Széntelepek tektonikai zavarai kétdimenziós modellezésének háromdimenziós kiterjesztése

GYULAI ÁKOS

Széntelepes összlet tektonikai zavarainak vizsgálata kétdimenziós modellen is végezhető. Geoelektromos telepszondázás lemezmodellen technikailag könnyen végrehajtható. Az elektromos és geometriai paraméterek változtatása és beállítása egyszerűbb, mint háromdimenziós modellen. Könnyen beállíthatók többréteges esetek, a telep ágyazó közegében inhomogenitások, tetszőleges dőlésszögű és elvetési magasságú vetők.

A bányabeli méréseknél is lehet alkalmazni hosszú vonalelektródokat, melyek irányában a potenciálgradiens a lemezmodellhez hasonlóan zérus.

A (19) összefüggés alapján azonos fajlagos ellenállású közegek esetén a végtelen térbeli telepszondázási függvény a végtelen síklemezre vonatkozó telepszondázási függvényből differenciálással meghatározható, tehát a térbeli telepszondázás modellezhető kétdimenziós síklemezzel.

Исследование тектонических для угольных месторождений может быть произведено и дль двумерной модели. Геоэлектрическои зондирование месторождения для плитовой модели технически легко произвести. Изменение и установка электрических и геометрических параметров проще, чем в случае трехмерной модели. Легко могут быть заданы случаи нескольких слоев, а также и неоднородности в слое подстилающем месторождение и разломы произвольного простирания и высоты.

Для измерений в шахтах можно также применять длинные линейные электроды, в направлении которых градиент потенциала, как и при плитовой модели, нулевой.

На основании формулы (19) дль случая сред с одинаковым удельным сопротивлением можно определить функцию босконечного пространсмвенного зондирования путем дифференцироваеия функции зондирования для бесконечной плоской пластины, то есть пространственное моделирование может быть произведено с помощью двумерной плоской пластины.

Investigation of tectonic disturbances of coal bed series can be conducted also on a two dimensional model. The geoelectric bed profiling can be made technically with ease by means of a plate model. Here, the change and setting of electric and geometrical parameters is more simple than on a three dimensional model. Cases with several layers, inhomogeneities in the base rock of the bed, faults with any required dip angle and throw can easily be set.

With measurements in mines one can also use long line-electrodes along which the potential gradient is zero, as with the plate model.

On the basis of formula (19) the three dimensional infinite bed profiling function in case of mediums with the same specific resistivity can be determined by means of derivation from the bed profiling unction of the infinite plane plate, i.e. the three dimensional bed profiling can be studied by means of a wo-dimensional model.

Bevezetés

Széntelepes összletben levő kisebb vetők is kimutathatók geoelektromos telepszondázással [2] [3] [4]. Az összlet minden paraméterét be lehet állítani laboratóriumi modellen és a mérésekből további adatokat lehet kapni a bányabeli mérések interpretációjához [5]. A laboratóriumi modellmérések tehát a bányabeli (háromdimenziós) vizsgálatok kiegészítéséül szolgálnak.

1. *A modell megválasztása*

A modell a széntelepes összlet síkbeli metszete. Az elektromos teret leíró Laplace-egyenlet megoldása a síkban logaritmikus potenciálfüggvény, az áramtér a modell síkjára merőleges irányban korlátozva van. Háromréteges zavartalan összlet (ϱ_1 fajlagos ellenállású végtelen vastagságú fedő, ϱ_2 fajlagos ellenállású és b vastagságú széntelep, és ϱ_3 fajlagos ellenállású végtelen vastagságú fekű) síkbeli modelljére a látszólagos ellenállás elméleti értékei számíthatók, a modellmérések kiértékeléséhez elméleti görbeseregek szerkeszthetők [5].

A modell elsősorban tektonikai zavarok vizsgálatára készült. A tektonikai zavarok olyan vetők, vetőzónák, amelyek síkbeli modellen is jól előállíthatók. Tetszőleges elvetési magasságú és dőlésszögű vető modellezhető.

A telepszondázás a kétdimenziós modellen technikailag könnyen végrehajtható, sokkal könyebben, mint elektrolit-tankban, vagy szilárd anyagból készített háromdimenziós modellen.

