

围岩充电法充电场的边界元法数值计算

田宪谟 黄兰珍

(成都地质学院应用地球物理系)

【摘要】 该文讨论了用边界单元法数值计算围岩充电场的基本原理和方法技术, 并给出了若干算例。

关键词 边界单元法; 围岩充电法; 充电场; 剩余电位; 剩余电位梯度

围岩充电法是将充电点电源置于矿体附近的围岩中充电, 研究矿体对点电源电场的畸变特征来寻找充电点附近的盲矿体。当前, 对于围岩充电场的研究, 主要是用物理模拟的方法, 难于用解析方法。因而, 对于复杂条件下围岩充电场的计算与研究, 已成为国内外地球物理工作者急待解决的难题。理论计算研究表明, 边界元法是解决该问题的经济有效的方法。

下面介绍用边界单元法数值计算充电场的方法原理和技术, 并给出若干算例。

1 二维矿体围岩充电场的数值计算

围岩充电法二维矿体断面如图1所示: 矿体走向沿 y 轴方向; 具有电流强度为 I 的充电点电源位于矿体附近的围岩中的 $A(x, 0, z)$ 点; 地下围岩和二维矿体的电阻率分别为 ρ_1 和 ρ_2 , 其分布区域分别为 Ω_1 和 Ω_2 ; Ω_1 和 Ω_2 中的位函数的精确解分别表示为 $U_0(x, y, z)$ 和 $V_0(x, y, z)$; Ω_1 的边界 $\Gamma = \Gamma_1 + \Gamma_2 + \Gamma_3$, Ω_2 的边界为 Γ_3 。

1.1 围岩充电场的边值问题

据场论, 在无源域 Ω_2 和有源域 Ω_1 及其边界上, 任一点 $M(x, y, z)$ 的位函数 $U_0(x, y, z)$ 和 $V_0(x, y, z)$ 满足

$$\begin{aligned} \text{控制微分方程} \quad \nabla^2 U_0(x, y, z) &= B_0 \\ M &\in \Omega_1 \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \nabla^2 V_0(x, y, z) &= 0 \\ M &\in \Omega_2 \end{aligned} \quad (2)$$

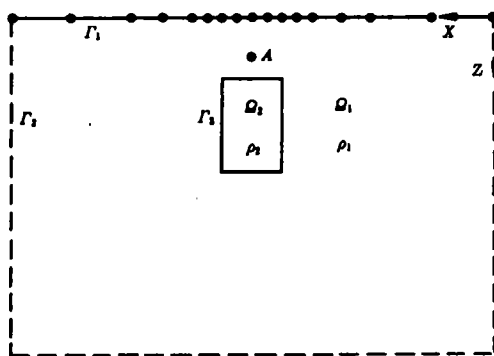


图1 围岩充电法二维矿体断面图

Fig. 1 Section of 2-D ore body for charging method of wall rocks

$$\text{本质边界条件 } U_0(x, y, z) = \bar{U}(x, y, z) \quad M \in \Gamma_2 \quad (3)$$

$$\text{自然边界条件 } Q_0(x, y, z) = \bar{Q}(x, y, z) \quad M \in \Gamma_1 \quad (4)$$

式中 $B_0 = -I\rho_1\delta(M-A)$, $\bar{Q}(x, y, z) = \partial U_0(x, y, z)/\partial n$ 和 $\bar{U}(x, y, z)$ 分别为 Γ_1 和 Γ_2 边界上已知函数: $\bar{Q}(x, y, z) = 0, \bar{U}(x, y, z)|_{r \rightarrow \infty} = 0$ (r 为 Γ_2 边界离源距离)。

在边界 Γ_3 上, U_0 和 V_0 满足衔接条件

$$U_0(x, y, z) = V_0(x, y, z) \quad M \in \Gamma_3 \quad (5)$$

$$\frac{1}{\rho_1}Q_0(x, y, z) = \frac{1}{\rho_2}P_0(x, y, z) \quad M \in \Gamma_3 \quad (6)$$

