

A gerjesztett potenciál elvi alapjairól, különös tekintettel a porózus képződményekre¹

DANKHÁZI GYULA²

A tanulmány az indukált polarizációs (IP) módszer alapkérdéseivel foglalkozik, különös tekintettel a porózus tárolókra. A kiindulási pont az, hogy az IP-t ionpolarizáció kelti. Ugyanakkor még nem publikáltak olyan elfogadott elméletet, amely az ionpolarizációra vonatkozó közefizikai paraméterekkel írná le az IP folyamatot. Az elmúlt közel ötven év alatt a szerzők vagy új, tisztázatlan, „ködös” fizikai paraméterekre, mint az „m” tölthetőség vagy az „FE” frekvenciahatás, építettek szubjektív modelljeiket, vagy már ismert fizikai paraméterekre, mint például a dielektromos állandó vagy a fajlagos ellenállás, próbálták rákényszeríteni az IP jelenséget. Ez utóbbi esetben elfogadhatatlanul nagy dielektromos állandóra vagy a komplex impedanciára volt szükség, de nem tisztázták megnyugtatóan az ezekhez kapcsolódó fizikai vagy elektrokémiai hátteret. Újabban sokan alkalmazzák a Cole-Cole modellt, mivel a sok paramétert tartalmazó (a fajlagos ellenállás függ az egyenárammal mért fajlagos ellenállástól, az „m” tölthetőségtől, az időállandótól, a frekvenciától és a frekvencia kitevőjétől) függvénykapcsolattal sokféle — sajnos szubjektív feltételeket is kielégítő — modell valósítható meg.

Először a szilárd-folyékony fázishatáron fellépő jelenségeket írjuk le, majd a porózus kőzetek, agyagok fajlagos ellenállását — vezetőképességét — tárgyaljuk. Ezután azt vizsgáljuk, hogy mi indokolja az új közefizikai paraméterek bevezetését.

Az alapgondolat az, hogy minden elektrolit — és elektrolittal telített kőzet is — jellemezhető a fajlagos töltéskapacitással, és ennek alapján három közefizikai paramétert vezetünk be. Az első a C_e ekvivalens töltéskapacitás (dimenziója F/m), amely információmentes szemponthoz egyezik a fajlagos vezetőképességgel és igazodik az SI egységrendszerhez. Az áramot közvetítő ionokat két csoportra bonthatjuk, mégpedig az indukált polarizációt keltő „kötött” ionokra és „szabad” ionokra. A kötött ionokkal definiált és az ionpolarizációra érzékeny paraméter a κ_{ip} (dimenzió nélküli) ionpolarizációs szuszceptibilitás. Ebből származtatható a szabad ionokra jellemző C_r relatív töltéskapacitás. A κ_{ip} megegyezik a már említett „m” tölthetőséggel és az „FE” frekvenciahatással. Ezzel tisztázódott ezen paraméterek fizikai jelentése.

A bevezetett új paraméterekkel az IP leírására kapott összefüggések összhangban vannak a tapasztalati megfigyelésekkel, és lehetőséget teremtenek a terepi és laborműszerek egységes hitelesítésére, függetlenül attól, hogy azok idő- vagy frekvenciatartományban működnek.

Gy. DANKHÁZI: On the theoretical basis of induced polarization, with especial regard on porous rocks

Fundamental questions of the induced polarization method are discussed, with especial regard on porous reservoirs. The starting point is that IP is generated by ion polarization. At the same time, no widely accepted theory has been published yet which would describe the IP phenomenon using petrophysical parameters relating to ion polarization. In the last nearly 50 years authors either founded their subjective models on new unexplained vague physical parameters like chargeability (m) or frequency effect (FE) or tried to force the IP phenomenon on already known physical parameters like e.g. the dielectric constant or resistivity. In the last case unacceptably high dielectric constants or complex impedance was needed but the physical or electrochemical background associated with these was not satisfyingly explained. Recently the Cole-Cole model has been widely used because with a function having many parameters (the resistivity depends on the DC resistivity, the chargeability, the time constant, the frequency and its exponent) many different models can be described, unfortunately, models satisfying subjective requirements as well.

Firstly, the process taking place at the solid liquid phase boundary are described, then the resistivity (conductivity) of porous rocks and clay is discussed. After that, justification for introducing new petrophysical parameters is analysed.

The basic idea is that each electrolyte or electrolyte saturated rock can be characterized by specific charge capacity and based on this three petrophysical parameters are introduced. The first one is the equivalent charge capacity, C_e (its dimension is F/m) which bears the same information as the conductivity and fits to the SI system. The ions conducting the current are divided into two groups, the bound ions responsible for induced polarization and the free ions. The ion polarization susceptibility κ_{ip} (dimensionless) is defined by the bound ions and it is sensitive to ion polarization. The relative charge capacity C_r characteristic of free ions can be deduced from κ_{ip} . κ_{ip} equals to the already mentioned chargeability and frequency effect. Thus, physical meaning of these parameters have been explained.

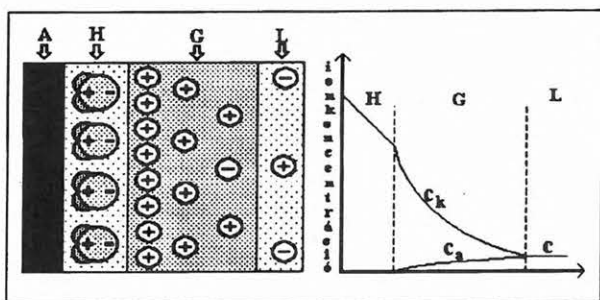
¹ Beérkezett: 1995. április 20-án

² Eötvös Loránd Geofizikai Intézet, H-1145 Budapest, Kolumbusz u. 17-23.

Mielőtt a porózus tárolókban fellépő indukált polarizációs folyamatokkal foglalkoznánk, térjünk ki a szilárd és folyékony fázishatáron fellépő elektrokémiai folyamatokra, majd az agyagok és a porózus képződmények — homokok, homokkövek — fajlagos ellenállását (vezetőképességét) meghatározó néhány kérdésre. Az agyag komplexumot alkotó, főleg kémiai kötással egymáshoz illeszkedő lapocskák — rétegszilikátok — szabadon maradt felületein, a kapcsolódó atomok hiánya miatt szabadon maradt vegyérték elektronok negatív töltései, az agyag körül negatív potenciál mezőt alakítanak ki. Ezt a potenciál mezőt — a ma még sokak által elfogadott — kettős-réteg modellel szokás jellemezni, amelyet az 1. ábra bal oldala, az ioneloszlás változását pedig a jobb

hogy a c_k kation koncentráció az agyag felületétől távolodva exponenciálisan csökken, míg a c_a anionok száma a diffúz zónában fokozatosan nő, ahogyan ezt az 1. ábra mutatja.

Ennek a potenciál mezőnek a kialakításában lényeges szerepe van annak, hogy a lapocskák, de különösen ezek élének és sarkainak közelsége miatt, (a szomszédos atomok hiányában) a szabadon maradt vegyérték elektronok potenciál terei egymás erőterét erősítik, amelyet természetesen befolyásolnak a lapkákon belüli kémiai és fizikai potenciálok is. Igen jelentős a módosító hatása a lemezeket egymáshoz kapcsoló kémiai folyamatoknak, amelyek növelhetik, illetve csökkenthetik ezt az erőteret. Az agyagásványokat alkotó ~ 0,002 mm-nél kisebb szemcséket összekapcsoló kémiai kötőerők, — amelyek irányát és mértékét az elektroneutralitás elve, az anionok és kationok minimálpotenciál szerinti eloszlásra való törekvése határozza meg — nagyon eltérőek lehetnek. Ha pl. a lapkákon belüli fővegyértékek kiegyenlítették, a rétegeket H^+ kötések kapcsolják össze. A kiegyenlítetlen kötődésnél, amikor az egyes atomok helyét nem azonos vegyértékű atomok foglalják el (pl. a Si atomot Al atom helyettesíti), és ha a negatív töltések mellett kiegyenlítetlen pozitív töltések — tehát vegyérték elektron hiányok — is jelen vannak, akkor a lemezek kapcsolódását főleg a van der Waals-erők határozzák meg. Amikor a rétegek komplexumokat — a szabadon maradt vegyérték elektronok miatt — a negatív töltés jellemzi, akkor ezeket ionkötések tartják össze, cserélhető kation, vagy szerkezeti víz beépülésével (stb.). E vázlatos áttekintésből is érzékelhető, hogy az agyagok elektromos tulajdonságait, következésképpen az agyagot körülvevő potenciálteret nagymértékben befolyásolja a lemezek szerkezeti elrendeződése — az igen nagy határoló és pórus irányú felületek — mellett a kémiai kötések jellege is, mivel nyilvánvalóan egészen más a hatása (pl. a pirofillitben) az elektrostatikus vonzást reprezentáló van der Waals-erőknek, mint (pl. a montmorillonitban) a lapocskákat összekötő szerkezeti víznek. Tovább bonyolítja a helyzetet az, hogy egy-egy jellegzetes szerkezet- és kötéstípus mellett a keletkezés idejétől és körülményeitől függően, különböző eloszlásban különböző kötéstípusok egyszerre is előfordulnak. Az agyag felületén — és pórusaiban — megjelenő potenciálmező tehát igen bonyolult, így napjainkban még nincs olyan modell, amely a szerkezeti sajátosságokkal, a kémiai kötések hatásaival, az ionsere folyamatokkal is számolni tud. A jövő feladata az is lehet, hogy az 1. ábrán bemutatott ismert kettős-réteg modellt fogadjuk el kiindulásnak, — amely nagy vonalakban jellemző minden szerkezetre — és amelyeknek a kötéstípusoktól, az ionsere folyamatoktól való függését különböző laboratóriumi modell mérésekkel — a posteriori — pontosítjuk. A kettősrétegek pontosabb megismeréséhez éppen az IP modellezéstől várhatunk új eredményeket, mivel — amint látni fogjuk — az IP amplitúdó-, frekvencia- és időfüg-



1. ábra. Kettősréteg az agyag felületén

Fig. 1. Electric double layer at the clay-electrolyte boundary

oldala szemlélteti. Az 1. ábrán az A agyag felületén közvetlenül — a vízmolekulák nagy dielektromos állandója miatt — néhány molekula vastagságú, H-val jelzett polarizált vízmolekula — Helmholtz-réteg található. A polarizált vízmolekulák szomszédságában helyezkedik el a kationokat tartalmazó (c_k kation és c_a anion koncentrációjú) G diffúz zóna — Gouy réteg —, amely az elektroneutralításra való törekvés következményeképpen jön létre, és amely a Nernst-törvény közvetítésével valósul meg. A Nernst-törvény szerint ugyanis, ha $\langle c_d \rangle$ -vel jelöljük a diffúz zóna átlagos ionkoncentrációját, és c -vel a diffúz zónával érintkező folyadék L (elektrolit) ionkoncentrációját, akkor a diffúz zóna határán

