

大地电磁二维层状模型参数化反演*

杨长福 林长佑

(国家地震局兰州地震研究所)

摘要 本文针对目前二维反演存在求解参数过多和求其偏导数困难的两个问题,在近年来关于连续介质二维大地电磁测深资料快速反演的理论基础上,对二维层状模型反演的目标函数,进行线性近似,采用加权法来近似计算二维模型参数的偏导数,从而实现比较快速的二维层状模型的参数化反演。

理论模型的反演试验表明,反演迭代可以较快地以足够的精度拟合视电阻率和相位资料,并收敛接近理论模型。

关键词: 大地电磁 二维层状模型 参数化反演 目标函数 二维模型 参数的偏导数

1 引言

在大地电磁测深法中,反演是由地表观测到的大地电磁场构成其电磁响应函数求取地电断面。一维反演方法简单易行,已日趋完善,但对复杂的地电断面来说,当地下电性横向变化明显时,若把介质局部地视为水平层状介质,用一维层状模型对各大地电磁测点的资料进行一维反演,会造成很大的误差,甚至会产生错误。如果地下构造沿走向方向电性变化较小,那么沿横跨走向的测线所采集的各测点的资料,可用二维构造来模拟,此时使用二维反演方法解释这些资料,会得到更好的结果,因此二维反演方法的研究是大地电磁测深解释的重要课题。二维反演所必须进行的二维正演问题已较好地解决。然而,二维反演在方法上还是处于探索阶段,目前国内外许多工作者作了大量的工作,主要有两种方法,一是选择法,即将二维正演结果与实测结果对比,然后修改二维模型使正演结果与实测结果最佳拟合,这种方法不是自动实现的,不易准确,且耗时也较长。另一类是将问题线性化后用迭代的方法求解,这要求取二维模型的大地电磁响应函数对模型参数的偏导数,由于二维模型离散化后的参数很多,求偏导数的工作十分耗时,而且每次迭代的解需要大量的计算机内存,这使反演实际受到限制,难以进入实用阶段。

本文针对目前二维反演存在的问题,试图将二维反演转化为一维反演来处理,就能克服二维反演耗时过长的困难,使得二维能方便地在一般微机上实现,进入实用阶段。这项工作对大地电磁测深法进行石油勘探,研究深部构造,进行热田勘探等都能提供有意义的反演技术,对提高勘探效果也有意义,对有关生产单位进行推广具有很大的经济价值。

* 本文为杨长福 1993 年硕士学位论文。

2 二维连续介质的快速反演法

在二维情况下,设坐标系的 x 轴平行于介质走向, y 轴垂直于走向, z 轴向下。由于

$\frac{\partial \vec{E}}{\partial x} = \frac{\partial \vec{H}}{\partial x} = 0$, 由麦克斯韦方程组可得 E_{\parallel} 极化和 H_{\parallel} 极化两组方程, 对 E_{\parallel} 极化有:

$$\frac{1}{E_x} \frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} + \left[\frac{1}{E_x} \frac{\partial^2 E_x}{\partial y^2} \right] = -i\omega\mu_0\sigma \quad (1)$$

对 H_{\parallel} 极化有:

$$\frac{1}{\sigma H_x} \frac{\partial^2 H_x}{\partial z^2} + \left[\frac{1}{\sigma H_x} \frac{\partial^2 H_x}{\partial y^2} \right] = -i\omega\mu_0 \quad (2)$$

若没有中括号里那一项, 将成为一维情况下的电磁场方程, 引进响应函数:

$$V = \frac{1}{E_x} \frac{\partial E_x}{\partial z} = i\omega\mu_0 \frac{H_y}{E_x} = i\omega\mu_0 / Z_{xy}$$

$$U = \frac{1}{\sigma H_x} \frac{\partial H_x}{\partial z} = \frac{E_y}{H_x} = Z_{yx}$$

则观测数据可由 V 和 U 决定, 可以看出 V 和 U 紧密相关, 因此有:

$$\frac{1}{E_x} \frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} = \frac{\partial V}{\partial z} + V^2$$

$$\frac{1}{\sigma H_x} \frac{\partial^2 H_x}{\partial z^2} = \frac{\partial U}{\partial z} + \sigma U^2$$

这样(1)和(2)分别变为:

$$\frac{\partial V}{\partial z} + V^2 + \left[\frac{1}{E_x} \frac{\partial^2 E_x}{\partial y^2} \right] + i\omega\mu_0\sigma = 0 \quad (3)$$

$$\frac{\partial U}{\partial z} + \sigma U^2 + \left[\frac{1}{\sigma H_x} \frac{\partial^2 H_x}{\partial y^2} \right] + i\sigma\mu_0 = 0 \quad (4)$$