式中 $Q_0(x, y, z) = \partial U_0(x, y, z)/\partial n, P_0(x, y, z) = \partial V_0(x, y, z)/\partial n$ 。

为使三维位场 $U_0(x, y, z)$ 和 $V_0(x, y, z)$ 问题变为二维位场问题来求解, 应对方程 (1) ~ (6) 两端用公式

$$u_0(x, \lambda, z) = \int_0^\infty U_0(x, y, z) \cos(\lambda y) dy$$

进行富里叶变换。于是, 变换后的二维电位 $u_0(x, \lambda, z)$ 和 $v_0(x, \lambda, z)$ 满足

$$\text{控制微分方程 } \nabla^2 u_0(x, \lambda, z) - \lambda^2 u_0(x, \lambda, z) = b_0 \quad M \in \Omega_1 \quad (7)$$

$$\nabla^2 v_0(x, \lambda, z) - \lambda^2 v_0(x, \lambda, z) = 0 \quad M \in \Omega_2 \quad (8)$$

$$\text{本质边界条件 } u_0(x, \lambda, z) = \bar{u}(x, \lambda, z) \quad M \in \Gamma_2 \quad (9)$$

$$\text{自然边界条件 } q_0(x, \lambda, z) = \bar{q}(x, \lambda, z) \quad M \in \Gamma_1 \quad (10)$$

$$\text{衔接条件 } u_0(x, \lambda, z) = v_0(x, \lambda, z) \quad M \in \Gamma_3 \quad (11)$$

$$\frac{1}{\rho_1}q_0(x, \lambda, z) = \frac{1}{\rho_2}p_0(x, \lambda, z) \quad M \in \Gamma_3 \quad (12)$$

式中 $b_0 = -I\rho_1\delta(M-A)/2$; $\bar{q}(x, \lambda, z) = \partial u_0(x, \lambda, z)/\partial n$ 和 $\bar{u}(x, \lambda, z)$ 分别为富里叶变换后的边界 Γ_1 和 Γ_2 上的已知函数; $p_0(x, \lambda, z) = \partial v_0(x, \lambda, z)/\partial n, q_0(x, \lambda, z) = \partial u_0(x, \lambda, z)/\partial n$ 。

1.2 加权剩余方程与边界积分方程

根据加权剩余法理论, 用近似解 $u(x, \lambda, z)$ 和 $v(x, \lambda, z)$ 分别替代 (7) ~ (12) 式中的 $u_0(x, \lambda, z)$ 和 $v_0(x, \lambda, z)$, 并引入权函数 u^* 后, 便可写出该位场问题相应的加权剩余方程

$$\int_{\Omega_1} (\nabla^2 u - \lambda^2 u - b_0) u^* d\Omega = \int_{\Gamma_1} (q - \bar{q}) u^* d\Gamma - \int_{\Gamma_2} (u - \bar{u}) d\Gamma \quad (13)$$

$$\text{和} \quad \int_{\Omega_2} (\nabla^2 v - \lambda^2 v) u^* d\Omega = 0 \quad (14)$$

式中权函数 u^* 满足奇异微分方程

$$\nabla^2 u^* - \lambda^2 u^* + \phi_i = 0 \quad (15)$$

其基本解为

$$u^* = K_0(\lambda r)/2\pi \quad (16)$$

对方程(13)和(14)左端面积分的第一项,连续施行两次分部积分,根据狄拉克函数 δ 的积分性质,代入边界衔接条件,并考虑到 Ω_2 边界 Γ_3 的外法线 \vec{n} 的方向,经整理后,得边界积分方程

$$c_i u_i + \int_{\Gamma_{1+2+3}} u q^* d\Gamma = \int_{\Gamma_{1+2+3}} q u^* d\Gamma - U_i^A \quad (17)$$

$$- c_i u_i + \int_{\Gamma_3} u q^* d\Gamma = (\rho_2/\rho_1) \int_{\Gamma_3} q u^* d\Gamma \quad (18)$$

