

Egyenáramú null-elrendezések

Előszó

Doktori értekezésemben a felszín alatti térség (mint a „geokörnyezet” része) geofizikai megismerési módszereinek tárházát bővíttem egy új geoelektromos mérési lehetőséggel. Talán kissé furcsa mindjárt magyarázkodással kezdeni egy dolgozatot, de ezt kell tennem, mivel a címben említett „egyenáramú null-elrendezések” (és egyáltalán egyenáramú elrendezések) nem léteznek, csak egyenáram (illetve egyenáramúnak tekinthető kis frekvenciájú váltóáram) betáplálású elektróda-elrendezések. Reményeim szerint azonban az ebben a dolgozatban bemutatásra kerülő elrendezésekről esik még annyi szó a jövőben, hogy nehézkesnek fogjuk érezni a teljes kifejezés kimondását, ezért inkorrekt volta ellenére is a címbeli változatot javaslom.

Meg kell magyaráznom mindjárt magát a null-elrendezés fogalmát is, hiszen ezt a fogalmat a szerző és társai vezették be (Szalai és tsai. 2001) és bár már egyre több szakembernek cseng ismerősen (elsősorban hazai berkekben, de már Svájcban, vagy Egyiptomban is), sokaknak új még ez a fogalom. Null-elrendezések alatt a szűkebb definíció szerint az elektródák azon konfigurációját értem, amelyben a mérőelektródáknak a tápelektrodákhoz viszonyított helyzete olyan, hogy homogén féltér felszínén a mérőelektródák között mért potenciál-különbség nulla lenne. A tágabb definíció szerint nem a mért, hanem az értelmezéshez felhasznált paraméternek kell elméletileg nullának lennie. Ez általában valamilyen módon több mért értékből képzett mennyiség.

Annak ellenére, hogy a null-elrendezések tanulmányozásának kezdetekor azt hittem, teljesen járatlan ösvényen haladok, később kiderült, hogy vannak olyan null-elrendezések, amelyeket már korábban is sikeresen használtak a gyakorlatban. Ezek egyik csoportja ugyan csak a tágabb null-elrendezés definícióba fér bele, a néhány fókuszált áramterű elektróda elrendezést tartalmazó másik csoport azonban még a szűkebb definíció szerint is null-elrendezésnek tekinthető.

Vizsgálataimban még tovább haladva be kellett látnom, hogy problémáim jó részével mégiscsak egyedül maradtam. A már ismert null-elrendezések ugyanis azon kívül, hogy az adott definíciónak megfelelnek, mindössze egyetlen fontos dologban egyeznek meg az általam bevezetni kívánt null-elrendezésekkel. Mégpedig abban, hogy geometriai koefficiensük értéke

végtelen (ez egyébként magából a definícióból következik), ennél fogva esetükben sem képezhető az egyenáramú geofizikában oly közkedvelt látszólagos fajlagos ellenállás érték.

Amellett, hogy az eddig szórványosan használt null-elrendezésektől több segítséget nem remélhettem, rá kellett jönnöm, hogy a null-elrendezések vizsgálatában alapvetőnek hitt segédeszközök sem állnak rendelkezésemre. Ennek köszönhető, hogy bár címe szerint a null-elrendezésekről szól a dolgozatom, annak mintegy a felét előkészítő munkák töltik ki. Ezek ugyan nagyon érdekes (de nem feltétlenül a témakörbe vágó) eredményeket is hoztak, de elvették az időt olyan problémák megoldása elől, amelyek a null-elrendezések vizsgálatában is kézenfekvőek lettek volna (pl. kutatási mélység-, vagy felbontóképesség vizsgálatok).

Így a terepi méréseknek messze nem teljes, bár a bizalmat megalapozó elméleti vizsgálódás után kellett nekilátnom. A mérések elvégzése után is látszik, hogy a null-elrendezések kutatásában még rengeteg a tennivaló, jóllehet már most sok minden világosabban látható. A kutatás jelenlegi stádiumában úgy tűnik, a null-elrendezéseket még akkor is feltétlenül megéri vizsgálni, ha terepi alkalmazásuk egyelőre csak valamely ismertebb elrendezéssel együtt alkalmazva javasolható. Meggyőződésem, hogy a null-elrendezések megismerése emellett segítené más, gyakrabban használt elrendezések jobb megértését is.

Az itt bemutatott eredmények mellett már néhány egyéb, null-elrendezésekkel kapott eredmény is felbukkant a szakirodalomban az utóbbi években (pl. Takács és Hursán 2000, vagy Bosch és Müller 2001), így elképzelhető, hogy a jövőben az általam vártnál gyorsabban teret hódíthat az ilyen jellegű elrendezések használata. Szó nincs persze arról, hogy ez az elrendezés-típus valamiféle csodaszer lenne (bár ilyen - igaz téves alapokon nyugvó - gondolatok is felmerültek néha; lásd Roy és Apparao, 1971, amit a dolgozat 2. fejezetében tárgyalok), de nagyon fontos kiegészítője lehet a hagyományos elrendezéseknek. Különösképpen igaz ez a sokelektrodás rendszerek térhódítása idején, amikor sokszor nem a mérés maga, hanem inkább a feldolgozás időigényes. Bizonyos esetekben ráadásul a null-elrendezések önmagukban használva is nagyon jó eredményeket szolgáltathatnak (pl. Takács és Hursán 2000, Szalai és tsai. 2001). Még tudatosabb használatuk esetén pedig ennél is több hasznot remélhetünk alkalmazásuktól. Elképesztően érzékenyek például ezek az elrendezések az alattuk lévő földtani szerkezetek szimmerikustól való eltéréseire.

Visszakanyarodva még egy kicsit a null-elrendezések vizsgálatában felhasznált eszközökhöz, ki kell emelnem, hogy mennyire méltánytalanul hanyagoltuk el a különböző elrendezések paraméter-érzékenység térképeinek vizsgálatát. A null-elrendezések esetében

különösen hasznosnak bizonyult a paraméter-érzékenység térképek tanulmányozása, hiszen a null-elrendezésekről nyert legtöbb elméleti információnk innen származik.

Nem lehet eléggé hangsúlyozni a null-elrendezések gondolatának létrejöttében az analóg modellmérések szerepét (Szarka, Nagy Z. 1992, Szalai 1993, Szarka 1994). Az MTA GGKI-ban évtizedek óta folyó modellkísérletek sok érdekes gondolatot termeltek ki és nagyon sokat segítenek a felszín alatt zajló folyamatok megértésében. Az ilyen típusú null-elrendezések használhatóságára vonatkozó első sejtés is az ott folyó munka terméke (Szarka és tsai., 1994), amely először tűzte ki célul „... a szórványos irodalmi-, terepi tapasztalatok összegyűjtése és rendszerezése alapján az ún. különleges paraméter-érzékenységű módszer-család megalapozását. A megnövekedett paraméter-érzékenységnek megnövekedett hibaérzékenység az ára, de – egyelőre ezt még csak analóg modellmérési eredmények igazolják – található olyan elrendezések, amikor a megnövekedett paraméter-érzékenység előnyei érvényesülnek.”

A szerző is analóg modellmérések során, hulladéktároló alján történő szivárgások hatásának sokelektrodás elrendezésekkel történő megfigyelésekor szembesült először a null-elrendezésekkel kapcsolatos problémákkal (Szalai, 1993).

Mindent összevetve a sok, még megoldatlan probléma ellenére a null-elrendezések tanulmányozását és terepi használatát (persze csak az elméletük valamilyen szintű megértése után) mindenkinek ajánlom.

A dolgozat a következő részekből áll:

Először meg kellett teremtenem a null-elrendezések tanulmányozásához szükséges elméleti alapokat. Ehhez szükségem volt a null-elrendezések paraméter-érzékenység térképeire, amihez viszont előbb egy kis méretű, környezetétől eltérő fajlagos ellenállású, homogén féltérbe eltemetett kocka hatását kellett kiszámítanom (1. fejezet).

Majd a 2. fejezetben elkészítettem és megvizsgáltam néhány érdekesebb dipól-elrendezés paraméter-érzékenység térképét, illetve ezt megelőzően még ezek normált mélység-érzékenység karakterisztika (NMK) függvényét; ezekhez szintén az 1. fejezetben levezetett képlet segítségével jutottam.

A 3. fejezetben összegyűjtöttem mindent, amit a null-elrendezések elméletéről sikerült megtudnom és a végtelen számú lehetséges null-elrendezés közül kiválasztottam néhányat, amelyeknek dolgozatom hátralevő részében nagyobb figyelmet szentelek.

A 4. fejezetben mészkőben lévő törések lokalizálására és irányuk meghatározására használtam a null-elrendezéseket és a kapott eredményeket mind hagyományos elrendezésekkel mért adatokkal, mind pedig a valósággal összevettem.

Az utolsó, 5. fejezetben szintén az előző feladatot tűztem ki célul, de sokkal bonyolultabb körülmények között, többirányú repedésrendszer esetére.

Dolgozatom alapvetően négy cikk anyagára épül. Az 1. fejezet Szalai és Szarka (2000), a 2. fejezet Szalai (2000), a 4. fejezet Szalai és tsai. (2000), az 5. fejezet pedig Szalai és tsai. (2001) publikációkon alapul. A 3. fejezet anyaga is részben ezekre a cikkekre támaszkodik, részben pedig még nem publikált anyagot tartalmaz. Ennek a szerkesztésnek köszönhetően néhány esetben előfordul ismétlődés, ami helyenként valószínűleg elkerülhető lett volna, de reményeim szerint az esetek többségében a megértést segítette.

A dolgozat anyagának kialakításához Dr. Szarka László a null-elrendezések vizsgálatának ötletével, az 1. fejezetben ismertetett analitikus megoldás matematikailag elegánsabb formába öntése során nyújtott segítségével és még sok apróbb javaslattal járult hozzá. Prácser Ernő a 4. fejezetben látható numerikus eredmények számításával, svájci társszerzőim (Müller Imre, Frank Bosch és Pascal Turberg) a 4. fejezetben bemutatott mérések végrehajtásában, egyiptomi társszerzőim (Mohammed Abd Alla és Said Ahmed) pedig az 5. fejezetben bemutatott mérések kivitelezésében segítettek.

1. Közelítő analitikus megoldás kisméretű eltemetett kocka hatásának tanulmányozására felszíni dipól-dipól elrendezések esetén

1.1. Bevezetés

Ebben a fejezetben egyszerű analitikus megoldást mutatok be homogén feltérben elhelyezkedő kisméretű kocka egyenáramú tértorzító hatásának tanulmányozására dipól-dipól mérések esetére. Mind az adó, mind pedig a vevő dipól tetszőleges irányítású lehet a feltér felszínén, a kocka mélysége és pozíciója pedig tetszőlegesen változtatható.

Az egyenáramú dipól módszerek szovjet eredetűek (Alpin 1941,1950; Alpin és tsai. 1966). Akkoriban ezen módszerek használatához a fő érv az volt, hogy a Schlumberger elrendezéshez képest ez kisebb kábelhosszúságot igényelt és a terítés is könnyebben megoldható volt nagy távolságok esetén. Napjainkban elsősorban a sokelektrodás rendszerek elterjedése szolgáltat okot arra, hogy ezeket a rendszereket ismét használatba vegyünk, pl. felszínközeli ellenállás-anomáliák kutatásában, mivel ezek a problémák kis méretű, lokális ellenállás-változások kimutatását igénylik.

A 3D egyenáramú problémákat különböző numerikus kódok segítségével megoldották ugyan (pl. Zhdanov és Keller 1994; Hvozدارa és Kaikkonen 1998), de nagyon hasznos lenne egy gyorsabb megoldás kifejlesztése.

Egyenáramú gerjesztés esetére homogén feltérben lévő 3D inhomogenitások hatását pl. Honkura (1976), vagy Ward és Hohmann (1987) számították. Az itt bemutatott megoldásban dipólteret hozunk létre homogén feltér belsejében. Indukált polarizáció esetére ehhez hasonló technikát alkalmazott Seigel (1959).

A Maxwell egyenletek és az ehhez kapcsolódó egyenletek redundanciája miatt az egyenáramú problémák megoldásának két útja van. Az első a folytonossági egyenleten és a differenciális Ohm törvényen alapul. Ebben a megközelítésben a másodlagos forrás $\nabla(\sigma_a \nabla U)$ viszonyában fejezendő ki, ahol σ_a az anomália vezetőképessége, U pedig a skalárpotenciál.

A másik megközelítésben a másodlagos forrást a vezetőképesség-változás felületén felhalmozódó töltések jelentik (Alpin 1941; Alfano 1959; Roy és Apparao 1971; Price 1973; Kaufmann és Keller 1985; Szarka 1990, Li és Oldenburg 1991, Szarka 1992). Az itt következőkben a töltés-eloszlásra vonatkozóan szélsőségesen egyszerű feltételezéssel élek: a

kocka szemközti lapjain felhalmozódó negatív, illetve pozitív töltéseket elektromos dipólként kezeltem. Ez a felfogás hasonló Zhdanov és Keller (1994) Born-féle közelítéséhez. Feltételezésem lehetővé teszi, hogy úgy számítsuk a másodlagos teret, mintha azt a kockával összefüggésben lévő, három egymásra merőleges dipól rendszere okozná. Jóllehet az itt leírt mechanizmus nem új, itt mutatom be először (lásd még Szalai és Szarka 2000), hogy ez a nagyon egyszerű közelítő megoldás olyan komplikáltabb 3D algoritmusokat is helyettesíthet, amelyeknél nem kell egyenletes töltéssűrűséget feltételezni a kocka oldalain és amelyek nem a kocka középpontjában, hanem a kocka oldalainak középpontjaiban megjelenő elektromos tér értékeivel számolnak.

Először összegzem az alkalmazásra kerülő definíciókat és alapegyenleteket (a dipólmomentum definícióját, a dipól elektromos térének komponenseit, a koordináta-rendszerek elforgatását és a felületi töltésfelhalmozódást), majd a levezetés lépései következnek (a primér tér, a másodlagos forrás és a másodlagos tér számításával). Aztán a levezetés segítségével kapott eredményeket összevetem különböző méretű, mélységű és helyzetű kockákra 16 különböző dipól-elrendezésre számított 3D numerikus eredményekkel.

1.2. Dipól-dipól elrendezések kisméretű eltemetett kockára adott válaszánaak analitikus közelítése

1.2.1. A kiinduló képletek

1.2.1.1. A dipólmomentum

Elsőként tisztázzuk, hogy mit is értünk dipólmomentumon, ezt a kifejezést ugyanis a szakirodalomban többféleképpen is definiálják.

A klasszikus definíció szerint, ha $+Q$ és $-Q$ statikus töltések találhatók egymástól \overline{AB} távolságban, az \mathbf{e} egységvektor irányában, akkor az elektrosztatikus dipól dipólmomentumának definíciója:

$$\mathbf{p}_{static} = Q \cdot \overline{AB} \cdot \mathbf{e} \quad (1.1a)$$

A geoelektromosságban a Q statikus töltés helyett az I áramerősség használatos a dipólmomentum definíciójában:

$$\mathbf{p}_{geoeel} = I \cdot \overline{AB} \cdot \mathbf{e} \quad (1.1b)$$

Megemlítjük még Alpin és tsai. (1966) definícióját, akik a ρ_1 fajlagos ellenállású homogén féltér felszínén található elektromos dipól dipólmomentumát a következőképpen adták meg:

$$\mathbf{p}_{Alpin} = \frac{\rho_1}{2\pi} I \cdot \overline{AB} \cdot \mathbf{e} \quad (1.1c)$$

Mivel belátható (Szalai, Szarka 2000), hogy a folytonos áram, amely ahhoz kell, hogy a vezető közegben a töltést állandóan tartsuk $I = \frac{1}{\epsilon_0 \rho_1} Q$ (ϵ_0 a dielektromos permittivitás, ρ_1 pedig a közeg fajlagos ellenállása a dipól körül), ezért a geoelektromos dipólmomentum az elektrosztatikus közelítésben így írható:

$$\mathbf{p}_{static} = \epsilon_0 \rho_1 I \cdot \overline{AB} \cdot \mathbf{e} \quad (1.2)$$

Feloldandó a különböző megközelítésekből adódó problémát, a következő egységes definíciót ajánlom:

$$\mathbf{p} = \frac{m}{2\pi} \rho_1 I \overline{AB} \cdot \mathbf{e} \quad (1.3)$$

Ekkor pedig a klasszikus elektrosztatikus definíció szerint $m = 2\pi\epsilon_0$, a geoelektromos definíció szerint $m = \frac{2\pi}{\rho_1}$, végül Alpin és tsai (1966) definíciója szerint $m=1$. A dipólmomentum (1.1a), (1.1b), vagy (1.1c)-vel is megadható m értékétől függően.

1.2.1.2. Felszíni horizontális elektromos dipól elektromos tere homogén féltér belsejében

Egységnyi intenzitású, az \mathbf{e} egységvektor irányába mutató dipól U potenciálja megadható egy egységnyi intenzitású, az origóban elhelyezkedő pontforrás Φ potenciáljából (Korn és Korn 1968) a következőképpen:

$$U(\mathbf{r}) = -(\mathbf{e} \cdot \nabla)\Phi(\mathbf{r}) \quad (1.4)$$

ahol a potenciált az \mathbf{r} pontban mérjük.

(1.4) szerint egy $\mathbf{p} = \frac{m}{2\pi} \rho_1 I \overline{AB}$ dipólmomentumú, homogén féltér felszínén elhelyezkedő x -irányú elektromos dipól elektromos potenciálja az x y z koordináta-rendszer kezdőpontjában:

$$U_{AB}(x, y, z) = \frac{-\rho I \cdot \overline{AB}}{2\pi} \cdot \frac{x}{r^3} = \frac{-p}{m} \cdot \frac{x}{r^3} \quad (1.5)$$

ahol $r^2 = x^2 + y^2 + z^2$.

A dipól által létrehozott elektromos tér komponensei a homogén vezető féltér belsejében:

$$E_x(x, y, z) = \frac{p}{m} \frac{(2x^2 - y^2 - z^2)}{r^5} = \frac{p}{m} \cdot \frac{3x^2 - r^2}{r^5} \quad (1.6a)$$

$$E_y(x, y, z) = \frac{p}{m} \frac{3xy}{r^5} \quad (1.6b)$$

$$E_z(x, y, z) = \frac{p}{m} \frac{3xz}{r^5} \quad (1.6c)$$

A jól ismert reciprocitási elvre alapozva (Dachnov 1953, Harrington 1961) kijelenthető, hogy az adó-vevő pozíciók, illetve komponensek az eredmény megváltozása nélkül felcserélhetők. Ily módon a homogén féltér belsejében lévő dipól felszíni elektromos tere közvetlenül kifejezhető az (1.6) egyenletek segítségével.

1.2.1.3. A koordinátatengelyek elforgatása

Koordinátarendszerünknek az óramutató járásával ellentétes irányú β szögű elforgatása a következő tenzorral reprezentálható:

$$\begin{pmatrix} \cos \beta & -\sin \beta \\ \sin \beta & \cos \beta \end{pmatrix}$$

Ha pedig az óramutató járásának megfelelő irányba forgatjuk el γ szöggel koordinátarendszerünket, a forgatás a következő tenzorral írható le:

$$\begin{pmatrix} \cos \gamma & \sin \gamma \\ -\sin \gamma & \cos \gamma \end{pmatrix}$$

1.2.1.4. Vezetőképesség-változás határfelületén létrejövő töltésfelhalmozódás

Kaufman és Keller (1985) szerint a határfelületre merőleges E_b elektromos tér két eltérő vezetőképességű közeg határán a következő τ felületi töltéssűrűséget hozza létre:

$$\tau = 2\varepsilon_0 k E_b \quad (1.7)$$

ahol E_b a térerősség határfelületre merőleges komponense, amely homogén féltérben lépne fel (Li és Oldenburg 1991),

és k az ellenálláskontraszt, amelynek értéke: $k = \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2 + \rho_1}$,

k értékét behelyettesítve a felületi töltéssűrűség:

$$\tau = 2\varepsilon_0 \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2 + \rho_1} E_b \quad (1.8)$$

τ kifejezhető tehát a homogén feltérben mérhető elektromos térerősség függvényében.

Amennyiben a ρ_1 fajlagos ellenállású homogén feltérben egy ρ_2 fajlagos ellenállású téglatest található, akkor annak az x -, y - és a z -tengelyre merőleges oldalain felhalmozódó töltések mennyisége rendre:

$$Q_x = \iint 2\varepsilon_0 \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2 + \rho_1} E_x dydz \quad (1.9a)$$

$$Q_y = \iint 2\varepsilon_0 \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2 + \rho_1} E_y dxdz \quad (1.9b)$$

$$Q_z = \iint 2\varepsilon_0 \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2 + \rho_1} E_z dxdy \quad (1.9c)$$

A téglatestnek, mint egy dipólnak a dipólmomentum komponensei (feltéve, hogy a szemben lévő oldalakon a határfelületre merőleges komponensek megegyeznek):

$$p_i = \iiint 2\varepsilon_0 \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2 + \rho_1} E_i dxdydz \quad \text{ahol } i=x,y,z \quad (1.10a)$$

ahol E_i az i tengellyel párhuzamos térerősség-komponens a ρ_1 fajlagos ellenállású homogén feltérben. Az integrálási tartomány pedig természetesen mindenütt a téglatest felületére terjed ki.

Laponként homogén töltéeloszlást feltételezve:

$$p_i \approx 2\varepsilon_0 \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2 + \rho_1} E_i V \quad , \text{ ahol } V \text{ a test térfogata.} \quad (1.10b)$$

A levezetés eredményeként látható, hogy a kisméretű testet $\mathbf{p} = (p_x, p_y, p_z)$ dipólmomentumú dipóllal helyettesíthetjük. A továbbiakban az egyszerűség kedvéért kisméretű kockákkal foglalkozom.

1.2.2. A probléma megoldása

A mélyben lévő kisméretű kockát úgy helyezzük el, hogy annak lapjai párhuzamosak legyenek az adó-vevő vonallal, vagy merőlegesek legyenek arra. A probléma geometriája az *1.1. ábrán* látható. Három koordináta-rendszert használunk:

- x_T, y_T, z_T : Az adó koordináta rendszere. (A dipól a pozitív x_T irányába mutat.)
- x_C, y_C, z_C : A kocka lapjai által meghatározott koordináta-rendszer. A kocka lapjai párhuzamosak a koordináta-rendszer tengelyeivel. (A kocka középpontjának koordinátái: x_C, y_C, z_C . Az adó középpontjának a koordinátái ebben a koordináta-rendszerben: $0,0,0$; a vevő középpontjának koordinátái pedig: $0,R,0$; ahol R az adó-vevő távolság.)
- x_R, y_R, z_R : A vevő koordináta-rendszere. (A vevő dipól a pozitív x_R irányába mutat.)

Az *1.1. ábra* szerint x_T és y_T meghatározhatók x_C -ből és y_C -ből egy β szögű, az óramutató járásának megfelelő irányú elforgatással:

$$x_T = x_C \cdot \cos \beta + y_C \cdot \sin \beta \quad (1.11a)$$

$$y_T = -x_C \cdot \sin \beta + y_C \cdot \cos \beta \quad (1.11b)$$

$$z_T = z_C \quad (1.11c)$$

x_R és y_R pedig egy γ szögű, az óramutató járásának megfelelő irányú elforgatással határozhatók meg x_C -ből és y_C -ből:

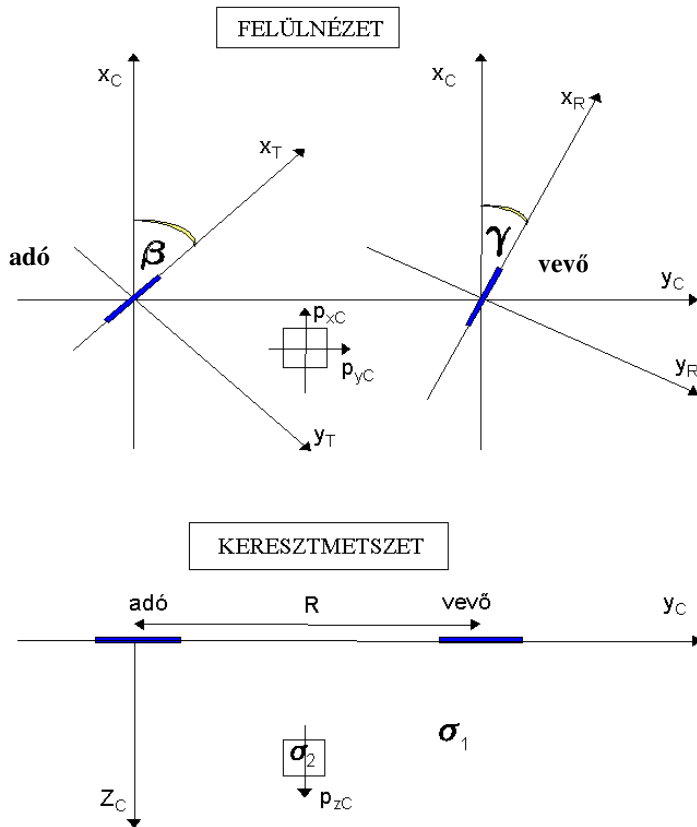
$$x_R = x_C \cdot \cos \gamma + (y_C - R) \cdot \sin \gamma \quad (1.12a)$$

$$y_R = -x_C \cdot \sin \gamma + (y_C - R) \cdot \cos \gamma \quad (1.12b)$$

$$z_R = z_C \quad (1.12c)$$

Az analitikus megoldás a következő lépésekből áll:

- a homogén féltér felett mérhető elektromos tér számítása;
- a másodlagos forrás számítása, azaz a kocka hatásának megfelelő három dipól momentumának számítása;
- az inhomogenitás (kocka) hatásának számítása;
- a homogén tér és az inhomogenitás hatásának összegzése.



