文章编号:1673-5005(2020)02-0042-10 doi:10.3969/j.issn.1673-5005.2020.02.005

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

魏宝君[1], 任 臣[1], 吴康康[1], 党 峰[2]

(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:采用二维积分方程和体积分方程分别模拟轴对称二维井间地层和三维井间地层模型中异常体的响应,并分析三维异常体沿垂直于发射—接收剖面方向的厚度和偏心程度以及在发射—接收剖面的横向位置对其响应的影响。采用 Born 迭代方法,通过反演不同模型的模拟数据获得发射—接收剖面的二维电导率成像。结果表明,在将三维地层中得到的井间测量数据在发射—接收剖面采用轴对称二维模型进行成像时,其成像质量与异常体沿垂直于发射—接收剖面方向的厚度和偏心程度直接相关。只要异常体沿垂直于发射—接收剖面方向的厚度足够大且其中心点距离发射—接收剖面较近,就可以采用轴对称二维井间地层模型实现高质量成像。异常体厚度越小、偏心程度越高,成像效果越差。

关键词:井间电磁响应; 积分方程; 轴对称二维模型; 三维模型; 井间电磁成像

中图分类号:P 631.9 **文献标志码**:A

引用格式: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.

Precision of imaging cross-hole electromagnetic responses in real formation by using axial symmetric 2-D model

WEI Baojun[1], REN Chen[1], WU Kangkang[1], DANG Feng[2]

(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 abnormal body's responses in axial symmetric 2-D and 3-D cross-hole formation model were simulated by 2-D integral equation and volume integral equation respectively. The influence of the 3-D abnormal body's thickness and eccentricity along the direction perpendicular to the transmitter-receiver section on its responses was analyzed, and the influence of the body's horizontal position on its responses was also analyzed. The Born iteration method (BIM) was used to image the 2-D conductivity on the transmitter-receiver section by inverting the simulated data for different formation models. Both forward modeling and imaging results show that the imaging quality is directly related to the 3-D abnormal body's thickness and eccentricity along the direction perpendicular to the transmitter-receiver section when the axial symmetric 2-D model is adopted to get the conductivity distribution on the transmitter-receiver section by inverting the data measured in 3-D cross-hole formation. As long as the 3-D abnormal body is thick enough along the direction perpendicular to the transmitter-receiver section and its center is close enough to the transmitter-receiver section, it is feasible to get high quality imaging by adopting axial symmetric 2-D cross-hole formation model. The imaging quality will become worse if the abnormal body's thickness becomes

收稿日期:2019-05-31

基金项目:国家科技重大专项(2017ZX05019-006)

作者简介: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。

much smaller and its eccentricity becomes much bigger.

Keywords: cross-hole electromagnetic response; integral equation; axial symmetric 2-dimension model; 3-dimension model; cross-hole electromagnetic imaging

井间电磁成像技术是油气藏探测的重要手段之一,该技术将低频可移动电磁信号源置于发射井中并在周围一口或几口井中移动探测器测量感应信号,然后采用电磁成像技术将测量信号进行反演以获得井间地层电导率的分布。该技术作为地球物理探测的新方法,其探测深度更深、范围更广,是对传统单井电磁测井技术的突破,大大提高了对油气藏描述的准确性[1-2]。由于井间实际地层的电参数分布是三维的,因此最理想的井间电磁成像技术应是通过成像获得井间地层电导率的三维分布,但由于测量数据信息量的限制要想准确获得完全三维的电导率分布图像是不可能的。一般在对实际测量数据进行反演时采用轴对称二维模型进行成像,即假设电导率异常体相对于发射井呈轴对称分布,从而获得电导率在发射井—接收井剖面的二维近似分布[3-6]。由于成像模型与实际地层存在差别,因而有必要研究采用轴对称二维井间地层模型对实际地层电磁响应进行成像的精确性。笔者采用所开发的二维积分方程[7]和体积分方程[8-10]分别模拟轴对称二维井间地层和三维井间地层模型中异常体的响应,用所开发的 Born 迭代反演方法[7,11]通过反演不同模型的模拟数据获得发射—接收剖面的二维电导率成像,由于金属套管对井间电磁响应的影响可以消除[12-13],在模拟时假设发射井和接收井中均无金属套管;基于模拟结果分析采用轴对称二维井间地层模型实现高质量成像的可行性及影响因素。

1　基本理论

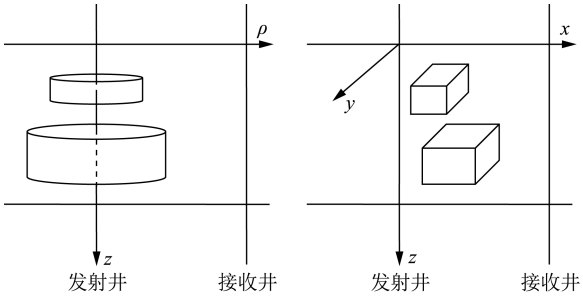
在进行数值模拟时忽略位移电流的影响并假设地层是非磁性的,其磁导率取真空中的值。水平层状背景地层的电导率设为 σ_b,不同背景层的 σ_b 值可不同。将发射线圈视为磁偶极子并假设发射源随时间的变化关系为 $\exp(\mathrm{i}\omega t)$,其中 ω 为角频率。图 1 给出了轴对称二维井间地层模型和三维井间地层模型的简图,可采用积分方程进行数值模拟。

1.1　模拟轴对称二维井间地层模型响应的积分方程

所采用的轴对称二维井间地层模型见图 1(a),该模型电导率异常体相对于发射井呈轴对称分布。在模拟时采用圆柱坐标系,则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场强度的轴向分量可表示为如下积分方程的形式[7]:

$$H_z(\boldsymbol{r}_R,\boldsymbol{r}_T) = H_{bz}(\boldsymbol{r}_R,\boldsymbol{r}_T) + \int_D \widetilde{\Gamma}(\boldsymbol{r}_R,\boldsymbol{r}')\Delta\sigma(\boldsymbol{r}')E(\boldsymbol{r}',\boldsymbol{r}_T)\,\mathrm{d}\boldsymbol{r}'. \tag{1}$$