式中 $U_i^A = I\rho_1 K_0(\lambda r_{Ai})/4\pi$ 。

注意到 Ω_1 的地下边界 Γ_2 可设置于离源(人工源和异常源)无穷远处,其上各结点处的电位 u 及其导数 q 均趋于零。故有

$$\lim_{r \rightarrow \infty} \left[\int_{\Gamma_2} u q^* d\Gamma - \int_{\Gamma_2} q u^* d\Gamma \right] = 0$$

于是,方程(17)便可近似写成

$$c_i u_i + \int_{\Gamma_{1+3}} u q^* d\Gamma = \int_{\Gamma_{1+3}} q u^* d\Gamma - U_i^A \quad (19)$$

式(19)和(18)分别为待计算的 Ω_1 和 Ω_2 的边界积分方程。

1.3 数值处理

数值求解边界积分方程(19)和(18),需要将其化为离散的线性代数方程组。为此,将 Ω_1 的边界 Γ_{1+3} 分为 n 个单元(其中 Γ_1 和 Γ_3 分别被剖分为 n_1 和 n_3 个单元), Ω_2 的边界 Γ_3 被剖分为 n_3 个单元,并设 $k = n_1 + 1$ 。

1.3.1 常数元解法

根据积分的可加性,并考虑到 U 和 q 在 Γ_j 上均为常数,可以提到积分号外面。对于点“ i ”,将式(19)和(18)中的积分,化为每个单元 Γ_j 的积分之和,即得离散方程

$$c_i u_i + \sum_{j=1}^n \hat{h}_{ij} u_j = \sum_{j=1}^n g_{ij} q_j - U_i^A \quad i = 1, 2, \dots, n \quad (20)$$

$$- c_i u_i + \sum_{j=k}^n \hat{h}_{ij} u_j = \frac{\rho_2}{\rho_1} \sum_{j=k}^n g_{ij} q_j \quad i = k, k+1, \dots, n \quad (21)$$

式中 $\hat{h}_{ij} = \int_{\Gamma_j} q^* d\Gamma$, $g_{ij} = \int_{\Gamma_j} u^* d\Gamma$; c_i 为与边界所确定的 Γ_i 所在域 Ω 的张角成正比的系数。

对于域 Ω_1 , 若记 $H_{ij} = \hat{h}_{ij} (i \neq j)$ 和 $H_{ii} = \hat{h}_{ii} + c_i (i = j)$; 对于域 Ω_2 , 若记 $H_{ij} = \hat{h}_{ij} (i \neq j)$ 和 $H_{ij} = \hat{h}_{ij} - c_i (i = j)$; 对于 Ω_1 和 Ω_2 , 均记 $G_{ij} = g_{ij}$; 于是, 方程 (20) 和 (21) 分别可写成

$$\sum_{j=1}^n H_{ij} u_j = \sum_{j=1}^n G_{ij} q_j - U_i^A \quad i = 1, 2, \dots, n \quad (22)$$

$$\sum_{j=1}^n H_{ij} u_j = \sum_{j=k}^n G_{ij} q_j \quad i = k, k+1, \dots, n \quad (23)$$

把全部“ i ”点结合起来, 方程 (22) 和 (23) 分别构成 n 阶和 n_2 阶线性代数方程组, 可表示为下列矩阵方程

$$\text{对于 } \Omega_1 \quad HU = CQ - U^A \quad (24)$$

$$\text{对于 } \Omega_2 \quad H_2 U_2 = (\rho_2 / \rho_1) C_2 Q_2 \quad (25)$$

式中: $H = [H_{ij}]_{n \times n}$; $U = \{u_1, u_2, \dots, u_n\}^T$;

$C = [C_{ij}]_{n \times n}$; $Q = \{q_1, q_2, \dots, q_n\}^T$;

$H_2 = [H_{ij}]_{n_2 \times n_2}$; $U_2 = \{u_1, u_{k+1}, \dots, u_n\}^T$;

$C_2 = [C_{ij}]_{n_2 \times n_2}$; $Q_2 = \{q_k, q_{k+1}, \dots, q_n\}^T$;