注意: 电磁场的横向变化率仅限在中括号里的那一项, 假设当 $\sigma = \sigma_0$ 时, V_0 和 $E_{x,0}$ 满足(3), U_0 和 $H_{x,0}$ 满足(4), 令:

$\sigma = \sigma_0 + \delta\sigma$, $V = V_0 + \delta V$, $U = U_0 + \delta U$, 由于趋肤效应, 纵向偏导数一般大于横向偏导

数, 将中括号里的项用 σ 改变前的 $\frac{1}{E_{x,0}} \frac{\partial^2 E_{x,0}}{\partial y^2}$ 和 $\frac{1}{\sigma_0 H_{x,0}} \frac{\partial^2 H_{x,0}}{\partial y^2}$ 分别近似代替, 则方程变为只对 Z 微分的 Riccati 方程:^[1]

$$\frac{\partial V}{\partial z} + V^2 + i\omega\mu_0\sigma + \frac{1}{E_{x,0}} \frac{\partial^2 E_{x,0}}{\partial y^2} = 0 \quad (5)$$

$$\frac{\partial U}{\partial z} + \sigma U^2 + i\omega\mu_0 + \frac{1}{\sigma_0 H_{x,0}} \frac{\partial^2 H_{x,0}}{\partial y^2} = 0 \quad (6)$$

将 $\sigma = \sigma_0 + \delta\sigma$, $V = V_0 + \delta V$, $U = U_0 + \delta U$ 代入并减去对应 V_0 和 U_0 满足的方程, 再利用一维介质情况下相同的方法, 忽略 δV 、 δU 的二次项, 就得到对 δV 、 δU 的一阶线性微分方程:

$$\frac{\partial \delta V}{\partial z} + 2V_0\delta V + i\omega\mu_0\delta\sigma = 0 \quad (7)$$

$$\frac{\partial \delta U}{\partial z} + 2U_0\sigma\delta U + U_0^2\delta\sigma = 0 \quad (8)$$

和一维情况相似, 不难解出上述方程:

$$\delta V(y_j, 0) = \frac{i\omega\mu_0}{E_{x,0}^2(y_j, z)} \int_0^\infty E_{x,0}^2(y_j, z) \delta\sigma(y_j, z) dz \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \delta U(y_j, 0) &= \int_0^\infty \left[\frac{U_0(y_j, z) H_{x,0}(y_j, z) dz}{H_{x,0}(y_j, 0)} \right]^2 \delta\sigma(y_j, z) dz \\ &= \frac{1}{H_{x,0}^2(y_j, z)} \int_0^\infty \left[\frac{1}{\sigma(y_j, z)} \frac{\partial H_{x,0}(y_j, z)}{\partial z} \right]^2 \delta\sigma(y_j, z) dz \end{aligned} \quad (10)$$

和一维情况一样, 因为地球导电性可以有 $10^5 \sim 10^6$ 级次的变化, 故取模型函数:

$$m(y_j, z) = -Ln\sigma(y_j, z)$$

由此得:

$$\delta m(y_j, z) = \frac{\delta\sigma(y_j, z)}{\sigma_0(y_j, z)}$$

令

$$G_j(y_j, z) = -i\omega\mu_0 \left[\frac{E_{x,0}(y_j, z)}{E_{x,0}(y_j, 0)} \right]^2 \sigma_0(y_j, z)$$

和

$$H_j(y_j, z) = - \left[\frac{1}{\sigma_0(y_j, z) H_{x,0}(y_j, 0)} \frac{\partial H_{x,0}(y_j, z)}{\partial z} \right]^2 \sigma_0(y_j, z)$$

则方程(9)和(10)对每个测点 y_j 和每个观测频率 ω 具有如下形式:

$$\delta V_j(y_j, z) = \int_0^\infty G_j(y_j, z) \delta m(y_j, z) dz$$

$$\delta V_j(y_j, 0) = \int_0^\infty H_j(y_j, z) \delta m(y_j, z) dz$$

这样就得到了在形式上和一维连续介质情况下相同^[2]的 $\delta V_j(y_j, 0)$ 或 $\delta U_j(y_j, 0)$ 与函数 $\delta m(y_j, z)$ 之间的线性泛函关系. 核函数 $G_j(y_j, z)$ 或 $H_j(y_j, z)$ 是 Frechet 导数.