式中,$\boldsymbol{r}_T=(\rho_T,z_T)$、$\boldsymbol{r}_R=(\rho_R,z_R)$ 分别为发射线圈和接收线圈的位置坐标;D 为发射—接收剖面包含电导率异常体的积分区域;$\widetilde{\Gamma}(\boldsymbol{r}_R,\boldsymbol{r}')$ 为层状背景地层中 $\boldsymbol{r}'$ 处的单位圆电流元在接收点 $\boldsymbol{r}_R$ 处的 Green 函数;$\Delta\sigma(\boldsymbol{r}')=\sigma(\boldsymbol{r}')-\sigma_b(\boldsymbol{r}')$ 为异常体与背景地层电导率之差;$E(\boldsymbol{r}',\boldsymbol{r}_T)$ 为发射源在积分区域内产生的总电场(只有 ϕ 分量);$H_{bz}(\boldsymbol{r}_R,\boldsymbol{r}_T)=N_TI_T\widetilde{\Gamma}(\boldsymbol{r}_R,\boldsymbol{r}_T)$ 为发射源在层状背景地层中产生的磁场强度;N_T 为发射线圈匝数;I_T 为发射线圈电流强度。式(1)称为数据方程,若积分区域内的总电场 $E(\boldsymbol{r}',\boldsymbol{r}_T)$ 已知,由该式可获得接收线圈处磁场强度的轴向分量。



(a) 轴对称二维模型　　(b) 三维模型

图 1　井间地层模型简图

Fig. 1　Schematic configuration of cross-hole formation model

在积分区域 D 内,总电场 $E(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}_T)$ 满足如下积分方程:

$$E(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}_T) = E_b(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}_T) + \int_D \Gamma(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}')\Delta\sigma(\boldsymbol{r}')E(\boldsymbol{r}',\boldsymbol{r}_T)\,\mathrm{d}\boldsymbol{r}',\ \boldsymbol{r}\in D. \tag{2}$$

其中

$$E_b(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}_T) = -\mathrm{i}\omega\mu_0 N_T I_T \Gamma(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}_T).$$

式中,E_b 为电场强度的背景值;$\Gamma(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}')$ 为纵向成层背景地层磁矢势 Green 函数。式(2)称为目标方程,该式是计算积分区域内总电场分布的第二类 Fredholm 积分方程。式(2)可采用稳定型双共轭梯度(BCGS)方法进行迭代求解,从而得到总电场在积

分区域 D 内的分布。在采用反演成像技术对井间电磁实际测量数据进行处理时一般采用轴对称二维模型进行成像,从而获得电导率在发射井—接收井剖面的二维近似分布。在该成像技术的每一步迭代过程中均将上述积分方程作为其正演算法。

1.2 模拟三维井间地层模型响应的体积分方程

对于实际地层的电导率分布情况,可采用图 1(b)所示的三维井间地层模型。在模拟这种模型时采用直角坐标系,接收井中接收线圈处的磁场强度矢量可表示为如下体积分方程的形式[9]:

$$\boldsymbol{H}(\boldsymbol{r}_{\mathrm{R}},\boldsymbol{r}_{\mathrm{T}})=\boldsymbol{H}_{\mathrm{b}}(\boldsymbol{r}_{\mathrm{R}},\boldsymbol{r}_{\mathrm{T}})+\int_V \boldsymbol{G}^{\mathrm{HJ}}(\boldsymbol{r}_{\mathrm{R}},\boldsymbol{r}')\Delta\sigma(\boldsymbol{r}')\cdot \boldsymbol{E}(\boldsymbol{r}',\boldsymbol{r}_{\mathrm{T}})\mathrm{d}\boldsymbol{r}'. \tag{3}$$

式中,$\boldsymbol{r}_{\mathrm{T}}=(x_{\mathrm{T}},y_{\mathrm{T}},z_{\mathrm{T}})$、$\boldsymbol{r}_{\mathrm{R}}=(x_{\mathrm{R}},y_{\mathrm{R}},z_{\mathrm{R}})$分别为发射线圈和接收线圈的位置坐标;$V$ 为包含三维电导率异常体的积分区域;$\boldsymbol{G}^{\mathrm{HJ}}(\boldsymbol{r}_{\mathrm{R}},\boldsymbol{r}')$为层状背景地层中 $\boldsymbol{r}'$ 处的单位电流元在接收点 $\boldsymbol{r}_{\mathrm{R}}$ 处的磁型并矢 Green 函数;$\boldsymbol{E}(r',r_{\mathrm{T}})$为发射线圈在积分区域内产生的总电场强度矢量;$\boldsymbol{H}_{\mathrm{b}}(\boldsymbol{r}_{\mathrm{R}},\boldsymbol{r}_{\mathrm{T}})$为发射源在层状背景地层中产生的磁场强度矢量。若积分区域内总电场强度矢量 $\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r}',\boldsymbol{r}_{\mathrm{T}})$已知,由该式可获得接收线圈处的磁场强度的 3 个分量。

在积分区域 V 内,总电场强度矢量 $\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}_{\mathrm{T}})$满足如下体积分方程:

$$\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}_{\mathrm{T}})=\boldsymbol{E}_{\mathrm{b}}(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}_{\mathrm{T}})+(-\mathrm{i}\omega\mu_{\mathrm{b}}+\sigma_{\mathrm{b}}^{-1}\nabla\nabla\cdot)\int_V \boldsymbol{G}^{\mathrm{AJ}}(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}')\Delta\sigma(\boldsymbol{r}')\cdot\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r}',\boldsymbol{r}_{\mathrm{T}})\mathrm{d}\boldsymbol{r}',\ \boldsymbol{r}\in V. \tag{4}$$

式中,$\boldsymbol{G}^{\mathrm{AJ}}(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}')$为层状背景地层中 $\boldsymbol{r}'$处的单位电流元在场点 $\boldsymbol{r}$ 处的磁矢势并矢 Green 函数;$\boldsymbol{E}_{\mathrm{b}}(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}_{\mathrm{T}})$为发射源在层状背景地层中产生的电场强度矢量。式(4)亦可采用稳定型双共轭梯度(BCGS)方法进行迭代求解,从而得到总电场强度矢量在积分区域 V 内的分布。

设发射线圈的磁偶极矩为 $\boldsymbol{M}_{\mathrm{T}}$,则式(3)和式(4)中发射源在背景地层中产生的电场强度矢量和磁场强度矢量可表示为

$$\boldsymbol{E}_{\mathrm{b}}(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}_{\mathrm{T}})=\boldsymbol{G}^{\mathrm{EM}}(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}_{\mathrm{T}})\cdot\boldsymbol{M}_{\mathrm{T}}, \tag{5}$$

$$\boldsymbol{H}_{\mathrm{b}}(\boldsymbol{r}_{\mathrm{R}},\boldsymbol{r}_{\mathrm{T}})=\boldsymbol{G}^{\mathrm{HM}}(\boldsymbol{r}_{\mathrm{R}},\boldsymbol{r}_{\mathrm{T}})\cdot\boldsymbol{M}_{\mathrm{T}}. \tag{6}$$

式中,$\boldsymbol{G}^{\mathrm{EM}}$和 $\boldsymbol{G}^{\mathrm{HM}}$分别为水平层状背景地层中单位磁偶极子源产生的电型和磁型并矢 Green 函数。