1.1. ábra. A probléma geometriája

1.2.2.1. A homogén tér értékének számítása

A homogén féltér felszínén elhelyezkedő MN dipól helyén létrejövő elektromos teret számítjuk. Ez a $E^{hom}=E_{xR}$ homogén tér egy $(\gamma-\beta)$ szöggel történő, az óramutató járásának megfelelő irányú forgatással E_{xT} és E_{zT} -ből határozható meg:

$$E^{hom} = \frac{p_{xT}}{m} G^{hom}, \quad (1.13)$$

$$\text{ahol } G^{hom} = \frac{(3x_T^2 - R^2)\cos(\gamma - \beta) + 3x_T y_T \sin(\gamma - \beta)}{R^5}.$$

p_T az (x_T, y_T, z_T) koordináta-rendszerben x_T irányba mutató adódipól dipólmomentuma.

x_T, y_T a vevő koordinátái, amennyiben az adó az origóban van.

$$R^2 = x_T^2 + y_T^2 .$$

1.2.2.2. A dipól momentumainak számítása a kocka szemközti felületein

Az elektromos tér komponensei a kocka középpontjának helyén (amennyiben a kocka nincs jelen) az (1.6) egyenletekből közvetlenül adódnak (x,y,z) (x_T,y_T,z_T) -re való felcserélésével.

Mivel a kocka lapjaira merőleges térerősség-komponenseket keressük, az elektromos tér (x_C,y_C,z_C) koordináta-rendszerbeli elemeire lesz szükségünk. Ezek a térerősség-komponensek a következők:

$$E_{x_C} = E_{x_T} \cos \beta - E_{y_T} \sin \beta = \frac{p_{xT}}{m} G_{x_C}^T \quad (1.14a)$$

$$\text{ahol } G_{x_C}^T = \frac{(3x_T^2 - R_T^2) \cos \beta - 3x_T y_T \sin \beta}{R_T^5} .$$

$$E_{y_C} = E_{x_T} \sin \beta + E_{y_T} \cos \beta = \frac{p_{xT}}{m} G_{y_C}^T \quad (1.14b)$$

$$\text{ahol } G_{y_C}^T = \frac{(3x_T^2 - R_T^2) \sin \beta + 3x_T y_T \cos \beta}{R_T^5}$$

$$\text{és } E_{z_C} = E_{z_T} = \frac{p_{xT}}{m} G_{z_C}^T \quad (1.14c)$$

$$\text{ahol } G_{z_C}^T = \frac{3x_T z_T}{R_T^5}$$

R_T az adó-kocka távolság, amint az az 1.1. ábrán is látható:

$$R_T^2 = x_C^2 + y_C^2 + z_C^2 . \quad (1.15)$$

Mivel a kocka kisméretű, ezért feltételezhetjük, hogy a szemközti oldalpárjain egyenlő mennyiségű töltés képződik, amelyek előjele azonban egymással ellentétes. Így a kocka hatása három dipóllal helyettesíthető. A teljes töltés minden oldalon az oldal területével arányos τa^2 , ahol τ a megfelelő oldal felszíni töltéssűrűsége.

Ha az (1.10b) egyenletben E_{x_C}, E_{y_C} és E_{z_C} mennyiségeket kezeljük határfelületi értékeként és „a” oldalú kockát tekintünk, akkor a dipólmomentum értékek:

$$p_{x_C} = 2\epsilon_0 \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2 + \rho_1} E_{x_C} a^3 \quad (1.16a)$$

$$p_{yC} = 2\varepsilon_0 \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2 + \rho_1} E_{yC} a^3 \quad (1.16b)$$

$$p_{zC} = 2\varepsilon_0 \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2 + \rho_1} E_{zC} a^3 \quad (1.16c)$$

Az (1.14) és az (1.16) egyenletek segítségével a dipólmomentumok így fejezhetők ki:

$$p_{xC} = \frac{p_{xT}}{m} 2\varepsilon_0 \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2 + \rho_1} a^3 \cdot G_{xC}^T \quad (1.17a)$$

$$p_{yC} = \frac{p_{yT}}{m} 2\varepsilon_0 \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2 + \rho_1} a^3 \cdot G_{yC}^T \quad (1.17b)$$

$$p_{zC} = \frac{p_{zT}}{m} 2\varepsilon_0 \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2 + \rho_1} a^3 \cdot G_{zC}^T \quad (1.17c)$$

1.2.2.3. Az inhomogenitás hatásának számítása

A kis méretű kocka jelenléte miatt kialakuló elektromos térkomponensek az (1.6) egyenletek és az ekvivalencia elvének segítségével számíthatók. Ha az adó a vevő helyén helyezkedne el, az elektromos tér komponensei a kocka középpontjának helyén a következőképpen festénének:

$$E_{xC} = \frac{p_{xR}}{m} G_{xC}^R \quad (1.18a)$$

$$\text{ahol } G_{xC}^R = \frac{(3x_R^2 - R_R^2)\cos\gamma - 3x_R y_R \sin\gamma}{R_R^5},$$

$$E_{yC} = \frac{p_{yR}}{m} G_{yC}^R \quad (1.18b)$$

$$\text{ahol } G_{yC}^R = \frac{(3x_R^2 - R_R^2)\sin\gamma + 3x_R y_R \cos\gamma}{R_R^5},$$

$$\text{és } E_{zC} = \frac{p_{zR}}{m} G_{zC}^R \quad (1.18c)$$

$$\text{ahol } G_{zC}^R = \frac{3x_R z_R}{R_R^5}.$$

Az ekvivalencia elvet és az (1.14) egyenleteket felhasználva, a kockát reprezentáló p_{xC} , p_{yC} és p_{zC} dipólók a vevő helyén a következő térkomponenseket generálják:

$$E_{p_{xC}} = \frac{p_{xC}}{m} G_{xC}^R \quad (1.19a)$$

$$E_{p_{yC}} = \frac{p_{yC}}{m} G_{yC}^R \quad (1.19b)$$

$$E_{p_{zC}} = \frac{p_{zC}}{m} G_{zC}^R \quad (1.19c)$$

Végezetül a kocka oldalain felhalmozódó töltések következtében a vevődipól helyén kialakuló elektromos térerősség komponensek a következők (az (1.17) és (1.19) egyenletek alkalmazásával):

$$E_{p_{xC}}^R = \frac{\frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2 + \rho_1} 2\epsilon_0 p_{xT} a^3}{m^2} \cdot G_{xC}^T \cdot G_{xC}^R \quad (1.20a)$$

$$E_{p_{yC}}^R = \frac{\frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2 + \rho_1} 2\epsilon_0 p_{xT} a^3}{m^2} \cdot G_{yC}^T \cdot G_{yC}^R \quad (1.20b)$$

$$E_{p_{zC}}^R = \frac{\frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2 + \rho_1} 2\epsilon_0 p_{xT} a^3}{m^2} \cdot G_{zC}^T \cdot G_{zC}^R \quad (1.20c)$$

R_R értéke az 1.1. ábra szerint:

$$R_R^2 = x_C^2 + (y_C - R)^2 + z_C^2. \quad (1.21)$$

A vevőben megjelenő másodlagos (a kocka inhomogenitás következtében fellépő) tér a három dipól térerősségének összegeként adódik.

$$E^{kocka} = E_{p_{xC}}^R + E_{p_{yC}}^R + E_{p_{zC}}^R = \frac{2\epsilon_0 p_T}{m^2} \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2 + \rho_1} \cdot a^3 \cdot (G_{xC}^T \cdot G_{xC}^R + G_{yC}^T \cdot G_{yC}^R + G_{zC}^T \cdot G_{zC}^R). \quad (1.22)$$

ahol p_T az adó dipólmomentuma.

1.2.2.4. A totális tér

A $\mathbf{G}_C^T = \{G_{xC}^T; G_{yC}^T; G_{zC}^T\}$ és $\mathbf{G}_C^R = \{G_{xC}^R; G_{yC}^R; G_{zC}^R\}$ vektorok bevezetésével a vevőben mérhető teljes elektromos tér értéke:

$$E^{tot} = E^{hom} + E^{kocka} = \frac{P_T}{m} \left(G^{hom} + \frac{2\epsilon_0}{m} \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2 + \rho_1} a^3 \mathbf{G}_C^T \mathbf{G}_C^R \right) \quad (1.23)$$

$m = 2\pi\epsilon_0$ helyettesítéssel pedig:

$$E^{tot} = E^{hom} + E^{kocka} = \frac{P_T}{2\pi\epsilon_0} \left(G^{hom} + \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2 + \rho_1} \frac{a^3}{\pi} \mathbf{G}_C^T \mathbf{G}_C^R \right) \quad (1.24)$$

Így a kocka hatása a homogén féltér felett mért értékhez viszonyítva:

$$\frac{E^{kocka}}{E^{hom}} = \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2 + \rho_1} \frac{a^3}{\pi} \cdot \frac{\mathbf{G}_C^T \cdot \mathbf{G}_C^R}{G^{hom}} \quad (1.25)$$

Ami így is írható:

$$\frac{E^{kocka}}{E^{hom}} = k \cdot G \quad (1.26)$$

Ahol

$$G = \frac{a^3}{\pi} \cdot \frac{\mathbf{G}_C^T \cdot \mathbf{G}_C^R}{G^{hom}} \quad (1.27)$$

és $k = \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2 + \rho_1}$

a geometriai, illetve a fizikai paramétereket tartalmazó mennyiségek.

Az 1.1. táblázat a levezetés tömör, egyoldalas összefoglalása.

1.3. Az analitikus úton kapott eredmények összevetése numerikus eredményekkel

Az 1.2. fejezetben, illetve az 1.1. táblázatban megadott analitikus megoldás segítségével kapott eredményeket egy 3D numerikus kóddal kapott eredményekkel vettem össze. Ez a numerikus kód az integrálegyenletek elvén működik (Zhdanov és Keller 1994). Szisztematikusan változtatva az adó-vevő konfigurációt, valamint a kocka méretét és helyzetét (mind horizontális pozícióját, mind pedig mélységét) a javasolt közelítő megoldás jóságát teszteltem.

Az eredmények a 1.2., 1.3. és az 1.4. ábrán láthatók három kiválasztott példán a közelítő és a numerikus megoldás hányadosának ($E_{\text{analitikus}}/E_{\text{numerikus}}$) függvényében. Az 1.2. ábrán a kocka az adó-vevő vonal középpontjában található (C1: $x_C/R=0$, $y_C/R=0.5$); Az 1.3. ábrán a kocka az adó-vevő vonaltól kissé oldalra található (C3: $x_C/R=0.2$, $y_C/R=0.2$); míg az 1.4. ábrán a kocka ismételen az adó-vevő vonal alatt, de az adó mögött található (C2: $x_C/R=0$, $y_C/R=-0.2$).

Mindhárom ábra 16 különböző adó-vevő konfiguráció (minden alábra egy konfigurációnak felel meg), hat különböző kockaméret és öt különböző kockamélység esetére számított értékeket mutat. Mind az adó (T), mind pedig a vevő (R) forgatási szöge 30° -onként változik 0 és 90° között. Előbbit TXX, utóbbit RXX-el jelöltük, ahol tehát $XX=0, 30, 60$, vagy 90° ; a kocka élhossza $a/R=0.005$ és 0.2 között, annak mélysége pedig $z/R=0.1$ és 0.5 között változik.

Ha a kocka az adó-vevő vonal alatt helyezkedik el (azaz a C1 és C3 esetekben, rendre 1.2. és 1.3. ábra) a 16 alábra fő jellegzetességei szerint négy csoportba sorolható az adó és a vevő szögének függvényében.

- (1) A szögek egyike 0° és a másik szög nem 90° (1.2a,b,c,e és i, valamint 1.3a,b,c,e és i ábrák, összesen 5 alábra minden ábrán).
- (2) A szögek egyike 90° és a másik szög nem 0° (1.2h,l,p,n és o, valamint 1.3h,l,p,n és o ábrák, összesen 5 alábra minden ábrán).
- (3) A szögek egyike sem 0° és nem is 90° (1.2f,g,j és k, 1.3f,g,j és k, összesen 4 alábra minden ábrán).
- (4) Az adó és a vevő merőlegesek egymásra (1.2d,m, 1.3d,m összesen 2 alábra minden ábrán).

Meg kell jegyeznünk az 1.2, 1.3 és az 1.4. ábrán látható $E_{\text{analitikus}}/E_{\text{numerikus}}$ görbékkel kapcsolatban még a következőket.

- A (4) csoportba tartozó alábráknál ($E_{\text{analitikus}}/E_{\text{numerikus}}$)-nek nincs értelmes értéke, mivel itt elméletileg minden esetben zéró jelet kell kapnunk. A hányados értékét itt azonosan egynek vettük.
- Az $a/R=0.2$ $z/R=0.1$ esetet nem ábrázoltam, mert a numerikus módszer itt nem szolgáltatott eredményt.
- Amennyiben valamely érték a grafikus határokon kívül található (azaz kisebb 0.6-nél, vagy nagyobb 1.4-nél) a görbe annál a kockaméretnél végződik, ahol annak hatása vagy a 0.6, vagy az 1.4 értéket eléri.

Jóllehet a numerikus modell sem mindig pontos (a numerikus eredmények pontatlanabbak, ha a test közel van az adóhoz, vagy a vevőhöz) világosan látható, hogy a numerikus és az analitikus eredmények jó egyezést mutatnak kis méretű kockák esetén. Ez annak köszönhető, hogy a kocka méretének csökkentésével egyre kisebb hibákhoz vezet, ha egyenletes töltéeloszlást tételezünk fel a kocka oldalain. Emellett a kocka méretének csökkenésével a kocka középpontjában lévő elektromos térérték is egyre kevésbé tér el attól, amit a kocka oldalainak középpontjaiban mérhetnénk.

Amennyiben a kocka oldalhossza nem haladja meg az adó-vevő távolság egytizedét az ($E_{\text{analitikus}}/E_{\text{numerikus}}-1$) kifejezés értéke az esetek zömében kisebb 0.05-0.1-nél. (Ha a kocka az adó és a vevő között található (C1) a közelítő és a numerikus megoldás közötti maximális eltérés a $z/R=0.2-0.3$ mélységintervallumban található és ez az eltérés erősen függ mind az adó, mind pedig a vevő szögétől. Ha a test közel van az adóhoz (C2) a legnagyobb eltérés kisebb mélységeknél ($z/R=0.1,0.2,0.3$) lép fel. Ha a kocka az adó mögött található (C3), a legnagyobb eltérés a $z/R=0.4-0.5$ mélységintervallumban figyelhető meg.

Amint tehát az 1.2, 1.3, és 1.4 ábrákon látható, az itt bemutatott közelítő módszer alkalmazására leginkább a kocka mérete jelenti a korlátot. Meg kell jegyeznünk ugyanakkor, hogy néhány esetben (pl. 1.4c ábra) az ($E_{\text{analitikus}}/E_{\text{numerikus}}-1$) kifejezés abszolút értéke valószínűleg azért olyan nagy, mert a kocka átnyúlik az ellenkező előjelű érzékenységi zónába. Kiindulva abból a feltevésből, hogy a numerikus számítások eredményei helyesek, azt állíthatjuk, hogy a javasolt közelítő megoldás általában 10%-nál kisebb hibával alkalmazható, ha a kocka oldalhossza nem haladja meg az adó-vevő távolság egytized részét. Ne felejtjük el, hogy ez a 10% hiba a másodlagos hatás százalékában értendő, nem pedig a teljes tér arányában. Mivel a másodlagos tér a teljes térnél rendszerint jóval kisebb, gyakorlatilag ez a

hiba jóval kisebb, általában ki sem mutatható. Ha az a/R arány (a kocka oldalhosszának az adó-vevő távolsághoz viszonyított aránya) 20% körül van, néhány konfiguráció esetén még mindig elfogadható a kép.

1.4. Az eltemetett test geometriája

Könnyen belátható, hogy az eltemetett test végső hatása (feltéve, hogy nem nagyméretű) nem függ az elforgatás szögétől, azaz a kocka vízszintes síkban elforgatható.

Közelítésünk felhasználásával a szögletes prizma (a_x , a_y , a_z oldalú) szintén könnyen számítható. Az *1.1. táblázat* (2b) részén a töltéssűrűség pl. az x oldalon arányos a_y -nal és a_z -vel, a töltésselődés pedig a két megfelelő oldalon a_x -szel.

Ebből következik, hogy a tetszőleges irányú dipólmomentum ($a_x a_y a_z$ -el, azaz a prizma térfogatával arányos). Így a prizma által indukált dipólmomentum-komponensek

$$p_{ic} = 2\varepsilon_0 \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2 + \rho_1} E_{ic} V \quad \text{ahol } i=x,y, \text{ vagy } z.$$

Mivel az adó elektromos tere tetszőlegesen bontható szét három komponensre, az elforgatott helyzetű derékszögű prizma, vagy akár egy paralelepipedon dipólmomentuma is meghatározható hasonló módon.

1.5. Következtetések

Ebben a fejezetben egy közelítő analitikus megoldást mutattam be, amely eltemetett kisméretű kocka dipól-dipól válaszának kiszámítását teszi lehetővé. A számítás kivitelezéséhez a következő feltételezésekkel éltem:

- (1): a kocka oldalain létrejövő elektromos teret a homogén térben, a kocka középpontja helyén kialakuló elektromos térrel helyettesítettem.
- (2): a töltéssűrűséget a kocka minden oldalán homogénnek tételeztem fel.
- (3): (1) és (2) következményeként a kocka szemben fekvő lapjain egyenlő mennyiségű, de ellentétes előjelű töltés felhalmozódását feltételeztem, amely így elektromos dipólnak fogható fel.

Az eredmények jól megegyeznek a 3D numerikus modellezési eredményekkel, amennyiben a kocka kicsi, azaz a kocka oldalhossza nem haladja meg az adó-vevő távolság egytizedét. A korrekt 3D numerikus kódok megjelenése előtt nem volt lehetséges megmondani, hogy az egyenáramú 3D feladat linearizáción alapuló analitikus megoldása mennyire helyes. A modellezési tartományon belül maradv a 3D válaszok könnyebben és gyorsabban meghatározhatók, mint azelőtt.

Ez az egyszerű módszer nagyon javasolt a paraméter-érzékenység becslésére, normált mélység-érzékenység karakterisztika függvények, illetve 3D egyenáramú torzító hatások számítására, vagy akár további inverzió számára kiinduló modell megadására. Ezek közül az első kettővel a következő fejezetben részletesebben foglalkozom.

2. Az analitikus levezetés eredményének gyakorlati hasznosítása

2.1. Egyenáramú dipól-elrendezések normált mélység-érzékenység karakterisztika (NMK) függvénye

2.1.1. Bevezetés

A normált mélység-érzékenység függvényt először Roy és Apparao (1971) definiálták. Az első fejezetben számított kis kocka hatásából annak csak z komponensét tekintve, majd ezt a teljes x,y tartományra integrálva megkapjuk egy vékony réteg hatását. Az így kapott értékeket a mélység függvényében ábrázolva Roy and Apparao (1971) NMK függvényeket állítottak elő, majd ezekből meghatározták az egyes elrendezésekhez tartozó kutatási mélység értékeket. A kutatási mélység értékét az NMK függvény maximális értékének megfelelő mélységként definiálták.

Hasonló módszert alkalmazunk most dipól-elrendezések NMK függvényeinek számítására. Először a számítás menetét, majd az ily módon számított NMK függvényeket mutatom be.

Jóllehet az NMK függvényekből meghatározott kutatási mélység értékeket mindmáig széles körben használják (lásd pl. Knödel és tsai. 1997), a dipól axiális és a dipól ekvatoriális elrendezést kivéve a többi dipól-elrendezés NMK függvényét és így kutatási mélységét a mai napig nem vizsgálták. Jelen fejezetben a párhuzamos, a merőleges, a sugárirányú és az érintőirányú dipól elrendezéseket tanulmányozom.

Az általam használt értelmezési módszer azonban kis mértékben eltér a Roy és Apparao (1971) által használttól. Ez alapján elutasítom Roy és Apparao (1971) állítását, mely szerint az ebbe a tartományba eső, $\arctg \sqrt{2}$ kritikus szögű párhuzamos elrendezés végtelen nagy kutatási mélységgel rendelkezik.

Az itt közölt levezetés az 1. fejezetben levezetett analitikus képlet kiintegrálásán alapul. Röviden bemutatom, hogyan számíthatók ily módon az NMK függvények.

2.1.2. Az NMK függvény számítása

2.1.2.1. NMK függvény számítása kis méretű, homogén feltérbe elhelyezett, környezetétől eltérő fajlagos ellenállású kocka hatásából

Az 1. fejezetben ezt a megoldást kaptam a kocka hatásaként jelentkező másodlagos komponensre:

$$E^{kocka} = p_T \cdot \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2 + \rho_1} \frac{2\varepsilon_0 a^3}{m^2} \cdot \mathbf{G}_C^T \cdot \mathbf{G}_C^R, \quad (2.1)$$

A vékony réteg hatásának számításához a p_z komponens hatását kifejező E_z^R értékét kell integrálnunk. Ennek a képlete:

$$E_z^R = p_T \cdot \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2 + \rho_1} \frac{2\varepsilon_0 a^3}{m^2} \cdot G_{zC}^T \cdot G_{zC}^R \quad (2.2)$$

ami kifejtve ilyen alakot ölt:

$$E_z^R = p_T \cdot \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2 + \rho_1} \frac{2\varepsilon_0 a^3}{m^2} \cdot \frac{(3x_T z_T)}{R_T^5} \cdot \frac{(3x_R z_R)}{R_R^5} \quad (2.3)$$

ahol

$$x_T = x_C \cdot \cos \beta + y_C \cdot \sin \beta \quad (2.4a)$$

$$z_T = z_C \quad (2.4b)$$

$$\text{és } R_T^2 = x_T^2 + y_T^2 + z_T^2$$

valamint

$$x_R = x_C \cdot \cos \gamma + (y_C - R) \cdot \sin \gamma \quad (2.4c)$$

$$z_R = z_C \quad (2.4d)$$

$$\text{és } R_R^2 = x_C^2 + (y_C - R)^2 + z_C^2.$$

Ahol R az adó-vevő távolság, ρ_1 a közeg, ρ_2 pedig a kocka fajlagos ellenállása.

A T és R index azt mutatják, hogy a koordinátákat az adó, illetve a vevő koordináta-rendszerében írjuk le, β és γ pedig az adó és a kocka koordináta rendszereinek x tengelyei közötti, illetve a vevő és a kocka koordináta rendszereinek x tengelyei közötti szögek, amint azt az 1.1. ábra mutatja. Az összes többi mennyiség definíciója megtalálható az 1. fejezetben.

Az E_z^R komponenst integrálva tehát a teljes síkra az adott mélységben megkapjuk az NMK függvényre vonatkozó végső formulát a (2.3), (2.4a), (2.4b), (2.4c) és (2.4d) egyenletekből:

$$NMK(z_c) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E_z^{kocka} dx_c dy_c$$

$$NMK(z_c) = p_T \cdot \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2 + \rho_1} \frac{2\epsilon_0 a^3}{m^2} \cdot z_c^2 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{x_c \cos \beta + y_c \sin \beta}{(x_c^2 + y_c^2 + z_c^2)^{5/2}} \cdot \frac{x_c \cos \gamma + (y_c - R) \sin \gamma}{[x_c^2 + (y_c - R)^2 + z_c^2]^{5/2}} dx_c dy_c$$

(2.5)

Ahol β az adó-, γ pedig a vevődipólnak az adó-vevő vonalra merőleges egyenessel bezárt szöge.

2.1.2.2. Az NMK függvények kiszámítása

A 2.1. ábrán látható a négy alapvető dipól-elrendezés típus (D1, D2, D3 és D4), amelyek NMK függvényét számítottam. A különböző elrendezések tanulmányozását megkönnyíti, ha egyetlen szöggel, ϑ -val írjuk le őket. A β és γ szögekről ϑ -ra való átálláshoz szükséges transzformációs formulák a következők:

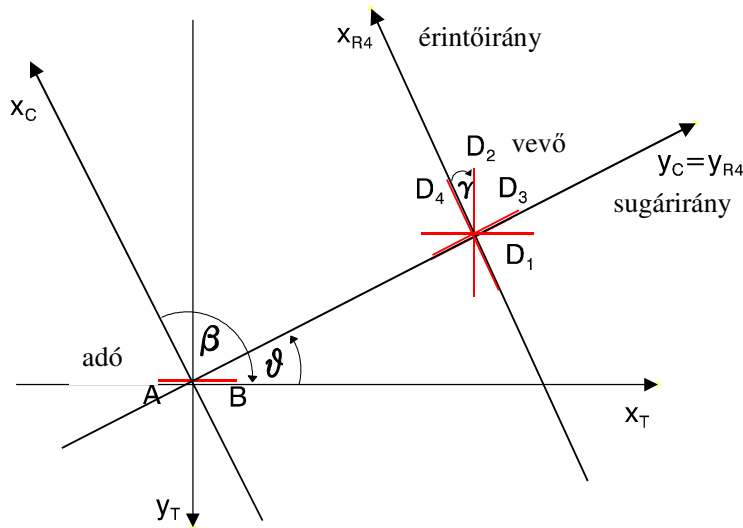
D1 (párhuzamos dipól elrendezés): $\gamma = \vartheta + 90^\circ$

D2 (merőleges dipól elrendezés): $\gamma = \vartheta$

D3 (sugárirányú dipól elrendezés): $\gamma = 90^\circ$

D4 (érintőirányú dipól elrendezés): $\gamma = 0^\circ$

és minden fenti elrendezés esetében $\beta = \vartheta + 90^\circ$ (lásd 2.1. ábra)



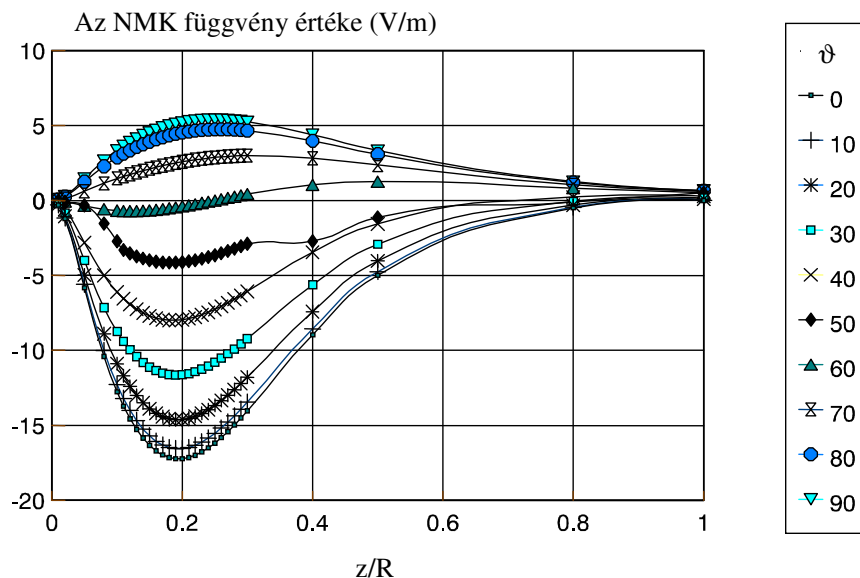
2.1. ábra. β és γ szögekről a ϑ szögre való áttérés illusztrációja

D1 – párhuzamos dipól elrendezés, D2 – merőleges dipól elrendezés

D3 – sugárirányú dipól elrendezés, D4 – érintőirányú dipól elrendezés

2.1.3. Az NMK függvények vizsgálata

A párhuzamos (D1, 2.2. ábra), merőleges (D2, 2.3. ábra), sugárirányú (D3, 2.4. ábra) és érintőirányú (D4, 2.5. ábra) dipól elrendezések NMK függvényeit mutatom be 0° és 90° között 10° -konként változó ϑ szöggel és jellemzem a kapott NMK függvényeket.



