

文章编号:1673-5005(2006)02-0031-05

非均匀层状介质中感应测井响应的新型计算方法

谭茂金, 张庚骥

(中国石油大学 地球资源与信息学院, 山东 东营 257061)

摘要:数值模式匹配(NMM)法是电法测井数值模拟的有效方法,但是由于其在解析部分要推导反射矩阵和透射矩阵公式,因而比较烦琐。以非均匀层状介质中感应测井为例,探索了径向上数值、轴向上解析数值模式匹配理论,并对解析部分进行了改进,即应用电场强度和磁感应强度在界面的连续性条件推导出了上行波和下行波的递推关系,并提出了界面转换阵的概念。其思路简单,具有更加明确的物理意义,易于编程实现。经对比,新算法的数值模拟结果与原来的NMM方法和有限元方法(FEM)的计算结果是一致的。而且,这一思想同样适用于电极型测井方法的数值模拟,对于精确反演也具有重要意义。

关键词:非均匀层状介质;数值模式匹配理论;感应测井;界面转换阵;计算方法

中图分类号:P 631.811 **文献标识码:**A

An improved numerical calculation method for induction log response in inhomogeneous stratified media

TAN Mao-jin, ZHANG Geng-ji

(Faculty of Geo-Resource and Information in China University of Petroleum, Dongying 257061, Shandong Province, China)

Abstract: Numerical mode-match(NMM) method is an efficient technique for numerical stimulation of electrical logs. But the existing methods are complicated and puzzled because of derivation of reflection and transmission matrices. A new type of NMM, analytic radically and numeric vertically, is optimized for numerical stimulation of induction logs in inhomogeneous stratified media. It induces potential formula between the adjacent layers recurring to the continuity of electric-field intensity as well as magnetic induction density, and brings forward a transition matrix on boundary of two layers rather than previous method about reflection and transmission matrixes in analytical section. The theory has concise physical meaning and is easy for programming. In given models, the new method proved to be highly precise and effective compared with finite element method(FEM) and previous NMM method. The results agree well with those of the previous method. Furthermore, the theory about NMM is suitable for other electrical logs and is also profound to precision forward and inversion of resistivity logs.

Key words: inhomogeneous stratified media; numerical mode-match (NMM) theory; induction log; boundary transition matrices; calculation method

数值模式匹配(NMM)方法是一种半解析、半数值解法,该方法把二维数值问题转化为一维解析解和一维数值解的结合,大大减少了计算量,是电法测井数值模拟的有效方法。20世纪80年代中期,Chew等人^[1]用数值模式匹配理论分析了非均匀介质的电磁散射,Nie^[2]又把该方法成功地应用到交流电测井中,将电磁波在地层中的传播过程比作电磁

波在不连续介质波导中的反射与透射。张庚骥等^[3-5]用NMM法研究了轴对称条件下纵向成层、径向不均匀的地层模型中交流电测井和普通电阻率测井的响应,在纵向上采用解析方法推导出了反射矩阵和透射矩阵的递推公式,在径向上采用数值分析时改进的基函数——幅度基函数和斜度基函数,其结果不仅达到了有限元方法的精度,而且大大加

收稿日期:2005-10-20

基金项目:中国石油大学博士创新基金资助项目(B2005-01)

作者简介:谭茂金(1973-),男(汉族),山东莱芜人,工程师,博士研究生,从事测井方法和解释应用研究工作。

快了运算速度。但是,目前的 NMM 方法在解析部分都是要推导反射矩阵和透射矩阵公式,因而比较烦琐,笔者对这一部分进行改进。

1 数值模式匹配解法

采用如图 1 所示的地层模型。假设有 M 个水平分界面,将空间分成 $M + 1$ 个层。它们的坐标是 $Z_1 < Z_2 < \dots < Z_{m-1} < Z_m < \dots < Z_{M-1} < Z_M$, 边界面 Z_{m-1} 和 Z_m 之间的层称为第 m 层,每个层都是径向不均匀的,都由井、冲洗带、侵入带和原状地层组成。

