

# Dőlt réteges földtani szerkezetek geoelektromos kutatási lehetőségének vizsgálata analitikus előremodellezéssel<sup>1</sup>

GYULAI ÁKOS<sup>2</sup>

*A tanulmány áttekinti a különböző szerzők által dőlt réteges modellekre megadott, a potenciáltér leírására szolgáló egyenleteket. Bemutatja több geoelektromos mérési elrendezésre a látszólagos fajlagos ellenállás egyenleteket, az ezekkel számított szondázási görbéket, dőlés- és csapásirányú mérések látszólagos fajlagos ellenállás izovonalas szelvényét két- és többretegű modellekre. Paraméter-érzékenységeket definiál dőlt réteges modellekre és vizsgálja a különböző mérési elrendezéseket a paraméter-érzékenységek alapján, az optimális mérőrendszer kiválasztása céljából.*

**Á. GYULAI: Geoelectrical investigation of dipping beds with analytical forward modelling**

*The paper reviews potential field equations over dipping bed developed earlier. It presents apparent resistivity equations for different geoelectrical configurations. By means of them sounding curves, apparent resistivity sections are computed perpendicularly to the strike of structures containing at least two layers. Parameter sensitivities are defined for dipping beds and geoelectric configurations are investigated on the basis of parameter sensitivities to select optimum geoelectrical array for exploration.*

## Bevezetés

A földtani-geofizikai kutatások geoelektromos gyakorlatában bonyolultabb szerkezetek meghatározásánál gyakran élünk azzal a közelítéssel, hogy a két- vagy akár háromdimenziós szerkezeteket lokálisan egydimenziós problémák sorozataként kezeljük és oldjuk meg.

A sík párhuzamos rétegek kutatására kidolgozott egyenáramú módszerek jó összefoglalását adja KOEFOED [1979] mind az előremodellezések, mind az inverzió vonatkozásában. Ezekre a geoelektromos feladatokra sokféle analitikus megoldást dolgoztak ki, amelyek jórészt közismertek és problémát inkább csak a választékban való eligazodás jelenthet.

A sík párhuzamos réteges esettől eltérő, a földtani valóságot sokkal jobban megközelítő, bonyolultabb szerkezetek geoelektromos kutatására is dolgoztak ki analitikus megoldásokat. Sok egyenletet közöl és elméleti látszólagos fajlagos ellenállás görbeseregeket mutat be ALPIN et al. [1966]. Érdekes analitikus megoldást mutat be SZIGETI [1980], amely a konform leképezés módszerén alapul. Ezen számítások eredménye azt mutatja, hogy lépcsős, vetős, antiklinális szerkezetek, a dőlt rétegek olyan eltéréseket okoznak a sík párhuzamos modellhez képest, melyek alapján a mérési görbék analizálásával, a szerkezetek okozta torzító hatásokból következtetni lehet a földtani szerkezetekre (alakjára, helyére, dőlésére). Eddig azonban még nem dolgoztak ki a szerkezetek jellemző paramétereinek meghatározására alkalmas,

— analitikus előremodellezésen alapuló — inverziós eljárásokat, illetve nem terjedtek el ilyen módszerek.

Valószínű, hogy bonyolult földtani szerkezetek esetén tomográfiai mérési és feldolgozási módszerekkel lehet majd az eddigiekhez képest nagyobb pontosságú megoldásokat nyerni, és az is valószínű, hogy ebben az analitikus előremodellezés helyett más, például véges differenciás módszerek alkalmazása is szükséges.

Mégis célszerű dőlt réteges esetek analitikus előremodellezésével foglalkozni és vizsgálatokat végezni elsősorban a következők miatt:

- analitikus megoldásra alapozva szondázási mérési adatokból inverziós módszerrel becsülhetők többretegű modellekre a rétegparaméterek, közöttük például a rétegek dőlésszöge és dőlésiránya (csapásiránya);
- a bonyolultabb szerkezetek vízszintes és dőlt rétegek kombinációjával jól közelíthetők, ezért azok meghatározása várhatóan pontosabb lesz, ha a kiértékelést nemcsak lokálisan egydimenziós, hanem kétdimenziós megoldások sorozatával végezzük;
- a dőlt réteges modellekre nagy pontossággal számítható ki analitikusan a látszólagos fajlagos ellenállás eloszlása, amely alapján a mérési elrendezés laterális változásokra vonatkozó érzékenysége vizsgálható;
- numerikus módszerek (pl. véges differenciás) teszteléséhez pontos adatok számíthatók;
- nagy pontosságú adatok számíthatók különféle tomográfiai mérési elrendezésekre geoelektromos tomográfiai feldolgozáshoz. Az így végzett vizsgálatok alapján tesztelhetők az egyes mérési és feldolgozási módszerek.

<sup>1</sup> Beérkezett: 1995. április 26-án

<sup>2</sup> Miskolci Egyetem, Geofizikai Tanszék, H-3515 Miskolc, Egyetemváros

# 1. A potenciál függvények dőlt réteges modellekre

## 1.1. Kétréteges modell dőlt határfelülettel

CHASTENET DE GERY és KUNETZ [1956] szerint kétréteges modellre dőlt határfelületnél sík felszín esetére (1., 2c. ábra) az első rétegben a potenciál:

$$U_1 = \frac{I\rho_1}{2\pi} \left\{ \frac{1}{R} + \frac{2}{\pi} \int_0^\infty A(t) \cosh \theta t dt \cdot \int_0^\infty \frac{\cos ts}{[z^2+r_0^2+r^2+2rr_0 \cosh s]^{1/2}} r ds \right\} \quad (1)$$

a második rétegben a potenciál:

$$U_2 = \frac{I\rho_1}{2\pi} \left\{ \frac{2}{\pi} \int_0^\infty B(t) \cosh (\pi-\theta)t dt \cdot \int_0^\infty \frac{\cos ts}{[z^2+r_0^2+r^2+2rr_0 \cosh s]^{1/2}} ds \right\} \quad (2)$$

ahol

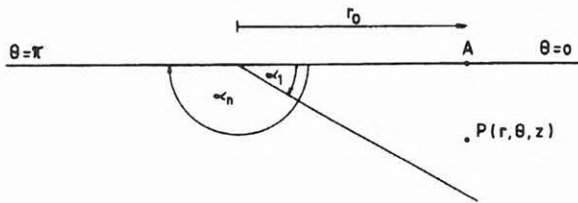
$r_0$  a forrás távolsága a vízszintes és a dőlt határfelület metszéspontjától (továbbiakban sarokvonaltól),

$r, \theta, z$  a  $P$  (potenciál pont) koordinátái,

$R$  a  $P$  pont távolsága a forrástól,

$\alpha_1$  a dőlt réteghatár sík felszínrel bezárt szöge,

$\theta$  0 és  $\pi$  között változik, 0 az első réteg felszínén,  $\pi$  a második réteg felszínén.



1. ábra. Kétréteges dőlt modell  
Fig. 1. Dipping bed model

$A(t)$  és  $B(t)$  a rétegparamétereket tartalmazó függvények, amelyek beírásával CHASTENET DE GERY és KUNETZ [1956] megadja az első réteg vízszintes felszínén elhelyezett forrásra az  $U_1$  potenciált ugyancsak az első rétegben:

$$U_1 = \frac{I\rho_1}{2\pi} \left\{ \frac{1}{R} + \frac{2k_{21}}{\pi} \int_0^\infty \frac{\sinh (\pi-\alpha_1) 2t \cosh \theta t}{\sinh \pi t - k_{21} \sinh (\pi-2\alpha_1)t} dt \cdot \int_0^\infty \frac{\cos ts}{[z^2+r_0^2+r^2+2r_0r \cosh s]^{1/2}} ds \right\} \quad (3)$$

és az  $U_2$  potenciált a vízszintes felszínű második rétegben:

(ld. I. táblázat (4) képlet).

A szerző továbbá megmutatja, hogy amennyiben  $0 < \alpha_1 < \frac{\pi}{2}$  és  $\theta = 0$ , továbbá  $\alpha_1 = \frac{\pi}{2N}$  (ahol  $N$  egész szám), akkor

(ld. I. táblázat (5) képlet).

Amennyiben  $|k_{21}| = 1$ , akkor az (5) egyszerűsödik:

$$U_1 = \frac{I\rho_1}{2\pi} \left\{ \frac{1}{R} + \frac{k_{21}^N}{[z^2+(r_0+r)^2]^{1/2}} + 2 \sum_{n=1}^{N-1} \frac{k_{21}^n}{[z^2+r_0^2+r^2-2rr_0 \cos 2n\alpha_1]^{1/2}} \right\} \quad (6)$$

KOEFOED [1979] a 232-233. oldalon  $|k_{21}| = 1$  esetre az alábbi egyenletekkel adja meg a potenciált:

$$z_n = w \sin (2n\alpha_1) \quad (7)$$

$$x_n = w [\cos (2n\alpha_1)-1] \quad (8)$$

$$U_1 = \frac{I\rho_1}{2\pi} \left\{ \frac{1}{\sqrt{x_p^2+y_p^2}} + (2-\delta) \sum_{n=1}^{m/2} \frac{k_{21}^n}{\sqrt{(x_p-x_n)^2+y_p^2+z_n^2}} \right\} \quad (9)$$

ahol

$\delta = 1$ , ha  $n=m/2$  és 0 minden más esetben,  $w$  a forrás távolsága a sarokvonaltól (a rétegekibúvástól),

$\alpha_1$  dőlésszög,  $\alpha_1 = \frac{\pi}{2N}$  ( $N$  egész szám),

$x_p$  és  $y_p$  a potenciál pont (mérőpont) koordinátái. Átalakítva a törtek nevezőjét kapjuk, hogy

$$U_1 = \frac{I\rho_1}{2\pi} \left\{ \frac{1}{R} + \frac{k_{21}^N}{[y^2+(x_0+x)^2]^{1/2}} + 2 \sum_{n=1}^{N-1} \frac{k_{21}^n}{[x^2+x_0^2+y^2-2xx_0 \cos (2n\alpha_1)]^{1/2}} \right\} \quad (10)$$

A (6) és (10) csak a koordináta-rendszerek közötti különbségekből adódó jelölésbeli eltérést mutatja.

A (6) vagy (10) alkalmazásának előnye az egyszerű és a gyors számíthatóság, különösen nagyobb dőlésszög esetén. Hátránya, hogy nem alkalmazható tetszőleges  $\alpha_1$  szögekre és fajlagos ellenállás kontrasztokra.

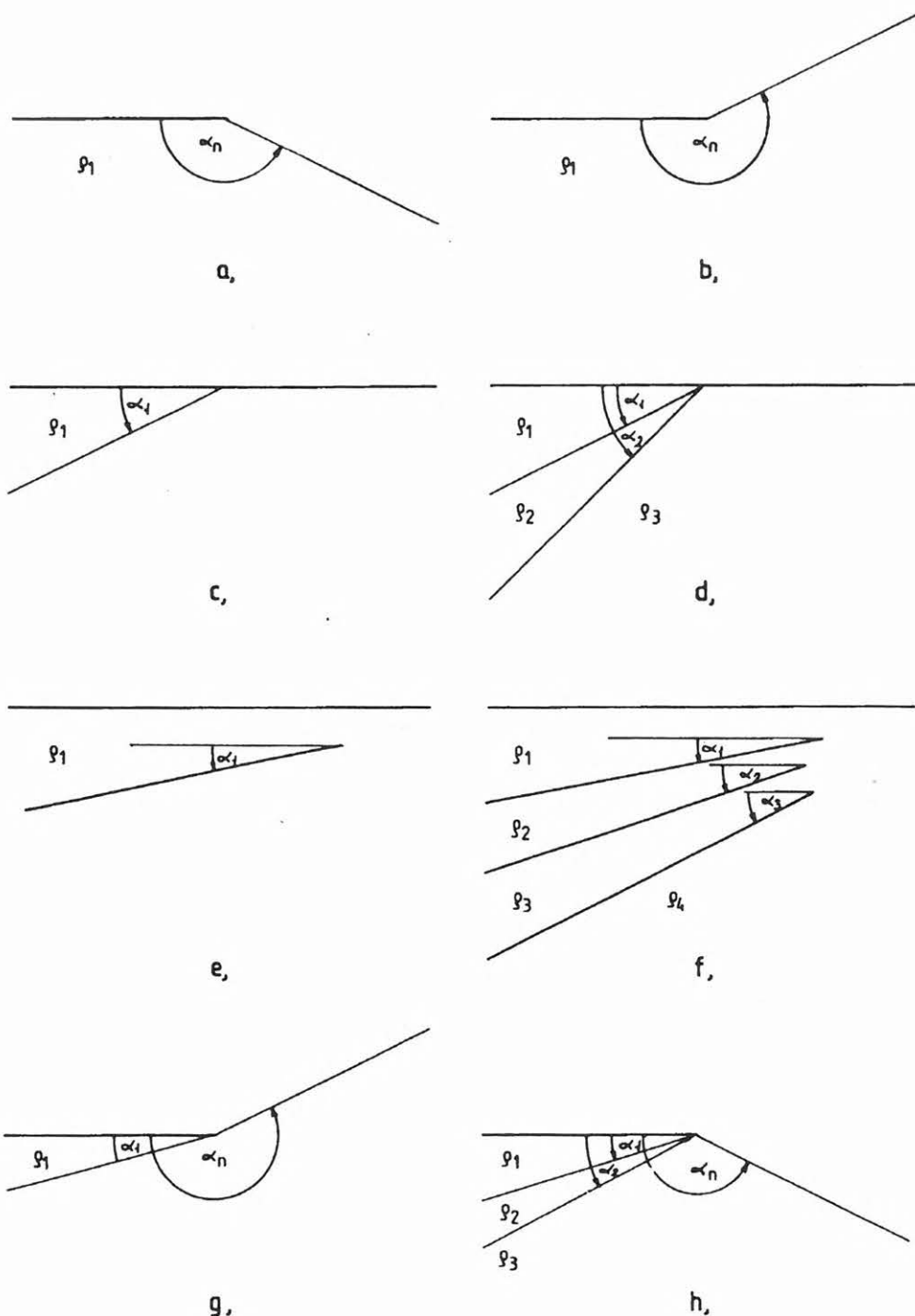
$$U_2 = \frac{Ie_1}{2\pi} \left\{ \frac{1+k_{21}}{R} + \frac{2k_{21}(1+k_{21})}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\sinh(\pi-2\alpha_1)t \cosh(\pi-\theta)t}{\sinh \pi t - k_{21} \sinh(\pi-2\alpha_1)t} dt \cdot \int_0^{\infty} \frac{\cos ts}{[z^2+r^2+r_0^2+2rr_0 \cosh s]^{1/2}} ds \right\} \quad (4)$$

$$U_1 = \frac{Ie_1}{2\pi} \left\{ \frac{1}{R} + \frac{k_{21}^N}{[z^2+(r_0+r)^2]^{1/2}} + 2 \sum_{n=1}^{N-1} \frac{k_{21}^n}{[z^2+r_0^2+r^2-2r_0r \cos 2n\alpha_1]^{1/2}} - \frac{2(1-k_{21}^2)}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\sum_{n=1}^{N-1} k_{21}^n \sinh 2n\alpha_1 t}{\sinh \pi t - k_{21} \sinh(\pi-2\alpha_1)t} dt \cdot \int_0^{\infty} \frac{\cos ts}{[z^2+r_0^2+r^2+2rr_0 \cosh s]^{1/2}} ds \right\} \quad (5)$$

$$e_a(e_1 s \sigma) = e_1 \left\{ 1 + \frac{R \cdot k_{21}^N}{[R^2+4r(r-R \cos \beta)]^{1/2}} + 2R \sum_{n=1}^{N-1} \frac{k_{21}^n}{[R^2+2r(r-R \cos \beta)(1-\cos 2n\alpha_1)]^{1/2}} \right\} -$$

$$- \frac{2R}{\pi} (1-k_{21}^2) \int_0^{\infty} \frac{\sum_{n=1}^{N-1} k_{21}^n \sinh 2n\alpha_1 t}{\sinh \pi t - k_{21} \sinh(\pi-2\alpha_1)t} dt \cdot \int_0^{\infty} \frac{\cos ts}{[R^2+2r(r-R \cos \beta)(1+\cosh s)]^{1/2}} ds \quad (24)$$

I. táblázat  
Table I.



2. ábra. Dőlt réteges modellek  
Fig. 2. Models for dipping beds

### 1.2. Többréteges modell dőlt határfelületekkel

Az  $A(r_0, \theta_0, 0)$  forrás potenciálja a  $P(r, \theta, z)$  pontban az alábbi egyenlettel írható le a 2h. ábrán bemutatott modellre [HMELEVSZKOJ, BONDARENKO 1989, SKABARNYA, SZEVOZTJANENKO 1985]:

$$U(P) = \frac{I\rho_i\omega}{2\pi R} + \frac{I}{2\pi\sqrt{r\cdot r_0}} \int_0^{\infty} \frac{f_k(\theta, t)}{\cosh \pi t} P(\cosh \delta) dt \quad (11)$$

ahol

$I$  a bemenő áram,

$\rho_i$  fajlagos ellenállás,

$\omega$  az  $A$  és  $B$  pontok elhelyezkedésétől függő koeficiens. Ha az  $A$  forrás az első réteg felszínén, és  $P$  pont ugyanebben a rétegben van, akkor  $\omega = 1$ , míg ha a két pont különböző rétegek felszínén van,  $\omega = 0$ ,

$R = (r_0^2 + r^2 + 2rr_0 \cos(\theta - \theta_0))$ .

