

海洋可控源电磁场的一维反演

刘颖¹, 李予国¹, 柳建新², 李刚¹, 刘鹏茂²

(1. 中国海洋大学 海底科学与探测技术教育部重点实验室, 青岛 266100;

2. 中南大学 地球科学与信息物理学院, 长沙 410012)

摘要: 介绍一种海洋可控源电磁场一维反演方法, 海洋可控源电磁一维正演是通过汉克尔变换求得的。采用正则化高斯-牛顿法对海洋可控源电场分量和磁场分量进行反演。在一维典型海底高阻模型上进行反演方法的正确性和有效性验证。结果表明: 高斯-牛顿反演方法在反演初期收敛很快, 数据拟合误差在 10 次反演迭代内即可下降到 2.0 左右, 在反演后期收敛放缓并出现震荡收敛现象; 但在 20 多次迭代收敛, 反演结果能较好指示高阻薄层的位置, 与理论模型吻合较好。

关键词: 海洋可控源电磁法; 汉克尔变换; 高斯-牛顿法; 一维反演

中图分类号: P319.2

文献标志码: A

One-dimensional inversion of marine controlled-source electromagnetic fields

LIU Ying¹, LI Yu-guo¹, LIU Jian-xin², LI Gang¹, LIU Peng-mao²

(1. Key Laboratory for Submarine Science and Exploration Technology, Ministry of Education, Ocean University of China, Qingdao 266100, China;

2 School of Geosciences and Info-Physics, Central South University, Changsha 410012, China)

Abstract: An one-dimensional inversion algorithm for marine controlled-source electromagnetic (CSEM) data was presented. The Hankel transform was used to implement marine CSEM one-dimensional (1D) forward modeling. The regularized Gauss-Newton (GN) method was applied to invert both the electric and magnetic field data. A 1D canonical model with a high resistivity thin reservoir layer was used to test our inversion algorithm. The inversion results of synthetic data show that the Gauss-Newton method converges fast at the first iterative stage, and the misfit reduces by about 2.0 with less than 10 iterations of inversion. After a few iterations, the convergence slows down and the data misfit decays oscillate at the final stage of inversion. However, the inversion converges after more than 20 iterations. The inversion results are close to those of the real models well.

Key words: marine controlled electromagnetic algorithm; Hankel transform; Gauss-Newton method; one-dimensional inversion

海洋电磁法可分为海洋大地电磁法和海洋可控源电磁法。海洋可控源电磁法作为一种新的海洋油气勘探技术已经成功应用于商业油气勘探中, 对提高海洋钻探成功率和降低勘探成本起到极为重要的作用^[1-5]。近年来, 国外海洋电磁场数值模拟技术得到较好的发

展^[6-8], 其中一维正演、反演方法已在实际资料解释中得到广泛应用^[9]。国内海洋电磁在方法原理^[10-12]、仪器研发^[13-14]等方面有了较大的进步, 但资料处理解释软件开发相对滞后。相对于多维资料解释软件, 一维数据处理解释具有计算量小、速度快、可用于采集现

基金项目: 中央高校基本科研业务费专项(201261010); 国家自然科学基金重点资助项目(41130420)

收稿日期: 2013-05-16; 修订日期: 2013-06-30

通信作者: 李予国, 教授; 电话: 0532-66782862; E-mail: yuguo@ouc.edu.cn

场实时资料处理解释等特点，且海底地下结构往往是水平沉积地层，因此，海洋电磁一维反演非常适合于在野外施工现场进行初步资料处理解释。

本文作者通过汉克尔变换方法实现快速海洋电磁一维正演模拟，在正演过程中采用 ANDERSON^[15]给出的滤波系数，反演中使用正则化高斯-牛顿法，并采用典型海底一维高阻模型进行数值实验。

1 正演数值模拟

图 1 所示为一维层状介质模型，设 y 轴为测线方向， z 轴为垂直方向，取向向下延伸为正，其中第 0 层为向上无限延伸的空气层，第 N 层为向下无限延伸的基底层， $\sigma_0, \sigma_1, \dots, \sigma_N$ 为各层介质的电导率， z_1, z_2, \dots, z_N 为各层介质上界面所处的深度位置，由于空气层向上无限延伸，故第一层没有上界面。图中第 j 层中两端为圆点的粗线段表示电偶极子源，其位于垂直深度处的深度 z_s 处，并假定接收点位于第 i 层内。实际上，海洋可控源电磁一维正演算法能够模拟电偶极源和接收点位于任意层介质中的电磁场，电偶极源即可以是水平源也可以是任意倾斜源。