由上可见, 在二维情况下, 也可利用一维介质情况下相同的连续模型的反演方法, 分别对每个大地电磁测点的 MT 曲线进行反演, 求得每个测点之下的导电性随深度分布的修改函数 $\delta m(y_j, z)$. 基于这一点, 对整个二维断面进行修改, 以获得新的二维断面. 这里不同的是, $\delta V(y_j, 0)$ 或 $\delta U(y_j, 0)$ 是对二维初始断面所计算的响应函数 V 或 U 与它们的实际观测值之间的差值, $G(y_j, z)$ 、 $H(y_j, z)$ 是二维断面情况下, 通过近似所得到的 TE 极化波或 TM 极化波情况下的 Frechet 导数, 由此, 象在一维情况下一样, 反演可以自动地迭代进行, 直至每点的差值 $\delta V(y_j, 0)$ 、 $\delta U(y_j, 0)$ 足够小为止, 导出这种方法的关键是, 在每次迭代反演中分别用修正前的二维断面所计算的 $\frac{1}{E_{x,0}} \frac{\partial^2 E_{x,0}}{\partial y^2}$ 或 $\frac{1}{E_{x,0}\sigma_0 H_{x,0}} \frac{\partial^2 E_{x,0}}{\partial y^2}$ 来近似麦克斯韦方程中的项 $\frac{1}{E_x} \frac{\partial^2 E_x}{\partial y^2}$ 或 $\frac{1}{H_x} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{\sigma} \frac{\partial H_x}{\partial y} \right)$ 项, 由这种方法近似而引起的误差, 会随着迭代收敛或接近真实二维断面而趋于零^[3]. 这种方法易于实际进行和避免求解过多的参数.

由于层状模型是连续模型的特殊情况, 所以本文试图将上述二维连续模型的反演方法推论到二维层状模型, 将二维模型各测点看作一维层状模型, 逐点反演, 然后将各测点的反演结果, 对二维模型进行修改, 形成新的二维模型, 再重复上述过程, 直到获得满意的结果为止.

3 二维层状模型参数化反演的可能性

针对二维反演存在求解参数过多和求偏导数困难的两个问题,并仿照上一节中将二维连续模型的反演转化为一维连续模型的反演思路,这里试图从另一角度来说明实现二维层状模型反演的可能性。

仍假设坐标系 x 轴沿构造走向, y 轴垂直于走向, z 轴向下,在垂直于走向的方向上即 y 轴布有 n 个测点,每个测点下均视为层状模型,各测点的模型参数分别为:

$$\begin{aligned} \vec{\lambda}_1 &= (\lambda_{11}, \lambda_{12}, \dots, \lambda_{1M_1}) \\ &\dots \dots \dots \dots \dots \\ \vec{\lambda}_j &= (\lambda_{j1}, \lambda_{j2}, \dots, \lambda_{jM_j}) \\ &\dots \dots \dots \dots \dots \\ \vec{\lambda}_n &= (\lambda_{n1}, \lambda_{n2}, \dots, \lambda_{nM_n}) \end{aligned}$$

其中 j 表示测点序号, M_1, M_2, \dots, M_n 分别表示第一到第 n 个测点下的各模型参数总数,则整个断面的模型参数向量可表示成:

$$\vec{\lambda} = (\vec{\lambda}_1^T, \vec{\lambda}_2^T, \dots, \vec{\lambda}_n^T)^T \tag{11}$$

设在测点 i , 周期为 $T_j (j=1, 2, \dots, M)$ 的观测值为 $\rho_{oi,j}$, 若观测周期为 M 个, 则在测点 i 的总观测数据为 $\rho_{oi,j} (j=1, 2, \dots, M)$, 在整个断面上的观测值可写成向量:

$$\vec{\rho}_o = (\rho_{o1,1}, \dots, \rho_{o1,M}; \dots; \rho_{oi,1}, \dots, \rho_{oi,M}; \dots; \rho_{on,1}, \dots, \rho_{on,M})^T$$

在各测点 i , 各频点 j , 按二维正演算得理论响应函数 $\rho_{ei,j}(\lambda)$, 则整个断面上的理论值记为:

$$\vec{\rho}_e = [\rho_{e1,1}(\vec{\lambda}), \dots, \rho_{e1,M}(\vec{\lambda}); \dots; \rho_{ei,1}(\vec{\lambda}), \dots, \rho_{ei,M}(\vec{\lambda})]^T$$