Az első réteg felszínén a potenciál ( $\theta = 0$ ):

$$U_1(r,0,z) = \frac{I\rho_1}{2\pi [(r-r_0)^2+z^2]^{1/2}} + \frac{I}{2\pi\sqrt{r\cdot r_0}} \int_0^\infty \frac{f_1(t)}{\cosh \pi t} P(\cosh \delta) dt \quad (12)$$

$$U_1(r,z,0) = \frac{I\rho_1}{2\pi} \left\{ \frac{1}{R} + \frac{2}{\pi} \int_0^\infty f_1(t) dt \cdot \int_0^\infty \frac{\cos ts}{[r^2+r_0^2+z^2+2rr_0 \cosh s]^{1/2}} ds \right\} \quad (21)$$

és

A második réteg felszínén a potenciál ( $\theta = \alpha_n$ ):

$$U_2(r,\alpha_n,z) = \frac{I\rho_1}{2\pi\sqrt{r\cdot r_0}} \int_0^\infty \frac{f_2(t)}{\cosh \pi t} P(\cosh \delta) dt \quad (13)$$

$$U_2(r,z,\alpha_n) = \frac{I\rho_1}{\pi^2} \int_0^\infty f_2(t) dt \cdot \int_0^\infty \frac{\cos ts}{[r^2+r_0^2+z^2+2rr_0 \cosh s]^{1/2}} ds \quad (22)$$

ahol  $f_1(t) = \frac{\rho_1 T(t)}{Y(t)} \quad (14)$

$$f_2(t) = \rho_1 \frac{(1+k_{21}) \cdot (1+k_{32}) \dots (1+k_{n,n-1}) \sinh \pi t}{Y(t)} \quad (15)$$

$$k_{ij} = \frac{\rho_i - \rho_j}{\rho_i + \rho_j} \quad (16)$$

Az  $Y(t)$  és  $T(t)$ , a rétegparamétereket tartalmazó függvények, háromréteges modellre a következők szerint határozhatók meg:

$$T(t) = -\sinh(\alpha_n - \pi)t + k_{21} \sinh(\alpha_n + \pi - 2\alpha_1)t + k_{32} \sinh(\alpha_n + \pi - 2\alpha_2)t - k_{21}k_{32} \sinh(\alpha_n - \pi + 2\alpha_1 - 2\alpha_2)t \quad (17)$$

$$Y(t) = \sinh \alpha_n t - k_{21} \sinh(\alpha_n - 2\alpha_1)t - k_{32} \sinh(\alpha_n - 2\alpha_2)t + k_{21}k_{32} \sinh(\alpha_n + 2\alpha_1 - 2\alpha_2)t \quad (18)$$

A  $P(\cosh \delta)$  függvény a

$$P(\cosh \delta) = \frac{\sqrt{2}}{\pi} \cosh \pi t \int_0^\infty \frac{\cos ts}{\sqrt{\cosh \delta + \cosh s}} ds \quad (19)$$

$$\cosh \delta = \frac{r^2+r_0^2+y^2}{2rr_0} \quad \text{-ből} \quad (20)$$

határozható meg.

A (19), (20)-at behelyettesítve a (12), (13)-ba kapjuk, hogy:

ahol  $f_1(t)$ , és  $f_2(t)$  a (14)–(18)-cal számítható ki.

A (21), (22) és az (1), (2) hasonlósága szembeötölő. A CHASTENET DE GERY és KUNETZ [1956]-nál szereplő  $A(t)$  és  $B(t)$  függvények azonban csak sík felszínre és kétréteges esetre adottak, míg az  $f_1(t)$ ,  $f_2(t)$  függvények egy pontból (sarokvonalból) kiinduló sokréteges modellre vannak megadva (ez értelemszerűen magában foglalja az előbbi egyszerűbb esetet), és az  $n$ . rétegre a sík felszínnel  $\alpha_n$  törésszöveget bezáró megtört dőlt felszínt is megengednek. Az (1), (2) viszont annyival több a (21), (22)-nél, hogy azok a  $\theta$ -tól való függést is tartalmazzák. A  $\theta$ -tól való függés átvezethető a (21)-be és (22)-be azzal, hogy dőlt felszín esetén  $U_2$ -nél  $\cosh(\pi - \theta)t$  helyett  $\cosh(\alpha_n - \theta)t$  tényező szerepel.

## 2. A látszólagos fajlagos ellenállás számítási felszíni mérési elrendezésekre

### 2.1. A látszólagos fajlagos ellenállás értéke kétréteges, dőlt határfelületű modellre

Ebben a fejezetben az 1. ábra és a 2c. ábra szerinti modellre az (5)-tel megadott potenciálból kiindulva adjuk meg a látszólagos fajlagos ellenállás egyenleteket az első réteg felszínén elhelyezett mérési elrendezésekre. Az első és második réteg felszínén végzett mérések a fajlagos ellenállások a 2.2. fejezetben bemutatott egyenletekkel számíthatók a  $k_{32} = 0$  helyettesítés után. Bár az (5) csak speciális kétréteges modellekre alkalmazható, ezekben az esetekben érdemes a fajlagos ellenállások kiszámítását erre alapozni, ugyanis, ahogy azt már az 1.1. fejezetben említettük,  $|k_{21}| = 1$  esetén egyszerű és gyors számítást tesz lehetővé. Továbbá a  $|k_{21}| \neq 1$ -nél az egyenletben szereplő integrálok pontosabban határozhatók meg numerikus módszerekkel, mint az általános esetben leíró integrálok.

*Kételektől elrendezésnél* a látszólagos fajlagos ellenállás értéke a

$$\rho_a = 2\pi R \left( \frac{U}{I} \right) \quad \text{-vel} \quad (23)$$

határozható meg.

Legyen az  $M$  mérőelektroda helye rögzített és változtassuk a dőlésirányhoz képest  $(180 \pm \beta)$  irányban  $R$ -távolságra levő  $A$  áramelektroda helyzetét.

Ha  $\alpha_n = \pi$  és  $0 < \alpha_1 < \frac{\pi}{2}$ , továbbá  $\alpha_1 = \frac{2\pi}{2N}$  és mindkét elektroda az első réteg felszínén helyezkedik el, akkor az (5) és (23)-ból

(ld. I. táblázat (24) képlet).

Ha  $k_{21} = \pm 1$ , akkor egyszerűsödik a  $\rho_a$  kiszámítása (lásd (6)).

*Háromelektrodás elrendezésre* ( $A$  áramelektroda és  $M, N$  mérőelektrodák)

$$\rho_a = k \cdot \frac{\Delta U}{I}, \quad (25)$$

ahol

$$\Delta U = U_A^M - U_A^N, \quad (26)$$

$$k = \frac{2\pi r_{AM} \cdot r_{AN}}{r_{AN} - r_{AM}} \quad (27)$$

A (25), (26), (27)-tel és az (5)-tel tetszőleges helyzetű háromelektrodás mérésekre kiszámíthatók a  $\rho_a$  értékek.

Ha az  $\overline{MN}$  távolság kicsi az  $\overline{AM}$  távolsághoz képest, akkor a  $\rho_a$ -t egyszerűbb differenciálással meghatározni a potenciálfüggvényből.

$$\rho_a = \frac{2\pi R^2}{I} \left( - \frac{dU}{dR} \right) \quad (28)$$

Ha  $\alpha_n = \pi$  és  $0 < \alpha_1 < \frac{\pi}{2}$ , továbbá  $\alpha_1 = \frac{2\pi}{2N}$  és az első réteg felszínén helyezkednek el az  $A, M, N$  elektrodák, akkor az (5)-ből és a (28)-ból

(ld. II. táblázat (29) képlet),

ahol  $R$  az  $A$  távolsága az  $MN$  középtől (terítéstávolság).

*Schlumberger-elrendezésre* a látszólagos fajlagos ellenállás  $\beta$  és  $\beta + \pi$  irányú háromelektrodás terítésekre számított értékek átlagából határozható meg.

*Dipól radiális elrendezésre* a dőlésiránnyal  $\pi \pm \beta$  és  $2\pi \pm \beta$  szöget bezáró terítésre az (5)-ből

$$\rho_a = \frac{\pi R^3}{I} \cdot \frac{d^2 U}{dR^2} \quad \text{-tel} \quad (30)$$

számíthatjuk a látszólagos fajlagos ellenállásokat, ahol  $R$  a két dipólközéppont távolsága.

Ha  $\alpha_n = \pi$  és  $0 < \alpha_1 < \frac{\pi}{2}$ , továbbá  $\alpha_1 = \frac{2\pi}{2N}$  és a mérés az első réteg felszínén van, akkor

(ld. II. táblázat (31) képlet).

*Dipól-dipól elrendezésre* általános helyzetű dipólokra a (5), (25), (32), (33)-mal lehet a látszólagos fajlagos ellenállást meghatározni:

$$\Delta U = (U_A^M - U_A^N) (U_B^M - U_B^N), \quad (32)$$

$$K = \frac{2\pi}{\frac{1}{r_{AM}} - \frac{1}{r_{AN}} - \frac{1}{r_{BM}} + \frac{1}{r_{BN}}}. \quad (33)$$

## 2.2. A látszólagos fajlagos ellenállás többréteges, dőlt határfelületű modellekre

A (14), (15), (16), (17), (18), (21), (22) olyan  $\alpha_1, \alpha_2$  dőlésű háromréteges modellekre (2d., 2h. ábra) adja meg a potenciál értékét, amelynél a harmadik réteg  $\alpha_n$  szöget zár be a vízszintes felszínnel. Amennyiben  $\alpha_n < \frac{\pi}{2}$ , akkor értelemszerűen egy olyan négyréteges modellt is kiszámíthatunk ezekkel az egyenletekkel, amelynél a legutolsó,  $\alpha_n = \alpha_3$  dőlésű réteg  $\rho_4 = \infty$  fajlagos ellenállással rendelkezik (2f. ábra). A  $k_{32} = 0$ -val kétréteges és  $k_{32} = k_{21} = 0$ -val egyréteges (homogén), de tört felszín esetére határozható meg a látszólagos fajlagos ellenállás értéke.

A (14)–(22)-ből a 2.1. fejezetben leírt módon felírhatjuk a látszólagos fajlagos ellenállás kiszámítására szolgáló egyenleteket.

*Kételektrodás elrendezésre* a látszólagos fajlagos ellenállás:

(ld. III. táblázat (34) képlet)

(ld. III. táblázat (35) képlet)

ahol

$$R^* = \left\{ (r/\cos \beta)^2 + (R-r/\cos \beta)^2 - 2r/\cos \beta (R-r/\cos \beta) \cos \alpha_n \right\} \quad (36)$$

és

$$a = \alpha_n - \pi, \quad b = \alpha_n + \pi - 2\alpha_1, \quad c = \alpha_n + \pi - 2\alpha_2, \\ e = \alpha_n - \pi + 2\alpha_1 - 2\alpha_2, \quad f = \alpha_n, \quad g = \alpha_n - 2\alpha_1, \quad (37)$$

$$h = \alpha_n - 2\alpha_2, \quad i = \alpha_n - 2\alpha_1 - 2\alpha_2$$

jelöléseket alkalmaztuk.

*Háromelektrodás elrendezésre* a (14)–(18)-ből és (21), (22)-ből a (25), (26), (27)-tel kiszámíthatjuk a látszólagos fajlagos ellenállás értékeit az első réteg és az első–második réteg felszínén végzett mérésekre. Egy másik lehetőség, hogy a (14)–(18)-ből és a (21) és (22)-ből a (28) szerint határozzuk meg a  $\rho_a$  egyenleteket. A következőkben ezzel a módszerrel meghatározott, a látszólagos fajlagos ellenállások kiszámítására szolgáló egyenleteket mutatjuk be.

$$e_a(els\sigma) = e_1 \left\{ 1 + \frac{R^2(R+2r\cos\beta - 2R\cos^2\beta) \cdot k_{21}^N}{[R^2 + 4r(r - R\cos\beta)]^{3/2}} + 2R^2 \sum_{n=1}^{N-1} \frac{[R + (r - R\cos\beta)\cos\beta(1 - \cos 2n\alpha_1)] \cdot k_{21}^n}{[R^2 + 2r(r - R\cos\beta)(1 - \cos 2n\alpha_1)]^{3/2}} - \right.$$

(29)

$$\left. - \frac{2R^2(1 - k_{21}^2)}{\pi} \int_0^\infty \frac{\sum_{n=1}^{N-1} k_{21}^n \sinh 2n\alpha_1 t}{\sinh \pi t - k_{21} \sinh(\pi - 2\alpha_1)t} dt \cdot \int_0^\infty \frac{[R + (r - R\cos\beta)\cos\beta \cdot (1 + \cosh s)] \cos ts}{[R^2 + 2r(r - R\cos\beta) \cdot (1 + \cosh s)]^{3/2}} ds \right\}$$

$$e_1(els\sigma) = e_1 \left\{ 1 - \frac{R^3(1 - 2\cos^2\beta) k_{21}^N}{2[R^2 + 4r(r - R\cos\beta)]^{3/2}} + \frac{3R^3(R^2 - 2R^2\cos^2\beta - 4r^2\cos^2\beta + 4rR\cos^3\beta) k_{21}^N}{2 \cdot [R^2 + 4r(r - R\cos\beta)]^{3/2}} - R^3 \sum_{n=1}^{N-1} \frac{1 - \cos^2\beta(1 - \cos 2n\alpha_1) k_{21}^n}{[R^2 + 2r(r - R\cos\beta) \cdot (1 - \cos 2n\alpha_1)]^{3/2}} + \right.$$

$$\left. + 3R^3 \sum_{n=1}^{N-1} \frac{[R - r\cos\beta(1 - \cos 2n\alpha_1)] \cdot [R + (r - R\cos\beta)\cos\beta(1 - \cos 2n\alpha_1)] k_{21}^n}{[R^2 + 2r(r - R\cos\beta)(1 - \cos 2n\alpha_1)]^{3/2}} - \frac{(1 - k_{21}^2)R^3}{\pi} \int_0^\infty \frac{[-1 + \cos^2\beta(1 + \cosh s)]}{[R^2 + 2r(r - R\cos\beta)(1 + \cosh s)]^{3/2}} ds \right\} \quad (31)$$

$$+ \left. \frac{3[R - r\cos\beta(1 + \cosh s)] \cdot [R + (r - R\cos\beta)\cos\beta(1 + \cosh s)]}{[R^2 + 2r(r - R\cos\beta) \cdot (1 + \cosh s)]^{3/2}} \cos ts ds \cdot \int_0^\infty \frac{\sum_{n=1}^{N-1} k_{21}^n \sinh 2n\alpha_1 t}{\sinh \pi t - k_{21} \sinh(\pi - 2\alpha_1)t} dt \right\}$$

II. táblázat.  
Table II.

$$e_a(els\bar{o}) = e_1 \left\{ 1 + \frac{2R}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{-\sinh at + k_{21} \sinh bt + k_{32} \sinh ct + k_{21} k_{32} \sinh et}{\sinh ft - k_{21} \sinh gt - k_{32} \sinh ht + k_{21} k_{32} \sinh it} dt \cdot \int_0^{\infty} \frac{\cos ts}{[R^2 + 2r(r - R \cos \beta)(1 + \cosh s)]^{1/2}} ds \right\} \quad (34)$$

$$e_a(els\bar{o} - harmadik) = \frac{2e_1 R^* (1 + k_{21})(1 + k_{32})}{\pi} \cdot \int_0^{\infty} \frac{\sinh \pi t}{\sinh ft - k_{21} \sinh gt - k_{32} \sinh ht + k_{21} k_{32} \sinh it} dt \cdot \int_0^{\infty} \frac{\cos ts}{[R^2 + 2r(r - R \cos \beta)(1 - \cosh s)]^{1/2}} ds, \quad (35)$$

$$e_a(els\bar{o}) = e_1 \left\{ 1 + \frac{2R^2}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{-\sinh at + k_{21} \sinh bt + k_{32} \sinh ct - k_{21} k_{32} \sinh et}{\sinh ft - k_{21} \sinh gt - k_{32} \sinh ht + k_{21} k_{32} \sinh it} dt \cdot \int_0^{\infty} \frac{[R + (r - R \cos \beta) \cdot \cos \beta (1 + \cosh s)] \cos ts}{[R^2 + 2r(r - R \cos \beta)(1 + \cosh s)]^{3/2}} ds \right\} \quad (38)$$

$$e_a(els\bar{o} - harmadik) = e_1 \frac{2R^{*2}}{\pi} (1 + k_{21})(1 + k_{32}) \cdot \int_0^{\infty} \frac{\sinh \pi t}{\sinh ft - k_{21} \sinh gt - k_{32} \sinh ht + k_{21} k_{32} \sinh it} dt \cdot \int_0^{\infty} \frac{[R + (r - \cos \beta) \cos \beta (1 - \cosh s)] \cos ts}{[R^2 + 2r(r - R \cos \beta)(1 - \cosh s)]^{3/2}} ds, \quad (39)$$



(Ld. III. táblázat (38) képlet),

ahol  $a, b, c, e, f, g, h, i$  értékek a (37)-tel számíthatók.