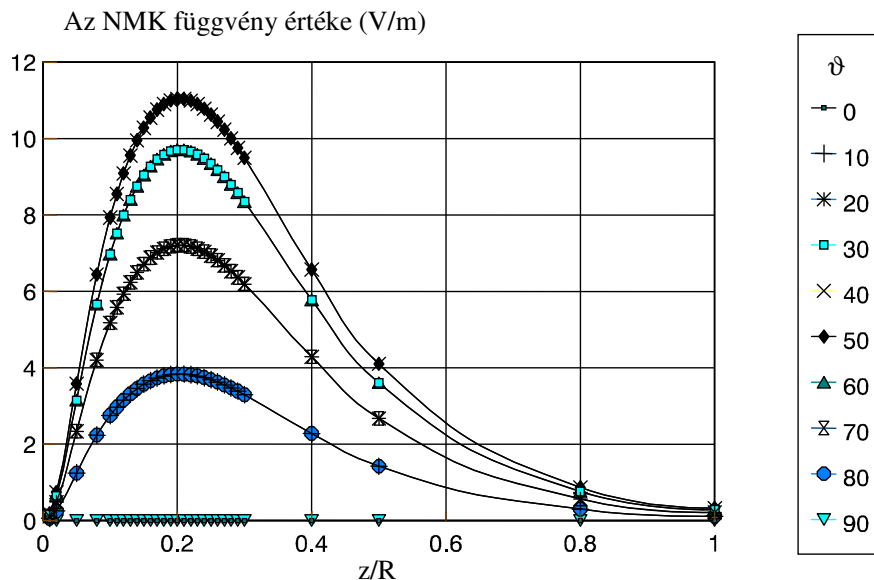
2.2. ábra. A párhuzamos dipól-elrendezések NMK függvényei

2.1.3.1. Aszimptóták

Minden NMK függvény nulla értéket vesz fel $z/R=0$ mélységben és végtelen nagy mélységben egyaránt. A függvény felszíni nulla értéke annak köszönhető, hogy az elektródák közelében lévő kis méretű – egyenként éppenhogy nagy hatású – kockáknak a mért jelhez adott járulékaik éppen kiegyenlítik egymást. Így bár egy esetlegesen a felszínen elhelyezkedő rétegnek elméletileg nincs hatása a mérésekre, az elektródákhoz közeli kisméretű 3D inhomogenitások nagy hatást gyakorolhatnak a mért jelre (Roy és Apparao 1971).

Nem szabad elfelejtenünk azt sem, hogy a vékony réteg fajlagos ellenállása alig tér el a homogén féltér fajlagos ellenállásától. Nagyobb ellenálláskontraszt esetén, a görbe maximuma közelebb kerülne a felszínhez, mégpedig minél nagyobb az ellenálláskontraszt, annál

közelebb. Ha a réteg ideális szigetelő (vagy ideális vezető) lenne, a maximális értéknek a felszínen kellene lennie, hiszen ekkor az áram kénytelen lenne a felszín és a lemez között (illetve jólvezető esetén a lemezben) haladni. A mi esetünkben azonban nem ez a helyzet.



2.3. ábra. A merőleges dipól-elrendezések NMK függvényei (Mivel a ϑ és a $(90^\circ - \vartheta)$ szöghöz tartozó értékek megegyeznek, csak öt görbe látható)

2.1.3.2. Az NMK függvények előjele

Vegyük észre, hogy a $z/R \leq 1$ tartományban az NMK függvények csak a párhuzamos dipól-elrendezések esetében váltanak előjelet. A párhuzamos dipól-elrendezések előjelváltása viszont nem meglepő, hiszen az x-irányú horizontális elektromos dipólus elektromos terének komponensei homogén féltér felett Alpin és tsai. (1966) szerint a következők:

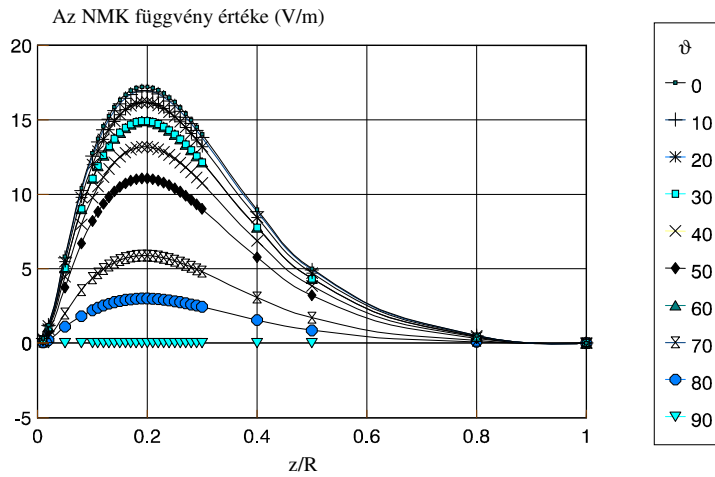
$$E_x^o = \frac{p}{r^3} (3 \cos^2 \vartheta - 1)$$

$$E_y^o = \frac{3p}{2r^3} \sin 2\vartheta$$

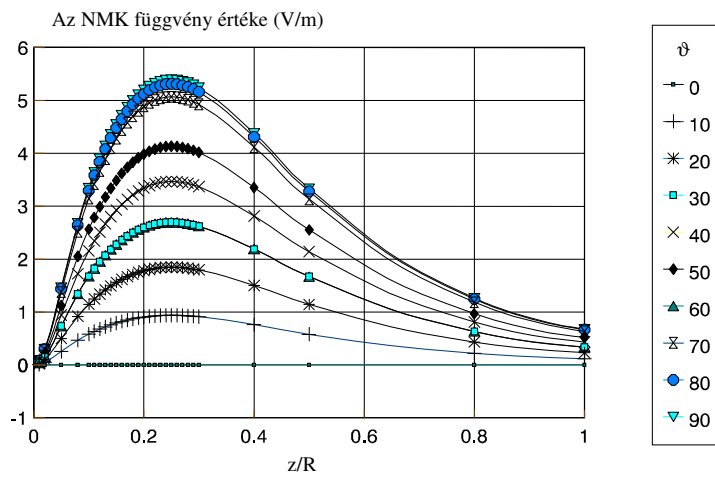
$$E_r^o = \frac{2p}{r^3} \cos \vartheta$$

$$E_\vartheta^o = \frac{p}{r^3} \sin \vartheta$$

Itt p a dipólmomentum abszolút értéke, r az adó-vevő távolság. Tisztán látható, hogy csak az E_x^0 komponens vált előjelet homogén féltér felett a $0 \leq \vartheta \leq \frac{\pi}{2}$ tartományban. Tulajdonképpen ez az oka, hogy a párhuzamos dipól-elrendezések a többi dipól-elrendezésnél jóval bonyolultabb viselkedést mutatnak.



2.4. ábra. A sugárirányú dipól-elrendezések NMK függvényei



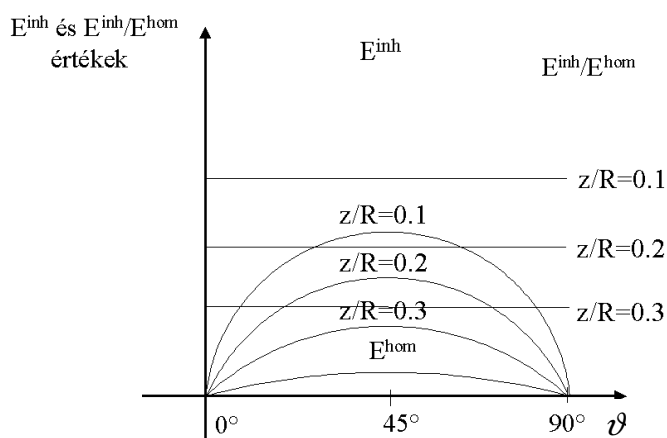
2.5. ábra. Az érintőirányú dipól-elrendezések NMK függvényei

2.1.3.3. Az NMK függvények viselkedése változó ϑ szögeknél

Egy másik érdekes jelenség, hogy az NMK függvénycsoportoknál (megint csak a párhuzamos dipól-elrendezések kivételével) a lemez konstans mélységéhez tartozó NMK értékek közelítőleg ugyanolyan függvényei ϑ -nak, mint homogén féltér esetében. Ez annyit jelent, hogy ha normáljuk ezeket az értékeket a (megfelelő szögnél mért) homogén féltér értékeivel, az eredmény közel állandó lesz (2.6. ábra). Azaz a vékonyréteg hatása (a vékonyréteg hatásának a vékonyréteg felett mért értéknek a homogén féltér felett mért értékkel való normáltját tekintve) ϑ értékétől függetlenül egy rögzített mélységben minden elrendezés számára ugyanaz. Ugyanakkor azonban ez a konstans érték a vékony réteg mélységétől függ. Ez az érték pedig növekvő mélységgel csökken, ha a mélység nagyobb, az NMK görbe maximumához tartozó mélységnél. Nagyon nagy mélységeknél minden elrendezés esetében nullához közelít.

Más a helyzet a párhuzamos dipól elrendezésnél, amely ebből a szempontból is sokkal bonyolultabb viselkedést mutat.

Annak ellenére, hogy ebben az esetben a normálás érdekes következtetésekhez vezetett – ahogy azt később még látni fogjuk – az nem végezhető el minden esetben automatikusan.



2.6. ábra. A mérőleges dipól-elrendezés viselkedése ϑ függvényében. Sematikus kép

2.1.3.4. A kutatási mélység

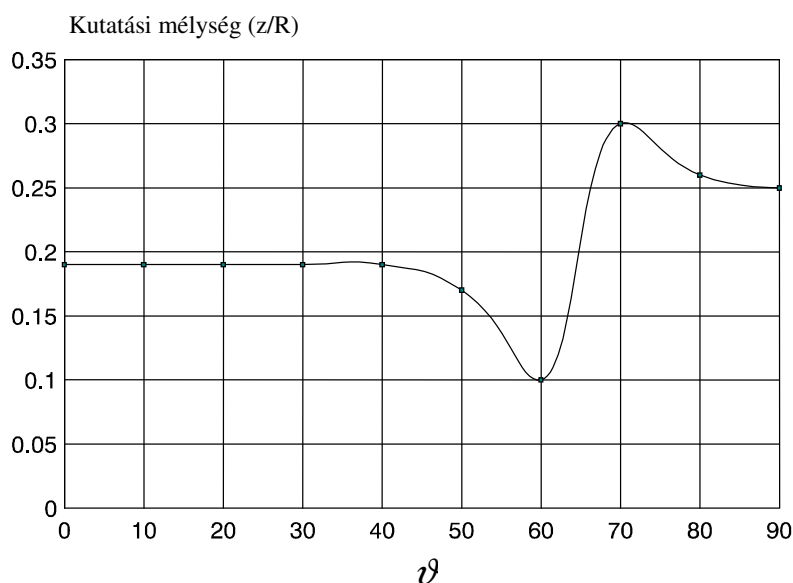
A kutatási mélységet Roy és Apparao (1971) az NMK függvény maximális értékének megfelelő mélységértékeként definiálták. Ebben a munkájukban ők a dipól-elrendezések közül a dipól axiális és a dipól ekvatoriális elrendezésekkel foglalkoztak, valamint minden általunk vizsgálni kívánt elrendezéscsoportból a 45°-os elrendezésekkel.

Mint ahogy arról már szó esett, a párhuzamos elrendezések kivételével az elrendezéscsoportok NMK függvényei ϑ értékétől függetlenül hasonlók egymáshoz. Így elmondható, hogy a merőleges dipól-elrendezések kutatási mélysége egyöntetűen $z/R=0.2$, a sugárirányú elrendezéseké $z/R=0.19$, míg az érintőirányú elrendezéseké $z/R=0.25$ (2.1 táblázat).

2.1. táblázat: Kutatási mélység értékek dipól-dipól elrendezésekre

ϑ	párhuzamos	merőleges	sugárirányú	érintőirányú
	dipól-dipól elrendezések			
0°				
10°				
20°	0.195			
30°				
40°		0.2	0.195	0.25
50°	0.17			
60°	0.10			
70°	0.30			
80°	0.26			
90°	0.25			

A párhuzamos elrendezéseknél a kutatási mélység egy szélesebb tartományban ($0 \leq \vartheta < 40^\circ$) közel állandó ($z/R=0.195$), ugyanakkor viszont a $40^\circ < \vartheta < 80^\circ$ tartományban nagyon drasztikusan változik. Ez a 2.7. ábrán és az 2.1. táblázatban is jól látható. A vizsgált elrendezések közül a $\vartheta=70^\circ$ -os párhuzamos elrendezés kutatási mélysége a legnagyobb, míg a $\vartheta=60^\circ$ -os elrendezése a legkisebb. A kutatási mélység értéke utóbbi esetében mindössze $z/R=0.1$. Figyelemre méltó, hogy a két extrém helyzet között a szögeltérés mindössze 10° .



2.7. ábra. A párhuzamos dipól-elrendezések behatolási mélysége

Amint láttuk tehát, a sugárirányú és a merőleges dipól-elrendezések kutatási mélysége közel azonos ($z/R \approx 0.195$) és megegyezik a dipól axiális elrendezés kutatási mélységével, ugyanakkor az érintőirányú elrendezések kutatási mélysége ($z/R=0.25$) az ekvatoriális elrendezések kutatási mélységével egyezik meg. (A továbbiakban az egyszerűbb dipól axiális elrendezés nevet használom a $\vartheta=0^\circ$ szögű párhuzamos elrendezés, illetve a dipól ekvatoriális elrendezés nevet a $\vartheta=90^\circ$ szögű párhuzamos dipól elrendezés helyett.)

Ily módon eme, tulajdonképpen az 1D helyzetre jellemző jelenség alapján a vizsgált elrendezések túlnyomó részét két csoportba sorolhatjuk: (1) az axiális jellegű és az (2) ekvatoriális jellegű elrendezések csoportjába (2.2. táblázat).

A párhuzamos dipól-elrendezések kis ϑ értékek esetén az axiális jellegű elrendezésekhez tartoznak, nagy ϑ értékek esetén pedig az ekvatoriális jellegű elrendezésekhez. Az átmenet ezek között azonban nem monoton, amint az a 2.7. ábrán is látható.

2.2. táblázat. A dipól-elrendezések egydimenziós viselkedésük alapján történő csoportosítása

	axiális- jellegű elrendezések	ekvatoriális-	egyik csoporthoz sem tartozó elrendezések
	-párhuzamos elrendezés, ha $0^\circ \leq \vartheta \leq 45^\circ$ - sugárirányú elrendezés - merőleges elrendezés	- párhuzamos elrendezés, ha $\vartheta \geq 85^\circ$ - érintőirányú elrendezés	- párhuzamos elrendezés, ha $45^\circ < \vartheta < 85^\circ$
kutatási mélység (z/R)	0.19-0.20	0.25	0.1-0.3 (vagy több, mint 0.3)

2.1.3.5. Roy és Apparao (1971) értelmezésének módosítása

Nem mehetünk el többé amellet a kérdés mellett, hogy az itt bemutatott NMK függvényábrázolás és a Roy és Apparao (1971)-féle ábrázolás között van egy kicsiny, de az értelmezés szempontjából nagyon jelentős különbség. Roy és Apparao (1971) a másodlagos jelet normálták a homogén féltér felett mérhető jel nagyságával, mint ahogy az a 2.8. ábrán is látható. Értelmezésük ezen az ábrázolási módon nyugszik és ennek alapján jelentik ki, hogy a: „ $\vartheta=54^\circ44'8''$ szögű párhuzamos dipól-elrendezések kutatási mélysége végtelen nagy, így nagy mélységben lévő objektumokat is érzékelnie kell még kis dipól-dipól távolságok esetén is”. Vagy az eredeti változatot szerint: „for $\vartheta=54^\circ44'8''$, the parallel dipole would have an infinitely large depth of investigation, and should therefore see deep targets even with very small spacings” (Roy és Apparao, 1971).

Más szerzők is hasonló következtetésre jutottak. Pl. Fröhlich (1967) nem tanácsolja ezen elrendezés használatát, mert „a kutatási mélység ugyan nagyon nagy lenne, de az J mérésében bekövetkező legkisebb hiba már más értelmező görbe igénybevételét követelné meg” („though the depth penetration would be very great, the slightest error in measuring J would require another interpretation curve” Fröhlich, 1967).

Megmutatom, hogy ez az állítás hibás és hogy a hiba az NMK függvények téves értelmezéséből adódik.

Az a paraméter, amit - egyébként nemcsak itt, hanem általában - ábrázolnak:

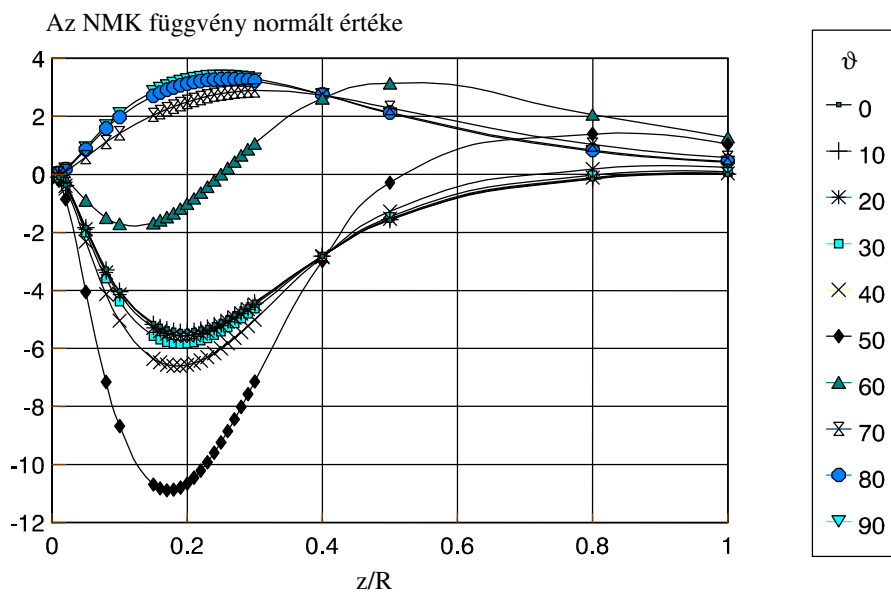
$$\frac{E^{\text{tot}}}{E^{\text{hom}}} = \frac{E^{\text{hom}} + E^{\text{sec}}}{E^{\text{hom}}} = 1 + \frac{E^{\text{sec}}}{E^{\text{hom}}},$$

ahol E^{tot} a teljes tér, E^{hom} a homogén féltér felett mért érték, E^{sec} pedig az inhomogenitásról másodlagos származó komponens.

Mivel E^{sec} az információ, ami magától a lemeztől származik, miért kellene azt bármilyen értékkel normalni? Ha össze akarjuk hasonlítani valamely inhomogén terület felett mért jeleket (ami példának okáért lehet egy vékony réteg is) a homogén féltér felett kapott válasszal, egyszerűbb, ha vesszük a teljes mért jel és a homogén jel különbségét:

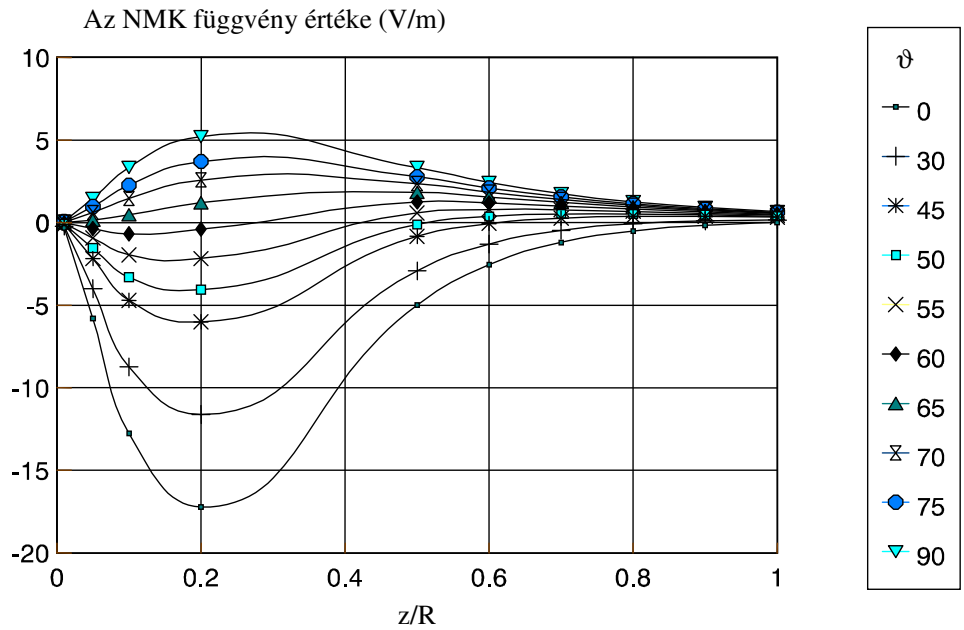
$$E^{\text{tot}} - E^{\text{hom}} = (E^{\text{hom}} + E^{\text{sec}}) - E^{\text{hom}} = E^{\text{sec}}.$$

Eredményül azt az E^{sec} -t kapjuk, ami ténylegesen a lemeztől származó információkat hordozza. Nem szükséges osztani ezt semmivel, hiszen az csak félreértésekhez vezethet. Ez történt Roy és Apparao (1971) esetében is: a homogén féltérhez tartozó nulla jellel normalva jutottak a fenti következtetésre.



2.8. ábra. Az NMK függvények homogén féltér értékével normált értéke

A 2.9. ábráról jól látható, hogy az ehhez az elrendezéshez nagyon közel álló $\vartheta=55^\circ$ -os elrendezés esetében sem nagyobb, sőt kisebb ($z/R=0.2$) a kutatási mélység, mint sok másik dipól-elrendezésé. Így, ha következetesek akarunk maradni, nem fogadhatjuk el Roy és Apparao (1971) fenti állítását, miszerint ezek az elrendezések végtelen nagy behatolási mélységgel rendelkeznének.



2.9. ábra. A párhuzamos dipól-elrendezések NMK függvényei

2.1.4. Következtetések

A legkarakterisztikusabb dipól elrendezések normált mélység-érzékenység karakterisztika függvényét (NMK) mutatom itt be a dipólok által bezárt szög függvényében. Megmutatom, hogy a kutatási mélység, amit az NMK függvény maximumának megfelelő mélységértékként definiáltak, majdnem mindegyik (a párhuzamos elrendezéseket kivételével) itt bemutatott elrendezéscsoportban közel állandó. Kutatási mélységük alapján a vizsgált elrendezések két csoportba sorolhatók, a dipól axiális- és a dipól ekvatoriális jellegű elrendezések csoportjába.

A merőleges és a sugárirányú, valamint a $\vartheta \leq 40^\circ$ tartományba eső párhuzamos dipól-elrendezések az axiális jellegű dipól-elrendezések csoportjába, míg az érintőirányú elrendezések és a $80^\circ < \vartheta \leq 90^\circ$ tartományba eső párhuzamos dipól-elrendezések az ekvatoriális jellegű dipól-elrendezések csoportjába sorolhatók kutatási mélységük értéke alapján. A párhuzamos dipól-elrendezések kutatási mélysége a $40^\circ < \vartheta \leq 80^\circ$ tartományban nagyon gyorsan változik és egyik csoportba sem sorolható.

Egy másik érdekes jelenség, hogy a vékony réteg normált hatása minden elrendezésnél (a párhuzamos elrendezés kivételével) független ϑ -tól. Emellett a párhuzamos elrendezések még homogén féltér felett is előjelet váltanak.

Cáfolom még azt a szakirodalomban széles körben elterjedt állítást, mely szerint a $\vartheta = 54^\circ 44' 8''$ fokhoz tartozó párhuzamos dipól elrendezés végtelen mély behatolási mélységű. Az értelmezés kisméretű megváltoztatása segítségével kimutatom, hogy ez az elrendezés még csak nem is lát mélyebbre a többi dipól-elrendezésnél. A tévedés forrása a jelentéssel nem bíró, nulla értékű homogén féltérrel történő normálás volt.

2.2.1. Bevezetés

Ebben az alfejezetben definiálom és jellemzem a paraméter-érzékenység térképeket, majd néhány gyakorlati példát mutatok be azok lehetséges használatára. Ez annál is inkább fontos, mert Barker (1981) cikkén kívül nincs a szakirodalomban olyan publikáció, amely a paraméter-érzékenység térképeket érdemben felhasználná gyakorlati célokra, jóllehet véleményem szerint egy elektróda elrendezés sajátosságai nem érthetők meg igazán paraméter-érzékenység térképének ismerete nélkül. Végezetül néhány dipól-elrendezés paraméter-érzékenység térképeit mutatom be mindhárom komponensre és a teljes térre három különböző mélységben, majd röviden jellemzem is ezeket.