对第 i 个测点取目标函数为各频点的观测值和理论值之差的平方和为目标函数, 则拟合第 i 点观测资料的问题就是使目标函数为极小(注意: 仅仅是拟合第 i 点的资料, 对其它各测点的资料是否拟合尚不可知。)即:

$$\sum_{j=1}^M [\rho_{oi,j} - \rho_{ei,j}(\vec{\lambda})]^2 = \text{极小} \tag{12}$$

这样对整个断面上所有测点, 就可得到 n 个目标函数, 将它们相加, 就得整个断面的目标函数, 即:

$$\sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^M [\rho_{oi,j} - \rho_{ei,j}(\vec{\lambda})]^2$$

因而二维反演的目的就是找出一组模型参数 $(\vec{\lambda} = \vec{\lambda}_1^T, \vec{\lambda}_2^T, \dots, \vec{\lambda}_n^T)^T$, 使整个断面的理论曲线和观测曲线拟合得最好, 即目标函数取极小:

$$\sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^M [\rho_{oi,j} - \rho_{ei,j}(\vec{\lambda})]^2 = \text{极小} \tag{13}$$

很显然, 对一个二维模型, 若能使每个测点都能满足(12), 即这个二维模型能拟合每一点的资料, 则这个模型一定能使(13)成立, 即是说, 若模型分别能同时拟合各测点的资料, 则该模型即是可取的模型, 但从数学上说, 若一模型满足(13), 则对各测点(12)未必成立, 即是说, 对整个断面的观测资料全局看来拟合较好, 但对具体某个测点可能拟合得不好, 到底有多大

的偏离,有待研究和证明。

根据以上所述,我们讨论方程(12),和处理一维问题一样,将它按台劳展式展开得:

$$\begin{aligned} \sum_{j=1}^M [\rho_{ai,j} - \rho_{ci,j}(\vec{\lambda})]^2 &= \sum_{j=1}^M \{ (\rho_{ai,j} - \rho_{ci,j}(\vec{\lambda}_0)) \\ &- [(\frac{\partial \rho_{ci,j}(\vec{\lambda}_0)}{\partial \lambda_{11}}) \Delta \lambda_{11} + \frac{\partial \rho_{ci,j}(\vec{\lambda}_0)}{\partial \lambda_{12}} \Delta \lambda_{12} + \dots + \frac{\partial \rho_{ci,j}(\vec{\lambda}_0)}{\partial \lambda_{1M_1}} \Delta \lambda_{1M_1} \\ &+ \dots + \frac{\partial \rho_{ci,j}(\vec{\lambda}_0)}{\partial \lambda_{iM_i}} \Delta \lambda_{iM_i} + \dots + \frac{\partial \rho_{ci,j}(\vec{\lambda}_0)}{\partial \lambda_{n1}} \Delta \lambda_{n1} \\ &+ \dots + \frac{\partial \rho_{ci,j}(\vec{\lambda}_0)}{\partial \lambda_{nM_n}} \Delta \lambda_{nM_n}] \}^2 = \text{极小} \end{aligned} \quad (14)$$

对于这个方程,未知数 $\Delta \lambda_i$ 的总个数为:

$$M_0 = M_1 + M_2 + \dots + M_n$$

利用极值条件,可得方程个数为 M ,显然 $M < M_0$,即方程个数小于未知参数个数,这就给解造成极大困难,若我们试图只确定其中第 i 个测点的 M_i 个参数,求解就变成类似于-维的问题了,下面将说明如何使问题简化。

对方程(14),因为要确定第 i 个测点下的层状模型参数,并假设简化后,这 M_i 个要确定的参数和简化前一样,在作这假设以后,第 i 个测点下的模型参数修改量保持不变。另外,将第 i 个测点左边和右边的各测点下模型修改引起理论值的变化分别记为 $\Delta \rho_{ci}$ 和 $\Delta \rho_{cr}$,则(14)就变为:

$$\begin{aligned} \sum_{j=1}^M \{ [\rho_{ai,j} - \rho_{ci,j}(\vec{\lambda})] - [\Delta \rho_{ci} + \Delta \rho_{cr}] \\ - [\frac{\partial \rho_{ci,j}(\vec{\lambda}_0)}{\partial \lambda_{11}} \Delta \lambda_{11} + \dots + \frac{\partial \rho_{ci,j}(\vec{\lambda}_0)}{\partial \lambda_{iM_i}} \Delta \lambda_{iM_i}] \}^2 = \text{极小} \end{aligned} \quad (15)$$