(Ld. III. táblázat (39) képlet),

ahol  $R^*$  a (36)-tal, az  $f, g, h, i$  értékek pedig a (37)-tel számíthatók.

Schlumberger-elrendezésre a  $\rho_a(\text{első})$  és  $\rho_a(\text{első-harmadik})$  értékeit a „dőlésben fel”  $\beta$  irányú és „dőlésben le” ( $\beta + \pi$ ) irányú háromelektrodás mérések átlagából számíthatjuk ki.

Radiális dipól elrendezésre a (14)—(18)-ból és (21), (22)-ből a (30)-cal határozhatjuk meg a látszólagos fajlagos ellenállás értékét.

(Ld. IV. táblázat (40) képlet),

ahol az  $a-i$  értékek a (37)-tel számíthatók.

(Ld. IV. táblázat (41) képlet),

ahol  $R^*$  a (36)-tal, az  $f-i$  értékek a (37)-tel számíthatók.

### 3. A látszólagos fajlagos ellenállások és paraméter-érzékenységek vizsgálata dőlt többréteges modelleknél

#### 3.1. Látszólagos fajlagos ellenállások két- és többréteges modellekre

A geoelektromos módszereken belül több mérési elrendezés alkalmazása terjedt el. Ismert, hogy a különböző elrendezésekkel mérhető látszólagos fajlagos ellenállások nagymértékben függenek az alkalmazott mérési módszertől és másként érzékelik a geofizikai modell megváltozásait. Többréteges egydimenziós modellre mutat szondázási görbéket kételektrodás, Schlumberger- és radiális dipól elrendezésre HERING et al. [1995]. A szerzők bemutatják, hogy nemcsak a görbék lefutásában van eltérés, hanem az egyes szondázások paraméter-érzékenységeiben is.

A dolgozatban bemutatjuk, hogy az egyes mérési módszerek látszólagos fajlagos ellenállás értékei még nagyobb mértékben eltérnek egymástól dőlt réteges modelleknél. Ezeknél a mérés azimutja is jelentősen befolyásolja a látszólagos fajlagos ellenállásokat. Nézzünk először kétréteges modellre példákat a 3—6. ábrákon. Ezeket kételektrodás, háromelektrodás, Schlumberger- és dipól radiális elrendezésre számított látszólagos fajlagos ellenállás izovonalas szelvények láthatók. A kétréteges modell:  $\rho_1 = 10 \Omega\text{m}$ ,  $\rho_2 = 10\,000 \Omega\text{m}$ ,  $\alpha_1 = 30^\circ$ . A látszólagos fajlagos ellenállás izovonalakat az ún. vonatkozási pontokban ábrázolt értékek alapján szerkesztettük. A vonatkozási pontokat a kételektrodás elrendezésnél ( $A$  az áramelektroda,  $M$  a mérőelektroda,  $N$  és  $B \rightarrow \infty$ ) az  $AM$  távolság közepe alatt  $\overline{AM} = \overline{R}$  távolság-

ban vettük fel. Ezzel a vonatkozási pont rendszerrel sem az  $A$ , sem az  $M$  nem kap kitüntetett szerepet, másrészt ezen a módon a „dőlésben fel” és „dőlésben le” mérési adatok közös szelvényben ábrázolhatók. Háromelektrodás méréseknél és Schlumberger-elrendezésnél a vonatkozási pontokat az  $MN$  középpontja alatt  $\overline{R}$  távolságban vettük fel. A dipól méréseknél kétféle vonatkoztatási pontrendszerrel is ábrázoltuk a látszólagos fajlagos ellenállásokat. Az egyiknél  $MN$  középpontja alatt  $\overline{R}$  mélységekben, a másiknál az  $\overline{R}$  távolságok közepénél  $\overline{R}/2$  mélységekben vannak a vonatkozási pontok. A gyakorlatban az utóbbi módszert alkalmazzuk, mivel ilyen módon egyik dipól sem kap kitüntetett szerepet és vízszintes rétegződésnél így kapunk a Schlumberger-elrendezéshez leginkább hasonló szelvényt.

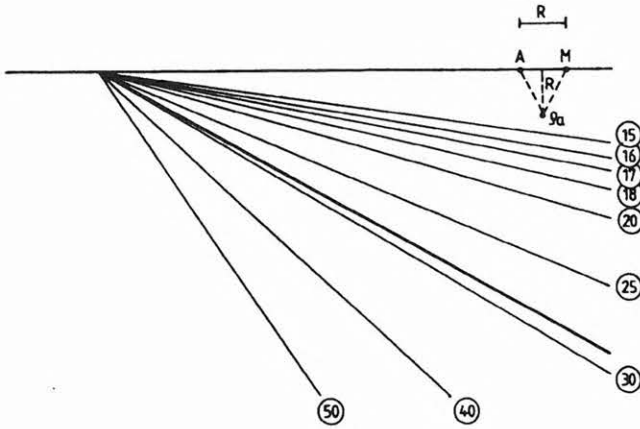
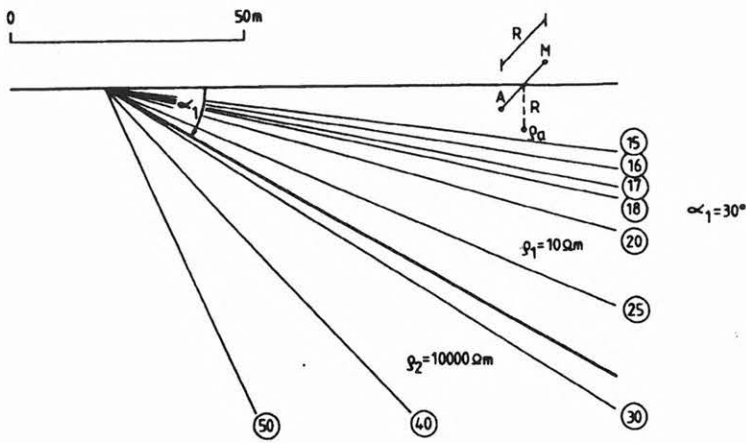
Az ábrák „dőlésben fel”, „dőlésben le” és csapásirányú mérésekre mutatnak be izovonalas szelvényeket. A látszólagos fajlagos ellenállás izovonalai mindegyik elrendezésnél a felszíni metszéspontból (sarokvonalból) indulnak ki és szétterülnek a dőlés irányában. Szembeötlük a különböző elektroda elrendezésre kapott látszólagos fajlagos ellenállások nagy eltérése. A további fontosabb észrevételeink:

- A kételektrodás elrendezésnél kis mélységeknél nagy látszólagos fajlagos ellenállások adódnak (3. ábra). Az összes mérési módszer közül a legnagyobb behatolást mutatja ez a mérés. A pozitív fajlagos ellenállás kontraszt minden pontban a látszólagos fajlagos ellenállások növekedését okozza. A réteghatárnál az értékek 2,5–3-szor nagyobbak, mint az első réteg fajlagos ellenállása. A csapásirányú méréseknél a „dőlésben fel” és „dőlésben le” mérések látszólagos fajlagos ellenállásai közé esnek az értékek.
- A háromelektrodás elrendezésnél (4. ábra) a pozitív fajlagos ellenállás kontraszt a „dőlésben fel” mérésnél jelentős látszólagos fajlagos ellenállás növekedést okoz. A „dőlésben le” elrendezésnél növekvő behatolással csökkenő látszólagos fajlagos ellenállások adódnak, negatív fals anomália jelentkezik.
- A Schlumberger-elrendezés (5. ábra) csapásirányú szelvénye értelemszerűen megegyezik a háromelektrodás elrendezésével. A dőlésirányú méréseknél a látszólagos fajlagos ellenállások értéke a háromelektrodás elrendezés „dőlésben fel” és „dőlésben le” értékeinek átlaga.
- A dipól radiális elrendezésnél (6. ábra) „dőlésben fel” és „dőlésben le” is csökken a látszólagos fajlagos ellenállás ennél a rétegdőlésnél a nagy fajlagos ellenállású dőlt réteg hatására. Ez a negatív fals anomália különösen jelentős a rétegtöbbség (sarokvonal) környezetében levő dipólokhoz tartozóan. A csapásirányú mérések viszont jól jelzik a nagy fajlagos ellenállású réteget a látszólagos fajlagos ellenállás megnövekedésével. Kisebb behatolásoknál az emelt fajlagos ellenállású zónát megelőzi az első réteg fajlagos ellenállásánál alacsonyabb látszólagos fajlagos ellenállású zóna (hasonlóan a síkreteges modellhez). Ennek a fals anomáliának az értéke azonban csak mintegy 2—3%.

$$\begin{aligned}
 \varrho_a(\text{első}) = \varrho_1 \left\{ 1 + \frac{R^3}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{-\sinh at + k_{21} \sinh bt + k_{32} \sinh ct + k_{21} k_{32} \sinh et}{\sinh ft - k_{21} \sinh gt - k_{32} \sinh ht + k_{21} k_{32} \sinh it} dt \right. \\
 \left. + \int_0^{\infty} \frac{-1 + \cos^2 \beta (1 + \cosh s)}{[R^2 + 2r(r - R \cos \beta)(1 + \cosh s)]^{3/2}} ds \right. \\
 \left. + \frac{3(R - r \cos \beta)(1 + \cosh s)(R + (r - \cos \beta) \cos \beta (1 + \cosh s))}{[R^2 + 2r(r - R \cos \beta)(1 + \cosh s)]^{3/2}} \right\} \cos ts ds,
 \end{aligned}
 \tag{40}$$

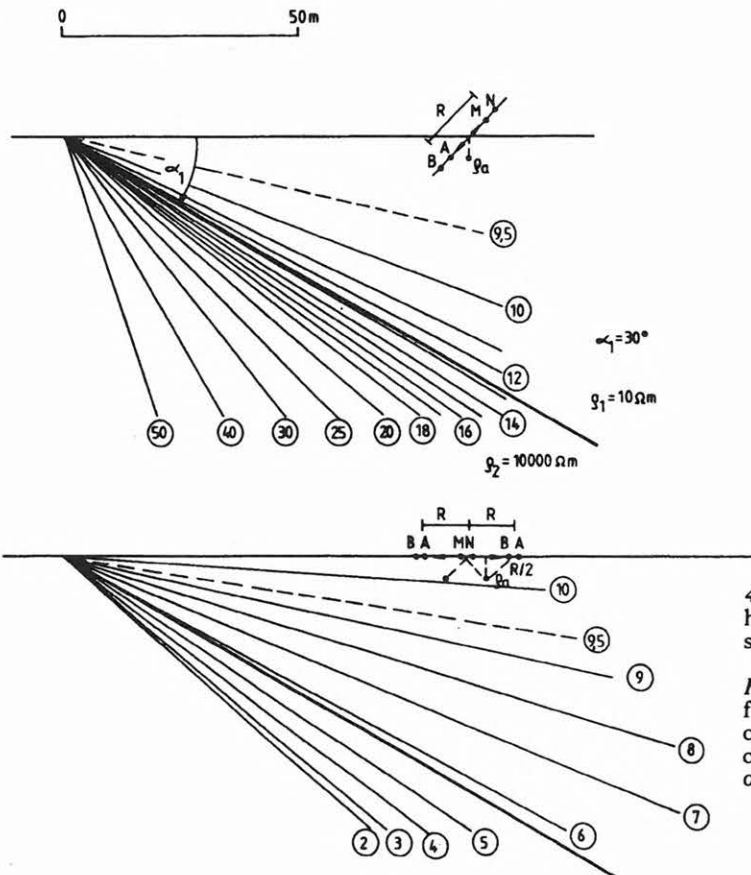
$$\varrho_a(\text{első - harmadik}) = \varrho_1 \frac{(1 + k_{21})(1 + k_{32})R^3}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\sinh \pi t}{\sinh ft - k_{21} \sinh gt - k_{32} \sinh ht + k_{21} k_{32} \sinh it} dt.$$

$$\int_0^{\infty} \left[ \frac{-1 + \cos^2 \beta (1 - \cosh s)}{[R^2 + 2r(r - R \cos \beta)(1 - \cosh s)]^{3/2}} + \frac{3(R - r \cos \beta)(1 - \cosh s)(R + (r - R \cos \beta) \cos \beta (1 - \cosh s))}{[R^2 + 2r(r - R \cos \beta)(1 - \cosh s)]^{3/2}} \right] \cos ts ds,
 \tag{41}$$



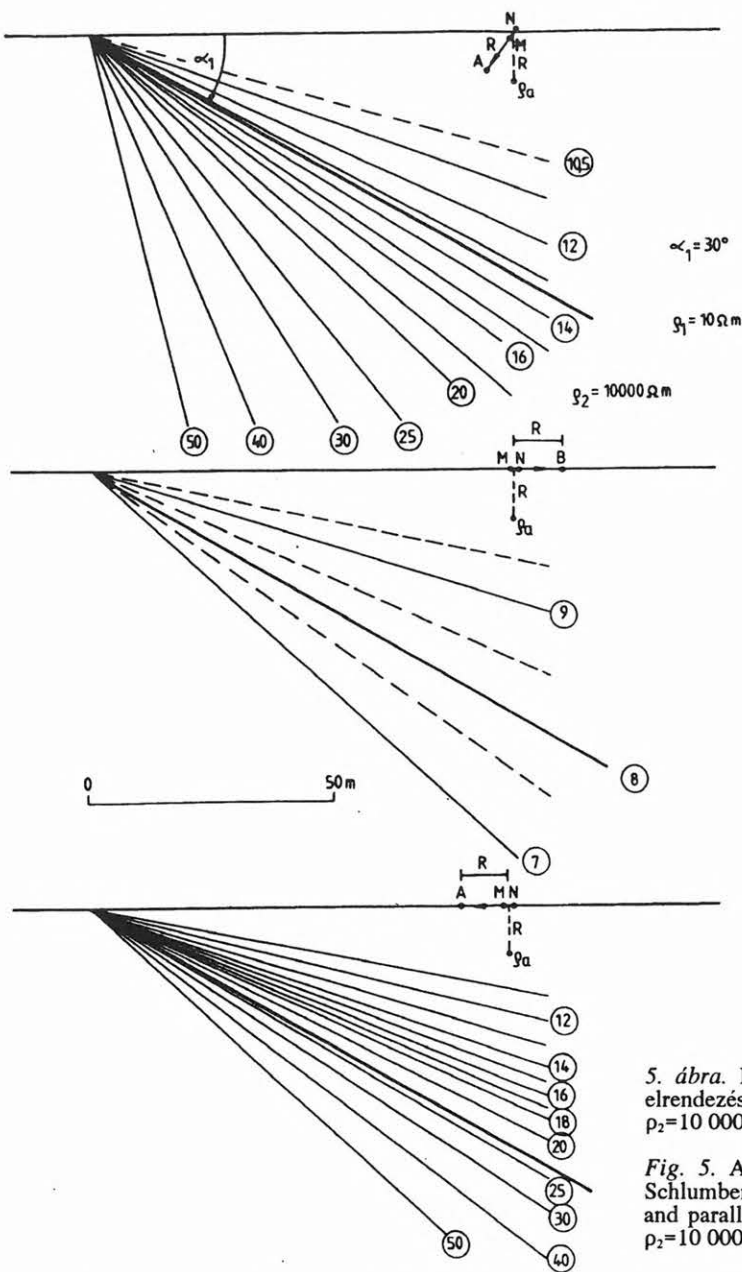
3. ábra. Dőlés- és csapásirányú kételektrodás mérési elrendezés izovonalas szelvénye;  $\rho_1=10 \Omega\text{m}$ ,  $\rho_2=10\,000 \Omega\text{m}$ ,  $\alpha_1=30^\circ$

Fig. 3. Apparent resistivity sections on the basis of pole-pole profile measurements oriented perpendicular and parallel to the strike of a dipping bed with dip  $\alpha_1=30^\circ$ , and  $\rho_1=10 \Omega\text{m}$  and  $\rho_2=10\,000 \Omega\text{m}$



4. ábra. Dőlés- és csapásirányú háromelektrodás mérési elrendezés izovonalas szelvénye;  $\rho_1=10 \Omega\text{m}$ ,  $\rho_2=10\,000 \Omega\text{m}$ ,  $\alpha_1=30^\circ$

Fig. 4. Apparent resistivity sections computed from three-electrode profile measurements oriented perpendicular and parallel to the strike of the model with  $\rho_1=10 \Omega\text{m}$ ,  $\rho_2=10\,000 \Omega\text{m}$ ,  $\alpha_1=30^\circ$