$U^A = \{u_1^A, u_2^A, \dots, u_n^A\}^T$ 。

注意到, 在该边值问题中, 给定 Γ_1 上 n_1 个 $\bar{q} = 0$, 则联立后的方程 (24) 和 (25), 仅是 $n + n_2$ 个未知量的方程组。

现在, 按未知量重新排列方程组, 把所有含未知量的项移到方程的左端, 而将已知量各项移到方程的右端, 经整理后, 得到一个 $n + n_2$ 阶线性代数方程组

$$AX = F \quad (26)$$

1.3.2 线性元解法

如果 u 和 q 在单元上呈线性变化, 结点应取在两个直线元的交点上, 并在端结点赋已知值。

根据积分的可加性, 对于 Ω_1 边界的 n 个单元和 Ω_2 边界的 n_2 个单元, 方程 (19) 和 (18) 中的积分可化为每个单元 Γ_i 的积分之和, 即得离散方程

$$c_i u_i + \sum_{j=1}^n \int_{\Gamma_j} u q^* d\Gamma = \sum_{j=1}^n \int_{\Gamma_j} q u^* d\Gamma - U_i^A \quad (27)$$

$$\text{和} \quad -c_i u_i + \sum_{j=1}^n \int_{\Gamma_j} u q^* d\Gamma = \frac{\rho_2}{\rho_1} \sum_{j=k}^n \int_{\Gamma_j} q u^* d\Gamma \quad (28)$$

因为 u 和 q 在单元 T_j 上是线性变化的, 所以 u 和 q 在单元上任一点的值, 可借助于端结点的值和两个线性插值基函数来确定

$$\begin{aligned} u(\xi) &= \psi_1 u_1 + \psi_2 u_2 = [\psi_1, \psi_2] \begin{Bmatrix} u_1 \\ u_2 \end{Bmatrix} \\ q(\xi) &= \psi_1 q_1 + \psi_2 q_2 = [\psi_1, \psi_2] \begin{Bmatrix} q_1 \\ q_2 \end{Bmatrix} \end{aligned} \quad (29)$$

将上式代入 (27) 和 (28) 后, 其中单元积分便可写成

$$\int_{T_j} u q^* d\Gamma = \int_{T_j} [\psi_1, \psi_2] q^* d\Gamma \begin{Bmatrix} u_1 \\ u_2 \end{Bmatrix} = [h_{ij}^1, h_{ij}^2] \begin{Bmatrix} u_1 \\ u_2 \end{Bmatrix} \quad (30)$$

$$\int_{T_j} q u^* d\Gamma = \int_{T_j} [\psi_1, \psi_2] u^* d\Gamma \begin{Bmatrix} q_1 \\ q_2 \end{Bmatrix} = [g_{ij}^1, g_{ij}^2] \begin{Bmatrix} q_1 \\ q_2 \end{Bmatrix} \quad (31)$$

式中 $h_{ij}^s = \int_{T_j} \psi_s q^* d\Gamma$, $g_{ij}^s = \int_{T_j} \psi_s u^* d\Gamma$ ($s = 1, 2$)。

可见, h_{ij}^s 和 g_{ij}^s 是考虑点 “i” 和 j 单元结点 s 相互制约的影响系数。于是, 式 (27) 和 (28) 对应于考虑点 “i” 的组装方程, 可写成

$$c_i u_i + \sum_{j=1}^n \hat{H}_{ij} u_j = \sum_{j=1}^n G_{ij} q_j - U_i^A \quad i = 1, 2, \dots, n \quad (32)$$

$$-c_i u_i + \sum_{j=k}^n \hat{H}_{ij} u_j = \frac{\rho_2}{\rho_1} \sum_{j=k}^n G_{ij} q_j \quad i = k, k+1, \dots, n \quad (33)$$