1.3 轴对称二维井间地层模型的成像方法

在成像过程中,假设所采集到的数据点的总数目为 M,成像区域 D 被离散为 N 个相同单元,每个单元内的总电场强度和电导率均恒定,则式(1)经离散后可表示为如下形式:

$$\boldsymbol{f}=\boldsymbol{M}\cdot\boldsymbol{x}. \tag{7}$$

式中,$\boldsymbol{f}$ 为 M 维复列矢量,其元素由测量到的散射磁场的轴向分量构成,本文中用于成像的测量数据既可以根据三维井间地层模型由体积分方程模拟得到,也可以根据轴对称二维井间地层模型由二维积分方程模拟得到;$\boldsymbol{x}$ 为由未知电导率差值构成的 N 维实列矢量;$\boldsymbol{M}$ 为 $M\times N$ 维复矩阵,其各元素的具体表达式可由式(1)的离散形式得到。

$$M_{ij}=\left[\int_{D_j}\tilde{\Gamma}(\boldsymbol{r}_{i_{\mathrm{R}}},\boldsymbol{r}')\mathrm{d}\boldsymbol{r}'\right]E(\boldsymbol{r}_j,\boldsymbol{r}_{i_{\mathrm{T}}}). \tag{8}$$

式中,i_{T} 为发射源位置序号;i_{R} 为接收器位置序号,发射源位置总数与接收器位置总数的乘积即为数据点总数目 M;j 为成像单元的序号,$j=1,\cdots,N$。

由于式(8)中总电场强度依赖于 $\boldsymbol{x}$,因而矩阵 $\boldsymbol{M}$ 亦依赖于 $\boldsymbol{x}$,故式(7)的反演是一个非线性问题;又由于在一般情况下测量数据的信息量相对于未知量而言是非常有限的,故式(7)的反演结果一般是不唯一的。反演式(7)可通过采用 Born 迭代方法(BIM)实现,该方法具有反演过程稳定的优点[11]。在 BIM 的第 $n+1$ 步迭代中可通过使下列正则化成本函数最小化获得 $\boldsymbol{x}$ 的近似值 $\boldsymbol{x}_{n+1}$:

$$F_{n+1}(\delta\boldsymbol{x})=\frac{\|\delta\boldsymbol{f}-\boldsymbol{M}_n\cdot\delta\boldsymbol{x}_{n+1}\|_S^2}{\|\boldsymbol{f}\|_S^2}+\gamma^2\frac{\|\delta\boldsymbol{x}_{n+1}\|_D^2}{\|\boldsymbol{x}_n\|_D^2}. \tag{9}$$

式中,γ 为正则化因子;$\|\cdot\|_{S(D)}^2$表示在发射—接收区域 S 或成像区域 D 内的 L_2 范数;$\delta\boldsymbol{f}$ 为实测散射磁场与理论预测值之间的差值;$\delta\boldsymbol{x}_{n+1}$为第 $n+1$ 步迭代对 $\boldsymbol{x}_n$ 的修正,$\boldsymbol{x}_{n+1}=\boldsymbol{x}_n+\delta\boldsymbol{x}_{n+1}$。令 $F'_{n+1}(\delta\boldsymbol{x})=0$,得到式(9)的等价形式为

$$\left(\frac{\mathrm{Re}(\boldsymbol{M}_n^{+}\boldsymbol{M}_n)}{\|\boldsymbol{f}\|_S^2}+\frac{\gamma^2}{\|\boldsymbol{x}_n\|_D^2}\boldsymbol{I}\right)\delta\boldsymbol{x}_{n+1}=\frac{\mathrm{Re}(\boldsymbol{M}_n^{+}\delta\boldsymbol{f})}{\|\boldsymbol{f}\|_S^2}. \tag{10}$$

式中,上标“+”表示复共轭转置。求解式(10)采用正则化最小二乘法实现。

2 正演数值模拟对比

无论是轴对称二维井间地层模型,还是三维井间地层模型,其背景地层是相同的,发射源在背景地层中产生的磁场强度的轴向分量也相同,区别只在于电导率异常体产生的散射场差异有多大,故在通过数值模拟对这两种模型的散射场进行对比时假设背景地层为均匀介质。

2.1 异常体沿 y 方向厚度变化时的影响

图 2 为井间地层模型 1,所采用的发射频率为 1

kHz,在井间区域有两个相对低电导率异常体,其电导率自上而下分别为 0.05 和 0.01 S · m^{-1}。对轴对称二维模型,异常体相对于发射井呈圆周对称;对三维模型,异常体沿垂直于纸面方向(y 向)居中放置,即相对于 $y=0$ 平面保持对称,但沿 y 方向的厚度 Δy 可不同。在模拟时,固定发射源位于轴向坐标 $z_T=0$ 处,接收器在接收井中沿井轴方向在-100 m 至 100 m 间移动。图 3 给出了该模型二维和三维情况下散射磁感应强度 B_s 的轴向分量随接收器轴向坐标 z_R 变化时的对比结果,并给出了不同厚度三维异常体散射场与二维异常体散射场的平均误差,其中三维异常体沿 y 向的厚度 Δy 共取 9 种数值。

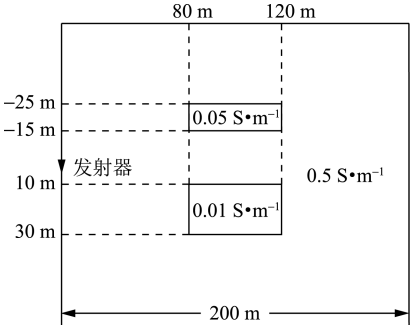


图 2　地层模型 1

Fig. 2　Formation model 1

由图 3(a)和图 3(e)可以看出,当三维异常体沿 y 方向的厚度较小时,其产生的散射场的幅度与二维异常体产生的场相比要小得多,平均误差也较大,这主要是三维异常体体积太小导致的。随着 Δy 的增加,三维异常体产生的散射场的幅度逐渐增加,越来越接近轴对称二维异常体产生的散射场,平均误差亦逐渐减小,但在该模型中其散射场最大值并没有达到后者的散射场。当 Δy 增加到一定数值时(对本模型约是 120 m),三维异常体产生的散射场幅度达到最大值,其后再增加 Δy 其散射场幅度无明显改变,平均误差亦无明显变化。由图 3(b)和图 3(e)可以看出,该模型两类异常体散射场相位的差异小于幅度的差异,平均误差最小。当 Δy 在很小值(5 m)的基础上增加时,首先出现三维异常体散射场相位逐渐偏离轴对称二维异常体散射场相位的情况,平均误差亦相应增加。其后二者再逐渐接近,平均误差亦随 Δy 的增加而逐渐减小。其后再增加 Δy,其散射场相位虽稍有增加,但无明显改变,平均误差亦无明显变化。图 3(c)中散射场实部随 Δy 的变化规律与图 3(a)的变化规律类似,其平均误差随 Δy 的变化规律亦相似。由图 3(d)和图 3(e)可以看出,两类异常体散射场虚部的差异较大,平均误差亦较大,平均误差随 Δy 变化的规律类似于散射场相位的变