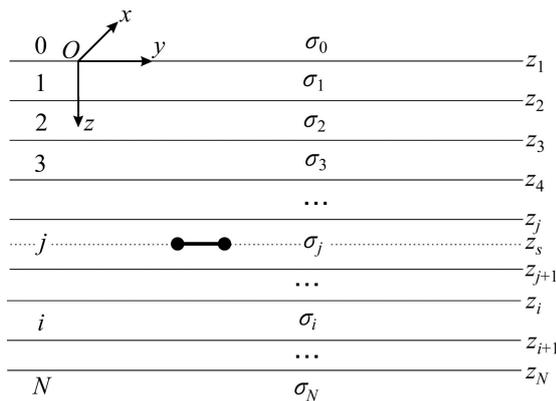


图 1 一维层状介质模型示意图

Fig. 1 Schematic diagram of 1D layered model

1.1 层状介质中电磁场表达式

设谐变场的时间因子为 $e^{-i\omega t}$ ，忽略位移电流，则 Maxwell 方程组可表示为

$$\nabla \times \mathbf{E} - i\omega\mu_0 \mathbf{H} = -\mathbf{J}_m, \quad \nabla \times \mathbf{H} - \sigma \mathbf{E} = \mathbf{J}_s \quad (1)$$

式中： \mathbf{E} 为电场强度(V/m)； ∇ 为哈密顿算子； \mathbf{H} 为磁场强度(A/m)； \mathbf{J}_m 和 \mathbf{J}_s 分别为磁性源和电流源； μ_0 为介质磁导率， $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ H/m； σ 为介质电导率(S/m)；

ω 为角频率(rad/s)。将式(1)中的电磁场分解为横电(TE)和横磁(TM)两种模式：

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_e + \mathbf{E}_m, \quad \mathbf{H} = \mathbf{H}_e + \mathbf{H}_m \quad (2)$$

式中： $\mathbf{E}_e = (E_x^e, E_y^e, E_z^e)$ 为横电模式下的电场强度， $\mathbf{E}_m = (E_x^m, E_y^m, E_z^m)$ 为横磁模式下的电场强度； $\mathbf{H}_e = (H_x^e, H_y^e, H_z^e)$ 为横电模式下的磁场强度， $\mathbf{H}_m = (H_x^m, H_y^m, H_z^m)$ 为横磁模式下的磁场强度； x, y, z 为直角坐标下的 3 个方向。

假设矢量位函数 \mathbf{A} 和 \mathbf{F} 满足如下方程^[16]：

$$\mathbf{E}_m = -\nabla \times \mathbf{F}, \quad \mathbf{H}_e = \nabla \times \mathbf{A} \quad (3)$$

则位函数满足如下 Helmholtz 方程：

$$\nabla^2 \mathbf{F} + k^2 \mathbf{F} = -\mathbf{J}_m, \quad \nabla^2 \mathbf{A} + k^2 \mathbf{A} = -\mathbf{J}_s \quad (4)$$

式中： $k^2 = i\omega\mu_0\sigma$ 。假设矢量位函数只有一个垂向分量，即有 $\mathbf{A} = (0, 0, A_z)$ 和 $\mathbf{F} = (0, 0, F_z)$ ，结合式(1)~(3)可以得到 TM 模式下电磁场表达式：

$$E_x^m = \frac{1}{\sigma} \frac{\partial^2 A_z}{\partial x \partial z}, \quad E_y^m = \frac{1}{\sigma} \frac{\partial^2 A_z}{\partial y \partial z}, \quad E_z^m = \frac{1}{\sigma} \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2 \right) A_z \quad (5)$$

$$H_x^m = \frac{\partial A_z}{\partial y}, \quad H_y^m = -\frac{\partial A_z}{\partial x}, \quad H_z^m = 0 \quad (6)$$

TE 模式下的电磁场表达式如下：

$$E_x^e = -\frac{\partial F_z}{\partial y}, \quad E_y^e = \frac{\partial F_z}{\partial x}, \quad E_z^e = 0 \quad (7)$$

$$\begin{cases} H_x^e = -\frac{1}{i\omega\mu_0} \frac{\partial^2 F_z}{\partial x \partial z} \\ H_y^e = -\frac{1}{i\omega\mu_0} \frac{\partial^2 F_z}{\partial y \partial z} \\ H_z^e = -\frac{1}{i\omega\mu_0} \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2 \right) F_z \end{cases} \quad (8)$$

