

A kőzetek infrahang-frekvenciás elektromos tulajdonságainak kutatása

DANKHÁZI GYULA¹

Gy. DANKHÁZI: Investigation of the electrical rock properties at very low frequencies

OTKA nyilvántartási szám: T 14848

Eredeti célkitűzéseink szerint elsősorban frekvencia-tartományú mérésekkel szerettünk volna foglalkozni, azonban az amplitúdók frekvenciafüggése — várakozásunkkal ellentétben — alig haladta meg a mérőelektrodák és az erősítők együttes zajszintjét, így az időtartományú mérésekkel kísérleteztünk. Ezek a kísérletek viszont a várakozásnál lényegesen jobban értelmezhető eredményt adtak, ezért méréseinket az időtartományban végeztük.

A mérőrendszert úgy alakítottuk ki, hogy az a felszínről, bányából, fúrólukból származó üledékes, mesterségesen — pl. őrléssel — előállított minták, szennyezett vagy termőtalajok elsősorban polarizációs sajátosságainak tanulmányozására legyen alkalmas. A plexiből készült mérőegység, amely a hagyományos ellenállásmérést modellezi, három részre tagolódik: az A és a B elektróda környezetére, valamint a közetmintára. Az A és B elektródákat egy áramlabirintus választja el a közetmintától. A mintatartóban elhelyezhető közetanyag térfogata 500 cm^3 , a mintatartó hossza 36 cm , a minta maximális felülete $6 \times 6 \text{ cm}^2$ lehet. Az áramlabirintus beiktatására azért volt szükség mert az áramot közvetítő ionok mozgékonyasága különböző (pl. a Cl/Na arány 1,5), így időegység alatt a nagyobb mozgékonyaságú ionokból több éri el a gerjesztő elektródát, mint a lassú ionokból. Az egyensúlyi feltételek miatt azonban mindkét elektródán csak azonos számú ion válhat ki. Ez az ellentmondás úgy oldódik fel, hogy a nagyobb mozgékonyaságú ionok az elektróda környezetében egy ionkoncentrációs potenciált alakítanak ki, amelyek lassítják a gyorsabb ionok mozgását. A mérőáram kikapcsolása pillanatában azonban megváltoznak az egyensúlyi feltételek, magára marad az ionkoncentrációs potenciál, amely kiegyenlítő áramot indít el a mérőegységen keresztül, amely tehát a mérőelektrolit ionkoncentrációjától és az ionok milyenségétől függően járulékos potenciállal zavarja az időtartományú méréseket. A labirintus azonban nemcsak a járulékos potenciálok hatását csökkenti, de egyben az áramtér homogenizálását is szolgálja. Gerjesztőelektródnak platina, mérőelektródnak AgCl/KCl nem polarizálódó elektródákat alkalmaztunk.

A mérőműszer megépítésénél a korszerű mérés technika szempontjait vettük figyelembe, így erre a célra a legalkalmasabbnak mutatkozott a számítógéppel vezérelt mérőegység kifejlesztése. A mérőműszer négy fő egységből áll: a programvezérelt erősítőből, a programvezérelt áramgenerátorból, az illesztőkártyából és a számítógépből. Kulcs szerepe van az illesztőegységnek, mivel ez teremti meg a kapcsolatot a mérőerősítő, az áramgenerátor és a

számítógép között. A kereskedelembe beszerezhető illesztőkártya (Advantech PCL 818) — a számítógépbe írt program szerint — digitalizálja az erősítőből érkező jelet, vezérli a mérőerősítő erősítését, a mintavételezési és gerjesztési időket, továbbá az áramgenerátor áramát. Mivel a számítógép mérés technikai szempontból jelentős zajforrásnak tekinthető, ezért a mérőegységet, a mérőerősítőt és az áramgenerátort galvanikusan le kellett választani a számítógéptől. Ezt a feladatot galvanikusan leválasztó lineáris erősítők és optikai csatolók alkalmazásával oldottuk meg.

