

Mélyfúrési geofizika

Balázs László

Mélyfúrási geofizika

Balázs László

Szerzői jog © 2013 Eötvös Loránd Tudományegyetem

ISBN 978-963-284-383-4 (PDF)

ISBN 978-963-284-384-1 (HTML)

E könyv kutatási és oktatási célokra szabadon használható. Bármilyen formában való sokszorosítása a jogtulajdonos írásos engedélyéhez kötött.

Készült a TÁMOP-4.1.2.A/1-11/1-2011-0073 számú, „E-learning természettudományos tartalomfejlesztés az ELTE TTK-n” című projekt keretében. Konzorciumvezető: Eötvös Loránd Tudományegyetem, konzorciumi tagok: ELTE TTK Hallgatói Alapítvány, ITStudy Hungary Számítástechnikai Oktató- és Kutatóközpont Kft.

Nemzeti Fejlesztési Ügynökség
www.ujszechenyiterv.gov.hu
06 40 638 638



A projekt az Európai Unió támogatásával, az Európai Szociális Alap társfinanszírozásával valósul meg.



Ajánlás

A jegyzet MSc geofizikus hallgatók számára készült, azzal a céllal, hogy áttekintést nyújtson a mélyfúrásokban végezhető geofizikai mérésekről és az ezekből nyerhető információkról. Támaszkodik a Kőzetfizika tárgy keretében elhangzó ismeretekre, amelyet a Kőzetfizika jegyzet foglal össze. Bár a mérési elvek, módszerek ismertetése általános, de a példák és alkalmazások tekintetében legtöbbször a szénhidrogén-kutatáshoz kötődik. Legtöbb fejezet egy mérési módszert tárgyal, összefoglalva a módszer kőzetfizikai hátterét, a módszer alapjául szolgáló direktprobléma megoldását, a mérési módszer elvét és fontosabb alkalmazásait.

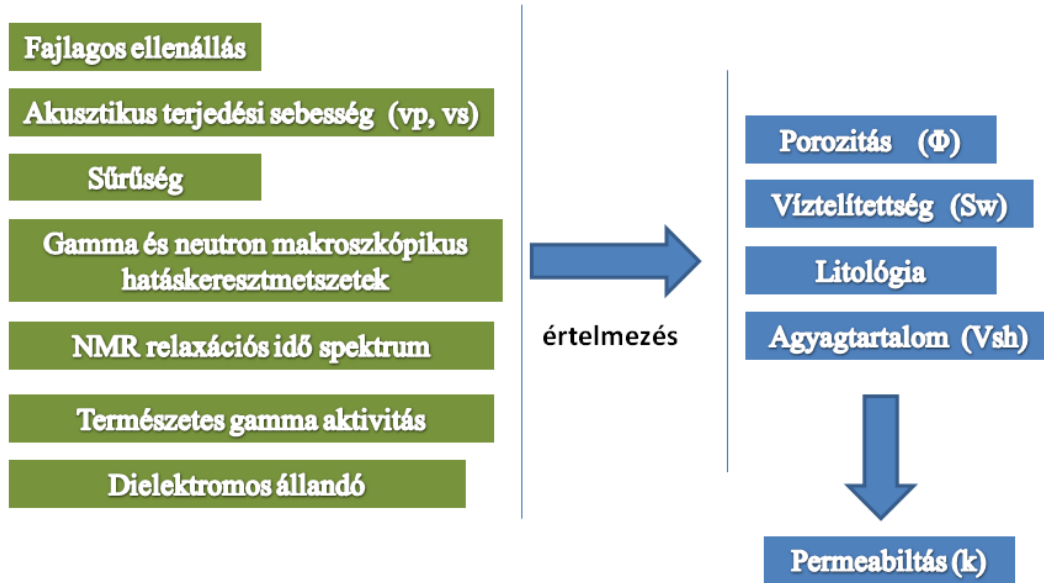
Itt is szeretném megköszönni Dr. Drahos Dezsőnek és Dr. Szabó Norbertnek a jegyzet elkészítéséhez kapott sok hasznos tanácsot.

Balázs László

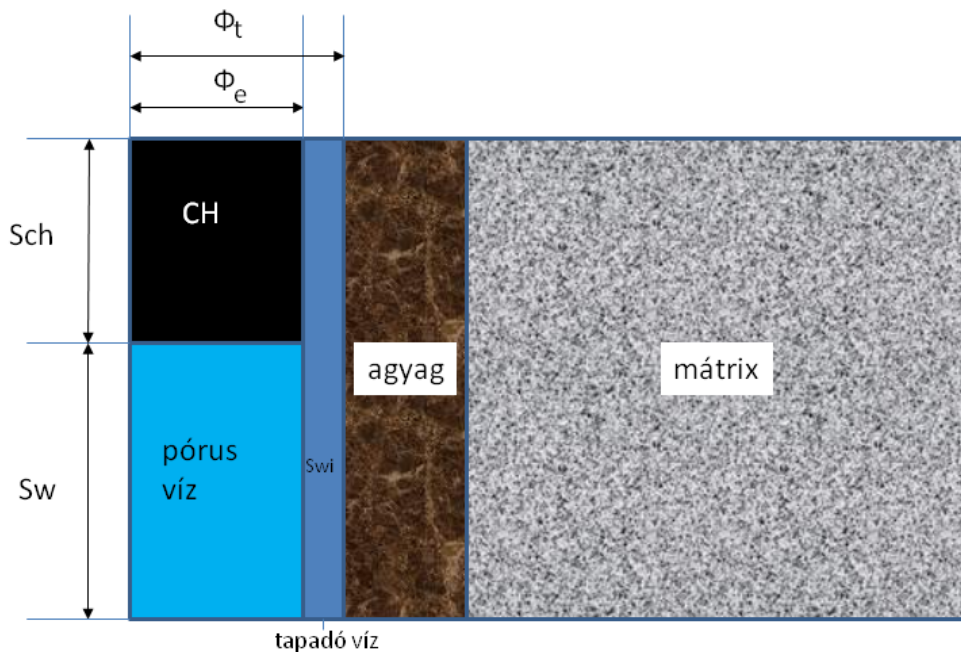
Tartalom

1. Bevezetés – a mélyfűrési geofizika a nyersanyagkutatás vertikumában	1
2. Fúrás és fűrési környezet	5
2.1. Fúróluk átmérő	7
2.2. Elárasztás	9
2.3. Hőmérséklet és nyomásviszonyok	11
2.4. Mud-log és fúrás közbeni információk	12
2.5. Magmintavétel	13
2.6. Rétegvizsgálat	14
3. Geofizikai szelvényezés	15
3.1. Adatrögzítés-adatkezelés	20
4. Egyenáramú fajlagos ellenállásmérések	21
4.1. Direktfeladat	22
4.1.1. Forrásmodell	23
4.1.2. Pontelektród tere réteghatárnál	24
4.2. Potenciál és Gradiens szondák	25
4.3. Laterologok	28
4.3.1. Nyújtott elektródás laterolog modellezése	33
4.4. Mikroszondák	36
4.5. Elárasztás korrekció	38
5. Természetes potenciál	42
6. Indukciós mérések	46
6.1. Direkt probléma	46
6.1.1. Egyenáramú közelítés és geometriai faktor	46
6.1.2. Direktfeladat megoldás a Maxwell egyenletek alapján	49
6.2. Fókuszálás és szonda típusok	52
7. Dielektromos állandó mérés	56
7.1. Direkt probléma	56
7.2. Dielektromos szondák	57
8. Transzportelméleti összefoglaló radioaktív mérésekhez	60
8.1. P1 és Diffúziós közelítés	61
8.2. Diffúziós egyenlet megoldásai	62
8.3. Monte-Carlo módszerek	64
9. Természetes gammamérés	66
9.1. Természetes gamma szondák	67
9.2. Spektrális természetes gammamérés	71
10. Gamma-gamma mérések	75
10.1. Sűrűségmérés	76
10.2. Fotoelektromos abszorpciós index mérés (Lithodensity mérés)	79
11. Neutronmérések	82
11.1. Neutronforrások	85
11.2. Neutrondetektorok	86
11.3. Neutronszondák	87
11.4. Neutronporozitás	89
11.5. Pulzált forráshoz kapcsolódó neutronmódszerek	90
11.5.1. Neutronélettartam szelvényezés	90
11.5.2. Neutronaktivációs módszerek	93
12. NMR mérések	98
12.1. NMR mérőberendezések	100
13. Akusztikus módszerek	104
13.1. Az akusztikus módszer alkalmazásai	111
14. Képkalkotó mérések	115
14.1. Egyenáramú képkalkotó szelvényezés	115
14.2. Ultrazónikus képkalkotó szelvényezés	121
15. Béléscsovezett fúrásokban végzett geofizikai mérések	124
15.1. Kútdiagnosztikai mérések	124

15.1.1. Cementkötés-szelvényezés (Cement bond log - CBL)	124
15.1.2. Karmantyúlokátor (CCL – Casing Collar Locator)	125
15.1.2. Cső állapotára vonatkozó mérések	126
15.1.3. Szivárgás és átfejtődés mérések	127
15.2. Termelésgeofizikai mérések	129
16. A szelvények kiértékelése (rövid összefoglalás)	134
Irodalom	147

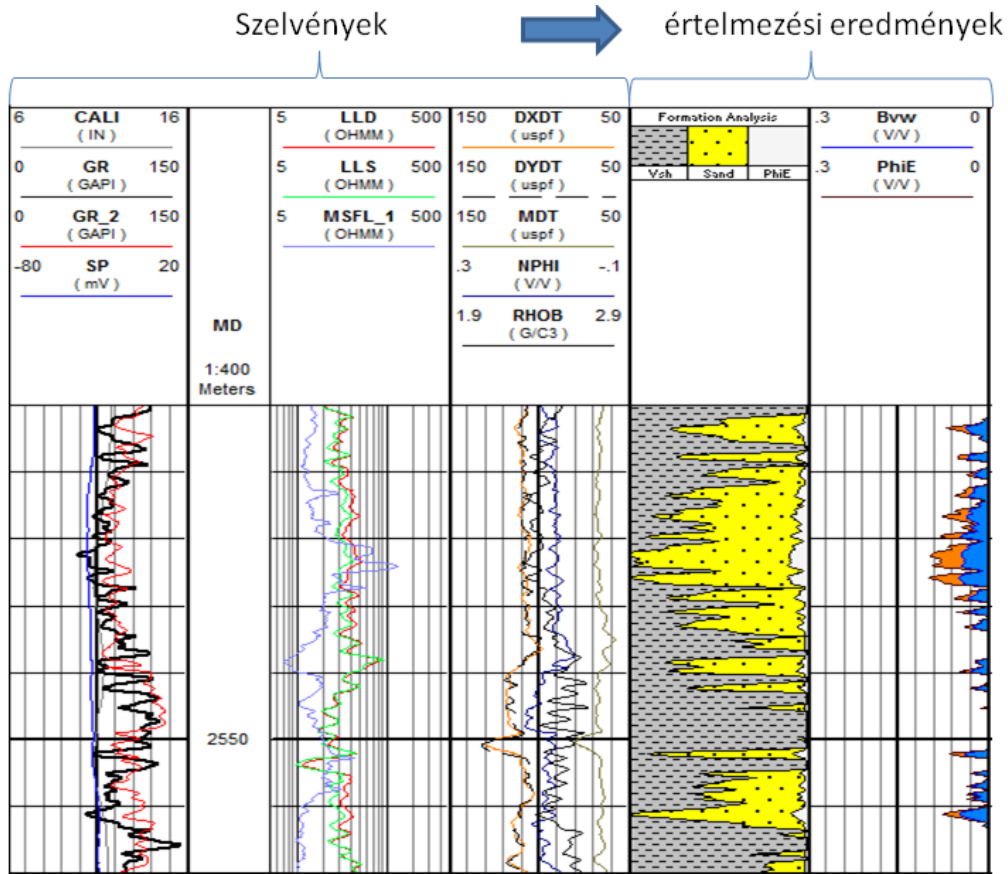


1.2. ábra. Fontosabb kőzetfizikai jellemzők (mint bemenő értékek), és kőzetjellemzők (mint az értelmezés eredményei) a szénhidrogén kutatásban.



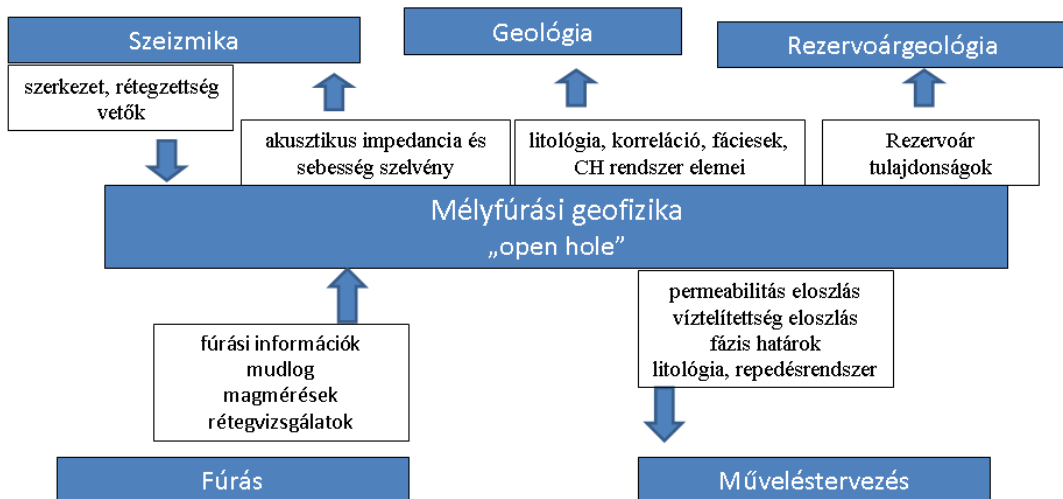
1.3. ábra. Tipikus kőzetmodell a kőzetfizikai értelmezésben: a kőzet lényegi, meghatározandó komponensei. Az effektív pórusteret (ϕ_e) víz és szénhidrogén tölti ki a szaturációkkal (S_w, S_{ch}) megadott részarányban. Az agyag tulajdonságai miatt külön kezelendő kőzetalkotó. A nem redukálható tapadóvíz (S_{wi}) vízmennyiség a szemcsék felületén tapad.

Az inverzió eredményeit (1.4. ábra) geológusok, rezervoárgéológusok és a műveléstervezéssel foglalkozó szakemberek használják fel.



1.4. ábra. Mérési adatok (baloldali 3 sáv) és eredmények az ipari gyakorlatban szokásos ábrázolása a mélység függvényében (kiszporítású gáztároló – Geomega Kft.)

A mélyfűrési geofizika és a kapcsolódó köztetfizika területén dolgozó szakember szorosan együttműködik a felszíni geofizikai kutatással, elsősorban a szeizmikus értelmezést végző geofizikusokkal, a kutatási modell pontosításában (szeizmikus inverzió), a fúrás környezetében nyert információ kiterjesztésében, a geológiai, rezervoárgéológiai modell építésében.