利用直角坐标系下二维傅立叶变换求解式(4)可得：

$$A(x, y, z) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} [A_0 e^{-u_j |z-z_j|} + a_i e^{u_i(z-z_{i+1})} + b_i e^{-u_i(z-z_i)}] e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y \quad (9)$$

$$F(x, y, z) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} [F_0 e^{-u_j |z-z_j|} + c_i e^{u_i(z-z_{i+1})} +$$

$$d_i e^{-u_i(z-z_i)}] e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y \quad (10)$$

其中: i 和 j 分别为接收点和电偶极子所在层编号, k_x 和 k_y 分别为 x 和 y 方向的波数, z_s 为源所在的深度; z_i 和 z_{i+1} 分别为第 i 层介质的上、下界面(见图 1); $u_i = \sqrt{k_x^2 + k_y^2 + k_z^2}$, $k_i^2 = i\omega\mu_0\sigma_i$, σ_i 为第 i 层介质的电导率。 $A(x, y, z)$ 、 $F(x, y, z)$ 分别为接收点处 (x, y, z) 的矢量位函数, A_0 、 F_0 、 a_i 、 b_i 、 c_i 、 d_i 为待求系数。根据二维波数域与空间域的变换关系^[17]:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} G(k_x^2 + k_y^2) e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y = 2\pi \int_0^{\infty} G(\lambda) \lambda J_0(\lambda r) d\lambda \quad (11)$$

式中: $\lambda^2 = k_x^2 + k_y^2$, J_0 为 0 阶第一类贝塞尔函数, $r = \sqrt{(x-x_s)^2 + (y-y_s)^2}$, 其中 (x_s, y_s) 为电偶极源的水平位置, (x, y) 为接收点的水平位置。

由式(11)和式(9)及(10), 得到相应空间域的位函数表达式为

$$A(x, y, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} [A_0 e^{-u_j|z-z_s|} + a_i e^{u_i(z-z_{i+1})} + b_i e^{-u_i(z-z_i)}] \lambda J_0(\lambda r) d\lambda \quad (12)$$

$$F(x, y, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} [F_0 e^{-u_j|z-z_s|} + c_i e^{u_i(z-z_{i+1})} + d_i e^{-u_i(z-z_i)}] \lambda J_0(\lambda r) d\lambda \quad (13)$$

2.2 任意电偶源激励下的电磁场

设水平电偶极子位于 x 轴上, 其所对应的波数域中位函数表达式^[16]与式(12)和(13)一致, 且有

$$A_0 = \begin{cases} -\frac{Il}{2} \frac{ik_x}{k_x^2 + k_y^2}, & z > z_s \\ \frac{Il}{2} \frac{ik_x}{k_x^2 + k_y^2}, & z < z_s \end{cases} \quad (14)$$

$$F_0 = \frac{i\omega\mu_0 Il}{2u_0} \frac{ik_y}{k_x^2 + k_y^2} \quad (15)$$

其中: Il 为偶极矩。若水平电偶极子位于 y 轴上, 其位函数有类似形式。

根据式(5)、(8)~(13)可知, 若要得到水平电偶极子激励产生的电磁场表达式, 只要求出各层中层系数 a_i 、 b_i 、 c_i 、 d_i 的表达式。采用如下的递推公式求取各层中层系数^[9, 16]:

$$\left\{ \begin{aligned} a_i &= A_0 \xi_i, \quad b_i = A_0 \eta_i; \\ \xi_j &= (-e^{-u_j|z_{j+1}-z_s|} + R_j^- e^{-u_j|z_j-z_s|}) \frac{R_j^+ e^{u_j h_j}}{1 - R_j^- R_j^+} \quad (i=j), \\ \eta_j &= (-R_j^+ e^{-u_j|z_{j+1}-z_s|} + e^{-u_j|z_j-z_s|}) \frac{R_j^- e^{u_j h_j}}{1 - R_j^- R_j^+} \quad (i=j); \\ \xi_{i-1} &= \frac{\xi_i (e^{-u_i h_i} + R_i^-)}{1 + R_{i-1}^- e^{-u_{i-1} h_{i-1}}} = \frac{\xi_i e^{-u_i h_i} + \eta_i}{1 + R_{i-1}^- e^{-u_{i-1} h_{i-1}}}, \\ \eta_{i-1} &= \xi_{i-1} R_{i-1}^- \quad (i=j, \dots, 2); \\ \eta_{i+1} &= \frac{\eta_i (R_i^+ + e^{-u_i h_i})}{1 + R_{i+1}^+ e^{-u_{i+1} h_{i+1}}} = \frac{\xi_i + \eta_i e^{-u_i h_i}}{1 + R_{i+1}^+ e^{-u_{i+1} h_{i+1}}}, \\ \xi_{i+1} &= \eta_{i+1} R_{i+1}^+ \quad (i=j, \dots, N-1) \\ R_i^+ &= \frac{(r_i^+ + R_{i+1}^+ e^{-u_{i+1} h_{i+1}}) e^{-u_i h_i}}{1 + r_i^+ R_{i+1}^+ e^{-u_{i+1} h_{i+1}}}, \\ r_i^+ &= \frac{u_i \sigma_{i+1} - u_{i+1} \sigma_i}{u_i \sigma_{i+1} + u_{i+1} \sigma_i}, \quad (i=j+1, \dots, N-1) \\ R_i^- &= \frac{(r_i^- + R_{i-1}^- e^{-u_{i-1} h_{i-1}}) e^{-u_i h_i}}{1 + r_i^- R_{i-1}^- e^{-u_{i-1} h_{i-1}}}, \\ r_i^- &= \frac{u_i \sigma_{i-1} - u_{i-1} \sigma_i}{u_i \sigma_{i-1} + u_{i-1} \sigma_i}, \quad (i=1, \dots, j-1) \end{aligned} \right. \quad (16)$$

$$\left\{ \begin{aligned} c_i &= F_0 \alpha_i, \quad d_i = F_0 \beta_i; \\ \alpha_j &= (e^{-u_j|z_{j+1}-z_s|} + S_j^- e^{-u_j|z_j-z_s|}) \frac{S_j^+ e^{u_j h_j}}{1 - S_j^- S_j^+} \quad (i=j), \\ \beta_j &= (S_j^+ e^{-u_j|z_{j+1}-z_s|} + e^{-u_j|z_j-z_s|}) \frac{S_j^- e^{u_j h_j}}{1 - S_j^- S_j^+} \quad (i=j); \\ \alpha_{i-1} &= \frac{\alpha_i (e^{-u_i h_i} + S_i^-)}{1 + S_{i-1}^- e^{-u_{i-1} h_{i-1}}} = \frac{\alpha_i e^{-u_i h_i} + \beta_i}{1 + S_{i-1}^- e^{-u_{i-1} h_{i-1}}}, \\ \beta_{i-1} &= \alpha_{i-1} R_{i-1}^- \quad (i=j, \dots, 2); \\ \beta_{i+1} &= \frac{\beta_i (S_i^+ + e^{-u_i h_i})}{1 + S_{i+1}^+ e^{-u_{i+1} h_{i+1}}} = \frac{\alpha_i + \beta_i e^{-u_i h_i}}{1 + S_{i+1}^+ e^{-u_{i+1} h_{i+1}}}, \\ \alpha_{i+1} &= \beta_{i+1} R_{i+1}^+ \quad (i=j, \dots, N-1) \\ S_i^+ &= \frac{(s_i^+ + S_{i+1}^+ e^{-u_{i+1} h_{i+1}}) e^{-u_i h_i}}{1 + s_i^+ S_{i+1}^+ e^{-u_{i+1} h_{i+1}}}, \\ s_i^+ &= \frac{u_i - u_{i+1}}{u_i + u_{i+1}}, \quad (i=j+1, \dots, N-1) \\ S_i^- &= \frac{(s_i^- + S_{i-1}^- e^{-u_{i-1} h_{i-1}}) e^{-u_i h_i}}{1 + s_i^- S_{i-1}^- e^{-u_{i-1} h_{i-1}}}, \\ s_i^- &= \frac{u_i - u_{i-1}}{u_i + u_{i-1}}, \quad (i=1, \dots, j-1) \end{aligned} \right. \quad (17)$$