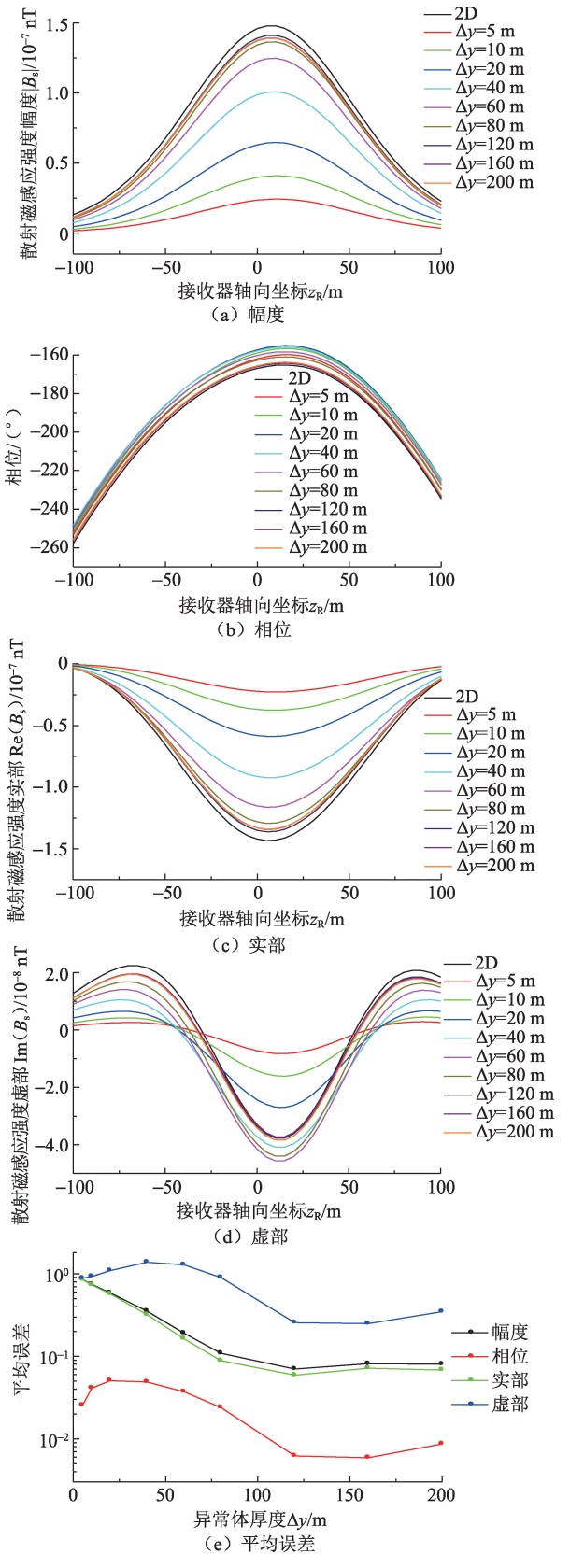


图 3　地层模型 1 数值模拟结果

Fig. 3　Numerical simulation results for formation model 1

化规律。由于在接收器轴向坐标 z_R 连续改变时散射场虚部出现符号变化,且其强度远小于实部分量,故该分量相对误差较大。

模型 2 在井间区域有两个相对高电导率异常体,其电导率自上而下分别为 20 和 10 S · m^{-1},其余参数及测量方式同模型 1。图 4 为该模型二维(2D)和三维情况下散射磁感应强度轴向分量随接收器轴向坐标 z_R 变化时的对比结果,并给出了不同厚度三维异常体散射场与二维异常体散射场的平均误差,三维异常体沿 y 向的厚度 Δy 亦取上述 9 种数值。

由图 4(a)可得到与图 3(a)相同的结论,只是平均误差最小值对应的 Δy 约为 160 m。由图 4(b)和(e)可知,当 Δy 较小时,三维异常体散射场的相位与二维异常体散射场的相位相比差别较大,平均误差也较大。随着 Δy 的增加,三维异常体散射场的相位逐渐减小,越来越接近二维异常体散射场的相位,平均误差亦逐渐减小,到 Δy 为 160 m 时达到最小,其后变化较缓慢。由图 4(c)和(e)可看出,当 Δy 较小时,两类异常体散射场实部的差异较大,平均误差亦较大。当 Δy 在很小值(5 m)的基础上增加时,首先出现三维异常体散射场实部逐渐偏离轴对称二维异常体散射场实部的情况,平均误差亦相应增加。其后二者再逐渐接近,平均误差亦随 Δy 的增加而逐渐减小。其后再增加 Δy 其散射场实部虽稍有增加但改变较小。该模型由于在接收器轴向坐标 z_R 连续改变时散射场实部出现符号变化,故相对误差较大一些。图 4(d)中散射场虚部随 Δy 的变化规律与图 4(a)的变化规律更为接近,其平均误差随 Δy 的变化规律亦相似。

综合上述两种模型的计算结果可以看出,在将三维地层环境中得到的井间测量数据在发射—接收剖面采用轴对称二维模型进行成像时其成像结果的质量与异常体沿 y 方向的厚度 Δy 有关。若异常体沿 y 方向厚度较小,其产生的散射场与二维异常体产生的散射场相比要小,平均误差较大,成像效果与实际模型相比差别较大。三维异常体沿 y 方向尺寸越大,误差越小,成像效果越接近于真实情况,但当 Δy 增加到一定数值后再增加厚度时成像效果改善不大。上述结果也说明,接收器所接收到的电磁信号主要来自于发射—接收剖面附近地层的贡献,越偏离该剖面,地层对信号的贡献越小。