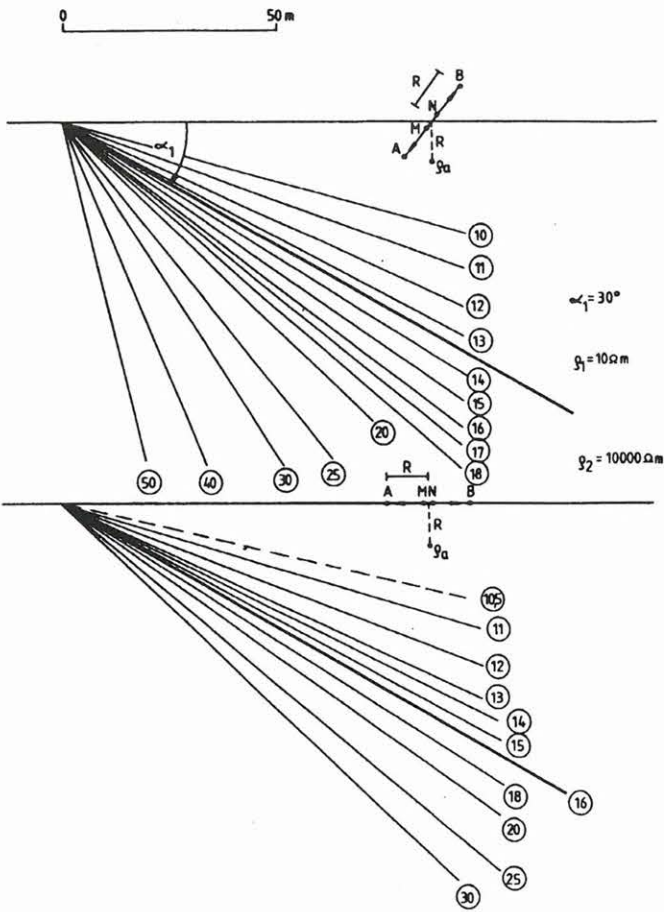
5. ábra. Dőlés- és csapásirányú Schlumberger mérési elrendezés izovonalas szelvénye;  $\rho_1=10 \Omega\text{m}$ ,  $\rho_2=10\,000 \Omega\text{m}$ ,  $\alpha_1=30^\circ$

Fig. 5. Apparent resistivity sections computed from Schlumberger configuration along profiles perpendicular and parallel to the strike of the model with  $\rho_1=10 \Omega\text{m}$ ,  $\rho_2=10\,000 \Omega\text{m}$ ,  $\alpha_1=30^\circ$

Vizsgáljuk meg a továbbiakban dipól radiális elrendezésnél a  $k_{21}$  fajlagos ellenállás kontraszt és az  $\alpha_1$  dőlésszög csökkenésének a hatását a szelvényeken a 7. és 8. ábra segítségével. Ezek az ábrák is bejelöltünk egy-egy vonatkozási pontot. Az ábrák a látszólagos fajlagos ellenállás izovonalas szelvényeit mutatják. A 7. ábrán  $\rho_1=10 \Omega\text{m}$ ,  $\rho_2=20 \Omega\text{m}$ ,  $\alpha_1=10^\circ$ -os modellre láthatók a szelvények. Érdekes, hogy kis fajlagos ellenállás kontrasztnál nagy dőlésszög esetén nincs jelentős különbség a dőlésirányú és csapásirányú mérések között és nem jelentkezik a  $\rho_2=\infty$  esethez hasonló nagy negatív fals anomália. Az előbbieket azt jelentik, hogy egy adott dőlésszög esetén közepesen nagy fajlagos ellenállás kontrasztnál a dőlésirányú mérések szelvénye nagy behatolásokig homogén modellnek megfelelő képet mutathat és csak a csapásirányú mérések szelvénye utal a rétegzett kőzetre. Az  $\alpha_1$  dőlésszög csökkenésével,  $\alpha_1=10^\circ$ -nál  $k_{21}=1$  esetén a dőlésirányú méréseknel „normális” anomáliaképp alakul ki a kibúvás

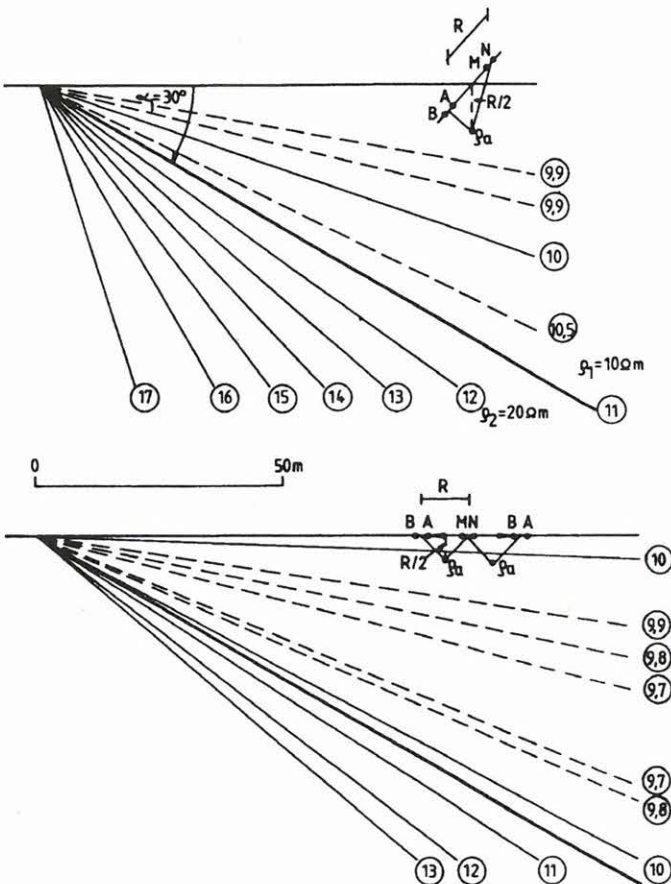
közvetlen közelében lévő dipólok kivételével, amint azt a 8. ábra mutatja. A kibúvástól nagy távolságban (200 m) a dőlés- és csapásirányú mérések szelvénye csaknem megegyezik egymással. A nagy behatolásoknál a két szelvény azonban eltér egymástól. Az eltérés egyre nagyobb a behatolás növelésével és a kibúváshoz közeledve. A kibúvás közvetlen közelében levő dipólokhoz egy keskeny sávban ennél a modellnél is kialakul a negatív fals anomália zóna, amely a vonatkozási pontrendszerből adódóan behúzódik a szelvény alá a nagy mélységekben (a nagy behatolású méréseknél).

A látszólagos fajlagos ellenállások értéke dőlt többréteges modellekre a (34)–(41)-gyel kiszámítható. Azonban pontossági problémák adódnak az  $\rho_a$  (első) számításánál, ha nagy különbség van az egyes rétegek fajlagos ellenállása között. Ilyen modellviszonyoknál a számítási hibák sokkal kisebbek, ha a (14)–(18)-at és a (21)-et felhasználva a (25), (30), (31) segítségével határozzuk meg a látszó-



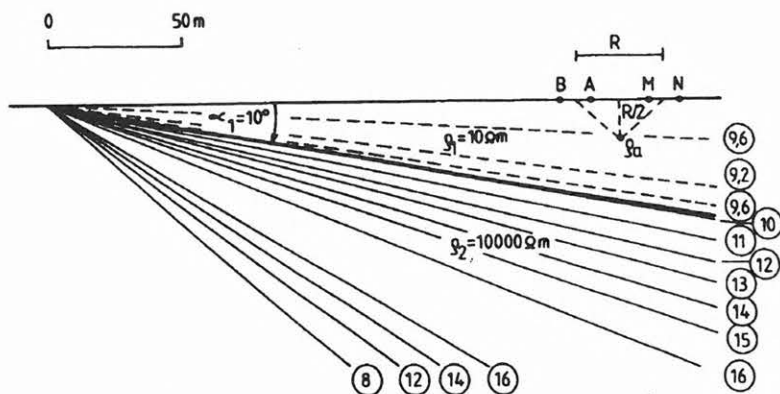
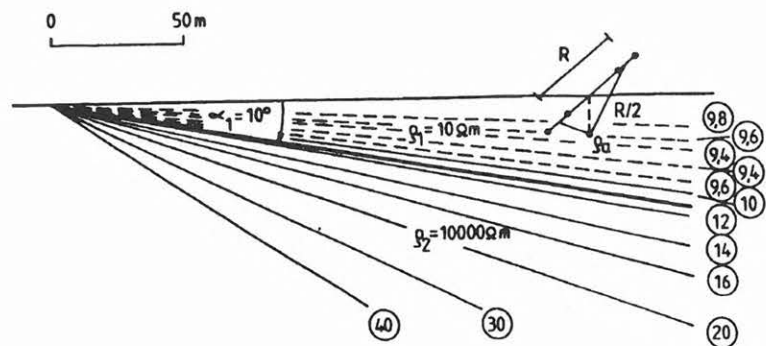
6. ábra. Dőlés- és csapásirányú dipól radiális mérési elrendezés izovonalas szelvénye;  $\rho_1 = 10 \Omega\text{m}$ ,  $\rho_2 = 10\,000 \Omega\text{m}$ ,  $\alpha_1 = 30^\circ$

Fig. 6. Apparent resistivity sections from dipole radial measurements along profiles perpendicular and parallel to the strike of the structure with  $\rho_1 = 10 \Omega\text{m}$ ,  $\rho_2 = 10\,000 \Omega\text{m}$ ,  $\alpha_1 = 30^\circ$



7. ábra. Dőlés- és csapásirányú dipól radiális mérési elrendezés izovonalas szelvénye;  $\rho_1 = 10 \Omega\text{m}$ ,  $\rho_2 = 20 \Omega\text{m}$ ,  $\alpha_1 = 30^\circ$

Fig. 7. Apparent resistivity sections from dipole radial arrangements along profiles perpendicular and parallel to the strike of the model with  $\rho_1 = 10 \Omega\text{m}$ ,  $\rho_2 = 20 \Omega\text{m}$ ,  $\alpha_1 = 30^\circ$



8. ábra. Dőlés- és csapásirányú dipól radiális mérési elrendezés izovonalas szelvénye;  $\rho_1=10 \Omega\text{m}$ ,  $\rho_2=10\,000 \Omega\text{m}$ ,  $\alpha_1=30^\circ$

Fig. 8. Apparent resistivity sections from dipole radial arrangements along profiles perpendicular and parallel to the strike of the model with  $\rho_1=10 \Omega\text{m}$ ,  $\rho_2=10\,000 \Omega\text{m}$ ,  $\alpha_1=30^\circ$

lagos fajlagos ellenállások értékeit. Az alkalmazott algoritmus ilyen esetben is megkívánja a „négyzetes” pontosságot ahhoz, hogy a látszólagos fajlagos ellenállásokat 1%-nál pontosabban tudjuk kiszámítani. Valószínű, hogy az algoritmus továbbfejlesztésével feloldhatók ezek a pontossági korlátok.

A 9. és 10. ábrán 4 réteges dőlt modellre láthatók szondázási görbék kételektrodás, háromelektrodás, Schlumberger- és dipól radiális elrendezésre. A 9. ábrán a síkréteges modellre is bemutatjuk a különböző mérési elrendezések szondázási görbéit azért, hogy a szondázási görbék összehasonlításával vizsgálhassuk a rétegdőlés hatását.

A modell paraméterei:  $\rho_1=10 \Omega\text{m}$ ,  $\rho_2=20 \Omega\text{m}$ ,  $\rho_3=5 \Omega\text{m}$ ,  $\rho_4=\infty$ ,  $h_1=5,2 \text{ m}$ ,  $h_2=3,5 \text{ m}$ ,  $h_3=8,9 \text{ m}$ ,  $\alpha_1=3^\circ$ ,  $\alpha_2=5^\circ$ ,  $\alpha_3=10^\circ$ . A KH típusú modell olyan földtani szituációnak felel meg, amelynél a közepesen nagy dőlésű, végtelen fajlagos ellenállású aljzatközet fölött több, változó vastagságú és váltakozó fajlagos ellenállású, kisebb dőlésű réteg helyezkedik el.

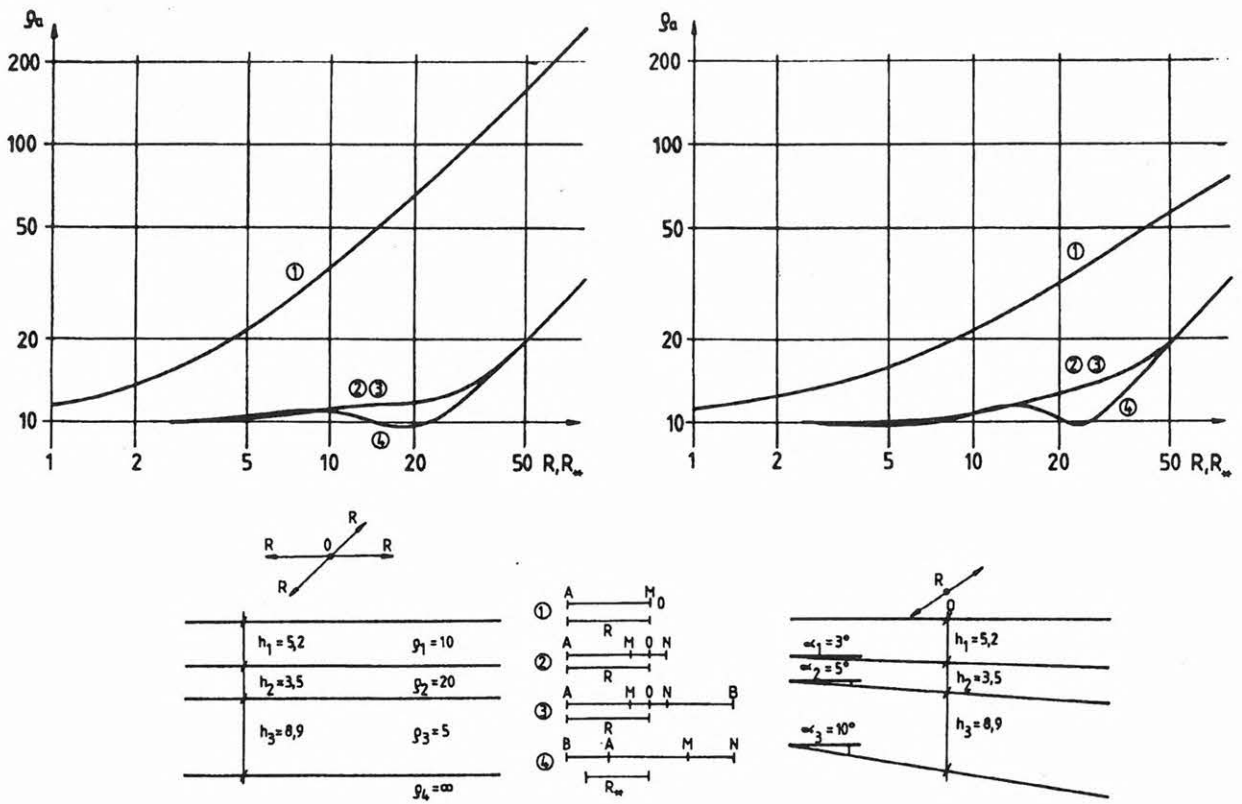
Az ábrák azt mutatják, hogy a dőlt réteges modell szondázási görbéi a kis rétegdőlések ellenére a „dőlésben fel” és „dőlésben le” mérések esetében jelentősen eltérnek egymástól, illetve a síkréteges modell szondázási görbéitől. Különösen nagy eltérés mutatkozik a háromelektrodás szondázás „dőlésben fel” és „dőlésben le” értékei között. A „dőlésben le” szondázási görbe alig jelzi a rétegsor változását, a görbe kisebb változásai a mérési hibahatáron belül esnek. Megfigyelhető még, hogy a modell KH jellege legjobban a dipól radiális elrendezésnél jelentkezik mind a dőlésirányú, mind a csapásirányú mérések-

nél. Érdekes továbbá, hogy amíg a csapásirányú méréseknél a háromelektrodás (azonos a Schlumberger-elrendezésben mérttel) és a dipól radiális szondázási görbék alig különböznek a síkréteges modellhez tartozó szondázási görbektől, a kételektrodás elrendezésnél ennél az azimutnál is igen jelentős eltérés adódott.

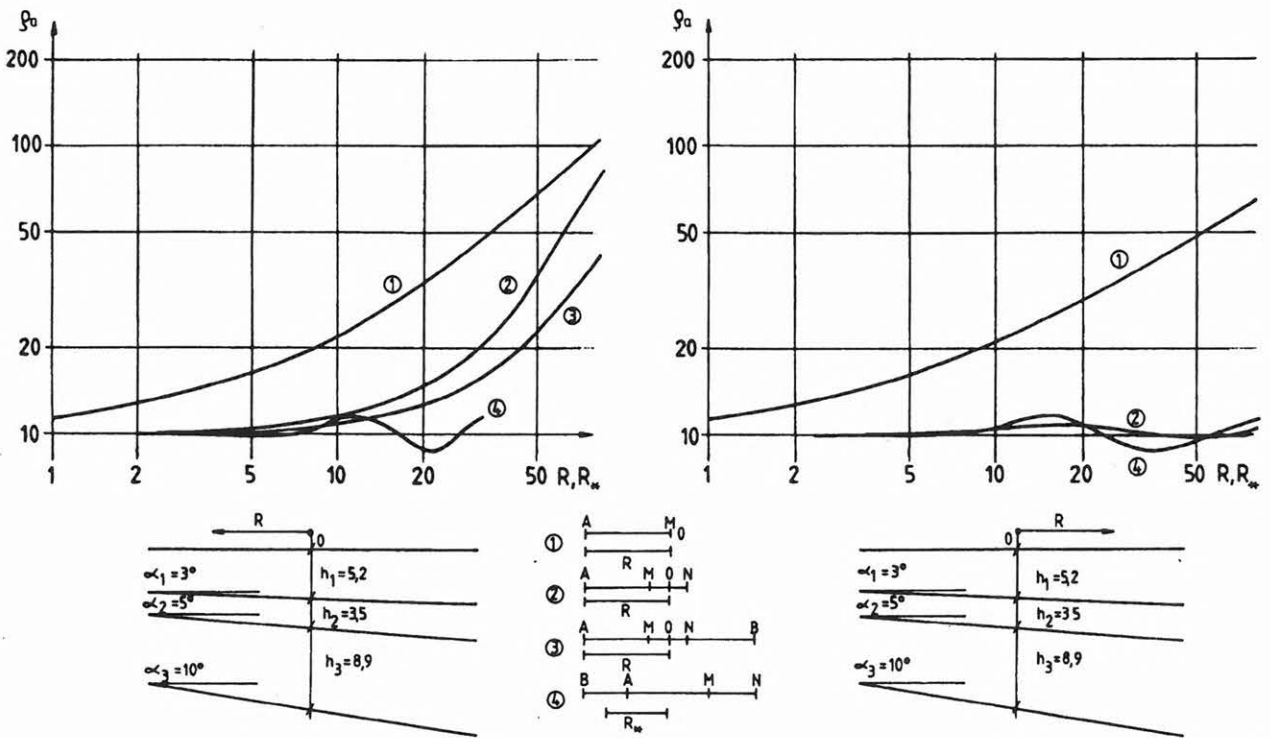
A modellparamétereknek a szondázási görbékre gyakorolt hatásával a későbbiekben még részletesebben foglalkozunk a paraméter-érzékenységek kapcsán. A dőlt rétegsor feletti több azimutban („dőlésben fel”, „dőlésben le”, csapásirányú) mért szondázási görbék eltérései azt jelzik, hogy lehetőség van a rétegdőlések meghatározására a szondázási görbék-ből.