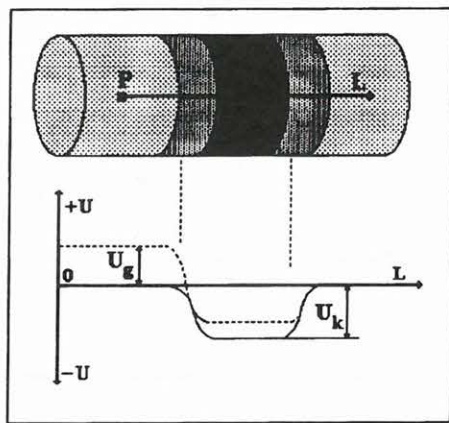
$$U_k = \frac{R_g T}{qT} \log \frac{\langle c_d \rangle}{c} \quad (1)$$

egyensúlyi potenciál lép fel, amelynek pozitív polaritása az agyag felőli oldalon van, így semlegesíti az agyag — vízmolekulák közvetítette — negatív potenciálját, a diffúz zónával határos L elektrolit felé. A képletben R_g a gázállandó, T az abszolút hőmérséklet, q a kationok töltése, F a Faraday-állandó. A diffúz zóna szerkezetére is különböző elméletek vannak, napjainkig még többnyire a kationok Boltzmann-statisztika szerinti eloszlását fogadják el, vagyis azt,

gése szoros kapcsolatban áll az agyag (fémszulfid, grafit) felületén kialakult kettősréteggel.

Ezek előre bocsátása után foglalkozunk röviden az agyagok áramvezetésével. A kristályos szerkezetű, elektromosan szigetelő ásványoknál — bár igen ritkán — de előfordulhat, hogy az áramot a Schottky- vagy a Frenkel-defektusból származó ionhiány vagy iontöbblet közvetíti. Valószínű azonban, hogy az agyagokon belül, — ahol a kristály lapocskák ebből a szempontból laza kapcsolatban állnak egymással — ilyen ionáram nem alakul ki, annál is inkább, mivel éppen ezek az ionok játszanak döntő szerepet az agyagásványok kémiai átalakulásában. Hogy mégis megemlítjük ezt az áramvezetési formát, annak az oka, hogy néhány irodalmi közlés, de hazai megfigyelés alapján is úgy tűnik, hogy az agyagon átvezetett relatív nagy áram (néhány mA/cm²) az agyagkomplexumon belül irreverzibilis kémiai folyamatot indít el. Ma még nem tisztázott az, hogy az elektromos áram milyen szerepet játszik az ilyen kémiai változásokban, egyelőre feltételezzük, hogy az IP mérésnél az agyagon átfolyó — viszonylag kis — gerjesztő áram csak elhanyagolható töredéke fordítódik kémiai átalakításra. Az áram döntő részét a pórusokban található ionok közvetítik, amelyek kétféleképpen juthatnak a pórusokba. Egyrészt az agyag által felvett vízzel, amely mindig tartalmaz ionokat, másrészt pedig a kémiai átalakulásokat kísérő ioncsere folyamatokkal, amikor nagy számú inaktív — ionatmoszférával leárnnyékolt — kation keletkezik. Az ionok mozgása a pórusokban azonban közel sem olyan egyszerű, mint az elektrolitekben, mivel az agyagkomplexumoknak a pórusok felé mutató potenciáltere is van, és ezek hatékony része már összemérhető a pórusok méreteivel. Az ionok így az agyag pórusaiban gyakorlatilag egy magas ozmózis nyomású diffúz (Gouy) zónában áramlanak. Ennek ellenére mégis elég jó az elektromos vezetőképességük, aminek valószínű oka az, hogy a teljes pórus térre kiterjedő kettősréteg potenciál elég homogén, így az ionoknak az áram közvetítéséhez csak kisebb potenciálszinteket kell átugraniuk, — amit a hőmozgás következtében könnyen megtehetnek —, másrészt pedig az, hogy a kémiai átalakulás során nagy mennyiségű ion szabadul fel, és a kémiai kötés szempontjából semlegesítődik, ami szintén a vezetőképesség növekedéséhez járul hozzá. Az agyagok vezetési mechanizmusa emlékeztet a fémes vezetésre, ahol a szabad elektronok a fématomok közös energiaszintjein szabadon mozoghatnak. Különbség a hőfüggésben van, a fémek esetében a hőmérséklet növelése valószínűsíti az elektronoknak az atomokkal való ütközését, így vezetőképességük csökken, az agyagoknál pedig növeli a különböző potenciálszintek átlépésének valószínűségét, következésképpen vezetőképességük nő. Az agyagokkal kapcsolatosan térjünk ki most még egy, a továbbiak szempontjából fontos kérdésre.

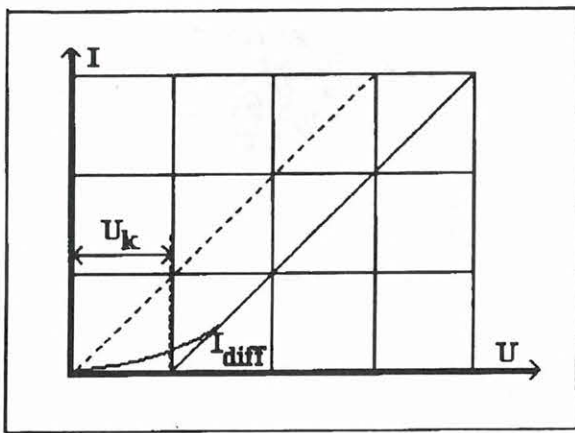
Kövessük a pórusban folyó áram útját azzal a feltételezéssel, hogy a pórust egy szakaszon agyag tölti ki, és a pórust egyszerűség kedvéért egy csővel modellezzük, amint ezt a 2. ábra szemlélteti. Ha a P pontból kiindulva a cső tengelyén haladva mérjük a P ponthoz viszonyított potenciált, akkor a kettősréteg eléréséig nem észlelünk potenciálkülönbséget, ahogy ezt a 2. ábra alsó részén a folytonos vonal



2. ábra. Agyaggal elzárt pórus modell, és a potenciál változása a póruson

Fig. 2. Tube model of a pore blocked with clay and the potential distribution along the pore

mutatja. Elérve a diffúz zónát az ionkoncentráció növekedése miatt (pl. 1. ábra) a potenciál az (1) összefüggés szerint fokozatosan csökken és az agyagban változatlan (U_k). A második kettősrétegben a változás ellentétes irányú, végül továbbhaladva megszűnik a potenciálkülönbség. Ha a csőre U_g feszültséget kapcsolunk, akkor két eset lehet, és pedig ha abszolút értékben $U_g < U_k$, illetve ha $U_g > U_k$. Az első esetben az áram azonnal megindul — a kationok egy része belép az agyagba, illetve a másik oldalon elhagyja a diffúz zónát — azonban ez fokozatosan csökken, mert amikor teljesülnek az egyensúlyi feltételek, — tehát amikor a lecsökkent diffúziós potenciál egyenlő lesz a gerjesztő potenciállal —, második potenciállal már megakadályozza az ionok kilépését. Az egyensúlyi feltételek beállta után a diffúz zónából az agyagba került kationok csökkentik az agyag negatív potenciálját, ahogyan ezt a 2. ábrán — az U_k -nál abszolút értékben kisebb potenciált — a szaggatott vonal jelzi. Az ionátrendezés után az ionáram megszűnik. Ha felcseréljük a gerjesztő jel polaritását, akkor a folyamat az előzőhöz hasonlóan zajlik le, csak most a másik oldalról kerülnek az ionok az agyagba. Ebből viszont következik, hogy amennyiben $U_g < U_k$ amplitúdójú változóáramot vezetünk a póruson — csövön — át, úgy a pórus vezetővé válik, vagyis a pórus változóáramú impedanciával jellemezhető. Ezt a jelenséget WARBURG már a múlt század végén észlelte, így ezt az irodalomban Warburg-impedancia néven szokták említeni. WARBURG megfigyelései szerint ez az impedancia közel a frekvencia négyzetgyökével fordítottan arányos. ($W = (i\omega X)^{-1}$). Ha $U_g > U_k$, akkor a diffúz zónából már az összes ion beléphet az agyagba, ami ezáltal elveszti negatív töltését, az ionáramot semmi nem akadályozza. Az ionátrendezés után az áramot az elektrolit és az agyag sorba kapcsolt ellenállása határozza meg. A kettősréteg viselkedése tehát egyen- és váltóáramon eltérő, ezért gyakran (helytelenül) szétválasztják a kettősréteget és a Warburg-impedanciát [PELTON et al. 1983], amiben valószínűleg szerepet játszik az is, hogy a kettősréteg szerkezete igen bonyolult, ahogyan ezt a korábbiakban vázoltuk. Az agyaggal elzárt póruson átfolyó áram és feszültség függvénykapcsolatát a 3. ábra szemlélteti. A szaggatott vonal a ket-



3. ábra. Áram—feszültség függvény az elektrolit-agyag fázishatáron

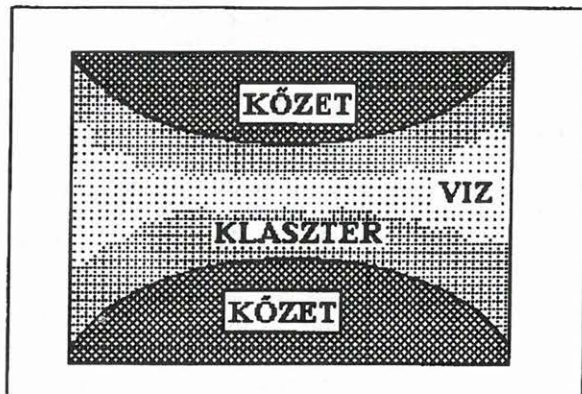
Fig. 3. Current as a function of potential at the clay-electrolyte boundary

$$I = \{ U(k) - U_k + U_{diff} \} / (R_w + R_{clay})$$

$$U(k) = U_k \text{ if } U < U_k \text{ and } U(k) = U + U_k \text{ if } U > U_k$$

tősréteg mentes lineáris függvény kapcsolatot mutatja, a folytonos pedig a ténylegest. Ahhoz, hogy az áram meginduljon, U_k túlfeszültséget kell kapcsolni a modellre (kőzetre). Sokan ezzel a túlfeszültséggel magyarázzák — jogosan — az IP kialakulását. Az U_k -nál kisebb feszültségnél fellépő áramot az ionok diffúziós mozgása okozza.