2.2　异常体沿 y 方向平移的影响

模型 3 为模型 1 取三维电导率异常体的厚度 Δy 为 120 m 时得到,并假设三维异常体沿 y 方向可以平移,其中心点坐标 y_c 可变化。图 5 为该模

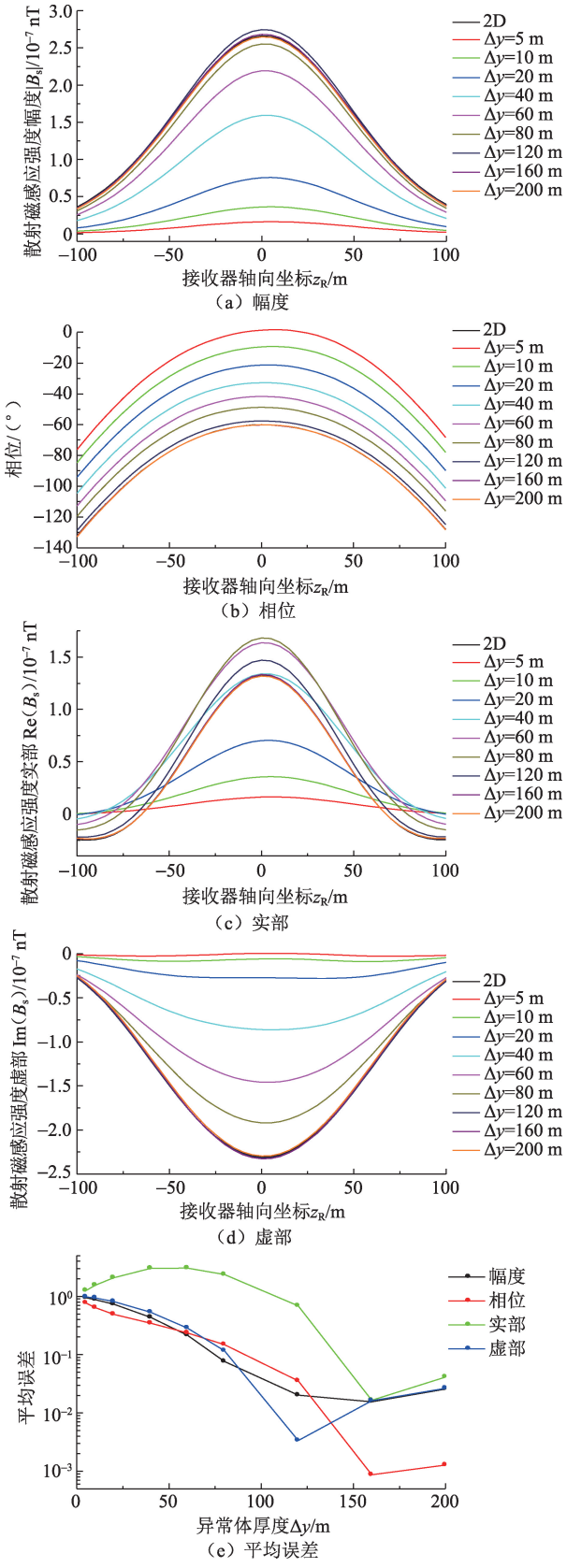


图 4　地层模型 2 数值模拟结果

Fig. 4　Numerical simulation results for formation model 2

型异常体为二维轴对称(2D)和三维分布情况下散射磁感应强度轴向分量随接收器轴向坐标 z_R 变化时的对比结果,并给出了不同的中心点坐标 y_c 对应的三维异常体散射场与二维异常体散射场的平均误差,其中三维异常体中心点坐标 y_c 共取 11 种数值。

由图 5(a)和(e)可以看出,当三维电导率异常体沿 y 方向偏心程度较低即中心点坐标 y_c 较小时(对本例 y_c 可到 20 m),其产生的散射场的幅度与异常体居中时散射场的幅度无明显差别,与二维异常体产生的散射场幅度较为接近,平均误差也较小。其后随着偏心程度的增加,三维异常体产生的散射场的幅度逐渐减小,越来越偏离轴对称二维异常体产生的散射场,平均误差亦随之增大。由图 5(b)和(e)可以看出,三维异常体沿 y 方向偏心程度对其散射场相位的影响远小于对幅度的影响,在 y_c<60 m 的范围内散射场的相位无明显改变,平均误差也较小。只有当 y_c 达到 70 m 之后相位的变化才逐渐明显,相位逐渐落后,平均误差亦随之增大。图 5(c)中散射场实部随 y_c 的变化规律与图 5(a)的变化规律类似,其平均误差随 y_c 的变化规律亦相似。由图 5(d)和(e)可看出,由于在接收器轴向坐标 z_R 连续改变时散射场虚部出现符号变化且其强度远小于实部分量,两类异常体散射场虚部的平均误差较大,平均误差随 y_c 变化的规律类似于散射场相位的变化规律。在 y_c<40 m 的范围内散射场的虚部改变不明显。

模型 4 为模型 2 取三维电导率异常体的厚度 Δy 为 160 m 时得到,并假设三维异常体沿 y 方向可以平移,其中心点坐标 y_c 可变化。图 6 为该模型异常体为二维轴对称和三维分布情况下散射磁感应强度轴向分量随接收器轴向坐标 z_R 变化时的对比结果,并给出了不同的中心点坐标 y_c 对应的三维异常体散射场与二维异常体散射场的平均误差,其中三维异常体中心点坐标 y_c 亦取 11 种数值。

由图 6(a)和(e)可得到与图 5(a)相似的结论,对本例当 y_c<40 m 时三维异常体产生的散射场的幅度与二维异常体产生的散射场幅度较为接近。由图 6(b)和(e),该模型三维异常体沿 y 方向偏心程度对其散射场相位的影响既小于对幅度的影响也小于对模型 3 中相位的影响。由图 6(c)和图 6(e)可以看出,该模型由于在接收器轴向坐标 z_R 连续改变时散射场实部出现符号变化,在 y_c 较大时两类异常体散射场实部的平均误差较大,平均误差随 y_c 变化的