A mérőprogram öt részprogramból áll: a menü, a nullázó, a mérő, a megjelenítő és a floppyra író részből. A menü rész minden beállítható értéket felsorol, itt adhatjuk meg a mérési paramétereket. A megjelenítő program a mérések gyors ellenőrzésére szolgál.

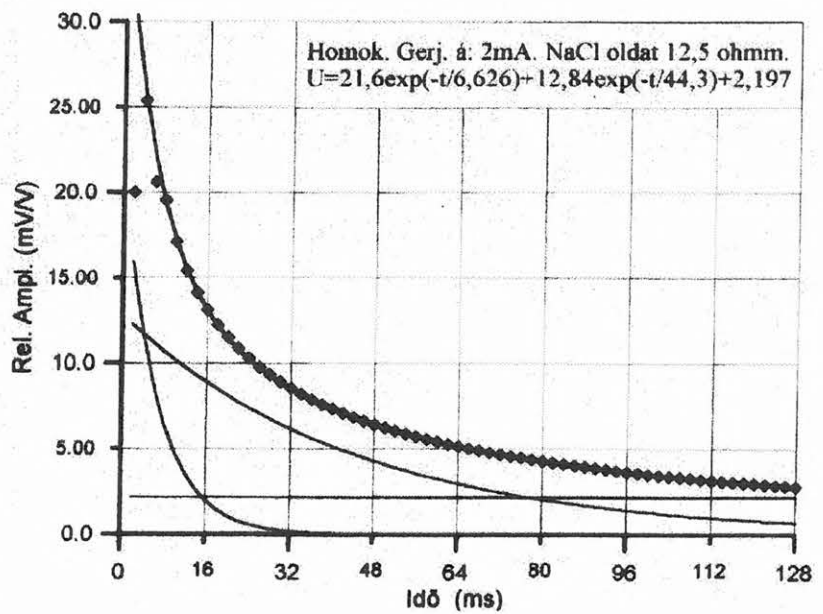
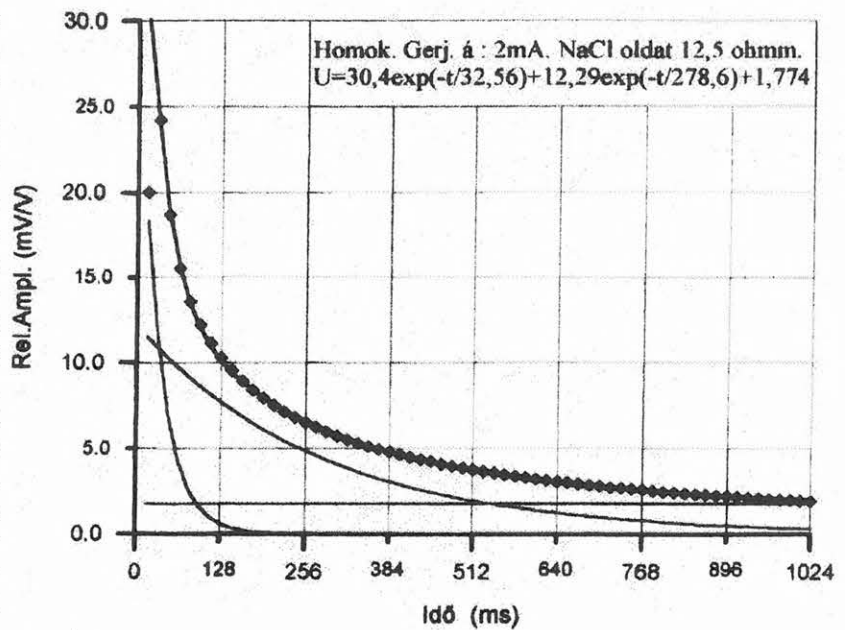
Minden megvizsgált mintán három, egymástól jól elkülöníthető polarizációs folyamatot ismertünk fel. Ezek közül feltételezéseink szerint az egyiket (amely már a tiszta elektrolitokban is megjelenik) az áramot közvetítő ionok és azok potenciálterét semlegesítő ionatmoszféra együttes polarizációja okozza, amit *ionpolarizációnak* neveztünk el. Ebben a polarizációban a vízmolekulák mint dielektrikumok is részt vesznek, tehát átmenetnek kell tekinteni a dielektromos polarizáció és a gerjesztett potenciál vagy az egyre gyakrabban használt indukált polarizáció — a továbbiakban IP — néven ismert polarizációs folyamat között. Erre az ionpolarizációs folyamatra sem a geofizikai, sem az elektrokémiai irodalomban nem találtunk utalást. Ez a polarizációs folyamat meglehetősen bonyolult, mivel az ionpolarizáció a gerjesztési idő növelésével növekvő időállandóval jelentkezik. Ezt az időállandó-növekedést pedig azzal magyarázzuk, hogy az áramot közvetítő ionok potenciálterét a feltehetően diffúz szerkezetű ionatmoszféra csak a hőmozgás átlagában semlegesíti, ugyanakkor, a gerjesztési idő növelésével a gerjesztőelektródák anód- és katódterében fokozatosan nő az ionkoncentráció, ezzel csökken a szomszédos ionok közti távolság. Ez pedig az ion és atmoszférájából kialakult diffúz szerkezetű „iondipól” rendezettségéhez vezet, így nagyon valószínű, hogy az iondipólok közt ébredő kölcsönhatás növekedése eredményezi a gerjesztési időtől is függő ionpolarizációt. A kőzetekben az ionpolarizációt tovább bonyolítja az, hogy a kőzetalkotók körül kialakuló, általában vízmolekulákból álló klaszter zónák is polarizálódnak, és méréseink alapján a kétfajta polarizáció — tehát az ionpolarizáció és a klaszter zónák polarizációja — nem különíthető el.