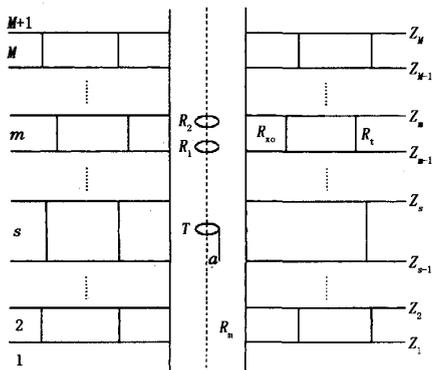


图 1 轴对称多层非均匀介质模型

采用柱坐标系 (r, φ, z) , 发射线圈位于层面 z 上,用子午面上的一个点 (a, z) 代表, a 是它的半径。这样,发射线圈产生一个轴对称场,电场强度 E 只有 φ 分量,而且大小不随 φ 变化。不考虑介电常数 ϵ 随深度 z 的变化,在第 m 层内, E_m 满足以下方程^[3,4]:

$$\left[\mu_m r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{\mu_m r} \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k_m^2 \right] r E_m = -i\omega \mu_m I r \delta(r - r') \delta(z - z'). \quad (1)$$

其中

$$k_m = \omega^2 \mu_m(r) \left[\epsilon_m(r) - \frac{i\sigma_m(r)}{\omega} \right].$$

式中, k_m 为波数; ω 为角频率; $\mu_m(r)$ 为磁导率; $\epsilon_m(r)$, $\sigma_m(r)$ 分别为第 m 层的介电常数和电导率,它们都是径向坐标 r 的函数。

在无源区域内,考虑沉积岩中 μ_m 为常数^[4],则式(1)变为

$$\left[\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{1}{r} k_m^2 \right] r E_m = 0. \quad (2)$$

利用分离变量法,令 $r E_m(r, z) = f_m(r) u_m(z)$, 将其代入式(2),可得

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial f_m}{\partial r} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial^2 u_m}{\partial z^2} + \frac{1}{r} k_m^2 = 0. \quad (3)$$

将式(3)分离成下列两个方程:

$$\frac{\partial^2 u_m}{\partial z^2} = \lambda_m^2 u_m; \quad (4)$$

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial f_m}{\partial r} \right) + \frac{1}{r} (k_m^2 - \lambda_m^2) f_m = 0. \quad (5)$$

式中, λ_m^2 为本征值; f_m 为相应的本征函数。

对方程(5)拟采用有限元法求得数值解。令 $\mathbf{g}_m = (g_{m1}, g_{m2}, \dots, g_{mN})^T$ 为径向上的一组完备的基函数,那么特征函数 $f_m(r)$ 可以近似地表示为

$$[f_m(r)]^T = \mathbf{g}_m^T(r) \mathbf{C}_m.$$

经化简,方程(5)等价于如下矩阵形式的本征值方程:

$$\mathbf{A}_m \mathbf{C}_m = \mathbf{B}_m \mathbf{C}_m \mathbf{\Lambda}_m^2. \quad (6)$$

其中

$$\mathbf{A}_m = \int_0^\infty \frac{1}{r} \mathbf{g}' \mathbf{g}'^T dr - \int_0^\infty \frac{k_m^2}{r} \mathbf{g} \mathbf{g}^T dr,$$

$$\mathbf{B}_m = \int_0^\infty \frac{1}{r} \mathbf{g} \mathbf{g}^T dr,$$

$$\mathbf{\Lambda}_m^2 = \text{diag}(\lambda_{m1}^2, \lambda_{m2}^2, \dots, \lambda_{mN}^2).$$

式中, \mathbf{C}_m 为由 N 个本征向量 \mathbf{c}_i 组成的特征全矩阵,可以证明:

$$\mathbf{C}_m^T \mathbf{B}_m \mathbf{C}_m = \mathbf{I}. \quad (7)$$

式(7)是一个广义特征值问题,通过求解广义特征值,可以得到各层的本征值和本征向量。基函数的选取在很大程度上影响了求解的速度和精度。本文中仍然采用文献[4]构造的幅度基函数和斜度基函数。

考虑边界条件^[4],方程(4)的解可以表示为 $u_m(z) = u_m^+(z) + u_m^-(z) = \exp[-k_m(z - z')] u_m^+(z') + \exp[k_m(z - z')] u_m^-(z')$.

