



一维大地电磁资料的直接反演法

——修改的COEN近似法

王家映 周一强

摘 要 本文对一维大地电磁资料的COEN近似法作了一些重要的修改。其中包括将输入数据 $\frac{kC-1}{kC+1}$ 改为大地电磁的反射函数 $\frac{kC-1}{2}$ ；采用广泛应用的奇异值分解法 (SVD) 解线性方程组；并对模型 $s(\xi)$ 加以合理的物理解释。从而取得较满意的结果。

一、前 言

目前，解地球物理反演问题的方法有两类：一是直接反演法，一是间接反演法。间接反演法从初始模型出发对观测数据进行反演，经过多次迭代求取地球模型。但这种方法存在两个缺点：一是反演结果有赖于初始模型，且计算工作量大；二是不一定保证目标函数能收敛到真正极小，求得最佳的模型。

直接反演法是从观测数据一次性地求取地球模型。这种方法虽然是在一定的近似条件下进行的，但可以大大地缩短计算时间，并能满足精度要求，这是它的优点。近年来，直接反演法受到了人们的极大重视，得到了广泛的应用。本文讨论的是一种一维大地电磁（简称MT）资料的直接反演法——修改的COEN近似法。

二、基 本 原 理

我们知道，对大多数地球物理问题而言，观测数据 $C(x)$ 和模型 $m(t)$ 之间存在着或者可以近似简化为线性泛函关系，即：

$$C(x) = \int_0^{\infty} m(t)g(x,t)dt \quad (1)$$

这是第一类的Fredholm方程。其中 $g(x,t)$ 是核函数，它取决于模型的性质及记录观测资料的方法。对不同地球物理问题而言，(1)式的物理意义不同。已知 $C(x)$ 和 $g(x,t)$ 直接解方程 (1) 求取模型 $m(t)$ 即是直接反演法。

大家知道，MT的观测数据和模型之间是一种高次非线性关系。我们的目的就是把这种非线性关系化成如 (1) 所示的线性形式，从而利用直接反演法求解地电模型 $\sigma(z)$ 。

假设模型为水平均匀, 电导率仅随深度变化, 即 $\sigma = \sigma(z)$ 的一维导电介质, 并且电磁波是垂直入射的平面谐波, 形式为:

$$\begin{cases} E = E_0 e^{i\omega t} \\ H = H_0 e^{i\omega t} \end{cases} \quad (2)$$

根据Maxwell方程可得:

$$\left\{ \frac{\partial^2}{\partial z^2} - k^2 \bar{\Lambda}(z) \right\} E_y(k, z) = 0 \quad (3)$$

其中 $k = \sqrt{i\omega\mu\sigma(0)}$ 为复波数; z 为深度; $E_y(k, z)$ 为 y 方向上的电场分量; $\bar{\Lambda}(z) = \sigma(z)/\sigma(0)$ 为无量纲的电性断面; $\sigma(0)$, $\sigma(z)$ 分别为地表和深度 z 处的电导率。

上式两端同除以 $-E_y'(k, z)$ 得:

$$\left\{ \frac{\partial^2}{\partial z^2} - k^2 \bar{\Lambda}(z) \right\} C(k, z) = 0 \quad (4)$$

这里 $E_y'(k, z) = \frac{\partial E_y(k, z)}{\partial z}$, $C(k, z) = -E_y(k, z)/E_y'(k, z)$ 为导纳, $C(k) = C(k, 0)$

为表面导纳, 令

$$\xi = \int_0^z \bar{\Lambda}^{-\frac{1}{2}}(x) dx \quad (5)$$

或

$$z = \int_0^\xi \bar{\Lambda}^{-\frac{1}{2}}(x) dx$$

这里 ξ 是和地电断面有关的视深度, 代 (5) 式入 (4) 式得:

$$\left\{ \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} - k^2 \right\} C(k, \xi) = - \frac{d \ln \bar{\Lambda}(\xi)}{d \xi} \cdot \frac{\partial}{\partial \xi} C(k, \xi) \quad (6)$$

这是有源的二阶偏微分方程。

引入源函数——格林函数 $\bar{g}(\xi - \eta)$ 来解上述有源二阶偏微分方程。已知格林函数满足以下方程:

$$\left\{ \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} - k^2 \right\} \bar{g}(\xi - \eta) = -\delta(\xi - \eta) \quad (7)$$