这样求解(14)的困难实际上就包括在 $\Delta \rho_{ci}$ 和 $\Delta \rho_{cr}$ 这两项里,对这两项进行适当的近似,则在形式上就和-维问题完全一致。

很显然如果只保留(15)中第三个中括号里的项即第 i 点下层参数修改引起的 i 点上的理论值变化量这一项。又假设在修改参数过程中,使得由修改后的模型得到的理论值是向实际观测值靠近的,这样,若初始模型理论值大于实际观测值,则模型修改后, $\Delta \rho_{ci}$ 和 $\Delta \rho_{cr}$ 取负号,否则取正号,其值可由该测点的相对拟合度 $[\rho_{ai,j} - \rho_{ci,j}(\vec{\lambda}_0)]/\rho_{ai,j}$ 来估算,令这估算值为 $\Delta \rho_c$ (包括符号),则(15)就变为:

$$\begin{aligned} \sum_{j=1}^M \{ [\rho_{ai,j} - \rho_{ci,j}(\vec{\lambda}_0) + \Delta \rho_c] - \\ [\frac{\partial \rho_{ci,j}(\vec{\lambda}_0)}{\partial \lambda_{11}} \Delta \lambda_{11} + \dots + \frac{\partial \rho_{ci,j}(\vec{\lambda}_0)}{\partial \lambda_{iM_i}} \Delta \lambda_{iM_i}] \}^2 \Delta \lambda_{iM_i} = \text{极小} \end{aligned} \quad (16)$$

这里和一维问题不同的是 $\rho_{ci,j}(\vec{\lambda}_0)$ 是二维正演值,这样就面临着求偏导数的麻烦问题。为此,需对求偏导数的问题做简化,本文试图将 $\rho_{ci,j}(\lambda)$ 对第 i 点下的参数的二维问题的偏导数看成是一维问题的偏导数的线性迭加。考虑到二维介质横向非均匀性对第 i 个测点上的理论值的影响,并且鉴于计算的麻烦,仅考虑第 i 点左右两个测点的一维偏导数(有兴趣者可考

考虑更多的测点)。这样就得：

$$\frac{\partial \rho_{a,j}(\vec{\lambda})}{\partial \lambda_k} = k_1 \frac{\partial \rho_{a,j}^1(\vec{\lambda})}{\partial \lambda_{1k}} + k_2 \frac{\partial \rho_{a,j}^2(\vec{\lambda})}{\partial \lambda_{2k}} + \dots + k_i \frac{\partial \rho_{a,j}^i(\vec{\lambda})}{\partial \lambda_k} + \dots \quad (17)$$

若只考虑第 i 点左右的两项就得：

$$\frac{\partial \rho_{a,j}(\vec{\lambda})}{\partial \lambda_k} = k_i \frac{\partial \rho_{a,j}^i(\vec{\lambda})}{\partial \lambda_k} + k_{i-1} \frac{\partial \rho_{a,j}^{i-1}(\vec{\lambda})}{\partial \lambda_{(i-1)k}} + k_{i+1} \frac{\partial \rho_{a,j}^{i+1}(\vec{\lambda})}{\partial \lambda_{(i+1)k}} \quad (18)$$

这里 $\rho_{a,j}^i(\vec{\lambda})$ 表示一维正演值, $\lambda_{(i-1)k}$ 、 $\lambda_{(i+1)k}$ 分别表示和第 i 个测点下的第 k 个参数相对应的 i-1 和 i+1 测点下的等效电阻和厚度参数。本文在计算过程中, k_i 取为 1, k_{i-1} 和 k_{i+1} 分别根据第 i 个测点第 k 层的电阻率和相应的第 k 层等效电阻率的大小关系来确定其符号, 其值只是人为地取为 0.1~0.3, 至此, 二维层状模型的反演就完全转化为一维反演问题了, 余下的过程就和一维完全一样。