1.5. ábra. Mélyfűrési geofizika a kutatás információs rendszerében

A szeizmikus jellemzők alapján térképezett és mélyfúrás geofizikai adatok értelmezésével meghatározott rezervoárjellemzők alapján számíthatók pl. a készletek. Példaképpen a standard körülményekre átszámított

szénhidrogénkészlet (un. OIP: Oil in place vagy GIP: Gas in place adatok) az alábbi kőzetjellemzők (porozitás és víztelítettség) térfogati integráljával fejezhetők ki:

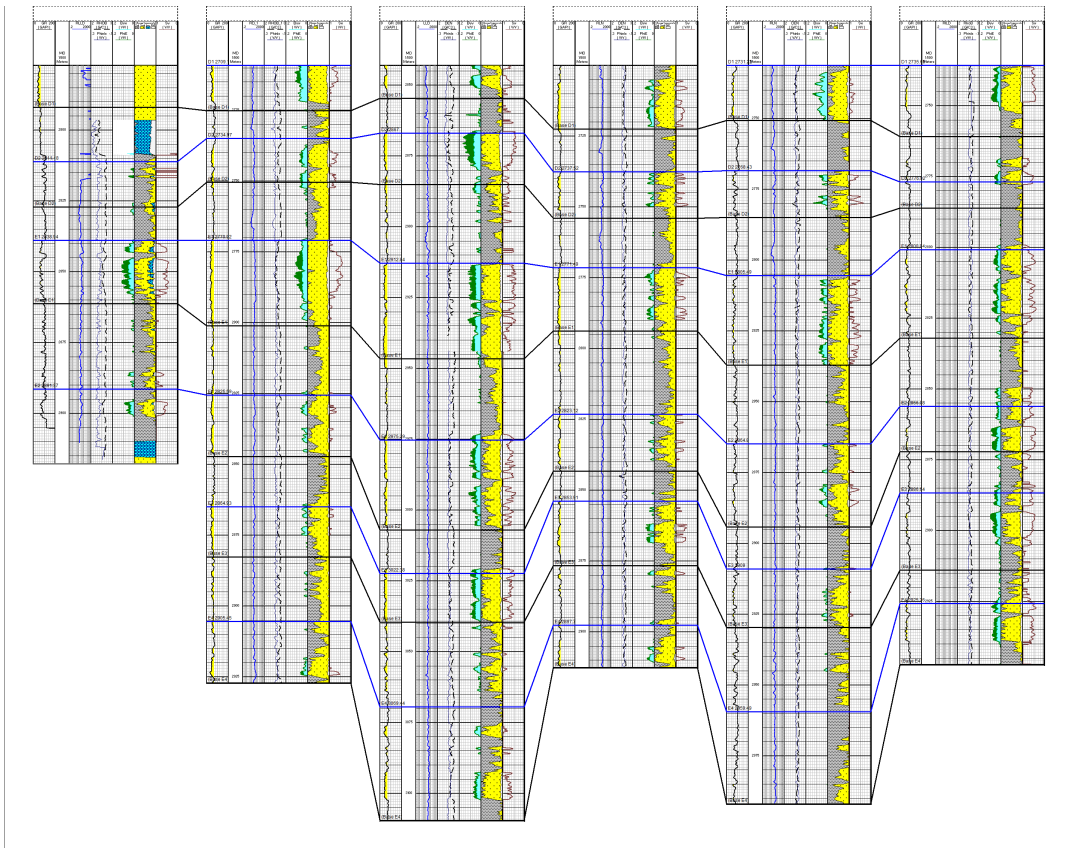
$$Készlet = C \iiint_{\text{Rezervoárrégió}} \frac{\phi(\mathbf{r})(1 - S_w(\mathbf{r}))}{B_o(p, T)} d\mathbf{r} \quad (1.1.)$$

ahol:

B : a vizsgált fluidumra vonatkozó térfogati tényező,

C : mértékegységtől függő konstans.

Az integrálban szereplő kőzetjellemzők eloszlását a mélyfúrások közelében pontosabban, attól távolodva a nagyobb bizonytalansággal tudják meghatározni, térképezni. A geológiai modell építését nagyban segíti a geofizikai szelvények fúrások közötti korrelációja (1.6. ábra) is.



1.6. ábra. Fúrásokban végzett mélyfűrési geofizikai mérések és értelmezési eredmények alapján korrelált rétegek.

A fűrési műveletet követően megfelelően biztosítani kell a fűrőlyuk falát, amelyet cementezéssel rögzített béléscsőrendszer (casing) kialakításával érnek el. A béléscsővezést általában megelőzi a mélyfűrési-geofizikai mérések sorozata (nyitott fűrőlyuknál végzett mérések: **open hole well logging**). A béléscső beillesztése után is végezhetők mérések (**cased hole well logging**), azonban az acélcső árnyékoló hatása miatt korlátozott lehetőségekkel. A béléscsővezés utáni mérések célja is lehet kőzettetek, rezervoárok vizsgálata, de inkább kútdiagnosztikai és a termelés monitorozását célzó un. termelésgeofizikai (**production well logging**) mérések.

2. fejezet - Fúrás és fúrési környezet

Fúrásokat kutatás és a termeléshez kapcsolódó célokkal mélyítenek. Sekély, mérnökgeofizikai céllal történő méréseknél, akár fúróluk kialakítása nélkül ún. penetrációs technikával (Cone penetration) is lejuttathatjuk a mérőeszközöket a mérendő rétegekig. A mérőeszközök ekkor egy speciálisan kiképzett hegyes végű acélrudon helyezkednek el.

A nagyobb mélységű fúrások esetében a leggyakrabban alkalmazott technika az ún. rotary fúrás, amelynél a fúrószerű végén a forgó mozgást végző görgős fúrófej (bit) zúzza össze a kőzeteket (2.1. ábra). A törmelék (cuttings) általában a száron keresztül érkező speciális összetételű fúróiszap (drilling mud) szállítja a felszínre a száron kívüli ún. gyűrűstérben.

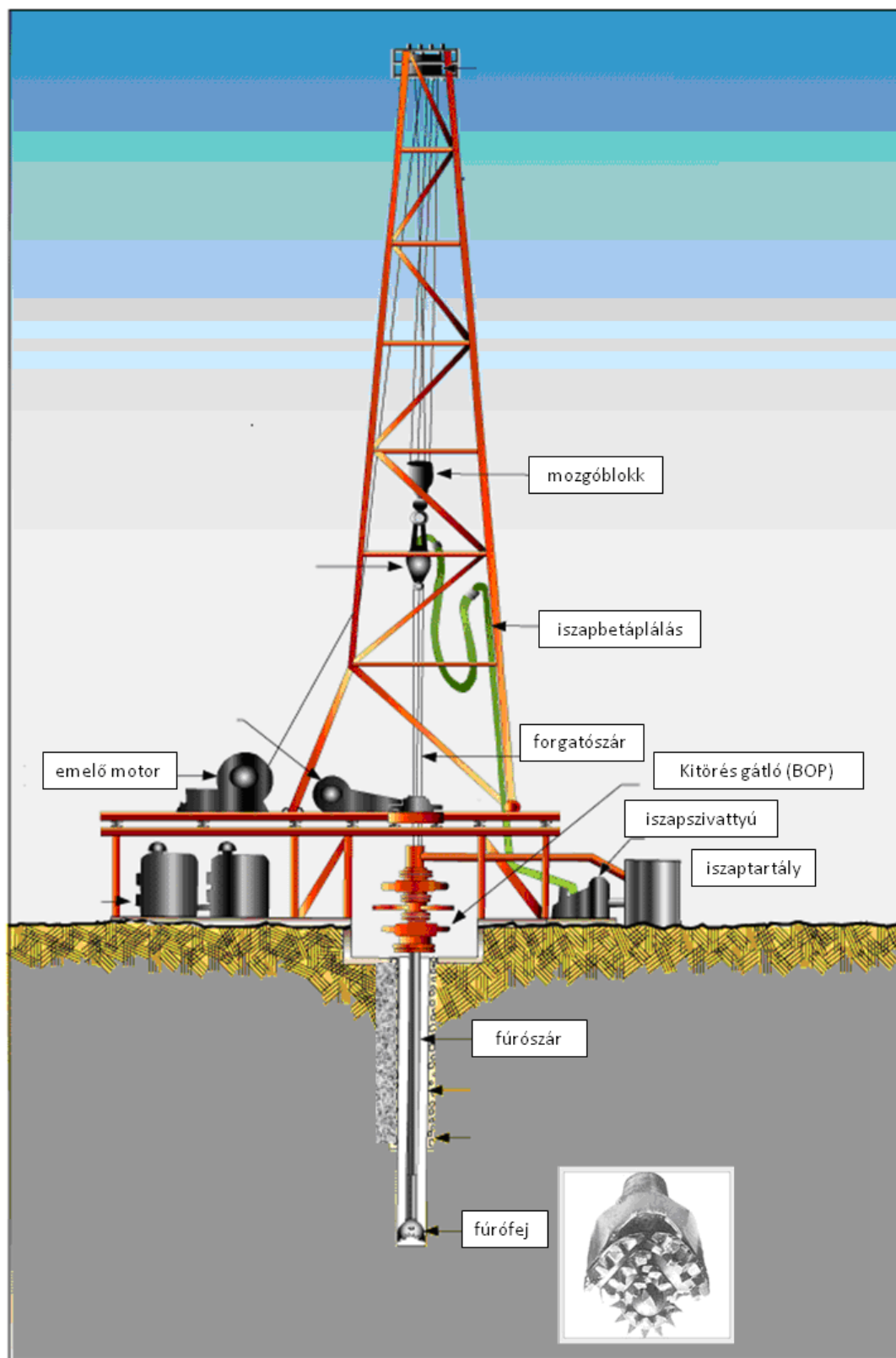
Ahogy mélyül a fúrás, a fúrótorony segítségével emelik be az újabb csőtoldást. A teljes fúró szerelvényt a csatlakozó forgató rudazattal forgatják a speciálisan kialakított ún. forgatóasztalnál. A befogás módja és a fúrószerelvénnyel felfüggesztése a forgatás mellett a fúrószerelvénnyel lefelé haladását is lehetővé teszi. A szerelvényhez csatlakozik az iszap folyamatos cirkulációját biztosító rendszer. A fúróiszap funkciója sokrétű. A furadék elszállítása mellett

hűti a fúrófejet és könnyíti a fúrást. Sűrűsége (ρ_m) által meghatározott hidrosztatikai nyomása ($\rho_m g h$) ellensúlyozza az átfúrt rétegek pórusnyomását és biztosítja a fúrás falának stabilitását. Ebben szerepe van további adalékanyagoknak, melyek kialakítják az iszap ún. tixotróp tulajdonságát, az áramlás mentes állapotban történő „bedermedést”.

Általában a fúróiszap hidrosztatikus nyomása kismértékben nagyobb az átfúrt rétegek pórusnyomásánál. Így permeábilis rétegeknél az iszap folyékonyabb frakciója (iszapfiltrátum) bejuthat a permeábilis kőzet pórussterébe. Túlzottan nagy hidrosztatikus nyomásnál a kőzet hidraulikusan akár repedhet is, a pórusnyomásnál kisebb nyomásnál viszont a pórustér kitöltő fluidum áramlik be a fúrólukba, illetve megszűnhet a lyukfal stabilitása. Repedéses zónáknál vagy alacsony nyomású formációknál iszapvesztés léphet fel.

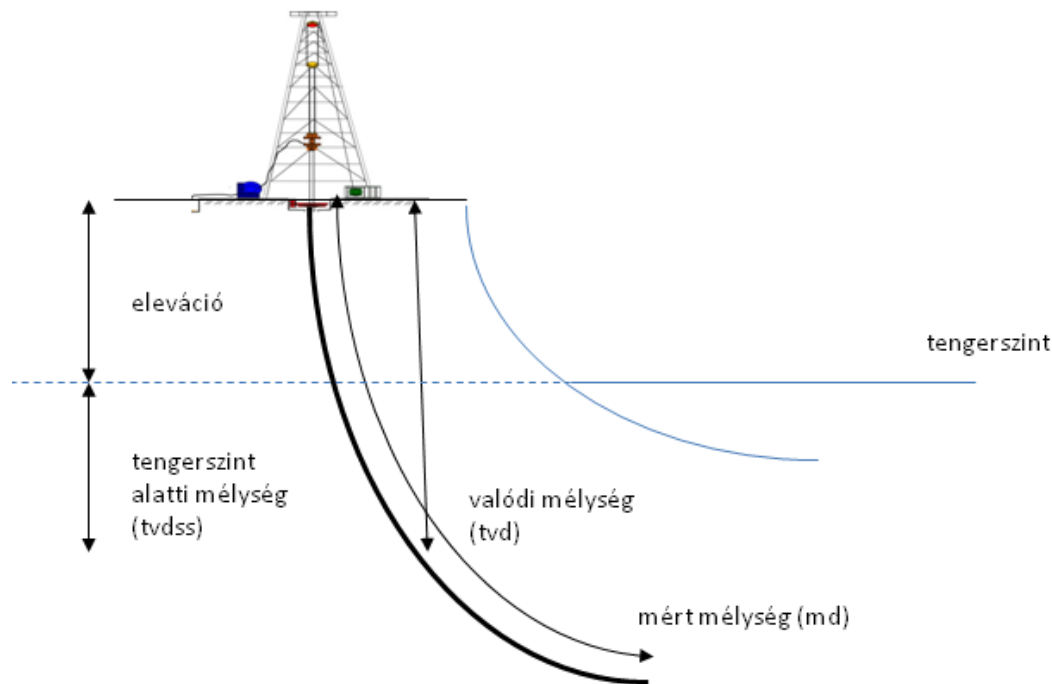
A fúrás helyzetét koordinátaival adjuk meg, ferdített vagy vízszintes fúrás esetén a fúrás térbeli helyzetét, trajektóriáját is rögzítik pl. a mért mélység függvényében megadott koordinátákkal vagy térszögekkel (azimut, inklináció).

A fúrás esetén mélység referenciapontként – koordinátával és tengerszint feletti magassággal (eleváció) megadva – egy felszíni pontot jelölnek meg (pl. forgató asztal, forgató rúd befogási hely ún. kelly bush).



2.1. ábra. Fúróberendezés felépítése, fontosabb részei.

A fúrás és szelvényezés során az adatrögzítés „mélység” függvényében történik. A mélység ilyenkor a fúrési trajektória mentén mért távolság a felszíni referencia ponttól (measured depth: md). A mért mélység (2.2. ábra) átszámítható valós (tvd: true vertical depth), tengerszintől számított mélységre (sstvd). Az esetleges lyukferdeségre a rétegvastagságok megadásánál is tekintettel kell lenni.



2.2. ábra. Mélység skálák a fúrési és szelvényezési műveleteknél.

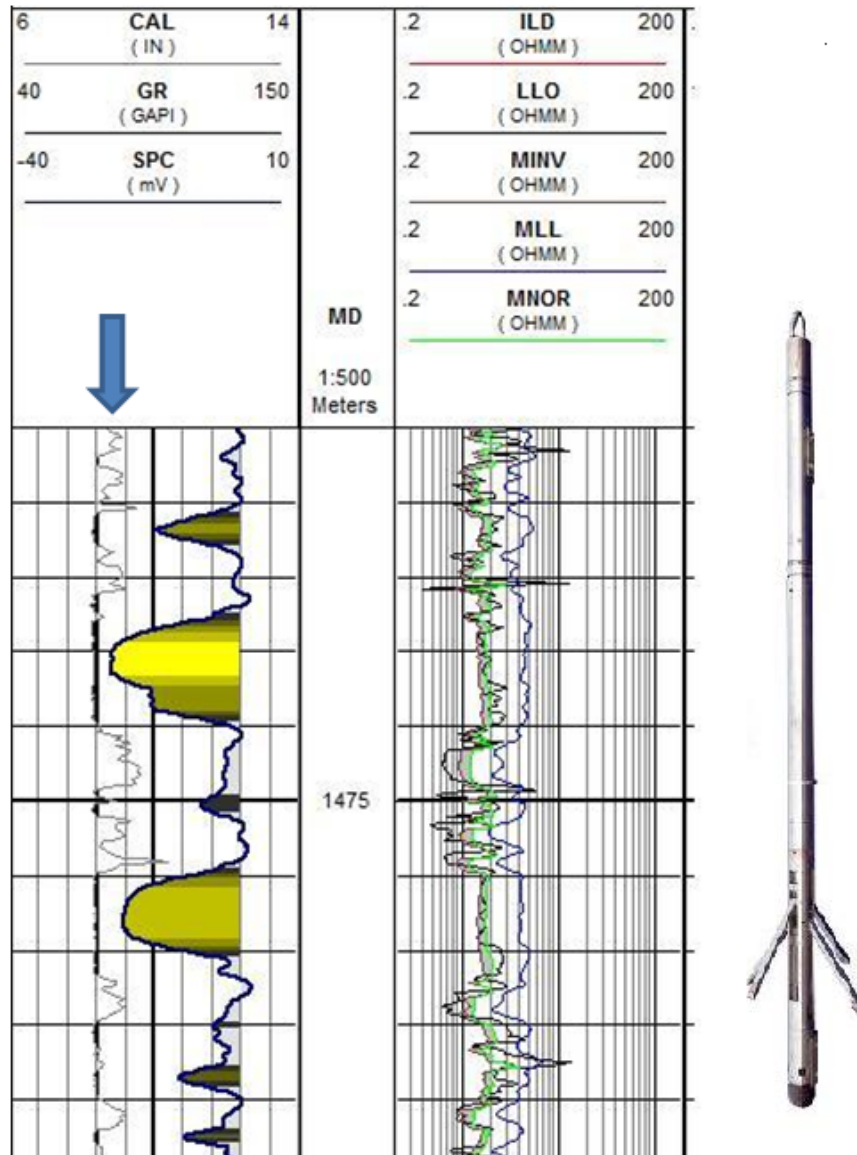
Az utóbbi időben a ferdített fúrások száma – a nagyobb költségek ellenére is – kitermelési és környezetvédelmi szempontok miatt megnövekedett. Az alacsony permeabilitású tárolók kitermelése gyakran vízszintes fúrások segítségével történik (rétegrepszteszes technika alkalmazásával).