Az elektromos és geometriai paraméterek finomabb lépésekben és technikailag könyebben változtathatók, mint háromdimenziós modellen. Nincs szükség az elektródok fix beépítésére. A borsodi szénmedence viszonyainak megfelelő $b \approx 2$ m-es szénteleрvastagságot 1:100 kicsinyítéssel modellezve, a $b \approx 2$ cm-es teleppel az áram és pontenciál elektródok érintkezési felülete kellő nagyságú (a geometriai feltételeknek megfelelő), ha a modell-lemez $2-4$ mm vastagságú. A modellen könnyen és gyorsan beállíthatók többréteges esetek és azok a fedőben vagy feküben levő inhomogenitások, tektonikai zavarok, amelyeknek a vizsgálata szükséges az in situ mérési adatok interpretációjához.

A bányaföldtani kutatások fontos feladata az egymástól $50-100$ m-re levő párhuzamos, vagy közel párhuzamos vágatok között elhelyezkedő, $H = 1-3$ m-es elvetési magasságú, ismeretlen vetők feltárása, vagy valamelyik vágattal feltárt vetőnek a vágatok közötti térrészben való továbbnyomozása.

A több száz méter hosszú egyenes vágatokban a szén-fedő és a szén-fekü határán egy-egy hosszú vonalelektród is elhelyezhető. A két vonalelektród belső térrészében a telepes összlet kétdimenzióssá válik, mivel az elektródok irányában a potenciál gradiens zérus. Ezért a síklemez-modell mérési adatai erre az esetre közvetlenül is átvihetők.

2. *Végtelen térben és végtelen síklemezben uralkodó potenciálok összehasonlítása*

2.1. *Vonal-elektród végtelen síklemezben és pont-elektród végtelen térben uralkodó potenciálja.*

Egy pont-elektród potenciáljára érvényes Laplace-féle differenciál egyenlet henger koordinátákban

$$\frac{\partial^2 U}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\,\frac{\partial U}{\partial r} + \frac{\partial U}{\partial z} = 0 \tag{1}$$

Ennek a megoldása homogén végtelen térre

$$U_t = \frac{I_t \cdot \varrho_t}{4\pi} \cdot \frac{1}{R_t} \tag{2}$$

ahol U_t a térbeli potenciált, I_t a pontforrás erősségét, ϱ_t a közeg fajlagos ellenállását, R_t pedig a forrás és a vizsgált pont közötti távolságot jelenti.

Egy m vastagságú ϱ_s fajlagos ellenállású végtelen síklemezben a síkra merőleges m hosszúságú vonal-elektród potenciáljára ([5], 1. ábra) a

$$\frac{d^2 U}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dU}{dr} = 0 \tag{3}$$

differenciál egyenlet érvényes, mivel az áramsűrűségnek sehol sincs a lemezre merőleges összetevője, tehát

$$\frac{dU}{dy} = 0 \tag{4}$$

A (3) megoldás, ha I_s/m az elektród egységnyi hosszára eső áramerősség:

$$U_s = \frac{I_e \cdot \varrho_s}{2\pi m} \frac{1}{r_s} \tag{5}$$

amiből differenciálással

$$\frac{dU_s}{dr} = -\frac{I_s \cdot \varrho_s}{2\pi m} \frac{1}{r_s} \tag{6}$$

ahol U_s a síklemezben a vonalelektródtól r_s távolságban uralkodó potenciál, mely az elektródot körülvevő egység sugarú hengerfelület potenciáljához van viszonyítva [1]. A potenciálok összehasonlítása végett legyen $\varrho_s = \varrho_t = \varrho$ és $I_s = I_t = I$, továbbá $r_s = R_t = r$. Ekkor (2) illetve (6)-ból

$$\varrho = 4\pi \frac{U_t}{I} r \tag{7}$$

$$\varrho = -2\pi \frac{m}{I} \frac{dU_s}{dr} r \tag{8}$$

A (7) és (8) jobb oldalát egyenlővé téve és a rövidítéseket elvégezve lesz

$$U_t = -\frac{dU_s}{dr} \frac{m}{2} \tag{9}$$

A (9) szerint azonos fajlagos ellenállású közegek esetén homogén végtelen térben egy pontforrás potenciálja egyenlő a végtelen síklemezben rá merőleges és a lemezvastagsággal egyenlő hosszúságú vonalelektród térerősségének és a lemez félvastagságának szorzatával, ha a pontforrás erőssége és a vonalelektród áramerőssége egyenlő.