设垂直电偶极子位于 z 轴上时, 将式(12)和(13)垂

直电偶极子在全空间的表达式^[16]进行比较, 得:

$$A_0 = \begin{cases} \frac{Il}{2u_0}, & i = j \\ 0, & i \neq j \end{cases} \quad (18)$$

$$F(x, y, z) = 0 \quad (19)$$

此时各层系数 a_i 、 b_i 的表达式跟式(16)式一致, c_i 和 d_i 等于 0。

2 高斯-牛顿反演

2.1 基本原理

在此, 采用高斯-牛顿法对一维海洋可控源电磁数据进行反演。在正则化反演中采用如下的目标函数^[18-19]:

$$\phi(\mathbf{m}) = \|\mathbf{W}_d(\mathbf{d} - F(\mathbf{m}))\|^2 + \lambda \|\mathbf{W}_m(\mathbf{m} - \mathbf{m}_0)\|^2 \quad (20)$$

式中: \mathbf{d} 为观测数据; $F(\mathbf{m})$ 为正演响应; \mathbf{W}_d 为数据加权矩阵, 可取其为与数据标准差相关的对角矩阵^[9]; \mathbf{m} 为模型参数; \mathbf{m}_0 为包含先验信息的参考模型; \mathbf{W}_m 为模型加权矩阵, 可取其为简单的一阶差分算子^[20]; λ 为正则化因子。

在高斯-牛顿反演中, 采用如下迭代格式:

$$\mathbf{m}_{i+1} = \mathbf{m}_i - \alpha_i \mathbf{H}_i \mathbf{g}_i \quad (21)$$

式中: \mathbf{H}_i 为海森矩阵; \mathbf{g}_i 为目标函数的梯度; α_i 为步长因子, 高斯-顿反演中取其值为 1.0; i 为迭代次数。为求取步长, 需要将非线性的正演响应函数 $F(\mathbf{m})$ 线性化, 即

$$F(\mathbf{m}_{i+1}) \approx F(\mathbf{m}_i) + \mathbf{J}_i(\mathbf{m}_{i+1} - \mathbf{m}_i) \quad (22)$$

式中: $\mathbf{J}_i = \mathbf{J}(\mathbf{m}_i)$ 为雅可比矩阵。

相应的目标函数梯度 \mathbf{g}_i 与海森矩阵 \mathbf{H}_i 可简化为

$$\mathbf{g}_i = \frac{\partial \phi(\mathbf{m})}{\partial \mathbf{m}} = -2\mathbf{J}_i^T \mathbf{W}_d^T \mathbf{W}_d (\mathbf{d} - F(\mathbf{m}_i)) + 2\lambda \mathbf{W}_m^T \mathbf{W}_m (\mathbf{m}_i - \mathbf{m}_0) \quad (23)$$

$$\mathbf{H}_i = \frac{\partial^2 \phi(\mathbf{m})}{\partial \mathbf{m}^2} = 2\mathbf{J}_i^T \mathbf{W}_d^T \mathbf{W}_d \mathbf{J}_i + 2\lambda \mathbf{W}_m^T \mathbf{W}_m \quad (24)$$

2.2 正则化因子 λ 的选取

在此, 直接对电场 \mathbf{E} 和磁场 \mathbf{H} 分量进行反演, 由于 \mathbf{E} 、 \mathbf{H} 分量与模型参数 \mathbf{m} (常取电阻率的对数) 相差数十个数量级, 这使得反演变得极为不稳定, 因此正则化因子 λ 的选取变得极为重要。在此, 采用

NEWMAN 等^[21]提出的 λ 选取方法:

$$\lambda = \max_{1 \leq m \leq N} \left| \sum_{j=1}^N a_{mj} \right| / 2^{i-1} \quad (25)$$

式中: a_{mj} 为矩阵 $[(\mathbf{W}_d \mathbf{J})^T (\mathbf{W}_d \mathbf{J})]$ 中的元素; i 为迭代次数; N 为反演数据的个数。

3 反演结果分析

3.1 五层地电模型

采用 CONSTABLE 等^[22]提出的典型一维典型海底高阻模型对反演算法进行数值实验, 其中模型示意图如图 2 所示。空气层电阻率设为一个较大的值, 这里取其电阻率为 $10^{12} \Omega \cdot \text{m}$, 海水层厚度为 1 km, 电阻率为 $0.3 \Omega \cdot \text{m}$, 海底岩层电阻率为 $1.0 \Omega \cdot \text{m}$, 在海底下方 1 km 处有一个厚度为 100 m 的高阻油气储层, 电阻率为 $100 \Omega \cdot \text{m}$ 。在离海底上方 50 m 的测线方向上均匀布设 41 个水平电偶极源(0~20 km), 每个水平源平行于测线方向, 发射源频率为 0.25 Hz 和 1.0 Hz, 一个接收点位于 $y=0$ 处, 采用电磁场分量的实部和虚部进行反演, 添加 1% 的随机误差。