Lényegesen megváltoznak a potenciál viszonyok a szilárd—folyékony fázishatáron, amikor a kőzetalkotó szemcse méretek már meghaladják a 0,02 mm-t. Ekkor a szemcsék között már nem jönnek létre az agyagoknál említett kémiai kötések, a fővegyértékek a szemcsén belül kompenzálódnak, és jelentősen csökken a — térfogat egységre jutó — szemcse felület is, következésképpen megváltoznak a minimálpotenciál szerinti eloszlás feltételei is. A kőzetalkotók dielektromos — tehát dipólos — tulajdonságai kerülnek előtérbe. Ismeretes, hogy a pórusokat kitöltő víz relatív dielektromos állandója (ϵ_r) 80, ugyanakkor a kőzet (kvarc) szemcséké 3—4 körüli. Ez a több mint nagyságrendi különbség természetesen kihatással van a folyadék—szilárd fázishatáron tartózkodó dipólokra, mivel ezek dipól momentumai már nem tudják egymás erőtereit kompenzálni, az egyensúlyi feltételek pedig a két fázis közötti kölcsönhatás eredményeképpen teljesülnek. A minimálpotenciál szerinti egyensúly úgy alakul ki, hogy a vízmolekulák gerjesztik a szilárd fázis dipóljait, azokban másodlagos indukált — megnövekedett — dipólmomentumot hoznak létre, ugyanakkor a vízmolekulák egy energetikailag alacsonyabb szintre kényszerülve mezomorf állapotba kerülnek, vagyis a szemcse körül, jégkristály szerkezetű klaszter (Helmholtz-szerű) réteget alakítanak ki, amint ezt a 4. ábra szemlélteti. A klaszter zónában azonban — ennek kötöttebb szerkezete miatt — nagyon megnövekszik a viszkozitás, következésképpen lecsökken az ionmozgékonyosság, így a pórusokat kitöltő elektrolit ρ fajlagos ellenállása, amely azonos töltésű ionokat feltételezve a következő összefüggéssel adható meg:



4. ábra. Klaszter zóna a homokszemcse körül
Fig. 4. Cluster zones around sand grain

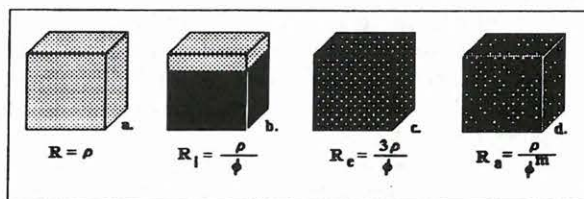
$$\rho = \frac{aF}{n^+ e (\mu^+ + \mu^-)}, \quad (2)$$

jelentősen megnövekszik. A képletben a az ionaktivitástól függő konstans, F a Faraday-állandó, n^+ a pozitív ionok száma, e a vegyértéke, μ^+ , μ^- pedig a pozitív és negatív ionok mozgékonyága. Mivel a porozitás és a szemcsék belső felülete között megközelítőleg fordított arányosság van, a porozitás csökkenésével a pórustérből egyre nagyobb helyet foglal el a klaszter zóna — ennek vastagsága ugyanis nem változik lényegesen —, ami pedig a vezetőképesség csökkenését, illetve az ellenállás növekedését eredményezi. Az említett két szemcseméret (~0,002, ~0,02) között a kettősréteg és a klaszter zóna és ezek bonyolult kombinációi egyaránt megtalálhatóak.

A továbbiakban foglalkozunk a tiszta porózus (agyag- és hasadékménes) tárolók fajlagos ellenállásával. Az 5. ábra négy, egységnyi térfogatú kőzetmodell (1 m élhosszúságú kockát) mutat be, amelyből az 5a. ábra egy vízzel (elektrolittel) 100 %-osan telített modellt reprezentál. Amint ismeretes, ennek a modellnek az R_w fajlagos ellenállása

$$R_w = \frac{\rho l}{l^2},$$

ahol ρ az elektrolit fajlagos ellenállása, l a minta hossza, és l^2 a felülete. Mivel $l = 1$, így



5. ábra. Porózus kőzet modellek. (a) elektrolit, (b) ideális, (c) elméleti, (d) Archie

Fig. 5. Porous rock models. (a) electrolyte, (b) idealized, (c) theoretical, (d) Archie

$$R_w = \rho, \quad (3)$$

vagyis a kocka ellenállása megegyezik az elektrolit fajlagos ellenállásával. A 5b. ábrán csak a modell egyik részét tölti ki az elektrolit, a másik része porusmentes tömör képződmény.

Ha az elektrolit csak a p -ed részét képezi a teljes l^2 felületnek, következésképpen a teljes térfogatnak is, akkor az 5b. formáció ellenállása

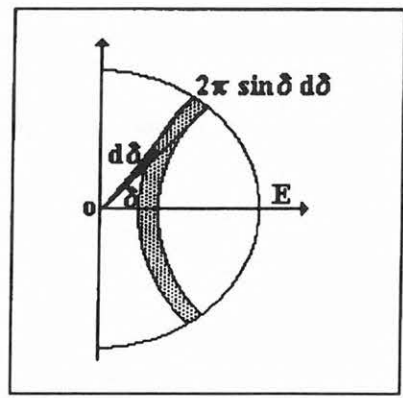
$$R_i = \frac{\rho}{\varphi}, \quad (4)$$

mivel a φ porozitás így adódik:

$$\varphi = \frac{pl^2l}{l^2l} = p.$$

A valóságos viszonyok azonban lényegesen eltérnek ettől a modelltől, mivel ebben az ionok mozgási iránya — a homogenitás miatt — egybeesik a térerő irányával. A valóságban azonban a közetszemcsék akadályozzák az ionok térerő irányú mozgását. (5c. ábra). A továbbiakban tegyük fel, hogy az elektromos térerő hatására a közetszemcsék akadályozó szerepe miatt az ionok minden irányba egyforma valószínűséggel mozoghatnak. Az ionok természetesen csak a térerő irányú 2π térszögben mozognak, amelynek egy metszetét az 6. ábra szemlélteti. Könnyen belátható, hogy a δ szöghöz tartozó $d\delta$ szög által kijelölt felületen a v sebességű, q töltésű ionokból éppen $2\pi qv \cos^2 \delta \sin \delta$ áram folyik át, a teljes áramot átlagolással kapjuk,

$$\langle j \rangle = \frac{2\pi qv \int_0^{\pi} \cos^2 \delta \sin \delta \, d\delta}{\int_0^{\pi} \sin \delta \, d\delta} = \frac{qv}{3},$$



6. ábra. Ábra az áramátlag számításához
Fig. 6. Figure to compute the current average

ami azt jelenti, hogy a porózus képződményekben az ionok 100%-a csak formálisan vesz részt az áramvezetésben, az effektivitásuk azonban a közetszemcséken való ütközések miatt harmadára csökken. Ebből viszont következik, hogy a (4) R_i ideális ellenálláshoz viszonyítva az elméleti modell ellenállása háromszorosára nő, vagyis az R_e így írható:

$$R_e = \frac{3\rho}{\varphi}. \quad (5)$$

Az 5d. ábrán az Archie-formula szerinti modellt kívántuk szemléltetni, amely amint ismeretes, teljes víztelítettség esetén a következőképpen írható:

$$R_a = \frac{\rho}{\varphi^m}, \quad (6)$$

ahol az m a cementációs tényező. Néhány további következtetés céljából táblázatot állítottunk össze, amelyen a különböző képletekkel számított fajlagos ellenállást adtuk meg arra az esetre, amikor változik a porozitás, a cementációs tényező, a rétegvíz ellenállása pedig $\rho = 1 \Omega m$. A táblázatból néhány fontos következtetést lehet levonni.

m	$\varphi=5\%$			$\varphi=10\%$			$\varphi=20\%$			$\varphi=30\%$		
	R_i	R_e	R_a	R_i	R_e	R_a	R_i	R_e	R_a	R_i	R_e	R_a
1,367	20	60	60,0	10	30	23,3	5	15	9,02	3,33	10	5,19
1,4	20	60	66,3	10	30	25,1	5	15	9,52	3,33	10	5,40
1,478	20	60	83,7	10	30	30,0	5	15	10,8	3,33	10	5,93
1,6	20	60	120,7	10	30	39,8	5	15	13,1	3,33	10	6,86
1,683	20	60	154,7	10	30	48,2	5	15	15,0	3,33	10	7,59
1,8	20	60	219,7	10	30	63,1	5	15	18,1	3,33	10	8,73
1,913	20	60	308,2	10	30	81,8	5	15	21,7	3,33	10	10,0
2,0	20	60	400,0	10	30	100,0	5	15	25,0	3,33	10	11,1
2,2	20	60	728,2	10	30	158,5	5	15	34,5	3,33	10	14,1

Konzolidált szénhidrogén-tárolókban a cementációs tényező 10% körüli porozitás esetén $m \approx 2$ értéket vesz fel, laza homokokban 30% körüli porozitásnál az $m = 1,5$ körüli érték egyezik a tapasztalattal. Az természetes, hogy az R_i — ami tortuozitásmentes viszonyokat tükröz — minden esetben sokkal kisebb, mint az elméleti (R_e), vagy a valóságot közelítő Archie-összefüggés (R_a). Érdekes azonban az, hogy az elméleti úton számított fajlagos ellenállás éppen ellentmond a tapasztalatnak, mivel 10%-os porozitásnál $m \approx 1,5$ -nél egyezik az elméleti érték az Archie-összefüggéssel, míg a 30% porozitáshoz $m \approx 2$ érték tartozik. Ez az ellentmondás részben azzal magyarázható, hogy a porózus kőzetek tortuozitása kisebb, mint az elméletileg becsülhető, vagyis a kőzetalkotó szemcsék rendezetlensége — amit az elméleti modell nem vett figyelembe — javítja a folyadék-áteresztő képességet.