4 二维参数化反演的实施过程

二维反演首先要考虑的问题是初始模型的构制, 初始模型构制的好坏直接影响迭代过程和反演结果。在实际资料的解释过程中, 可以充分考虑已有的地球物理资料, 特别是测井和岩石电性资料, 再作一维近似反演, 从而得到有关地下电性结果的信息、模型的类型和估计出比较可靠的二维初始模型参数。反演过程的实现首先要进行正演计算, 正演计算的精度和速度直接影响反演效果。因此, 有了初始模型后就得选择可行的正演计算方法, 这里选用有限元数值计算方法。采用这一计算方法必须将剖面划分成网格, 网格的划分也会影响正演计算的精度, 从而影响反演结果, 一般在测点附近, 地表附近以及二维构造附近网格要画得密一点, 其余地方划得疏些。整个剖面的边界也要取得合理, 一般横向边界取在离二维构造足够远的地方, 垂向深部边界取在基底为均匀介质里的足够深度, 垂向上部边界视模型类型 (TE 或 TM 极化) 不同, 分别将 TE 极化模型的上边界取在空中某一高度, TM 极化模型的上边界取在地表。测点沿垂直构造走向分布, 一般离二维构造近的地方, 测点布置得较密, 离二维构造远的地方测点分布得稀些。另外, 考虑到将采用逐点层状模型参数化反演的方法, 所以每个测点下仅取两组网格参数完全一样的两列网格, 即测点取在地表网格参数相同的两网格之间的节点上。二维正演计算的情况可参见文献[4]介绍的有限元数值计算方法。有了初始模型的正演值, 就可以逐点地求取各测点的理论值及该测点下的一维层状模型参数, 进而形成各测点的一维反演差值向量和目标函数。本文在反演过程中考虑了相位资料, 所以目标函数中还应考虑相位资料的加权系数, 这样目标函数^[3]为：

$$\sum_{j=1}^M (Ln \rho_{a,j} - Ln \rho_{a,j}^i)^2 + 4 \sum_{j=1}^M [\varphi_{a,j} - \varphi_{a,j}(\vec{\lambda}_0)]^2 + \alpha \sum_{j=1}^{M_i} \left(\frac{\Delta \lambda_j}{\lambda_j}\right)^2 = \text{极小} \quad (19)$$

其中 $\rho_{a,j} = \rho_{a,j}(\vec{\lambda}_0) - \Delta \rho_{a,j}$ 为第 i 个测点下的参数个数, $\varphi_{a,j}$ 、 $\varphi_{a,j}(\vec{\lambda})$ 分别为第 i 个测点的相位观测值和理论值, α 为阻尼因子, 4 为加权系数。对(19)进行台劳展开线性化, 按上一节所述的方法求取偏导数, 利用极值条件, 可得线性方程组：

$$\begin{aligned} A \Delta Ln \vec{\lambda} &= \Delta \vec{\rho} & (20) \\ A &= [a_{mn}] & (m=1, 2, \dots, 2M; n=1, 2, \dots, Mi) \end{aligned}$$

$$a_{mn} = \frac{\lambda_{i,m} \partial \rho_{ci,m}(\vec{\lambda}_0)}{\rho_{ci,m} \partial \lambda_{i,m}} \quad (m=1, 2, \dots, M)$$

$$a_{mn} = 4 \frac{\partial \rho_{ci,m}(\vec{\lambda}_0)}{\partial \lambda_{i,m}} \quad (m=M+1, M+2, \dots, 2M)$$

$$\Delta L_n \vec{\lambda} = [(Ln\lambda_{i,1} - Ln\lambda_{i,0}), \dots, (Ln\lambda_{i,M_{10}} - Ln\lambda_{i,M_{10}})]^T$$

$$\Delta \rho = [(Ln\rho_{a,1} - Ln\rho'_{ci,1}), \dots, (Ln\rho_{a,M_i} - Ln\rho'_{ci,M_i})];$$

$$\Delta(\varphi_{a,1} - \varphi_{ci,1}(\vec{\lambda}_0), \dots, \Delta(\varphi_{a,M_i} - \varphi_{ci,M_i}(\vec{\lambda}_0))]^T$$

这里 $\varphi'_{ci,1}, \dots, \varphi'_{ci,M_i}$ 表示按上一节考虑近似后的理论相位正演值。利用改进的广义逆反演法,求解方程组(20),最后得解为:

$$\Delta L_n \vec{\lambda} = B^+ \Delta \rho \quad (21)$$

再换成:

$$\Delta \vec{\lambda} = \Lambda \Delta L_n \vec{\lambda} \quad (\Lambda = \text{diag}[\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_{m,M_i}])$$

改正后的参数为:

$$\vec{\lambda}^{t+1} = \vec{\lambda}^t + \Delta \vec{\lambda} \quad (22)$$

重复上述各反演过程,依次对各测点进行反演得到各自的参数修改量,然后将这些修改量迭加到初始模型(或上一次迭代的理论模型)上,得到新的二维初始理论模型,完成一次迭代。这样反复迭代,直到满足拟合标准为止,这里取拟合度判据为:

$$P_n = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{M_y} \sum_{j=1}^M [(\rho_{a,i,j} - \rho_{ci,j}(\vec{\lambda}))^2 + (\varphi_{a,i,j} - \varphi_{ci,j}(\vec{\lambda}))^2]}{2M_y \times M}}$$