A legmélyebb fúrások (Kola-félsziget) 12 km-nél is mélyebbek. Az olajiparban a fúrások jellemző mélysége (szénhidrogén ablaktól függően) 1-3 km, de Magyarországon is vannak 4 km-nél mélyebb kutatófúrások (Makói-árok)

2.1. Fúróluk átmérő

A fúrások átmérőjét a fúrófej átmérője (névleges lyukátmérő: bit size) határozza meg. Az olajipari gyakorlatban ez általában 6"-10" között változik. A kútkiképzési tervnek megfelelően a felszíntől lefelé haladva – stabilitási okokból - csökkenő fúróluk átmérőket alkalmaznak. A fúrési, szelvényezési és kútképzési műveletek szakaszosan követik egymást, így éri el a tervezett mélységet. A geofizikai mérések esetében az egyik zavaró tényező maga a fúróluk. Értékét a lyukhatás korrekciók miatt, illetve a benne rejlő információ miatt szelvényként is rögzítik (caliper). A névleges lyukátmérőtől való eltérésnek többféle oka lehet, de gyakran litológiai okokra vezethető vissza és a fúrólukfal instabilitását jelzi.

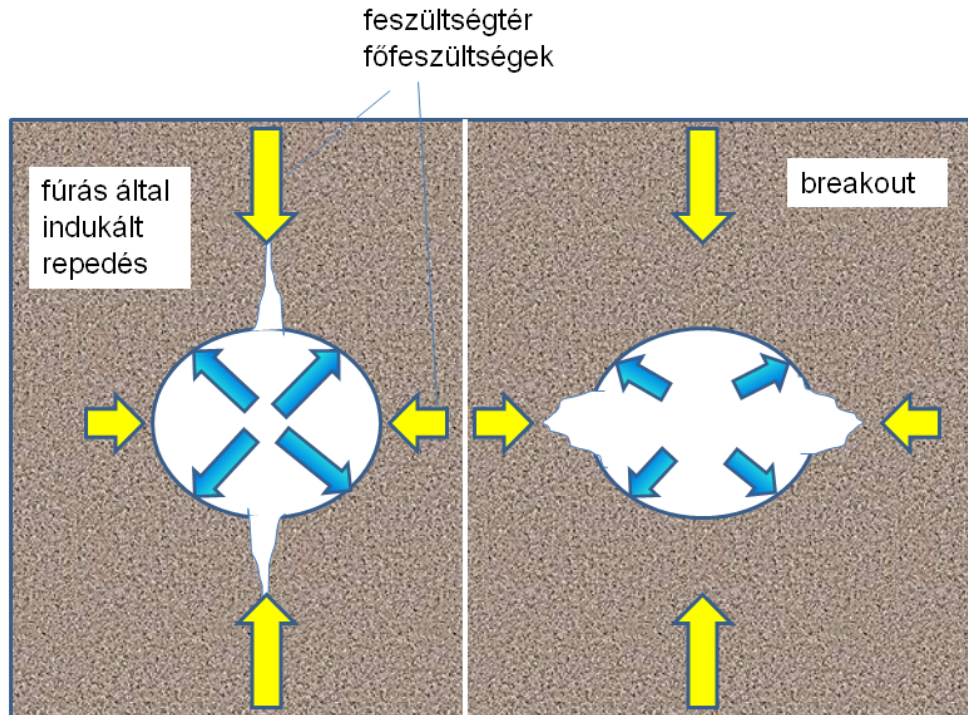
Permeábilis zónáknál a formációba beszűrődő fúróiszap nagyobb szemcséjű frakciója a lyukfalon iszaplepenyt (mudcake) képez, mely lyukátmérő csökkenést okoz. Más esetben vízre duzzadó agyagok okozhatnak lyukátmérő csökkenést, bár sokkal gyakoribb, hogy az eredeti rétegvízről eltérő tulajdonságú fúróiszap hatására az agyagréteg fellazul és lyukbővület un. kaverna keletkezik. Ugyancsak lyukbővület (wash out) keletkezik a repedezett, mechanikailag kevésbé állékony, repedezett kőzeteknél, vagy kioldódás miatt pl. evaporit rétegeknél. Deformálható kőzetréteg a lioztatikus nyomás hatására szintén okozhat átmérő csökkenést, ahogy a furadék felhalmozódása is nem megfelelő cirkuláció esetén.



2.3. ábra. Lyukbőség szelvény (baloldali sáv - CAL) a permeábilis részen iszaplepeny indikációkkal, agyagos részeken kavernákkal. Jobb oldalon a lyukbőségmérő karos szonda látható

A lyukfalon kialakulhat repedésrendszer a fúrástechnológia következtében is. Ezek általában hosszanti repedések, amelyek ott alakulnak ki ahol fúróiszap nyomása és a kőzettestben uralkodó nyomástér szuperpozíciójának eredményeként (Kirsch-egyenletek) a fúrólyuk peremi régiójánál fennáll a nyíró és normális feszültségekre a kőzetre vonatkozó törési kritérium. Ha a környezet kőzettestben a fúróiszap hidrosztatikus túlnyomása által létrehozott húzófeszültség kellően nagy, akkor a legnagyobb horizontális feszültség irányába (a legkisebb feszültség ellenébe) vékony határozott kontúrral rendelkező repedés nyílik (drilling induced fracture). Ha a kőzetben uralkodó horizontális nyomástér dominál, akkor a legkisebb főfeszültség irányában alakulhat ki összetett repedésrendszer un. breakout (2.4. ábra). Ez utóbbi viszonylag széles mélyedés lehet, mely a lyukátmérő szelvényen lyukbővületként is jelentkezik.

A lyukátmérő mérése kinyíló karú szondával (kettő vagy több karral) történik (2.3. ábra).



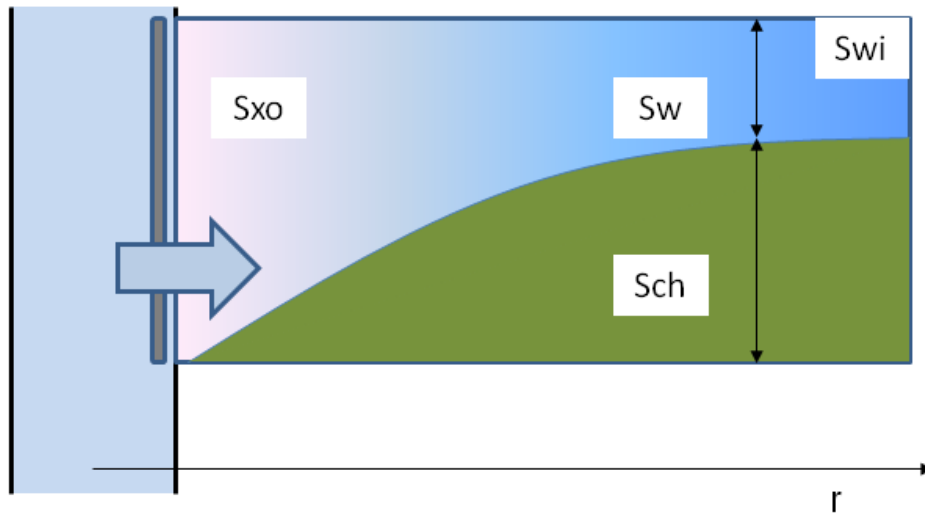
2.4. ábra. Lyukfaldeformációk keletkezése horizontálisan inhomogén feszültségtérben

2.2. Elárasztás

Ha a fűrőiszap hidrosztatikus nyomása meghaladja a póruster nyomását, akkor az iszapfiltrátum – az iszap egy frakciója – permeábilis formáció átfúrásakor beáramlik a pórusterbe, a fűrőlyuk környezetéből részben vagy egészben kiszorítva az eredeti pórustartalmat. Ennek hatására ún. elárasztott zóna jön létre, mely jórészt a fluidum cserének köszönhetően eltérő fizikai tulajdonságokkal rendelkezik, mint az elárasztás régióján kívüli érintetlen zóna. Az elárasztott zóna radiális kiterjedése jellemzően 0.1 – 1.0 m között van. Ennek megfelelően kell a szondák, szondakombinációk radiális kutatási mélységét tervezni. Az elárasztás folyamatát általában a fűrőlyuk falán az iszap szilárd frakciójából képződő ún. iszapleány képződése zárja le. Alacsony permeabilitású kis porozitású közeg esetén az iszapleány képződése lassú folyamat, ilyenkor az elárasztott zóna radiális kiterjedése nagyobb lehet. Az iszapösszetétel megfelelő beállításával általában törekszenek az elárasztási folyamat mérséklésére, amely így a réteg későbbi termeltetését segíti. Bizonyos modellezéseknél az elárasztott zónát kiöblített (teljes fluidum csere) és átmeneti zónára osztják.

Az elárasztás bizonyos mértékig „szimulálja” fordított irányban a termelés folyamatát, így az elárasztott zóna víztelítettsége (S_{xo}) és az érintetlen zóna víztelítettségének (S_w) különbsége információval szolgál a szénhidrogén kitermelhető hányadáról (S_{Chm}).

$$S_{Chm} = (1 - S_w) - (1 - S_{xo}) = S_{xo} - S_w \quad (2.1.)$$



2.5. ábra Permeábilis, szénhidrogén tartalmú rétegnél kialakult elárasztott zóna radiális szaturációs profilja, a fúróllyuktól indulva. (S_{wi}) a maradék víztelítettséget jelöli.

Az elárasztás folyamatát a Buckley-Leverett egyenlet írja le, amely lamináris kétfázisú áramlást vizsgál porózus közegben. Az anyagmérleg egyenletből kiindulva az i -edik pórufolyadék összetevőre:

$$\phi \frac{\partial S_i}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial r q_i}{\partial r} \quad (2.2.)$$

alakú egyenlet írható fel, ha a folyadékokat összenyomhatatlannak tekintjük. Az egyenlet szerint adott térfogat pórusterében levő folyadék szaturációjának (S_i) időbeli változását a beáramló folyadék lokális mérlege, azaz az áramlás (q_i az i -edik összetevő Darcy-sebessége) térbeli változása határozza meg. A Darcy-sebesség több fázis esetén is közelítőleg kifejezhető a Darcy-törvény segítségével:

$$q_i = - \frac{k \cdot k_i}{\eta_i} \frac{\partial p}{\partial r}, \quad (2.3.)$$

ahol:

k : a permeabilitás,

k_i : az i -edik fázis relatív permeabilitása,

η_i : az i -edik fázis viszkozitása.

Kétfázisú esetet vizsgálva felírhatjuk, hogy a teljes áramlásra vonatkozó Darcy-sebesség:

$$q(r,t) = q_1(r,t) + q_2(r,t) \quad (2.4.)$$

Mindkét fázissal kifejezve a nyomásgradienst a következő egyenlet kapható:

$$q_2 = \frac{\eta_1 k_2}{\eta_2 k_1} q_1 \quad (2.5.)$$

Bevezetve a következő függvényt, amely a Darcy-sebességeket a relatív permeabilitáson keresztül összeköti a szaturációkkal:

$$q_1 = \frac{1}{\left(1 + \frac{\eta_1 k_2(S_1)}{\eta_2 k_1(S_1)}\right)} q = g(S_1)q \quad (2.6.)$$

Ezt visszaírva az eredeti egyenletbe, megkapjuk az S_1 telítettség időbeli alakulását meghatározó egyenletet, amennyiben a Darcy-sebesség ismert:

$$\phi \frac{\partial S_1}{\partial t} = \frac{q}{r} \frac{\partial r g(S_1)}{\partial r} \quad (2.7.)$$

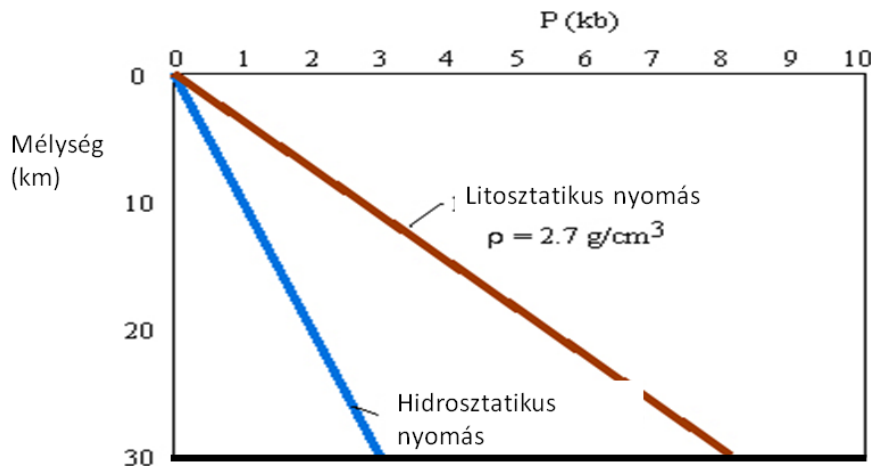
A határon – a fűrőlyuk falánál – csak fűrőiszap áramlik be, a nyomásviszonyoknak megfelelően, ezzel mind határfeltétellel megoldható a fenti egyenlet és számítható az adott szaturációval jellemezhető elárasztási front időbeli terjedése. A fűrési művelet és a szelvényezés között több óra is eltelhet, amely hatással lehet az elárasztás mélységére.

2.3. Hőmérséklet és nyomásviszonyok

A fűrőiszap nyomását a pórusnyomásnak megfelelően kell beállítani. Ha a pórusfolyadék viseli a litosztatikai nyomás egy részét, túlnyomásos zóna jön létre. A litosztatikai nyomás a rétegek sűrűségének integráljával fejezhető ki:

$$p(z) = p(ref) + g \int_{ref}^z \rho(z') dz' \quad (2.8.)$$

A fűrőiszap megfelelő hidrosztatikai nyomását a sűrűséget növelő adalékokkal (pl. barit) érik el. A litosztatikai nyomás jellemző gradiense 22-26 MPa/km míg a hidrosztatikai nyomásé 10 MPa/km.



2.6. ábra. A meghatározó nyomás trendek, a tároló rétegek pórusnyomás-trendje a kettő között helyezkedik el.

A fúrásokban elvégzett nyomásmérések érzékenyek a kitöltő folyadék sűrűségváltozásaira és áramlására. A rétegnyomásokra következtethetünk az ún. teszteres mérések adataiból és a kútfejnyomás adatokból. A teszter speciális folyadék-mintavevő eszköz, amely adott helyen rétegfolyadék nyomásának mérésére is alkalmas. A rétegnyomások alakulása megszabja a lehetséges kitermelés módját. A nyomásviszonyokra – különösen az ún. differenciális nyomásra –, mely a szemcsék kontaktusát megszabja, több közetfizikai paraméter különösen érzékeny (pl. akusztikus terjedési sebesség, hővezetés stb.). Jellemző pórusnyomás a szénhidrogén-tároló rétegeknél (10-30 MPa)

A hőmérsékleti profil szintén lényeges információkat hordoz. Referenciaként vehető a helyi geotermikus gradienssel számítható érték. Elsősorban a gáz és vízáramlások okozhatnak anomáliákat, így az említett áramlások felderíthetők. A hőmérséklet és nyomásviszonyok meghatározzák a pórus fluidumok oldhatóságát, sűrűségét, rétegvizek esetén

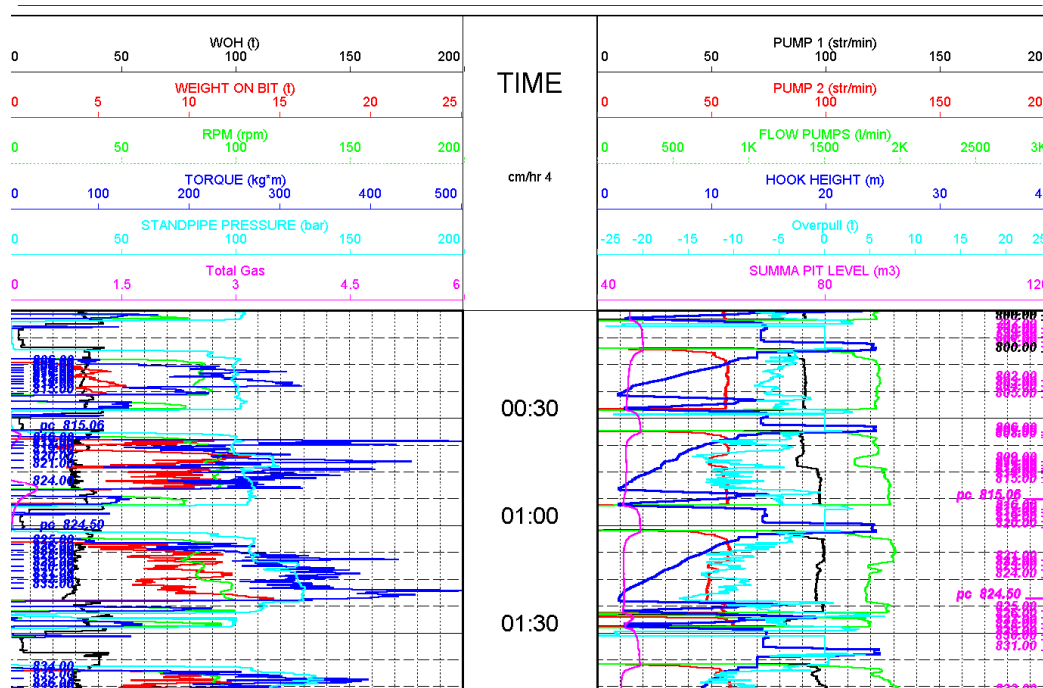
a hőmérséklet hatással van pl. az iontranszportra és ezen keresztül az kőzetek fajlagos ellenállásra. Több mélyfúrás-geofizikai mérés esetében hőmérsékleti korrekciót kell alkalmazni, illetve bizonyos szondatípusok felhasználása adott hőmérséklet felett korlátozott. A geotermikus kutatások esetében alapvető szelvénytípus. A hőmérsékleti viszonyok és hőtörténet határozza meg az un. szénhidrogén ablakot. A szénhidrogén fúrások jellemző talphőmérséklete 100-150 C a mélység függvényében.