其解为:

$$\bar{g}(\xi - \eta) = \frac{1}{2k} e^{-k|\xi - \eta|} \quad (8)$$

(6) 式乘 $\bar{g}(\xi - \eta)$ 减 (7) 式乘 $C(k, \xi)$, 并在所得等式两端在区间 $[0, \infty]$ 对 ξ 积分, 然后应用分部积分得

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} e^{-k\eta} \left[C(k, \eta) + \frac{1}{k} \right] &= C(k, \eta) - \\ &\int_0^\infty \left[\ln \bar{\Lambda}(\xi) \right]' \cdot C'(k, \xi) \bar{g}(\xi - \eta) d\xi \end{aligned} \quad (9)$$

令 $\eta = 0$ 并把 (8) 式代入可得:

$$\frac{kC(k)-1}{2} = \int_0^{\infty} \frac{1}{2} \left[\ln \bar{\Lambda}(\xi) \right]' C'(k, \xi) e^{-k\xi} d\xi \quad (10)$$

令:

$$r(k) = \frac{kC(k)-1}{2} \quad (11a)$$

$$s(\xi) = -\frac{1}{2} \left[\ln \bar{\Lambda}(\xi) \right]' \quad (11b)$$

$$g(k, \xi) = -C'(k, \xi) e^{-k\xi} \quad (11c)$$

则(10)式可以写成:

$$r(k) = \int_0^{\infty} s(\xi) \cdot g(k, \xi) d\xi \quad (12)$$

对比(12)式和(1)式,可见 $r(k)$ 和 $s(\xi)$ 分别对应于观测数据 $C(x)$ 和模型 $m(t)$, $g(k, \xi)$ 对应于核函数 $g(x, t)$ 。

到此为止,我们已把MT的观测数据 $r(k)$ 和模型 $s(\xi)$ 之间化成了如(1)所示的线性泛函关系。

在COEN的文章⁽¹⁾中,观测数据为 $\frac{kC(k)-1}{kC(k)+1}$,而核函数为 $e^{-2k\xi}$ 。我们对COEN直接反演法作了上述修改后有如下的优点:

第一,观测数据 $\frac{kC(k)-1}{2}$ 是真正的反射函数,包含了一次反射和多次反射的全部反射信息*。

不难证明,

$$r(k) = \frac{kC(k)-1}{2} = \frac{z(\omega)/z_0(\omega)-1}{2} = R(\omega) \quad (13)$$

这里 $z(\omega)$ 是表面阻抗, $z_0(\omega)$ 是 ρ_1 介质充满全空间时的特征阻抗, $R(\omega)$ 是地球模型对电磁波的反射函数,即大地电磁测深拟地震解释法⁽²⁾的输入函数。可见,这两种方法的输入函数 $r(k)$ 和 $R(\omega)$ 是完全相同的,模型 $s(\xi)$ 和拟地震解释法中的模型 $q(t)$ 之间又有一定关系,因此,它们之间有着天然的内在联系。

第二,修改后,从(12)式出发,有可能建立各种不同的直接反演法。关键在于如何计算核函数 $g(k, \xi)$,也就是求取其中的 $C'(k, \xi)$ 。如近似求取,这就是所谓的近似的直接反演

* 根据王家映等“大地电磁测深拟地震解释法”⁽²⁾附录I,

$$Z/Z_0 = (D_1 + U_1)/(D_1 - U_1)$$

其中 D_1 为下行波, U_1 为上行波,则:

$$r(k) = (Z/Z_0 - 1)/2 = (D_1 + U_1 - D_1 + U_1)/(2(D_1 - U_1))$$

$$= \frac{2U_1}{2(D_1 - U_1)} = \frac{U_1/D_1}{1 - U_1/D_1} = \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{U_1}{D_1} \right)^n$$

可见 $r(k)$ 包含了一次波和多次波的所有反射信息。

法, 如用Born近似**就是一例。如精确求取 $C'(k, \xi)$ 就是精确的直接反演法, 这是有待我们去研究的。

第三, 对线性方程(12)进行反演时, 与修改前比, 观测数据和核函数的动态范围都大大提高了, 从而增加了解线性方程的稳定性, 提高了解的精度, 这可以从图1明显地看出。