A másik lényegesebb tényező, ami az ellentmondást okozza, az a klaszter réteghez kapcsolódik. A porozitás csökkenésével az átlagos szemcseméret is csökken, de sokkal kevésbé csökken a klaszter réteg vastagsága, mivel azt a dielektromos állandók viszonya határozza meg, ami pedig nem változik lényegesen. A pórusréből a szemcse által lefoglalt térrész és a klaszter zóna által elfoglalt térrész aránya így (lebegő szemcsét feltételezve) a szemcseméret csökkenésével a klaszter zóna javára a harmadik hatvány szerint nő. A klaszter zónának ez a viszonylagos nagy térfoglalása eredményezi azt, hogy a kisebb porozitású rétegekben az elméleti modell szerint várható fajlagos ellenállásnál lényegesen nagyobb ellenállás értéket kapunk, mivel az elméleti modell a klaszter zónát nem vette figyelembe. A szemcseméret növekedésével a tortuozitás is nő, ami szintén hozzájárul az ellenállás növekedéséhez annak ellenére, hogy a tortuozitás hatása kisebb, mint az az elméleti számítás alapján várható. Bár jelentéktelennek tűnik, mégis érdemes gondolni az ionok közti mágneses kölcsönhatásra is. Tudjuk, hogy az ionok töltésüktől és sebességüktől függő mágneses teret keltenek maguk körül. Ha az ionok párhuzamos pályán homogén térben mozognak — vagy rezegnek —, akkor mágneses kölcsönhatás nem lép fel, mivel minden ion azonos irányú mágneses teret kelt. Ellenben ha a köztaszemcsék eltérítik a párhuzamos iránytól az ionokat, akkor a szomszédos ionok mágneses terei egymás pályáit is módosítani igyekeznek, kölcsönösen fékezve egymás mozgását, ami szintén hozzájárulhat az ellenállás növekedéséhez. Igaz, hogy — figyelembe véve az ionok mozgékonytását és töltését — ez a kölcsönhatás rendkívül kicsi, de ha azt is figyelembe vesszük, hogy pl. $1,0 \text{ m}^3$ $1,0 \Omega \text{m}$ fajlagos ellenállású NaCl oldatban 10^{27} nagyságrendű ion van, akkor ezek összegzett hatása valószínűleg már nem hanyagolható el. (Bár a hozzáférhető irodalomban erre utalás nem történt).

Az agyag- és hasadégmentes víztároló porózus kőzetek fajlagos ellenállásának kialakításában tehát meghatározó szerepük van a szemcsék körüli klasztereknek, a tortuozitásnak jelentősége pedig a tapasztalat alapján kisebb, mint azt az elvi megfontolások alapján várnánk és valószínű, hogy az ionok közti mágneses kölcsönhatást sem lehet figyelmen kívül hagyni. Az elmondottakból még egy igen fontos következtetést lehet levonni, éspedig azt, hogy a

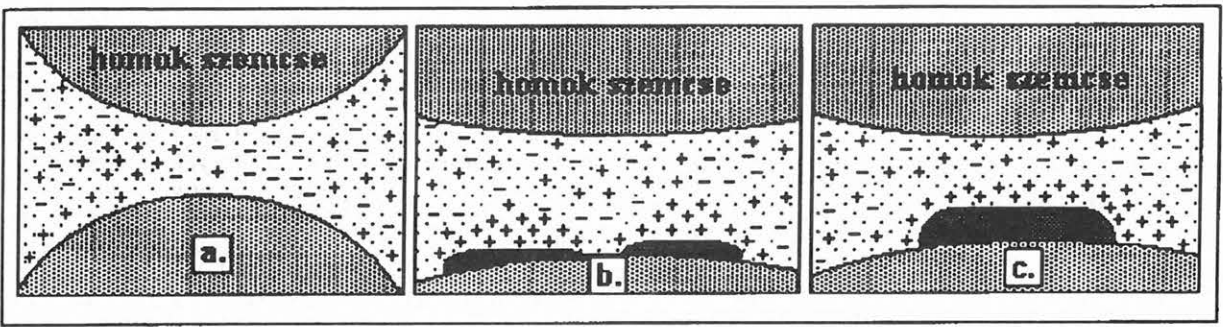
porózus képződmények fajlagos ellenállása sokkal inkább a kőzet struktúrájától (pl. porozitás, cementációs kitevő) függ, mintsem a pórufolyadék ionkoncentrációjától. Ez a megállapítás pedig azért nagyon fontos, mert ha az IP kialakulása az ionok polarizációjához kapcsolódik — és a tapasztalat ezt igazolja —, akkor azok az elképzelések, amelyek a fajlagos ellenállással — pl. azt komplex impedanciának tekintve — kívánják összefüggésbe hozni az IP folyamatot, aligha szolgálhatnak megnyugtató megoldást.

Lényegesen bonyolódik az áramvezetési mechanizmus akkor, ha a pórusokba agyag is települ. Az agyagos porózus tárolókban az agyag — mivel jó vezető — csökkenti a fajlagos ellenállást, megváltoztatja a tortuozitás és porozitás viszonyokat, és az agyag felületén megjelenő diffúzió zóna ionjai is hozzájárulnak az áram közvetítéséhez. Az ilyen tárolók bonyolultságát tükrözi azoknak az összefüggéseknek a nagy száma — ma már több mint ötven —, amelyeket a tárolók vezetőképességének a leírására kidolgoztak. Itt csak az 1968-ban publikált egyik legfontosabb modellt, a Waxman—Smith „kettős víz” modellt említjük, amely a vezetőképesség növekedését egy additív taggal veszi figyelembe, amelynek azóta több változata is ismeretes. Eszerint az agyagos formációk vezetőképessége a következő:

$$C_p = \frac{1}{F^*} (C_w + BQ_v), \quad (7)$$

ahol F^* a modell formációfaktora, C_w a pórus víz vezetőképessége, B hőmérsékletfüggő állandó, Q_v pedig a kationcsere-kapacitás (meqv/cm^3). Itt most nem kívánunk agyagos formációk vezetőképességével foglalkozni, azonban az eddigi tapasztalatok azt bizonyítják, hogy a gerjesztett potenciál az additív taggal hozható kapcsolatba, így várható, hogy az agyagos formációk interpretációjához az IP sok új információval járul hozzá. Ez azonban a jövő feladata, az IP-t most csak általánosságban kívánjuk vizsgálni, így térjünk át a gerjesztett potenciál kialakulásával kapcsolatos fontosabb elképzelésekre.

A porózus képződményekben kialakuló IP-ről az irodalomban elég egységes az állásfoglalás. A pórusokat összekötő szűkületek — elsősorban a klaszter réteg miatt — akadályozzák az ionoknak a szűkületen való átjutását, így a szűkület egyik oldalán a pozitív, a másikon a negatív ionok halmozódnak fel, a pórus belsejében pedig csökken az ionkoncentráció — ahogyan ezt a 7a. ábra szemlélteti. A szűkület mentén tehát — a kondenzátorok feltöltődésére emlékeztető — ionkoncentrációs potenciál alakul ki. Az ionkoncentráció azonban nem nőhet korlátlanul, mivel a pozitív ionok ionkoncentrációs potenciálja segíti a negatív ionoknak a szűkületeken történő átjutását, és ami fordítva a negatív töltésű ionokra is igaz, ez végül is az egyensúlyi potenciálok által megszabott ionáram kialakulásához vezet. A gerjesztő áram kikapcsolása után ezen kis ionkoncentrációs elemek sokasága — sorosan és párhuzamosan kapcsolódva — kelti a gerjesztett potenciált, amely az ionok visszarendeződésével fokozatosan megszűnik. Mivel a szűkületek száma és mérete alapvető szerepet



7. ábra. Az IP kialakulása. (a) elektro-osmózis, (b) membrán, (c) ohmikus-diffúziós modell
 Fig. 7. Development of IP (a) electro-osmotic, (b) membrane, (c) ohmic-diffusional coupling

játszik a permeabilitásban, várható, hogy az IP hasznos információt ad ennek meghatározásához. A permeabilitás és az IP közti függvénykapcsolatot COLLAR és GRIFFITHS [1976] homokkő mintákon vizsgálták, és következő függvénykapcsolatot találták:

$$m = \frac{0,33C_p^{0,45}}{(C_p^{0,45} + pK^{0,34})(1 + C_p qK^{0,28})}$$

ahol m az IP mérésrel meghatározható tölthetőség (mV/V), K a permeabilitás milidarcy-ban, p és q empirikus konstansok. Az irodalmi hivatkozásokból ítélve valószínű, hogy ez az összefüggés általánosságban, minden porózus kőzetre nem alkalmazható — még akkor se, ha a p és q konstansok helyes megválasztásával néhány geológiai sajátosságot is figyelembe vehetünk — azt azonban mégis igazolja, hogy az IP permeabilitásfüggő.

Lényegesen nagyobb az ionpolarizáció, ha a pórusokban agyag is előfordul. Az agyagos formációkban a gerjesztett potenciál kialakulását az irodalom leggyakrabban a membrán polarizációval magyarázza. Amint ismeretes, a membrán polarizáció lényege az, hogy vannak olyan kémiai hártványok, membránok, amelyek az áramot közvetítő ionok egy részét zavaratalanul átengedik, más fajta ionoknak pedig fékezik, vagy megakadályozzák a mozgását. A membrán környezetében tehát ionkoncentráció változás alakulhat ki, ami a Nerst-törvény értelmében potenciálkülönbséget eredményez. A membránok mentén fellépő potenciál a következő összefüggéssel írható fel:

$$U_m = \frac{2kT}{q} \int_{m_1}^{m_2} T_{Na} d \ln(m\gamma), \quad (8)$$

ahol k a Boltzmann-állandó, T az abszolút hőmérséklet, q az ionok töltése, T_{Na} a membrán Na-ra vonatkozó átviteli száma, m_1 és m_2 a mólkonzentrációk (utóbbiak a kialakulás előtt és után), γ pedig az ionaktivitás. A modell szerint (7b. ábra) a pórusokba betelepült agyag negatív potenciálja fékezi az ionok egy részének a mozgását — megváltoztatva az átviteli számot, amely következtében olyan lokális ionkoncentrációs gradiensek alakulhatnak ki, amelyek a (8) összefüggés szerint kelthetik a gerjesztett potenciált.