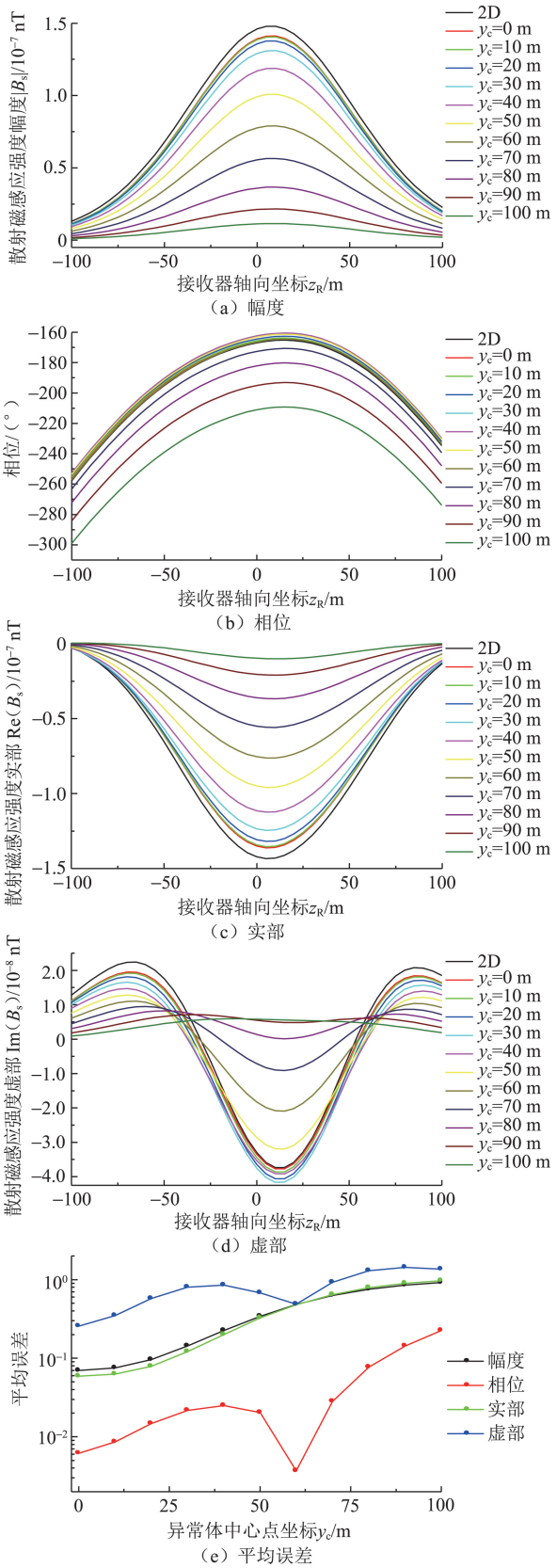


图 5　地层模型 3 数值模拟结果

Fig. 5　Numerical simulation results for formation model 3

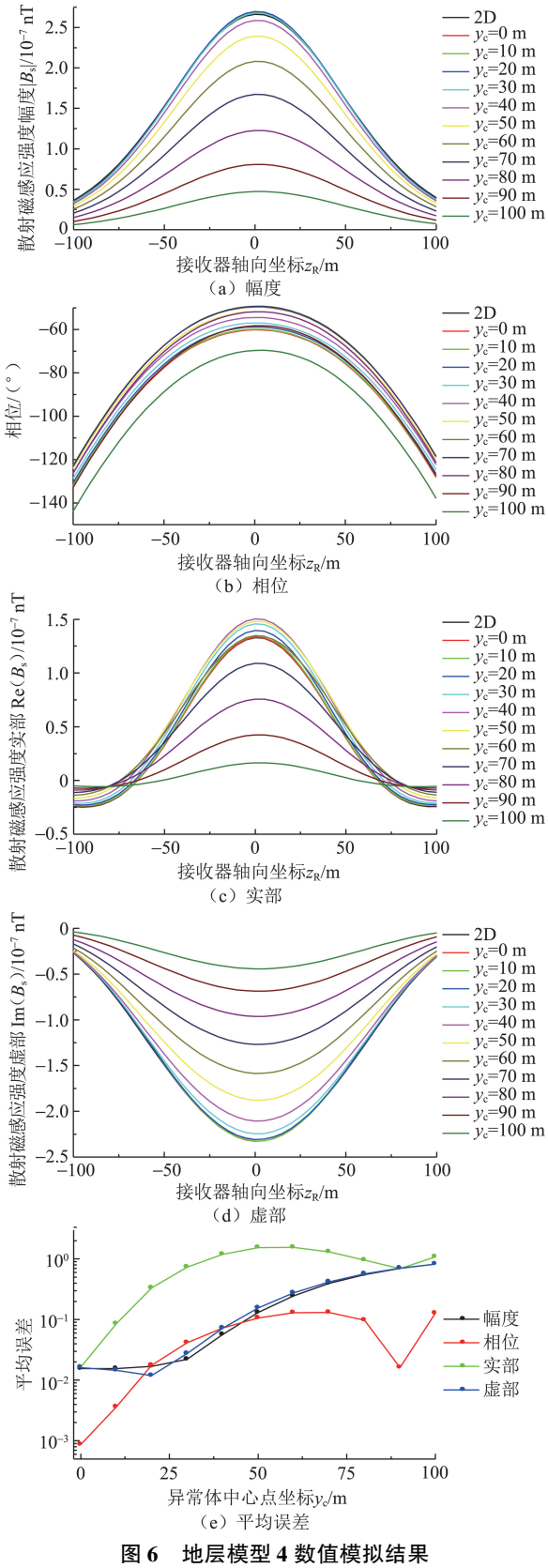


图 6　地层模型 4 数值模拟结果

Fig. 6　Numerical simulation results for formation model 4

规律类似于散射场相位的变化规律。在 y_c 小于 50 m 的范围内散射场的实部改变不明显。图 5(d)中散射场虚部随 y_c 的变化规律与图 5(a)的变化规律类似,其平均误差随 y_c 的变化规律亦相似。

综上所述两种模型的计算结果可以看出,在将三维地层环境中得到的井间测量数据在发射—接收剖面采用轴对称二维模型进行成像时,其成像结果的质量与异常体沿 y 方向的偏心程度有关。在厚度 Δy 足够大且不变的前提下,若异常体沿 y 方向偏心程度较低,其产生的散射场与二维异常体产生的散射场相比较为接近,平均误差较小,成像效果越接近于真实情况。三维异常体沿 y 方向偏心程度越大,相对误差越大,成像效果越偏离真实情况。

2.3　异常体沿 x 方向平移的影响

模型 5 中井间区域有两个相对高电导率异常体,其电导率自上而下分别为 20 和 10 S·m^{-1},其余参数及测量方式同模型 1。三维异常体沿 y 方向的厚度 Δy 为较小值 20 m、中心点坐标 $y_c=0$ m。无论是轴对称二维异常体还是三维异常体均可在发射—接收剖面沿 x 方向移动,其中心点坐标 x_c 共取 8 种数值。图 7 给出了当异常体沿 x 方向中心点坐标 x_c 取不同的值时轴对称异常体(2D)和三维异常体(3D)的散射场随接收器轴向坐标 z_R 的变化关系。

对比图 7(a)和(b)可以看出,由于三维异常体沿 y 方向的厚度较小,其散射场幅度的极大值要小于轴对称异常体产生的散射场幅度的极大值。随着 x_c 的变化,轴对称异常体产生的散射场幅度的极大值变化不大,而三维异常体产生的散射场幅度的极大值出现较大变化。随着 x_c 的增加,三维异常体产生的散射场幅度的极大值逐渐减小,在 $x_c=100$ m 即井间距的一半时达到最小,其后又逐渐增大。这说明在厚度 Δy 较小时,中心点坐标 x_c 越接近发射—接收井中间位置,三维异常体产生的散射场的幅度与二维异常体产生的磁场相比越小,平均误差也越大。对比图 7(c)和(d)可以看出,由于 x_c 改变导致的轴对称异常体和三维异常体散射场相位的变化规律相似,但二者存在一定的相位差。对比图 7(e)和(f)中散射场的实部、图 7(g)和(h)中散射场的虚部,可以得到与散射场幅度相似的结论。