其中 M_y 是测点总数。

5 反演实例

现以图1中实线所示的二维断面为反演实例。图中所示的模型为对称状。坐标原点取在剖面最左端地表上,x轴水平向左,z轴向下。网格划分按上一节所述原则进行,水平划成43行,竖直划成46列,总共43×46个网格。测点位置在图1中标出。考虑到左右8个节点离二维构造较远,且网格宽度也较大,所以这8个节点之间不设置测点。对应这些节点下的网格电性参数,在修改过程中,使左右各4列网格分别与1号和19号测点下的网格电性参数完全一样地修改。本文使用的

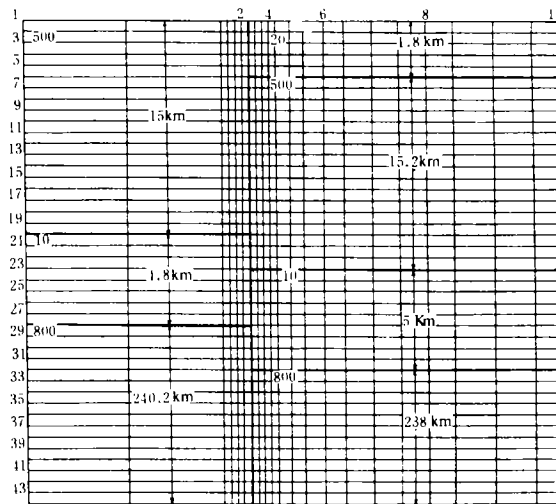


图1 理论模型网格图

Fig.1 The nets of theoretic model.

周期总数是 13 个,它们分别为:0.25 秒,0.70 秒,1.20 秒,2.5 秒,7.0 秒,12.0 秒,25.00 秒,70.0 秒,120.0 秒,250.0 秒,700.0 秒,1200.0 秒,2500.0 秒。

下表按理论观测模型分两侧、中部,分别给出 TE 极化和 TM 极化的理论模型、初始模型和迭代三次所得的反演结果的各电性参数。

TE 极化的初始拟合度是 40.8%,第一次迭代后为 27.3%,第二次迭代后为 10.3%,第三次迭代后为 4.2%。TM 极化后的初始拟合度是 36.3%,第一次迭代后为 30.1%,第二次迭代后为 21.5%,第三次为 12.2%。图 2 和图 3 分别是 TE 极化和 TM 极化反演图。

6 结束语

本文在二维连续模型转化为一维连续模型反演的思想启发下,从二维目标函数出发,对目标函数进行近似线性化,将二维层状模型的反演转化为一维层状模型逐点进行反演,并尝试使用加权方法去近似求取二维模型参数的偏导数,大大减少了计算时间和计算机内存,

使得每次迭代只需作一次正演计算,对 46×47 个网格的二维模型,设有 19 个测点,在 VAX750 机上仅需 CPU 时间约 38 分钟,为改善反演效果,反演迭代过程中同时拟合视电阻率和相位资料。另外,对二维层状模型的反演具有普遍适应性,并且反演的参数多,而不会花费太多的计算时间,反演效果较好,具有一定的实用价值。在反演的试验研究中,对目标函数的线性近似及偏导数的近似求法,只是在摸索阶段,这是影响反演效果的关键所在,所以更合理地线性近似目标函数和

更合理地求取偏导数是有效实施二维层状模型参数代反演的最根本问题,此问题还有待于进一步深入研究,以取得更令人满意的反演效果。本文在二维反演过程中使用的二维正演程序是由中国地质大学的王家映教授(武汉)提供的,在此表示衷心感谢。

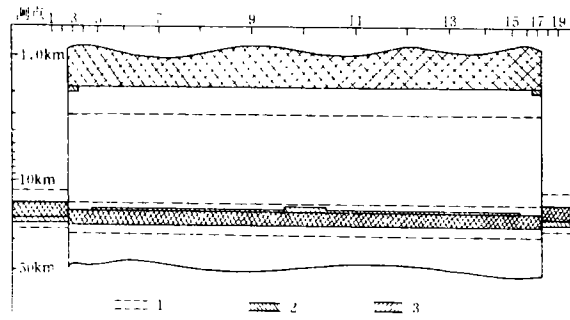


图 2 反演模型图(TE 极化)

1. 初始模型层及界面;2. 拟合模型层及界面;3. 理论模型层及界面
Fig. 2 Inversional model (TE polarization).