式中 $\hat{H}_{ij} = h_{ij-1}^1 + h_{ij}^1$, $G_{ij} = g_{ij-1}^2 + g_{ij}^1$ 。

同样, 对于 Ω_1 , 若记 $H_{ij} = \hat{H}_{ij}$ ($i \neq j$) 和 $H_{ij} = \hat{H}_{ij} + c_i$ ($i = j$); 对于 Ω_2 , 若记 $H_{ij} = \hat{H}_{ij}$ ($i \neq j$) 和 $H_{ij} = \hat{H}_{ij} - c_i$ ($i = j$), 则方程 (32) 和 (33) 可分别写成更紧凑的形式

$$\sum_{j=1}^n H_{ij} u_j = \sum_{j=1}^n G_{ij} q_j - U_i^A \quad i = 1, 2, \dots, n \quad (34)$$

$$\sum_{j=k}^n H_{ij} u_j = \frac{\rho_2}{\rho_1} \sum_{j=k}^n G_{ij} q_j \quad i = k, k+1, \dots, n \quad (35)$$

若把全部 “i” 点结合起来, 方程 (34) 和 (35) 分别构成 n 和 n_2 阶线性代数方程组, 可表示为矩阵方程

$$HU = CQ - U^A \quad (36)$$

$$H_2 U_2 = \frac{\rho_2}{\rho_1} C_2 Q_2 \quad (37)$$

于是,按未知量重新排列,可得到 $n + n_3$ 阶线性代数方程组

$$AX = F \quad (38)$$

式中 A 为 $n + n_3$ 阶方阵, F 和 X 均为 $n + n_3$ 维列向量。

若用上角标和下角标分别表示所研究的域及其边界序号¹, 则系数矩阵可表示为

$$A = \begin{bmatrix} H_1^1 & H_1^2 & -G_1^1 \\ 0 & H_2^2 & -\frac{\rho_2}{\rho_1}G \end{bmatrix}$$

列向量 X 和 F 可表示为

$$X = \{u_1, u_2, \dots, u_n, q_k, q_{k+1}, \dots, q_n\}^T, \\ F = (-1)\{U_1^1, U_2^1, \dots, U_n^1, 0, \dots, 0\}^T.$$

2 充电场剩余电位和剩余电位梯度曲线

围岩充电法的观测方法同传统的矿体充电法一样,分为电位观测法和电位梯度观测法。因而,应观测或计算 M 点的电位 U_M , M 与 N 中点处的电位梯度 $\Delta U_{MN}/s_{MN}$, 绘制电位和电位梯度剖面曲线。

为了直接了解由矿体产生的电位和电位梯度异常,作者计算与绘制了部分矿例的剩余电位和电位梯度曲线。根据电位的叠加原理,若地下赋存矿体时所获得的地表 M 点的电位称为充电总场电位 U_M , 地下为均匀各向同性介质时所获得的 M 点的电位称为一次场的电位 U_{1M} , 则将总场电位与一次场电位之差 $U_{2M} = U_M - U_{1M}$ 称为剩余电位,其反映了单纯矿体对充电场所产生的畸变影响。它是由于充电点源电流场的作用,在矿体与围岩界面上所产生的集聚电荷所致。 M , N 点处的剩余电位梯度则表示为

$$\Delta U_{2MN}/s_{MN} = (U_{2M} - U_{2N})/s_{MN}$$

为获得 $M(x, y, z)$ 和 $N(x, y, z)$ 点的电位值,对于常数单元线积分 $h_{ij} = \int_{r_j} q^* d\Gamma, g_{ij} = \int_{r_j} u^* d\Gamma$ 和线性单元的线积分 $h'_{ij} = \int_{r_j} \psi_j q^* d\Gamma, g'_{ij} = \int_{r_j} \psi_j u^* d\Gamma$ 需采用四点高斯求积公式进行计算,用高斯消元法对方程组 (26) 和 (38) 进行求解,便可得到二维电位值 $u(x, \lambda, z)$ 。然后,按式

$$U(x, y, z) = \frac{2}{\pi} \int_0^\infty u(x, \lambda, z) \cos(\lambda y) d\lambda$$