Különböző mélységekre vonatkozó paraméter-érzékenység térképeken olyan térképeket értünk, amelyek azt mutatják meg, hogy az adott mélységben, különböző koordinátájú pontokban elhelyezkedő kis méretű, környezetüktől eltérő fajlagos ellenállású kis kockák mekkora hatással lennének a mért jelre. Az ún. paraméter-érzékenység térkép létrehozása felé az első lépést Roy és Apparao (1971) tették meg, akik az NMK függvényeket vizsgálták az egyes elrendezések behatolási mélységének megállapításához. Ehhez ki kellett számítaniuk a környezetétől eltérő fajlagos ellenállású, homogén féltérbe helyezett kis kocka hatását. Hasonló számításokat végeztek Roy és Dhar (1971) lyukszondázás esetére.

Barker (1979) ábrázolt először célirányosan paraméter-érzékenység térképeket néhány gyakran használt lineáris elrendezésre és szintén ő használta először értelmezésre is ezeket a térképeket. Az 1980-as években soproni analóg modellmérési vizsgálatok sora is a paraméter-érzékenység megismerését szolgálta (Szarka 2001, szóbeli közlés), különböző váltóáramú dipól-dipól elrendezések esetére. Gyulai (1989) különböző definíciókat adott paraméter-érzékenységre. Noel és Xu (1991) kétdimenziós érzékenységi vizsgálatokat végeztek tomográfiás céllal. Aztán majdnem húsz évvel az első paraméter-érzékenység térkép elkészülte után Hursán (1996) numerikusan számított térképei láttak napvilágot. Ezt követően Szalai (1997) szintén dipól-dipól elrendezésekre analitikus úton számított paraméter-érzékenység térképei, majd Spitzer (1998) numerikus úton számított térképei mutatták az érdeklődést a paraméter-érzékenység térképek iránt. Végül Szalai és Szarka (2000) kimutatták, hogy a dipól-dipól elrendezésekre analitikusan számított paraméter-érzékenység térképek értékei viszonylag nagy kockaméretekig ($a/R \leq 0.1$, ahol a az inhomogenitás-kocka oldalhossza, R pedig az adó-vevő távolság) jól megegyeznek a numerikus eredményekkel.

Ebben a fejezetben az 1. fejezetben közölt levezetés alapján készített térképeket mutatok be. Ezek a térképek az eddig a szakirodalomban megjelent eredményekkel szemben rendelkeznek néhány előnnyel, mégpedig:

- Az ábrázolt értékeket a dipól-ekvatoriális elrendezés homogén terének függvényében jelenítem meg, így a különböző elrendezésekkel kapott értékek összehasonlíthatók egymással. A szakirodalomban mindenütt saját legnagyobb értékükre normált paraméter-érzékenység térképek találhatók, így nem lehetséges a különböző elrendezésekkel kapható konkrét értékek összehasonlítása.
- Lehetővé teszi külön-külön az egyes (x , y , illetve z) komponensekre vonatkozó paraméter-érzékenység térképek ábrázolását is. (Ezek a térképek megmutatják, hogy a kocka adott tengelyre merőleges lapjainak hatása hogyan változik a kocka helyének függvényében.) Ezek a térképek jelentős többletinformációt adhatnak ahhoz képest, mint ha csak a teljes kocka hatását vizsgálnánk.
- Egy-egy elrendezés ilyen részletes leírása sem található meg a szakirodalomban. A legrészletesebb vizsgálatokat ezidáig Hursán (1996) végezte. Az ő dipól-axiális és dipól-ekvatoriális elrendezésekre irányuló vizsgálatait itt kiegészítem ezen elrendezések egyes komponenseinek vizsgálatával, majd két null-elrendezés vizsgálatára is még sort keríték. Az 1. fejezetben megadott képlet segítségével természetesen bármely más dipól-elrendezés paraméter-érzékenység térképei kiszámíthatók;
- Korlátozott méretű hatók felett még a mérhető potenciál-különbség értékére is jó közelítést ad.

2.2.2. A paraméter-érzékenység térképek általános jellemzése

A paraméter-érzékenység térképek a különböző egyenáramú elrendezések paraméter-érzékenységét, azaz az adott elrendezésnek a féltér különböző helyein kis térfogatban bekövetkező ellenállás-változásra adott válaszát mutatják. Jelen esetben a térképen látható mennyiségek konkrét fizikai jelentéssel is bírnak, hiszen a paraméter-érzékenység térképeken a $0.1R$ oldalhosszúságú kocka hatását ábrázolom k ellenálláskontraszt értékét egynek véve, a dipól ekvatoriális elrendezés homogén féltér felett mért értékének százalékában.

Az egyes elrendezések esetén az adó- és vevődipólok mindig a $0,0,0$ és az $1,0,0$ koordinátájú pontokban találhatók. A térképeket három mélységben, az elrendezés

karakterisztikus hossza 0.1, 0.2, és 0.3-szeresének megfelelő mélységekben mutatom be. (Karakterisztikus hossz alatt dipól elrendezések esetében a dipólok távolságát, a vonalelrendezések esetében pedig a szélső elektródák távolságát értem, amennyiben az nem a „végtelenben” van.) Mélyebben már nagyon kicsi a 3D inhomogenitások hatása.

Képet kaphatunk az elrendezések érzékenységének vízszintes irányú kiterjedéséről is, amelyet általában nem érdemes nagyobbak tekintenünk az ábrázolt $-0.2 \leq x \leq 1.2$, $-0.5 \leq y \leq 0.5$ területnél.

A térképek pozitív értékei a látszólagos fajlagos ellenállás megnövekedését, negatív értékei pedig – paradox módon – annak csökkenését mutatják a kis térfogat megnövekedett fajlagos ellenállásának hatására.

A szimmetrikus elrendezések paraméter-érzékenység térképe is szimmetrikus, de találunk antiszimmetrikus, illetve aszimmetrikus térképeket is. Némely térképnek egy, míg másnak két szimmetriatengelye is van.

Az érzékenység maximuma lehet a dipólok alatt (pl. dipól axiális elrendezés), vagy másutt (pl. dipól axiális null-elrendezés).

Némely elrendezés paraméter-érzékenység térképének karakterisztikája nagyon függ a mélységtől (pl. dipól axiális elrendezés), míg másoké szinte változatlan (pl. dipól axiális null-elrendezés).

2.2.3. Példák a paraméter-érzékenység térképek használatára

A paraméter-érzékenység térképek gyakorlati haszna, hogy azok

- 1.) segíthetik a használt elektróda-elrendezések jobb megértését (példák: a./ szondázás Schlumberger, illetve dipól-dipól elrendezésekkel; b./ Az áram- és a potenciál-elektrodák környezetében lévő közzertományok inhomogenitásából származó C, illetve P effektus a VESZ-ben (Shevvin és tsai. 1999);
- 2.) segíthetik az új elrendezések megértését és terepi alkalmazásának előkészítését (példák: null-elrendezések vizsgálata: a./null-elrendezések viselkedése szimmetrikus inhomogenitások felett (Szalai és tsai. 2000); b./ forgatásos vizsgálatok lemezalakú inhomogenitás felett (Szalai és tsai. 2001)
- 3.) sőt teljesen új elrendezések konstruálásában is segítséget nyújthatnak (példák a Barker (1981) által konstruált elrendezések: a./ offset-Wenner elrendezés, b./ offset square elrendezés).

A következőkben fenti állításokat kísérlem meg röviden alátámasztani.

2.2.3.1. Segíthetik a használt elektróda-elrendezések jobb megértését

a.) Szondázás Schlumberger, illetve dipól-dipól elrendezésekkel

Érdekes, hogy az elsősorban szondázásra használt Schlumberger elrendezés pontosan a kocka felszínrel párhuzamos lappárjára, azaz a z komponensre a legkevésbé érzékeny. Így elvileg éppen a függőleges irányú ellenállás-változás kimutatására a legkevésbé alkalmas. Ráadásul pontosan az elrendezés középpontja alatt, azaz a vonatkoztatási pontnak tekintett pontban extrém módon egyenesen nulla érzékenységgű az elrendezés (ahogy az az *2.10. ábrán* a Schlumberger elrendezésre minden szempontból nagyon hasonlító speciális Schlumberger elrendezés, a Wenner elrendezés paraméter-érzékenység térképén is látható). Ez érthető persze, hiszen itt az áram pontosan a földfelszínrel párhuzamosan folyik, azaz az áramvonalaknak nincs z komponense. A Schlumberger elrendezés tehát a z komponensre, amely lehetővé teszi a vízszintesen fekvő rétegek kimutatását, csak az áramelektrodák környezetében mutat viszonylag nagyobb érzékenységet.

Hogy a Schlumberger elrendezés mégis jól használható szondázásra az annak köszönhető, hogy az elsősorban az x komponensre nagyon érzékeny potenciálelektrodák egy-egy adott szondázáson belül helyben maradnak, így a z komponensre vonatkozó relatíve kis érzékenység mégis dominánsan jelenhet meg a mért görbén. Amennyiben viszont a potenciálelektrodák távolságát (nagy áramelektroda-távolságnál) növelnünk kell, a távolság megnövelése előtt és után mért görbeszakaszokat – mint ahogy az jól ismert – össze kell illesztenünk. Ez pontosan az imént elmondottak következménye.

A paraméter-érzékenység térképek segítségével könnyen érthetővé válik, hogy miért nem terjedt el széles körben a terepi gyakorlatban a hagyományos értelemben vett ($AB \gg MN$ tulajdonságú) dipól-dipól szondázás a VESZ-szel szemben megnyilvánuló nyilvánvaló előnyei ellenére (mint pl. nagy mélységű kutatásoknál nincs szükség olyan hosszú kábelekre, nem lépnek fel akkora indukciós hatások, könnyebb a dipól-dipól elrendezés telepítése, stb.). A dipól-dipól szondázás során ugyanis mind az adó-, mind pedig a vevő dipól mozog, így a dipólok állandóan változó kis környezete nagyon nagy befolyást gyakorol a mért jelre, jelentősen torzítva, sőt néha kiértékelhetetlenné is téve a mért eredményeket (lásd *2.11 ábra*).

b.) C és P effektus a VESZ-ben (Shevnin és tsai. 1999).

A Shevnin és tsai. (1999) által leírt C, illetve P effektus is jól megérthető a Schlumberger elrendezés paraméter-érzékenység térképének vizsgálatával. Ennek illusztrálására itt most egy speciális Schlumberger elrendezés, a Wenner elrendezés térképét mutatom be (2.10. ábra), amely a kis MN/AB arányú klasszikus Schlumberger elrendezés térképétől csak a középső pozitív zóna nagyobb kiterjedésében tér el. A Schlumberger elrendezéssel mért jel nagyon érzékeny mind a potenciáelektródák környezetére (ez okozza a P-effektust), mind pedig az áramelektrodák környezetére (ez pedig a C-effektust). Mivel azonban a potenciáelektródák környezete egy-egy mérésen belül változatlan, a P-effektus csak egy közel párhuzamos eltolást eredményez a mért görbén, míg az állandóan mozgó áramelektrodák éppen aktuális kis környezete egy-egy mérés eredményét torzíthatja el, létrehozva ezzel a mért görbe egy szakaszán a jellegzetes kettős anomália jellegű torzulást. (Ez az áramelektroda két oldalán lévő ellentétes előjelű értékeknek felel meg a paraméter-érzékenység térképen.)

2.2.3.2. Segíthetik az új elrendezések megértését és terepi alkalmazásának előkészítését

a.) Null-elrendezések viselkedése szimmetrikus inhomogenitások felett (Szalai és tsai.

2000a);

A következő példát a 3. fejezetben mutatom be részletesen (lásd 3.3. ábra). Paraméter-érzékenység térképének segítségével beláttatom majd, hogy az ú.n. dipól axiális null-elrendezés esetében nem csak homogén féltér, hanem tetszőleges, az adó vonalán átmenő, a felszínre merőleges síkra szimmetrikus szerkezet felett elméletileg nulla jelet kell kapnunk. Ez azért van, mert az elrendezés paraméter-érzékenység térképének az adó-vevő irányra antiszimmetrikus volta miatt az ettől a vonaltól azonos távolságra lévő inhomogenitás „darabkák” hatásai éppen kikompensálják egymást. Megjegyzem, hogy fenti állítás minden, a későbbiekben részletesen vizsgált null-elrendezésre igaz.

b.) Forgatásos vizsgálatok lemezalakú inhomogenitás felett (Szalai és tsai. 2000b)

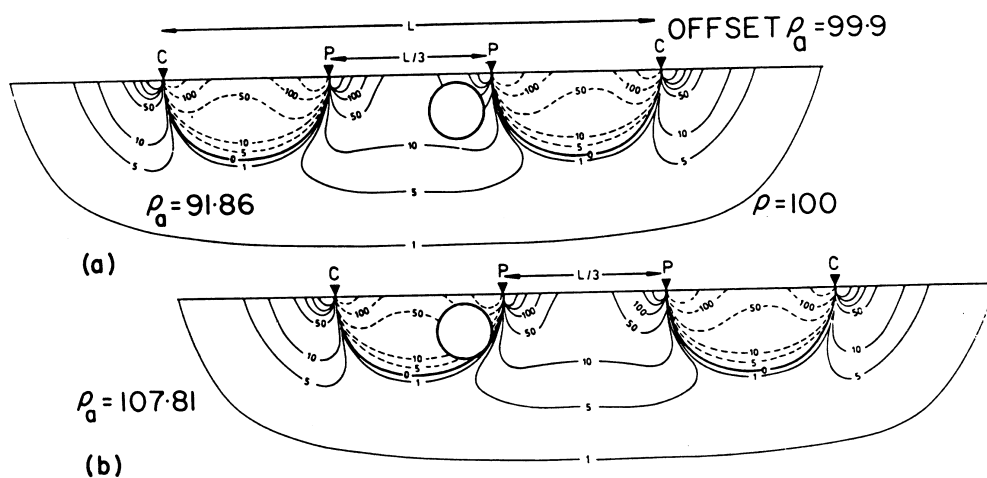
A 3. fejezetben mutatom be részleteiben azt a jelenséget is (3.4. ábra), hogy az ú.n. Schlumberger null-elrendezés segítségével elvileg kimutatható egy jólvezető repedés iránya az elrendezés repedés feletti elforgatásával. Az elrendezésnek a repedéssel párhuzamos és arra merőleges helyzetében. A paraméter-érzékenység térképek szerint ugyanis nulla jelet kell mérnünk, míg az ettől eltérő irányokban nullától különböző jelet mérünk. Így a repedés felett

végzett elforgatásos mérés eredményeként kapott sugárdiagram segítségével a repedés iránya meghatározható.

A null-elrendezések megértésében (Szalai és tsai. 2000 és Szalai és tsai. 2001) azok paraméter-érzékenység térképeinek vizsgálata döntő szerepet játszott és enélkül szinte elképzelhetetlen a null-elrendezések ésszerű használata is. Az offset-elrendezések (Barker, 1981) ugyanakkor már pusztán létüket is a paraméter-érzékenység térképek vizsgálatának köszönhetik.

2.2.3.3. Teljesen új elrendezések konstruálásában is segítséget nyújthatnak a.) Offset-Wenner elrendezés (Barker, 1981).

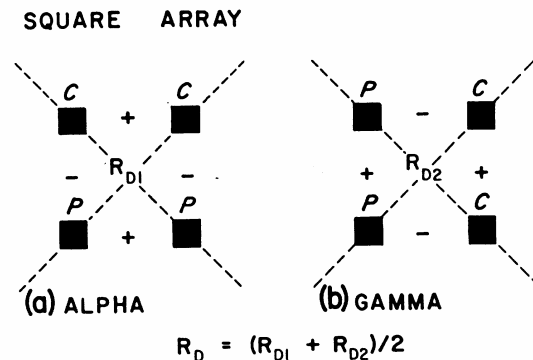
Barker (1981) az offset-Wenner elrendezés (2.12. ábra) ötletét a Wenner elrendezés paraméter-érzékenység térképének tanulmányozásából merítette (lásd 2.10. ábra). Az offset-Wenner elrendezés és módszer lényege az, hogy az egymáshoz képest az elektródák közötti távolsággal eltolt Wenner elrendezések ugyanazt a felszínközeli inhomogenitást egyszer pozitív, egyszer pedig közel ugyanakkora abszolút értékű negatív jellel képezik le, így a két mérést kiátlagolva, a zavaró inhomogenitástól mentesített értéket nyerhetünk.



2.12. ábra. (a) A Wenner elrendezés jelösszetétel metszete jólvezető gömbbel (negatív k) pozitív tartományban, $100 \Omega\text{m}$ -es háttérellenállással. (b) Az elektródák offset pozíciója. A gömb most a negatív tartományba esik. A kontúrvonalak a gömb jelenléte miatt bekövetkező torzulását nem mutatjuk. (Barker (1981) cikkéből átvett ábra).

b.) Offset square elrendezés (Barker, 1981).

Hasonló megfontolásból a square- α elrendezést (Habberjam, 1979) 90°-kal elforgatva, majd a két mérést kiátlagolva kapjuk az offset-square elrendezést, illetve módszert (2.13. ábra; Barker, 1981).



2.13. ábra. (a) Négyzet- α és (b) négyzet- γ elrendezések. Az elektródák közötti felszínközeli tartomány egyszer pozitív, egyszer negatív hozzájárulást ad a mért jelhez (Barker (1981) cikkéből átvett ábra).

2.2.4. Példák dipól-elrendezések paraméter-érzékenység térképeire

A következőkben néhány dipól-elrendezés teljes kockára vonatkozó paraméter-érzékenység térképeit, valamint a kockák egyes lappárjainak hatását mutatom be három különböző mélységben, a karakterisztikus hossz 0.1-, 0.2- és 0.3-szeresének megfelelő mélységben (2.11., 2.14., 2.15., 2.16. ábrák).

A nulla értékű szaggatott vonallal rajzolt szintvonal a negatív és a pozitív értékeket jól elkülöníti egymástól. Jóllehet a jelek értéke kicsi, az az inhomogenitás méretének növekedésével gyorsan nő (kocka esetén a térfogattal közel arányosan), bár itt az értékek valószínűleg már sokat veszítenek pontosságukból. Ennek ellenére első becslésre még viszonylag nagyobb méretű inhomogenitások esetében is alkalmasak lehetnek ezek a térképek.

A dipól-axiális elrendezés paraméter-érzékenység térképe (2.11. ábra) az elrendezés szimmetrikus voltából adódóan az adó-vevő egyenesre, a reciprocitási elv következményeként pedig az adó-vevő szakasz felező merőlegesére is szimmetrikus. Mint minden elrendezésnél, a mélységgel lefelé ennél is elkenődnek (azaz egyre nagyobb területen oszlanak el) az értékek.

Az x a domináns komponens, ami annak köszönhető, hogy mind az adó, mind pedig a vevő oldalon ezzel van a legjobb csatolás. A belső zéróvonal ennél a komponensnél érthetően jól közelíti az adó-, illetve a vevődipólból kiinduló $\arctg\sqrt{2}$ szögnek megfelelő vonalat, amely szög a mélységgel nőni fog. Az y - és a z komponens zéróvonalai a dipólok egyenlítőjének irányába esnek, ami az egymásra merőleges helyzetű adódipól (illetve vevődipól)-kockakomponens nulla csatolásából adódik.

A dipólok környezetének pozitív hatása mellett különösen kis mélységekben a dipólok közötti meglehetősen nagy térrész negatív előjelű. Ez azt jelenti, hogy egy ebbe a térrészbe eső 3D inhomogenitás pontosan a várttal ellentétes hatást fog okozni, azaz ha környezeténél kisebb fajlagos ellenállású, akkor megnöveli a mért látszólagos fajlagos ellenállást, ha pedig nagyobb fajlagos ellenállású, akkor lecsökkenti azt.

A térképen világosan látható annak a jól ismert jelenségnek az oka is, hogy a dipólok kis környezetébe eső, mérni nem kívánt inhomogenitások miatt torzítják el annyira a jeleinket. Ennek oka az elrendezésnek a dipólok közeli környezetében lévő inhomogenitásokra való nagy érzékenységben keresendő.

A másik viszonylag jól ismert elrendezés a dipól-ekvatoriális elrendezés (2.14. ábra). Ennél az y komponens a meghatározó. Az $\arctg\sqrt{2}$ szöghöz tartozó zéróvonal ennél a komponensnél is jól látható, míg az x komponensnél az adó-, illetve a vevő egyenese a zéróvonal. Érdekes – bár a teljes jel kialakításában sok szerepe nincs – hogy a z komponens nem vált előjelet. Az elrendezés paraméter-érzékenység térképe mind az adó-vevő szakaszra, mind pedig annak felező merőlegesére szimmetrikus. A pozitív előjelű régió ennél az elrendezésnél a dipólok közötti térrészre esik, nagy érzékenységet viszont ez az elrendezés is elsősorban a dipólok környezetében mutat.

A dipól axiális null-elrendezés paraméter-érzékenység térképe (2.15. ábra) az előzőektől eltérően antiszimmetrikus az adó-vevő vonalra. Ez a megállapítás ráadásul nem csak a totális tagra, de egyenként az összes komponensre mélységtől függetlenül érvényes. A jelenség az elrendezés adó-vevő vonalra mutatott antiszimmetriájából adódik, azaz abból, hogy a vonal egyik oldalán az áram forrása, a másikon pedig az adó-vevő vonaltól ugyanolyan távolságra a nyelője található.

Ebből következően az egyik zéróvonal minden komponensre mélységtől függetlenül megegyezik az adó-vevő vonalával, míg a többi zéróvonal az eddigieknek megfelelően közel az $\arctg\sqrt{2}$ szögnek megfelelő irányba, vagy valamelyik dipól érintőirányába mutat. Ennek, és még sok másik null-elrendezésnek egy sor fontos tulajdonsága a paraméter-érzékenység térképük antiszimmetriájából adódik, ahogy azt majd a 3. fejezetben részletesen taglaljuk. Érdekes, hogy a totális komponens másik zéróvonala kör alakú.

Ezen elrendezés paraméter-érzékenység térképeinek karakterisztikája a mélységgel nem változik, azok csak elkenődnek. Az egyes komponensek között nincs olyan feltűnő dominancia-különbség, mint a hagyományos dipól-elrendezéseknél volt. Szintén fontos különbség a hagyományos elrendezésekkel szemben, hogy itt a maximális érték nem a dipólok alatt, hanem a dipólok összekötő vonalától kissé oldalra található.

Az 54° -os párhuzamos dipól-elrendezésről (2.16. ábra) a továbbiakban részletesebben nem értekezem, mert ez kissé más sajátosságokkal bír, mint az általam részletesebben vizsgált null-elrendezések. A totális komponens képe leginkább a dipól-ekvatoriális elrendezésével vethető össze, arra feltűnően hasonlít. A teljes jelet azonban ennél az elrendezésnél kis mélységnél az x és az y komponens együttesen alakítja ki, míg nagy mélységben mindhárom komponens közel azonos szerepet játszik a jel kialakításában.

Ezen elrendezés paraméter-érzékenység térképe egyébként jóval bonyolultabb képet mutat, mint az eddig bemutatottak, ettől eltekintve azonban még rejthet magában lehetőségeket. Míg a későbbiekben részletesebb vizsgálatoknak alávetett null-elrendezések csak 3D szerkezetek felett adnak nullától eltérő jelet, addig ennek az elrendezésnek ilyen jellegű korlátai nincsenek. Ez lehet ezen elrendezés vizsgálatának az igazi hajtóereje.

2.2.5. Következtetések

Ebben az alfejezetben bemutattam néhány példát a paraméter-érzékenység térképek gyakorlati alkalmazási lehetőségeiről, reményeim szerint másoknak is motivációt adva arra, hogy ezeket a térképeket megismerjék és használják. Néhány elrendezésre bemutattam a rá vonatkozó térképsorozatot is, majd röviden jellemeztem azokat, a térképek gyakorlati alkalmazásának részletes bemutatására pedig majd a későbbiekben, elsősorban a 3. fejezetben kerül sor.

3. Bevezetés a null-elrendezések elméleti háttérébe

3.1. Bevezetés

Definícióm szerint null-elrendezéseknek nevezzük azokat az elrendezéseket, amelyekkel homogén féltér felett mérve a mért potenciál-különbség nulla. A null-elrendezések egy ennél bővebb definícióját használva viszont, ha nem közvetlenül a mért, hanem az ábrázolni kívánt paramétertől várjuk el, hogy annak elméleti értéke nulla legyen, a nemzetközi szakirodalomban is szép számmal találhatók null-elrendezések (3.1. ábra). Ezen definíció szerint a null-elrendezések közé sorolhatók olyan elrendezések is, amelyeknél valamely két mért érték különbsége (pl. Lee elrendezés; Jakosky, 1960), vagy valamely még bonyolultabb képzett mennyiség (pl. a négyzetes elrendezéseknél képzett ú.n. AIR paraméter; Habberjam és Watkins, 1967) elméleti értéke lesz nulla homogén féltér felett mérve.

A null-elrendezések szűkebb definíciójába is belefér ugyanakkor néhány fókuszált áramterű elrendezés, amelyek azonban elsősorban a mélyfúrési geofizikában használatosak. A felszíni mérések során azonban a fókuszált elrendezések – vélhetően elsősorban viszonylagos bonyolult kivitelezhetőségük miatt – nem nagyon terjedtek el.

A null-elrendezések fellelésében nagy segítséget nyújt, hogy ha egy szelvény mentén mért értékek nem látszólagos fajlagos ellenállás értékeként kerülnek ábrázolásra, akkor az esetek többségében null-elrendezésekről van szó. A null-elrendezések eredményeinek az ábrázolását kivéve ugyanis szinte minden egyenáramú geofizikai mérés során a látszólagos fajlagos ellenállást tüntetnek fel.

A szakirodalomban található és a dolgozatban bevezetett null-elrendezések a 3.1. ábrán láthatók. Szembetűnő, hogy utóbbiak teljesen külön csoportot alkotnak, amelybe az eddig valaha is használt elrendezések közül egyedül a négyzetes- γ elrendezés tartozik bele. Ez az elrendezés is azonban inkább a második csoportba tartozó formában használatos, azaz nem puszta a mért potenciál-különbséget, hanem annak valamely származtatott paraméterét használják az értelmezésnél.