式中, $u_m^+(z)$ 和 $u_m^-(z)$ 分别为上行波、下行波; $u_m^+(z')$ 和 $u_m^-(z')$ 分别为上行波、下行波 z 向分量在源点 z' 处的初始值。

因此,由式(6)和(8),方程(2)的解可以写为 $r E_m(r, z) = \mathbf{g}_m^T(r) \mathbf{C}_m [u_m^+(z) + u_m^-(z)]$.

2 界面转换阵与源项

2.1 界面转换阵

为了求解各层的上行波和下行波,引入了界面转换阵的概念。设 r 代表接收线圈所在的层。对于 $m > r$ 的各层, u_m^+ 和 u_m^- 分别是上行波和下行波在 m

层底界面的数值(如图 2)。

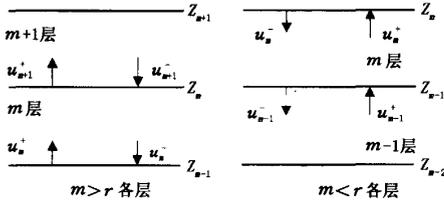


图 2 上行波和下行波传播示意图

(1) $m > r$ 的各层。在第 m 层中, 电场强度的 φ 分量和磁感应强度的 r 分量表达式分别为

$$E_m(r, z) = \frac{\mathbf{g}_m^T \mathbf{C}_m}{r} \{ \exp[-\Lambda_m(z - z_{m-1})] \mathbf{u}_m^+ + \exp[\Lambda_m(z - z_{m-1})] \mathbf{u}_m^- \}; \quad (10)$$

$$B_m(r, z) = -\frac{\mathbf{g}_m^T \mathbf{C}_m}{i\omega r} \Lambda_m \{ \exp[-\Lambda_m(z - z_{m-1})] \mathbf{u}_m^+ - \exp[\Lambda_m(z - z_{m-1})] \mathbf{u}_m^- \}. \quad (11)$$

在第 $m + 1$ 层中, 电场强度的 φ 分量和磁感应强度的 r 分量表达式分别为

$$E_{m+1}(r, z) = \frac{\mathbf{g}_{m+1}^T \mathbf{C}_{m+1}}{r} \{ \exp[-\Lambda_{m+1}(z -$$

$$\left. \begin{matrix} \mathbf{u}_{m+1}^+ \\ \mathbf{u}_{m+1}^- \end{matrix} \right\} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \mathbf{P}_{m+1,m} + \Lambda_{m+1}^{-1} \mathbf{P}_{m+1,m} \Lambda_m & \mathbf{P}_{m+1,m} - \Lambda_{m+1}^{-1} \mathbf{P}_{m+1,m} \Lambda_m \\ \mathbf{P}_{m+1,m} - \Lambda_{m+1}^{-1} \mathbf{P}_{m+1,m} \Lambda_m & \mathbf{P}_{m+1,m} + \Lambda_{m+1}^{-1} \mathbf{P}_{m+1,m} \Lambda_m \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \exp(-\Lambda_m h_m) & 0 \\ 0 & \exp(\Lambda_m h_m) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{u}_m^+ \\ \mathbf{u}_m^- \end{pmatrix}, \quad (16)$$

(2) $m < r$ 的各层。对于 $m < r$ 的各层, \mathbf{u}_m^+ 和 \mathbf{u}_m^- 分别是上行波和下行波在 m 层顶界面的数值。依据同样方法可以得到

$$\left. \begin{matrix} \mathbf{u}_{m-1}^- \\ \mathbf{u}_{m-1}^+ \end{matrix} \right\} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \mathbf{P}_{m-1,m} + \Lambda_{m-1}^{-1} \mathbf{P}_{m-1,m} \Lambda_m & \mathbf{P}_{m-1,m} - \Lambda_{m-1}^{-1} \mathbf{P}_{m-1,m} \Lambda_m \\ \mathbf{P}_{m-1,m} - \Lambda_{m-1}^{-1} \mathbf{P}_{m-1,m} \Lambda_m & \mathbf{P}_{m-1,m} + \Lambda_{m-1}^{-1} \mathbf{P}_{m-1,m} \Lambda_m \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \exp(-\Lambda_m h_m) & 0 \\ 0 & \exp(\Lambda_m h_m) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{u}_m^- \\ \mathbf{u}_m^+ \end{pmatrix}, \quad (17)$$