A hőmérsékletmérés geofizikai szondákban nagyon kis hőtehetetlenségű szenzorral valósítható meg.

2.4. Mud-log és fúrás közbeni információk

A fúrési műveletek során is olyan információkhoz juthatunk, melyek a későbbiekben segíthetik a petrofizikai értelmezést. A fúrás során több paramétert is rögzítenek, melyek kőzettani információkat hordozhatnak.

A fúróhaladás – adott nyomaték és fordulatszám mellett - nyilvánvalóan függ a kőzet mechanikai tulajdonságaitól, repedettségétől, szilárdágától.



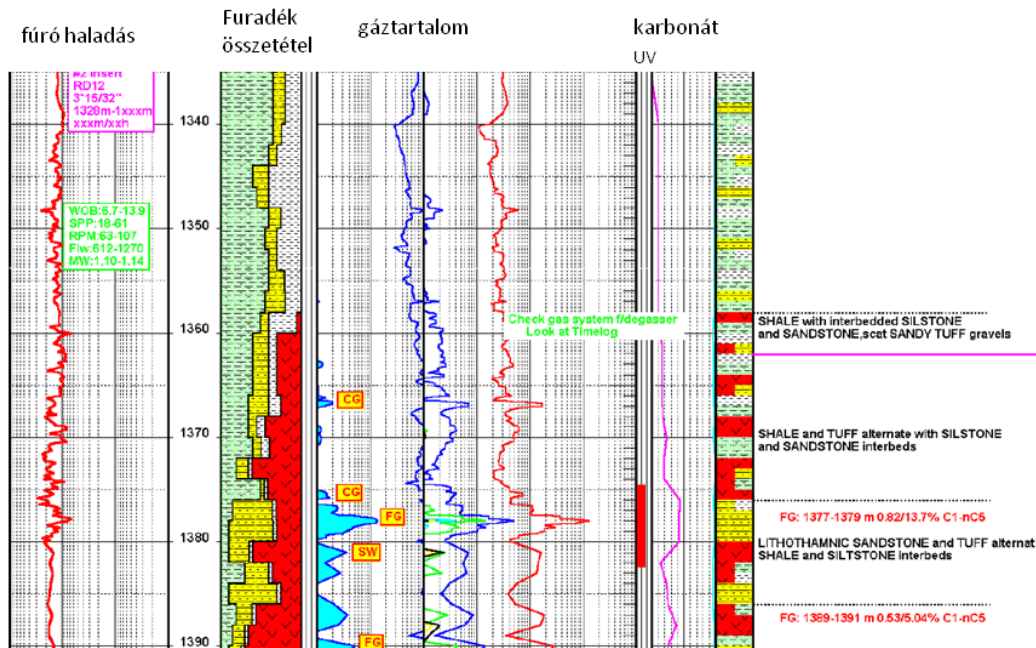
2.7. ábra. Egy fúrési művelet főbb paramétereinek időfüggése, követhetők a fúrési periódusok. (WOH : weight on the hook, RPM: rotation per minute, Torque: nyomaték)

A fúrás folyamán a felszínre áramló fúróiszap elemzése (fúróiszap szelvényezés) szintén sok hasznos információt adhat. Erre – a fúrás mellett - külön labor települ, mely az iszap és a felhozott fúrési törmelék főbb jellemzőit analizálja. A labor mérések eredményeinek összessége az iszapparaméterek mélység szerinti ábrázolása (mud-log). Az eredményeket az iszap áramlási sebességének ismeretében közelítőleg mélységhez lehet kötni, bár nem zárható ki, hogy a fúrás felsőbb részeiből is válik le törmelék, illetve magasabban fekvő rétegekből kerül rétegtartalom a feláramló iszapba, így az információ bizonytalansága nagyobb, mint a geofizikai szondázásoké.

Fontosabb rögzített mennyiségek:

- iszap forgalom
- iszap veszteség (repedések, kisnyomású zónák indikációja)
- kőzettörmelék összetétele
- gáz mennyisége
- gáz összetétele (C1:metán, C2:Etán...C7-ig osztályba sorolással, gázkromatográfiás elemzéssel)
- iszap ph (pl.CO₂, H₂S belépés indikátora lehet)
- iszap sűrűség
- iszap hőmérséklet

- UV fluoreszcencia (olaj nyomok kimutatására)
- CaCO₃ tartalom



2.8. ábra. Mud-log eredmény egy gáztárolónál (Geomega Kft. 2009). Jól látható a furadék alapján valószínűsíthető réteghatárok, illetve a valós gáz belépési pontok (FG). A furadék összetétel és a gáztartalom is relatív egységekben szerepel.

A gáztartalom megítélése gyakorlatot kíván és nem mindig dönthető el pontosan, hogy a mud-log szelvényen megjelenő gázcsúcsok valóban a kitermelhető gáz indikációi lennének. Gáz indikációkat okozhatnak különböző, fúrószerű mozgató műveletek, melynek következtében lokális nyomásváltozások történhetnek vagy iszaplepleny sérülés, amely a fúrás valamely szakaszán gázbelépéssel járhat (TG: trip gas, CG: connection gas).

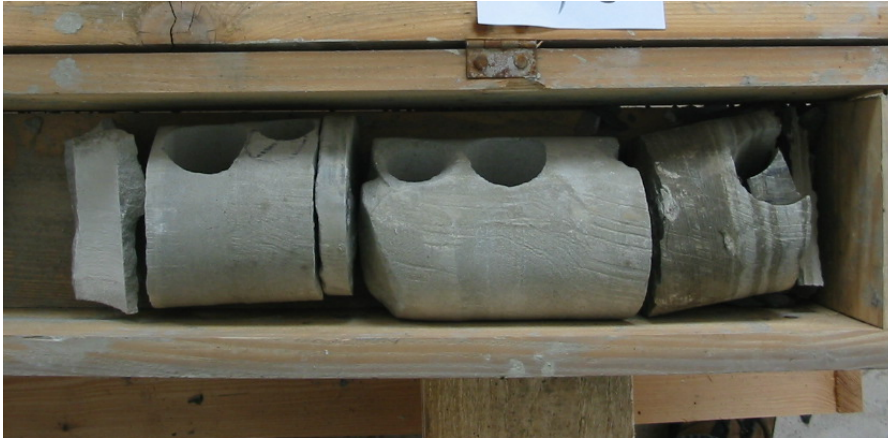
Az azonosított természetes gáz csúcsok (FG), azok melyek valóban gáztartalmú formációra utalnak. A gázbelépés még ilyenkor is köthet impermeábilis gáztartalmú agyagokhoz. Megjegyezzük, hogy a gázbelépés függvénye az iszap hidraulikus nyomásának is, a pórusnyomásnál jóval nagyobb iszapnyomásoknál a gázbelépés kisebb.

A felhabosodással járó nagymennyiségű gáz belépése (gas kick) viszont figyelmeztető jel a fúrás biztonsága szempontjából.

A furadék összetétele és a karbonát-tartalom a későbbi litológia becslésnél segíthet, a mud-log szelvényen litológiai oszlopként láthatjuk.

2.5. Magmintavétel

Speciális és igen drága fúrési technológiával, kőzetmagot lehet venni a harántolt rétegekből. A magminta ezután közvetlenül vizsgálható labormérésekkel. Megmérhető rajta valamennyi kőzetzikiai tulajdonság és mérhető az összetétel, porozitás, permeabilitás és szénhidrogén-tartalom. Ezek segítségével pontosíthatók a félempirikus kőzetzikiai egyenletek paraméterei. Leggyakrabban porozitás és permeabilitás méréseket végeznek (un. poroperm adatok), a permeabilitás becslése a konvencionális szelvényekből meglehetősen bizonytalan, így labormérések alapján állítanak fel lokális regressziós összefüggést a porozitás függvényében. A magmintavétel nem teszi fölöslegessé a geofizikai szelvényezést. A szondák által látott tartomány nagyobb, az eredmény reprezentatívabb és információt kaphatunk az elárasztott zóna határán túlról is. Az un. magnyereség gyakran nem 100%, azaz a mintavételi szakaszon a vett kőzetoszlop nem teljes pl. repedezett szakaszok jelenléte miatt.

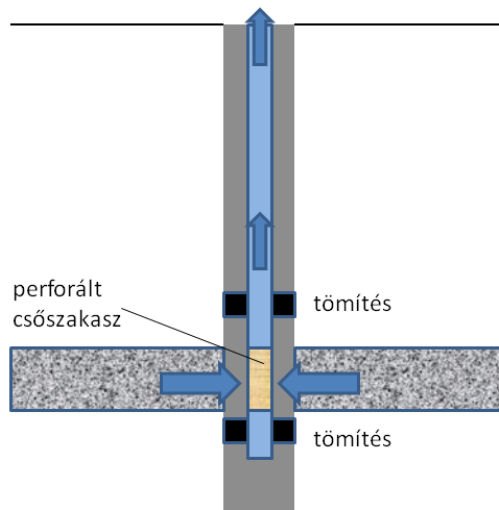


2.9. ábra. Magminták

Megjegyezzük, hogy lehetőség van az ún. oldalfal magminta-vevővel utólagos mintavételre is.

2.6. Rétegvizsgálat

A réteg produktivitása, nyomása vizsgálható teszteléssel (DST - drill stem test). A művelet során két tömítéssel elzárt tartományban termeltetik a produktív réteget (2.10. ábra). Elemezhető a folyadék összetétel (szénhidrogén és vízhozam). A hozamok a relatív permeabilitás értékek segítségével összeköthetők a szaturáció értékekkel. A vízmintavétel, a rétegvíz összetételének elemzése, rétegvíz fajlagos ellenállásának meghatározása hozzájárulhat a hatékonyabb kőzetfizikai inverzióhoz, különösen a szénhidrogén szaturáció becsléshez.

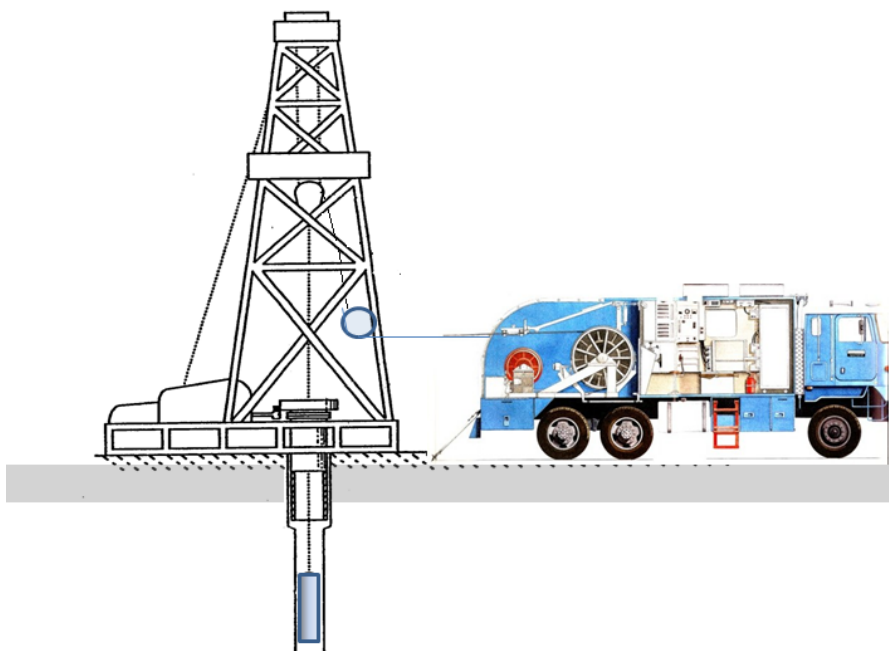


2.10. ábra. Réteg tesztelése (DST)

3. fejezet - Geofizikai szelvényezés

A geofizikai szondákkal (3.2. ábra) végzett mérések – szelvényezés – célja a minél részletesebb információgyűjtés az átfúrt közetrétegekről. Ennek érdekében a lehető legtöbb fizikai térrel leképezzük a vizsgált közettartomány fizikai tulajdonságait.

A méréseket a fúrás mélyítését követően a lehető legrövidebb időn belül elvégzik, általában kombinált szondákkal, többféle méréstípus összevonásával.

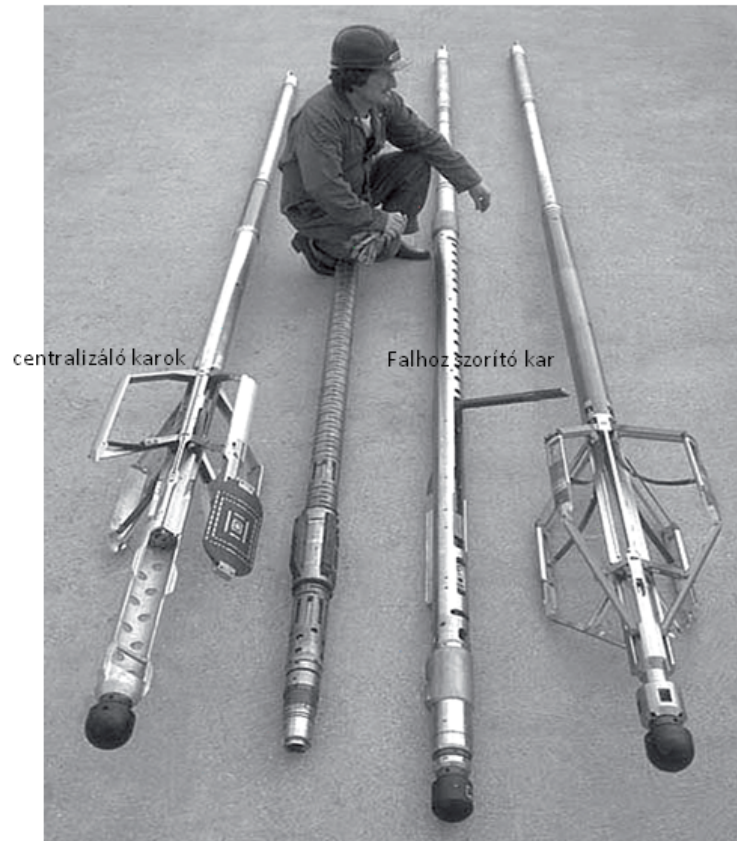


3.1. ábra. Mélyfúrás geofizikai szelvényezés.