进行富里叶逆变换,便可获得待求的 $M(x,y,z)$ 或 $N(x,y,z)$ 点的三维电位值 $U(x,y,z)$ 。

2.1 寻找盲矿、确定矿体产状

图2给出了用边界单元法计算的围岩充电法充电场的剩余电位和剩余电位梯度曲线。曲线1和曲线2分别表示直立和倾斜($\alpha = 45^\circ$)良导脉状体的剩余电位与剩余电位梯度。充电点 A 位于脉状矿体上方围岩之中,其电流强度(I)为1A。围岩和矿体的电阻率分别为 $\rho_1=100\Omega\cdot m$ 和 $\rho_2=0.01\Omega\cdot m$ 。

由曲线1可见:由于良导矿体对充电场的畸变作用,在直立脉状矿体的上方对应剩余电位曲线的极小值,曲线呈对称分布;梯度曲线反对称于原点。由曲线2可见:在倾斜脉体上方,剩余电位及其梯度曲线皆不对称。在矿脉倾斜一侧的剩余电位曲线较陡,梯度极值幅值较大;而在反倾斜一侧则剩余电位曲线较缓,梯度幅值较小。剩余电位曲线的极值点和梯度曲线的零值点皆移向矿体倾斜一侧。

由上述可知:根据剩余电位曲线的极小值判断,可能有良导电矿体的存在。按照剩余电位极小值偏离中心的方向和较大的剩余电位梯度曲线极值的幅值所在的一侧,可确定良导矿脉的倾斜方向。

2.2 探测旁侧洞穴

图3给出了用边界单元法计算的围岩充电法探测旁侧洞穴的剩余电位和剩余电位梯度曲线。图中充电点位于洞穴旁侧的 A 处,距地表为80m;围岩与洞穴的电阻率分别设为 $\rho_1=1\Omega\cdot m$ 和 $\rho_2=10^5\Omega\cdot m$ 。

由图3a 可见:由于高阻洞穴对充电场的畸变影响,在洞穴上方的剩余电位曲线呈不对称分布。在洞穴的一侧,对应着剩余电位曲线的极小值;而在另一侧,则曲线具有极大值,且极大值的幅值明显大于极小值的幅值。

由图3b 可见:剩余电位梯度曲线呈不对称分布。在洞穴上方对应着曲线的极小值,而在两侧曲线出现两个不对称的极大值。

由此可见,若充电点旁侧隐伏有高阻洞

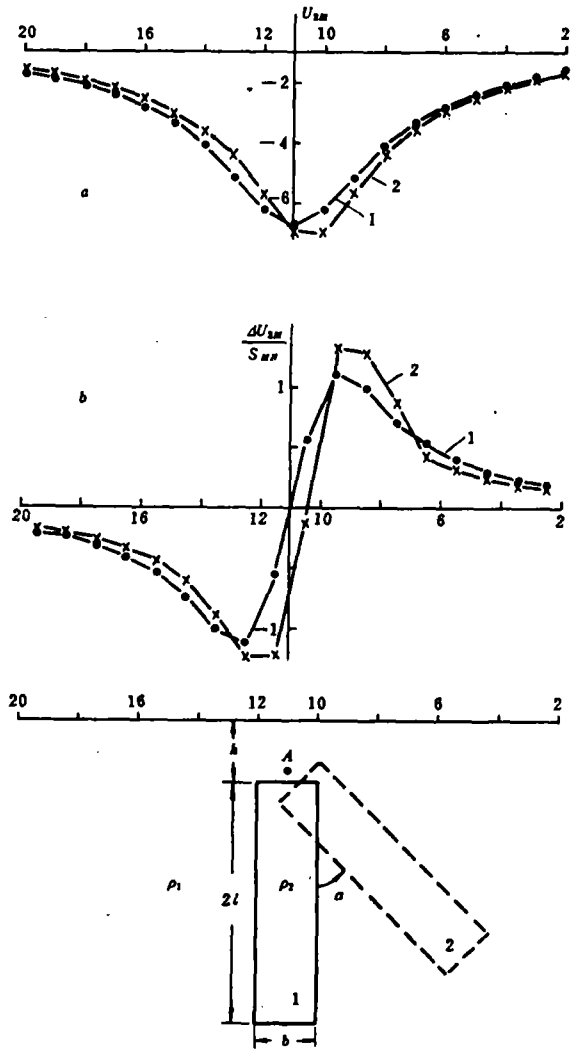


图2 产状不同的脉状矿体上剩余电位和剩余电位梯度曲线

Fig. 2 Chart of surplus potential and potential gradient on the ore vein for different occurrence