其中

$$\mathbf{P}_{m-1,m} = \mathbf{C}_m^T \int_0^\infty \frac{\mathbf{g}_{m-1} \mathbf{g}_m^T}{r} dr \mathbf{C}_m.$$

式(16), (17)反映了 $m \pm 1$ 层和 m 层之间的递推关系, 因而将两式右端前两项乘积称为界面转换阵。

$$\left. \begin{matrix} \mathbf{u}_{r\pm 1}^+ \\ \mathbf{u}_{r\pm 1}^- \end{matrix} \right\} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \mathbf{P}_{r\pm 1,r} + \Lambda_{r\pm 1}^{-1} \mathbf{P}_{r\pm 1,r} \Lambda_r & \mathbf{P}_{r\pm 1,r} - \Lambda_{r\pm 1}^{-1} \mathbf{P}_{r\pm 1,r} \Lambda_r \\ \mathbf{P}_{r\pm 1,r} - \Lambda_{r\pm 1}^{-1} \mathbf{P}_{r\pm 1,r} \Lambda_r & \mathbf{P}_{r\pm 1,r} + \Lambda_{r\pm 1}^{-1} \mathbf{P}_{r\pm 1,r} \Lambda_r \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \exp(-\Lambda_r h_r) & 0 \\ 0 & \mathbf{I} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{u}_r^+ \\ \mathbf{u}_r^- \end{pmatrix}.$$

式中, h_r 为第 r 层厚度。

2.2 源项

对于源所在的 s 层, 对感应测井来说, 源为发射线圈。设 \mathbf{u}_s^+ 和 \mathbf{u}_s^- 分别是上行波和下行波在 s 层中顶界面处的数值; \mathbf{u}_{s+}^+ 和 \mathbf{u}_{s+}^- 分别是上行波和下行波传播到发射线圈上部附近时的数值; \mathbf{u}_{s-}^+ 和 \mathbf{u}_{s-}^- 分别是

$$z_m) \mathbf{u}_{m+1}^+ + \exp[\Lambda_{m+1}(z - z_m)] \mathbf{u}_{m+1}^- \}; \quad (12)$$

$$B_{m+1}(r, z) = -\frac{\mathbf{g}_{m+1}^T \mathbf{C}_{m+1}}{i\omega r} \Lambda_{m+1} \{ \exp[-\Lambda_{m+1}(z - z_m)] \mathbf{u}_{m+1}^+ - \exp[\Lambda_{m+1}(z - z_m)] \mathbf{u}_{m+1}^- \}. \quad (13)$$

在 $z = Z_m$ 的层界面上, 电场强度的 φ 分量和磁感应强度的 r 分量满足连续性条件, 即

$$E_{m+1}(r, z) = E_m(r, z); B_{m+1}(r, z) = B_m(r, z).$$

令式(10)等于式(12), 式(11)等于式(13), 然后将两式等号两边分别左乘 $\mathbf{C}_{m+1}^T \mathbf{g}_{m+1}$, 并且从 0 到 ∞ 对 r 积分, 结合正交关系式(7), 可以得到

$$\mathbf{u}_{m+1}^+ + \mathbf{u}_{m+1}^- = \mathbf{P}_{m+1,m} [\exp(-\Lambda_m h_m) \mathbf{u}_m^+ + \exp(\Lambda_m h_m) \mathbf{u}_m^-], \quad (14)$$

$$\mathbf{u}_{m+1}^+ - \mathbf{u}_{m+1}^- = \Lambda_{m+1}^{-1} \mathbf{P}_{m+1,m} \Lambda_m [\exp(-\Lambda_m h_m) \mathbf{u}_m^+ - \exp(\Lambda_m h_m) \mathbf{u}_m^-], \quad (15)$$