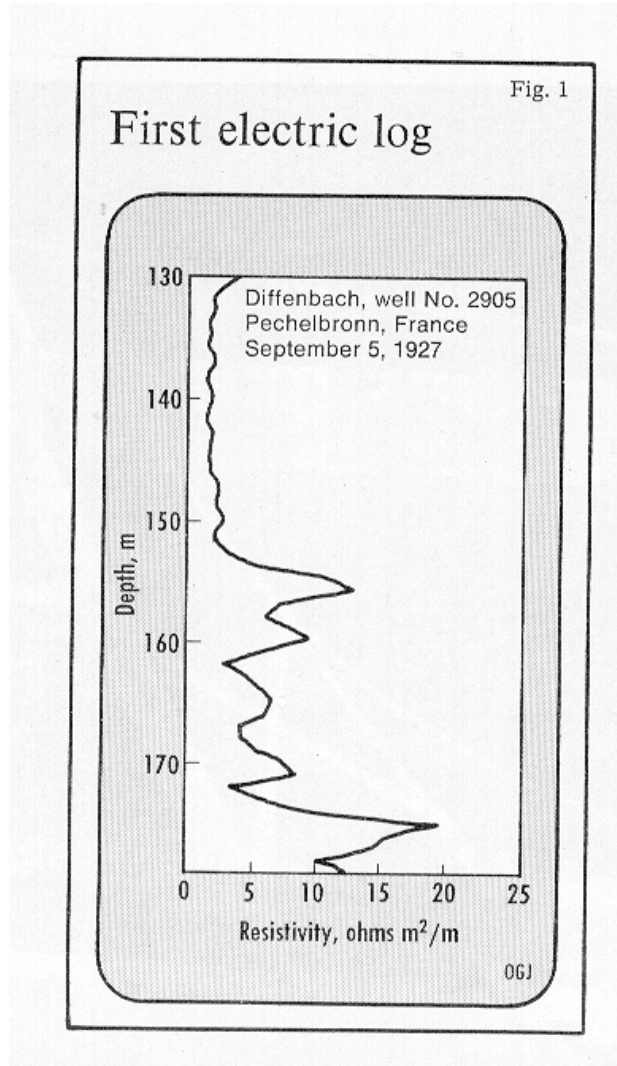
A mérést megelőzően a szondákon felszíni kalibrációs méréseket hajtanak végre, majd a szelvényező mérő kocsiról kábelrel keresztül juttatják a szondát a kívánt mélységbe (3.1. ábra). A kábel biztosítja a szondák mérőberendezéseinek tápellátását és az adatforgalmat is.

Legtöbb esetben a mérést felfelé vontatva hajtják végre, az adatokat a kábel mentén mérhető „mélység” (md) szerint mintavételezve és rögzítve. A mintavételi köz 0.1 - 0.2 m, de bizonyos szelvények esetében 1-2 mm (képalkotó mérések, dőlésmérés). Legtöbb mérés folyamatos vontatás mellett történik. A kábelnyúlást a mélységtértnél utólag korrigálják.

Az eltérő szondakombinációkkal végrehajtott mérések között kismértékű mélységtolódások lehetnek, szondamegszorulások stb. miatt, amelyet az adatok előfeldolgozásánál korrigálni kell (un. mélységegyeztetés).



3.2. ábra. Geofizikai szondák. (centralizált és falhoz szorított eszközök)



3.3. ábra. Az első szelvényezés eredménye (Schlumberger, 1927)

Azokban az esetekben, ahol az utólagos szelvényezés nehezen kivitelezhető (pl. tengeri fúrások, vízszintes fúrások) speciális kiképzésű fúróberendezésen a fúrófej mögött helyezik el a mérőberendezést (MWD - Measure While Drilling). Ferdített fúrásokban, ahová a sonda nehezen juttatható le kábelen, a szondát cső segítségével tolják a mérendő szakaszig (PCL – pipe conveyed logging).

A sonda érzékelői a mesterséges vagy természetes forrással kialakuló fizikai mezők mérésével képezi le a kút környezetet, a közt fizikai jellemzők eloszlását. Az alkalmazott fizikai tér jellege és mérőberendezés kialakítása (pl. forrás érzékelő távolság) határozza meg a kutatási tartományt (S), ahonnan az adott mérés típus még képes információt hozni. Ez a mért érték (M) megváltozásával jellemezhető, ha adott térbeli pont környezetében levő közt fizikai jellemzőt ($k(r)$) megváltoztatjuk.

$$S_\varepsilon = \left\{ \mathbf{r}, \left| \frac{\partial M}{\partial k(\mathbf{r})} \right| > \varepsilon \right\} \quad (3.1.)$$

Ha ez a megváltozás kevésbé érzékeny a környezet közt fizikai jellemzőinek eloszlására, akkor ún. differenciális geometriai faktor (g) függvény adható meg, amely térkép szerűen mutatja a sonda térbeli érzékenységét.

$$M \approx \iiint g(\mathbf{r})k(\mathbf{r})d\mathbf{r} \quad (3.2.)$$

Ennek segítségével – hengerkoordinátákban (r,z) – radiális érzékenységet és kutatási mélységet definiálhatunk a differenciális geometriai faktor z -szerinti kiintegrálásával. Mivel a fúrás okozta hatások (pl. elárasztás) esetében a radiális kiterjedés döntő, a szonda kombinációk megtervezésében a radiális karakterisztikának $(R(r))$ nagy jelentősége van.

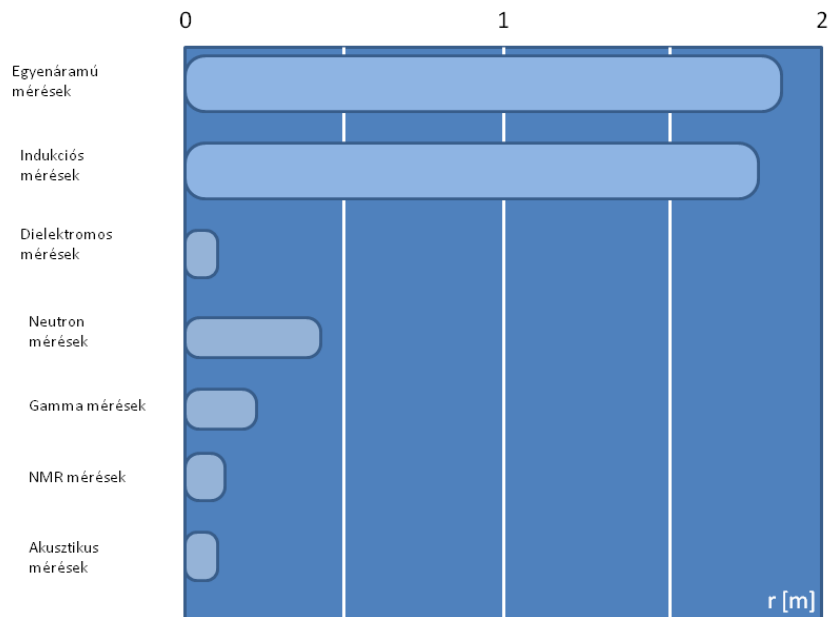
$$R(r) = \int_{-\infty}^{\infty} g(r, z) dz \quad (3.3.)$$

A szelvényezés során a másik jellemző inhomogenitás a rétegzettség, emiatt a mérés vertikális felbontóképessége is lényeges. Ez jellemezhető a vertikális karakterisztika bevezetésével:

$$Z(z) = \int_0^{\infty} g(r, z) dr \quad (3.4.)$$

Finom vertikális felbontás gyorsan lecsengő $Z(r)$ karakterisztikával érhető el. A radiális kutatási mélység javítása a forrás-érzékelő távolság növelésével általában a vertikális felbontás rovására mehet. Negatív és pozitív forrású fizikai mezők esetén megvalósítható a mérés fókuszálása, mely során a kutatási mélység a vertikális felbontás romlása nélkül javítható többlet jelenergia alkalmazása mellett.

A fenti karakterisztikák alapján a szondákat úgy tervezik, hogy a radiális inhomogenitások (elárasztás) kielégítő pontossággal felderíthetők legyenek, és ha az alkalmazott fizikai tér jellege megengedi, akkor legyen információ a fúrás által nem háborgatott érintetlen zónáról is (elektromos módszerek).



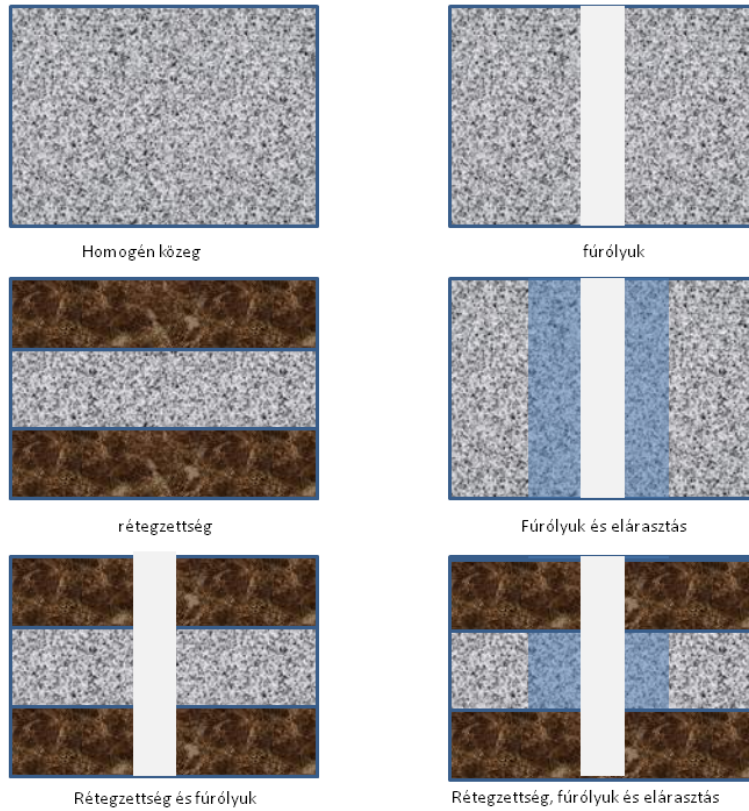
3.4. ábra. Egyes geofizikai méréstípusok jellemző radiális kutatási mélysége

A mérés esetlegességének hatásait igyekeznek csökkenteni pl. megfelelő hidraulikus karok segítségével biztosítják a szonda centralizált elhelyezkedését. Kis – néhány cm-es kutatási mélység esetén ún. falhoz szorított eszközöket alkalmaznak ugyancsak hidraulikus karok segítségével, biztosítva a fúróluk zavaró hatásának csökkentését. (3.2. ábra)

Más esetekben a forrás eleve fókuszálható és irányfüggővé tehető, így felhasználható irányfüggő mérésekre (NMR szonda, azimutális laterolog, dipol gerjesztésű akusztikus mérések stb.).

Cased-hole méréseknél további zavaró inhomogenitást jelentenek a kútkiképzés elemei (bélcső, termelőcső, cementezés, perforációk stb.)

Ahogy a felszíni geofizikai módszerek közegmodelljeinél is szokás, a közetfizikai jellemzők eloszlását (elárasztás, fúrólyuk, rétegzettség, iszaplepleny stb.) kevés paraméterrel jellemezhető egyszerűsített eloszlással írjuk le. A probléma egyszerű megoldhatósága érdekében általában konstans fizikai jellemzőkkel leírható tartományokra bontjuk a teret.



3.5. ábra. Leggyakoribb lépcsőfüggvény modellek a nagyobb léptékű inhomogenitások leírására.

A több paraméterrel jellemezhető modell paraméterei, többféle kutatási mélységgel jellemezhető szonda mérése alapján határozható meg. Az inverzió első lépéseként a fenti közegmodellek paramétereit határozzuk meg, amely a közetfizikai paraméterek közelítő eloszlását adja.

$$Q_1 = \sum_{i=1}^N D(f_i - f_i^T(\mathbf{p})) \quad (3.5.)$$

Ez általában a mért értékek (f_i) és az elméletileg számolt mérési érték (f_i^T) valamilyen távolság (D) definíció alapján alapuló funkcionál (Q_1) eloszlás paraméterek (\mathbf{p}) szerinti minimalizálásával történik.

A hagyományos megközelítésnél külön végzik el az egyes inhomogenitásoktól származó korrekciókat (lyukhatás korrekció, elárasztás korrekció, réteghatár korrekció). Megjegyezzük, hogy a szondatervezésnél gyakran az is fontos vezérlőelv, hogy az említett zavaróhatások minimálisak legyenek.

A modell tartományaira ekvivalens közetfizikai paramétereket kapunk, melyekből az inverzió 2. lépéseként a Q_2 funkcionál hasonló minimalizálásával a közetjellemzőit (\mathbf{k}) határozzuk meg.

$$Q_2 = \sum_{j=1}^N D(p_j - p_{ij}^T(\mathbf{k})) \quad (3.6.)$$

A távolság definíció a valószínűségi modelltől függ. Elvileg a két lépés összekapcsolható.

Az adott mélységintervallumban levő mérési pontokat az inverzió szempontjából kezelhetjük együtt, hogy a vertikális és radiális inhomogenitások hatását együtt, egy modellben vegyük figyelembe, ilyenkor ekvivalens

rétegjellemzőket határozunk meg. Az ipari gyakorlatban gyakoribb, hogy a kiértékelés mélységpontonként történik, a vertikális inhomogenitások hatásának elhanyagolásával. A réteghatár vagy vékonyréteg effektusok ilyenkor torzíthatják az eredményeket, viszont képet kaphatunk a finomabb rétegen belüli változásokról.

A gyors kiértékelések általában mélységpontonkénti direkt módszerek alkalmazásával történik.

3.1. Adatrögzítés-adatkezelés

Legtöbb méréstípus esetében egy látszólagos közetfizikai paramétert rögzítenek mélységpontonként. Ezeket általában standard fejléccel ellátott, standard formátumú text-fájlban (LAS – Logging ASCII) tárolják.

A mérések feldolgozásának megkezdése előtt fontos ellenőrizni az eszközök kalibrációjára vonatkozó információkat és az ismétlő méréseket.

A mérések fejlécében találjuk meg a mérés szempontjából lényeges kútparamétereket (talphőmérséklet, iszapsűrűség, iszapellenállás stb.) Az előfeldolgozás során kell kiszűrni a különböző zajokat és zavarokat (pl. a túlzott lyukbővületek zavaró hatását).

Bizonyos méréstípusok – képkalkáló eljárások (FMI, BHT), dőlésmérés, teljes akusztikus hullámkép mérés, NMR – esetében minden mérésponthoz nagyobb adatrendszer tartozik. Ezeket leggyakrabban ún. LIS vagy DLIS formátumban rögzítik.

4. fejezet - Egyenáramú fajlagos ellenállásmérések

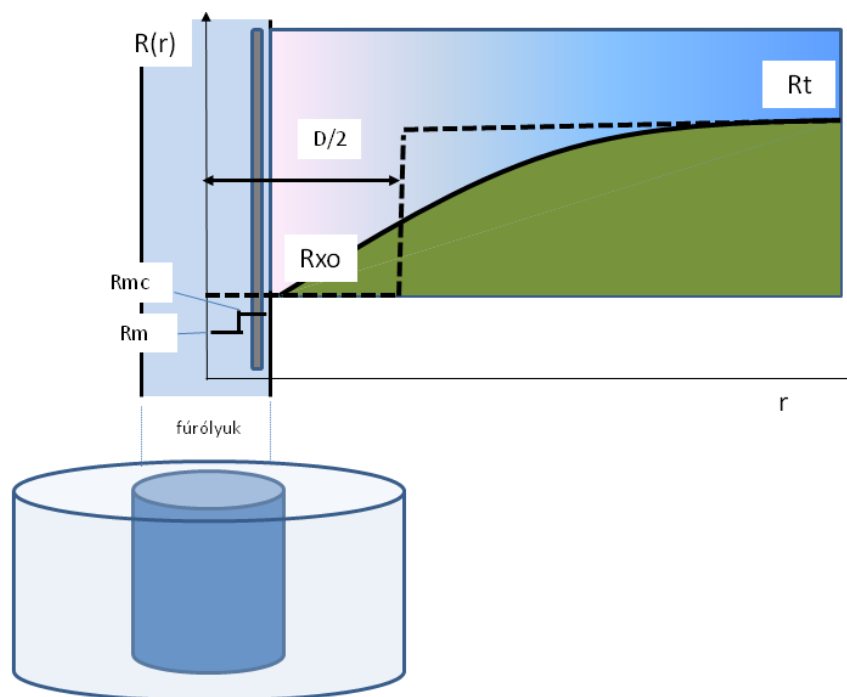
A kőzettestek, üledékek fajlagos ellenállásának mérésére irányuló elektromos mérések a mélyfúrásokban végzett geofizikai mérések estében kiemelten fontos szerepet töltenek be. Megfelelő elektróda rendszerrel viszonylag nagy radiális kutatási mélység (1-2 m) érhető el, így a mérés a fúrás által nem bolygatott zónáról is hozhat információt.

A fajlagos ellenállás esetében a kőzetmátrix és az elektrolitikusan vezető pórúsvíz, illetve a szénhidrogének között van jelentős kontraszt. Így az elektromos módszerek érzékenyek a porozitásra, pórusszerkezetre, a víztelítettségre és a pórúsvíz ionkoncentrációjára is, így a szénhidrogén kutatás igen fontos eszközei. A fúróluktól távoli zóna víztelítettségének meghatározásához az egyetlen eszköz.