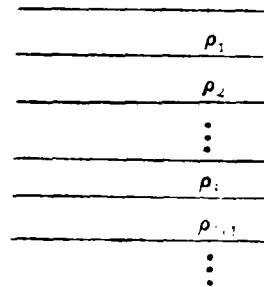
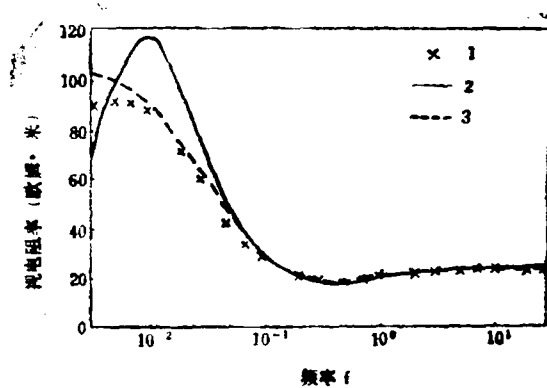


图 2

图 1 1. 观测数据; 2. COEN近似法的重建数据;
3. 修改的COEN近似法的重建数据

第四, 修改过后, 模型 $s(\xi)$, 观测数据 $r(k)$ 都有了更明确的物理意义。

为了更清楚地理解反演结果, 下面来讨论一下(12)式中模型 $m(\xi)$ 的物理意义。

图2为一个层状介质模型, 第 i 个界面的反射系数为:

$$\bar{k} = -\frac{\sqrt{\sigma_{i+1}} - \sqrt{\sigma_i}}{\sqrt{\sigma_{i+1}} + \sqrt{\sigma_i}} = -\frac{1}{2} d \ln \sigma(z) \quad (14)$$

和地震反射法类似, 有:

$$\bar{k} = R_1(z) dz \quad (15)$$

这里 $R_1(z)$ 是只含一次反射的反射函数。

$$\therefore R_1(z) = \bar{k} / dz = -\frac{1}{2} [\ln \sigma(z)]' = s(z) \quad (16)$$

$$\text{或 } R_1(\xi) = \bar{k} / d\xi = -\frac{1}{2} [\ln \sigma(\xi)]' = s(\xi) \quad (17)$$

这样 $s(z)$ 或 $s(\xi)$ 就是只包含一次反射的反射函数。

直接反演法就是已知输入数据 $r(k)$ 和核函数 $g(k, \xi)$, 解方程(12)求模型 $s(\xi)$, 再由

• • Born近似的推导:

如果断面 $\sigma(z)$ 变化比较平缓, 即:

$[\ln \sigma(\xi)]' \rightarrow 0$, 由(9)式知

$$C(k, \xi) = \frac{1}{2} \left[C(k) + \frac{1}{k} \right] e^{-k\xi}$$

$$\text{或 } C'(k, \xi) = -\frac{k}{2} \left[C(k) + \frac{1}{k} \right] e^{-k\xi}$$

此即有名的Born近似。这种近似表达式表明在 $[\ln \sigma(\xi)]' \rightarrow 0$ 的情况下, 可用地表的导纳 $C(k)$ 来表示视深度 ξ 处的导纳 $C(k, \xi)$ 或其导数 $C'(k, \xi)$ 。

$s(\xi)$ 求得地电断面 $\sigma(z)$ 。但从(11c)可见,要求 $g(k, \xi)$ 就必须知 $C'(k, \xi)$,我们采用Born近似:

$$C(k, \xi) = \frac{1}{2} \left[C(k) + \frac{1}{k} \right] e^{-ik\xi}$$

或 $C'(k, \xi) = \frac{-k}{2} \left[C(k) + \frac{1}{k} \right] e^{-ik\xi}$ (18)