A fentiek alapján homogén közegek esetén a háromdimenziós végtelen tér kétdimenziós síklemezzel modellezhető.

2.2. *Pont- és vonalelektród dipólok potenciáltere*

2.2.1. Homogén közeg

Végtelen tér P pontjában a potenciál (2) szerint:

$$U_t = \frac{I_t \varrho_t}{4\pi(r_t^2 + z_t^2)^{1/2}} \tag{10}$$

A (10) z szerinti második differenciálásával $z = 0$ esetén kapható:

$$\frac{dU^2}{dz^2} = - \frac{I_t \varrho_t}{4\pi} \frac{1}{r_t} \tag{11}$$

Ekvatoriális dipól elrendezéssel a fajlagos ellenállás a

$$\varrho_t = \frac{\Delta U_t}{I_t} \frac{4\pi r_t^3}{b_t^2} \tag{12}$$

egyenletből határozható meg, ahol b_t az azonos nemű elektródok, r_t pedig a dipólok közötti távolság.

Egy m vastagságú végtelen síklemezben a potenciál az (5) szerint

$$U_s = - \frac{\varrho_s I_s}{2\pi m} ln(x_s^2 + z_s^2)^{1/2} \tag{13}$$

A (13) z szerinti második differenciálásával kapható a

$$\frac{d^2 U_s}{dz^2} = - \frac{\varrho_s I_s}{2\pi m} \frac{x_s^2 - z_s^2}{(x_s^2 + z_s^2)^2} \tag{14}$$

egyenlet.

Ekvatoriális vonaldipól elrendezéssel ($z = 0$) a fajlagos ellenállás a

$$\varrho_s = \frac{\Delta U_s}{I_s} \frac{2\pi m x_s^2}{b_s^2} \tag{15}$$

egyenlettel határozható meg.

A (14) x szerinti differenciálásával $z = 0$ esetén

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(- \frac{\partial^2 U_s}{\partial z^2} \right) = - \frac{\varrho_s I_s}{\pi m x_s^2} \tag{16}$$

egyenlet kapható.

Gradiens elrendezésre felírható a

$$\frac{d}{dx}(\Delta U) = - \frac{\varrho_s I_s b_s^2}{\pi m x_s^3} \tag{17}$$

egyenlet, mivel $\overline{MN} = \overline{AB} = b = \Delta z$

A (17)-ből a síklemez ϱ_s fajlagos ellenállása kiszámítható:

$$\varrho_s = \frac{-\dfrac{d}{dx}(\Delta U_s)}{I_s} \cdot \frac{\pi m x_s^3}{b_s^2} \tag{18}$$

Ha $\varrho_s = \varrho_t = \varrho$ és $x_s = r_t = x$ valamint $b_t = b_s = b$, a (12) és (18)-ból rövidítések után

$$\Delta U_t = -\frac{m}{4} \frac{d}{dx}(\Delta U_s) \tag{19}$$

A (19) alapján azonos fajlagos ellenállású közegek esetén homogén végtelen térben, ekvatoriális dipól elrendezéssel az MN dipóllal mérhető potenciálkülönbség a végtelen síklemezben ekvatoriális elrendezéssel mért potenciálkülönbség x szerinti differenciálásával meghatározható, amennyiben a 2.1.-ben leírt geometriai feltétel teljesül a vonalelektród dipólokra.