Az egyenáramú mérések során a szonda testen elhelyezkedő valamilyen aktív – árambocsátó – elektróda rendszer által létrehozott potenciáltér értékeit mérjük mérőelektródákkal. (Valóságban nem potenciálmérés történik, hanem feszültségmérés egy kellően távoli referencia ponthoz képest.) A mért érték normálásával, azaz az ún. szonda állandóval való szorzásával kapjuk a látszólagos fajlagos ellenállást (R_a). Az elektródelrendezéstől függő szondaállandó (K) a homogén térbeli mért potenciál értéket a homogén tér fajlagos ellenállásává transzformálja.

Az egyenáramú elektromos mérések fő célja elsősorban a harántolt rétegek fajlagos ellenállásának (R_t – un. „true resistivity”) meghatározása. Elárasztott, permeabilis rétegeknél ezen kívül a radiális fajlagos ellenállás eloszlás, azaz kialakult radiális fajlagos ellenállás profilt leíró modell paramétereinek meghatározása (4.1. ábra).

Az R_{mf} fajlagos ellenállású iszapfiltrátum permeabilis kőzetbe való belépésével jellegzetes radiális fajlagos ellenállás profil jön létre, melyet az ionkoncentráció és szaturáció eloszlás alakít ki, és amelyet általában lépcsőfüggvénnyel közelítünk. A modellben az ekvivalens elárasztott zóna ellenállása R_{xo} , az elárasztás ekvivalens átmérője (D). Az iszapfiltrátumnál nagyobb só koncentrációjú rétegvízzel telített réteg esetén a profil csökkenő is lehet. Az R_t modellparaméter az inverzió további menetében az S_w meghatározásának legfontosabb bemenő paramétere, míg az elárasztott zóna fajlagos ellenállásából S_{xo} becsülhető. Az elárasztás miatt a különböző kutatási mélységű elektromos mérések eredményei között általában elválás látható.



4.1. ábra. Radiális fajlagos ellenállás profil elárasztott zóna esetén (folytonos vonal) és az ekvivalens modell profil.

4.1. Direktfeladat

Az inverzióhoz elengedhetetlen direktfeladat-megoldáshoz az elektromos potenciálra (U) vonatkozó Laplace-Poisson egyenlet kell megoldani az elektróda elrendezés által meghatározott forráseloszlásra a modelltér felett. Mivel az áramforráson kívül az áramsűrűség divergenciája mindenhol zérus:

$$\begin{aligned}\nabla \mathbf{J}(\mathbf{r}) &= 0 \\ \nabla \mathbf{J}(\mathbf{r}) &= \nabla[\sigma(\mathbf{r})\mathbf{E}(\mathbf{r})] = -\nabla[\sigma(\mathbf{r})\nabla U(\mathbf{r})] = 0\end{aligned}\quad (4.1.)$$

A $\sigma(\mathbf{r})$ a vezetőképesség térbeli eloszlása a közetmodell. Peremfeltételként vagy a potenciál függvényt adjuk meg a határon (Dirichlet-probléma), vagy az áramsűrűséget (Neumann-probléma). A források is illeszthetők peremfeltételként vagy beírhatók 4.1. egyenletbe inhomogén tagként.

Ha a vezetőképesség legalább tartományonként állandó, akkor a 4.1. egyenletből kiemelhető és a Laplace-egyenlethez jutunk:

$$\Delta U(\mathbf{r}) = 0 \quad (4.2.)$$

Ha térfogati áramforrás van a vizsgált tartományon:

$$\Delta U(\mathbf{r}) = I \quad (4.3.)$$

A megoldásnál kihasználjuk a közegmodell és forrásmodell szimmetriáit.

A Laplace-egyenlet homogén térre könnyen megoldható, véve a gömbi-koordinátarendszerre megadott alakját:

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} r^2 \frac{\partial U(r)}{\partial r} = 0 \quad (4.4.)$$

A centrumban elhelyezett I áramforrás körül a fenti egyenletből kétszeres r -szerinti integrálással jutunk a homogén térbeli megoldáshoz:

$$U(r) = \frac{IR}{4\pi r} \quad (4.5.)$$

Egy L távolságú mérő elektród esetében 4.5. egyenlet átrendezésével látható, hogy a szondaállandó:

$$K = 4\pi L \quad (4.6.)$$

A szuperpozíció elv alapján a fenti képlettel már definiálható tetszőleges számú pontforrás terében végzett mérésre a látszólagos fajlagos ellenállás és a kapcsolódó szondaállandó.

A méréseket általában hengersizmetrikus közegmodell esetére kell szimulálnunk. A Laplace-egyenlet hengersizmetrikus formája (r, z, φ koordinátákra):

$$\frac{\partial^2 U}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial U}{\partial r} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 U}{\partial \varphi^2} = 0 \quad (4.7.)$$

Ennek általános megoldását a változók szétválasztásával kereshetjük: $U(r, z, \varphi) = R(r)Z(z)\Phi(\varphi)$ alakban. Ekkor a parciális differenciálegyenlet három közönséges differenciálegyenletre esik szét:

$$\frac{\partial^2 Z}{\partial z^2} = m^2 Z \quad (4.8a.)$$

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \varphi^2} = -k^2 \Phi \quad (4.8b.)$$

$$\frac{\partial^2 R}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial R}{\partial r} + \left(m^2 - \frac{k^2}{r^2} \right) R = 0 \quad (4.8c.)$$

ahol k, m integrálási állandók. A 4.8.c. egyenlet Bessel-féle differenciálegyenlet, melynek megoldásai a k -ad rendű Bessel-függvények. Az általános megoldás a Laplace-egyenletet kielégítő ortogonális és teljes függvénybázison így:

$$U(r, z, \Phi) = \sum_{k=0}^{\infty} (\cos k\Phi + \sin k\Phi) \int_0^{\infty} [A_k(m)e^{mz} + B_k(m)e^{-mz}] J_k(mr) dm \quad (4.9.)$$

A megoldásként felírt Bessel-Fourier transzformáltban szereplő függvényegyütthatók ($A_k(m)$ és $B_k(m)$) a határfeltételekből határozhatók meg. Látható, hogy az integrálási állandók is fizikai értelmet nyernek, térfrekvenciaként kezelhetjük őket. A határfeltételek a potenciál és az áramsűrűség normális komponensének folytonossága. Legtöbb esetben a megoldásnak nincs szögfüggése így a megoldás alakja egyszerűbb lehet:

$$U(r, z) = \int_0^{\infty} [A(m)e^{mz} + B(m)e^{-mz}] J_0(mr) dm \quad (4.10.)$$

A megoldásnak ez a formája az integrandusban szereplő monoton tag változója (exponenciális), azaz z -szerint határfeltételek kezelésére alkalmas, pl. a merőlegesen harántolt réteghatárok kezelésére. Ha a változók szétválasztásánál megváltoztatjuk m^2 előjelét, akkor másfajta ortogonális rendszerben (módosított Bessel-függvényekkel) fejthetjük ki az általános megoldást. Szög szerint szimmetrikus esetben:

$$U(r, z) = \int_0^{\infty} [A(m)K_0(mr) + B(m)I_0(mr)] \cos(mz) dm \quad (4.11.)$$

Ebben az esetben K_0 és I_0 monotonitása miatt az r változó szerinti határfeltételek kezelhetők könnyebben, tehát ez a forma lesz alkalmas az elárasztás és fűrólyukhatás leírására.

4.1.1. Forrásmodell

Az elektromos szondák elektródáit leggyakrabban pontelektród modellel modellezzük. Az elektródák távolságait és az elektródák kiterjedését vizsgálva ez jó közelítés:

$$I(0, z_0) = I \delta(r) \delta(z - z_0) \quad (4.12.)$$

Így a megoldás gyakorlatilag a probléma Green-függvényének meghatározását igényli ($G(r; z)$). A szuperpozíció elvből következően a Green-függvénnyel tetszőleges elektróda rendszer potenciáltere leírható:

$$U(0, z) = \int_{-\infty}^{\infty} G(z - z') I(z') dz' \quad (4.13.)$$

A pontelektród szinguláris potenciálja miatt viszont nem alkalmas az elektródánál fellépő átmeneti ellenállás modellezésére és a közeg visszahatásainak modellezésére, illetve torzítja a potenciált kis elektród távolságok esetén. Ezek modellezésre pl. henger-elektroda modell használható (pl. de-Witte modell, de-Witte 1959).

4.1.2. Pontelektród tere réteghatárnál

A réteghatár R_1 és R_2 fajlagos ellenállású zóna határán legyen $z = h$ mélységben. Az áramforrás legyen $z = 0$ helyen. Az általános megoldás ismeretében írjuk fel a határfeltételeket. Egyrészt megköveteljük, hogy a megoldás eltűnjön a végtelenben. A határon a potenciál és áramsűrűség folytonosan megy át. A pont elektród környezetében a homogén térbeli potenciál szingularitásnak kell fellépnie. Ez utóbbi a megfelelő Weber-Lifschitz integrál segítségével érvényesíthető:

$$U_h(r, z) = \frac{IR}{4\pi} \frac{1}{\sqrt{r^2 + z^2}} = \frac{IR}{4\pi} \int_0^\infty [e^{-m|z|}] J_0(mr) dm \quad (4.14.)$$

Így a potenciál és az áramsűrűség z -irányú komponensének folytonosságából a határfeltételi egyenletek $z = h$ síkra:

$$\begin{aligned} \frac{IR_1}{4\pi} e^{-mh} + B_1 e^{mh} &= A_2 e^{-mh} \\ \frac{IR_1}{4\pi} e^{-mh} - B_1 e^{mh} &= \frac{R_1}{R_2} A_2 e^{-mh} \end{aligned} \quad (4.15.)$$

Felhasználtuk, hogy a paraméteres integrálok akkor lehetnek egyenlők, ha térfrekvenciánként fennáll az egyenlőség. Bevezetve a reflexiók együtthatót (k_{12}):

$$k_{12} = \frac{R_2 - R_1}{R_2 + R_1}, \quad (4.16.)$$

amellyel a megoldás az 1. közegben:

$$U(r, z) = \frac{IR_1}{4\pi} \int_0^\infty (k_{12} e^{m(z-2h)} + e^{-m|z|}) J_0(mr) dm \quad (4.17.)$$

illetve a 2. közegben:

$$U(r, z) = \frac{IR_2}{4\pi} \int_0^\infty ((1 - k_{12}) e^{-mz}) J_0(mr) dm \quad (4.18.)$$

Radiális inhomogenitások (elárasztás modellezése) esetében a 4.11. alakú általános megoldásból indulunk ki. Erre a megoldásra is felírható a Weber-Lifschitz integrál:

$$\frac{1}{\sqrt{r^2 + z^2}} = \frac{2}{\pi} \int_0^\infty K_0(mr) \cos mz dm \quad (4.19.)$$

Felhasználva a módosított Bessel-függvények és deriváltjaik közötti összefüggéseket:

$$\begin{aligned} \frac{dK_0(x)}{dx} &= -K_1(x) \\ \frac{dI_0(x)}{dx} &= I_1(x) \end{aligned} \quad (4.20.)$$

a két tartomány esetén a határfeltételi egyenletek $r = D$ hengerfelületre:

$$\begin{aligned} \frac{IR_1}{2\pi^2} K_0(mD) + B_1 I_0(mD) &= A_2 K_0(mD) \\ \frac{IR_1}{2\pi^2} K_1(mD) - B_1 I_1(mD) &= \frac{R_1}{R_2} A_2 K_1(mD) \end{aligned} \quad (4.21.)$$

Megoldva a térfrekvenciától függő egyenletet, a számunkra lényeges első közegben a potenciál:

$$U(r, z) = \frac{IR_1}{2\pi^2} \int_0^\infty [K_0(mr) + B_1(m)I_0(m)] \cos(mz) dm \quad (4.22a.)$$

ahol:

$$B_1(m) = \frac{K_0(mD)K_1(mD)(R_2 - R_1)}{R_1 I_0(mD)K_1(mD) + R_2 I_1(mD)K_0(mD)} \quad (4.22b.)$$

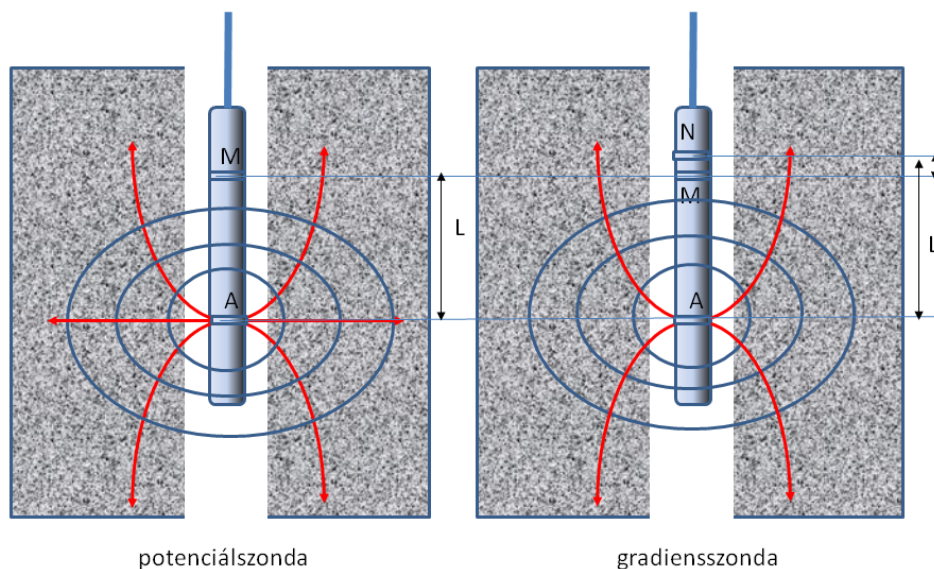
4.2. Potenciál és Gradiens szondák

A fúrólukban végzett elektromos mérések első eszközei az ún. potenciál szondák voltak.

A szonda felépítése egyszerű: egy I áramot bebocsátó áramelektroda (A) környezetében L távolságra elhelyezünk egy mérőelektrodát (M), mely potenciált (U) méri. Valóságban egy távolabb elhelyezett referencia ponthoz képest a feszültséget. Ebből – 4.5. egyenlet átrendezésével - kapjuk a látszólagos fajlagos ellenállást.

$$R_a = 4\pi L \frac{U}{I} = K_{pot} \frac{U}{I} \quad (4.23.)$$

Inhomogén terek esetében is ezt a konverziót alkalmazzuk, bevezetve a K szondaállandót, mely csak a szonda geometria függvénye.



4.2. ábra. Potenciál és gradiensszonda elektróda elrendezése

Természetesen a mérő elektródtól nagyobb távolságban egy visszáram elektródát is elhelyeznek (B), a potenciál $1/r$ -es lecsengése miatt ennek hatását elhanyagoljuk.

Az elektród távolság növelésével a szonda kutatási mélysége növelhető, de közben a vertikális felbontás, amely rétegzett összetek esetében fontos, ennek megfelelően romlik. Különböző hosszúságú potenciál szondák sorozatával a fajlagos ellenállás profil közelítőleg felderíthető. A modellezést a 4.1. fejezetben ismertett egyenletek segítségével végezhetjük.

A potenciáltér változásaira érzékeny az ún. gradiens szonda. Egy árambeocsátó (A) és két kis távolságra (ΔL) elhelyezkedő mérőelektróda építi fel (M,N). A szonda hossz (L) az A elektród és az MN szakasz felezőpontja között értendő. I áram beocsátása mellett az M és N elektród közötti feszültséget mérik. A homogén R fajlagos ellenállású térben a mért érték:

$$\Delta U = \frac{IR}{4\pi} \left(\frac{1}{AM} - \frac{1}{AN} \right) = \frac{IR}{4\pi} \left(\frac{1}{L - \Delta L/2} - \frac{1}{L + \Delta L/2} \right) \approx \frac{IR}{4\pi} \frac{\Delta L}{L^2} \quad (4.24.)$$

A kapott közelítő összefüggés $\Delta L \ll L$ esetén igaz és első rendbeli Taylor-sorfejtéssel kapjuk.