把(18)式代入(11c)式可得:

$$g(k, \xi) = \frac{kC(k) + 1}{2} e^{-ik\xi} \quad (19)$$

此即利用Born近似计算核函数的公式。

怎样解方程(12)呢? 设观测资料的频率点数为 M , 则:

$$r(k_l) = \int_0^\infty s(t)g(k_l, t)dt, \quad l = 1, 2, \dots, M \quad (20)$$

将上式离散, 并忽略这里与实际计算结果无关的步长因子 Δt_j , 则可写成如下求和形式:

$$r(k_l) = \sum_{j=1}^N s(t_j)g(k_l, t_j), \quad l = 1, 2, \dots, M \quad (21)$$

由于 $r(k_l)$ 和 $g(k_l, t_j)$ 为复数, 所以上式写为:

$$[R] = [G][S] \quad (22)$$

中其:

$$[R] = \begin{bmatrix} r_{k_1}^{Re} \\ \vdots \\ r_{k_M}^{Re} \\ r_{k_1}^{Im} \\ \vdots \\ r_{k_M}^{Im} \end{bmatrix} \quad (23)$$

为 $2M$ 个要素的列向量,

$$[G] = \begin{bmatrix} g^{Re}(k_1, t_1), g^{Re}(k_1, t_2) \dots g^{Re}(k_1, t_N) \\ \vdots \\ g^{Re}(k_M, t_1), g^{Re}(k_M, t_2) \dots g^{Re}(k_M, t_N) \\ g^{Im}(k_1, t_1), g^{Im}(k_1, t_2) \dots g^{Im}(k_1, t_N) \\ \vdots \\ g^{Im}(k_M, t_1), g^{Im}(k_M, t_2) \dots g^{Im}(k_M, t_N) \end{bmatrix} \quad (24)$$

是 $2M \times N$ 阶矩阵。这里角码Re、Im分别表示相应复变量的实部和虚部。

$$[S] = \begin{bmatrix} s(t_1) \\ s(t_2) \\ \vdots \\ s(t_N) \end{bmatrix} \quad (25)$$

是 N 个元素的列向量。

一般地, $2M \leq N$, 也就是说方程 (20) 是欠定方程, $[G]$ 是奇异矩阵, 因此, 我们用基于奇异值分解 (SVD) 的广义反演法求解 $[S]$ 。即首先将 $[G]$ 进行奇异值分解, 然后就不难求得模型 $[S]$:

$$[S] = [V]_n [\Lambda]_n^{-1} [U^*]_n [R] \quad (26)$$

这里 $[\Lambda]$ 是矩阵 $[G]$ 的奇异值所组成的对角矩阵:

$$[\Lambda] = \begin{bmatrix} \Lambda_1 & & & \\ & \Lambda_2 & & \\ & & \ddots & \\ & & & \Lambda_n \end{bmatrix} \quad (27)$$

矩阵 $[U]$ 和 $[V]$ 分别为方阵 $[G][G^T]$ 和 $[G^T][G]$ 所对应的特征向量矩阵, n 是矩阵 $[G]$ 的秩。

另外, 各观测数据对应的误差为:

$$\delta_r(k) = \frac{2k}{[kC(k) + 1]^2} \delta C(k) \quad (28)$$

其中 $\delta C(k)$ 为表面导纳 $C(k)$ 的均方误差。

为了求得比较满意的地电模型, 在误差和分辨力上我们必须折衷。不难理解: 当 (27) 中的奇异值全部用来构制模型时, 其误差很小, 但模型起伏大, 跟实际模型不符; 而奇异值用得太多, 这时模型虽然光滑, 但误差必然超过要求。本文采用 χ^2 误差准则进行判断, 即当:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^M \left(\frac{r_{\text{观}i} - r_{\text{理}i}}{\delta_{r,i}} \right)^2 \quad (29)$$

近似等于观测频率点数时, 认为拟合最好。这里 $r_{\text{观}i}$ 和 $r_{\text{理}i}$ 分别表示第 i 个观测值和第 i 个再造理论值, 而 $\delta_{r,i}$ 为第 i 个观测数据的误差。

应用广义逆反演法求解方程 (12) 时, 有许多优点, 它可以给我们提供一些附加的辅助信息, 如信息密度矩阵和分辨力矩阵等, 这一点我们将在下节进行讨论。

至于由 $s(\xi)$ 恢复地电模型的方法, 我们仍采用 COEN 所使用的非线性变换法^[12], 即令:

$$\Lambda_s(\xi) = \left[\frac{1 - f(\xi)}{1 + f(\xi)} \right]^2 \quad (30)$$

其中 $f(\xi) = \int_0^{\xi} s(t) dt$ 。由 (30) 式把 ξ 按 (5) 式转换成 z ，即可求得地电断面 $\sigma(z)$