¹ Magyar Állami Eötvös Loránd Geofizikai Intézet, H-1145 Budapest, Kolumbusz u. 17–23.

Az indukált polarizációt (IP-t) egyes kutatók szerint a kőzetalkotók — pl. agyag, ércszemcse — felületén, a kettősrétegben adszorbeált ionok átrendeződése, polarizációja hozza létre, míg mások szerint ebben inkább az ionok kőzetalkotótól függő átviteli számainak különbözőségéből adódó, gyakran (pl. a pórusokat összekötő szűkületek környezetében kialakuló) membrán effektusnak nevezett polarizációnak van meghatározó szerepe. Méréseink szerint azonban feltételezhető, hogy a két polarizációs forma egyidejűleg van jelen, és hatásuk a mérések alapján ugyancsak nem különíthető el. Ezeket a polarizációs formákat is szintén az bonyolítja, hogy a polarizációt kialakító adszorbeált — a kettősrétegben megkötött — ionok a termikus mozgást végző iondipólokból alakulnak ki, amelyek a gerjesztési idő alatt az iondipólokhoz hasonlóan fokozatosan rendeződnek, cementálódnak, így ebben az esetben is a gerjesztési időtől függő időállandók alakulnak ki. Az időállandók az IP esetben is arányosak a gerjesztési idővel, de legalább egy nagyságrenddel meghaladják az ionpolarizációnál tapasztalt értékeket. Relatív (kiindulási) értékeik azonban már függvényei a kőzetösszetételnek, és a pórusokat kitöltő elektrolit ionkoncentrációjának. A kőzetekre jellemző IP amplitúdókról viszont egyértelműen állítható, hogy csak igen kicsi mértékben függenek a gerjesztési időtől, és ez a függés sem lineáris. Méréseink alapján valószínű, hogy az IP-ről kialakult eddigi elképzeléseinket — újabb mintákon végzett mérésekkel — célszerű újraértelmezni.