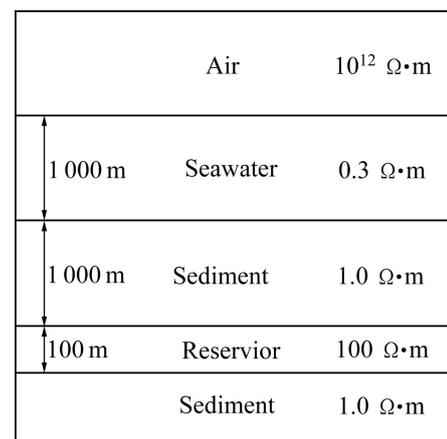


图 2 典型海洋一维高阻模型示意图

Fig. 2 Schematic diagram of 1D canonical model

反演开始时采用海底为均匀半空间的初始模型。图 3 所示为 5 层模型高斯-牛顿反演结果。由于感兴趣的是海底下方的异常介质, 因此, 图 3 所示为去掉空气和海水层之后的结果, 后面的模型图均如此。由图 3 可以看出, 高阻层的位置和电阻率范围在反演结果中得到较好的反映。图 4 所示为反演过程中迭代次数与数据拟合差 RMS 之间的关系。数据拟合误差计

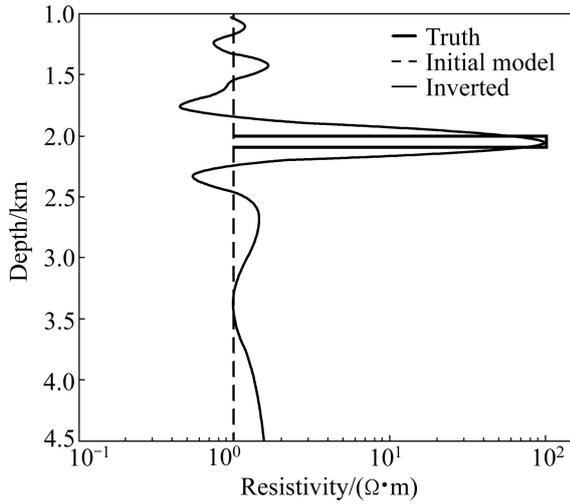


图 3 5 层(去掉空气海水)模型高斯-牛顿反演结果
Fig. 3 Synthetic Gauss-Newton inversion results of five-layer model

算式为

$$E_{RMS} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N [(d_i^{obs} - d_i^{fwd}) / d_i^{obs}]^2}{N}} \quad (26)$$

式中: E_{RMS} 为数据拟合误差; N 为反演数据个数; d_i^{obs} 为反演数据; d_i^{fwd} 为反演模型经过正演计算得到的数据。

由图 4 可知,高斯-牛顿反演经过 20 次即可收敛,反演前期收敛较快,经过 6 次迭代 RMS 即可下降至 2.0 左右,但在反演后期, RMS 存在稍微的震荡现象,但最终能收敛到 1.0 附近。

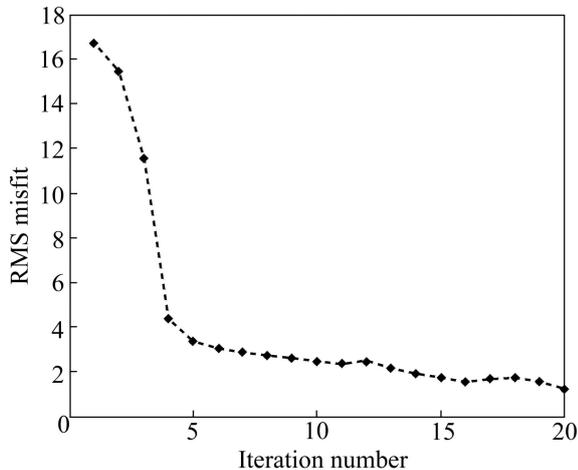


图 4 5 层模型高斯-牛顿反演的数据拟合差 RMS 曲线
Fig. 4 RMS misfit curve Gauss-Newton inversion of five-layer model