A 7c. ábrán bemutatott (ohmikus-diffúziós) modell a membrán modelltől lényegesen eltérő módon magyarázza a gerjesztett potenciál kialakulását. Ha a pórusba települt agyag — áram irányba vett — átlagos hosszát Δl -el, az agyag melletti pórus átlagos keresztmetszetét Δs -el jelöljük, akkor az agyag melletti pórusfolyadék ellenállása

$$R_p = \frac{\rho \Delta l}{\Delta s}$$

Ha i áram folyik át a póruson, akkor az agyagbetelepülés mellett iR_p feszültség ébred. Ez a feszültség természetesen nem hagyja érintetlenül az agyagot körülölelő kettősrétegben található ionokat sem. A kettősréteg ionjai az elektroneutralitás követelményének megfelelően úgy rendeződnek át, hogy a kettősrétegen belül is éppen iR_p potenciálkülönbség lép fel (7c. ábra). Ha az iR_p potenciál meghaladja a kettősréteg potenciálját, akkor az ionátrendeződés már tovább nem folytatódik, hanem a betelepült agyag — a polarizált állapot fenntartása mellett — maga is vezetővé válik, csökkentve a pórus elektromos ellenállását. Ebből következik, hogy a gerjesztett potenciál az áram növelésével nem növelhető tetszés szerint, az agyagra jellemző áramsűrűségnél a telítődés jelei mutatkoznak, amelyet DACHNOV [1959] az 50-es években végzett laborméréseivel már kimutatótt. Mindkét modell akkor is alkalmazható, ha az agyagot pl. fémszulfid vagy grafit helyettesíti, a különbség abban van, hogy ezeknél a kettősréteg potenciál lényegesen nagyobb, így polarizációjuk lényegesen meghaladja az agyagok környezetében fellépő ionpolarizációt. Ezek után térjünk ki az IP-t érintő néhány igen fontos elvi kérdésre.

Kiindulásképpen először foglalkozzunk VINEGAR és társai [VINEGAR, WAXMAN 1984, valamint VINEGAR et al. 1986] munkáival, akik egy fontos összefüggést kaptak az IP és a kettős rétegekben szereplő Q_v kationcsere kapacitás között. Feltételezték, hogy az IP miatt az agyagos formáció komplex vezetőképességgel jellemezhető, amelynek komplex komponensét a (8) képlet szerinti membrán potenciálból származtatták. Ezen komplex komponensnek, valamint a (7) egyenletnek mint reális komponensnek a hányadosát tekintették az IP-re jellemző mennyiségnek, amely az m tölthetőséggel a következőképpen írható fel:

$$m = \frac{\lambda Q_v}{\varphi (C_w + BQ_v)},$$

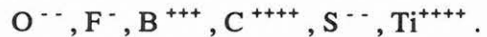
ahol λ az elektrolit ekvivalens vezetőképességétől és a kation átviteli számtól függő komplex vezetőképesség, a többi paraméter azonos az előzőekkel. Ez az összefüggés azért lenne fontos, mert így a Q_v ioncsere kapacitás mérésével is meghatározható lenne, amit eddig érdemben csak igen költséges magminták felhasználásával tudtak megadni. A rendelkezésünkre álló irodalom alapján azonban ennek az összefüggésnek az alkalmazására nem találtunk utalást, aminek valószínű oka az, hogy a gyakorlatban nem váltotta be a hozzá fűzött reményeket. Az előzők alapján ez várható is. A szerzők a (8) összefüggésben szereplő transzfer számot a vezetőképességre vonatkoztatták, de — amint láttuk — az elektromos szempontból legegyszerűbb szerkezetű porózus képződmények vezetőképessége is sokkal inkább a közetstruktúrától (pl. porozitás, cementációs kitevő) függ, mintsem a porusfolyadék vezetőképességét meghatározó ionok számától, illetve mozgékonyaságától. A közetekben vezetőképesség alapján tehát nem ismerhetjük a tényleges átviteli számot, mivel valószínű, hogy a polarizációban azok az ionok is részt vesznek, amelyek hatékonysága a vezetőképesség szempontjából jelentéktelen. Az átviteli szám megváltozásából eredő ionkoncentrációs potenciálnak a membrán potenciállal való modellezése is — jobb híján — kényszerű (valószínűleg csak feltételeken alkalmazható) megoldásnak tűnik. További negatív példa lehet a komplex impedanciára a Cole-Cole modell, amelyet többnyire a következőképpen szoktak megadni

$$R(\omega) = R_{dc} \left[1 - m \left(1 - \frac{1}{1 + (i\omega\tau)^c} \right) \right], \quad (9)$$

ahol R_{dc} az egyenáramon mért fajlagos ellenállás, m a tölthetőség, i a komplex egység, ω a körfrekvencia, τ az időállandó, c a frekvencia kitevő. Ebben az egyenletben elvileg minden paraméter külön-külön megmérhető, vagy a mérésekből számítható, azonban arról az egyenlet semmit sem árul el, hogy az egyes paraméterek milyen petrofizikai sajátságot takarnak. Azt sem tudhatjuk, hogy van-e valamilyen függvénykapcsolat az egyes paraméterek (pl. m és τ), vagy a paraméterek és a közet jellemzők (pl. m és porozitás) közt? Hogyan változnak a képlet paraméterei a hőmérséklettel? Mindezek együttesen azt sugallják, hogy a Cole-Cole modellben szereplő nagyszámú paraméter, továbbá a hőmérsékletfüggés miatt alig van lehetőség arra, hogy ebből az összefüggésből szubjektivitástól mentes megbízható földtani következtetésekre jussunk. A Cole-Cole függvénykapcsolat pedig igen hasznos segítséget adhatna az IP mérések értelmezéséhez, de csak akkor, ha sikerül a paraméterek petrofizikai jelentését tisztázni.

Amint az előzőekben láttuk, a dielektromos tulajdonságok közvetve befolyásolják a közetek elektromos viselkedését, azonban közel sem olyan mértékben, mint ezt sokan feltételezik. Több szerző — elsősorban labor mérések alapján — arra a következ-

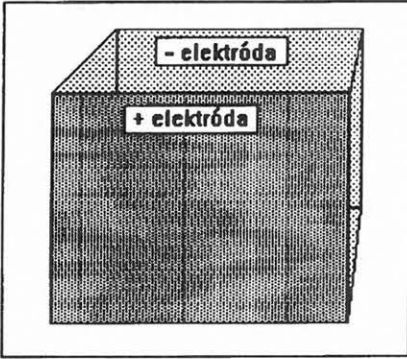
tetésre jutott, hogy az ioncsereelő agyagfélések rendkívül nagy „effektív dielektromos állandóval” rendelkeznek. SAMSTAG és MORGAN [1991] mérései szerint is egyes ioncsereelő agyakok dielektromos állandója a 0,1—1,0 meq/ml (CEC) tartományban 10^5 — 10^6 értéket is felvesz, ami gyakorlatilag nehezen képzelhető el. Úgy tűnik, hogy ez a kísérleti eredmény csak a dielektromos állandó helytelen értelmezésének a következménye. Igaz, hogy nehéz ezt az értelmezést cáfolni, mert a dielektromos polarizációt a kristályokban, molekulákban, amorf anyagokban az ionos vagy kovalens kapcsolódás jellege nagymértékben meghatározza, mégis bizonyos — nagyságrendi — tájékoztatást kaphatunk a várható dielektromos állandóról, ha a közetalkotó atomok polarizációját külön-külön vizsgáljuk. Tudjuk, hogy a nemesgázok nem polarizálódnak, így jogos a feltevés, hogy a dielektromos polarizációt a vegyérték sávban tartózkodó elektronok keltik. Várható tehát, hogy a polarizációért felelős vegyérték elektronok számával arányosan nő az atomok polarizációja is. A valóságban azonban ez nem így van. Azok az atomok, amelyek a periódusos rendszerben a nemesgázok melletti oszlopban helyezkednek el, viszonylag gyengén polarizálhatóak, mivel ezeknél kevés a vegyérték sávban található elektronok száma. Hasonlóan gyengébben polarizálhatóak a periódusos rendszer ellenkező oldali oszlopában levő atomok is, mivel a nagyszámú elektronra nagy a mag vonzereje, ezáltal lecsökken az atomsugár, ezzel együtt a polarizáció is. Legjobban a periódusos rendszer középső oszlopában található atomok polarizálhatóak, ilye-



Ezeket az elvi következtetéseket a kísérletek igazolták, ami egyben azt is jelenti, hogy a dielektromos polarizációban a vegyérték elektronoknak van meghatározó szerepük. A felsorolt elemek a „C” és „O” kivételével viszonylag ritkán fordulnak elő a közetekben, de ha gyakoriak lennének, akkor is nehezen képzelhető el az, hogy a vegyérték elektronokkal egymáshoz kapcsolódó atomok polarizációja nagyságrendekkel haladja meg az atompolarizációt. Így el kell fogadnunk pl. KNIGHT és NUR [1987] által közölt eredményeket, amely szerint a közetek nagyobb részének a relatív dielektromos állandója (ϵ_r) 8-nál kisebb, agyakok esetében pedig 14 körül van. A dielektromos polarizációért tehát az elektronok a felelősek, amelyek mozgékonyasága 10^{-3} nagyságrendű, az ioncsereelő közet formációk polarizációjában pedig minden bizonnyal az elektronoknál éppen 5—6 nagyságrenddel kisebb (10^{-8}) mozgékonyaságú ionok játszanak szerepet, ami már sejteti azt, hogy az elektron- és ionpolarizáció egymástól (idő- és frekvenciafüggésben) igen eltérő folyamat. A kutatókat az kényszerítette a szélsőségesen nagy „effektív” dielektromos állandó bevezetésére, mert az elektrodinamikában jelenleg ez az egyetlen paraméter, amellyel az elektromos polarizáció jellemezhető. Ez a kényszerhelyzet csak akkor oldható fel, ha külön kezeljük a dielektrikumokat, és külön a közeteket. Sajnos azonban a geofizikában sincs olyan — általánosan elfogadott — petrofizikai paraméter, amely a

dielektromos állandóhoz hasonló módon jellemezni a közetekben kialakuló polarizációs (IP) folyamatokat. Ennek a dolgozatnak a célja ilyen paraméter, illetve paraméterek bevezetése.