其中

$$\mathbf{P}_{m+1,m} = \mathbf{C}_{m+1}^T \int_0^\infty \frac{\mathbf{g}_{m+1} \mathbf{g}_m^T}{r} dr \mathbf{C}_m.$$

式中, h_m 为第 m 层厚度。

将式(14), (15) 联立, 解得

(3) 接收线圈所在的 r 层和临近层 $r \pm 1$ 层。设 \mathbf{u}_r^+ 为上行波在底部的数值, \mathbf{u}_r^- 为下行波在顶部的数值; \mathbf{u}_{r+1}^+ 为上行波和下行波在 $r + 1$ 层底部的数值, \mathbf{u}_{r-1}^+ 为上行波和下行波在 $r - 1$ 层顶部的数值。类似地, 在 $r \pm 1$ 层和 r 层的转换关系为

上行波和下行波在发射线圈下部附近时的数值; h_{\pm} 为发射线圈距 s 层顶、底界面的距离(图 3)。

设供电电流为 I , 在层面 $z = z_s$ 上, 电场强度的 φ 分量是连续的, 即

$$\mathbf{g}_s^T \mathbf{C}_s [\mathbf{u}_{s+}^+ + \mathbf{u}_{s+}^-] = \mathbf{g}_s^T \mathbf{C}_s [\mathbf{u}_{s-}^+ + \mathbf{u}_{s-}^-]. \quad (18)$$

磁感应强度的 r 分量是不连续的, 其匹配条件应为

$$-\frac{\mathbf{g}_s^T}{i\omega\mu r} \mathbf{C}_s \mathbf{K}_s (\mathbf{u}_{s+}^+ - \mathbf{u}_{s+}^-) + \frac{\mathbf{g}_s^T}{i\omega\mu r} \mathbf{C}_s \mathbf{K}_s (\mathbf{u}_{s-}^+ - \mathbf{u}_{s-}^-) = \xi(r). \quad (19)$$

式中, $\xi(r)$ 是电流沿 r 方向的表面电流。将式(18)和(19)等号两边分别左乘 $\mathbf{C}_s^T \mathbf{g}_s$, 并且从 0 到 ∞ 对 r 积分, 结合正交关系式(7), 得到

$$\begin{pmatrix} \mathbf{u}_{s+}^- \\ \mathbf{u}_{s+}^+ \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{u}_{s-}^- \\ \mathbf{u}_{s-}^+ \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \mathbf{b}_s \\ -\mathbf{b}_s \end{pmatrix}, \quad (20)$$

其中

$$\mathbf{b}_s = \frac{i\omega\mu}{2} \mathbf{\Lambda}_s^{-1} \mathbf{C}_s^T \int_0^\infty \xi(r) \mathbf{g}_s(r) dr.$$