Az ebben a dolgozatban bevezetett null-elrendezések terepi használata lényegesen egyszerűbb, mint az eddig ismert null-elrendezéseké, hiszen egy mérési érték megszerzése érdekében nem kell két (vagy több) mérést végrehajtanunk, mint a második csoportba tartozó elrendezéseknél, illetve nem kell több tápáramkört működtetnünk egyidejűleg, mint a harmadik csoport elrendezéseinél.

Ezért aztán nagyon meglepő volt, hogy ezeket a terepen egyszerűen alkalmazható elrendezéseket nem ismeri a nemzetközi szakirodalom, azaz sikeres mérések ezekkel az elrendezésekkel mindeddig valószínűleg nem folytak.

A dolgozatban leírt elméleti és terepi vizsgálódások egyik fő célja ennek az ellentmondásnak a kiküszöbölése volt. A dolgozat végén összegyűjtöttem, hogy mi lehetett az oka ezen elrendezések mellőzésének és hogyan oldhatók fel a felmerülő problémák.

Mivel ezek az elrendezések egy sok szempontból teljesen speciális csoportot alkotnak, nem lehetett céлом ezek teljes megismerése. A szerzett információk azonban elegendőnek tűntek arra, hogy terepi kísérleteket folytassak le a null-elrendezésekkel. Ezen terepi kísérletek bemutatására a dolgozat 4. és 5. fejezeteiben kerül sor.

3.2. A korábban alkalmazott null-elrendezések

Amint arról már szó esett, az eddig használt null-elrendezések gyakorlatilag kivétel nélkül vagy valamilyen módon származtatott paramétereket használnak az értelmezésnél, vagy pedig fókuszált áramterű elrendezések (lásd 3.1. ábra).

3.2.1. A származtatott paramétert használó elrendezések

- A Lee elrendezés (Jakosky, 1960) az áramelektrodák középpontjában elhelyezett O és attól mindkét irányban egyenlő távolságra lévő másik két M és N potenciálelektroda közötti potenciál-különbségeket méri egymás után, majd a potenciál-különbségek különbségét képezi. Az értelmezendő paraméter tehát egy $(V_{M0}-V_{N0})/I$ értékkel arányos mennyiség. Homogén féltér felett ez az érték nyilvánvalóan nulla.
- A három-elektrodás különbség elrendezés (Militzer és tsai., 1979) esetében tulajdonképpen két három-elektrodás elrendezéssel (A_1MN és A_2MN) egymás után, a hagyományos módon végrehajtott mérésről van szó. Ezt követően a kapott potenciál-különbségek különbségét képezik. Nem kétséges, hogy az eredmény homogén féltér felett ebben az esetben is nulla lesz.

- A négyzetes elrendezéseknél használt ún. AIR (azimuthal inhomogeneity ratio) (Habberjam és Watkins, 1967) mennyiség hasonlítható leginkább az általunk használt elrendezések mért paramétereire, hiszen az eltérés azokhoz képest csak annyi, hogy ebben az esetben a homogén féltér felett kapható elméletileg nulla értéket (R_γ) még normálják valamilyen mennyiséggel.

3.2.2. A fókuszált áramterű elrendezések

- Az unipólus elrendezés (Gupta és Bhattacharya, 1963) a Schlumberger elrendezéshez hasonló, azzal a különbséggel, hogy ennél az elrendezésnél mindkét áramelektroda azonos előjelű forrásként funkcionál.
- A „trielektroda” elrendezés (nem tévesztendő össze a három-elektrodás elrendezéssel!) (Brizzolari és Bernabini, 1979) esetében két elektrodarendszer (A_1MA_1' , valamint A_2NA_2') potenciál-elektrodái között mérik a potenciál-különbséget. Ezen elektrodarendszerek mindegyike két-két hasonló pólusú áramelektrodából és ezek középpontjában elhelyezkedő potenciál-elektrodákból áll. A mérés folyamán az áramelektrodák egyike helyben marad, míg a másik a potenciál-elektrodáival együtt távolodik tőle.
- A „penta-electroda” elrendezés (Brizzolari és Bernabini 1979) esetében az M és N1, illetve az M és N2 elektrodák közötti potenciál-különbség algebrai összegéből képzett, majd normált paraméter kerül ábrázolásra.

(Megjegyzem, hogy Magyarországon Csókás (1963) és Egerszegi (1983) használtak fókuszált elrendezéseket, elsősorban a Laterolog-7 konfiguráció felszíni változatát, de az általuk használt elrendezések egyike sem volt null-elrendezés.)

Ahogy a hivatkozott irodalomból jól látható, fenti elrendezések mindegyikével hajtottak végre sikeres terepi kísérleteket. Semmiféle okát nem látom ezek után annak, hogy az általunk bevezetni kívánt null-elrendezésekkel ne lehessen hasznos információt nyerni a Föld belsejéből.

3.3. Az általam bevezetett null-elrendezések

Könnyen belátható, hogy végtelen számú null-elrendezés kreálható, ezek mindegyikének megismerése tehát nem lehetett a célom. Ezért ki kellett választanom lehetőleg minél kisebb számú null-elrendezést, amelyek viszonylag jó képet adnak a null-elrendezések lehetőleg teljes spektrumáról. Így aztán a – célszerűségi okokból kis potenciálelektroda távolságú – null-elrendezések közül úgy választottam ki hármat, hogy azok a teljes áramteret jól reprezentálják.

Így került sor a háromelektrodás null-elrendezés, a Schlumberger null-elrendezés, valamint a dipól axiális- és a dipól ekvatoriális null-elrendezések kiválasztására (3.2. ábra). Ez utóbbi két elrendezés persze csak látszólag különböző, hiszen a reciprocitási elv következményeként az ezekkel kapott eredményeknek elvileg meg kell egyezniük egymással. A fenti null-elrendezések neve visszatükrözi azt, hogy ezek mindegyike a nevét adó hagyományos elrendezésből nyerhető. Mégpedig oly módon, hogy a változatlan pozíciójú áramelektrodák mellett a potenciálelektrodákat úgy kell áthelyeznünk, hogy az őket összekötő szakasz az őket eredetileg összekötő szakaszhoz képest 90° -os szöget zárjon be, az eredeti és az új szakasz metszéspontja pedig egyben a szakasz felezőpontja legyen.

A terepi mérések során ez nagyon előnyös, amennyiben egyszerre szeretnénk mérni egy hagyományos elrendezéssel és a neki megfelelő null-elrendezéssel egy adott profilon. Ily módon ráadásul a null-elrendezésekkel kapott eredményeinket közvetlenül összevethetjük a hagyományos elrendezésekkel mért értékekkel. Megjegyzem, hogy pontosan ezekkel a hagyományos elrendezésekkel hajtják végre a legtöbb egyenáramú mérést a gyakorlatban.

Lássuk tehát az alkalmazott elrendezéseket és azok viszonyát az áramtérhez (3.2. ábra):

- I) A háromelektrodás null-elrendezés (illetve a háromelektrodás elrendezés) esetében a potenciálelektrodák az egyik áramelektrodához sokkal közelebb vannak, mint a másikhoz. Ekkor az áramvonalak megközelítően sugárirányúak.
- II) A Schlumberger null-elrendezés (illetve a Schlumberger elrendezés) esetében a potenciálelektrodák a két áramelektroda között találhatók, ahol az áramvonalak közel párhuzamosak egymással.
- III) A dipól axiális- és a dipól ekvatoriális null-elrendezés esetében (illetve a nekik megfelelő dipól axiális és dipól ekvatoriális elrendezéseknél) mindkét áramelektrodától távol vagyunk, így az áramtér a potenciálelektrodák szemszögéből dipóltérként jelenik meg.

A nemzetközi szakirodalomban semmi jelét nem találtam annak, hogy ezeket a teljesen új csoportot alkotó elrendezéseket terepi mérésekre valaha is használták volna. Ezen null-elrendezések elméleti és terepi vizsgálatairól szólnak a disszertáció további fejezetei.

3.4. Amit a null-elrendezések elméletéről már tudunk

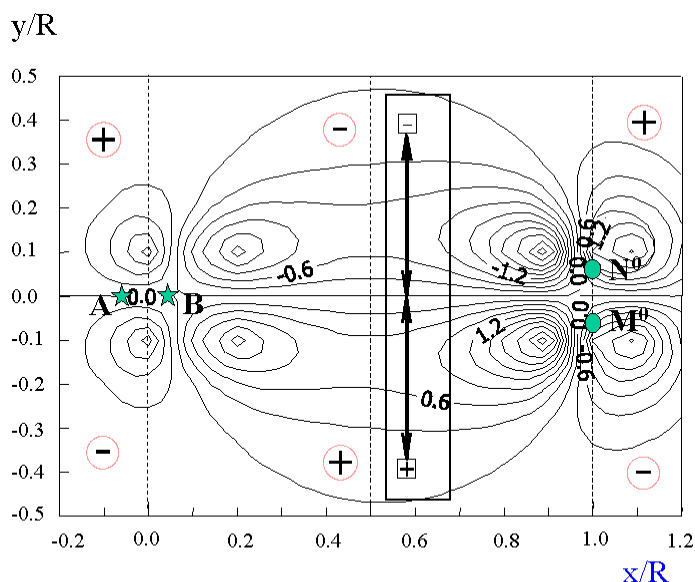
3.4.1. Ami a paraméter-érzékenység térképekből kiderült

3.4.1.1. A null-elrendezések viselkedése karakterisztikus vonalakra szimmetrikus szerkezetek felett

A 2.2 fejezetben bemutatott, a dipól axiális null-elrendezésre vonatkozó paraméter-érzékenység térképen jól látható, hogy az az elrendezés karakterisztikus vonalára, azaz az adó-vevő vonalra antiszimmetrikus. Ebből adódóan bármely, erre a vonalra szimmetrikus szerkezet felett ugyanúgy nulla jelet kell mérnünk, mint homogén féltér felett, hiszen a test az ennek a vonalnak a két oldalán, attól egyforma távolságra elhelyezkedő kis darabjai (+ és – jelekkel jelölve) ugyanakkora abszolút értékű, de ellentétes előjelű hatást okozva éppen kompenzálják egymás hatását. (lásd 3.3. *ábra*)

Így van ez 1D esetben, vagy 2D testek esetében, ha a dőlésirány egybeesik az $y/R=0$ vonallal, illetve még 3D testek esetében is, ha azok szimmetriatengelye esik egybe ezzel a vonallal. Ebből az állításból következik azonban az is, hogy ezek az elrendezések valószínűleg nagyon érzékenyek a féltér szimmetrikustól való eltéréseire, valamint hogy ezekkel a null-elrendezésekkel csak olyan 3D szerkezetek felett végezhetünk értelmes méréseket, amelyekre a fenti kitétel (szimmetrikus ható) nem áll fenn.

A null-elrendezések lehetséges alkalmazási területe ennek ellenére sem nagyon szűk, mivel a gyakorlatban éppenhogy a nem-3D eset nagyon ritka. 2D szerkezetből pedig a profilirány megváltoztatásával egyszerűen 3D helyzethez juthatunk, így a null-elrendezések elvileg ilyen esetekben is alkalmazhatók.

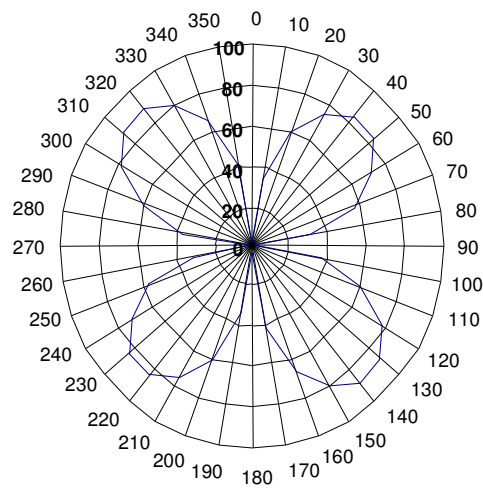
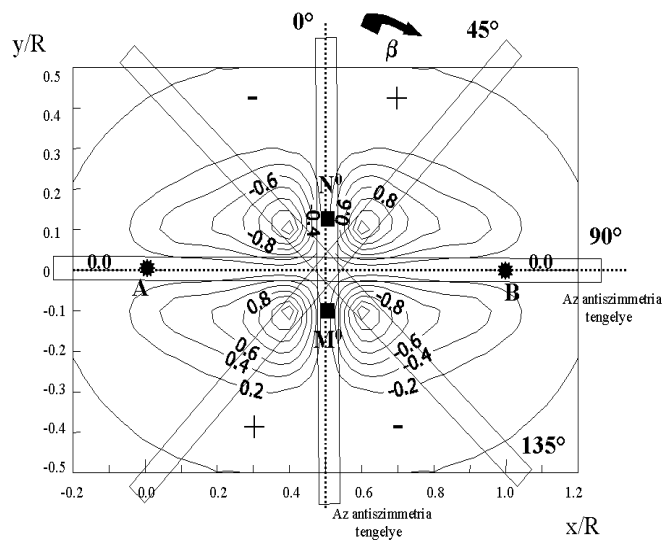


3.3. ábra. A dipól axiális null-elrendezés paraméter-érzékenység térképe. Az $y/R=0$ vonalon átmenő merőleges síkra szimmetrikus testek nem produkálnak választ null-elrendezésnél, mivel az ettől a vonaltól egyenlő távolságra, a vonal két oldalán található kis testszögmenetek hatásai éppen kinullázzák egymást.

Szintén az előbb elmondottak következménye a null-elrendezések viselkedése függőleges lemez alakú hatók feletti elforgatásos mérések esetén (3.4. ábra). Amint az a 3.4. ábrán látható az áramelektrodák vonalában, vagy arra merőlegesen elhelyezkedő függőleges lemez az előbbieket következményeként nulla hozzájárulást ad a mért jelhez. A lemez bármely más pozíciójában a jelhez való hozzájárulása nullától eltérő, így a jelek abszolútértékét véve virágszirom alakú sugárdiagramot kapunk.

Ez kell, hogy legyen a helyzet akkor is, ha a forgatás során az elrendezés középpontja nem a lemez felett, hanem attól tetszőleges távolságban található. Ez pedig óriási előny a hagyományosan törésirány meghatározásra használt Schlumberger elrendezéssel szemben, hiszen annak jelalakja a töréstől (modellezés esetén a lemeztől) mért távolság függvényében változik.

Mindennek igazolására lássuk egy analóg modellkísérlet eredményét (3.5. ábra)! A modellméréseket 30 cm-es AB távolságú Schlumberger-, illetve Schlumberger null-elrendezésekkel végeztem. Az egymástól mindkét esetben 10 cm-re lévő potenciál-elektrodák a null-elrendezéseknél az AB vonalára merőlegesen, azok felezőpontjánál helyezkednek el. A mérések során a profilmérésnél már ismertetett grafitlap felett forgattam el a



3.4. ábra. a) A jólvezető lemez felett Schlumberger null-elrendezéssel elforgatásos méréssel kapott eredmények magyarázata a paraméter-érzékenység térkép segítségével,
 b) ugyanezen modell felett analóg modellméréssel kapott rózsadiagram

mérőelrendezéseket 10° -onként 180° -os tartományban. Majd az így kapott eredményeket tükröztem, mivel a két félsíkban kapott eredmény mindkét elrendezés esetében szimmetrikus kell legyen. A forgatás során az elrendezés középpontja közvetlenül a grafitlap felett, valamint attól sorra 5, 10, illetve 20 cm-re volt található. A Schlumberger null-elrendezésnél kapott értékeknél azok abszolút értékét vettük a könnyebb kezelhetőség

érdekében.

A Schlumberger elrendezéssel a grafitlap felett mérve a grafitlapnak az elrendezés-középpontjától mért távolságától függetlenül a mért ellipszis hossz tengelye dőlésirányúnak bizonyult. A távolság az ellipticitás és a mért értékek középértéke mellett a sugárdiagram alakjára is hatással van.

Schlumberger null-elrendezéssel mérve pontosan kimutatható a repedés iránya, igaz, a kapott sugárdiagram annak eldöntését nem teszi lehetővé, hogy a grafitlap csapásirányát az egymásra merőleges minimum értékhez tartozó irányok melyike mutatja. Ahhoz, hogy a két egymásra merőleges irány közül a megfelelőt kiválasszathassuk, szükség volt a hagyományos elrendezésre is. A két elrendezéssel kapott eredményeket együtt értelmezve azonban már nagyon jól meghatározható a grafitlapok iránya.

Null-elrendezésekkel végrehajtott forgatásos mérés terepi kivitelezésére egy törésirány esetére a 4. fejezetben, több törésirány esetére pedig az 5. fejezetben láthatunk majd példát.

3.4.1.2. A null-elrendezésekkel kapható jel és annak nagyságrendje

Bármely null-elrendezés paraméter-érzékenység térképét (dipól-axiális null-elrendezés, illetve 54°-os párhuzamos dipól elrendezés a 2.2. fejezetben; Schlumberger null-elrendezés a 3.4. ábrán) megnézve egyértelmű, hogy null-elrendezéssel mérve a karakterisztikus hatóra nem szimmetrikus 3D hatók esetében van nullától eltérő jel.

Értékéről pedig durva közelítésként elmondhatjuk, hogy olyan háromdimenziós inhomogenitás esetén, amelynek mindhárom irányú kiterjedése közel egyforma, a null-elrendezéssel mért jel a neki megfelelő hagyományos elrendezéssel (azaz amiből némi transzformációval a null-elrendezést nyertük) mérhető jelnél általában közel egy nagyságrenddel kisebb.

Ahhoz, hogy tudjuk, mire elég ez a látszólag kis jel, több mindent kellene még tisztábban látnunk. Így pl., hogy a null-elrendezésekkel mérhető jel kicsi ugyan, de ez a kis jel nem „ül rá” egy nagy jelre (ami a mérés szempontjából fontos információt nem hordozó homogén féltértől származik), mint a hagyományos elrendezések esetében, hanem önállóan mérhető. Így mivel itt elvileg a homogén féltér felett mérhető érték – szemben a hagyományos elrendezésekkel – nulla, méréstechnikailag sokkal kedvezőbb helyzetbe kerülünk, de természetesen csak akkor, ha az információt tartalmazó jel nem annyira kicsi, hogy egyáltalán ne is lehessen megmérni.

Bizonyos hatások ráadásul (mint pl. szigetelő aljzat) a null-elrendezésekkel mérhető jelek szintjét jelentősen megemelhetik (ilyen eset látható például a 4.6, vagy 4.7. ábrákon).

Egyelőre még nem foglalkoztam az elektródák pontatlan terepi pozicionálásából eredő várható hibákkal sem, sem a hagyományos-, sem a null-elrendezések esetében, terepi tapasztalataim azonban a mérések megismételhetőségét tekintve elég pozitívak (lásd 4. fejezet).

3.4.1.3. A maximális hatást előidéző pozíójú ható

Válaszolni kívánván arra a kérdésre, hogy a ható az elektróda-elrendezéshez viszonyítva milyen helyzetben gyakorolja a legnagyobb hatást a mért jelre, megint szembesülünk egy jelentős különbséggel, ami a null-elrendezések és a hagyományos elrendezések között fennáll. Míg ugyanis a hagyományos elrendezések esetében ez a kockapozíció a kocka mélységétől függetlenül az elrendezés karakterisztikus vonala alatt található (így pl. az összes vonalelrendezés, vagy akár a dipól-ekvatoriális elrendezés esetében is), addig null-elrendezéseknél ez a pozíció minden mélységben ettől a vonaltól oldalra helyezkedik el. A dipól axiális null-elrendezés esetében például mintegy 0.1 adó-vevő távolságra (3.3. ábra). Ráadásul a karakterisztikus vonal alatt, arra szimmetrikusan elhelyezkedő hatók - az ebben a dolgozatban részletesen bemutatott null-elrendezések esetében - egyáltalán nem okoznak semmiféle jelet. Sejtésem szerint a null-elrendezések meg nem értésének ez a jelenség lehetett az egyik fő oka. Kétségtelen, hogy ez megnehezítheti esetleg a mérések kiértékelését, de semmiképpen nem elegendő ok arra, hogy emiatt lemondjunk a null-elrendezések további vizsgálatáról.

Végül összegezve a paraméter-érzékenység térképből levonható tanulságokat megállapíthatjuk, hogy amíg a vonalelrendezések paraméter-érzékenység térképei az elektródák vonalára szimmetrikusak, addig az általunk bevezetett null-elrendezéseké erre a vonalra, a fókuszált null-elrendezéseké pedig az elrendezés szimmetriatengelyére antiszimmetrikusak. Ebből következik, hogy mindezen null-elrendezések nemcsak homogén féltér felett, de 1D szerkezetek felett is zéró jelet szolgáltatnak.

Amíg az általunk bevezetett null-elrendezések kétdimenziós szerkezetek felett sem adnak jelet, ha a karakterisztikus vonallal egybeeső mérési irány a szerkezet dőlésirányával esik egybe („inline” helyzet), addig azonban csapásirányba eső karakterisztikus vonal és

dőlésirányú haladási irány ("broadside" helyzet) esetén nagyon érzékenyen reagálnak. A fókuszált null-elrendezések esetében ezzel pontosan ellentétes a helyzet.

3.4.2. Ami az NMK függvények vizsgálatából kiderült

A kutatási mélység értéke hagyományosan nagyon fontos az egyes elrendezések vizsgálatában. Az általunk részletesen vizsgált null-elrendezések esetében viszont - amint azt láttuk - tetszőleges szimmetrikus szerkezet, így az 1D modell felett is nulla jelet adnak. Így ezen elrendezések esetében a Roy és Apparao (1971) által definiált kutatási mélységnek nincs értelme. Az $\arctg\sqrt{2}$ szögű párhuzamos null-elrendezés NMK függvényét azonban érdemes lehet vizsgálni, ezt viszont a 2. fejezetben már megtettem.

3.4.3. Ami egyéb forrásokból kiderült

A null-elrendezéseknek még sok egyéb forrásból ismert közös sajátossága van. Null-elrendezések esetében pl.:

- nem számítható a mért értékekből a hagyományos módon látszólagos fajlagos ellenállás, mivel az a k geometriai koeficiens végtelen volta miatt teljesen értelmetlen lenne;
- a terepen általában viszonylag kis potenciál-különbségek mérhetők (terepi mérési technikában okozhat eltéréseket a hagyományosan bevett módszerektől);
- valószínűleg az elektródák pontatlan elhelyezéséből eredő hibák is hasonló jellegűek;
- és vélhetően még sok, további kutatásra váró egyéb hasonlóság is van.

Az itt tárgyalt kérdéseken kívül ezidáig nem vizsgáltam még pl. a null-elrendezések 3D szerkezetek kimutatási mélységének, illetve felbontóképességének kérdését sem. Ezekre a látszólag egyszerű kérdésekre ugyanis csak a lehetséges zajok vizsgálatával kaphatunk érdemleges eredményeket. Ennek ellenére az eddigi eredményekkel felvértezve úgy gondoltam, hogy tehetek kísérletet a terepi mérések végrehajtására. Ezeknek a kísérleteknek a bemutatására kerül sor a hátralévő két fejezetben.

3.5. Következtetések

Ebben a fejezetben az első két fejezetben bemutatott paraméter-érzékenység térképek és NMK függvények segítségével betekintést nyertünk azon új null-elrendezések elméleti hátterébe, amelyekkel korábban nem végeztek terepi kísérleteket. Az ismert null-elrendezések rendszerezéséből, látható, hogy ezek az elrendezések a null-elrendezéseknek egy teljesen új csoportját alkotják. Az ebbe a csoportba tartozó elméletileg végtelen számú elrendezésből úgy került kiválasztásra néhány null-elrendezés, hogy azok az áramtér teljességét reprezentálják, így viszonylag kis számú elrendezés vizsgálatával elég teljes képet kaphatunk az ilyen típusú null-elrendezésekről.

Az itt részletesebben bemutatott null-elrendezések leglényegesebb közös sajátosságának paraméter-érzékenység térképeik antiszimmetrikus volta bizonyult. Mivel ezzel magyarázható a null-elrendezések legtöbb különös sajátossága, igazolva látom paraméter-érzékenység térképeik megszerkesztésének szükségességét.

Annak ellenére, hogy ezen null-elrendezések elméleti vizsgálata több okból nem lehetett teljes, az itt bemutatott eredmények elegendőnek tűntek a szerző számára ahhoz, hogy bízzon a null-elrendezések terepi sikerességében. Nagyon valószínű, hogy sikeres terepi mérésekre eddig azért nem került sor, mert korábban még ennyire sem voltak tiszták az ilyen típusú null-elrendezések elméletének alapjai.

4. Mészköben lévő törések kimutatása egyenáramú null-elrendezésekkel

4.1. Bevezetés

Ebben a fejezetben a 3. fejezetben kiválasztott három-elektrodás, Schlumberger, dipól axiális és dipól ekvatoriális null-elrendezésekkel végrehajtott terepi méréseket fogok bemutatni. Az ezekkel kapott eredményeket összevetem a nekik megfelelő hagyományos elrendezésekkel (azaz azokkal, amelyekből az adott null-elrendezéseket egy transzformációval kaptuk) kapott eredményekkel és a valósággal is. Ez utóbbi úgy lehetséges, hogy a méréseket egy svájci külfejtés falával párhuzamosan végeztük, azon pedig jól láthatók a törések és azok iránya is meghatározható.

Az itt javasolt módszer egyetlen terepi megvalósításáról sem tudok. Ennek oka talán abban keresendő, hogy ezeket az elrendezéseket teljesen máshogy kell megközelítenünk, mint a hagyományos elrendezéseket. Csak elméleti hátterük legalább részleges ismeretében van reális esélyünk arra, hogy a terepi mérések során értelmes eredményeket kapjunk és azokat megfelelő módon tudjuk értelmezni.