Ezt a feltételezést erősíti meg a 11. ábra, amely kételektrodás szondázási görbéket mutat háromréteges K típusú modellre különböző rétegdőlések esetén. Látható, hogy az  $\alpha_2$  változása, amely egyben a rétegvastagság változását is okozza, jelentősen befolyásolja a szondázási görbék lefutását. Azonban az  $\alpha_2$  hatása csak addig nagy, amíg a kibúvás felé „mozgó” A elektróda el nem éri a kibúvásban megjelenő harmadik réteget. Ezután a szondázási görbék alig térnek el egymástól a különböző modellek (dőlés-szögek) esetében.

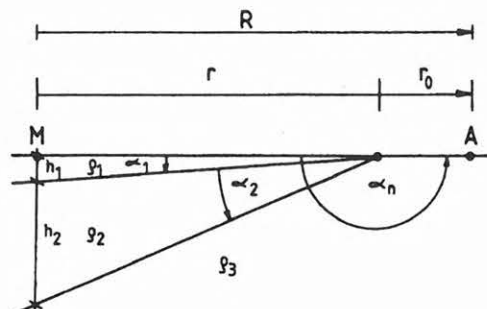
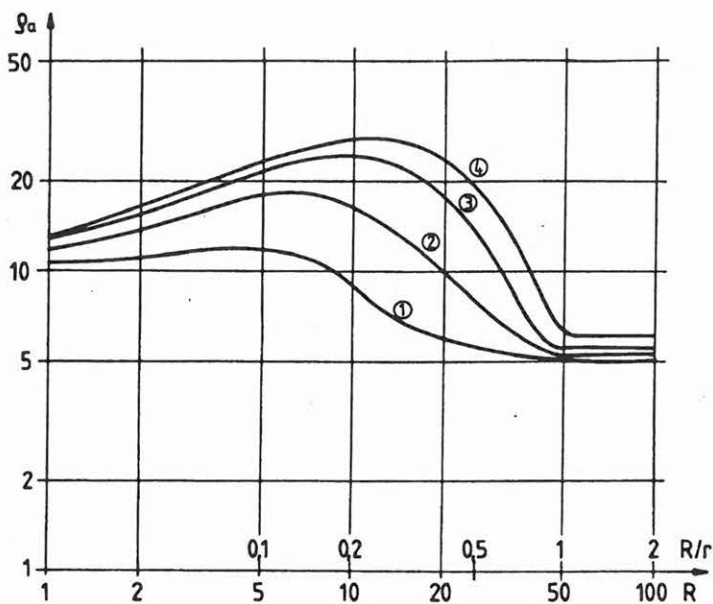
A 12. ábra segítségével megmutatjuk, hogy egy H típusú modellnél az  $\alpha_2$  növelésével a dőlés- és csapásirányú szondázási görbék egyre jobban eltérnek egymástól. Az ábrán az is látható, hogy — a rétegdőlésre viszonylag érzéketlennek mondott — Schlumberger-elrendezéssel végzett mérés dőlés- és csapásirányú szondázási görbéje már  $10^\circ$ -os rétegdő-



9. ábra. Szondázási görbék 4 réteges dőlt modellnél csapásirányban  
 Fig. 9. Apparent resistivity sounding curves parallel to the strike over dipping beds with four layers

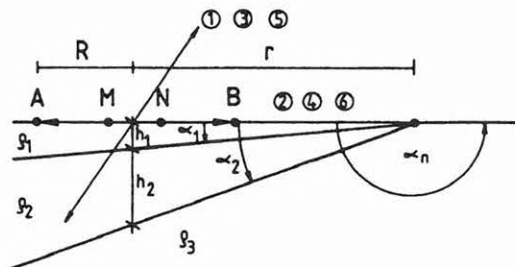
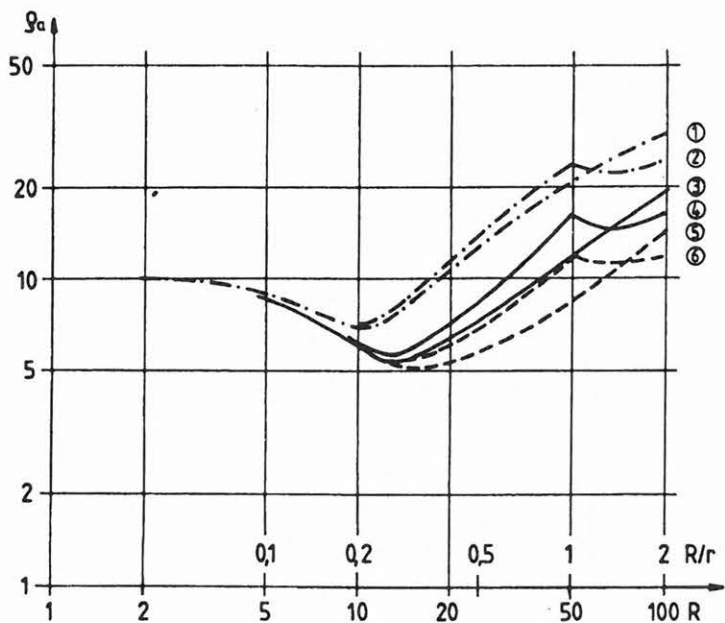


10. ábra. Szondázási görbék 4 réteges dőlt modellnél dőlésirányban  
 Fig. 10. Apparent resistivity sounding curves perpendicular to the strike over dipping beds with four layers



$\rho_1 - \rho_2 - \rho_3$	$h_1 - h_2$	$\alpha_1 - \alpha_2 - \alpha_n$	
10 - 50 - 5	2,6 - 1,8	3 - 5 - 180	①
	6,2	10	②
	15,6	20	③
	26,3	30	④

11. ábra. Szondázási görbék 3 réteges dőlt modellnél dőlésirányban  
 Fig. 11. Apparent resistivity sounding curves perpendicular to the strike over dipping beds with three layers



$\rho_1 - \rho_2 - \rho_3$	$h_1 - h_2$	$\alpha_1 - \alpha_2 - \alpha_n$	
10 - 5 - 50	2,6 - 6,2	3 - 10 - 180	① ②
	15,6	20	③ ④
	26,3	30	⑤ ⑥

12. ábra. Dőlés- és csapásirányú szondázási görbék 3 réteges dőlt modellnél  
 Fig. 12. Apparent resistivity sounding curves along profiles perpendicular and parallel to the strike over dipping beds with three layers

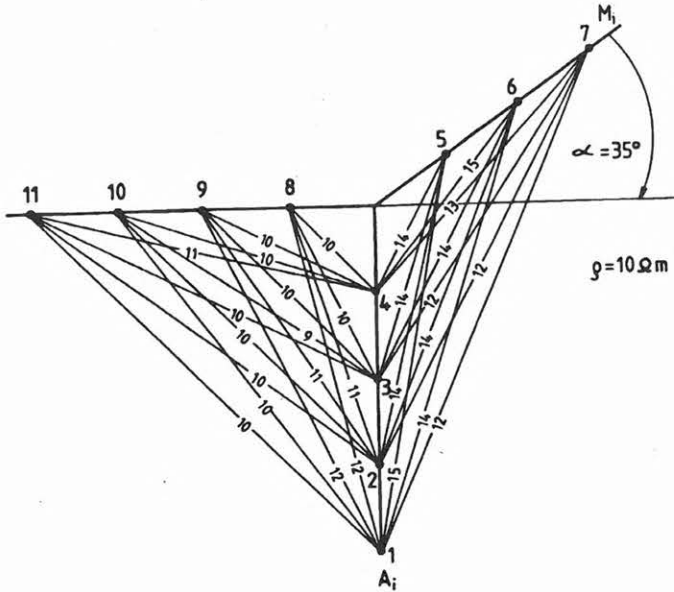
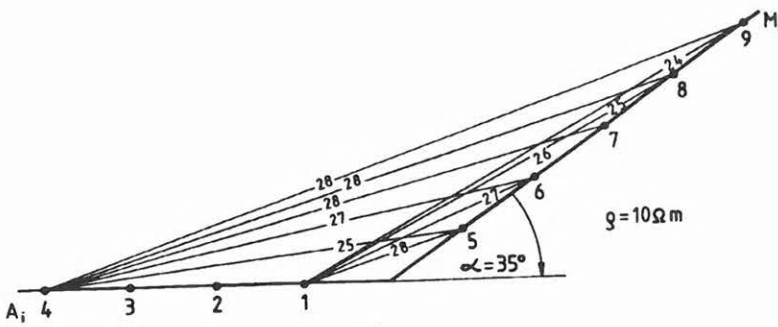
lésnél is jelentősen eltér egymástól, ezért ezen adatok átlagolásánál inkább romlik, mint javul a kiértékelés pontossága, ha modellparamétereket síkréteges (egydimenziós) modellként becsülik. (A 9. ábrán láthattuk, hogy dőltréteges modellnél a csapásirányú

szondázási görbe hasonlít leginkább a síkréteges modellhez).

A terepi méréseknél előfordulhat, hogy a sík felszín megtörik, ill. megdő. Ilyen eset jelentkezhet a hegyi és domblábi méréseknél, vagy például gáttesen vagy a gáttalpon végzett méréseknél. Mivel ezen







15. ábra. Terepkorrekciók tomográfiai méréseknél  
 Fig. 15. Topographical corrections applied to geoelectrical tomography

os dőlése csaknem 30%-os eltérést okoz a sík felszínhez képest. Az is látható, hogy ez az eltérés már akkor jelentkezik, amikor a kibúvás felé „mozgó” A elektródára attól még nagy távolságra van. A 14. ábra kételektrodás és Schlumberger-elrendezésre mutat csapásirányú szondázási görbéket sík és dőlt felszín esetén. Látható, hogy a dőlt felszín csak kismértékben befolyásolja a szondázási görbék lefutását. Az ábrán ugyanakkor az is látható, hogy a kételektrodás mérési elrendezés a Schlumberger-szondázáshoz képest távolabbról érzékeli a felszín változását.

A mérési távolság növekedésével azonban ez a  $\rho_{a2}/\rho_{a1}$  eltérés csaknem azonos lesz a kétféle elrendezésnél. Fontos észrevennünk még, hogy Schlumberger mérési elrendezésnél az  $AB/2=R=r$ -nél (ahol  $r$  a kibúvás távolsága a szondázás vonatkozási pontjától) a felszín 30°-os dőlésének hatása alig 1%-os hibát okoz a szondázási görbénél. A hagyományos VESZ méréseknél (csapásirányban) tehát csak akkor van szükség terepkorrekcióra, ha a  $R/r > 1$ . Viszont  $R/r > 4$ -nél ez a korrekció már jelentős, elérheti, illetve meghaladhatja a 10%-ot is.

A 15. ábrán néhány tomográfiai mérőponthoz, illetve „átvilágítási sugárhoz” tartozó, a felszín dőléséből (töréséből) adódó „terepek korrekció” értéke lát-

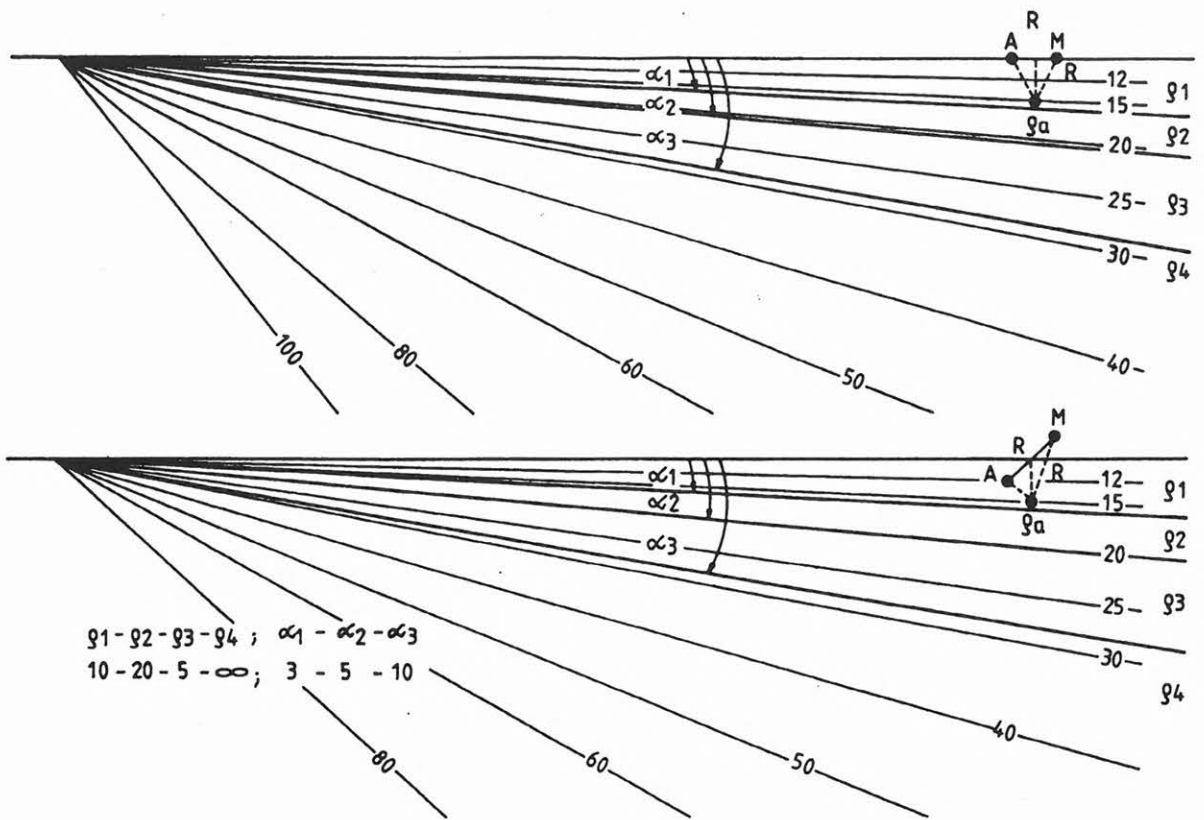
ható. Az ábra felső része a felszíni mérőpontok közötti, az alsó része pedig felszín alatti (fúrásban elhelyezett) és felszíni mérőpontok között mutatja a korrekció nagyságát százalékban kifejezve. A 10–30% közötti korrekció értékek azt jelentik, hogy az ilyen tomográfiai méréseknél a terepkorrekciók nem hanyagolhatók el, mivel azok nagyságrendje azonos lehet a mérhető változásokkal.