Az új paraméter bevezetéséhez induljunk ki a 8. ábrán feltüntetett modellből, amely egy egységnyi térfogatú kockát kíván ábrázolni, amelynek két szemben fekvő oldala elektródnak van kiképezve. Ha ezt a modellt vákuumba helyezzük és U feszültséget kapcsolunk a két elektródra, akkor a két elektród úgy



8. ábra. Modell a térfogati töltéskapacitás bevezetéséhez
Fig. 8. Model for introduction of volume charge capacity

viselkedik, mint egy kondenzátor, és rövid idő alatt U feszültségre töltődik fel. A két lemezen felhalmozódott q töltés pedig így írható:

$$q = CU,$$

ahol C arányossági tényező a kondenzátor kapacitása, amely megadja, hogy a kockát kitöltő fotonok közvetítésével mekkora töltés halmozódik fel a kondenzátoron 1 V feszültség hatására. Jelöljük a kocka élhosszúságát l -el — esetünkben $l=1$ — és osszuk el az egyenlet mindkét oldalát az elektród felületével, l^2 -el, ekkor a fenti egyenlet — a jobb oldal dimenzióját is kiírva — így írható:

$$\frac{q}{l^2} = \frac{C}{l} \cdot \frac{U}{l} \left[\frac{\text{F}}{\text{m}} \right] \cdot \left[\frac{\text{V}}{\text{m}} \right].$$

Ezután, ha meghatározzuk SI mértérendszerben hitelesített kapacitásmérővel a C kondenzátor kapacitását, akkor azt találjuk, hogy az éppen 8,8 pF, vagyis éppen ϵ_0 -val ($8,8 \cdot 10^{-12}$), a vákuum dielektromos állandójával egyezik meg, ekkor a fenti egyenlet így írható:

$$\sigma = \epsilon_0 E \quad (10)$$

ahol σ -val az elektródokon fellépő felületi töltéssűrűséget jelöltük. Ezután végezzük el a következő gondolat kísérletet. Oldjunk fel kevés NaCl-ot a desztillált vízben, és töltsük meg vele a 8. ábrán látható kockát, és vonjuk be annak mindkét elektródját elhanyagolható vastagságú szigetelővel abból a célból, hogy az áram közvetítésében az elektródokon keletkező, illetve kompenzálódó ionok ne vegyenek részt. Az elekt-

romos térérő mindig kölcsönhatásba lép a töltésekkel akkor is, ha galvanikus kapcsolat nincs az elektródok és az elektrolit között, az ionáram tehát — ha feszültséget kapcsolunk a két elektródra — elvileg ebben az esetben is kialakulhat. Mivel nincs töltés emisszió, sem kompenzáció, az elektródokra kapcsolt feszültség a nyugalmi viszonyok közt egyenletes eloszlású ionkoncentrációt változtatja meg, a pozitív elektród környezetében a negatív töltések, a negatív elektródnál a pozitív töltésű ionok halmozódhatnak fel. A két elektród környezetében — félterében — tehát a kondenzátorok feltöltődésénél megfigyelhető folyamat zajlik le. Amikor már elegendő ion halmozódott fel ahhoz, hogy az elektródok potenciálját semlegesítsék, vagyis teljesülnek a potenciálokra vonatkozó egyensúlyi feltételek, akkor megszűnik az ionáram. Ha a térerőt növeljük, akkor egyre több ionra van szükség a térerő kompenzálására, és amikor már minden ion átrendeződött, akkor bekövetkezik a telítődés, a térerő további növelése már nem növeli az ionáramot. Most hívjuk segítségül a Gauss-törvényt, amely esetünkben azt mondja ki, hogy az áram irányában elmozduló ionok térfogati töltéseloszlása kifejezhető a (l^2 -re vonatkoztatott) felületi töltéssűrűséggel, így joggal tételezhető fel, hogy a térfogat egységben található ionok mennyiségére jellemző σ felületi töltéssűrűség annál nagyobb lesz, minél nagyobb a telítődéshez tartozó térerő. Felírhatjuk tehát a következő arányosságot:

$$\sigma_t = C_t E_t, \quad (11)$$

ahol σ_t a telítéshez tartozó felületi töltéssűrűség, C_t arányossági tényező, E_t pedig a telítési térerő. A C_t tehát — összevetve a (10) egyenlettel — fajlagos kapacitás [F/m] dimenziójú és a térfogategységben található töltéskapacitást kifejező mennyiség. A most kapott összefüggéssel kapcsolatban hangsúlyoztuk, hogy csak gondolat kísérletről van szó, ennek pedig oka az, hogy a tényleges töltéskapacitás csak az E_t méréssel lenne mérhető, azonban már egy 10 Ωm fajlagos ellenállású NaCl elektrolit oldatnak is olyan nagy a fajlagos töltéskapacitása ($C_t = 1,53 \cdot 10^6$ F/m), hogy az E_t telítési térerő meghaladja a millió V/m nagyságrendet. A térfogati töltéskapacitás így közvetlen méréssel nem határozható meg, talán ez az oka annak, hogy ezt a paramétert a geofizikában nem alkalmazták, annak ellenére, hogy ez a fizikában ismert mennyiség. Mivel a C_t fajlagos térfogati töltéskapacitást méréssel nem tudjuk meghatározni, más megoldást kell keresni ennek bevezetéséhez. Amint ismeretes, a fajlagos vezetőképességet (C_p) — amit térfogati vezetőképességnek is nevezhetnénk — a j áramsűrűség és az E térerő arányával definiáljuk a következőképpen:

$$C_p = \frac{j}{E}, \quad (12)$$

a fajlagos vezetőképességet tehát egy egységnyi élhosszúságú, elektrolittal telített kocka vezetőképessége adja (8. ábra). A j áramsűrűség definíciója a következő:

$$j = \frac{q}{t^2} = \frac{\sigma}{t}, \quad (13)$$

ahol q most az átáramlott töltés mennyisége, t az árammérés időtartama, σ pedig a felületi töltéssűrűség. Ez utóbbi két képlet alapján σ — amely a Gauss-tétel közvetítésével szintén térfogati töltéssűrűségről reprezentál — a következőképpen írható:

$$\sigma = C_p tE. \quad (14)$$

Ha most összehasonlítjuk a (11) és a (14) egyenleteket, és ha ez utóbbinál figyelembe vesszük, hogy a vezetőképességet definíciója szerint $t=1$ s alatt átáramlott töltésmennyiségre vonatkoztatjuk, akkor kézenfekvő, hogy létezik olyan feltétel, amely mellett — a nagyságrend áthidalásával — a C_t és C_r megegyezik. Ez viszont azt jelenti, hogy egy C_t -vel arányos mennyiség meghatározását ellenállás vagy vezetőképesség mérésére vezethetjük vissza, ami azzal az előnnyel is járhat, hogy az így bevezetésre kerülő töltéskapacitás nagyságrendileg is alkalmazkodik az egyéb (R , E stb.) paraméterekhez, következésképpen az SI mértérendszerhez. Ilyen, C_t -vel arányos töltéskapacitást úgy vezethetünk be, hogy kiválasztunk egy vonatkozási elektrolitot, amelynek a nyugalmi töltéskapacitását egységnyinek tekintjük. A mélyfúrási geofizika gyakorlatából kiindulva, érdemes a töltéskapacitás egységének a tiszta, 1 S/m vezetőképességű, 25 °C hőmérsékletű NaCl oldatot választani. A 25 °C-os NaCl oldat választását tehát gyakorlati szempontok írják elő, az 1 S/m választását pedig a (14) egyenlet, mert ekkor áll fenn az, hogy (1 s alatt) 1 V/m térerő hatására 1 Coulomb töltés emittálódik az oxidáló oldalon és kompenzálódik a redukáló oldalon, vagyis 1 V/m térerő hatására 1 F/m töltéskapacitásnak megfelelő töltésmennyiség okoz ionátrendeződést. Ezt a töltéskapacitást a továbbiakban ekvivalens töltéskapacitásnak nevezzük, utalva arra, hogy a fajlagos vezetőképességgel azonos jellegű információt takar, és C_e -vel jelöljük. A különböző elektrolitok C_e töltéskapacitását a 25 °C-os NaCl ekvivalens értékre történő átszámítással határozhatjuk meg. A C_e értéke porózus képződményekben viszonylag egyszerűen számítható, ha ismerjük a porozitást, a cementációs kitevőt, a hőmérsékletet és az ionösszetételt. Ebben az esetben az Archie-formulából meghatározzuk a rétegvíz vezetőképességét, majd azt 25 °C-os NaCl ekvivalens elektrolitkorrigáljuk. Más közetekben C_e meghatározása már nem ilyen egyszerű, erre a későbbiekben mutatunk be példát.

A C_e ekvivalens töltéskapacitás bevezetésével további olyan új paramétereket definiálhatunk, amelyekkel újra értelmezhetjük a már bevezetett IP jellemzőket: az m tölthetőséget, a FE frekvenciaeffektust és tisztázhatjuk ennek fizikai jelentését is. Jelöljük a továbbiakban θ -val az ionok térfogati töltéssűrűségét, amelyet az előzőek értelmében két csoportra bonthatunk, és pedig az IP-t előidéző, az elektrokémiai effektusok miatt mozgásukban korlátozott kötött ionokra, ezek térfogati töltéssűrűségét jelöljük

θ_b -vel, és szabad ionokra, amelyek töltéssűrűségét jelöljük θ_f -el. Így

$$\theta = \theta_f + \theta_b. \quad (15)$$

Az előzőek alapján nyilvánvaló, hogy az IP értékét a kötött ionoknak, az összes ionhoz való viszonya alapvetően jellemezheti, így ezt az ionpolarizációra való érzékenységi arányt ionpolarizációs szuszceptibilitásnak nevezhetjük és κ_{ip} -vel jelöljük, amelynek a definíciója a következő:

$$\kappa_{ip} = \frac{\theta_b}{\theta}. \quad (16)$$

Hasonló összefüggést írhatunk fel a szabad ionokkal, amit jelölünk C_r -el, így

$$C_r = \frac{\theta_f}{\theta}, \quad (17)$$

amit relatív töltéskapacitásnak nevezünk. A (15), (16) és a (17) egyenletekből adódik, hogy

$$\kappa_{ip} = 1 - C_r, \quad \text{illetve} \quad C_r = 1 - \kappa_{ip}. \quad (18)$$

A kötött ionok jelenléte azt jelenti, hogy — eltérően a térerő hatására polarizálódó dielektrikum dipóljaitól — az áramot közvetítő ionoknak az ionpolarizációt előidéző részére a közeten belüli elektrokémiai potenciál is hat, így a közeteket már nem tekinthetjük divergenciamentesnek, és a bevezetett paraméterekkel [DANKHÁZI 1993] a következő összefüggés írható fel:

$$\text{div } E = \frac{\theta_b}{C_e C_r}.$$

A töltésmegmaradást leíró kontinuitási egyenlet pedig a következő:

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + \text{div } j = 0.$$

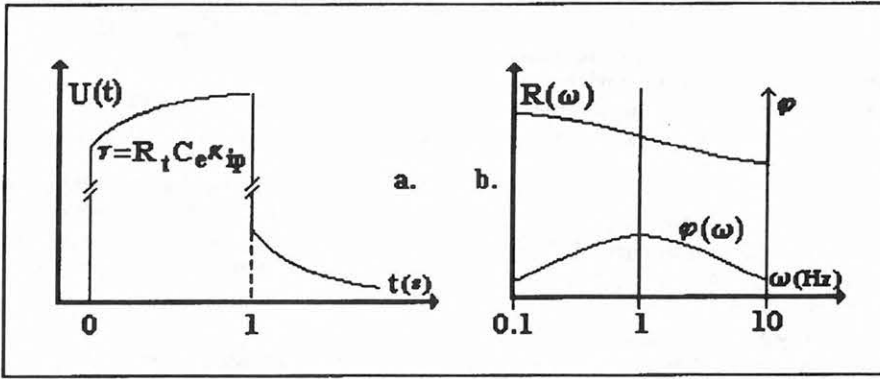
Ebből a két egyenletből meghatározhatjuk az U potenciál, valamint a most bevezetett paraméterek és a fajlagos ellenállás (R_t) közötti függvénykapcsolatot. Ha feltételezzük, hogy az IP frekvencia tartományában a mágneses teret figyelmen kívül hagyva (mágneses tér rotációjától eltekintve) is jó becslést kapunk, ekkor az E térerő kifejezhető az U potenciál negatív gradiensével, továbbá kihasználva azt, hogy a szabad töltések térfogati töltéssűrűsége (θ_f) időben nem változik — egyenáramú áramgenerátor (I) alkalmazásával — homogén izotróp közetben a következő összefüggést kapjuk:

$$U_g(r,t) = \frac{R_t I}{4\pi r C_r} \left[1 - \kappa_{ip} \exp - \left(\frac{t}{R_t C_r \kappa_{ip}} \right) \right], \quad (19)$$

ahol az AM elektród távolság r (B és N a végtelenben), és R_t az összes ion, tehát a szabad és kötött ionok összessége által jellemzett ellenállás. A polarizáció kialakulása és a gerjesztő áram kikapcsolása után pedig

$$U_m(r,t) = \frac{R_t I \kappa_{ip}}{4\pi r C_r} \exp - \left(\frac{t}{R_t C_r \kappa_{ip}} \right). \quad (20)$$

A potenciál időbeli változását a 9a. ábra szemlélteti, ahol τ -val a gerjesztési és lecsengési szakaszban a potenciál változását meghatározó időállandót jelöltük.



9. ábra. (a) A potenciál változása az idő függvényében, (b) A kőzetellenállás és fázisszög változása a frekvencia függvényében
Fig. 9. (a) Change of potential with time, (b) Variation of rock resistivity and phase angle with frequency

Most idézzük fel az H. O. SEIGEL [1959] által az IP jellemzésére bevezetett összefüggést, amelyet az elektrodinamika polarizációra vonatkozó elméletéből kiindulva kapott, és amely szerint a gerjesztő áram egy része a kőzeteket polarizálja — azaz elektromosan feltölti. A kőzeteknek ezt a tulajdonságát éppen ezért tölthetőségnek (chargeability) nevezte el és m -el jelölte, és amelyet a következő arány fejez ki:

$$m = \frac{U_m}{U_g}, \quad (21)$$

ahol U_g az IP méréseknél szokásos elektród elrendezéssel, az MN elektród páron a gerjesztő áram kikapcsolása előtt, U_m pedig közvetlen utána mért feszültség. Sajnos az elmélet csak általánosságban foglalkozik a polarizációval, így nem világos, hogy m -nek mi a közfizikai jelentése. Most térjünk vissza a (19) egyenlethez és írjuk azt fel a polarizáció kialakulása után — a gerjesztő áram kikapcsolása előtt —, ekkor

$$U_g(r,t = \infty) = \frac{R_t I}{4\pi r C_r},$$

ezután pedig a (20) egyenletet közvetlenül a gerjesztő áram kikapcsolása után,

$$U_m(r,t = 0) = \frac{R_t I \kappa_{ip}}{4\pi r C_r}.$$

Képezzük most az m -nek megfelelő arányt, akkor kapjuk, hogy

$$m = \frac{U_m}{U_g} = \kappa_{ip} = \frac{\theta_b}{\theta},$$

vagyis az m tölthetőség megegyezik az ionpolarizációs szuszceptibilitással, így tisztázódott annak közfizikai jelentése is, eszerint az m tölthetőséget a kőzetben található kötött és összes ion aránya határozza

meg. A váltóáramú megoldás

$$U(t,\omega,r) = \frac{I R_t}{4\pi r C_r} \cdot$$

$$\left[\frac{\omega \tau \kappa_{ip} \exp - \left(\frac{t}{\tau} \right)}{\omega^2 \tau^2 + 1} + \left(\frac{\omega^2 C_r^2 \tau^2 + 1}{\omega^2 \tau^2 + 1} \right)^{\frac{1}{2}} \sin(\omega t + \varphi) \right],$$

ahol most is $\tau = R_t C_r \kappa_{ip}$ jelölést alkalmaztuk az időállandóra, és ahol a φ fázistolás a következő:

$$\varphi = -\text{atn} \left(\frac{\omega \tau \kappa_{ip}}{\tau^2 \omega^2 C_r + 1} \right).$$

A 9b. ábra a kőzetellenállás és a fázisszög változását szemlélteti a frekvencia függvényében. Most idézzük fel az IP jellemzésére a frekvencia tartományban használt összefüggést a frekvencia effektust:

$$FE = \frac{U(\omega_1) - U(\omega_2)}{U(\omega_1)}, \text{ ahol } \omega_1 \ll \omega_2.$$

Határozzuk meg $U(t, \omega, r)$ határértékeit:

$$U(t, \omega \rightarrow 0, r) = \frac{R_t I}{4\pi r C_r} \text{ és } U(t, \omega \rightarrow \infty, r) = \frac{R_t I}{4\pi r}.$$

Képezzük most ezekkel az FE frekvenciahatás értéket és használjuk ki a $\kappa_{ip} = 1 - C_r$ egyenlőséget, akkor

$$FE = \frac{U(t, \omega \rightarrow 0, r) - U(t, \omega \rightarrow \infty, r)}{U(t, \omega \rightarrow 0, r)} = \kappa_{ip} = m = \frac{\theta_b}{\theta}.$$

Tehát az FE frekvenciahatás határértékben szintén a κ_{ip} ionpolarizációs szuszceptibilitást adja. Az irodalomban az m tölthetőséget és az FE frekvenciahatást külön paraméterként kezelték, és rendszerint a műszergyártók, a felhasználók tapasztalatai, szubjektív véleménye döntött abban, hogy melyik paramétert használják az IP jellemzésére.

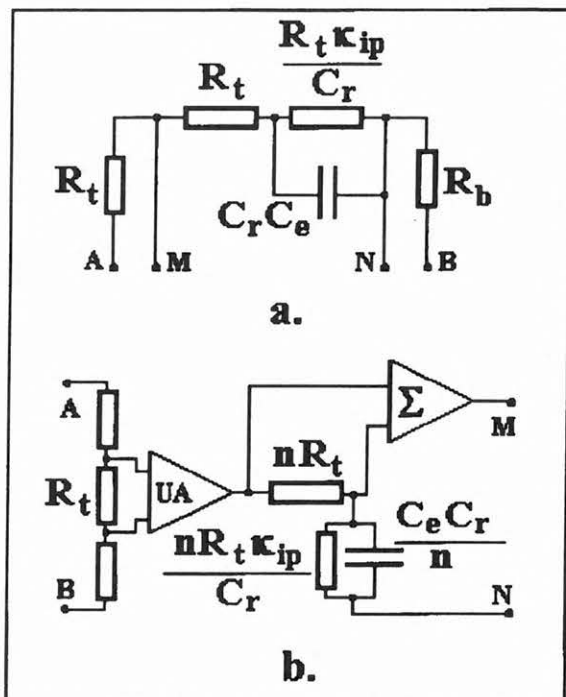
A most bevezetett paraméterek, és az ezekkel megadott — a homogén izotrop közetre vonatkozó — összefüggések lehetővé teszik olyan lineáris RC hálózat elkészítését, amellyel mind a laboratóriumi, mind pedig a terepi (felszíni és mélyfúrás) műszerek egységesen hitelesíthetők, függetlenül attól, hogy azok idő- vagy frekvenciatartományban működnek.

A 10a. ábra egy AMNB elektród elrendezéssel működő műszer hitelesítő egységét mutatja a paraméterek feltüntetésével. A 10b. ábrán egy, a gyakorlatban jobban hasznosítható megoldást mutat, ugyanis ha a közet által megszabott feltételekhez igazítjuk a hitelesítő egységet, akkor $C_e C_r$ értéket igen nagyra kell választani, ami csak a hitelesítésre alkalmatlan (mF nagyságrendű) elektrolit kondenzátorral lenne megvalósítható. Az UA egységnyi erősítésű erősítő és a Σ összegző impedancia transzformációt tesz lehetővé, így az elektrolit kondenzátorok helyett hitelesítési célokra is alkalmas kondenzátorokat használhatunk.

A bevezetett paraméterekkel felírhatjuk a Cole-Cole impedanciát is, a mely a következő alakú:

$$R(\omega) = \frac{R_t}{C_r} \left[1 - \kappa_{ip} \left(1 - \frac{1}{1 + i\omega R_t C_e \kappa_{ip}} \right) \right],$$

ahol az R_t/C_r éppen a közet egyenárammal mérhető fajlagos ellenállása, c frekvencia kitevőre pedig — az egyszerűsítő feltételek miatt — $c=1$ adódik. Ha ezt az egyenletet összehasonlítjuk a (9) egyenlettel, akkor azonnal felismerhető a teljes egyezés azzal a döntő különbséggel, hogy ez utóbbi egyenletben ismerjük minden paraméter közetfizikai jelentését. Érdemes még egy megjegyzést tenni a képletekben szereplő $\tau = R_t C_e \kappa_{ip}$ időállandóval kapcsolatban. Ebben a képletben R_t — az IP szempontjából — nagy frekvencián mért ellenállás mérésével, κ_{ip} pedig az előbbiek szerint meghatározható, a t időállandó pedig a lecsengő gör-



10. ábra. (a) IP hitelesítő hálózat, (b) ugyanaz impedancia transzformációval

Fig. 10. (a) Calibration network for IP, (b) the same with impedance transformation

ből vett mintákból számítható, vagyis a C_e az IP módszerrel is meghatározható. Végül az Archie-összefüggést helyettesítsük be az időállandó kifejezésébe, akkor

$$\tau = \frac{R_w C_e \kappa_{ip}}{\varphi^m}$$

vagyis, tiszta porózus közetekben, a τ időállandó porozitásfüggő, míg κ_{ip} — az előzőekből következően — permeabilitásfüggő mennyiség. Az IP mérésektől tehát azt várhatjuk, hogy tiszta porózus — elsősorban kis permeabilitású (ahol κ_{ip} viszonylag nagy) — képződményekben jelentősen hozzájárulnak mind a permeabilitás, mind pedig a porozitás megbízhatóbb meghatározásához.