综上所述，修改后的COEN近似直接反演法的计算步骤如下：

- 1) $k^2 = i\omega\mu\sigma(0)$;
- 2) $r(k) = [kC(k) - 1]/2$;
- 3) $g(k, \xi) = [kC(k) + 1]e^{-2k\xi}/2$;
- 4) $r(k) = \int_0^{\infty} s(t)g(k, t)dt$;
- 5) $f(\xi) = \int_0^{\xi} s(t)dt$;
- 6) $g(\xi) = \left[\frac{1 - f(\xi)}{1 + f(\xi)} \right]^2$;
- 7) $z = \int_0^{\xi} \Lambda^{-\frac{1}{2}}(x)dx$;
- 8) $\bar{\Lambda}(z) = g\{\xi(z)\}$ 。

已知资料为地面电导 $\sigma(0)$ 和表面导纳 $C(\omega)$ ， $0 \leq \omega < \infty$ 。

三、直接反演的结果

1. 理论模型的反演

为验证这里所提出的反演法的有效性，首先利用理论模型的数据进行反演。用多层薄层理论模型来近似Born条件的连续模型，首先是通过正演得到观测数据，再利用它反演求出地电模型。下面着重讨论K型理论模型的情况。

反演时，我们对每一个观测数据均取有10%的相对误差。图3是理论模型（实线）和反演结果（点划线）的对比，可见，在浅层，反演结果跟理论模型拟合得很好；在深层，反演结果误差较大。这是因为在低频时满足不了Born的近似条件。尽管如此，曲线拟合却是满足精度要求的。

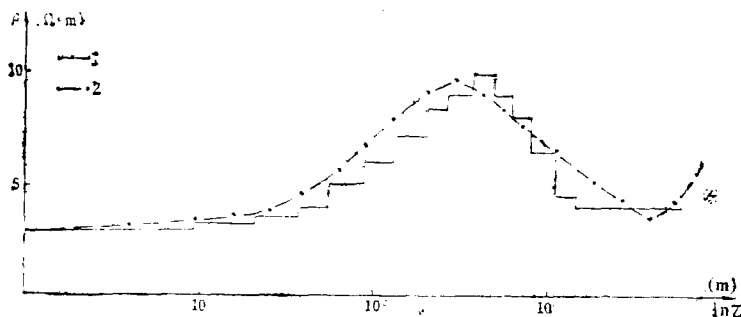


图3 1. 理论模型；2. 反演模型

图4是误差 χ^2 随奇异值个数 p 变化曲线，根据判别准则， $p = 5$ 时构制出来的地电断面最好，此时 $\chi^2 = 15.9 \approx M$ ，即观测频率点数15。

另外，用SVD求解，还得到下列一些很有用的信息。

1). 信息密度矩阵 $[U][U^T]$ 的对角元素，如表1，其中 $[U^T]$ 是 $[U]$ 矩阵的转置矩阵。对角元素的大小，反映了输入信息对结果贡献的大小。当对角元素接近1时，说明对应的信息对结果贡献大，反之贡献就小。应用它可以检查各观测数据的重要性，以便进一步运算进行取舍，达到减小计算量的目的。

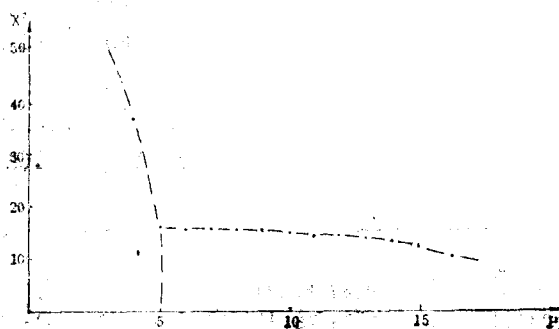


图4 误差 X^2 随奇异值个数 p 变化曲线

表 1

UUT	UUT	UUT	UUT	UUT
0.227464D-01	0.603863D-01	0.110113D+00	0.140011D+00	0.166499D+00
0.176215D+00	0.189499D+00	0.234907D+00	0.265857D+00	0.291365D+00
0.324024D+00	0.293677D+00	0.268455D+00	0.282285D+00	0.721387D+00
0.121847D-01	0.158101D-01	0.159790D-01	0.197185D-01	0.282999D-01
0.865343D-01	0.128556D+00	0.127662D+00	0.129659D+00	0.215924D+00
0.272574D+00	0.271848D+00	0.210229D+00	0.308353D+00	0.609241D+00