4.2. A teszterület és a technikai paraméterek

4.2.1. A terepi elrendezések

A 3. fejezetben kiválasztott három-elektrodás, és Schlumberger null-elrendezéssel, valamint a dipól axiális és a dipól ekvatoriális null-elrendezésekkel hajtottam végre a terepi méréseket. Ezen elrendezések mindegyike könnyen előállítható terepen is hagyományos elrendezés párából. A null-elrendezésekkel és a hagyományos elrendezésekkel kapott eredményeket aztán a valósággal (a bányá falán látható repedésekkel) is összevettem. Erre azért volt szükség, mert ennek hiányában felmerülhetett volna az, hogy a hagyományos és a null-elrendezésekkel kapott eredmények meg nem egyezése a null-elrendezésekkel kapott eredmények hibái miatt adódnak. Ezt szerettem volna elkerülni azzal, hogy az eredményeket a valósággal is összehasonlítottam.

4.2.2. A teszterület

A teszterület a svájci Jurában, a Svájc ÉNY-i részén fekvő Les Breleux falu közelében található. Ebben a régióban a mintegy 0.2-1.5 m vastag negyedidőszaki üledék fekszik többszáz méter vastag Kimmeridge mészkő. A mészkő erősen karsztosodott és intenzív tektonikai folyamatokon, úgymint töréseken és áttolódásokon ment keresztül (Zwahlen és Doerfliger, 1995). Ezek a folyamatok gazdag törésrendszert hoztak létre, amely törések zöme teszterületünkön közel merőleges a bánya falára. Méréseinket ezzel a fallal párhuzamosan végeztük.

A faltól 8 m-re lévő, a bánya falával párhuzamos szelvényen hajtottunk végre méréseket a neuchateli egyetem munkatársaival. A falhoz közelebb a topográfiai viszonyok, illetve a fal veszélyes közelsége miatt nem mérhettünk, távolabb pedig már túl messze lettünk volna a faltól ahhoz, hogy eredményeinket az ott látható repedések pozícióival összevethessük. Mérési profilunk ahhoz elegendően nagy távolságban volt a faltól, hogy a fal hatása ne befolyásolja a mérési eredményeket, hogy a méréseket biztonságosan végre tudtuk hajtani és hogy a falhoz közeli drasztikus topográfiai változások nem befolyásolhatták különösebben a mérési eredményeket.

4.2.3. Technikai paraméterek

A terepen alkalmazott elrendezések geometriai paraméterei a 4.1. táblázatban láthatók.

4.1. táblázat. A terepen alkalmazott elrendezések geometriai paraméterei

elrendezés	karakterisztikus távolság	MN hosszúság
I	AO = 2 m	1 m
II	AB = 4 m	1 m
III A és III B	AO = 4 m	1 m

Az elektródák pontos pozicionálása érdekében egy speciális eszközt (4.1. ábra) készítettünk, ami a geometriai hibák jelentős (1 cm alá) csökkentését tette lehetővé. Az áramelektrodák pozícióját egy műanyag cső, míg a potenciálelektrodák helyzetét a null-elrendezések esetében egy erre erősített lécvégpontjai jelölték ki. Az egész szerkezet

össztömege nem haladta meg a 4 kg-ot és mivel a hosszabb kábelek a cső belsejében futottak, maga a mérés 2 személlyel, szükség esetén pedig akár egy személlyel is kivitelezhető volt.

4.3. A null-elrendezéssel mért anomáliák főbb jellegzetességei

Mindenekelőtt adódott a kérdés, hogy a null-elrendezések felhasználásával nyerhetünk-e egyáltalán hasznos információt a felszín alatti szerkezetekről, ezért a terepi mérések megismételhetőségének kérdését vizsgáltuk meg legelőször. A két különböző időpontban, ugyanazon a profilon mért eredmények koherens eredményt adtak, ami felbátorított bennünket a további mérések végrehajtására.



4.1. ábra. Terepi mérés geoelektromos null-elrendezéssel (Schlumberger elrendezés). A műanyag cső és a lécs a mérések geometriai pontosságának növelését szolgálja. A cső két végén az áramelektrodák, míg a lécs végeinél a potenciál-elektrodák találhatók

A 4.2a. és a 4.2b. ábrákon tipikus görbék láthatók, amelyeket a kettes profilon mértünk a dipól axiális null-elrendezés és a hagyományos dipól axiális elrendezés segítségével. Ezen ábrák és a 4.3. ábra segítségével mutatom be, hogy hogyan alakul ki a mért görbe. A mészkőfelszín mélységének az adatai is láthatók a 4.2. ábrákon. Ezek a kézfúróval mért

adatok rejtenek ugyan magukban némi bizonytalanságot (hiszen pl. a fúró a valós mészkőfelszínnél magasabban fekvő, nagyobb kövekben is elakadhat), az aljzat lefutásának fő jellegzetességeit mindenképpen jól mutatják. Mindkét profil egy lassan változó trend és kis undulációk összességének látszik.

A hagyományos elrendezés esetében egyértelmű, hogy a trend a felszín és a nagy ellenállású aljzat nem párhuzamos voltából adódik, míg a kis változások valószínűleg a mészkőben lévő töréseknek tudhatók be. Hasonló értelmezést adhatunk a null-elrendezések esetén is. A 4.3. ábra A,B,C és D jelölései ugyanis a 4.2. ábra a null-elrendezésekkel kapott anomáliák szerkezetének megértéséhez használt A,B,C és D lépéseinek felelnek meg. Ezek leírása a következő:

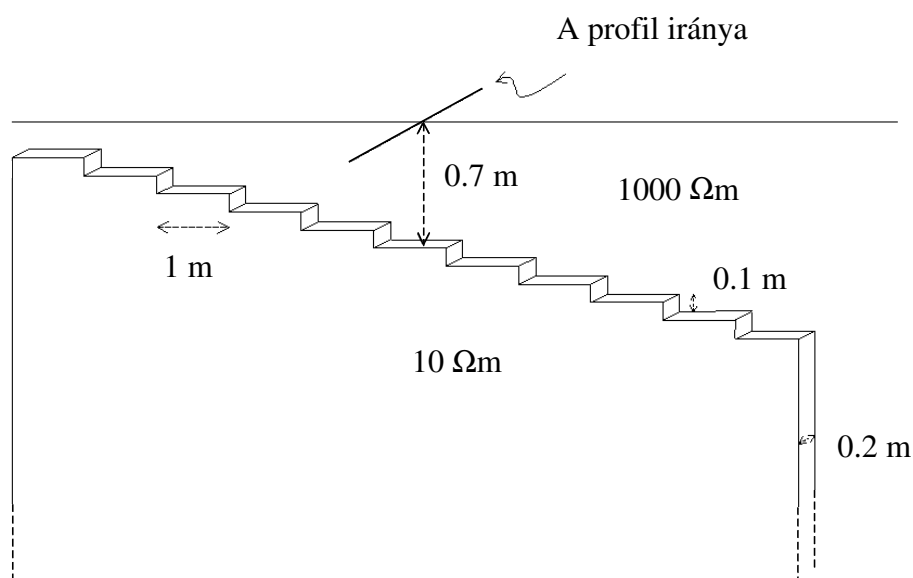
- A. Normál egydimenziós szerkezetet tételezve fel (azaz ha a nagy ellenállású felszín és az aljzat egymással párhuzamosak lennének, lásd 4.3A. ábra) a null-elrendezéssel a mérhető potenciál-különbség nulla (lásd A-t a 4.2a. ábrán is).
- B. **Dőlt aljzat** esetén (lásd 4.3B. ábra), amennyiben AO csapásirányú, konstans, nem nulla jelet kell mérnünk (dőlésirányú AO esetén megint csak nulla lenne a potenciál-különbség, lásd a 4.2a. ábrát).
- C. Ha nő a fedő vastagsága a dőlt felszín miatt (4.3C. ábra), akkor a potenciál-különbség egyre kisebb és kisebb lesz, amint a féltér egyre homogénabbnak tűnik a felszíni megfigyelő számára. Ez a helyzet a 4.2a. ábrán (C görbe) körülbelül 10-12 m után. Innen a másik irányba haladva ismét nő az aljzat mélysége, amint az a fúrési adatokból is látható, így ott a mért értékek trendje megint csökkenő lesz. A mészkő felszíne tehát kétségkívül ebben a tartományban van legközelebb a felszínhez (ez az újabb mélységnövekedés azonban már nem került rá a 4.3. ábrára, nehogy az túl áttekinthetlenné váljon).
- D. A lokális változások (D-vel jelölve a 4.2a. ábrán) feltételezésem szerint a törések hatását mutatják (4.3D ábra). Ezt a későbbiek során numerikus modellezési eredményekkel meg is erősítem.

A hagyományos elrendezések értelmezését külön nem részletezem, az A,B,C és D jelenségek ezeknél is hasonló jelentésűek (lásd A,B,C és D a 4.2b ábrán).

4.4. Numerikus modellezési eredmények

Amennyiben a függőleges törés horizontális kiterjedése az elrendezésünk méretéhez képest hosszú, felszíne pedig a földfelszínnel párhuzamos lenne, akkor – ideális körülmények között - nem mérhetnénk nullától eltérő jelet a törés felett (amint ezt a 3. fejezetben bebizonyítottam). Az itt bemutatott esetben azonban a mészkő – és így a törés - felszíne nem volt párhuzamos a földfelszínnel. Ennek köszönhetően tudtuk a töréseket kimutatni. A szituációt numerikusan egy 0.2 m széles 10 m hosszú kisellenállású ($10 \Omega\text{m}$) testtel modelleztük.

A numerikus modellezést Práczser Ernő végezte Dey és Morrison (1979) alapján készített 3D numerikus kódjával (Práczser 1999). A szoftver korlátai miatt a lemez felső, dőlő felszínét lépcsőfelszínnel helyettesítettük. Magával a mészkő hatásával egyelőre nem foglalkoztunk, hiszen a jelenség lényegét a homogén féltérbe helyezett test is jól leírja. A beágyazó közet ellenállását $1000 \Omega\text{m}$ -nek vettük. Az alkalmazott modell a 4.4. ábrán látható, a numerikus modellezés eredményei pedig a 4.5. ábráson.



4.4.ábra. Az értelmezéshez felhasznált egyszerűsített numerikus modell. Az anomáliát okozó homogén féltérbe ágyazódó jólvezető test lefelé a végtelenbe nyúlik, míg a felső felszíne lépcsőzetes. A profil iránya a test irányára merőleges.

Az 4.5. ábrákon a bal oldali tengely szerint a hagyományos, a jobb oldali tengely szerint a neki megfelelő null-elrendezés számított görbéje látható. Az értékeket mV/m dimenzióban ábrázoltam. Az elrendezések referencia-pontjait a 4.5a-d ábrákon csillagok jelzik.

A jólvezető törések helyét az I, IIIA és IIIB null-elrendezések esetében tehát kétségtelenül minimumok jelölik ki. A dipól axiális- és a dipól ekvatoriális null-elrendezések esetében a reciprocitási elv miatt elméletileg azonos a válasz (lásd 5c és 5d ábrákat).

4.5. A terepi eredmények értelmezése

4.5.1. A geoelektromos eredmények összevetése a fal fényképével

A mérési profilon a háromelektrodás és a Schlumberger elrendezéssel mért adatok a 4.6. ábrákon, míg a két dipól-elrendezés párral mért adatok a 4.7. ábrán láthatók. A bányafalának képe mindkét esetben az ábra alján látható.

Amint azt már megállapítottuk, a lassan változó trend a mészkőfelszín és a felszín nem párhuzamos voltából adódik. Megtévészto lehet azonban, hogy míg a fényképen úgy tűnik, hogy a profil teljes hosszán végig nő az aljzat mélysége, addig a mérési profilunk alatt a kézi fúrások adatai alapján ez a növekedés csak körülbelül 12 m után igaz, előtte az aljzat mélysége csökkent (4.2. ábra).

Jóllehet a 4.6. és 4.7. ábra ábrázolási módja lehetővé teszi a vizuális összevetést mért eredményeink és a fal fényképe között több, a direkt összehasonlítást nehezítő faktor is van:

(1) Bár a fal meglehetősen sík, de nem tökéletesen, így a törések helyében némi eltérés

könnyen elképzelhető a profilunk pozícióihoz képest;

(2) A törések iránya még ezen a 8 m-es távolságon belül sem feltétlenül marad állandó;

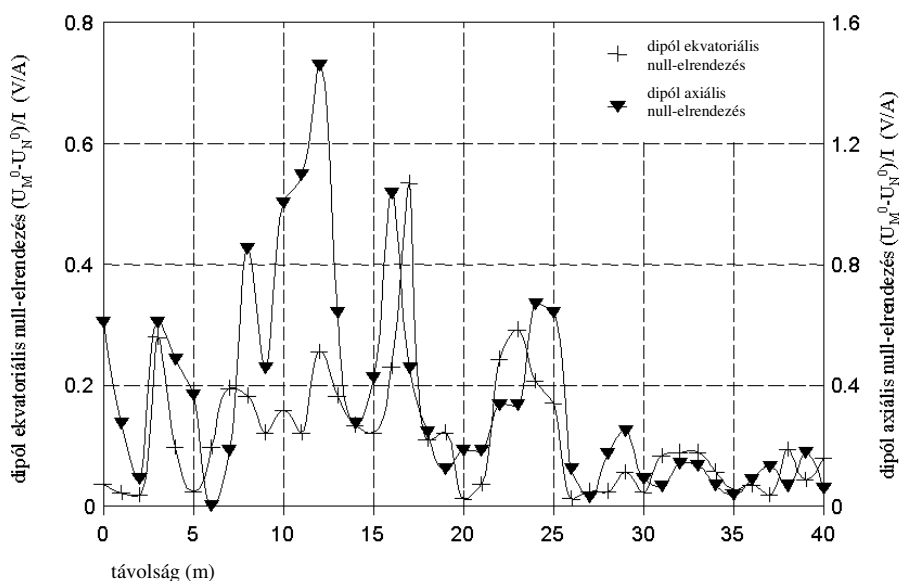
(3) Kisebb törések ezen a távolságon belül akár el is tűnhetnek, vagy meg is jelenhetnek.

A különböző bizonytalansági faktorok ellenére is bizton állítható viszont, hogy a 18 m-, 26-27 m- és 38 m-nél látható legjelentősebb törésekről pl. a háromelektrodás null-elrendezéssel nagyon jól képet kaphatunk (4.6a. ábra). Úgy tűnik, mintha a Schlumberger null-elrendezés (4.6b. ábra) is minimummal, nem pedig inflexiós ponttal jelölné a törések helyét. Esetünkben azonban az inflexiós pont minimum helyzettől mért távolsága csak mintegy 1m lehet, ez pedig a fent leírt egyéb bizonytalansági kritériumok miatt nem okozhat túl nagy bonyodalmat.

A dipól ekvatoriális null-elrendezés anomáliái (4.7b ábra) egy kissé mintha el lennének tolódva a falon látható repedés pozícióktól. Látszólag a dipól axiális null-elrendezés sem ad olyan jó eredményeket, mint a három-elektrodás, vagy a Schlumberger null-elrendezés. A megfelelő klasszikus elrendezésekkel kapott eredménynél – különösen a profil vége felé – azonban még mindig jobb.

Mint már említettem, a kb. 12 m körül több profilon előforduló nagy csúcs a fedő kiveknyodásának a hatása. Ez a jelenség azonban érdekes módon a különböző null-elrendezéseknél teljesen eltérően jelenik meg. A Schlumberger null-elrendezésnél, vagy az axiális null-elrendezésnél nagyon jól látható, a három-elektrodás null-elrendezésnél ugyanakkor szinte fel sem tűnik ez a jelenség. Fúrési eredményeink igazolják, hogy a mészkőfelszín valóban itt van legközelebb a felszínhez.

A dipól axiális- és a dipól ekvatoriális null-elrendezésekkel mért anomáliák hasonlósága (4.8. ábra) egyértelmű. Ez a reciprocitási elv (az elektrodák felcserélhetőségének elve) miatt várható. A szintetikus modellekkel ellentétben (4.5c,d ábra a és b része) a mérési (pozicionálási) hibák miatt azonban nem azonos a két görbe.



4.8. ábra. A dipól ekvatoriális és a dipól axiális null-elrendezésekkel mért görbék a kettes profil mentén. A görbék a reciprocitási elv miatt karakterisztikájukban hasonlóak egymáshoz

A null-elrendezéseknek a hagyományos elrendezésekkel szemben mutatott nagyobb térbeli változékonysága a fizikai valóságot tükrözi, ahogy az kiderül az időben megismételt mérések stabilitásából, vagy pl. abból is, hogy a minimumok túlnyomó részét nem egyetlen pont alkotja. Ezen minimumok többsége tehát valószínűleg ténylegesen létező, bár esetleg kevésbé jelentős, kisebb töréseket jelez. A nagy változékonyság azonban az aljzat lefutásának felismerését teszi nehezebbé. Mivel erre az utóbbi célra a hagyományos elrendezések nagyon jól megfelelnek, a felszín alatti tartomány mind teljesebb megismerésére a hagyományos- és a null-elrendezések együttes használata tűnik optimális megoldásnak.

Levonhatjuk tehát a következtetést, hogy a null-elrendezések képesek hasznos információt szolgáltatni a Föld belsejéről. Sőt ezen elrendezések még a profil második felében is - ahol a hagyományos elrendezések már szinte semmit nem érzékelnek a törésekből - képesek kimutatni a töréseket.

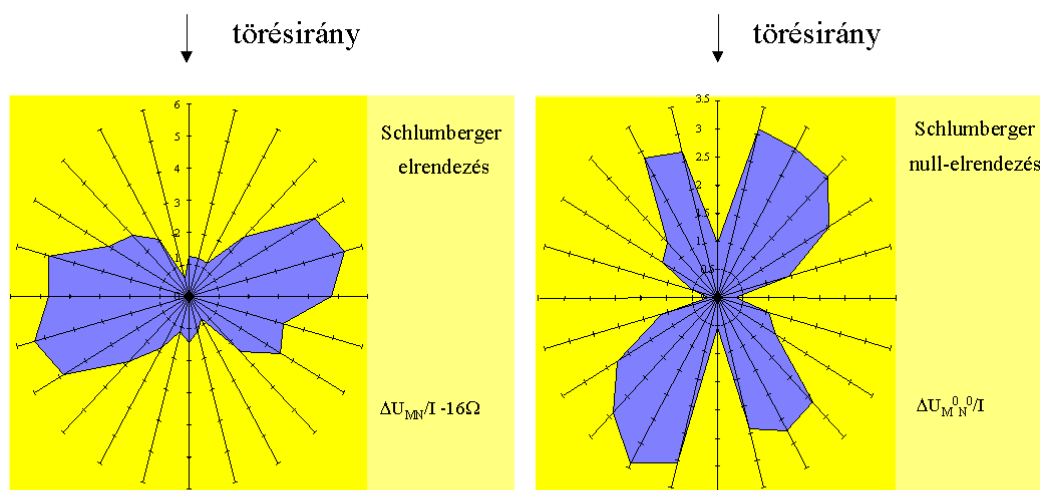
4.5.2. Törések irányának meghatározása

Ahogy az a 3. fejezetben bemutatott analóg modellmérésekből kiderül (3.5. *ábra*) Schlumberger elrendezéssel mérve a lemez felett kettő, míg a Schlumberger null-elrendezéssel mérve összesen négy minimumot kapunk. Abban a speciális esetben, ha az elrendezés középpontja éppen a lemez felett van, a lemez iránya pontosan meghatározható a Schlumberger elrendezéssel, az oldaltávolság növekedésével azonban az iránymeghatározás egyre bizonytalanabb lesz. Szintén bizonytalaná teszi az iránymeghatározást, hogy a lemez iránya körüli szögtartományban a jel változásának sebessége kicsi.

A Schlumberger null-elrendezés teljesen körbeforgatva négy minimumot is ad. Ez egyfelől hátrány, hiszen nem tudjuk, hogy a két lehetséges irány közül melyik a lemez valódi iránya. Másfelől viszont előny, hiszen ha megvannak a mért sugárdiagramon ezek az egymásra merőleges irányok, akkor szinte biztosak lehetünk a törés létezésében. Nagyon lényeges az is, hogy a minimumhelyek az oldaltávolság („offset”) növekedésével sem változtatják meg pozíciójukat, tehát továbbra is egyértelműen a törés irányát jelölik ki. A legfontosabb azonban az, hogy ezen elrendezésnél a lemez irányának közelébe eső szögtartományban a jel nagyon gyorsan változik, így a törés iránya nagyon pontosan kijelölhető.

Az analóg modellkísérletek alapján tehát a legcélszerűbb megoldásnak az tűnik, hogy a null-elrendezés segítségével kijelöljük az iránypárokat, majd az iránypárok két-két tagja közül a hagyományos elrendezés segítségével kiválasztjuk a valóságnak megfelelő irányokat.

A 4.9. ábra a 17 m-nél található törés felett mért terepi eredményeket mutatja. Célunk a mészkőben lévő, a felszínre közel merőleges törések irányának meghatározása volt. A Schlumberger elrendezés esetében ΔU_{MN} helyett $(\Delta U_{MN} / I) - 16 \Omega$ értékeket mutatom be, hogy a minimum és maximum értékek jobban láthatóak legyenek. Ugyanúgy, mint az analóg modellmérés esetében, a maximum iránya itt is könnyebben meghatározható, mint a minimumé. A maximum irányából 90° -ot kivonva kapjuk a törés irányát. Mivel a maximum iránya 75° -nál található, a törés feltételezett irányára a Schlumberger elrendezéssel mérve -15° adódik.

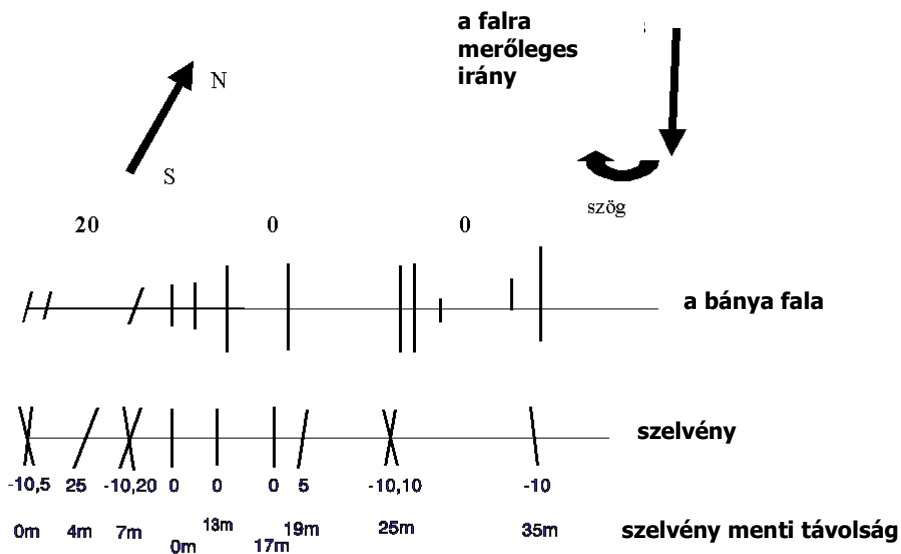


4.9. ábra. Terepen felvett rózsadiagramok törésirány meghatározására.
A Schlumberger elrendezés esetén nem a potenciálkülönbség/áramerősség hányadost, hanem egy annál 16Ω -al kisebb értéket ábráztunk, hogy a törésirány jobban láthatóvá váljon.

A Schlumberger null-elrendezéssel mérve 0° és 90° irányban (és persze ezek párjának 180° és 270° -os irányban) kapunk minimumokat. A Schlumberger elrendezéssel kapott eredményt figyelembe véve ezek után a 0° -ot jelölhetjük ki a törés feltételezett irányaként, hiszen ez közel esik a -15° -hoz. Mivel azonban a null-elrendezéstől az előbb elmondottakból kifolyólag nagyobb pontosságot várunk mint a hagyományos elrendezéstől, a 0° -ot fogadom el

a törés irányának. A 17 m-nél lévő törés irányát kompasszal kimérve valóban ezt az irányt kaptuk.

Ily módon meghatároztam a profilunkon lokalizált több törés irányát. A kapott eredményeket, valamint a törések a falon kompasszal mért irányait a 4.10. ábrán láthatjuk. A geoelektromos mérésekből meghatározott és a kompasszal mért irányok között a kapcsolat nagyon jónak mondható. Az ábrán még két zóna (amelyeken belül a törések iránya közel azonos) is elég jól elkülöníthető egymástól, jóllehet azok szögeltérése mindössze 10-20°.



4.10. ábra. A kettes számú szelvényen Schlumberger null-elrendezéssel meghatározott és a bányafalán kompasszal kimért törésirányok összehasonlítása (a vonal hossza a törés vastagságával van összefüggésben)

4.6. Következtetések

Ebben a fejezetben négy kiválasztott null-elrendezésnek és azok hagyományos megfelelőjének lehetőségeit teszteltem mészkőben lévő törések kimutatására. Kimutattam, hogy kaphatók értelmes eredmények a null-elrendezések segítségével, hiszen azok hasznos információkat szolgáltatnak a törések pozíciójáról. Ezen null-elrendezések ráadásul még olyan mélységből is kimutatták a töréseket, ahonnan a hagyományos elrendezések erre már nem voltak képesek. Az anomáliák emellett sokszor nagyon élesen és karakterisztikusan jelentkeznek. Mivel azonban 1) az aljzat mélységének lefutását a hagyományos elrendezések jobban leírják és 2) a hagyományos és a null-elrendezések együttes használata a közös mérés egyszerűsége miatt alig kerül több időbe, mintha a hagyományos- és null-elrendezések közül csak az egyikkel mérnénk, mindenképpen a kétféle elrendezéssel egyidejűleg végrehajtott méréseket javasolnám.

Ugyanez a javaslatom a törések irányának meghatározására is, hiszen bár a null-elrendezés pontosabban képes kijelölni a repedés irányára jellemző iránypárt, a két irányból a megfelelőt csak a hagyományos elrendezés segítségével lehet kiválasztani.

5. Repedésrendszer kutatása hagyományos- és null-elrendezésekkel

5.1. Bevezetés

A Kairó mellett, a Mokattam fennsíkon végrehajtott méréseink során a mészkőben lévő repedések helyének és irányának meghatározása volt a feladat. A helyi viszonyok lehetetlenné tették, hogy - amint az szokás - a repedések dőlésirányában vegyük fel a mérési profilt és egyébként is nagyon limitálták mind a terítés hosszát, mind pedig az iránymérésnél alkalmazott elrendezés hosszúságát. A helyzetet még tovább bonyolította, hogy a területet több irányban szelik át repedések.