Térjünk vissza a 9. és 10. ábrán látott modellre és szondázásokra olyan módon, hogy most több szondázási pont alapján a dőlés- és csapásirányú mérési elrendezések látszólagos fajlagos ellenállás izovonalas szelvényét mutatjuk be kételektrodás és Schlumberger-elrendezésre (16. és 17. ábra). A látszólagos fajlagos ellenállás izovonalak itt is egyenesek és az egyes rétegek találkozási pontjából (a kibúvási pontból) indulnak ki, mint kétreteges esetben. (Az ábrákon megmutatjuk a számított látszólagos fajlagos ellenállások egy-egy vonatkozási pontját, amely pontokban ábrázolt értékek alapján szerkesztettük meg az izovonalakat.) A 17. ábrán látható dőlés- és csapásirányú szelvények összehasonlítása azt mutatja, hogy ennél a többreteges modellnél ugyanúgy nincs lényeges különbség a kételektrodás dőlés- és csapásirányú mérések szelvényei között, mint a kétreteges modellnél. Ezenkívül még az is megállapítható, hogy a kételektrodás mérés „szemmel láthatóan” nem bontja fel a rétegsort egyik szelvény-

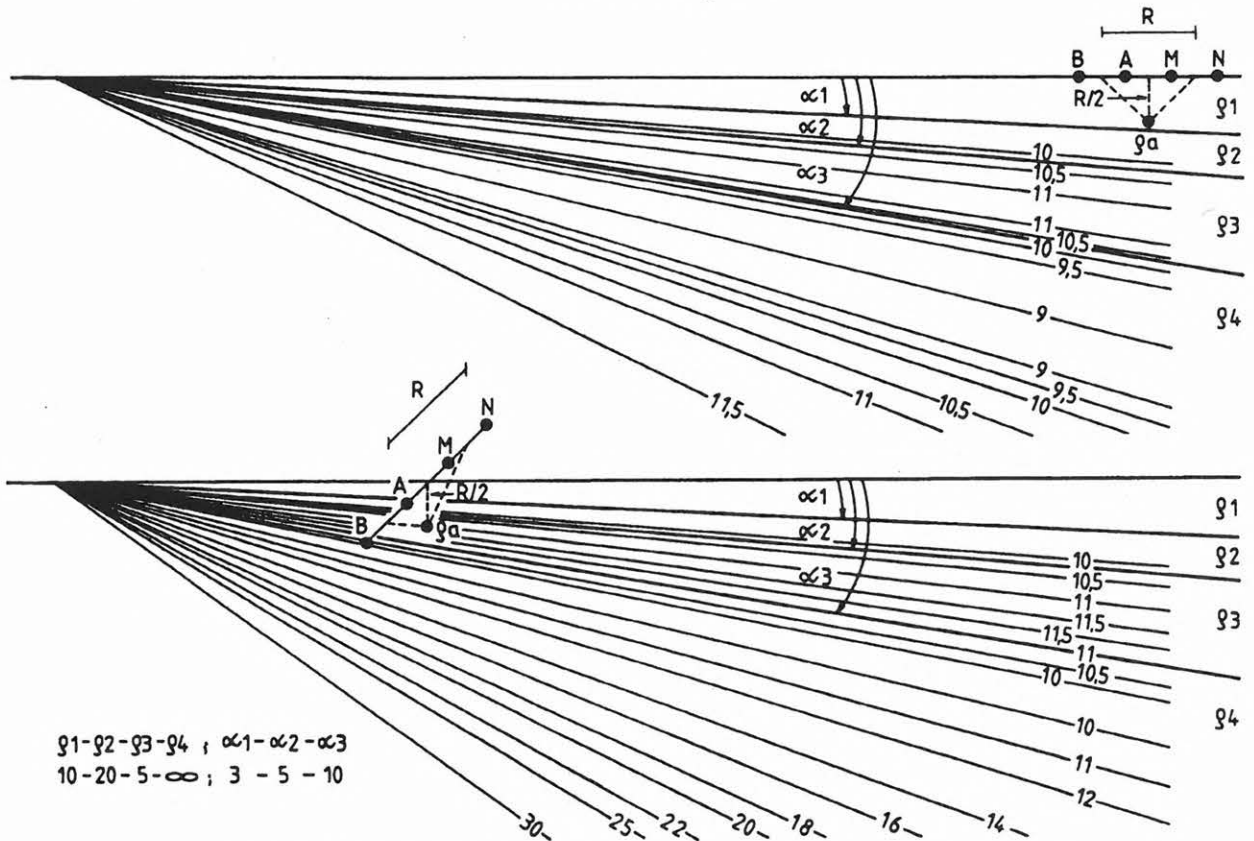
ben sem. A látszólagos fajlagos ellenállások nagy értékei (a 17. ábrához viszonyítva) azt mutatják, hogy a szelvényeken a legalsó,  $\rho_4 = \infty$  fajlagos ellenállású réteg hatása dominál. A 17. ábrán látható Schlumberger mérési elrendezésre számított dőlés- és csapásirányú mérések szelvényén felismerhető a modell KH típusa. Az ábrázolt legnagyobb mélységeknél a dőlés- és csapásirányú adatok nagymértékben eltérnek egymástól, a dőlésirányú mérések szelvényében lényegesen kisebbek a látszólagos fajlagos ellenállás értékek. Érdekes még, hogy a vékony és környezeténél alig magasabb  $\rho_2$  fajlagos ellenállású réteg hatására a látszólagos fajlagos ellenállás izovonalai jelentősen eltolódnak a rétegekhez képest. Így a  $\rho_2$  által megnövelt izovonalak a kis fajlagos ellenállású  $\rho_3$  rétegbe esnek, és a  $\rho_3$  által csökkentett izovonalak is jelentősen beletolódnak a  $\rho_4 = \infty$  rétegbe.

### 3.2. Paraméter-érzékenység vizsgálatok

A különböző mérési elrendezések összehasonlításához, a leghatékonyabb mérési módszerek kiválasztásához, illetve megtervezéséhez célszerű paraméter-érzékenység vizsgálatokat végezni [GYULAI



16. ábra. Kételektrodás mérési elrendezés izovonalas szelvénye 4 réteges dőlt modellnél  
 Fig. 16. Apparent resistivity sections from measurements along profiles perpendicular and parallel to the strike of the dipping beds with four layers



17. ábra. Schlumberger mérési elrendezés izovonalas szelvénye 4 réteges dőlt modellnél  
 Fig. 17. Apparent resistivity section from Schlumberger configuration directed perpendicular and parallel to the strike of the dipping beds with four layers

1989]. Dőlt, kétréteges modellekre az alábbi paraméter-érzékenységeket definiáljuk:

$$\Psi_i = \frac{\partial \rho_a}{\partial h_i} \cdot \frac{h_i}{\rho_a} \quad (41)$$

$$\varphi_i = \frac{\partial \rho_a}{\partial \rho_i} \cdot \frac{\rho_i}{\rho_a} \quad (42)$$

$$\theta_i = \frac{\partial \rho_a}{\partial \rho_i} \cdot \frac{\rho_i}{\rho_a} \quad (43)$$

$$\delta_i = \frac{\partial \rho_a}{\partial \beta} \cdot \frac{\beta}{\rho_a} \quad (44)$$

ahol  $\Psi_i$  a mélységérzékenységet,  $\varphi_i$  a fajlagos ellenállás-érzékenységet,  $\theta_i$  a dőlésszög-érzékenységet és  $\delta_i$  az azimutérzékenységet jelenti.

Három- vagy többregeges modellekre (közös kibúvással) a  $\Psi_i$  és  $\theta_i$  helyett újabb paraméter-érzékenységeket kell definiálni, mivel ezeknél az  $\alpha_i$  dőlésszög megváltoztatásával együttjár a mélység megváltozása a közös kibúvási pont (vonal) miatt.

$$\Psi\theta_i = \frac{\partial \rho_a}{\partial \alpha_i} \cdot \frac{\alpha_i}{\rho_a} \quad (45)$$

$$\varepsilon = \frac{\partial \rho_a}{\partial r} \cdot \frac{r}{\rho_a} \quad (46)$$

ahol  $r$  a mérőpont ( $MN$  középpont) távolsága a rétegkibúvástól.

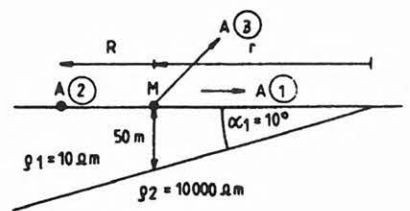
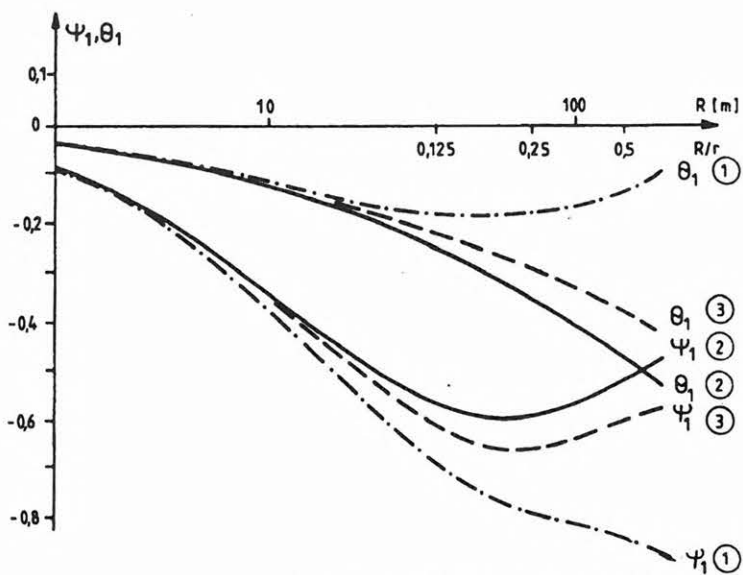
Nevezzük a  $\Psi\theta_i$ -t mélységszög-érzékenységnek, az  $\varepsilon$ -t pedig összesített mélységérzékenységnek. Az  $\varepsilon$  jelentése: a legalsó réteg mélységére vonatkozó olyan paraméter-érzékenység, amely a felette levő összes rétegnek az  $\alpha_i$  szögek megtartása melletti, arányos vastagságváltozásaiból adódik össze. (Vízszintes modellnél ez értelemszerűen a  $\Psi_i$  összegét jelenti.) Az  $\varepsilon$  szerinti vizsgálatnak például dőlt végtelen fajlagos ellenállású aljzatközvet mélységének kutatásakor van gyakorlati jelentősége. (Az előbbieket kapcsán megjegyezzük, hogy többregeges inverzió-nál az egyes rétegek vastagsága külön-külön nem, csak az összesített mélység kaphat megbízhatósági jellemzőt.)

Röviden összefoglaljuk a paraméter-érzékenységekkel kapcsolatos néhány korábbi [GYULAI 1989] megállapításunkat azért, hogy segítsük a dőlt réteges modell ilyen irányú vizsgálatának értékelését. A paraméter-érzékenységek a definícióból adódóan azt mutatják meg, hogy a rétegparaméterek differenciális megváltoztatása milyen mértékben és irányban változtatja meg az adott mérési elrendezéssel kapható látszólagos fajlagos ellenállás értékét. Az érzékenység negatív, ha a rétegparaméter megváltozása ellentétes irányú változást okoz a látszólagos fajlagos ellenállásban. A paraméter-érzékenység 0-helyei

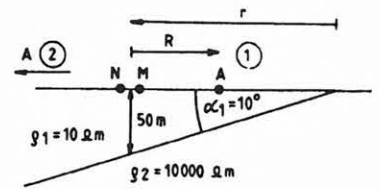
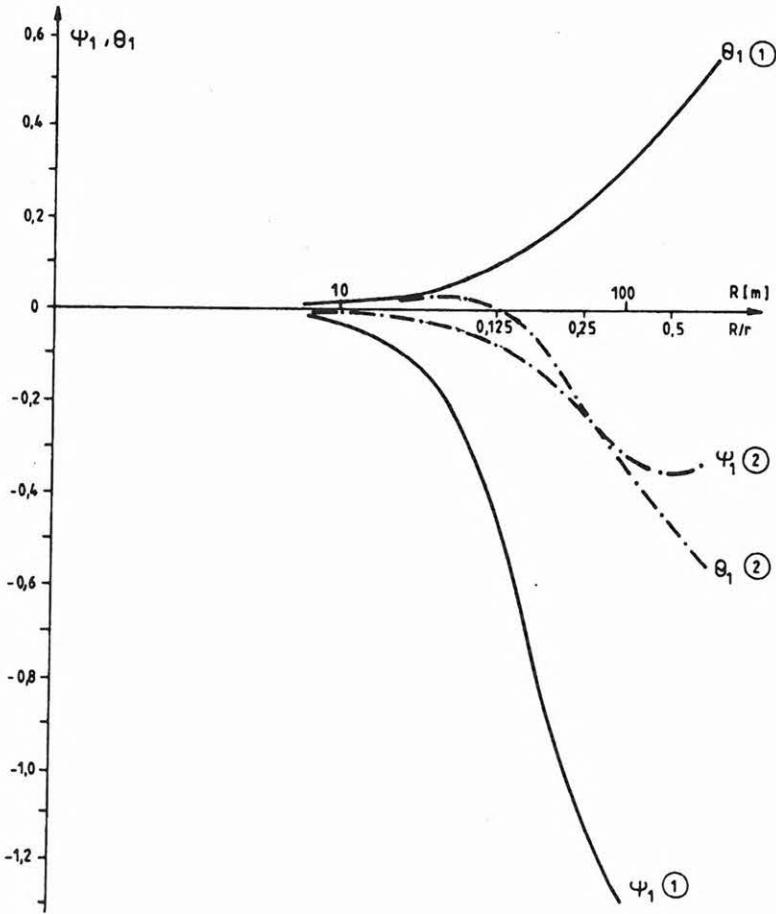
megadják a geoelektromos mérések és modell érzéketlen viszonyait. A geoelektromos gyakorlatban nagyon jónak mondható a paraméter-érzékenység, ha abszolút értéke megközelíti az 1-et. Kutatás szempontjából kedvezőtlennek tekintjük azokat a modellviszonyokat vagy mérési elrendezéseket, amelyeknél az érzékenység abszolút értéke kisebb 0,1-nél. Az érzékenységfüggvényeket vagy a rétegparaméterek vagy a mérési távolság függvényében szoktuk megadni attól függően, hogy egy adott mérési elrendezésben a modell megváltozásának, vagy pedig adott modellnél a mérési elrendezés változásának hatását kívánjuk vizsgálni. A gyakorlati kutatási feladat megoldására olyan mérési elrendezést és távolságot célszerű alkalmazni, amelynél a vizsgálandó (kutatott) rétegparaméter tekintetében nagy, a többiek irányában kis érzékenység adódik. Tomográfiai mérésekhez azon mérési elrendezések alkalmazása kedvező, amelyeknek nagy a paraméter-érzékenysége és csak kismértékben változik a mérési elrendezés függvényében. Szondázási módszereknél — ha több ismeretlen rétegparaméter együttes meghatározása a feladat — a paraméter-érzékenységi vizsgálatoknál azok korrelációjára is figyelemmel kell lenni (inverzmodellezési vizsgálat).

Nézzünk először kétréteges modellre paraméter-érzékenységek alakulását kételektródás (18. ábra) és háromelektródás (19. ábra) mérési elrendezésre több mérési azimutban. Az áttekinthetőség érdekében a paraméter-érzékenységek közül csak a  $\Psi_1$  mélység- és  $\theta_1$  dőlésszög-érzékenységeket mutatjuk be. A fajlagosellenállás-érzékenységeket ( $\varphi_i$ ) ezeken nem ábrázoltuk, mivel  $k_{21} \approx 1$  esetében a  $\varphi_1 \approx 1$ ,  $\varphi_2 \approx 0$  minden mérési távolságnál. Az (1) jelű görbék a „dőlésben fel”, a (2) jelűek a „dőlésben le”, a (3) jelűek a csapásirányú mérésekre mutatják a paraméter-érzékenységeket. A kételektródás mérési elrendezésnek feltűnően kicsi a „dőlésben fel” dőlésszög-érzékenysége, és ez az egyébként is alacsony érzékenység csökken, amikor az  $A$  jelű áramelektroda a kibúváshoz közeledik. A kételektródás mérési elrendezés különös sajátága, hogy a csapásirányú mérés jelentős dőlésszög-érzékenységgel rendelkezik más mérési elrendezésekkel szemben. A Wenner-, Schlumberger-, dipól radiális elrendezéseknél  $\alpha_1 = 10^\circ$ -nál a csapásirányú dőlésszög-érzékenység 0-tól alig nagyobb ( $\theta_1 \approx |0,05|$ ). Ezért is van az, hogy ezeknél a méréseknél a csapásirányú szondázásokból dőlt réteges modelleknél a síkréteges kiértékeléssel is elég pontos mélységadatot kaphatunk. Érdekes még, hogy kételektródás elrendezésnél a  $\Psi_1$  mélységérzékenységek egyik azimutnál sem érik el a  $-1$  értéket (mint síkréteges modellnél). A csapásirányú azimutnál  $|\Psi_1|_{\max}(3) = 0,6$  elérése után folyamatosan csökken a mérési távolság növelésével. Ez azt jelenti, hogy túlságosan nagyra választott  $\overline{AM}$  távolság esetében ( $k_{21} \approx 1$  esetben is) leromlik az aljzattmélység kutatásának lehetősége.