这里是按行排列的对角线要素

从表1中可以看出,前面频率点观测数据实部和虚部对应的对角元素较小,说明它们对结果的影响较小,因为此时曲线处于首支渐近线。而曲线中部受断面不均匀影响较大,所对应的观测数据对反演结果贡献也大,所以信息密度矩阵对角要素也加大。

2). 分辨率矩阵 $[V][V^T]$ 的对角元素,如表2。这里 $[V^T]$ 是矩阵 $[V]$ 的转置矩阵。对角元素的大小,反映出各个解之间的相互关系。当对角元素接近1时,说明各解是相互独立的,对角元素很小时,说明各个解是相关的,通过它可以得出模型各参数是否独立的信息来。

表 2

VVT	VVT	VVT	VVT	VVT
0.130355D-01	0.181996D+00	0.217033D+00	0.156730D+00	0.112157D+00
0.810049D-01	0.600780D-01	0.463822D-01	0.137534D+00	0.106092D+00
0.194820D+00	0.160188D+00	0.131544D+00	0.286446D+00	0.876627D-01
0.816994D+01	0.784935D-01	0.341268D-01	0.335384D-01	0.328842D-01
0.321095D-01	0.311896D-01	0.301213D-01	0.730993D-02	0.715141D-02
0.275953D-01	0.580695D-01	0.530379D-01	0.836640D-01	0.412941D-01
0.366265D-01	0.562501D-01	0.102105D+00	0.134998D+00	0.149433D+00
0.152484D+00	0.149562D+00	0.556211D+00	0.159736D+00	0.361438D+00
0.407292D+00	0.101484D+00	0.666833D+00	0.348923D+00	0.942117D-02
0.181996D-02	0.357482D-03	0.230951D-04	0.149635D-04	

这里对角元素也是按行排列的

再者, 由于 $s(\xi)$ 是只含一次反射的反射函数, 因此反射系数 k 值变化越大, $s(\xi)$ 也越大。而 k 值变化大小是该视深度处断面参数独立性大小的象征, 因此不难理解分辨矩阵 $[V]$ $[V^T]$ 和 $s(\xi)$ 之间有着必然的内在联系, 这可从表 3 明显地看出。

还应该指出, $s(\xi)$ 的极性和其值的大小跟断面 $\sigma(\xi)$ 是紧密联系在一起的。 $s(\xi)$ 极性的变化是在视深度 ξ 处 $\sigma(\xi)$ 大小的变化的反映, $s(\xi)$ 为正 $\sigma(\xi)$ 减小, $s(\xi)$ 为负 $\sigma(\xi)$ 增加!

表 3

S	S	S	S	S
0.107939 D-02	0.414785 D-02	0.477801 D-02	0.431237 D-02	0.385597 D-02
0.342380 D-02	0.302342 D-02	0.265761 D-02	0.435428 D-02	0.328102 D-02
0.336998 D-02	0.200397 D-02	0.105602 D-02	0.422382 D-03	-0.242573 D-03
-0.462047 D-03	-0.597878 D-03	-0.443362 D-03	-0.462670 D-03	-0.470767 D-03
-0.469758 D-03	-0.461404 D-03	-0.447202 D-03	-0.216804 D-03	-0.211633 D-03
-0.406223 D-03	-0.562477 D-03	-0.502093 D-03	-0.573035 D-03	-0.359064 D-03
-0.301966 D-03	-0.321596 D-03	-0.334258 D-03	-0.237618 D-03	-0.947261 D-04
0.217814 D-05	-0.107472 D-04	-0.419326 D-03	-0.382022 D-03	-0.264148 D-03
0.537752 D-03	0.631740 D-03	0.215250 D-02	0.990968 D-03	-0.220347 D-03
-0.102577 D-03	-0.260967 D-04	0.419274 D-05	0.110579 D-04	