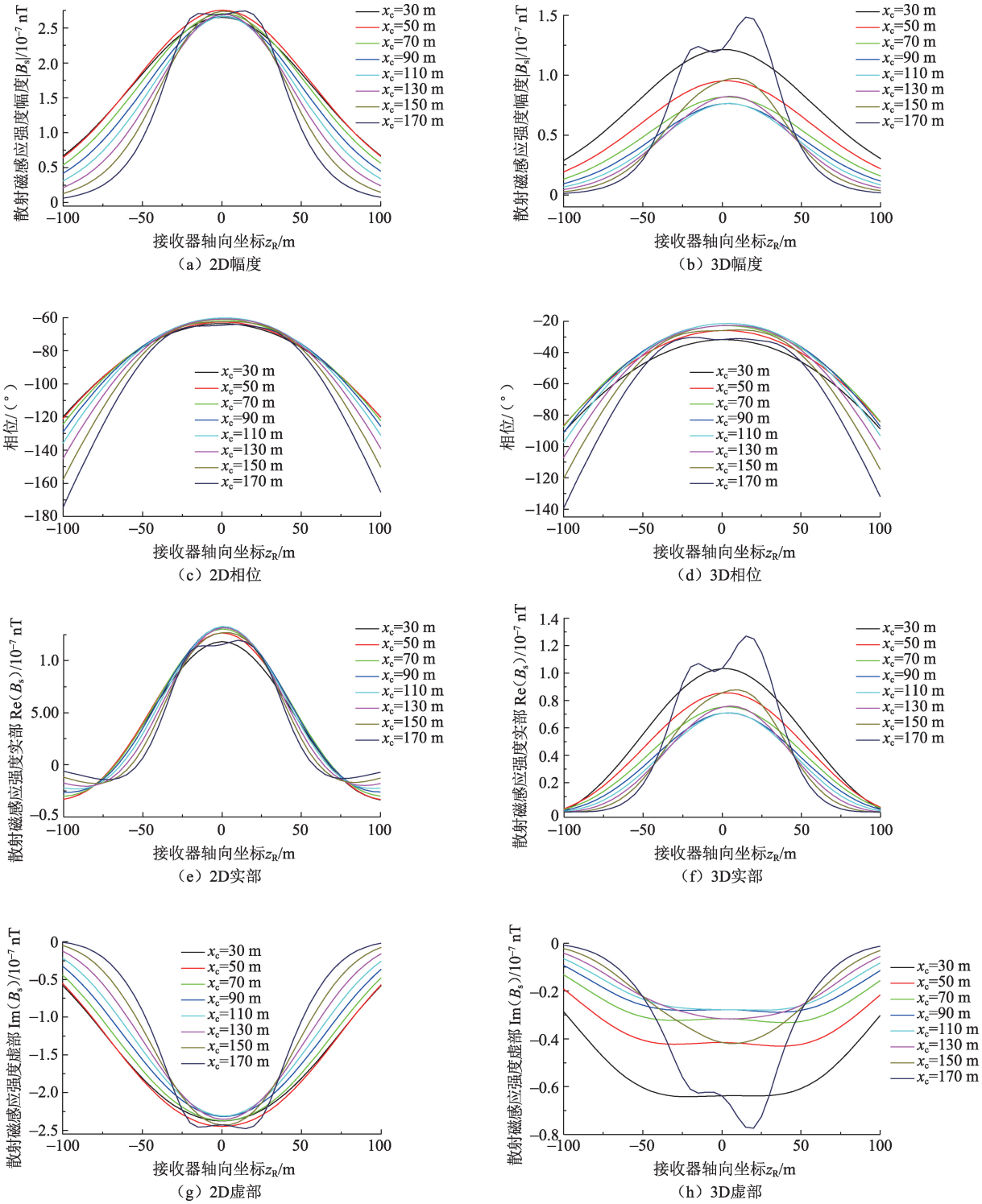


图 7　地层模型 5 数值模拟结果

Fig. 7　Numerical simulation results for formation model 5

3　成像结果对比

基于上述数值模拟得到的分析结果,对实际成像效果进行对比。在图 8 所示的井间地层模型中有两个相对高电导率异常体,所采用发射频率为 1 kHz。在模拟成像所需的测量数据时设发射源在发射井中的垂向移动范围为 −50 ~ 50 m,移动间隔为 5 m,则发射源位置共为 21 个。接收器在接收井中的垂向移动范围、间隔与发射源相同,接收器位置共计也为 21 个,故数据点的总数目即信息量数目为 $M=441$。在模拟时可分别假定待成像的电导率异常体相对于发射井轴呈轴对称分布、沿 y 方向以不同厚

度居中或偏心分布,而在利用这些模拟的测量数据进行成像时均采用轴对称模型,即在成像时无论异常体的实际形状如何均假设其相对于发射井呈轴对称分布,从而实现在发射—接收剖面的二维成像。在该模型中井间成像范围设定为水平方向 0 ~ 100 m、垂向 -50 ~ 50 m,每个成像单元的尺寸为 5 m×5 m,则成像单元的总数目为 $N=400$。

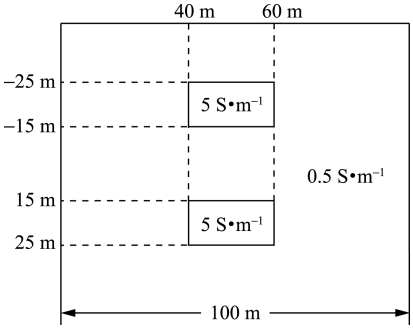


图 8　成像模型

Fig. 8　Imaging model

图 9(a)为实际异常体相对于发射井轴呈轴对称时的剖面成像结果,由于异常体的实际分布方式与成像所采用的轴对称模型是相同的,故成像结果与原模型最为接近,无论是分布范围还是异常体的电导率数值均具有较好的成像效果。图 9(b)为实际异常体为三维异常体、沿 y 方向居中且厚度较大($y_c=0$ m、$\Delta y=80$ m)时的成像结果。根据前面分析,此时三维异常体产生的散射场与轴对称二维异常体产生的散射场虽有差别但较为接近,故从该图也能得到较为理想的成像结果,但无论是分布范围还是异常体的电导率数值均不如图 9(a)精确。图 9(c)为三维异常体沿 y 方向居中且厚度较小($y_c=0$ m、$\Delta y=40$ m)时的成像结果,图 9(d)为三维异常体沿 y 方向偏心($y_c=40$ m、$\Delta y=80$ m)时的成像结果。这两种情况下三维异常体产生的散射场与轴对称二维异常体产生的散射场差别较大,成像质量均不如图 9(b),与前面分析结论也是一致的。由图 9 的成像结果可以看出,只要异常体沿 y 方向厚度足够大、其中心点距离发射—接收剖面较近,是可以采用轴对称二维模型实现较高质量成像的。异常体沿 y 方向厚度越小、偏心程度越大,成像效果越差。