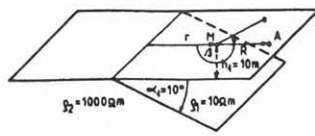
A 20. ábrán háromelektródás mérési elrendezésre mutatja a  $\Psi_1$  és  $\theta_1$  paraméter-érzékenységeket. Látható, hogy a „dőlésben fel” és „dőlésben le” érzékenységek nagyon eltérnek egymástól. A  $\theta_1$  esetében még előjelben is különböznek egymástól, amely azt jelenti, hogy  $\alpha_1$  növelésével „dőlésben fel” méréseknél növekednek, míg „dőlésben le” méré-



18. ábra. Kételektrodás mérések dőlésszög- és mélységérzékenysége  
 Fig. 18. Dip angle and depth sensitivity of pole-pole configuration

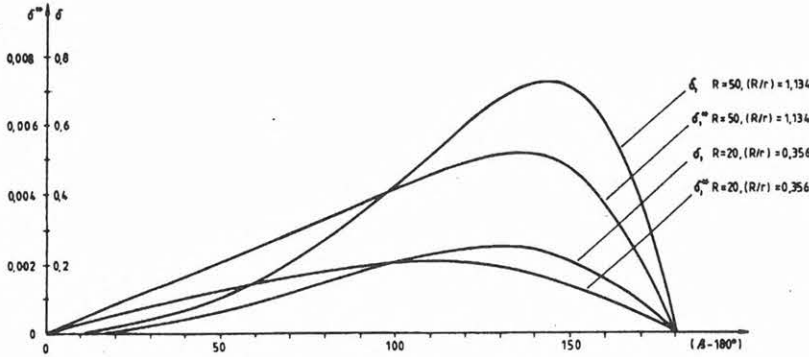


19. ábra. Háromelektrodás mérések dőlésszög- és mélységérzékenysége  
 Fig. 19. Dip angle and depth sensitivity of three-electrode configuration



$$\delta'' = \frac{\partial \rho_a}{\partial A} \cdot \frac{1}{\rho_a}$$

$$\delta' = \frac{\partial \rho_a}{\partial A} \cdot \frac{A}{\rho_a}$$



20. ábra. Kételektrodás mérések azimutérzékenysége  
Fig. 20. Azimuthal sensitivity of pole-pole configuration

seknél csökkennek a látszólagos fajlagos ellenállás értékei. A  $\theta_1(1)$  és  $\Psi_1(1)$  érzékenységek azt mutatják, hogy a mélység és dőlésszög kutatására kedvező a „dőlésben fel” mérési elrendezés. A  $|\Psi_1|_{\max}(2)=0,35$  alapján nem mondható jónak a mélységkutatás feltétele „dőlésben le” mérésekkel. A  $\theta_1(2)$  értékei azt mutatják, hogy a dőlésszög kutatásának feltétele hasonló, mint a „dőlésben fel” méréseknél.

Érdekes még megvizsgálni az azimutérzékenység alakulását is azért, hogy ennek alapján ki tudjuk jelölni a legalkalmasabb mérési irányokat a dőlés azimutjának a meghatározáshoz. A 21. ábra kételektrodás elrendezésre mutatja az azimutérzékenység változását a mérési irány (azimut) függvényében, két kiválasztott mérési távolságra. Az ábrán látható, hogy az azimutérzékenység a  $\beta=0$  „dőlésben fel” és a  $\beta=180^\circ$  „dőlésben le” méréseknél 0 értéket vesz fel és maximuma a csapásirány és a  $\beta=0$  „dőlésben fel” közötti méréseknél alakul ki. A maximális érzékenység mintegy kétszerese a csapásirányú mérések érzékenységének. Az előbbieket azt jelentik, hogy a dőlésirányhoz közeli mérési adatok függetlenek a dőlés azimutjától. Ez két szempontból is figyelemre méltó. Egyrészt a dőlésirányhoz közeli mérésekből az azimut nem határozható meg, másrészt viszont az azimut ismeretlensége nem befolyásolja a többi paraméter meghatározását, illetve azok pontosságát. A csapásirányú méréseknek viszont jelentős információtartalma van a dőlés azimutjáról. A modellparaméterek meghatározásához tehát érdemes legalább három azimutban végezni a szondázásokat. Ha közelítőleg ismerjük a dőlésviszonyokat, akkor dőlésirányban, csapásirányban és a „dőlésben fel” és csapásirány közé eső mérési irányban, ha viszont nem ismerjük a dőlésviszonyokat, akkor egymással  $60^\circ$ -ot bezáró (nem pedig egymásra merőleges) mérési irányokban célszerű a méréseket végezni.

Többretegű modellre a paraméter-érzékenységeket a 9., 10. ábrán is látható modellekre és szondázásokra (kételektrodás, Schlumberger- és dipól radiális elrendezésre) számítottuk ki. A 21., 22. és 23. ábrán

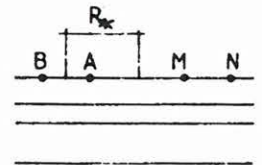
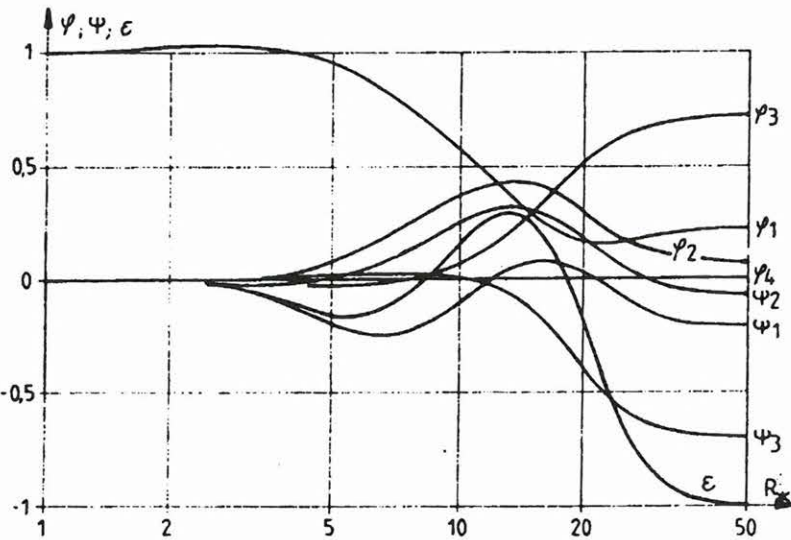
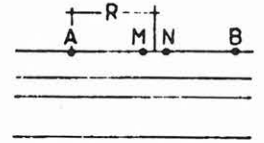
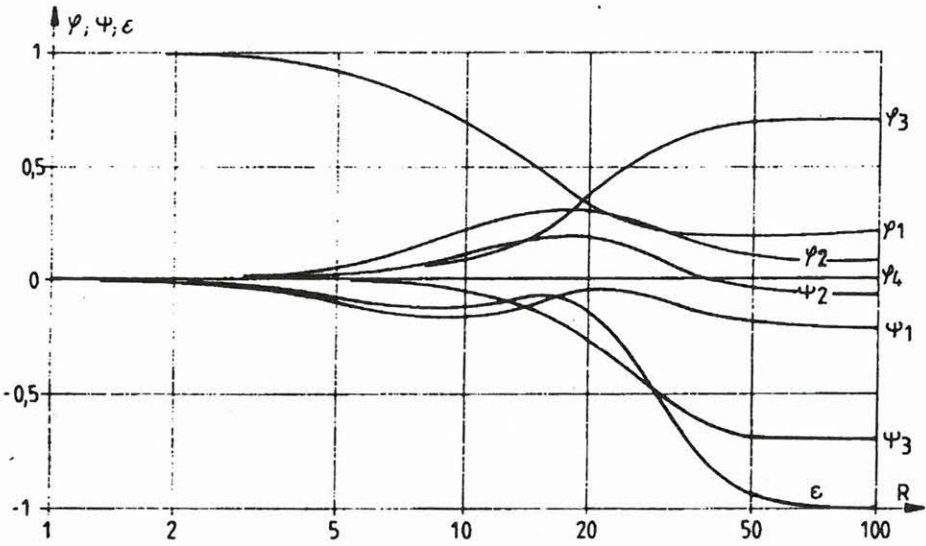
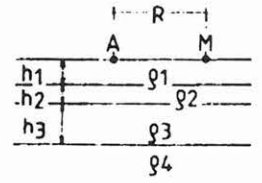
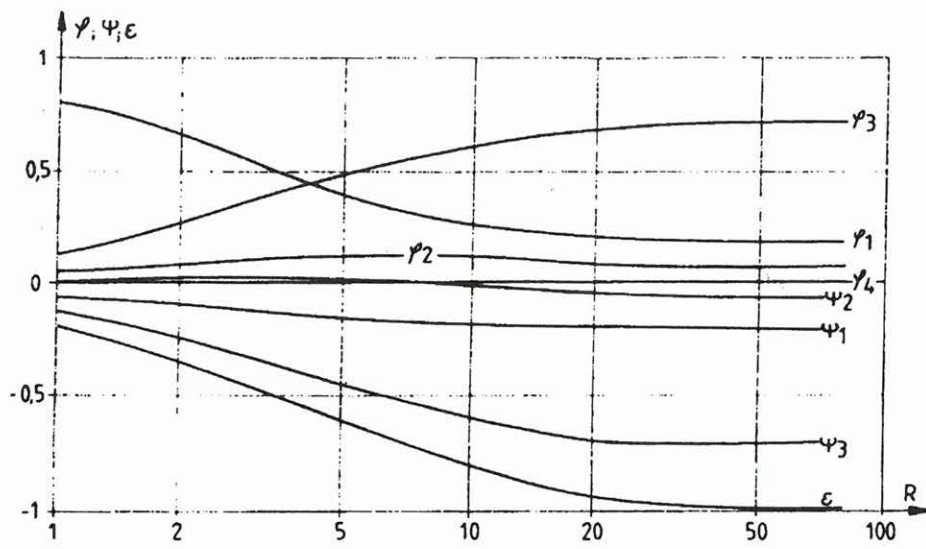
a dőlt réteges modell mellett a vízszintes rétegződési modell paraméter-érzékenységeit is bemutatjuk azért, hogy lássuk a rétegdőlésnek az érzékenységekre gyakorolt hatását.

Először a vízszintes modellre vonatkozó érzékenységeket vizsgáljuk meg. A legfontosabb észrevételeinket a következőkben összegezzük:

- A kételektrodás mérés paraméter-érzékenységei a mérési távolság függvényében sokkal elnyúltabban jelentkeznek, és  $|\varphi_2|$ ,  $|\Psi_2|$  sokkal kisebb, mint a másik két mérési elrendezésnél.
- A vékony és környezeténél nagyobb fajlagos ellenállású réteg kutatására a radiális dipól elrendezés a legkedvezőbb, mert ennél a legnagyobb a  $|\varphi_2|$  és  $|\Psi_2|$ .
- Az  $\epsilon$  összesített mélységérzékenység (itt  $\epsilon = \Psi_1 + \Psi_2 + \Psi_3$ ) mindhárom mérési elrendezésnél a mérési távolság növelésével -1-hez tart. Ezt a határértéket jól megközelítő -0,95 értéket azonban nagyon eltérő mérési távolságoknál (a kételektrodás mérésnél 16 m-nél, a Schlumberger-mérésnél 45 m-nél, a dipól radiális elrendezésnél  $R/2=30$  m-nél) éri el.
- Dipól radiális elrendezésnél a közepes mérési távolságoknál (8–18 m) az  $\epsilon$  előjelet vált, pozitív értéke azt jelenti, hogy  $h_1$ ,  $h_2$ ,  $h_3$ , vastagságok egyidejű növekedése esetén (az aljzat mélységének növekedése ellenére) megnő a látszólagos fajlagos ellenállás értéke. Ezt elsősorban a  $\Psi_1$  és  $\Psi_2$  alakulása okozza.

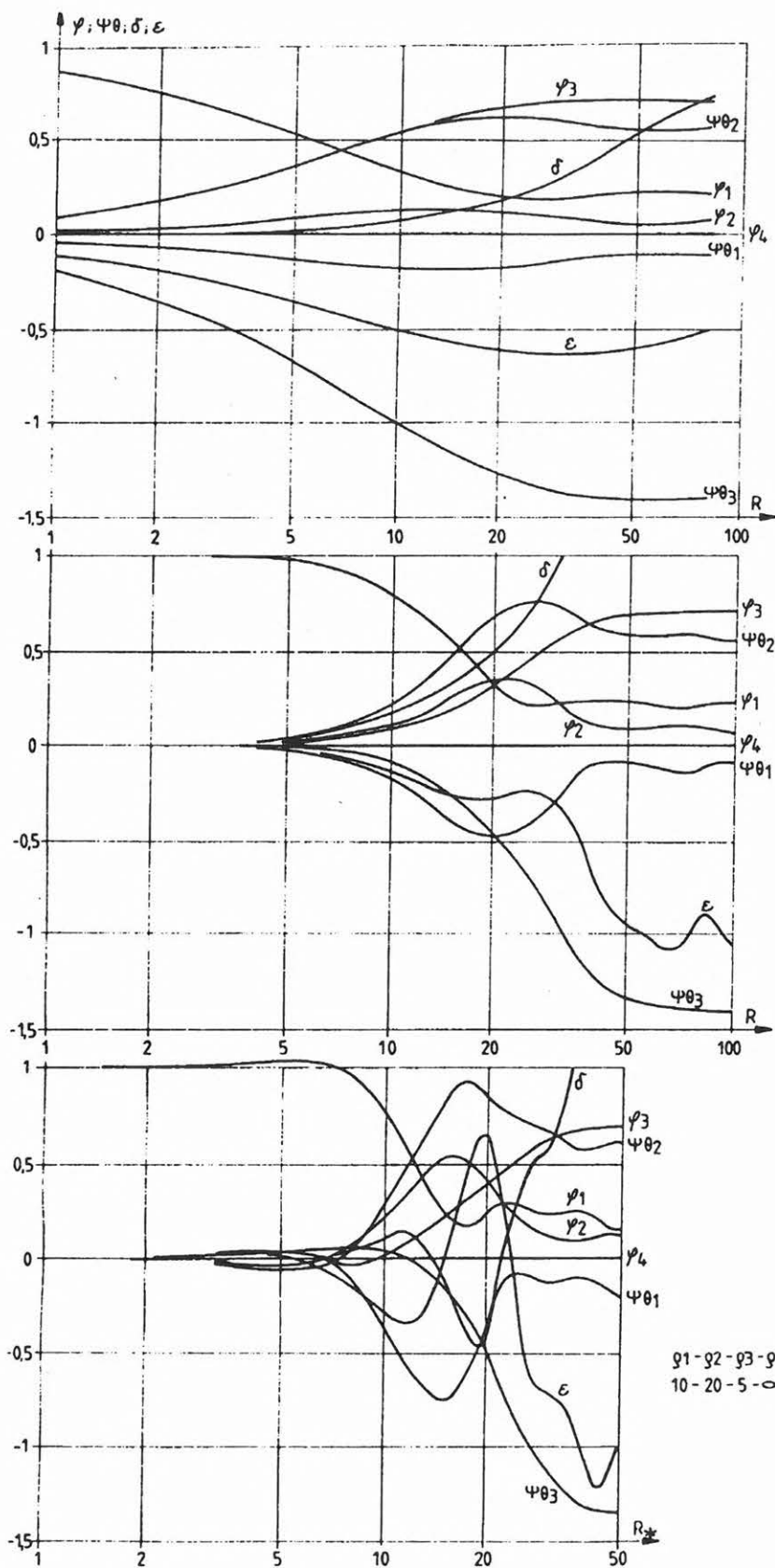
Összehasonlítva a síkréteges és dőlt réteges modell paraméter-érzékenységeit megállapíthatjuk, hogy azok sok vonatkozásban és jelentősen eltérnek egymástól. Ezen eltérések közül csak a legjellemzőbekeket emeljük ki.

- A dőlt réteges kételektrodás csapásirányú mérések  $(T_{cs})|e|_{\max}$  érzékenysége jóval kisebb, mint a síkréteges mérésnél. A nagy mérési távolságoknál az  $|e|$  folyamatosan csökken,



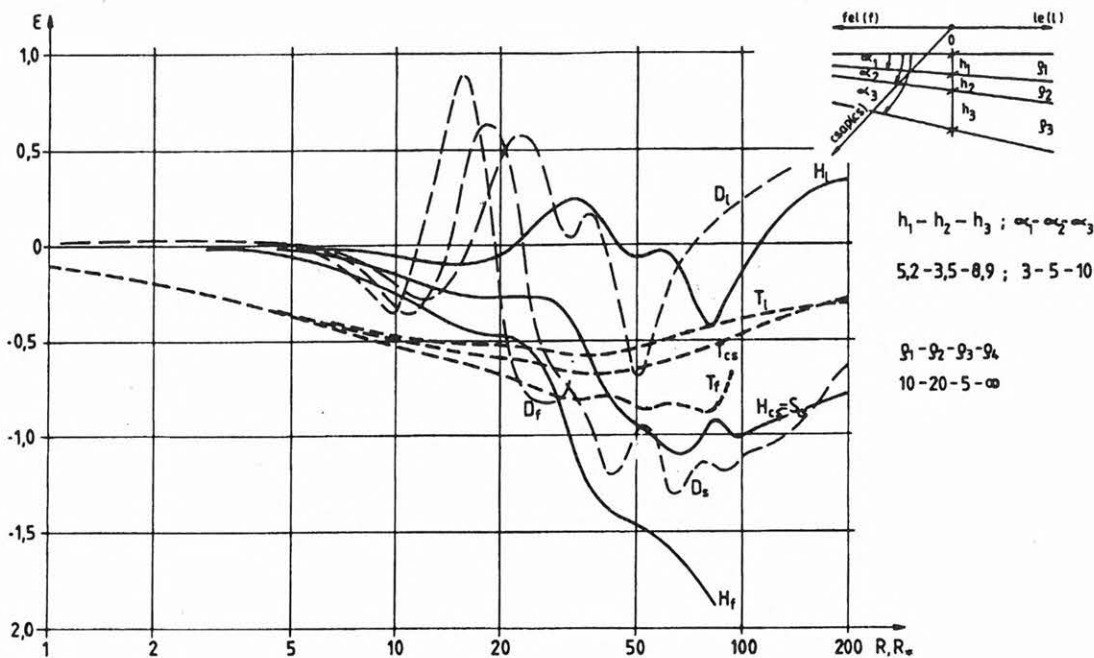
$\rho_1 - \rho_2 - \rho_3 - \rho_4$ ;  $h_1 - h_2 - h_3$   
 $10 - 20 - 5 - \infty$ ;  $52 - 35 - 89$