1. 直立低阻脉; 2. 倾斜脉($\alpha = 45^\circ$)

低阻脉: $b = 2m$; $l = 4m$. $h = 2m$; $\rho_1 = 100\Omega\cdot m$; $\rho_2 = 0.01\Omega\cdot m$

A 为充电点,距地表1.6m

穴时,便可根据上述剩余电位和剩余电位梯度曲线特征,确定其存在和位置。

2.3 预测深部洞穴

图4给出了用边界元法计算的围岩充电法预测深部洞穴的剩余电位和剩余电位梯度曲线。如图所示:充电点位于深部($h=100\text{m}$)洞穴的上方A处,距地表 $h_A=80\text{m}$;围岩和洞穴的电阻率分别为 $\rho_1=1\Omega\cdot\text{m}$ 和 $\rho_2=10^5\Omega\cdot\text{m}$ 。

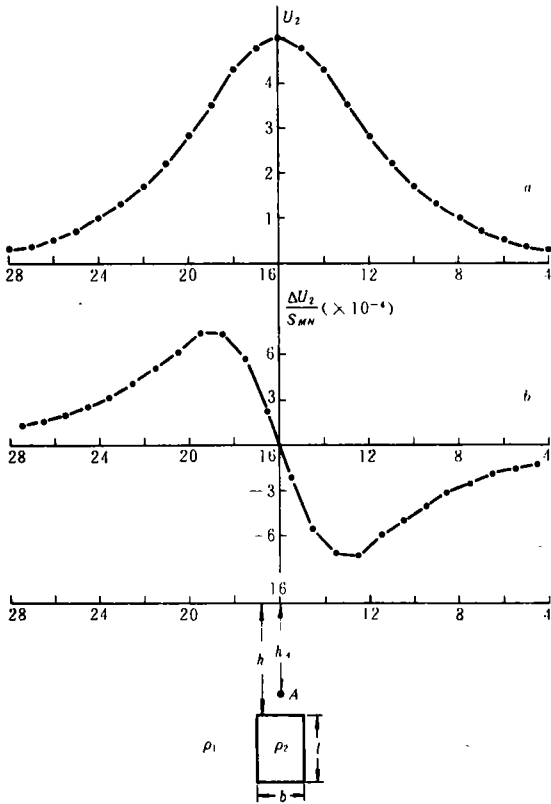


图4 预测深部洞穴的剩余电位和剩余电位梯度曲线

Fig. 4 Chart of surplus potential and potential gradient for prognosticating deep grotto

a. 剩余电位曲线; b. 剩余电位梯度曲线
洞穴: $b=40\text{m}$; $l=60\text{m}$
 $h=100\text{m}$; $h_A=80\text{m}$; $\rho_1=1\Omega\cdot\text{m}$;
 $\rho_2=10^5\Omega\cdot\text{m}$