这里 $s(t)$ 也是按行排列的

图 5 是 A 型理论模型的反演结果。



图 5 1. 理论模型; 2. 反演模型

图 6 是 H 型和 Q 型理论模型的反演结果。从图 4 和图 5 中可见, 它们的性质跟 K 型的完全相同, 即在浅层拟合得好, 深层误差较大。在这里就不逐一讨论了。

2. 实际资料的反演

表 4 是某一测点 15 个频率的实际资料。

表 4

OMEGA	CR	CI	ER	EI
0.396500 D+02	0.479900 D+03	-0.388600 D+03	0.406300 D+01	0.808400 D+00
0.250100 D+02	0.604300 D+03	-0.489300 D+03	0.511600 D+00	0.101800 D+01
0.157700 D+02	0.771000 D+03	-0.560200 D+03	0.661800 D+00	0.415800 D+00
0.992700 D+01	0.887100 D+03	-0.644400 D+03	0.913800 D+00	0.478500 D+00
0.628300 D+01	0.115300 D+04	-0.665800 D+03	0.356700 D+01	0.174800 D+01
0.396500 D+01	0.118800 D+04	-0.771600 D+03	0.177100 D+02	0.618200 D+01
0.250100 D+01	0.144300 D+04	-0.104900 D+04	0.223000 D+02	0.778400 D+01

接上表

9.157700 D+01	0.168500 D+04	-0.972700 D+03	0.324200 D+02	0.254600 D+01
0.992700 D+00	0.205600 D+04	-0.133500 D+04	0.122600 D+02	0.312000 D+01
0.628300 D+00	0.203600 D+04	-0.147900 D+04	0.629100 D+02	0.329400 D+01
0.396500 D+00	0.251100 D+04	-0.182400 D+04	0.242500 D+02	0.406300 D+01
0.250100 D+00	0.265100 D+04	-0.238700 D+04	0.334500 D+02	0.467000 D+01
0.157700 D+00	0.300600 D+04	-0.333900 D+04	0.140400 D+02	0.588100 D+01
0.993000 D-01	0.356900 D+04	-0.491200 D+04	0.165000 D+03	0.264900 D+02
0.628000 D-01	0.500900 D+04	-0.618600 D+04	0.597000 D+02	0.347300 D+01