Mivel csak a szakadékkal párhuzamos irányú profil felvételére volt lehetőségünk, jó esélyünk volt arra, hogy a terítési irány a repedések dőlésirányára ne legyen merőleges. Ez tehát jó alkalom volt a null-elrendezések tesztelésére is. Jelen esetben a 4. fejezetben ismertetett esettől eltérően nem a felszín és a mészkő felszínének nem párhuzamos voltából adódik a szerkezet 3D volta, hanem abból, hogy mérési profilunk mind 0° -tól, mind pedig 90° -tól eltérő szöget zár be a repedés irányával. Így tehát az egyetlen lehetséges (elegendően hosszú), a fallal párhuzamos szelvény mentén mérve lehetségesnek tűnt null-elrendezéssel a repedések helyének meghatározása.

A terepi méréseket megelőzően analóg modellméréseket végeztem, melynek során a profilunkkal különböző szöget bezáró, jólvezető repedések hatását vizsgáltam a háromelektrodás- és a háromelektrodás null-elrendezésekre, valamint Schlumberger- és Schlumberger null-elrendezésekkel a repedésirány meghatározására végeztem kísérleteket. Ezek és korábbi eredmények (Szalai és tsai. 2000) alapján bíztam abban, hogy a null-elrendezések alkalmasak lesznek a repedések kimutatására és irányuk meghatározására az adott, meglehetősen komplikált körülmények között is.

Említést érdemel, hogy már korábban is végeztek karsztban null-elrendezéssel sikeres méréseket. Üregkutatásra például Militzer és tsai. (1979) egy „three-electrode difference-field array”-nek (illetve A’MNA”-nek) nevezett fókuszált elrendezést használtak.

A repedések irányának kimutatására irányuló erőfeszítéseimet az is motiválta, hogy - amint az Taylor és Fleming (1988) cikkéből is kiderül - az iránymeghatározásra általánosan használt Schlumberger (illetve Wenner) elrendezéssel mért eredmények korántsem tükrözik vissza mindig pontosan a valóságot.

5.2. A mérési terület és a mérőműszer rövid leírása

A méréseket Egyiptom fővárosának, Kairónak keleti részén, egy nemrégiben beépített területen, az ú.n. Mokattan platón végeztük. A Maadi formáció hozzátétőleg 50 m vastag homokkővet borító 6 m vastag harmadidőszaki mészkövet csak egy vékony, mintegy 0.1-0.5 m vastag homokréteg fedi, amely alól helyenként fel is bukkan a szálban álló kőzet. Ez, valamint a szakadék közelsége lehetővé tette, hogy a meghatározott repedésirányokat a falon látható repedésirányokkal összevessük. A null-elrendezésekkel végzett kísérletek jelenlegi stádiumában ez az összevetés rendkívül hasznos, jóllehet a fal közelsége elméleti és méréstechnikai szempontból nem előnyös.

A terület egyébként klasszikus nyírásos zóna, ahol lezökkenés történt. A fal és a repedések szerkezete olyannyira klasszikus fraktálszerkezet, hogy Korvin (1992) a geológiai gyakorlatban előforduló fraktálokról szóló könyvének címlapján is ehhez hasonló kép látható. Ennek köszönhetően a repedések viszonylag periodikusan következnek egymás után, így pl. a legmarkánsabban megjelenő, a falon is jól látható Ny-K irányú repedések periódusa hozzátétőleg 3-4 m.

Ezen a területen - mint általában Egyiptomban mindenütt - a Szezi-csatorna ÉÉNY-DDK irányú, illetve az Akabai öböl ÉÉK-DDNY irányú törései jelentősek. Az általunk tanulmányozott területen azonban ezeknél is jelentősebb K-Ny irányú törések vannak.

Az egyetlen rendelkezésünkre álló műszer, a Syscal R2, amellyel a méréseket végrehajtottuk, a null-elrendezésekkel végrehajtott mérésekhez, sajnos, túlspecializált volt. Ez a műszer ugyanis csak megadott elektróda elrendezések esetén jelzi ki a látszólagos fajlagos ellenállás értékeket. Null-elrendezéseknél pedig – amint már szó esett róla - egyáltalán nem számíthatunk látszólagos fajlagos ellenállás értéket, mivel ezek geometriai faktorának értéke végtelen nagy. Ezért a feszültség-különbség és az áram értékeket külön-külön feljegyeztem, majd ezek hányadosát ábrázoltam. A hagyományos elrendezések esetében ugyanezt az utat követtük, hogy a hagyományos- és a null-elrendezéssel kapott értékek összevethetők legyenek egymással.

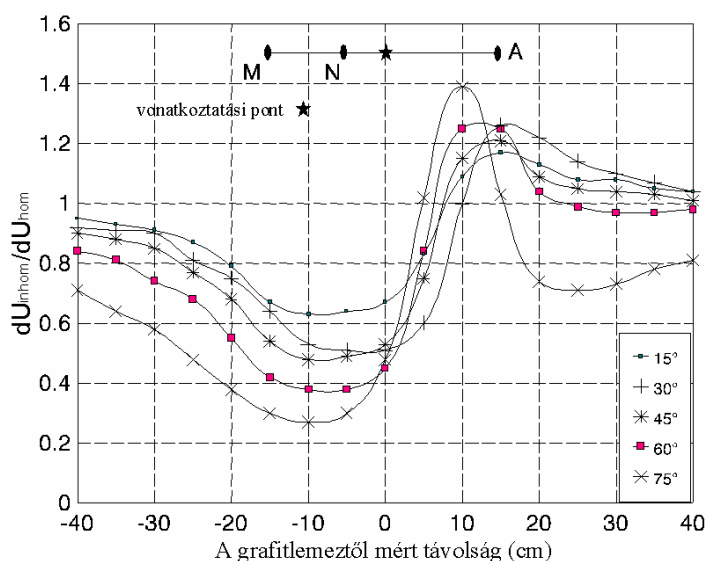
5.3. Profilmérés

5.3.1. Analóg modellmérés

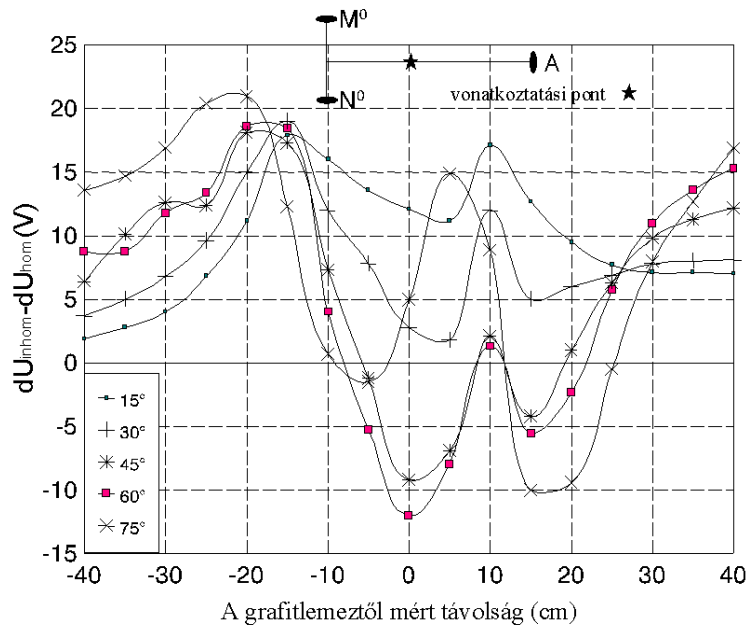
Az értekezésben tárgyalt összes analóg modellmérést az MTA GGKI modellező laboratóriumában (Ádám és tsai., 1981, März és tsai., 1986) végeztem. A 3*4 m-es modellkádát 14 cm mélységig töltöttük csapvízzel (amelynek fajlagos ellenállása megközelítőleg $20 \Omega\text{m}$), míg a jólvezető repedéseket 0.5 cm vastag, 2 m hosszú és 12.5 cm magas grafitlappal modelleztem. Ennek fajlagos ellenállása kb. $10^{-5} \Omega\text{m}$.

A szelvényezés során a potenciáelektródák egymástól való távolsága 10 cm volt, míg ezek középpontja az egyik áramelektódtól 25 cm távolságra helyezkedett el. A másik áramelektóda a modellkád korlátozott mérete miatt a potenciáelektródáktól 1.2 m, illetve 2 m távolságra volt a profil két szélső helyzetében.

A grafitlap csapásiránya és a mérési profil közötti szög 15° és 75° között 15° -ként változott. A háromelektrodás elrendezésnél a homogén (azaz a grafitlapot nem tartalmazó) tér értékével normáltam a mért értékeket, így gyakorlatilag a ρ_a/ρ_{hom} -al azonos $dU_{\text{inhom}}/dU_{\text{hom}}$ értékeket ábrázoltam (5.1. ábra). A háromelektrodás null-elrendezésnél ugyanakkor kivontam az anomáliamentes tér értékét (amely elméletileg nulla, gyakorlatilag egy kis érték) a mért értékekből és az így kapott értékeket ábrázoltam (5.2. ábra).



5.1. ábra. Analóg modellezéssel jólvezető grafitlemez felett háromelektrodás elrendezéssel mért görbék. A grafitlap csapásiránya és a mérési profil közötti szög 15° -onként változik.



5.1. ábra. Analóg modellezéssel jólvezető grafitlemez felett háromelektrodás null-elrendezéssel mért görbék A grafitlap csapásiránya és a mérési profil közötti szög 15°-onként változik.

Vonatkoztatási pontként mindannyiszor az elrendezés középpontja szerepelt, ami az áramelektrodától 15 cm-re van. Később, az értelmezés során ezt a pontot egy, a jelen esetben előforduló modell esetén valódi értelemmel bíró helyre tettem át. Ez esetünkben a potenciál-elektrodák középpontja volt. (A vonatkoztatási pont megváltoztatása egyszerűen a profil mentén történő eltolással jár.)

A háromelektrodás elrendezéssel kapott szelvények (5.1. ábra) mindegyike (az egyetlen 75°-hoz tartozót kivéve) hasonló karakterisztikájú, -10 cm-nél minimumértékkel, +10 cm-nél pedig maximum értékkel rendelkeznek. A terepi mérés során a vonatkoztatási pont helyzete ezért a potenciál-elektrodák középpontja alá került, hiszen így a repedések pozícióját a mért görbe maximum helyei jelölik. Az anomáliák amplitúdója (mind a minimum, mind pedig a maximum értéke) nő, ahogy a grafitlap csapásiránya a mérési profillal egyre kisebb és kisebb szöget zár be.

A háromelektrodás null-elrendezéssel kapott szelvények (5.2. ábra) is egymáshoz nagyjából hasonló karakterisztikájúak, bár lényeges különbség közöttük, hogy míg a profilunkkal 15°, illetve 30°-ot bezáró csapásirányú grafitlapok esetén a mért értékek előjele nem változik, addig 45°, 60°, 75° esetén előjelváltás is történik. A profilokon két maximum és

két minimum érték jelenik meg, a kisebbik minimum a potenciál-elektrodák között. Praktikus okokból a terepi mérés során ennek az elrendezésnek is a potenciálektródák között vettük fel a vonatkoztatási pontját. Ez az anomáliakép meglehetősen bonyolultnak tűnik, de kizárni nem lehet, hogy használható eredményeket adjon a repedések helyére vonatkozóan, jóllehet egymástól nagy távolságra levő dyke-ok vizsgálatára valószínűleg sokkal jobban használható ez az elrendezés.

5.3.2. Terepi mérés

30 m hosszú profil felvételére volt lehetőségünk a fallal közel párhuzamosan úgy, hogy a fal alakja ne befolyásolja észrevehetően a mért eredményeket (4-8 m távolság a faltól). Az AO távolságot 4 m-nak, az MN, az M^0N^0 távolságot pedig 1 m-nek vettük (5.3. ábra).

A terepen mért eredmények mindegyikét V/mA dimenzióban ábrázoltam az egymással való jobb összevethetőség érdekében. Mivel a geometriai koefficiens értéke jó közelítéssel 100 m, a mutatott értékek (a hagyományos elrendezések esetén) igény szerint könnyen konvertálhatók látszólagos fajlagos ellenállás értékekké.



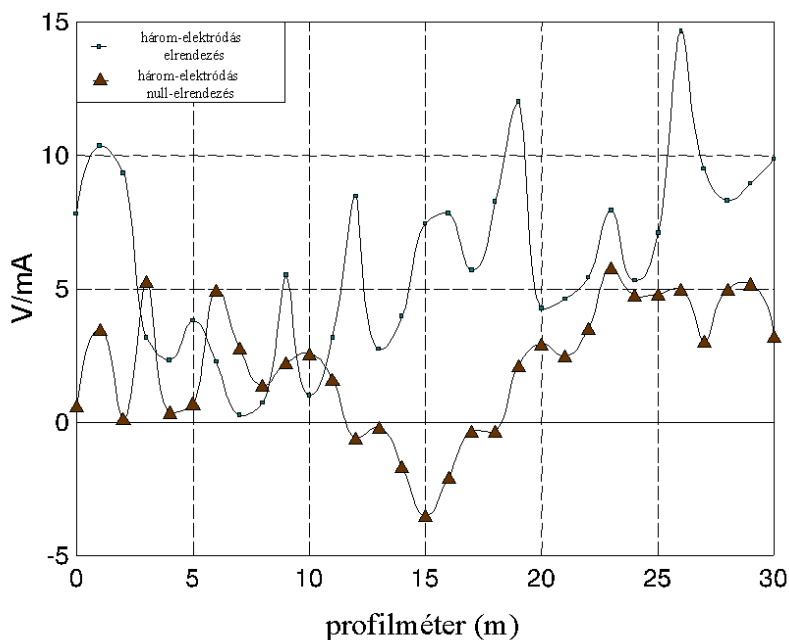
5.3. ábra. A mérési terület. A sziklafal éppen a kép jobb sarkán túl található

Lévé, hogy a terepi mérések során a potenciál-elektrodák középpontja szerepelt vonatkoztatási pontként, a háromelektrodás elrendezéssel mért görbén a repedések helyét a maximumhelyek jelölik ki (5.4. ábra). Ezek 1 m-, 5 m-, 9 m-, 12 m-, 16 m-, 19 m-, 23 m-,

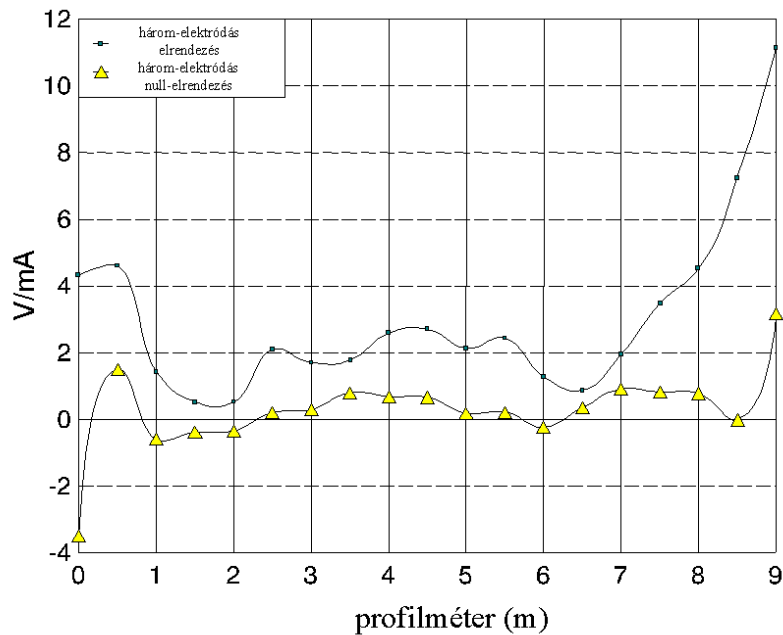
illetve 26 m-nél találhatók. Egymástól mért távolságuk tehát rendre 3-4 m, ami megfelel a falon tapasztalt repedés-előfordulási gyakoriságnak.

A háromelektrodás null-elrendezéssel mért görbe értékei (5.4. ábra) alig kisebbek az előbbi értékeknél. Kiértékelni azonban a kapott eredményeket ebben a bonyolult (több különböző repedésirányt tartalmazó szerkezet) esetben nem sikerült. Ennek oka valószínűleg az anomáliakép bonyolultságában rejlik. Nem zárható ki azonban, hogy a null-elrendezés kevésbé bonyolult szerkezetek esetében akkor is jól használható, ha az aljzat felszíne nem párhuzamos a felszínnel.

Tovább bonyolítja a dolgot, hogy - mint az később az iránymérésekből majd kiderül - az egyes profilunk az egyik (ÉKK-DNYNY) repedésirányra éppen merőleges, míg a másik két repedésirány éppen szimmetrikus a profilunkra. Ezért ha ez utóbbi törések hasonló vastagságúak lennének, elméletileg nem is mérhetnénk potenciál-különbséget (lásd a 3. fejezetben a null-elrendezések viselkedését szimmetrikus környezetben).



5.4. ábra. Potenciál-különbség értékek az egyes profil mentén



5.5. ábra. Potenciál-különbség értékek a kettes profil mentén

A kettes számú profilon mért eredmények (5.5. ábra) már biztatóbbnak tűnnek, mivel ekkor a null-elrendezéssel mért görbe már kissé eltolódva (ahogy annak lennie is kell) viszonylag jól korrelál a hagyományos elrendezéssel mért értékkel. Ennek oka lehet, hogy itt a topográfiai változások lényegesen kisebbek voltak, ebben az irányban viszont hosszabb profil felvételére, sajnos, nem volt lehetőség.

Ebben az esetben pedig szintén a későbbi repedésirány mérésekre alapozva azt mondhatjuk, hogy profilunk pontosan a legszignifikánsabb NY-K irányú repedésre merőleges, míg ezúttal a másik kettő repedés szimmetrikus helyzetű a profilra nézve. Ezért tehát méréseink elvileg az utóbbi két repedés vastagsága közötti különbséget tükrözik vissza (ha ennek egyáltalán van jelentősége).

A kísérletek jelenlegi stádiumában azonban a null-elrendezéssel ilyen bonyolult körülmények között mért adatokat még nem tudtam helyesen értelmezni, feltéve persze, hogy azok egyáltalán értelmezhetők.

5.4. Iránymérés

A 4. fejezetben megmutattam, hogy mészkőben lévő repedések irányának mérésére nagyon jó eszköz lehet a Schlumberger null-elrendezés, ami elméletileg nagyon pontosan képes kijelölni a repedés irányát, és a felbontása is várhatóan nagy lesz, azaz egymáshoz közel eső irányú különböző repedéseket is képes lehet elkülöníteni. A hagyományosan erre a célra alkalmazott Schlumberger elrendezés jelei lomhább változásuk miatt valószínűleg pontatlanabbak a repedés irányának kijelölésében és gyengébbek felbontóképességük tekintetében is.

5.4.1. Analóg modellmérés

A 3. fejezetben láthatók az analóg modellmérés eredményei (3.5. ábra) és azok értékelése. Ezek lényege, hogy Schlumberger elrendezéssel a törés felett mérve a kapott ellipszis hossz tengelye merőleges a repedés csapásirányára. Az elrendezés középpontjával a töréstől távolodva azonban a kiértékelés egyre bizonytalanabbá válik. A Schlumberger null-elrendezéssel mérve pedig a törés irányában, illetve arra merőlegesen minimumot (ideális esetben nullát) kell kapnunk.

5.4.2. Terepi mérés

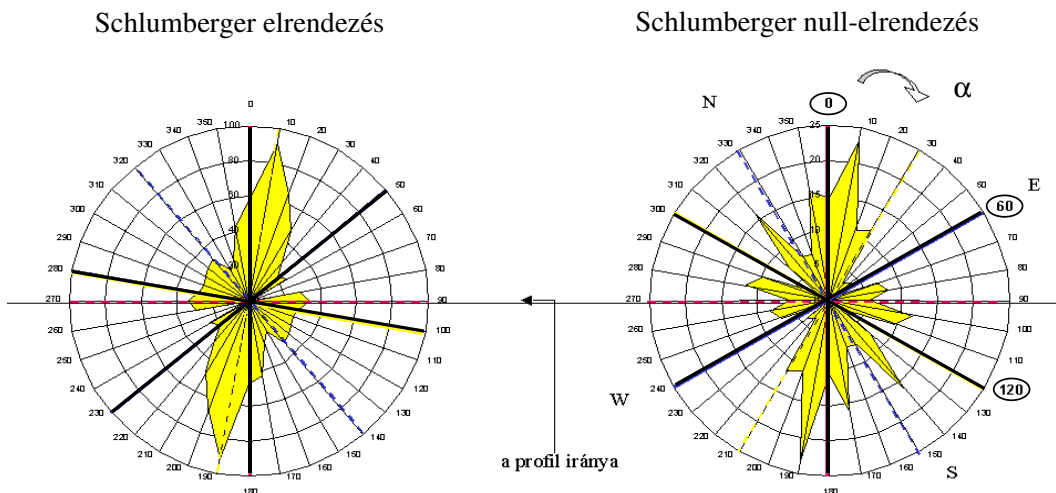
A forgatásos mérést az egyes profil 12 m-énél, nagyjából az egyik feltételezett törés felett hajtottuk végre.

A Schlumberger null-elrendezéssel végrehajtott körmérés eredményeként hét lokális minimumot tartalmazó sugárdiagramot kaptunk (5.6. ábra jobb oldala; a 180° -nál található minimum nem független a 0° -nál található minimumtól). Mivel az elmélet és a modellmérések szerint mindig egymásra merőleges minimumpárokat kell keresnünk, feltételezhetően ezek egyike nem valódi minimum. A legjelentősebb minimumok már ránézésre is 0° -, 60° - és 120° -nál található. Ezek mindegyikének megvan a párja, jöllehet a 120° -hoz tartozó minimum párja nem pontosan 30° -nál, hanem 40° -nál van. A repedések csapásirányát tehát sorrendben a 0° - 90° , 30° - 120° és a 60° - 150° párosok egyike fogja megadni.

Pusztán ezekből a mérésekből eldönteni azonban nem lehet, hogy a párosok mely tagja jelöli ki a repedések irányát. Ezért van szükség hagyományos elrendezéssel végrehajtott kiegészítő mérésekre.

A Schlumberger elrendezéssel kapott sugárdiagramon azok könnyebb azonosíthatósága miatt célszerűbb a maximális értékeket keresni. A maximumok értékeire itt 10° , 90° és 140° adódik (5.6. ábra bal oldala), ha eltekintünk a 60° -nál megjelenő aprócska maximumtól. Ezek az irányok elképzelésünk szerint merőlegesek a repedésirányokra. Így ebből a mérésből növekvő sorrendben elvileg 0° , 50° és 100° -ot kapnánk a repedések irányára. (Megjegyzendő még, hogy a maximumokra közel merőlegesen tényleg megtalálhatók a minimumértékek is, de a repedésirányok kijelölése azok alapján még bizonytalanabb lenne, mint a maximumok alapján.)

20° -os hibán belül a 0° -ot a a Schlumberger null-elrendezéssel meghatározott három párban szereplő értékek közül csak a 0° -hoz rendelhetjük hozzá. Az 50° -ot a 30° , vagy a 60° -hoz rendelhetjük, a 100° -ot viszont csak a 120° -hoz, így az 50° -hoz a maradék elvén csak a 60° marad.



5.6. ábra. A klasszikus Schlumberger elrendezés (bal oldal) és a Schlumberger null-elrendezés (jobb oldal) terepi eredményekből képzett sugárdiagramja és a diagram értelmezése

Így tehát a repedések csapásirányára a következő értékeket kaptuk: 0° , 60° és 120° . A szögek pontos értékét azok feltételezhető nagyobb pontossága miatt a null-elrendezéssel

kapott értékek alapján határoztam meg. Ezekhez képest a Schlumberger-elrendezéssel meghatározott törésirányok eltérése rendre: 0° , 10° és 20° . A repedések szignifikanciájáról csupán ezen mérések alapján semmit nem mondhatunk, hiszen mindenféle, a maximumok, vagy a minimumok alapján számítható érték a repedés és a mérési elrendezésünk középpontja távolságának is függvénye. Azt azonban meg kell jegyeznünk, hogy az ily módon meghatározott ÉÉNY-DDK, NY-K és ÉÉK-DDNY repedésirányok megegyeznek az Egyiptomban uralkodó tektonikai főirányokkal. A falon, illetve részben a felszínen is látható repedésirányok szintén alátámasztják a kapott eredményeket.

5.5. Következtetések

Elmondhatjuk, hogy kényszerűségből minimális mennyiségű, nagyon korlátozott körülmények között (kis terület, egyetlen lehetséges profilirány, nagyon elnyúlt alapterület) végrehajtott mérésből is lehetséges érdemleges információkat kapni mészkőben lévő repedések helyéről és irányáról. Előbbire nézve a hagyományos háromelektrodás mérések, míg utóbbira egy, a hagyományostól eltérő elrendezés az ún. Schlumberger null-elrendezés szolgáltatott nagyon jó eredményeket, jóllehet utóbbi az iránymeghatározáshoz a Schlumberger-elrendezéssel kapott eredményeket is igényelte. Adott körülmények között tehát a Schlumberger null-elrendezés (a Schlumberger elrendezés segítségével) képes volt a repedések irányának pontos kijelölésére és azok egymástól való elkülönítésére.

Az eredmények áttekintése

A tanulmányozni kívánt egyenáramú null-elrendezések megismeréséhez elengedhetetlenül szükségesnek tartottam azok paraméter-érzékenység térképének, valamint normált mélység-érzékenység (NMK) függvényének ismeretét. Ezek előállításának szükséges előzményeként azonban először

analitikus megoldást adtam egy kisméretű, homogén féltérbe helyezett, környezetétől eltérő fajlagos ellenállású kocka hatásának számítására tetszőleges felszíni horizontális dipól elrendezésekre. (1a. tézis / 1. fejezet)

Ezután - mivel régebben a numerikus kódok , illetve a megfelelő számítógépes háttér hiánya miatt ez nem volt lehetséges –

összevettem az ezen egyszerű analitikus megoldással kapott eredményeket numerikus megoldással kapott eredményekkel és bebizonyítottam, hogy a két megoldás nem tér el számottevően egymástól, amennyiben a kocka mérete az adó-vevő távolság egytized részét nem haladja meg. (1b. tézis / 1. fejezet)

Ezután általános leírást adtam a paraméter-érzékenység térképekről, mivel ezeket minden egyenáramú elrendezés megismerésében nagyon fontosnak tartom és mivel efféle térképeket értelmező cikk nemzetközi folyóiratban ezidáig nem jelent meg.