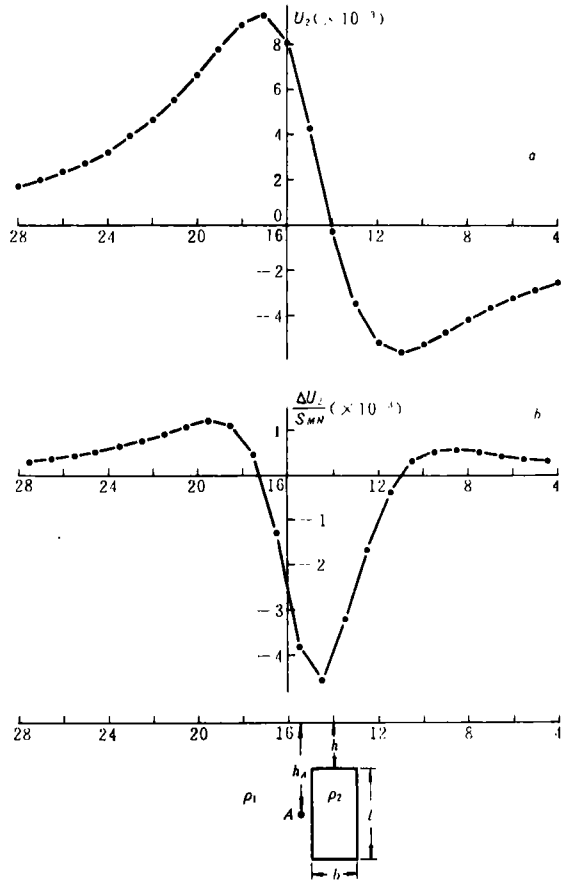


图3 探测旁侧洞穴的剩余电位和剩余电位梯度曲线

Fig. 3 Chart of surplus potential and potential gradient for exploring lateral grotto

a. 剩余电位曲线; b. 剩余电位梯度曲线。
洞穴: $b=40\text{m}$; $l=80\text{m}$; $h=40\text{m}$; $h_A=80\text{m}$;
 $\rho_1=1\Omega\cdot\text{m}$; $\rho_2=10^5\Omega\cdot\text{m}$

由图4a可见:由于高阻洞穴对充电场的畸变影响,在深部洞穴的上方的剩余电位曲线呈对称分布;并且在洞穴上方对应着剩余电位的极大值。

由图4b可见:剩余电位梯度曲线反对称于原点分布。

综上所述,对于围岩充电法充电场的研究可见,根据充电场的分布特征,可寻找盲矿、确定矿体产状、探测旁侧洞穴、预测深部洞穴和矿体的赋存情况。并且,计算结果表明:边界单元法是计算

围岩充电场的一种经济有效的方法。

参 考 文 献

- 1 何裕盛、夏万芳. 充电法. 北京:地质出版社,1978
- 2 郭硕鸿. 电动力学. 北京:人民教育出版社,1980
- 3 冯康等. 数值计算方法. 北京:国防工业出版社,1978
- 4 黄兰珍等. 用边界元法计算点源二维地电体的 ρ_s 和 η_s . 物探化探计算技术,1988,第1期
- 5 Brebbia C A. The Boundary Element Method for Engineers. London:Pentech Press,1978
- 6 Brebbia C A & Walker S. Boundary Element Techniques in Engineering. London: Butterworth Ltd, 1980

NUMERICAL CALCULATION OF CHARGING FIELD FOR CHARGING METHOD OF WALL ROCKS WITH THE BEM

Tian Xianmo Huang Lanzen

Abstract Computation of charging field for charging method of wall rocks shows that the boundary element method (BEM) is an economical and efficient numerical method for study on complex charging field.

In this paper, the basic principle and processing technique of numerical calculation of charging field with the BEM are discussed. Meanwhile, the computational examples are also given.

Key words boundary element method; charging method of wall rock; charging field; surplus potential; surplus potential gradient

石油勘探新理论

全苏天然气研究所的地矿科学博士依万楚克经过多年的研究和野外观测确定,在断层的某些地段上存在被地下流体其中包括石油与天然气刺穿的现象,而传统的概念是断层对油气仅起遮挡、封闭的作用。他从断层中存在地下流体刺穿的事实,发现了一个新的所谓“水火山”现象。这种现象的裨是,在地下流体的高压作用下,在断层折某些地段上会形成新的地质体,其中能聚集包括油、气和多种金属矿等有用矿产。用现代化仪器探测地表的某些物质,可以确定是否存在这类地质体。这个理论和方法为在非传统的地质构造中开辟了找油气的新领域。

(余摘自《石油消息》)