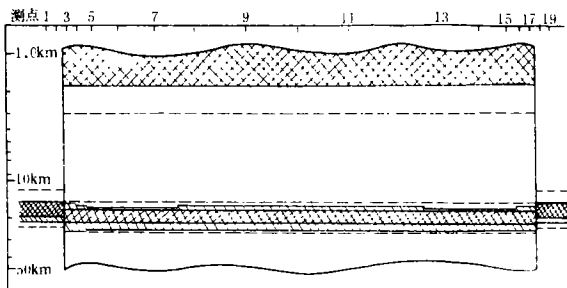


图 3 反演模型图(TM 极化)

1. 初始模型层及界面;2. 拟合模型层及界面;3. 理论模型层及界面。
Fig. 3 Inversional model (TM polarization).

表1 TE、TM 反演参数表

	TE			TM		
	理 论	初 始	反演结果	两 侧	中 部	
第 一 层	理 论	电阻率	500	20	500	20
		厚度	15	1.8	15	1.8
	初 始	电阻率	400	30	400	30
		厚度	12	3	12	3
	结果 反演	电阻率	425~457	22~24	508~518	20~21
		厚度	15	1.8	15	1.8
第 二 层	理 论	电阻率	10	500	10	500
		厚度	4.8	15.2	4.8	15.2
	初 始	电阻率	7.5	400	5	400
		厚度	12	12	12	12
	反演结果	电阻率	13	430~440	5.2~6.8	424~448
		厚度	6.5	13.7~15.2	4.5~7.0	13.2~14.7
第 三 层	理 论	电阻率	800	10	800	10
		厚度		5		5
	初 始	电阻率	1000	7.5	1000	5
		厚度		11		11
	反演结果	电阻率	930~933	12~13	1310~1320	6.9~7.4
		厚度		5.0~6.0		11
第 四 层	理 论	电阻率		800		800
	初 始	电阻率		1000		1000
	反演结果	电 阻 率		920~930		1131~1347

参考文献

- 1 J. Torquil Smith and John R. Booker: Rapid inversion of 2-D and 3-D magnetotelluric data, J. G. R. 96(B3)1991
- 2 吴广耀等: 大地电磁资料的二维连续模型自动反演, 《地球科学》, 增刊, 1990
- 3 陈乐寿等: 《大地电磁测深法》, 地质出版社, 1990
- 4 陈乐寿等: 《大地电磁测深资料与解释》, 石油工业出版社, 1989
- 5 林长佑等: 大地电磁资料的联合反演研究, 《西北地震学报》, 13(2)1991

THE MAGNETOTELLURIC PARAMETERIZED INVERSION OF 2-D LAYERED MODEL

Yang Changfu and Lin Changyou

(*Earthquake Research Institute of Lanzhou, SSB, Lanzhou 730000*)

Abstract

In this paper, for the two problems about the estimation of too many inversion parameters and the difficulties in calculating their partial derivatives in 2-D magnetotelluric inversion, based on the theories of rapid magnetotelluric inversion of 2-D continuous medium, the relatively rapid parameterized inverse method of 2-D layered model was realized by linearly approximating the inverse object function of 2-D layered model and by using the weighting method to calculate their partial derivatives. The results of the inversion for theoretical models show that the inverse iteration can fit relatively rapidly and accurately the apparent resistivity and phase data, and make the obtained inverse model approach theoretical model.

Key words: Magnetotelluric, 2-D layered model, Parameterized inversion, Object function, Partial derivative of 2-D model parameter

“1994年甘肃省科技期刊主编工作会暨研讨会”在兰召开

10月27日,甘肃省科委和省新闻出版局在兰州八一印刷厂联合召开了“1994年甘肃省科技期刊主编工作会暨研讨会”。这次会议以宣传普及知识产权保护和传达贯彻1994年全国科技期刊管理工作会议精神为主要内容,会议为期四天。出席会议的有中央在甘和本省科技期刊的主编共57人。在开幕式上,省科委主任魏庆同和省新闻出版局副局长杨效知同志作了重要讲话。会议期间,代表们围绕“提高科技期刊质量,推动科技期刊质量审核以及在市场经济条件下,如何做好科技期刊编辑工作”进行了讨论和经验交流。会议开得生动活泼,紧张热烈,代表们反映很有收获。会议得到了兰州八一印刷厂和兰州人民印刷厂的大力协助,为代表们提供了良好的会议环境。这次会议推动了科技期刊出版事业的发展,使科技期刊更好地为科技发展与经济建设服务。