A harmadiknak említhető polarizációról viszonylag kevés információt sikerült megszerezni, részben azért, mert a folyamat amplitúdója gyakran két nagyságrenddel marad el az előzőekben említett amplitúdóktól, időállandója pedig igen nagy, gyakorlatilag tehát konstans háttérpolarizációnak kell tekinteni. Ez a polarizációs átalakulás valószínűleg irreverzibilis geokémiai átalakulási folyamatokkal hozható kapcsolatba (pl. van der Waals-kötések felbomlása), de szerepet játszhat benne a kőzetek inhomogenitása, és a gerjesztő, valamint a mérőelektrodák polarizációja is. A háttérpolarizáció amplitúdója rendkívül rapszodikusan viselkedik részben azért, mert az átlagértékhez viszonyítva meglehetősen nagy szórást mutat, másrészt azért, mert pozitív irányú gerjesztés esetén negatív értéket — és fordítva — is felvehetnek. Az 1. ábra két homokminta lecsengő görbéit mutatja, amelyeken jól felismerhető a három polarizációs folyamat, és az időállandók gerjesztési időtől való függése is. A gerjesztési és mérési idők azonosak voltak.

Megvizsgáltuk a különböző szemcseméretű homokok viselkedését a telítő NaCl-oldat koncentrációjának változtatásával. Megállapítható volt, hogy a $t=0$ -ra extrapolált relatív (mV/V) értékek lognormális eloszlást követnek, a maximum



1. ábra. Fig. 1

900–1000 mg/l ionkoncentrációnál jelentkezett. A szemcsemérettől való függés nem volt megbízhatóan értelmezhető, mivel a szórás meghaladta a maximális változás mértékét, azonban az mégis felismerhető volt, hogy a szemcseméret csökkenésével nőtt a polarizáció. A kvarchomokba kevert, porított agyag esetében az agyagtartalom növekedésével a polarizáció gamma eloszlást mutatott, a maximum értéket 6–9% agyagtartalomnál érte el. Ugyancsak kvarchomokot használtunk a lamináris szerkezetek modellezésére. Az áram irányával párhuzamosan, illetve arra merőlegesen 100–100 db 0,5–1,5 cm² felületű és kb. 1 mm vastagságú agyaglemez helyeztünk el a homokban. Az áram irányával párhuzamos modell polarizációja több mint háromszorosa volt a merőleges modellnek, amely a polarizáció lamináris szerkezetekre való érzékenységét tükrözi.

A polarizáció jelensége nemcsak a gerjesztő elektródákon mérhető, hanem az MN mérőelektrodákon is, ami azt jelenti, hogy a polarizáció térbeli folyamat során alakul

ki. Ebből pedig azonnal következik, hogy a közetekben a $\text{div}\mathbf{E}=0$ feltétel *nem* teljesül. Mivel ez az állítás ellentétben van a legtöbb tankönyv feltételezésével, ebben a rövid összefoglalóban is célszerű ezt bizonyítani. A bizonyításhoz természetesen elégséges egy egyszerű, egydimenziós modell is. Legyen a modellünk egy olyan egysegnyi térfogatú kocka, amelynek szemben fekvő oldalait elektródának képeztük ki, és amely 1 ohmm fajlagos ellenállású elektrolittal van feltöltve. (2. ábra). Ha 1 A áramot vezetünk át ezen a kockán, akkor az elektródákon mérhető feszültség

$$U = \frac{R_w I l}{s} = 1,0 \text{ [V]},$$

ahol R_w az elektrolit fajlagos ellenállása, I az áram, l a kocka hossza, s pedig a felülete. Legyen az áramirány x tengely irányú, akkor az \mathbf{E}_x térerő

$$\mathbf{E}_x = \frac{U}{l} = \frac{R_w I}{s} = 1$$

egyenlettel írható le. Válasszunk ki most az elektródák felületéből olyan Δs elemi felületet, amelyből egyetlen áramvonal indul ki. Osszuk n részre ezt az áramvonalat, és az egyes szakaszok hosszát jelöljük Δx_i -el, akkor az i -ik szakasz Δx_i távolságához tartozó $\Delta \mathbf{E}_{xi}$ térerő növekedése

$$\frac{\Delta \mathbf{E}_{xi}}{\Delta x_i} \Delta x_i.$$

A teljes térerőt összegezéssel kapjuk, vagyis

$$\mathbf{E}_x = \frac{U}{l} = \sum_{i=1}^n \frac{\Delta \mathbf{E}_{xi}}{\Delta x_i} \Delta x_i = 1.$$