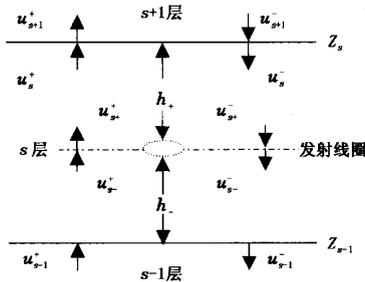


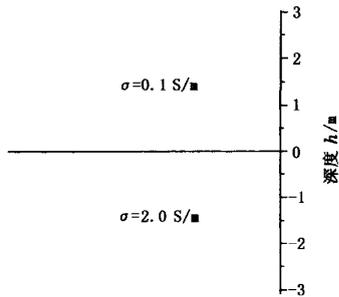
图3 发射线圈所在层的波的传播

参考式(17)表达的层间关系, 得到 $s-1$ 层和 s 层之间的转换关系为

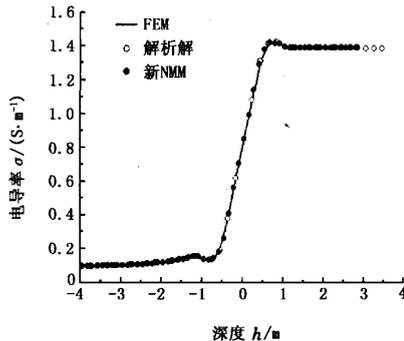
$$\begin{pmatrix} \mathbf{u}_{s-1}^- \\ \mathbf{u}_{s-1}^+ \end{pmatrix} = \mathbf{T}_{s-1,s} \begin{pmatrix} \exp(-\mathbf{\Lambda}_s h_s) & 0 \\ 0 & \exp(\mathbf{\Lambda}_s h_s) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{u}_s^- \\ \mathbf{u}_s^+ \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \exp(-\mathbf{\Lambda}_s h_{s-}) & 0 \\ 0 & \exp(\mathbf{\Lambda}_s h_{s-}) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{b}_s \\ -\mathbf{b}_s \end{pmatrix},$$

其中

$$\mathbf{T}_{s-1,s} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \mathbf{P}_{s-1,s} + \mathbf{\Lambda}_{s-1}^{-1} \mathbf{P}_{s-1,s} \mathbf{\Lambda}_s & \mathbf{P}_{s-1,s} - \mathbf{\Lambda}_{s-1}^{-1} \mathbf{P}_{s-1,s} \mathbf{\Lambda}_s \\ \mathbf{P}_{s-1,s} - \mathbf{\Lambda}_{s-1}^{-1} \mathbf{P}_{s-1,s} \mathbf{\Lambda}_s & \mathbf{P}_{s-1,s} + \mathbf{\Lambda}_{s-1}^{-1} \mathbf{P}_{s-1,s} \mathbf{\Lambda}_s \end{pmatrix}$$



(a) 地层模型



(b) 响应曲线对比

图4 两层均匀介质的响应

当井眼和侵入同时存在时, 解析解不存在, 于是分别用有限元(FEM)、文献[4]中的 NMM 方法

考虑源项 \mathbf{b}_s , 由于电流集中在线圈内, 所以 $\xi(r)$ 是一个尖脉冲。令 $\xi(r) = I\delta(r-a)$, a 是线圈半径, $\delta(r)$ 为 Dirac 函数。将其代入式(20), 得

$$\mathbf{b}_s = \frac{i\omega\mu I}{2} \mathbf{\Lambda}_s^{-1} \mathbf{C}_s^T \mathbf{g}_s(a).$$

至此, 解题所用的公式已全部推出。整个求解过程从接收线圈开始, 这一点与文献[4] 根本不同。首先, 根据界面转换阵所表达的界面转换关系分别向上、向下进行层层传递, 考虑到最上层没有下行波, 最下层没有上行波, 即满足

$$\begin{cases} \mathbf{u}_{M+1}^- = 0, \\ \mathbf{u}_1^+ = 0. \end{cases} \quad (21)$$

然后求解线性方程组(21), 得到 \mathbf{u}_s^+ 和 \mathbf{u}_s^- ; 最后, 利用波的传播特性求得各层中任意一点的场强。

需要特别注意的是, 由于传播因子中指数项的影响, 此线性方程组的系数矩阵严重病态, 不能直接用高斯消去法求得结果, 必须对此线性方程组进行等价处理, 使其可解。

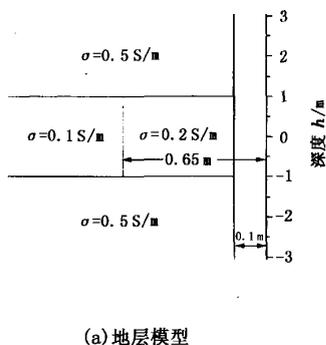
3 结果对比

为便于结果对比, 仍然选择国产的 0.8 m 六线圈系, 工作频率为 20 kHz。在这个频率下, $k^2 \approx -i\omega\mu\sigma$, 即波数只与介质电导率有关。各种方法的计算结果取实部并换算成视电导率后进行比较。

在无井眼、双层均匀地层模型(如图 4(a))中, 其响应可以用解析式表达^[6]。选用与文献[4] 相同的基函数(10 个幅度基函数和 10 个斜度基函数)用本文中的新方法进行了计算(如图 4(b)), 此外还和有限元(FEM) 结果进行了对比。从对比结果可以看出, 新方法与前人结果完全吻合。