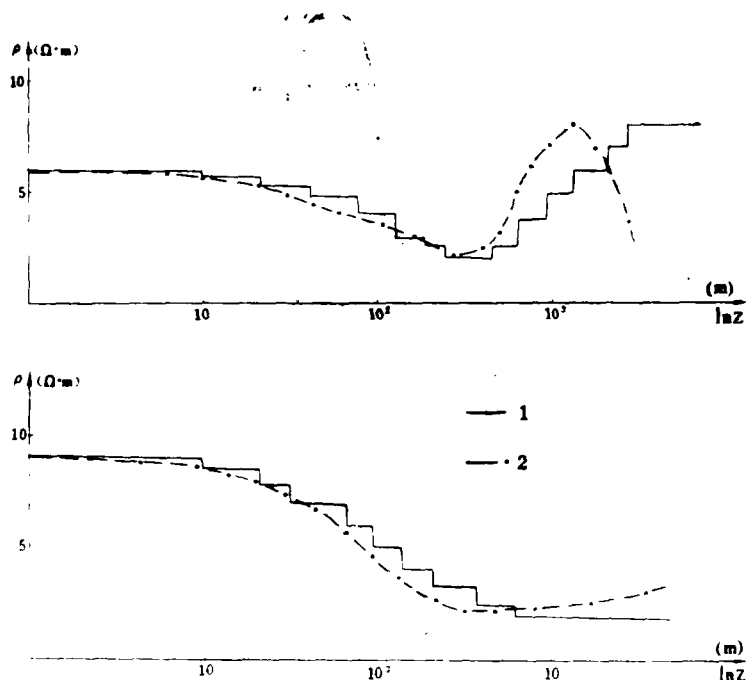


图 6 1. 理论模型; 2. 反演模型

其中CR、CI为表面导纳 $C(\omega)$ 的实部和虚部，而ER和EI为分别对应于它们的误差。

图 7 是 $\chi^2 \sim p$ 的误差曲线，我们取 $p = 6$ 时的反演结果，如图 8 虚线所示。图中实线是大地电磁拟地震解释法反演的结果。

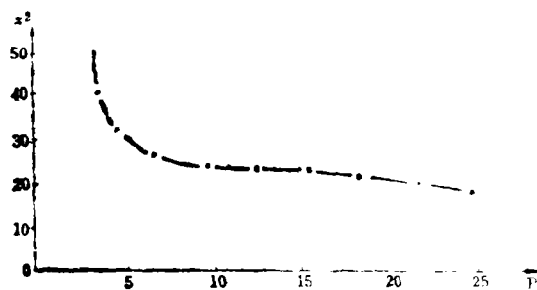


图 7 $\chi^2 \sim p$ 的误差曲线

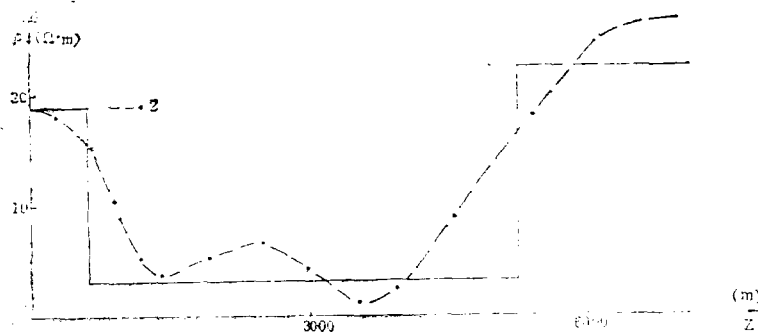


图 8 1. 能拟合观测数据的层状模型; 2. 反演模型

从图 8 可见, 其性质跟理论模型是一致的, 中间出现上、下摆动是由于我们把层状介质看成连续介质造成的。其他辅助信息也和理论模型基本相同。

四、结 论

1. 通过上述理论模型和实际资料的反演结果可以看出, 这种直接反演法的基本成功的。它可以用于浅层的工程勘探, 甚至油田勘探 MT 资料的解释上, 在深层则受到了较大的限制;

2. 修改后的 COEN 直接反演法, 展示了运用一系列方法进行 MT 资料解释的可能性, 使直接反演法的应用前途更为光明。

参 考 文 献

- 〔1〕 Coen, S., Quercia, F. and Mackiewicz, M.: Direct inversion of one-dimensional MT data. JGR 1983, V. 88, No. B3
- 〔2〕 王家映, Levy, S., Oldenhurg, D.: 大地电磁拟地震解释法, 《石油地球物理勘探》1985年, 第 1 期

“IGCP-203项目国际总结会议”在我国召开

由著名古生物学家、学部委员、我院杨遵仪教授领导的 IGCP (国际地质对比计划) —203 项目, 即“东特提斯区二叠—三叠系界线及其过渡期地质事件” (1984—1987), 先后在北京 (1984)、莫斯科 (1984)、美国俄亥俄州 (1985) 及意大利的布里西亚 (1986) 召开过工作会议和学术讨论会。它是国际地科联领导下的一个很活跃的项目。今年 9 月 5 日—20 日又在我国召开了国际总结会议, 参加这次会议的有美国、苏联、西班牙、意大利、荷兰、丹麦、波兰、新西兰、澳大利亚、印度、泰国的代表及国内十多个单位的代表。9 月 5 日—7 日在北京地质教育中心、武汉地质学院北京

研究生院进行了学术报告会和讨论会, 提交大会论文摘要的有国内同行 26 篇、外国同行 12 篇。9 月 8 日—20 日为野外二叠—三叠系剖面参观及学术活动, 先参观了四川广元上寺剖面、重庆凉风垭剖面。代表团一行在杨遵仪教授率领下于 9 月 16 日到达武汉地质学院, 在武汉期间参观了黄石剖面, 并进行了学术报告会, 代表团受到赵鹏大院长及有关师生们的热情欢迎和接待。会议期间, 中外学者对二叠—三叠纪之交地质事件、生物绝灭、古生物地理及生物地层等问题进行了交流和深入讨论, 取得了圆满成功。

吴顺宝 供稿