3.2 八层地电模型

将一维典型海底高阻模型扩展为 8 层,其中,从海底下方 500 m 起分布有一厚度 50 m 的薄层(电阻率为 $10 \Omega \cdot m$),从海底下方 1 km 起分布有一厚度 100 m 的薄层(电阻率为 $100 \Omega \cdot m$),从 4 km 深度起为电阻率 $10 \Omega \cdot m$ 的半空间。观测系统不变,发射源频率为 0.1 Hz、0.25 Hz 和 1.0 Hz。图 5 所示为高斯-牛顿反演结果,图 6 所示为数据拟合误差曲线图。由图 5 和 6 可以看出,经过 24 次迭代, RMS 可以收敛到 1.0 附近。反演结果对 3 个高阻层均有反映,总体看来,反演结果可以较好地恢复地层电阻率的分布。

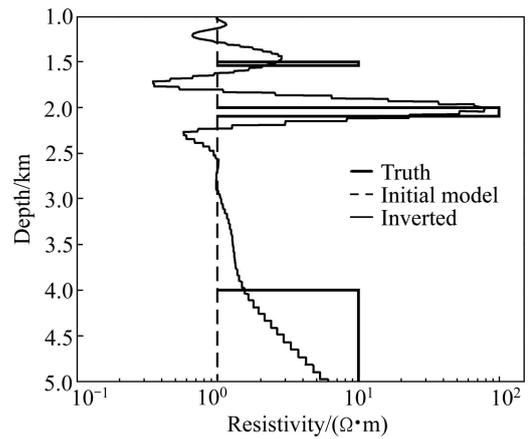


图 5 8 层模型高斯-牛顿反演结果
Fig. 5 Synthetic Gauss-Newton inversion results of eight-layer model

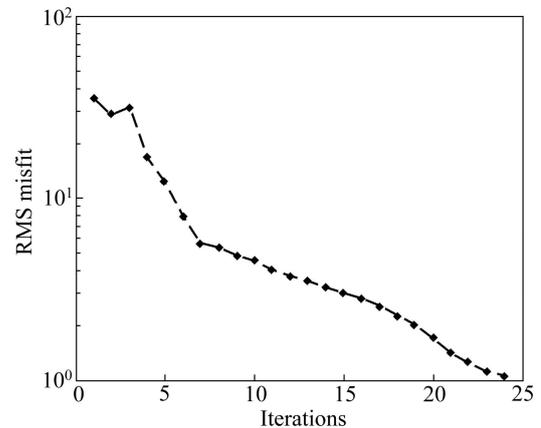


图 6 8 层模型高斯-牛顿反演的数据拟合差 RMS 曲线
Fig. 6 RMS misfit curve of Gauss-Newton inversion of eight-layer model

4 结论

1) 提出了基于汉克尔积分变换的海洋电磁一维正演模拟算法,在正演算法基础上求得解析的灵敏度

矩阵, 实现了一维海洋电磁数据的高斯-牛顿反演。

2) 对电场 E 和磁场 H 分量的实部和虚部进行反演, 利用雅可比矩阵确定正则化因子能自动平衡数据拟合与模型约束, 使得反演更为稳定。

3) 采用高斯-牛顿法对单一高阻薄层进行反演, 能较好地恢复地下电阻率的分布, 在反演初期收敛很快, 在反演后期收敛放缓并出现震荡收敛现象。对于多个薄阻层反演结果基本与理论模型吻合, 但对于比较薄的高阻层及深部高阻层反映不够灵敏。