Végül írjuk fel a bevezetett paraméterekkel a Maxwell-egyenleteket:

$$\text{rot } H = C_{pf} E + \kappa_{ip} C_e \frac{\partial E}{\partial t} \quad \text{rot } E = -\mu_0 \mu \frac{\partial H}{\partial t}$$

$$\text{div } E = \frac{\theta_b}{C_e C_r} \quad \text{div } H = 0,$$

ahol C_{pf} az egyenárammal (a polarizáció kialakulása után) mért fajlagos ellenállás, további — kiegészítő — összefüggések a következők:

$$\operatorname{div} P = -\theta_b \quad P = \kappa_{ip} C_e E \quad C_r + \kappa_{ip} = 1$$

$$C_r = \frac{\theta_f}{\theta} \quad \kappa_{ip} = \frac{\theta_b}{\theta},$$

ahol az eddig még nem alkalmazott jelölések a következők: μ_0 és μ a vákuum, illetve a közet mágneses permeabilitása, P pedig a polarizációs vektor.

A felírt Maxwell-egyenletek megoldásai — célszerűen megválasztott határfeltételekkel — adják az interpretációt segítő matematikai modelleket. Sajnos ennek a feladatnak a megoldásához az eddig közölt tanulmányok, a kidolgozott interpretációs eljárások csak részben — inkább csak ötletszerzés szintjén — használhatóak. A szimultán egyenletrendszer megoldásához kétféleképpen közelíthetünk. Először feltételezzük, hogy az IP frekvencia tartományában — az infrahang frekvencián — a mágneses tér nem befolyásolja lényegesen az ionáramot (vagyis az ebből adódó hiba elhanyagolható), ekkor H rotációjával nem kell számolni, így az egyenletrendszer egyszerűen a Poisson-egyenletre redukálódik, amelyben a potenciálfüggvény a térerőből gradiens képzéssel számítható. Ekkor homogén izotrop közetben a homogén (Laplace-) egyenlet általános, és az inhomogén (Poisson-) egyenlet speciális megoldásának összege adja a mérőelektrodokon mérhető potenciált. Ha réteghatárokat vagy fúróluk falat is feltételezünk, akkor a hagyományos ellenállásmérésekhez viszonyítva lényegesen megnőnek a peremfeltételekből adódó problémák. Számolni kell azzal, hogy a (pl. agyag—homokkő) réteghatárokon jelen lévő felületi töltéssűrűség által keltett túlfeszültség (3. ábra) miatt, már a potenciálfüggvények sem folytonosak a réteghatáron. Azt is figyelembe kell venni, hogy a térfogati töltéssűrűség által generált járulékos potenciál fázisban késik a gerjesztő áramhoz viszonyítva, így a felületi töltéssűrűség miatt keletkezett túlfeszültség csak ezt a fáziskésésben lévő potenciált növeli stb. Valószínű azonban, hogy a Poisson-egyenlet megoldásai csak feltételesen alkalmazhatóak, mivel a gerjesztő áram mágneses tere által okozott potenciálváltozások kedvezőtlen esetekben — különösen nagy mágneses permeabilitású közetben — nagyságrendileg megközelíthetik az IP okozta változásokat. A pontos megoldást tehát csak az előzőekben felírt Maxwell-egyenletekből származtatható hullámegyenletektől várhatjuk. Ilyen hullámegyenletek írhatók fel pl. retardált potenciálok módszerével, vagy a Hertz-vektor célszerű megválasztásával, valószínű azonban, hogy a korszerű számítógépes matematikai modellezés szolgáltatja a legkedvezőbb eredményeket. A peremfeltételek, ha lehet, még az előzőeknél is bonyolultabbak, mert az egyes rétegek mágneses permeabilitása is változhat. Itt érdemes egy nagyon fontos megjegyzést tenni. A hullámegyenletek megoldásai a mágneses teret is leírják, így a mágneses tér komponenseinek mérésével (pl. a magnetotellurikában használt mérőtekerccsekkel) az IP-re — következőképpen a közet jellemzőkre — további információt gyűjthetünk. Ezt a lehetőséget SEIGEL és munkatársai már igyekeztek hasznosítani a mágneses IP mérések bevezetésével.

Az idézett és a nem idézett összefüggések, a nagyszámú tanulmány, doktori értekezések (pl. SEIGEL, TOURNIER [1972], COLLAR stb.) egyértelműen azt sugallják, hogy mind a felszíni, mind pedig a mélyfúrású geofizika számára az IP módszer gazdag információt tartalmaz, csak a benne rejlő lehetőségeket — pl. az elektromos és mágneses térerő idő- és frekvenciafüggését — egyelőre nem tudjuk kellő eredménnyel hasznosítani. Ennek alapvető oka az, hogy hiányoztak azok a petrofizikai paraméterek, amelyek köré egy egységes IP elmélet kialakulhatott volna, és ebből következik, hogy az idő- és frekvenciafüggés miatt az ellenállásméréseknél sokkal nagyobb információtartalmú IP módszer még napjainkban is — főleg a mélyfúrású geofizikában — többnyire a mellőzött eljárások közé tartozik. Hátráltatta az IP módszer elterjedését az is, hogy a megfelelő paraméterek hiányában nem készülhetett olyan hitelesítő modell, amellyel — a műszer működési elvétől függetlenül — azok egységes hitelesítése megtörténhetne, így érthető, hogy a különböző konstrukciójú, és különböző módon hitelesített műszerekkel mért terepi vagy labor mérési adatokból nehéz azonos következtetésekre jutni, vagy egységes szemléletet kialakítani. Igaz, hogy az irodalomban — különösen az orosz nyelvű publikációkban — elég sok labor mérési adatot közölnek, de ezek — a terepi mérések tapasztalatait is hozzávéve — még ahhoz sem elegendőek, hogy az IP módszerben rejlő lehetőségeket pontosan felbecsüljük. Ezt csak azután tehetjük meg, ha a publikált terepi és labormérési adatokat újra értékeljük, továbbá célszerűen kiválasztott modell- és közetmintákon laboratóriumban vizsgáljuk a bevezetett paraméterek közetek sajátságaitól (porozitás, permeabilitás stb.), az idő- és frekvenciától való függését, és a legkorszerűbb (hibaszámítási, statisztikai) módszerekkel értelmezzük azokat.

A közetek geológiai szerkezetére, milyenségi és minőségi sajátságaira vonatkozó következtetéseink annál megbízhatóbbak, minél több földtani információ, geofizikai mérési adat áll rendelkezésünkre, így az IP módszert is úgy kell tekinteni, mint ami (remélhetjük, hogy jelentősen) hozzájárul a földtani értelmezés megbízhatóságának növeléséhez. Azt várhatjuk, hogy az IP módszer a következő területeken szolgáltathat hasznosítható információt.

- *Környezetvédelem:* Eltemetett fémtárgyak kimutatása. Vegyszerrel, higanyal, szénhidrogénnel szennyezett területek behatárolása.
- *Felszíni geofizika:* A hagyományos ellenállásmérések helyett (VESZ, dipól-dipól stb.) is célszerű alkalmazni, mert a fajlagos ellenállás mellett az idő-, illetve a frekvenciatartományban további információt szolgáltat (pl. a réteghatárokon fellépő kettősréteg detektálásával stb.), ugyanakkor az elektronika mai fejlettsége mellett a műszerek árában mutatkozó többletköltségek már nem jelentősek. Új modellek és interpretációs eljárások kidolgozásával javítani lehet az érckutatás megbízhatóságát is.
- *Mélyfúrású geofizika:* Víz- és szénhidrogén-kutató fúrásokban az agyagtartalom, ioncsere kapacitás, permeabilitás pontosabb meghatározása, a porozitás, víztelítettség pontosítása várható. Érckutató fúrásokban az érces zónák

kijelölése, esetleg egyes ércfajták megkülönböztetése is lehetséges. Szerkezetkutató fúrásokban a földtani rekonstrukció támogatása a tektonikai zónák, hasadékok, mikrorepedések karakterisztikus detektálásával.

- *Agrogeofizika*: A termőtalajok ioncsere kapacitásának, nedvességtartalmának és szivárgási tényezőjének meghatározása.

HIVATKOZÁSOK

- COLLAR F. A., GRIFFITHS D. H. 1976: A laboratory study of the relationships between induced polarization, permeability and matrix electrical conductivity in Bunter sandstones. *Q. J. Eng. Geology* **8**, 57-63
- DACHNOV V. N. 1959: *Promiszlovaja Geofizika*. Moszkva
- DANKHÁZI GY. 1993: A new approach to induced polarization in porous rock. *The Log Analyst* **34**, 4
- KNIGHT R. S., NUR A. 1987: Geometrical effect in the dielectric response of partially saturated sandstones. *The Log Analyst* **28**, 6
- PELTON W. H., SILL W. R., SMITH B. D. 1983: Interpretation of complex resistivity and dielectric data. *Geophysical Transactions* **29**, 4
- SAMSTAG F. J., MORGAN F. D. 1991: Induced polarization of shaly sands: Salinity domain modeling by double embedding of the effective medium theory. *Geophysics* **56**, 11
- SEIGEL H. O. 1959: Mathematical formulation and type curves for induced polarization. *Geophysics* **24**, 3
- TOURNIER D. 1972: Elméleti és kísérleti kutatási eredmények a gerjesztett potenciál jelenség geofizikai alkalmazásának köréből (magyar fordításban). *Annali di Geofisica* **25**, 2
- VINEGAR H. J., WAXMAN M. H. 1984: Induced polarization of shaly sands — the effect of clay cunterion type. *The Log Analyst* **25**, 6
- VINEGAR H. J., WAXMAN M. H., BEST M. H., REDDY I. K. 1986: Induced polarization logging: borehole modeling, tool design and field tests. *The Log Analyst* **27**