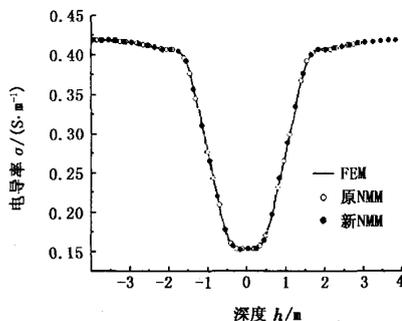
图可见,3种结果是一致的。在DELL机(CPU主频2.4 GHz)上,新方法的计算时间为2.54 s/50点,文献[4]中的方法的计算时间为3.04 s/50点,说明新方法的效率有了明显的提高。

同样,由于在各层内最费时的本征方程只需计



(a) 地层模型

算一次,因此同一层内点数越多,NMM方法速度快的优点就越明显^[4],这是两种NMM方法的共同优点。在线圈运动时,本文中新方法需要重复计算的只是各种界面转换关系和线性方程组,文献[4]的方法则需要计算反射阵和透射阵。



(b) 响应曲线对比

图5 3层非均匀介质的响应

4 结束语

本文中NMM理论的基本思想是在径向形成数值本征模式解(一个层对应一个模式),而在纵向应用界面转换阵描述了各模式在界面上的相互耦合关系,因而,这种解析递推算法更具有明确的物理意义,可灵活应用于纵向有任意多层平面分层而每层又具有任意多径向柱面分层的非均匀介质中的场分析中。同时,由于本文中新方法在解析部分没有采用广义反射阵和透射阵,避免了烦琐求逆运算,算法简单、计算量小,因而效率更高。这一思想同样适用于直流电测井和电磁波测井等其他交流电测井的模式匹配算法中,并且对电阻率测井快速、精确反演具有重要意义。

参考文献:

- [1] CHEW W C, BARONE S, ANDERSON B, et al. Diffraction of axisymmetric in a borehole by bed boundary discontinuities[J]. *Geophysics*, 1984,49(10):1586-1595.
- [2] CHEW W C, NIE Z. An efficient solution for the response of electrical well logging tools in a complex environment[J]. *IEEE Transaction Geoscience and Remote Sensing*, 1991,29(2):308-313.
- [3] 张庚骥,金勇.快速求解复杂地层中电磁波测井响应的方法[C]//中国石油学会测井专业委员会.第一届测井年会论文集.北京:石油工业出版社,1988.
- [4] 张庚骥,汪涵明,汪功礼.成层介质中交流电测井响应[J]. *地球物理学报*, 1995,38(6):840-849.

ZHANG Geng-ji, WANG Han-ming, WANG Gong-li. Logging response in stratified media[J]. *Acta Geophysica Sinica*, 1995,38(6):840-849.

- [5] 张庚骥,汪涵明.普通电阻率测井的数值模式匹配解法[J]. *石油大学学报:自然科学版*, 1996,20(2):23-29.
- [6] ZHANG Geng-ji, WANG Han-ming. Solution of the normal resistivity logging with the numerical mode-matching method [J]. *Journal of the University of Petroleum, China (Edition of Natural Science)*, 1996,20(2):23-29.
- [7] 张庚骥.电法测井(上、下册)[M].北京:石油工业出版社,1984.
- [8] LAUNG Tsang, CHAN A K, GIANZERO S. Solution of the fundamental problem in resistivity logging with a hybrid method[J]. *Geophysics*, 1984,49(24):1596-1604.
- [9] GIANZERO S, LIN Y, SU S. A new high-speed hybrid technique for simulation and inversion of resistivity logs [R]. SPE 14189, 1988.
- [10] 聂在平, CHEW W C, LIU Q H. 电磁波对轴对称二维层状介质的散射[J]. *地球物理学报*, 1992,35(4):479-489.

NIE Zai-ping, CHEW W C, LIU Q H. Scattering of E. M. wave in axisymmetrical layered medium [J]. *Acta Geophysica Sinica*, 1992,35(4):479-489.

- [10] 陈丽虹.近井眼电阻率测井成像方法的研究[D].长春:吉林大学地球探测与信息学院,2000.

(编辑 刘艳荣)