Feltételezhetjük, hogy az elektrolit makroszkopikus szempontból homogén és izotróp, akkor ha

$$\Delta x \rightarrow 0, \text{ akkor}$$

$$\frac{U}{l} = \sum_{i=1}^n \frac{\Delta \mathbf{E}_{xi}}{\Delta x_i} \Delta x_i \rightarrow \int_0^l \frac{\partial \mathbf{E}_x}{\partial x} dx.$$

Ha most áttérünk az elemi Δs felületről a teljes elektródafelületre, akkor

$$\frac{U}{l} = \iiint_{xyz} \frac{\partial \mathbf{E}_x}{\partial x} dx dy dz = 1$$

Mivel esetünkben a térerőnek csak x irányú komponense van ($\mathbf{E}_y = \mathbf{E}_z = 0$), ezt az egyenletet még így is írhatjuk:

$$\iiint_{000}^{111} \left(\frac{\partial \mathbf{E}_x}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{E}_y}{\partial y} + \frac{\partial \mathbf{E}_z}{\partial z} \right) dx dy dz = \int_V \text{div} \mathbf{E} dv,$$

amiből következik, hogy $\text{div}\mathbf{E}=1$, tehát már a homogén elektrolitban sem teljesül $\text{div}\mathbf{E}=0$ feltétel. (Bár a bizonyítás egydimenziós speciális esetre vonatkozik, mégis általános érvényű.) Ez az összefüggés számszerűen is helyes eredményt ad, ha elfogadjuk a *Log Analyst* 1993. július-augusztusi számában bevezetett paramétert, az ekvivalens töltéskapacitást (C_e). Ekkor $\text{div}\mathbf{E}$ így írható:

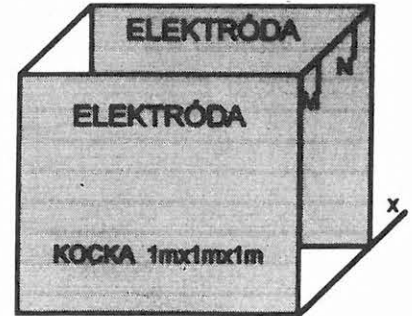
$$\text{div}\mathbf{E} = \frac{\rho}{C_e} = 1,$$

ahol ρ a térfogati töltéssűrűséget jelenti. Ha a 2. ábrán a kockát 25 °C-os NaCl-oldattal töltjük meg, akkor az előző feltételek mellett $\rho = C_e = 1$, tehát az összefüggés számszerűségében is helyes.

Az elmondottakból következik, hogy már az ellenállásmérésnél sem indulhatunk ki a hagyományos Laplace-egyenletből, így ezt a Poisson-egyenlettel kell helyettesíteni, vagyis a

$$\Delta U = 0 \text{ helyett a } \Delta U = \frac{\rho}{C_e}$$

egyenletet kell megoldani. Lorentz elektronelméletét felhasználva bebizonyítottuk, hogy homogén közetben a Laplace- és a Poisson-egyenletek megoldásai azonosak, így a Lorentz elektronelméletére épülő Maxwell-egyenletektől várhatunk megoldást eddig tisztázatlan kérdésekre, így elsősorban az IP-vel kapcsolatos polarizációs folyamatokra.



2. ábra. Fig. 2

PRÁCSER Ernő és DANKHÁZI Gyula