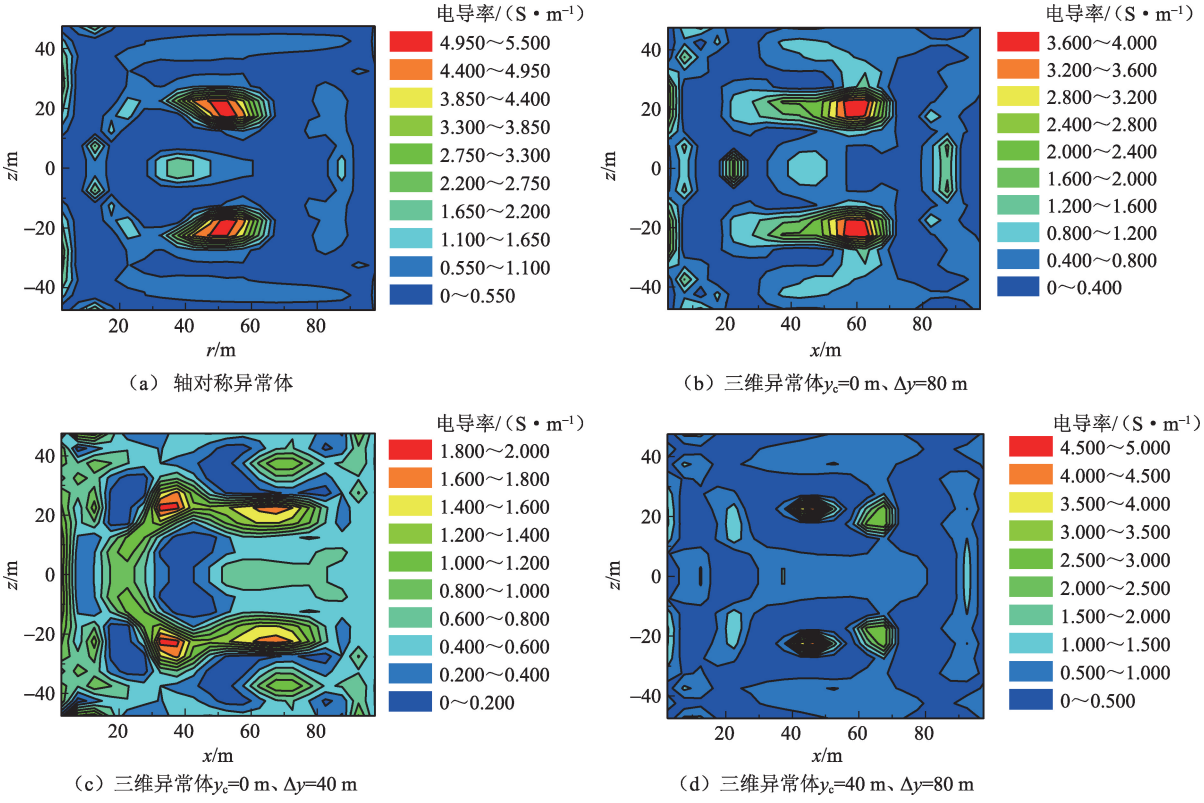


图 9　成像结果对比

Fig. 9　Comparison of imaging results

4　结　论

(1)将三维地层环境中得到的井间测量数据在发射—接收剖面采用轴对称二维模型进行成像时,其成像质量与异常体沿垂直于发射—接收剖面方向的厚度有关。若异常体厚度较小,其产生的散射场

与二维异常体产生的散射场相比要小,成像效果与实际模型相差较大。厚度越大,成像效果越接近于真实情况,但当厚度增加到一定数值后再增加厚度时成像效果变化不大。

(2)将三维地层环境中得到的井间测量数据在发射—接收剖面采用轴对称二维模型进行成像时,其成像质量与异常体沿垂直于发射—接收剖面方向的偏心程度有关。在厚度足够大的前提下,若异常体偏心程度较低,其产生的散射场与二维异常体产生的散射场相比较为接近,成像效果越接近于真实情况。偏心程度越大,成像效果越偏离真实情况。

(3)三维异常体在发射—接收剖面水平方向中心点坐标越接近于发射—接收井中间位置,其产生的散射场的信号强度越小。

(4)只要异常体沿垂直于发射—接收剖面方向的厚度足够大,其中心点距离发射—接收剖面较近,是可以采用轴对称二维模型实现高质量成像的。异常体厚度越小,偏心程度越高,成像效果越差。

参考文献:

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

[2] 臧德福,郭红旗,晁永胜,等. 井间电磁成像测井系统分析与研究[J]. 测井技术,2013,37(2):177-182.
ZANG Defu, GUO Hongqi, CHAO Yongsheng, et al. Analysis and research of cross-well electromagnetic imaging logging system[J]. Well Logging Technology, 2013,37(2):177-182.

[3] ALUMBAUGH D L, MORRISON H F. Electromagnetic conductivity imaging with an iterative Born inversion[J]. IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing, 1993,31(4):758-763.

[4] 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.

[5] LIU C, SHEN L C, ZHANG Y C. Monitoring saltwater injection using conductivity images obtained by electromagnetic cross-hole measurements[J]. Radio Science, 1995,30(5):1405-1415.

[6] ZHANG Y C, LIU C, SHEN L C. An iterative algorithm for conductivity image reconstruction from crosswell EM measurements[J]. Geophysics, 1996,61(4):987-997.

[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] 魏宝君. 三维井间电磁场的联合反演方法[J]. 中国石油大学学报(自然科学版),2005,29(3):20-26.
WEI Baojun. Combined inversion algorithm of three-dimensional cross-hole electromagnetic fields[J]. Journal of China University of Petroleum (Edition of Natural Science), 2005,29(3):20-26.

[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.

[11] WEI B J, SIMSEK E, YU C, et al. Three-dimensional electromagnetic nonlinear inversion in layered media by a hybrid diagonal tensor approximation: stabilized biconjugate gradient fast Fourier transform method[J]. Waves in Random and Complex Media, 2007,17(2):129-147.

[12] 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.

[13] 魏宝君,任广强,贾毅龙,等. 金属套管对多分量电磁感应测井信号的影响[J]. 地球物理学报,2019,62(2):802-816.
WEI Baojun, REN Guangqiang, JIA Yilong, et al. Effect of metal casing on multi-component electromagnetic induction logging signals[J]. Chinese Journal of Geophysics, 2019,62(2):802-816.

(编辑　修荣荣)