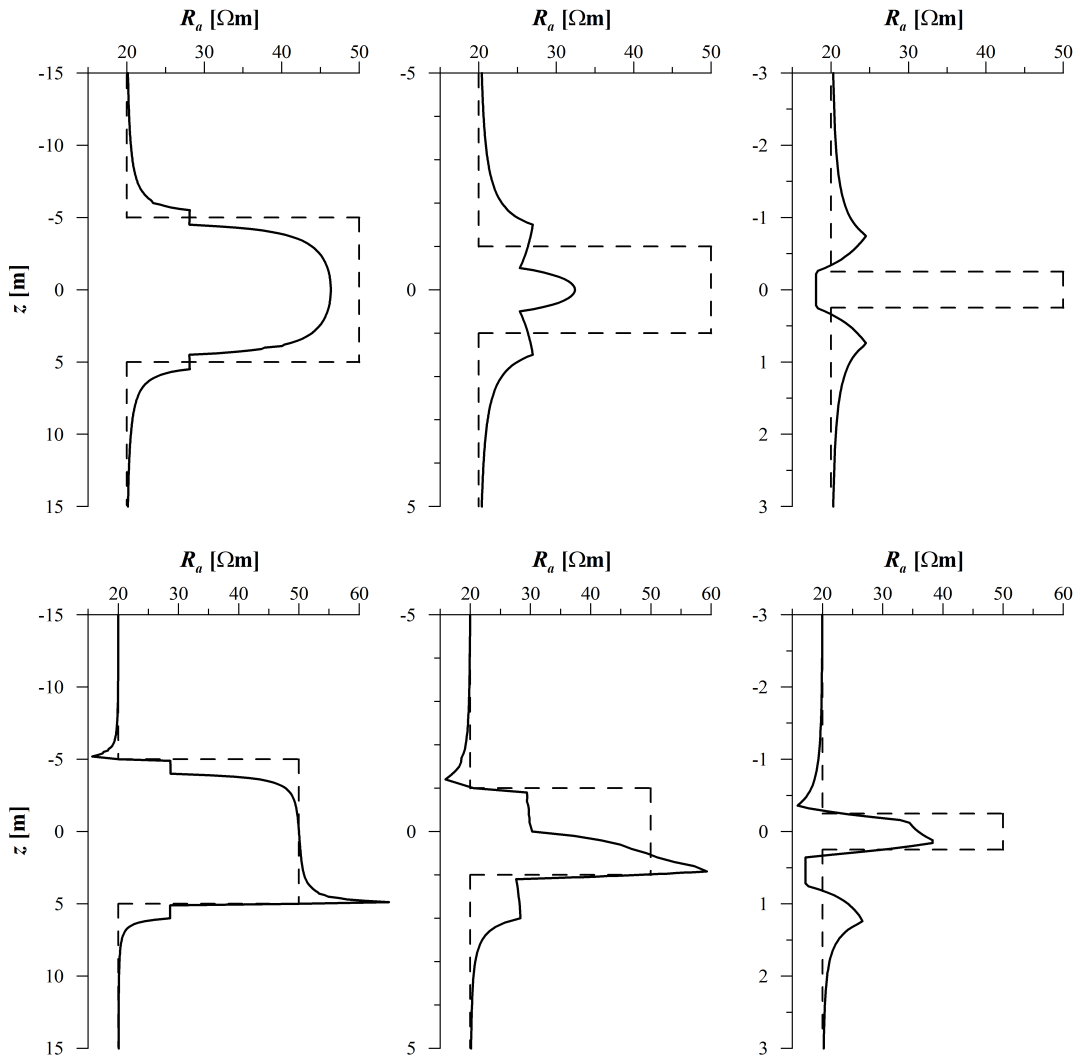
Ezzel a látszólagos fajlagos ellenállás:

$$R_a = 4\pi \frac{L^2}{\Delta L} \frac{\Delta U}{I} \approx 4\pi L^2 \frac{R}{I} \quad (4.25.)$$

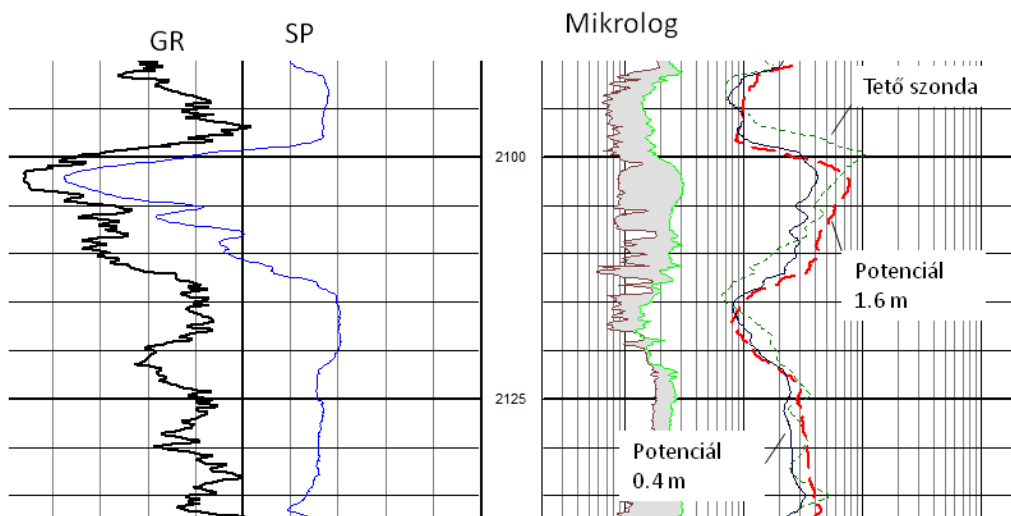
A látszólagos fajlagos ellenállás közelítőleg az elektromos térerő z -komponensével fejezhető ki. A fenti két szonda esetében nagy fajlagos ellenállás kontrasztok esetén erősen romlik a vertikális felbontás. Homogén rétegeknél a potenciálszonda szimmetrikus jelet produkál. Ha szondahossz és a rétegvastagság összevethető, a mért érték az R_f -hez képest jelentősen torzulhat, szondahossznál kisebb rétegek esetén a szonda csökkenő R_a értékeket mérhet, miközben az R_f a beágyazó rétegnél nagyobb.. A gradiens szonda jele a rétegnél aszimmetrikus, a mérő elektródák elhelyezkedésétől függően vagy a réteg tetőnél vagy a talpnál jelentős túllövést produkálva (tető vagy talp szonda). A gradiens szonda esetében a túllövés előtti értékek közelítik legjobban a réteg fajlagos ellenállását (4.3. ábra).

Régebbi fúrások adatai közt (4.4. ábra) találhatunk potenciál és gradiens szonda kombinációkat (un. Gulf Coast: 2 potenciál és egy gradiens szonda kombinációja, BKZ: orosz gradiens szonda kombináció).

A kombinált elektromos szondákkal való mérés elektródrendszerét egy szondatesten alakítják ki és váltakozva mérik.



4.3. ábra. Potenciálszonda (felül) és gradiensszonda (talp szonda) (alul) jelalak vastag és vékony rétegnél. A szondahossz mindkét esetben 1 m. (modellezte: Galsa A., Solymosi B. Farkas M., Filipzski P.)



4.4. ábra. Potenciálszondák és gradiens (tető) szonda viselkedése szénhidrogén-tárolónál.

4.3. Laterologok

Nagy fajlagos ellenállású közet estén a szonda által bebocsátott áram az áramvonalak megtörése miatt, jórészt a fűrőlyukban folyik. Mivel az áramsűrűség normális komponens (J_n) folytonosan megy át a határon, míg a tangenciális komponens (J_t) esetében:

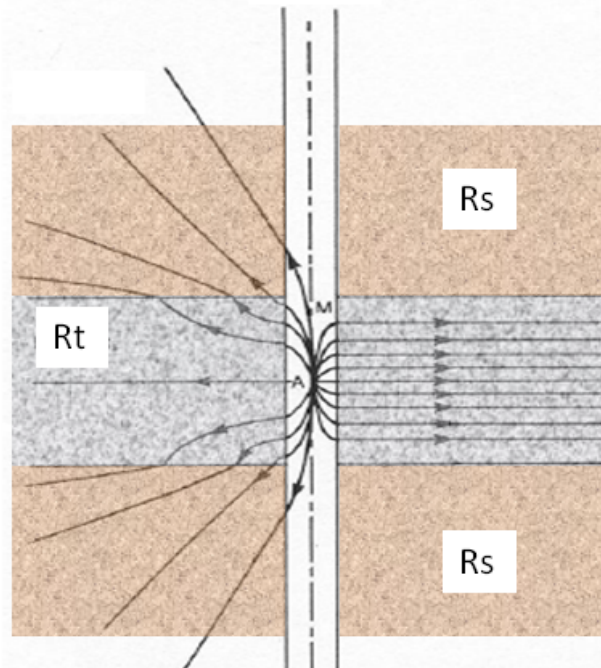
$$J_t R = \text{folytonos} \quad (4.26.)$$

Ezekből kapjuk az ún. tangens törvényt az áramsűrűség vektor határon való viselkedésére azaz:

$$\frac{tg\alpha}{R} = \text{const} \quad (4.27.)$$

Az áramtér elhajlása mérsékelhető és így megőrizhető a nagyobb kutatási mélység nagy fajlagos ellenállású formációknál is, ha gondoskodunk róla, hogy maximalizáljuk a folytonosan áthaladó normális komponens, azaz a lyukfalra merőleges áramteret állítunk elő.

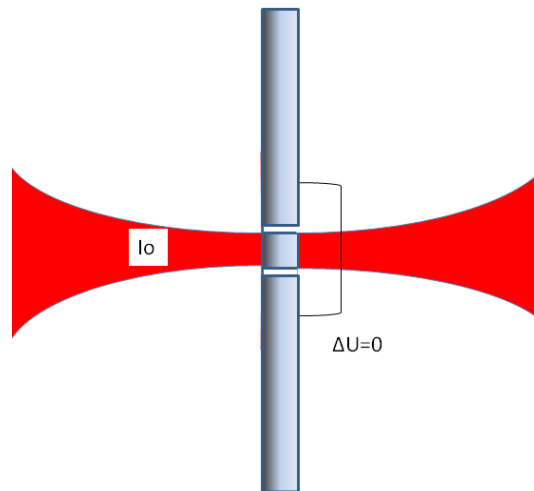
Így a kutatási mélység növelése mellett a vertikális felbontás sem romlik. (4.5. ábra)



4.5. ábra. Fókuszálás és vertikális felbontás. Jól látható, hogy az áramtér széttart a nagyellenállású (R_t) rétegnél.

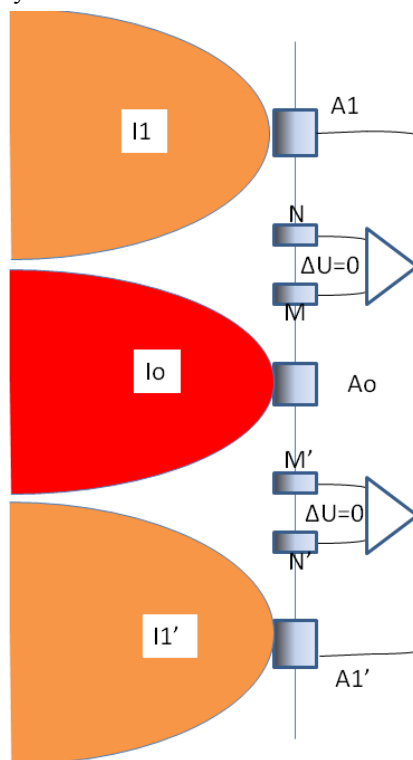
A fenti gondolat vezetett a laterolog elv kidolgozásához (Doll 1951). A laterologok esetében kiterjedt áramelektroda rendszerrel (segédelektrodák) hoznak létre az előző értelemben fókuszált áramteret. Másként megfogalmazva potenciál eloszlás által vezérelt segédáramforrásokkal biztosítják, hogy a potenciáltér ekvipotenciális felületei a lyukfállal közelítőleg párhuzamosan fussanak.

Ennek az elvnek egy lehetséges megvalósítása az ún. „védőelektrodás” laterolog, melynél a központ árambocsátó elektródát, két azonos potenciálon levő nyújtott, hengerelektroda fogja közre. A fémlektrodák felszíne ekvipotenciális felület, mely így biztosítja a lyukfalra merőleges áramsűrűség teret. Más néven háromelektrodás laterolognak is hívják (LL3). A mérendő érték a központi elektród potenciáljának és áramának hányadosa (un. átmeneti ellenállás). Inkább kis kutatási mélységű eszközként használják.



4.6. ábra. LL3 laterolog felépítése és a központi elektróda fókuszált áramtere.

A legtöbb laterolog esetében potenciál tértől függő szabályzást is alkalmaznak. Az általában nagyobb kutatási mélység elérésére tervezett 7 elektródás laterolog esetében a két fókuszáló árambeocsátó elektróda áramát a mérő elektródák közötti feszültség szabályozza.



4.7. ábra A 7 elektródás laterolog, szabályzási feltétel és árampszámok (piros színnel a központi elektróda árampszámja).

Az M és N mérőelektródák között a feszültségnek zérusnak kell lennie, lokálisan ez biztosítja, hogy az ekvipotenciális felület a lyukfallal párhuzamos és így a központi elektróda árama közelítőleg merőlegesen lép be a kutatott rétegekbe. A szabályzási feltétel határozza meg a segédáramokat. A két mérőelektródánál a potenciál pontforrás feltételezésével, homogén térben:

$$U_M = \frac{I_0 R}{4\pi} \frac{1}{A_0 M} + \frac{I_1 R}{4\pi} \left(\frac{1}{A_1 M} + \frac{1}{A_1' M} \right), \quad (4.28.)$$

$$U_N = \frac{I_0 R}{4\pi} \frac{1}{A_0 N} + \frac{I_1 R}{4\pi} \left(\frac{1}{A_1 N} + \frac{1}{A_1' N} \right). \quad (4.29.)$$

Ebből kifejezhető az un. szabályozási tényező:

$$\frac{I_1}{I_0} = n = \frac{\frac{1}{A_0 M} - \frac{1}{A_0 N}}{\frac{1}{A_1 N} + \frac{1}{A_1' N} - \frac{1}{A_1 M} - \frac{1}{A_1' M}}. \quad (4.30.)$$

A szabályzási feltétellel már kifejezhető az M mérőelektrodánál levő potenciál, amely a látszólagos fajlagos ellenállás képzésének alapja.

$$U_M = \frac{I_0 R}{4\pi} \left(\frac{1}{A_0 M} + n \left(\frac{1}{A_1 M} + \frac{1}{A_1' M} \right) \right), \quad (4.31.)$$

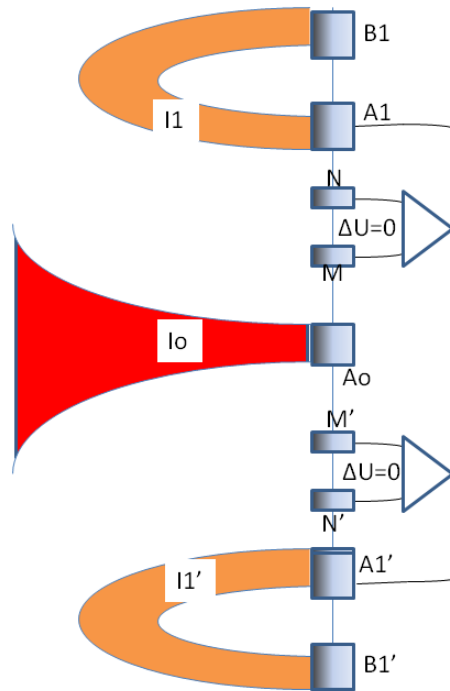
amelyből a látszólagos fajlagos ellenállás definíciója:

$$Ra = \frac{4\pi}{\left(\frac{1}{A_0 M} + n \left(\frac{1}{A_1 M} + \frac{1}{A_1' M} \right) \right)} \frac{U_M}{I_0} = K_{LL7} \frac{U_M}{I_0} \quad (4.32.)$$

Inhomogén térben a két mérőelektrod-pár aszimmetrikus szabályzást is előírhat. Megjegyezzük, hogy az elektrodrendszerből távol helyezkedik el a visszatérő elektróda, ahová a teljes áram visszatér. Ilyen, kvázi pontelektrodákból felépített laterolog típus az un. optimális laterolog, nevét onnan kapta, hogy az elektród elrendezéssel az árampátszma terjeszkedését minimalizálták.