REFERENCES

- [1] CONSTABLE S. Ten years of marine CSEM for hydrocarbon exploration [J]. *Geophysics*, 2012, 75(5): 75A67-75A81.
- [2] 何继善, 鲍力知. 海洋电磁法研究的现状和进展[J]. *地球物理学进展*, 1999, 14(1): 7-39.
HE Ji-shan, BAO Li-zhi. The situation and progress of marine electromagnetic method research [J]. *Progress in Geophysics*, 1999, 14(1): 7-39.
- [3] 何继善. 电法勘探的发展和展望[J]. *地球物理学报*, 1997, 40: 308-316.
HE Ji-shan. Development and prospect of electrical prospecting method [J]. *Chinese Journal Geophysics*, 1997, 40: 308-316.
- [4] 何展翔, 孙卫斌, 孔繁恕, 王晓帆. 海洋电磁法[J]. *石油地球物理勘探*, 2006, 41(4): 451-457.
HE Zhan-xiang, SUN Wei-bin, KONG Fan-shu, WANG Xiao-fan. Marine electromagnetic method [J]. *Oil Geophysical Prospecting*, 2006, 41(4): 451-457.
- [5] CONSTABLE S, SRNKA L J. An introduction to marine controlled-source electromagnetic methods for hydrocarbon exploration [J]. *Geophysics*, 2007, 72(2): WA3-WA12.
- [6] LI Y, KEY K. 2D marine controlled-source electromagnetic modeling: Part 1—An adaptive finite-element algorithm [J]. *Geophysics*, 2007, 72(2): WA51-WA62.
- [7] ABUBAKAR A, HABASHY T M, DRUSKIN V L, et al. 2.5 D forward and inverse modeling for interpreting low-frequency electromagnetic measurements [J]. *Geophysics*, 2008, 73(4): F165-F177.
- [8] COMMER M, NEWMAN G A. New advances in three-dimensional controlled-source electromagnetic inversion [J]. *Geophysical Journal International*, 2008, 172(2): 513-535.
- [9] KEY K. 1D inversion of multicomponent, multifrequency marine CSEM data: Methodology and synthetic studies for resolving thin resistive layers [J]. *Geophysics*, 2009, 74(2): F9-F20.
- [10] 何继善, 鲍力知. 海底无限长水平线电流源电磁场[J]. *中南工业大学学报*, 2001, 32(6): 551-554.
HE Ji-shan, BAO Li-zhi. Electromagnetic field by infinite horizontal linear electric current on sea floor [J]. *Journal of Central South University Technology*, 2001, 32(6): 551-554.
- [11] 汤井田, 罗维斌, 刘长生. 海底油气藏地质模型的冲激响应[J]. *地球物理学报*, 2008, 51(6): 1929-1935.
TANG Jing-tian, LUO Wei-bin, LIU Chang-sheng. Impulse response of seafloor hydrocarbon reservoir model [J]. *Chinese Journal Geophysics*, 2008, 51(6): 1929-1935.
- [12] 贾定宇, 翁爱华, 刘云鹤, 殷长春. 海洋环境中水平电偶极子电磁场特征分析[J]. *地球物理学进展*, 2013, 28(1): 0507-0514.
JIA Ding-yu, WENG Ai-hua, LIU Yun-he, YIN Chang-chun. Propagation of electromagnetic fields from a horizontal electrical dipole buried in ocean [J]. *Progress in Geophysics*, 2013, 28(1): 0507-0514.
- [13] 何展翔, 余刚. 海洋电磁勘探技术及新进展[J]. *勘探地球物理进展*, 2008, 31(2): 2-10.
HE Zhan-xiang, YU Gang. Marine EM survey technology and its new advances [J]. *Progress in Exploration Geophysics*, 2008, 31(2): 2-10.
- [14] 孙卫斌, 何展翔. 海洋可控源电磁勘探技术与装备[J]. *物探装备*, 2010, 20(1): 51-56.
SUN Wei-bin, HE Zhan-xiang. Marine controlled-source electromagnetic exploration techniques and instruments [J]. *Equipment for Geophysical Prospecting*, 2010, 20(1): 51-56.
- [15] ANDERSON W L. Fast Hankel transforms using related and lagged convolutions [J]. *ACM Transactions on Mathematical Software (TOMS)*, 1982, 8(4): 344-368.
- [16] WARD S H, HOHMANN G W. Electromagnetic theory for geophysical applications [J]. *Electromagnetic Methods in Applied Geophysics*, 1988, 1: 131-311.
- [17] WANNAMAKER P E, HOHMANN G W, SANFILIPPO W A. Electromagnetic modeling of three-dimensional bodies in layered earths using integral equations [J]. *Geophysics*, 1984, 49(1): 60-74.
- [18] TIKHONOV A N, ARSENIN V Y. Solution of ill-posed problems [M]. New York: Wiley, 1977.
- [19] RODI W, MACKIE R L. Nonlinear conjugate gradients algorithm for 2-D magnetotelluric inversion [J]. *Geophysics*, 2001, 66(1): 174-187.
- [20] YI M J, KIM J H, CHUNG S H. Enhancing the resolving power of least-squares inversion with active constraint balancing [J]. *Geophysics*, 2003, 68(3): 931-941.
- [21] NEWMAN G A, ALUMBAUGH D L. Three-dimensional massively parallel electromagnetic inversion (I): Theory [J]. *Geophysical journal international*, 1997, 128(2): 345-354.
- [22] CONSTABLE S, WEISS C J. Mapping thin resistors and hydrocarbons with marine EM methods: Insights from 1D modeling [J]. *Geophysics*, 2006, 71(2): G43-G51.

(编辑 龙怀中)