Példákkal illusztráltam, hogy a paraméter-érzékenység térképeknek milyen gyakorlati alkalmazási lehetőségei vannak. Kiemeltem, hogy néhány elrendezés magát a létét is a paraméter-érzékenység térképek tanulmányozásának köszönheti.

Bemutattam néhány jellegzetes dipól-elrendezés paraméter-érzékenység térképét komponensenként, három különböző mélységre. Így nem csak az egyébként is szokásos teljes hatást, hanem minden egyes komponens hatását külön-külön is szemléltettem.

A paraméter-érzékenység térképek segítségével a dipól axiális null-elrendezés példáján bizonyítottam, hogy a később terepi mérésnél is tesztelt Schlumberger null-, háromelektrodás null-, valamint a dipól axiális és dipól ekvatoriális null-elrendezés nemcsak homogén feltér, de tetszőleges, az elrendezések karakterisztikus irányára szimmetrikus szerkezet felett nulla jelet kell, hogy mérjen. (2. tézis / 3. fejezet)

Szintén az 1a. tézis eredményét felhasználva ábrázoltam a különböző dipól-elrendezések NMK függvényeit és ebből megállapítottam különböző dipól-dipól elrendezésekre a Roy és Apparao (1971) által definiált kutatási-mélység értékeket (1. táblázat) (3a. tézis / 2. fejezet) :

1. táblázat: Kutatási mélység értékek dipól-dipól elrendezésekre

ϑ	párhuzamos	merőleges	sugárirányú	érintőirányú
	dipól-dipól elrendezések			
0°				
10°				
20°	0.195			
30°				
40°		0.2	0.195	0.25
50°	0.17			
60°	0.10			
70°	0.30			
80°	0.26			
90°	0.25			

A fenti kutatási-mélység értékek alapján a dipól-elrendezéseket – néhány kivétellel – két alapvető csoportba, a dipól axiális-szerű és a dipól ekvatoriális-szerű elrendezések csoportjába soroltam. (2. táblázat) (3b. tézis / 2. fejezet)

2. táblázat. A dipól-elrendezések egydimenziós viselkedésük alapján történő csoportosítása

	dipól axiális-	dipól ekvatoriális-	egyik csoportba sem sorolható
	jellegű elrendezések		
	-párhuzamos elrendezés, ha $0^\circ \leq \vartheta \leq 45^\circ$	- párhuzamos elrendezés, ha $\vartheta \geq 85^\circ$ - érintőirányú elrendezés	- párhuzamos elrendezés, ha $45^\circ < \vartheta < 85^\circ$
	- sugárirányú elrendezés		
	- merőleges elrendezés		
kutatási mélység (z/R)	0.19-0.20	0.25	0.1-0.3 (vagy több, mint 0.3)

Megcáfoltam azt a szakirodalomban széles körben elterjedt állítást, hogy a $\vartheta = \arctg \sqrt{2}$ szögű párhuzamos dipól-elrendezés kutatási mélysége végtelen nagy. (4. tézis / 2. fejezet)

A téves állításhoz az adott elrendezés homogén féltér felett mért értékével való normálás vezetett, mivel az a fenti elrendezés esetében nullával való osztást jelent. Ennek a problémának a kiküszöbölésére azt javaslom, hogy a kutatási mélység meghatározásánál ne a normált, hanem a valódi szekunder térértéket vegyük figyelembe.

A továbbiakban gyakorlati okokból nem foglalkoztam tovább ezzel a null-elrendezéssel, hiszen az első terepi tesztekhez olyan elrendezéseket kerestem, amelyek könnyen használhatók és amelyek a lehető legjobban jellemzik az összes lehetséges null-elrendezést. Ennek a célnak a Schlumberger null-, a háromelektrodás null-, valamint a dipól axiális és dipól ekvatoriális null-elrendezések feleltek meg legjobban, mivel ezek mind a pontforrás-, mind a két pólus-, mind pedig a dipól terét megfelelően reprezentálják.

Az ezekkel a null-elrendezésekkel végrehajtott terepi mérések során kimutattam, hogy adott viszonyok között ezen elrendezések nemcsak hogy alkalmasak voltak a mészkőben lévő felszín alatti repedések lokalizálására, de ezt karakterisztikusabban és nagyobb mélységben lévő repedések esetére is megtették, mint a nekik megfelelő hagyományos elrendezések (5. tézis / 4.fejezet).

A null-elrendezések és a hagyományos elrendezések bizonyos komplementer tulajdonságokkal rendelkeznek, így mivel terepen együttes használatuk alig vesz több időt igénybe, mint ha külön-külön mérnénk bármelyikükkel, ezen elrendezések együttes használatát javaslom.

A repedések irányának meghatározásában – mint ahogy azt analóg modellkísérletekkel és terepi példán is igazoltuk – a Schlumberger null-elrendezés sokkal pontosabbnak bizonyult, mint az e célra is széleskörűen használt Schlumberger elrendezés. Ez annak köszönhető, hogy a jelek változásának sebessége a repedés irányában jóval nagyobb a null-elrendezés, mint a hagyományos elrendezés esetében (6a. tézis / 4.fejezet).

Terepi mérés segítségével bebizonyítottam, hogy a Schlumberger null-elrendezés jóval komplexebb körülmények között is nagy hatásokkal működhet, hiszen három eltérő irányú törést is képes volt egymástól szétválasztani és kimutatni. Az irányok kiválasztása a null-elrendezés által meghatározott iránypárokból azonban csak a Schlumberger elrendezés segítségével lehetséges, így iránymeghatározásra a két elrendezés együttes használata javasolt (6b. tézis / 5.fejezet).

Összességében előállítottam a null-elrendezések tanulmányozásához szükséges - még hiányzó - eszközök közül az általam legfontosabbnak ítélteteket, amelyek segítségével és a terepi méréseknek köszönhetően közelebb juthatunk a null-elrendezések megismeréséhez, jövőbeni szélesebb körű alkalmazásukhoz és egyben más, korábban is széles körben használt, vagy esetleg teljesen új elrendezések jobb megértéséhez is.

Végezetül eddigi vizsgálataim alapján a teljesség igénye nélkül összegyűjtöttem azokat az okokat, amelyek vélhetőleg a null-elrendezések használatának eddigi mellőzéséhez vezettek, majd ismereteim jelenlegi szintjén megoldási tervet adok ezekre (3. táblázat).

3. táblázat. A null-elrendezések mellőzésének okai és ezek megoldási lehetőségei

<p>Miért nem használják a null-elrendezéseket a gyakorlatban?</p>	<p>Hogyan oldhatnánk meg ezeket a problémákat?</p>
<p>A null-elrendezésekkel kapott eredmények <i>értelmezése bonyolultabb</i>, mint a hagyományos elrendezésekkel kapott eredményeké.</p>	<p>Meg kell ismerni a null-elrendezések elméletét (előre modellezés, paraméter-érzékenység térképek, stb.).</p>
<p>Mert „ódzkodnak” a <i>kis jeleket</i> adó elrendezésektől, annak ellenére is, hogy egyre jobb műszerek állnak rendelkezésünkre.</p>	<p><i>Az új műszerekkel</i> a kis jelek is nagyon jól mérhetők (és a zajok jól szűrhetők) és sokszor <i>több hasznos információt</i> tartalmazhatnak, mint a nagy jelek.</p>
<p>Mert tartanak attól, hogy az elektródák <i>pozicionálási hibái</i> nagy mérési hibákhoz vezetnek és az esetlegesen szükséges pontos pozicionálás bonyolítja és lelassítja a mérések végrehajtását.</p>	<p><i>Az elmélet</i> ismerete segít tisztába kerülnünk azzal, hogy a mérési pontatlanságok kiküszöbölésének érdekében a pozicionálás <i>mely faktorai igazán fontosak</i> (mivel ezek nem mindegyike egyformán fontos). Néha akkor is érdemes lehet bevetni esetlegesen nagyobb geometriai precizitást igénylő elrendezéseket, ha azok alkalmazása körülményesebb, ugyanakkor viszont várhatóan <i>több információt</i> szolgáltatnak. Az ebben a dolgozatban bemutatott esetekben a null-elrendezések még különösebben <i>nagy mérési precizitás nélkül is hatékonyabbnak</i> bizonyultak a hagyományos elrendezéseknél.</p>
<p>A null-elrendezések <i>kétdimenziós helyzetekben nem használhatók</i>.</p>	<p><i>Kétdimenziós esetből</i> pedig könnyen konstruálható <i>háromdimenziós eset</i>. (pl. ha profilunkat egy törés felett nem csapásirányban haladva vesszük fel).</p>
<p>Korábban a null-elrendezésekkel kapott <i>eredményeket</i> (ha volt is ilyen) soha nem a valósággal, hanem a hagyományos elrendezésekkel kapott eredményekkel <i>vetették össze</i>. Így mivel a hagyományos elrendezések szolgálták a tulajdonképpeni etalonként, a null-elrendezések ezeknél eleve csak rosszabb eredményeket szolgáltathattak.</p>	<p>A null-elrendezésekkel kapott eredményeknek <i>a valósággal való összevetése</i> feltétlenül jobb ismerve valamely elrendezés hatékonyságának, mint a hagyományos elrendezésekkel kapott eredményekkel való összevetés, mivel ezek nem feltétlenül tükrözik vissza mindig pontosan a valóságot.</p>

Reményeim szerint az ebbe a táblázatba foglaltak és a dolgozat egésze segít abban, hogy a null-elrendezések mások érdeklődését is felkeltsék a null-elrendezések iránt és ezek az elrendezések egyre inkább bekerüljenek a köztudatba, majd a későbbiek során esetleg rutinszerű terepi használatuk is lehetővé váljon.

Köszönetnyilvánítás

Mindenekelőtt köszönöm Szarka Lászlónak, hogy felhívta figyelmem a null-elrendezések tanulmányozásában rejlő lehetőségekre, majd munkámat végig figyelemmel kísérte és hasznos tanácsokkal segítette.

Ádám Antal és Verő József akadémikusoknak, hogy mind a disszertáció alapjául szolgáló cikkek, mind pedig a disszertáció átolvasására időt és energiát áldoztak, jelentősen hozzájárulva azok minőségi javulásához.

Professzor emeritus Takács Ernőnek és Verő Lászlónak is ezúton szeretném kifejezni hálás köszönetemet munkám támogatásáért.

Az analóg modellezési eredmények Pongrácz János, Marz Győző és Túri János munkája nélkül nem jöhettek volna létre, míg a terepi mérések végrehajtásában Túri János és Szarka László mellett Müller Imre, Frank Bosch, Pascal Turberg, Mohamed Abd Alla és Said Ahmed segítettek.

A numerikus modellezés eredményei Prácser Ernő munkáját dicsérik.

Rajtuk kívül még nagyon sok mindenkinek tartozom köszönettel. A teljesség igénye nélkül: Fleischacker Imrénének kézirataim egy részének legépeléséért, Németh Erzsébetnek a munkámhoz nélkülözhetetlen szakirodalom beszerzéséért, további kutató kollégáimnak hasznos tanácsaikért és minden kollégámnak a kellemes munkahelyi közérzet kialakításáért.

Irodalomjegyzék

- Ádám, A., Pongrácz, J., Szarka, L., Kardeván, P., Szabadváry, L., Nagy, Z., Zimányi, I., Kormos, I., Régeni, P., 1981, Analogue model for studying geoelectric methods in the Geodetic and Geophysical Research Institute of the Hungarian Academy of Sciences: *Acta Geod. Mont. Hung.*, **16**, 359-380.
- Alfano, L., 1959, Introduction to the interpretation of resistivity measurements for complicated structural conditions: *Geophysical Prospecting*, **7**, 311-366.
- Alpin, L. M., 1941, Dipole electric sounding: *Razved. Nedr.* No. 1.
- Alpin, L. M., 1950, The theory of dipole sounding: Geostoptekhizdat, Moscow
- Alpin, L. M., Berdichevsky, M. N., Vedrintsev, G. A., Zagarmistr, A. M., 1966, Dipole methods for measuring earth conductivity: Translated by Keller G.V. Consultants Bureau, New York
- Barker R.D., 1979, Signal contribution sections and their use in resistivity studies, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **39**, 123-129
- Barker R.D., 1981, The offset system of electrical resistivity sounding and its use with a multicore cable, *Geophysical Prospecting*, **29**, 128-143.
- Bosch, F., Müller, I., 2001, High resolution mapping of karst fractures by continuously measuring the vertical gradient of horizontal VLF signal magnetic field components (VLF-EM-vGRAD(Hy)), *First Break*, **19**, 343-350.
- Brizzolari, E., Bernabini, M., 1979, Comparison between Schlumberger electrode arrangement and some focused electrode arrangements in resistivity profiles, *Geophysical Prospecting* **27**, 233-244.
- Csókás, J., 1963, A focused-field geoelectrical method, *Acta Technica Hung.*, **43**, 437-451.
- Dachnov, V. N., 1953, Electrical exploration for oil and gas: Gostoptekhizdat, Moscow
- Dey, A., Morrison, H.F., 1979, Resistivity modelling for arbitrary shaped three-dimensional structures, *Geophysics*, **44**, 753-780.
- Egerszegi, P., 1983, Possibilities of the focused-field surface geoelectric method, *Geophysical Transactions*, **29**, 331-344.
- Fröhlich, R., K., 1967, The depth penetration of dipole arrays compared with the Schlumberger arrangement, *Geoexploration*, **5**, 195-203.

- Gupta, R.N., and Bhattacharya, P.K., 1963, Unipole method of electrical profiling, *Geophysics*, **28**, 608-616.
- Gyulai, Á., 1989, Parameter sensitivity of underground DC measurements: *Geophysical Transactions*, **35**, 209-225.
- Habberjam, G.M., Watkins, G.E., 1967, The use of a square configuration in resistivity prospecting, *Geophysical Prospecting*, **15**, 445-467.
- Habberjam, G.M., 1979, Apparent resistivity observations and the use of square array Techniques, *Geoexploration Monographs, Geopublication Associates, Gebrüder Borntraeger, Berlin*, 23-24.
- Harrington, R. F., 1961, Time-harmonic electromagnetic fields: McGraw-Hill Book Company, New York, Toronto, London
- Honkura, Y., 1976, Perturbation of the electric current by a resistivity anomaly and its application to earthquake prediction: *J. Geomag. Geoelectr.*, **28**, 47-57.
- Hursán, G., 1996, A laterális érzékenységek szerepe a horizontális elektromos szelvényezésben: *Magyar Geofizika*, **37**, 106--117.
- Hvozدارa, M., Kaikkonen, P., 1998, The integral equations for solutions of the forward D.C. geoelectric problem for a 3-D body in inhomogeneous conductivity buried in the halfspace: *Journal of Applied Geophysics*, **38**, 95-107.
- Jakosky, J. J., 1960, Exploration geophysics, Newport Beach, California
- Kaufmann, A. A., Keller, G. V., 1985, Inductive mining prospecting: Part I. Theory. Elsevier, Amsterdam
- Knödel, K., Krummel, H., Lange G., 1997, Geophysik. (Handbuch zur Erkundung des Untergrundes von Deponien und Altlasten). Band 3, Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, stb.
- Korn, G. A., Korn, T. M., 1968, Mathematical handbook for Scientists and Engineers: McGraw-Hill Company, New York
- Korvin, G., 1992, Fractal models in the earth sciences, Elsevier
- Li, Y., Oldenburg, D. W., 1991, Aspects of charge accumulation in DC resistivity experiments: *Geophysical Prospecting*, **39**, 803-826.
- März Gy., Pongrácz J., Szarka L., 1986, Electromagnetic scale modelling instrument for geophysical prospecting, *Scientific instrumentation*, **1**, 119-133.

- Militzer, H., Rösler, R., and Lösch, W., 1979, Theoretical and experimental investigations for cavity research with geoelectrical resistivity methods, *Geophysical Prospecting*, **27**, 640-652.
- Noel, M., Xu, B., 1991, Archaeological investigation by electrical resistivity tomography: a preliminary study, *Geophys. J. Int.*, **107**, 95-102.
- Price, A. T., 1973, The theory of geomagnetic induction: *Phys. of the Earth and Planetary Int.*, **7**, 227-233.
- Prácser, E., 1999, Annual report about the activity of the geoelectric laboratory in 1988. 3D d.c. modeling, Internal report, Eötvös Loránd Geofizikai Intézet, Budapest
- Roy, A., Dhar R.L., 1971, Radius of investigation in d.c. resistivity well logging, *Geophysics*, **36**, 754-760.
- Roy, A., Apparao, A., 1971, Depth of investigation in direct current methods: *Geophysics*, **36**, 943-959.
- Seigel, H. O., 1959, Mathematical formulation and type curves for induced polarization. *Geophysics*, **24**, 547--565.
- Shevnin V.A., Bobachev A.A., Modin I. N., Pervago E.V., 1999, Interpretation of resistivity sounding data- distorted by geological noise, *61st EAGE Meeting 1999*, **P027**
- Spitzer K., 1998, The three-dimensional DC sensitivity for surface and subsurface sources, *Geophys. J. Int.*, **134**, 734-746.
- Szalai, S., 1993, Sokelektrodás egyenáramú mérések szivárgások megfigyelésére. Diplomamunka. Eötvös Loránd Tudományegyetem, Budapest
- Szalai S. 1997, 3D parameter-sensitivity of d.c. dipole arrays, *EAGE 59th Meeting 1997*, **P136**
- Szalai S., 2000, About the depth of investigation of different d.c. dipole-dipole arrays, *Acta Geod and Geoph. Hung.*, **35(1)**, 63-73.
- Szalai, S., Szarka, L., 2000, An approximate analytical approach for computing geoelectric response due to a small buried cube. *Geophysical Prospecting*, **48**, 871-885.
- Szalai S., Szarka L., Prácser E., Bosch F., Müller I., Turberg P., 2000, Geoelectric mapping of near-surface karstic fractures by using null-arrays, *benyújtva a Geophysics-hez*
- Szalai S., Abd Alla M., Ahmed S., Szarka L., 2001, Localisation and direction determination of fissures with geoelectric methods in narrow, elongated measuring areas, *Acta Geod and Geoph. Hung.*, **36(3)**, 285-296.

- Szarka, L., 1990, A Coulomb törvény: a geoelektromos anomáliák alapja, *Magyar Geofizika*, **31**, 1-10.
- Szarka, L., 1992, Comment on "Aspects of charge-accumulation in D.C. resistivity Experiments" by Y. Li and D.W. Oldenburg. *Geophysical Prospecting*, **40**, 823-828.
- Szarka, L., Nagy, Z., 1992, A possibility of an electromagnetic technique to locate oil reservoir boundaries on basis of analogue modelling experiments, *Acta Geod. Geoph. Mont. Hung.*, **27**, 131-138.
- Szarka, L., 1994, Háromdimenziós földtani szerkezetek geofizikai leképezésének lehetőségei elektromágneses kutatómódszerekkel. Akadémiai doktori értekezés. MTA GGKI, Sopron
- Szarka, L., Ádám, A., Steiner, T., Pásztor, P., Wesztergom, P., Prácser, E., 1994, Természetes és mesterséges elektromágneses terek kölcsönhatása, Az 1173 számú OTKA-témapályázat (1991-1994) rövid beszámolója
- Takács, E., Hursán, G. 2000, Háromdimenziós inhomogenitások indikációi a béléscső-elektroda elektromágneses terének szekunder komponenseiben, *Magyar Geofizika*, **41**, 108-114
- Taylor, R.W. and Fleming, A.H., 1988, Characterizing jointed systems by azimuthal resistivity surveys, *Ground Water*, **26(4)**, 464-474
- Ward, S. H., Hohmann, G. U., 1987, Electromagnetic theory for geophysical application. In: Electromagnetic method in applied geophysics (ed. Nabighian, M.N.). Society of Exploration Geophysicists, Tulsa
- Zhdanov, M. S., Keller, G. V., 1994, The geoelectrical methods in geophysical exploration: Elsevier, Amsterdam
- Zwahlen, F., Doerfliger, N., 1995, Swiss report, COST 65 Action, Hydrogeological aspects of groundwater protection in karstic areas, in: Final report of the COST 65 action (European Commission, Directorate General Science, Research and Development).

Tartalomjegyzék

ELŐSZÓ	1
1. KÖZELÍTŐ ANALITIKUS MEGOLDÁS KISMÉRETŰ ELTEMETETT KOCKA HATÁSÁNAK TANULMÁNYOZÁSÁRA FELSZÍNI DIPÓL-DIPÓL ELRENDEZÉSEK ESETÉN	5
1.1. Bevezetés	5
1.2. Dipól-dipól elrendezések kisméretű eltemetett kockára adott válaszána k analitikus közelítése.....	6
1.2.1. A kiinduló képletek	6
1.2.1.1. A dipólmomentum.....	6
1.2.1.2. Felszíni horizontális elektromos dipól elektromos tere homogén féltér belsejében	7
1.2.1.3. A koordinátatengelyek elforgatása	8
1.2.1.4. Vezetőképesség-változás határfelületén létrejövő töltésfelhalmozódás	8
1.2.2. A probléma megoldása	10
1.2.2.1. A homogén tér értékének számítása	11
1.2.2.2. A dipól momentumainak számítása a kocka szemközti felületein	12
1.2.2.3. Az inhomogenitás hatásának számítása	13
1.2.2.4. A totális tér.....	15
1.3. Az analitikus úton kapott eredmények összevetése numerikus eredményekkel.....	17
1.4. Az eltemetett test geometriája	22
1.5. Következtetések.....	23
2. AZ ANALITIKUS LEVEZETÉS EREDMÉNYÉNEK GYAKORLATI HASZNOSÍTÁSA	24
2.1. Egyenáramú dipól-elrendezések normált mélység-érzékenység karakterisztika (NMK) függvénye	24
2.1.1. Bevezetés	24
2.1.2. Az NMK függvény számítása.....	25
2.1.2.1. NMK függvény számítása kis méretű, homogén féltérbe elhelyezett, környezetétől eltérő fajlagos ellenállású kocka hatásából	25
2.1.2.2. Az NMK függvények kiszámítása.....	26
2.1.3. Az NMK függvények vizsgálata	27
2.1.3.1. Aszimptóták	27
2.1.3.2. Az NMK függvények előjele.....	28
2.1.3.3. Az NMK függvények viselkedése változó ϑ szögeknél	30
2.1.3.4. A kutatási mélység	31
2.1.3.5. Roy és Apparao (1971) értelmezésének módosítása	33
2.1.4. Következtetések	36
2.2. Paraméter-érzékenység térképek.....	37
2.2.1. Bevezetés	37
2.2.2. A paraméter-érzékenység térképek általános jellemzése	38
2.2.3. Példák a paraméter-érzékenység térképek használatára	39
2.2.3.1. Segíthetik a használt elektro da -elrendezések jobb megértését	40
2.2.3.2. Segíthetik az új elrendezések megértését és terepi alkalmazásának előkészítését	43
2.2.3.3. Teljesen új elrendezések konstruálásában is segítséget nyújthatnak	44
2.2.4. Példák dipól-elrendezések paraméter-érzékenység térképeire	45
2.2.5. Következtetések	50

3. BEVEZETÉS A NULL-ELRENDEZÉSEK ELMÉLETI HÁTTERÉBE.....	51
3.1. Bevezetés.....	51
3.2. A korábban alkalmazott null-elrendezések.....	52
3.2.1. A származtatott paramétert használó elrendezések	52
3.2.2. A fókuszált áramterű elrendezések.....	54
3.3. Az általam bevezetett null-elrendezések.....	55
3.4. Amit a null-elrendezések elméletéről már tudunk.....	57
3.4.1. Ami a paraméter-érzékenység térképekből kiderült	57
3.4.1.1. A null-elrendezések viselkedése karakterisztikus vonalakra szimmetrikus szerkezetek felett	57
3.4.1.2. A null-elrendezésekkel kapható jel és annak nagyságrendje	60
3.4.1.3. A maximális hatást előidéző pozíciójú ható	62
3.4.2. Ami az NMK függvények vizsgálatából kiderült	63
3.4.3. Ami egyéb forrásokból kiderült.....	63
3.5. Következtetések.....	64
4. MÉSZKŐBEN LÉVŐ TÖRÉSEK KIMUTATÁSA EGYENÁRAMÚ NULL- ELRENDEZÉSEKKEL	65
4.1. Bevezetés.....	65
4.2. A teszterület és a technikai paraméterek	65
4.2.1. A terepi elrendezések	65
4.2.2. A teszterület	66
4.2.3. Technikai paraméterek	66
4.3. A null-elrendezéssel mért anomáliák főbb jellegzetességei.....	67
4.4. Numerikus modellezési eredmények.....	71
4.5. A terepi eredmények értelmezése.....	74
4.5.1. A geoelektromos eredmények összevetése a fal fényképével.....	74
4.5.2. Törések irányának meghatározása.....	78
4.6. Következtetések.....	81
5. REPEDÉSRENDSZER KUTATÁSA HAGYOMÁNYOS- ÉS NULL- ELRENDEZÉSEKKEL	82
5.1. Bevezetés.....	82
5.2. A mérési terület és a mérőműszer rövid leírása.....	83
5.3. Profilmérés.....	84
5.3.1. Analóg modellmérés.....	84
5.3.2. Terepi mérés.....	86
5.4. Iránymérés.....	89
5.4.1. Analóg modellmérés.....	89
5.4.2. Terepi mérés.....	89
5.5. Következtetések.....	91

AZ EREDMÉNYEK ÁTTEKINTÉSE.....	92
KÖSZÖNETNYILVÁNÍTÁS.....	98
IRODALOMJEGYZÉK.....	99

