正楷,等. 井周界面电磁散射探测数值模拟[J]. 中国石油大学学报(自然科学版), 2018, 42(1): 67-72.

DENG Shaogui, ZHANG Pan, WANG Zhengkai, et al. Numerical simulation of electromagnetic scattering of interface around borehole [J]. Journal of China University of Petroleum (Edition of Natural Science), 2018, 42

(1): 67-72.

- [4] 魏宝君,李晓强,任广强,等. 金属套管对多分量井间电磁响应的影响[J]. 中国石油大学学报(自然科学版), 2018, 42(5): 65-74.
- WEI Baojun, LI Xiaoqiang, REN Guangqiang, et al. Effects of metal casing on multi-component cross-hole electromagnetic responses [J]. Journal of China University of Petroleum (Edition of Natural Science), 2018, 42(5): 65-74.
- [5] 魏宝君,任臣,吴康康,等. 采用轴对称二维模型对实际地层井间电磁响应进行成像的精确性研究[J]. 中国石油大学学报(自然科学版), 2020, 44(2): 42-51.
- WEI Baojun, REN Chen, WU Kangkang, et al. Precision of imaging cross-hole electromagnetic responses in real formation by using axial symmetric 2-D model [J]. Journal of China University of Petroleum (Edition of Natural Science), 2020, 44(2): 42-51.
- [6] 魏宝君,张庚骥,梁秋锦. 井间电磁场的一维反演[J]. 西安石油学院学报(自然科学版), 2002, 17(5): 21-24.
- WEI Baojun, ZHANG Gengji, LIANG Qiuji. 1-D inversion of interwell electromagnetic field [J]. Journal of Xi'an Petroleum Institute (Edition of Natural Science), 2002, 17(5): 21-24.
- [7] 魏宝君. 井间电磁场的一维、二维联合反演方法[J]. 地球物理学报, 2006, 49(1): 264-274.
- WEI Baojun. A combined 1-D/2-D inversion algorithm of cross-hole electromagnetic fields [J]. Chinese Journal of Geophysics, 2006, 49(1): 264-274.
- [8] MILLARD X, LIU Q H. Simulation of near-surface detection of objects in layered media by the BCGS-FFT method [J]. IEEE Trans Geosci Remote Sensing, 2004, 42(2): 327-334.
- [9] WEI B J, SIMSEK E, LIU Q H. Improved diagonal tensor approximation (DTA) and hybrid DTA/BCGS-FFT method for accurate simulation of 3D inhomogeneous objects in layered media [J]. Waves in Random and Complex Media, 2007, 17(1): 55-66.
- [10] 魏宝君, LIU Q H. 层状介质中计算体积分方程的弱化 BCGS-FFT 算法[J]. 中国石油大学学报(自然科学版), 2007, 31(1): 49-55.
- WEI Baojun, LIU Q H. Weak-form BCGS-FFT algorithm for volume integral equations in stratified medium [J]. Journal of China University of Petroleum (Edition of Natural Science), 2007, 31(1): 49-55.

(编辑 修荣荣)