2.2.2. Háromréteges közeg

A (12) és (18)-at háromréteges esetre felírva, az I_t ill. I_s áramerősséget kifejezve, $x_s = r_t = x$, $b_s = b_t = b$, $I_s = I_t = I$ esetén az egyenletek jobb oldalát egyenlővé téve, majd ΔU_t-t kifejezve kapható, hogy

$$\Delta U_t = -\frac{m}{4} \frac{\varrho_{at}}{\varrho_{as}^*} \frac{d}{dx}(\Delta U_s) \tag{20}$$

ahol ϱ_{at} a végtelen térben telepszondázással mérhető látszólagos fajlagos ellenállás, ϱ_{as}^* a végtelen síklemezben a telepszondázási ellenállás függvény [5] x szerint differenciálásával, majd a geometriai tényezővel történő szorzással kapható látszólagos fajlagos ellenállás.

Az alábbiak szerint $\lim\limits_{b\to 0} \varrho_{at} = \lim\limits_{b\to 0} \varrho_{as}^*$, azaz a telepszondázási modellre is érvényes a (19) egyenlet.

Végtelen térre vonatkozó telepszondázás egyenlete $b \to 0$ esetre az áramelektródok potenciáljának [2] z szerinti differenciálásával, majd ezek összegzésével is megkapható [6]:

$$\frac{\Delta U}{I} = \frac{b^2}{4\pi r^3} \left\{ A \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(k_{21} k_{23})^n (2n+1{,}5)}{\left[(2n+1{,}5)^2 \left(\dfrac{b}{r}\right)^2 + 1\right]^{3/2}} + \right.$$

$$\left. + B \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(k_{21} k_{23})^n (2n+0{,}5)}{\left[(2n+0{,}5)^2 \left(\dfrac{b}{r}\right)^2 + 1\right]^{3/2}} \right\} \tag{21}$$

ahol
$$A = \varrho_3(1+k_{23})\, k_{21} + \varrho_1(1+k_{21})\, k_{23}$$
$$B = \varrho_3(1+k_{23} + \varrho_1(1+k_{21})$$

A (21)-ből a geometriai állandóval történt szorzással fajlagos ellenállást számítva, és $b = 0$ helyettesítés után

$$\lim_{b \to 0} \varrho_{at} = A \sum_{n=0}^{\infty} (k_{21} k_{23})^n (2n+1{,}5) + B \sum_{n=0}^{\infty} (k_{21} k_{23})^n (2n+0{,}5) \tag{22}$$

(22)-ből kapható:

$$\lim_{c \to 0} \varrho_{at} = \frac{\varrho_2}{\frac{1}{2}(\varrho_1 + \varrho_3)} \varrho_2 \tag{23}$$

Végtelen síklemez telepszondázási egyenletéből [5] x szerinti differenciálással és a K geometriai tényezővel történt szorzással [a (17)-ből], egyszerűsítések után kapható:

$$\begin{aligned} \varrho^*_{as} = \varrho_2 \Bigg\{ & \frac{x^2}{x^2+b^2} + k_{21} k_{23} \sum_{n=0}^{\infty} (k_{21} k_{23})^n \frac{(2n+3)^2}{\left[(2n+3)\left(\frac{b}{x}\right)\right]^2+1} + \\ & + \frac{1}{2}(k_{21}+k_{23}-4k_{21}k_{23}) \sum_{n=0}^{\infty} (k_{21} k_{23})^n \frac{(2n+2)^2}{\left[(2n+2)\left(\frac{b}{x}\right)\right]^2+1} + \\ & + (k_{21}k_{23}-k_{21}-k_{23}) \sum_{n=0}^{\infty} (k_{21} k_{23})^n \frac{(2n+1)^2}{\left[(2n+1)\left(\frac{b}{x}\right)\right]^2+1} + \\ & + \frac{1}{2}(k_{21}+k_{23}) \sum_{n=0}^{\infty} (k_{21} k_{23})^n \frac{(2n)^2}{\left[(2n)\left(\frac{b}{x}\right)\right]^2+1} \Bigg\} \end{aligned} \tag{24}$$

továbbá:

$$\begin{aligned} \lim_{b = 0} \varrho^*_{as} = \varrho_2 \Bigg[& 1 + k_{21} k_{23} \sum_{n=0}^{\infty} (k_{21} k_{23})^n (2n+3)^2 + \\ & + \frac{1}{2}(k_{21}+k_{23}-4k_{21}k_{23}) \sum_{n=0}^{\infty} (k_{21} k_{23})^n (2n+2)^2 + \\ & + (k_{21}k_{23}-k_{21}-k_{23}) \sum_{n=0}^{\infty} (k_{21} k_{23})^n (2n+1)^2 + \frac{1}{2}(k_{21}+k_{23}) \sum_{n=0}^{\infty} (k_{21} k_{23})^n (2n)^2 \Bigg] \end{aligned} \tag{25}$$

$$\lim_{b \to 0} \varrho^*_{as} = \frac{\varrho_2}{\frac{1}{2}(\varrho_1 + \varrho_3)} \varrho_2, \tag{26}$$

A (22) és (26)-ból következik, hogy

$$\lim_{b \to 0} \varrho_{at} = \lim_{b \to 0} \varrho^*_{as} \,. \tag{27}$$

A (27) alapján a telepszondázásra is érvényes a (19) összefüggés, ha a ϱ_2 fajlagos ellenállású második réteg (telep) vékony, és a síklemezben a telepszondázás – ekvatoriális dipólokkal – gradiens elrendezéssel történik.

A fentiekből következik, hogy végtelen térbeli telepszondázás kétdimenziós síklemezzel modellezhető.

Ezúton is megköszönöm Dr. Csókás János tanszékvezető egyetemi tanár sok segítségét, melyet a modellvizsgálatokhoz nyújtott.

IRODALOM

[1] *Simonyi K.:* Villamosságtan, Akadémiai Kiadó, Budapest, 1962. 221. old.

[2] *J. Csókás:* Detection of tectonic disturbances associated with a coal bed by geoelectrical measurements in mine drifts. Acta Geodaet., Geophys. et Montanist. Acad. Sci. Hung. Tomus 9 (1–2), pp. 111–119 (1974).

[3] *Csókás J.:* Vetőkimutatás szénbányák vágataiban geofizikai módszerekkel. Bányászati és Kohászati Lapok – Bányászat 109. évfolyam 1976. 5. sz.

[4] *Csókás J.:* Feltáró és fejtéselőkészítő vágatokból tektonikai zavarok kimutatása geofizikai módszerekkel. Kutatási jelentés. 1976. Borsodi Szénbányák Igazgatósága

[5] *Gyulai Á.:* Széntelepek tektonikai zavarainak modellvizsgálata. Magyar Geofizika XVIII. évf. 1. sz.

[6] *Csókás J.:* Kézirat. 1977.

Lapszemle

Fizikai Szemle XXVII. évf. 9. sz. 1977. október

Lévai András: Az energiahelyzet alakulása a világon és Magyarországon, a nukleáris energia jövője, 321–329. old. (Az MTA 1977. évi közgyűlésén tartott előadás kibővített változata).

A cikk bevezető része az energiaigények jelenlegi mértékéről és a 2000-ig várható növekedésről szól, majd áttekinti a rendelkezésre álló energiahordozók szerepét (kivéve a napenergia közvetlen felhasználását, melyre vonatkozóan a vélemények ma még a szerző szerint erősen megoszlanak). A magyarországi energiastruktúrára jellemző az importenergiának rendkívüli aránya, ezért a jövőre vonatkozóan alapvető irányelvként tartandó szem előtt a hazai energiaforrások, elsősorban a szén és az atomenergia fokozott kihasználása.

A továbbiakban a szerző részletesen megvizsgálja az atomerőművek létesítésével és használatával kapcsolatos kérdéseket, kitérve a különböző erőműfajták lehetőségeire. Tárgyalja azt a kérdést is, hogy miért lassult világszerte az atomerőművek építésének üteme a 60-as évek végén tapasztalthoz képest és több ok felsorolása után leszögezi, hogy a sok helyen manipulált közvélemény erőteljes, de a legtöbb esetben indokolatlan tiltakozásainak is lényeges szerepe van. A szerző kifejti, hogy nincs igazuk azoknak, akik az atomerőművek elterjedésétől az emberi környezet és a civilizáció megsemmisülését várják, végül kiemeli a tudomány alapvető szerepét.

T. G.