21. ábra. Paraméter-érzékenységek vízszintesen rétegzett 4 réteges modellre  
 Fig. 21. Parameter sensitivities over a horizontally layered four-layer half-space model



22. ábra. Paraméter-érzékenységek 4 réteges dőlő modellre csapásirányú mérésekre  
 Fig. 22. Parameter sensitivities along structural strike of dipping beds with four layers

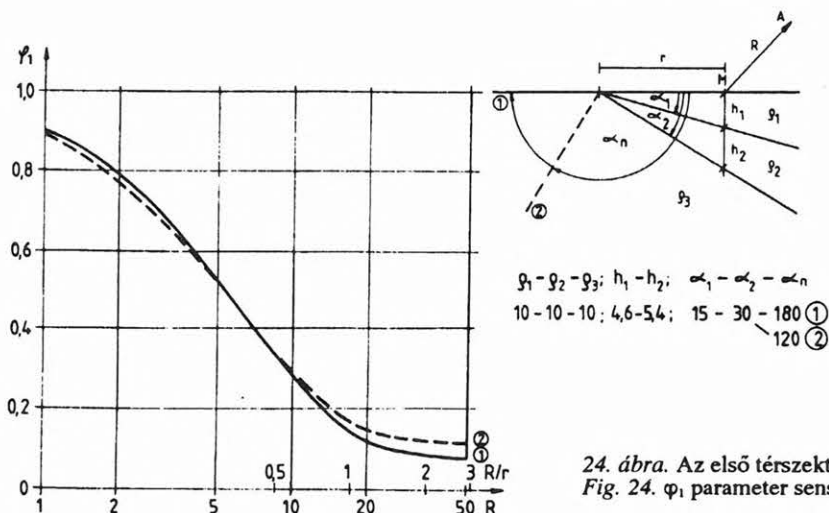




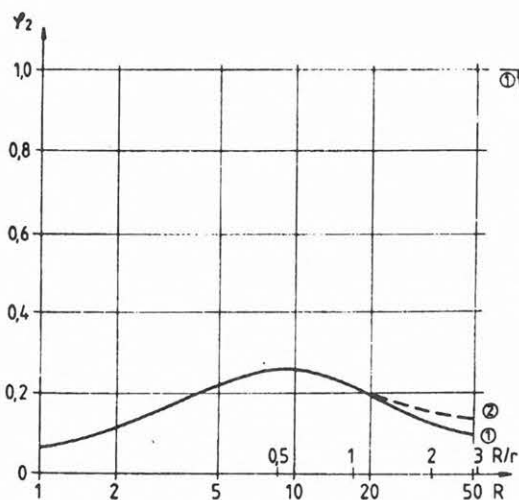
23. ábra. Paraméter-érzékenységek 4 réteges dőlő modellre dőlés- és csapásirányú mérésekre  
 Fig. 23. Parameter sensitivities along lines directed perpendicular and parallel to the strike of dipping beds with four layers

- $R=200$  m-nél csak mintegy fele a maximális értékek.
- b) A Schlumberger- és radiális dipól csapásirányú ( $S_{cs}$ ,  $D_{cs}$ ) mérések mélységérzékenysége dőlő réteges modellnél is eléri, illetve meghaladja a -1 értéket. A nagy mérési távolságoknál (24. ábra) ezeknél az elrendezéseknél is romlik az összesített mélységérzékenység a távolság további növelésével.
- c) A csapásirányú kételektrodás mérés ( $T_{cs}$ ) azimutérzékenysége sokkal kisebb, mint a másik két ( $D_{cs}$ ,  $H_{cs}$ ) mérési módszeré. A Schlumberger- és radiális dipól elrendezésnél az azimutérzékenység meghaladja az 1 értéket, amely azt jelenti, hogy csak a csapásirányú mérésekből is jó lehetőség van az azimut meghatározására.

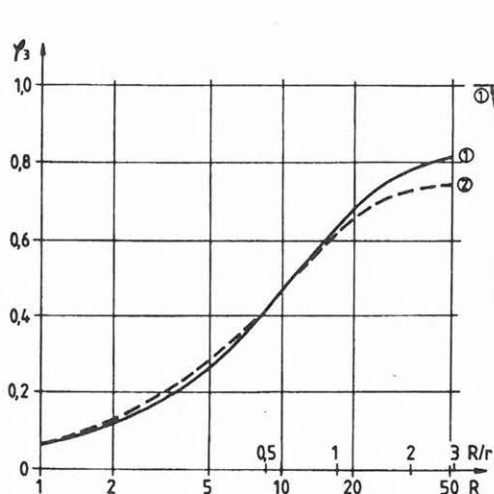
- d) A háromelektrodás „dőlésben le” ( $H_l$ ) és dipól radiális „dőlésben le” ( $D_l$ ) mérés szűk mérési tartományban (dipólmérésnél  $R \sim 50$  m, háromelektrodás mérésnél  $AB/2 \sim 80$  m) éri el a közepesen jó  $\epsilon$  érzékenységet ( $\epsilon = -0,5$ ). Ez azt jelenti, hogy ezekkel a mérésekkel kedvezőtlenebb az aljzat mélységváltozásának kutatása, mint a csapásirányú mérésekkel. Ennél is fontosabb azonban, hogy nagyobb mérési távolságoknál  $\epsilon$  pozitív lesz, azaz az aljzatközvet mélységének növekedésével nem csökken (amint azt várnánk), hanem növekszik a látszólagos fajlagos ellenállás értéke. (Visszautalunk a 4. és 6. ábránál jelentkező negatív fals anomáliára).  
 Végül vizsgáljuk meg a felszín dőlésének (törésének) az egyes térszektorok  $\varphi_i$  paraméter-érzékenységre gyakorolt hatását a 24., 25. és 26. áb-



24. ábra. Az első térszektor  $\varphi_1$  paraméter-érzékenysége  
 Fig. 24.  $\varphi_1$  parameter sensitivity for the first space sector



25. ábra. A második térszektor  $\varphi_2$  paraméter-érzékenysége  
 Fig. 25.  $\varphi_2$  parameter sensitivity for the second space sector



26. ábra. A harmadik térszektor  $\varphi_3$  paraméter-érzékenysége  
 Fig. 26.  $\varphi_3$  parameter sensitivity for the third space sector

rák segítségével. A 24. ábrán a  $\varphi_1$ , a 25. ábrán a  $\varphi_2$ , a 26. ábrán a  $\varphi_3$  érzékenységek láthatók. Mindhárom ábrán az  $\alpha_n = 180^\circ$ -os vízszintes felszíni és  $\alpha_n = 120^\circ$ -os dőlt felszínre láthatók a szektorok  $\varphi_i$  értékei a mérési távolság függvényében. Érdekes, hogy a felszín dőlésének hatására a kisebb mérési távolságnál ( $R < 5$  m) csökken, a nagyobb mérési távolságoknál ( $R > 10$ ) növekszik az első szektor  $\varphi_1$  fajlagos ellenállás érzékenysége. A felszín dőlése a második szektor  $\varphi_2$  fajlagos ellenállás érzékenységét kismértékben megnöveli a nagyobb mérési távolságoknál. A felszín dőlésének a legnagyobb hatása a harmadik érzékenységre van, amelynek  $\varphi_3$  paraméter-érzékenysége  $\Delta\varphi_1 + \Delta\varphi_2$ -vel csökken ( $\varphi_1 + \varphi_2 + \varphi_3 = 1$ ) nagy terítési távolságoknál. Megállapíthatjuk, hogy a felszín dőlése nem változtatja meg jelentősen az egyes szektorok befolyását a látszólagos fajlagos ellenállás alakulására, amennyiben a szektorok fajlagos ellenállása közel azonos vagy csak kismértékben tér el egymástól. Ezért ilyen esetekben a homogén modellre számított topográfia korrekcióval nem befolyásoljuk érdemben a szektorparaméterek meghatározásának megbízhatóságát.

#### 4. Tomográfiai adatok számítása dőlt modellekre

Tomográfiai adatokat a 27. ábrán látható modellel mutatunk be. A modell kétréteges, a rétegdőlés  $\alpha_1 = 10^\circ$ , a rétegek fajlagos ellenállása  $\rho_1 = 10 \Omega\text{m}$ ,  $\rho_2 = 1000 \Omega\text{m}$ . A mérőkeret  $40 \text{ m} \times 60 \text{ m}$ , amelyen a mérőpontok 10 m-enként voltak elhelyezve. Kételektrodás és dipól-dipól elrendezésre láthatók számított látszólagos fajlagos ellenállások a 28a. és 28c. ábrán. A dipól-dipól elrendezésnél ún. hosszú dipólokat alkalmaztunk, amely alatt azt értjük, hogy az  $\overline{AB}$  és  $\overline{AM}$  dipóltávolság sokkal nagyobb volt (3–6-szor), mint a legnagyobb  $\overline{AM}$  távolság.

A tomográfiai feldolgozáshoz, a geoelektromos rekonstrukcióhoz az ún. normál térhez viszonyított  $E_k$  eltérés adatokat számítottunk [CSÓKÁS et al. 1986]. Normál térnek egy kétréteges vízszintes rétegzettségű modellt választottunk, amelyre kiszámítottuk a látszólagos fajlagos ellenállásokat:

$$E_k = \frac{\rho_a(\text{ferde}) - \rho_a(\text{vízszintes})}{\rho_a(\text{vízszintes})} \cdot 100\% \quad (47)$$

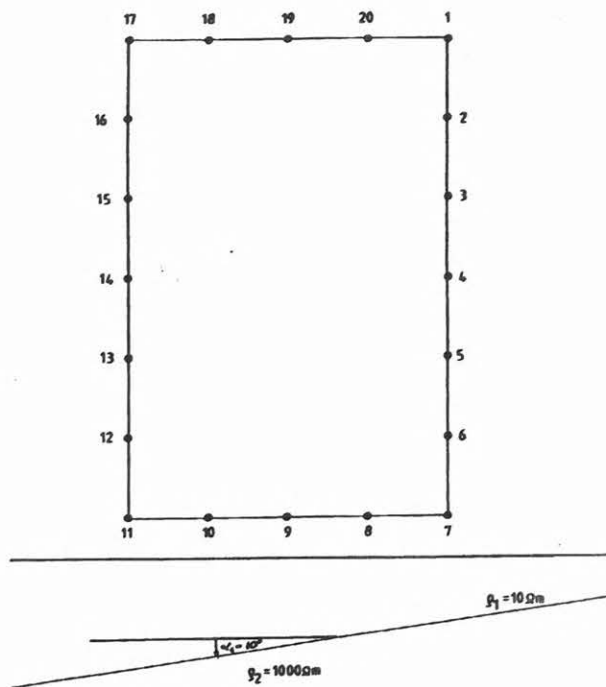
A 28. ábrán a néhány jellemző átvilágítási sugárhoz tartozó látszólagos fajlagos ellenállás adaton kívül ugyanezen sugarakhoz tartozó  $E_k$  adatokat is feltüntettük (28/b. és 28/d. ábra).

Látható, hogy a kétféle mérési elrendezésben mért látszólagos fajlagos ellenállások és az  $E_k$  adatok jelentősen eltérnek egymástól. Nagy különbségek tapasztalhatók a különböző mérőpontokhoz tartozó átvilágítási sugaraknál, amelyek jó lehetőséget kínálnak tomográfiai feldolgozáshoz.

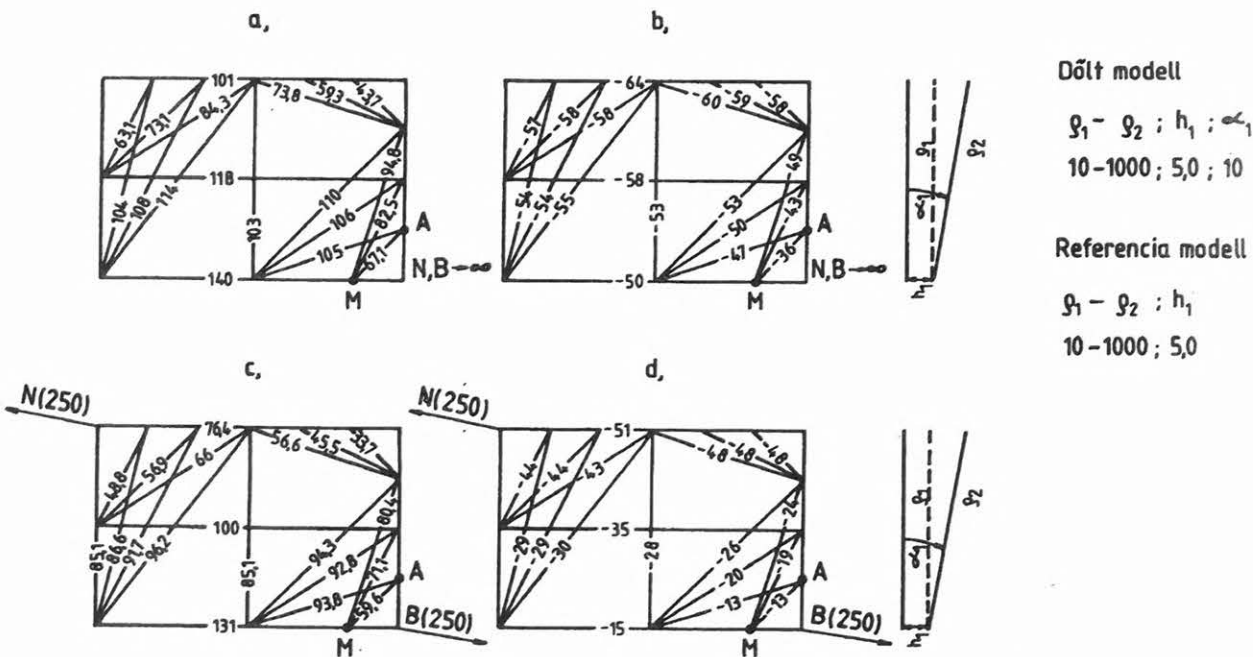
## 5. Összefoglalás

Dőlt réteges földtani szerkezet kutatására a geoelektromos módszerek előnyös tulajdonságokkal rendelkeznek, illetve jó lehetőséget kínálnak. A  $\varphi_i$ ,  $\Psi_i$ ,  $\theta_i$ ,  $\delta_i$ ,  $\Psi\theta_i$ ,  $\varepsilon$  fajlagos ellenállás-, mélység-, dőlésszög-, azimut-, mélység- és összesített mélységérzékenység vizsgálatok azt bizonyítják, hogy többretek modelleknél is elérhető olyan felbontóképesség pontosság, amely e módszerek gyakorlati (földtani, mérnöki) alkalmazását teszi lehetővé.

A dőlt réteges szerkezetek kutatására szelvényezési, szondázási és tomográfiai módszerek egyaránt alkalmasnak látszanak.



27. ábra. Tomográfiai mérési helyszínrajz és modell  
Fig. 27. Scheme of tomographical measurement and the investigated model



28. ábra. Tomográfiai mérések látszólagos fajlagos ellenállás ( $\Omega\text{m}$ ) és eltérés (%) adatai  
Fig. 28. Data of apparent resistivity ( $\Omega\text{m}$ ) and those of difference  $E(\%)$  between the dipping bed and the horizontal two-layer half-space

## Köszönetnyilvánítás

A fenti kutatásokat a 2385 sz. OTKA projekt keretében végeztük el. A szerző köszönetét fejezi ki a támogatásért.

## HIVATKOZÁSOK

- ALPIN L. M., BERDICHEVSKII M. N., VEDRINTSEV G. A., ZAGARMISTR A. M. 1966: Dipole methods for measuring earth conductivity. New York
- CHASTENET de GERY J., KUNETZ G. 1956: Potential and apparent resistivity over dipping beds. *Geophysics* XXI, 3, 780-793
- CSÓKÁS J., DOBRÓKA M., GYULAI Á. 1986: Geoelectric determination of quality changes and tectonic disturbances in coal deposits. *Geophysical Prospecting* 34, 1067-1081
- GYULAI Á. 1989: Parameter sensitivity of underground DC measurements. *Geophysical Transactions* 35, 3, 209-225
- HERING A., MISIEK R., GYULAI Á., ORMOS T., DOBRÓKA M., DRESEN L. 1995: A joint inversion algorithm to process geoelectric and surface wave seismic data. Part I.: Basic ideas. *Geophysical Prospecting* 43, 135-156
- HMELEVSZKOJ V. K., BONDARENKO V. M. 1989: *Elektrorazvedka*. Moszkva, Nyedra, 52-55
- KOEFOD O. 1979: *Geosounding Principles, Resistivity Sounding Measurements*. Amsterdam—Oxford—New York
- SKABARNYA N. G., SZEVOZTJANENKO V. P. 1985: Algoritm rascseta kazsusihszja szoprotyivlenyij i poljarizujemosztyej dlja szredi sz naklonnimi granyicami razdela. DVNC AN SZSZSZR, 153-161
- SZIGETI G. 1980: A konform leképezés módszerének alkalmazása egyenáramú vonalforrás által keltett, végtelen ellenállású aljzatból kiemelkedő félhenger feletti elektromos tér meghatározására. *Magyar Geofizika* XXI, 4, 121-133