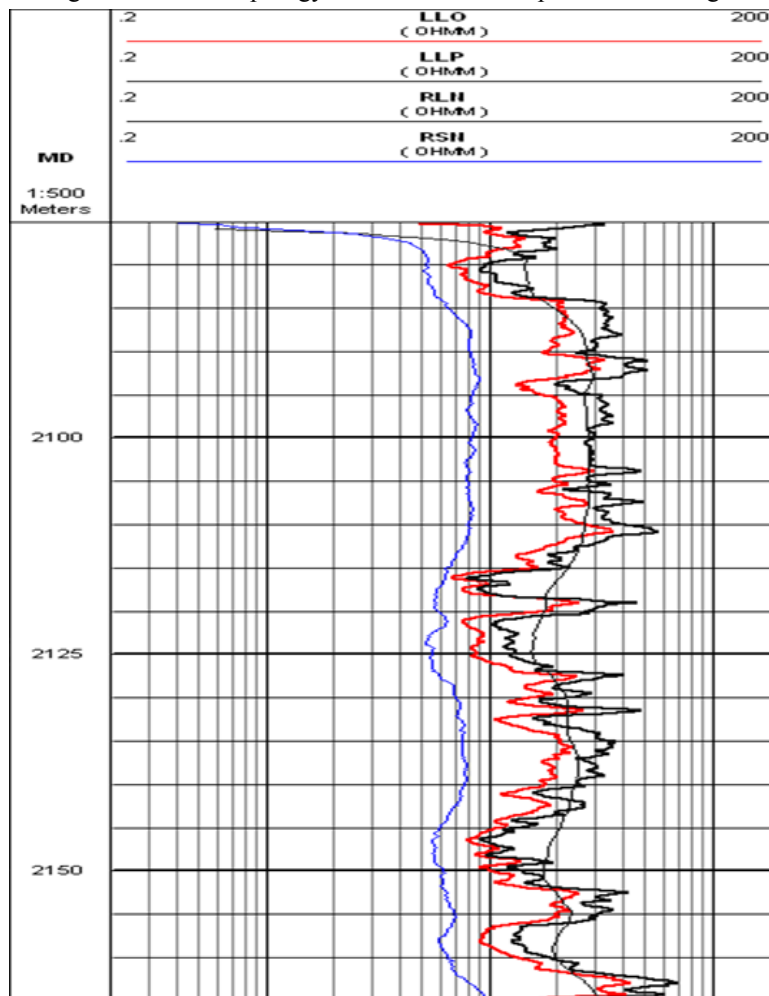
Másik fontos laterolog típus a 9 elektródás laterolog, melyet sekélyebb kutatási mélységre terveztek. Ezt a fókuszáló áramtér további elektródára való visszavezetésével érik el, így a központi árampátszma kevésbé fókuszált. A szabályzás az LL7-hez hasonlóan tárgyalható és hasonlóan származtatható a szonda állandó is.

$$U_M = K_{LL9} \frac{U_M}{I_0} \quad (4.33.)$$



4.8 ábra. A 9 elektródás laterolog szabályzási feltétele és áramtere.

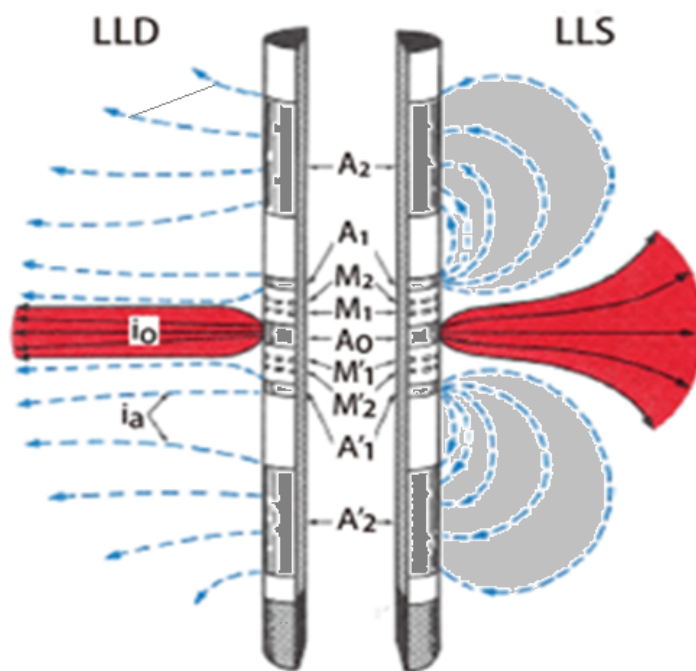
Kilenc elektródás laterolog volt a korábbi ipari gyakorlatban használt pseudolaterolog.



4.9. ábra. Laterologok (piros és fekete) valamint potenciál szondák mért értékei, nagyobb sótartalmú fűrőszappal fűrt kútban. Jól látható, hogy a laterologok vertikális felbontása lényegesen jobb.

A kétféle laterolog típust együtt mérik, általában egy szondatesten kialakítva. Megfelelő kombinációval az elárasztás okozta inhomogenitás felderíthető és az R_t paraméter meghatározható. Gyors kiértékelés esetén a nagyobb kutatási mélységű LL7 szonda látszólagos fajlagos ellenállását vehetjük R_t becslésének.

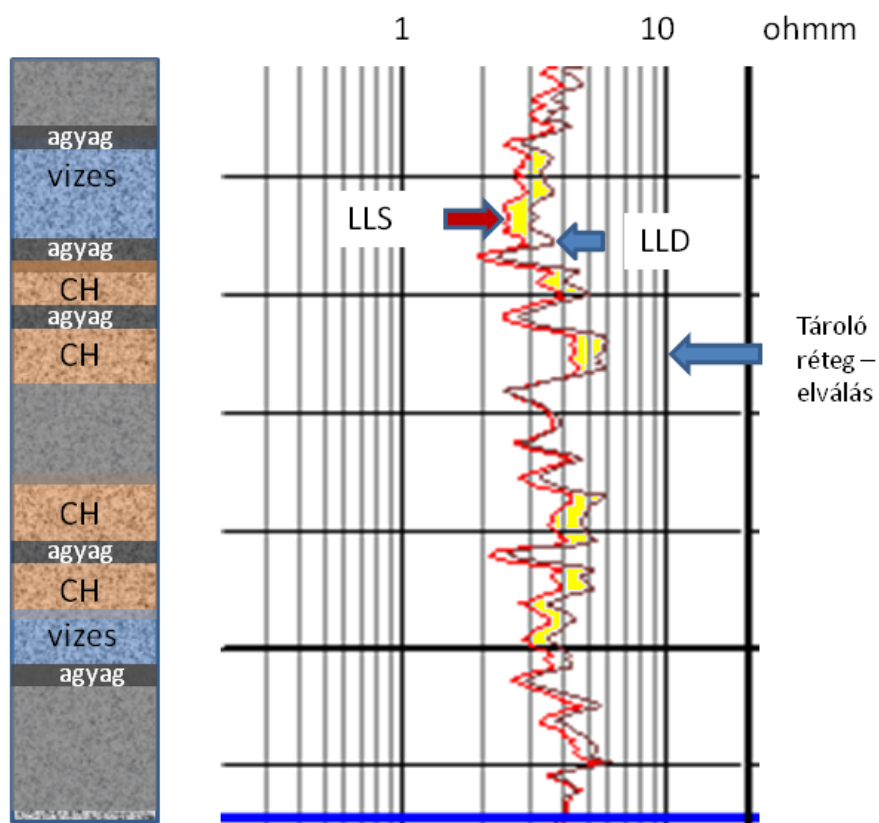
Az LL3 szondánál alkalmazott nyújtott elektródát felhasználták a laterolog továbbfejlesztésénél. Az ipari gyakorlatban hamar egyeduralkodóvá vált az ún. duál laterolog, amely egy szondatesten, nyújtott fókuszáló elektródákkal kialakított 7 (Laterolog deep – LLD) és 9 elektródás (Laterolog shallow – LLS) eszköz. A két mérés váltakozva történik.



4.10 ábra. Dual laterolog elektródarendszere és áramtere, pirossal jelölve a központi elektród árama.

Az alkalmazott nyújtott (több mint 1 méter hosszúságú) elektródának köszönhetően a fűrőlyuk hatása jórészt elhanyagolható. Gyakorlatban az LLD szonda látszólagos fajlagos ellenállás értékét használják R_t becslésre.

Mérő elektródák potenciál különbségén alapuló szabályzást alkalmaznak az ún. szférikus fókuszáló szonda (SFL – spherical focused log) esetében is, de itt a szabályzási feltételt a visszatérő elektródán kívül elhelyezett potenciálfigyelő elektródák jelének eltérésére írják elől, ennek köszönhető a lokalizált „gömbszerű” áramtér.



4.11. Dual laterolog mérés eredménye, agyag-homokkő sorozatban, a tároló, permeabilis rétegnél látható elválással.

4.3.1. Nyújtott elektródás laterolog modellezése

A nyújtott elektróda modellezésnél olyan modellt kell választani, mely alkalmas az elektród felületi potenciáljának és a felületi árameloszlásának modellezésére. Ilyen pl. a de-Witte féle hengerelektroda modell, melynél tökéletes szigetelő hengeren helyezkedik el a tökéletesen vezető hengerfelület (de-Witte 1959). Az elektródát végtelenül vékony gyűrűelektrodák segítségével építjük fel. A hengerszimmetrikus általános megoldást illesztjük a gyűrűelektroda jelentette Neumann-határfeltételhez, azaz csak az elektród helyénél van a szonda felületén az áramsűrűségnek radiális komponense. Legyen a gyűrű elektród a sugarú és $z = 0$ vertikális pozícióban elhelyezve. Ekkor a radiális áramsűrűség a szonda felületén

$$J_r(0, a) = \frac{I}{2\pi a} \delta(z) \quad (4.34)$$

A Dirac-deltát is spektrumának inverz Fourier-transzformáltjával felírva:

$$\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{I}{2\pi a} \cos(mz) dm = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{I}{2\pi a} \cos(mz) dm = -\frac{1}{R} \frac{\partial U}{\partial r} = \frac{1}{R} \int_0^{\infty} A(m) m K_1(mr) \cos mz dm \quad (4.35)$$

Innen a homogén térre vonatkozó térfrekvencia spektrum:

$$A(m) = \frac{IR}{2\pi^2 a m K_1(ma)} \quad (4.36)$$

Így a gyűrűelektrod potenciálja homogén térben:

$$U(r, z) = \frac{IR}{2\pi^2 a} \int_0^\infty \frac{1}{mK_1(ma)} K_0(mr) \cos mz dm \quad (4.37)$$

Megjegyezzük, hogy a sugárral zérushoz tartva a 4.19. alakú Weber-Lifschitz integrálhoz jutunk.

A következő lépésben Δl hosszúságú hengerelektroda potenciálterét írjuk fel a gyűrű elektrodák terének integráljával, feltételezve, hogy a gyűrű felületén a radiális áramsűrűség eloszlás egyenletes.

$$I_{gy} = \frac{I}{\Delta l} \quad (4.38.)$$

Felírva a gyűrűelektrodák terének szuperpozíciójából származó hengerelektrod potenciált:

$$U_h(r, z) = \int_{-\Delta l/2}^{\Delta l/2} \frac{IR}{\Delta l 2\pi^2 a} \int_0^\infty \frac{1}{mK_1(ma)} K_0(mr) \cos(m(z - z')) dm dz' \quad (4.39.)$$

Felcserélve az integrálok sorrendjét és trigonometrikus azonosságokkal felbontva a koszinuszt, a spektrumban megjelenik egy elektrodahossztól függő szinuszkardinalisz (sinc) függvény:

$$U_h(r, z) = \frac{IR}{2\pi^2 a} \int_0^\infty \frac{1}{mK_1(ma)} K_0(mr) \cos mz \cdot \sin c\left(\frac{m\Delta l}{2}\right) dm \quad (4.40.)$$

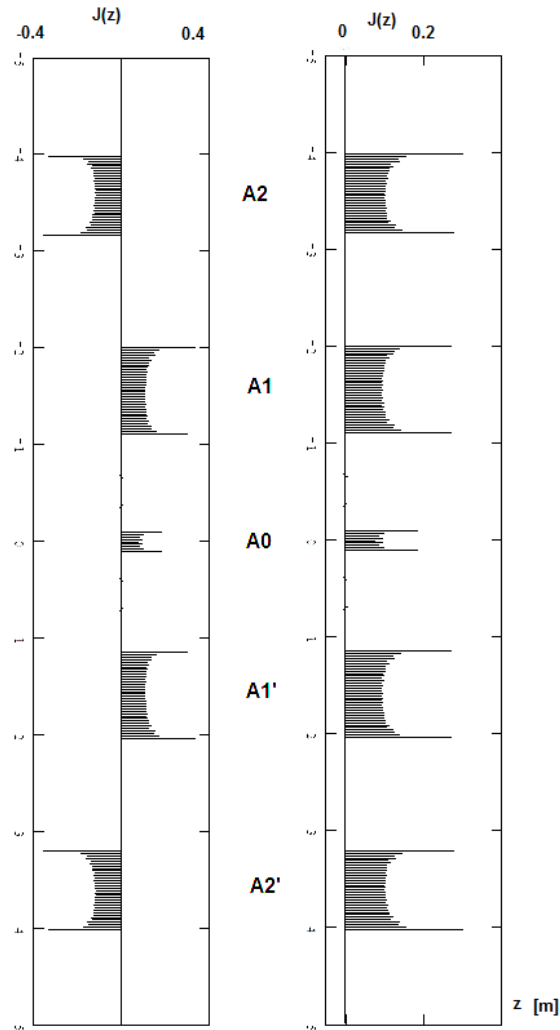
Ez már egy véges felületi potenciállal leírható eleme az elektrodmodellezésnek. Bevezetve az átmeneti ellenállást:

$$Rtr(z) = \frac{U_h(a, z)}{I} \quad (4.41.)$$

Ez a függvény pontelektrod esetében éppen a Green-függvény volt. Ezzel már felírható egy nyújtott elektrod közelítő árameloszlása (lépcsőfüggvény), felhasználva, hogy az elektrod felületi potenciálja konstans (U_f):

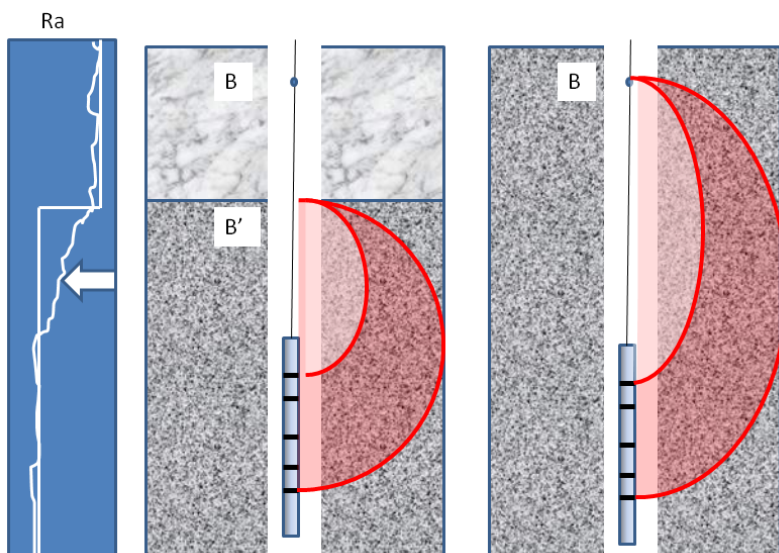
$$\sum_{i=1}^N Rtr(z_i - z_j) I_i = U_j = U_f \quad (4.42.)$$

Az elektrodát ebben a közelítésben N db egyenletes árameloszlású hengerre bontottuk, az árameloszlás a fenti egyenlet megoldásaként áll elő. $Rtr(z)$ függvény tetszőleges radiális inhomogenitásra is meghatározható. Az $Rtr(z)$ függvény $z = 0$ helyen felvett értéke az un. földelési ellenállás. A fenti módon modellezett duál-laterolog felületi árameloszlás látható a 4.12 ábrán.



4.12. ábra. Árameloszlás a dual-laterolog elektródák felszínén (LIS – baloldal, LLD – jobb oldal)

A laterologok fejlesztése tovább folytatódott. Az LL7 típus mérési eredményei bizonyos esetekben, nagy fajlagos ellenállású formációk közelében jelentősen eltért a formáció fajlagos ellenállásától (Delaware, Groningen effektusok). Szemléletesen ez úgy magyarázható, hogy szokványos esetekben a negatív árammal jellemezhető nagy távolságra elhelyezkedő visszatérő áramelektrodának nincs hatása a laterolog potenciál terére. Nagy fajlagos ellenállású blokkoknál azonban a visszatérő áramtér jórészt a fúrólukra koncentrálódik. Ezt úgy is tekinthetjük mintha a visszatérő elektródát hoztuk volna le a nagy fajlagos ellenállású formáció széléig. Ha ez a szondához közel van, torzul a szonda potenciátere és szabályzás módja is. (4.13. ábra)



4.13. Groningen effektus szemléltetése és megjelenése a mért görbén, virtuális visszatérő elektróda megjelenése a végtelen távoli helyett.

Ennek elkerülésére a legújabb laterolog kombinációkban kiiktatták a 7 elektródás laterologot és a visszatérő áram szempontjából kontrollált, 6 különböző hosszúságú 9 elektródás laterologból állították össze (HRLA – High Resolution Laterolog Array, Schlumberger). Ezzel az eszközzel az inverzió során a vertikális rétegzettség is figyelembe vehető.

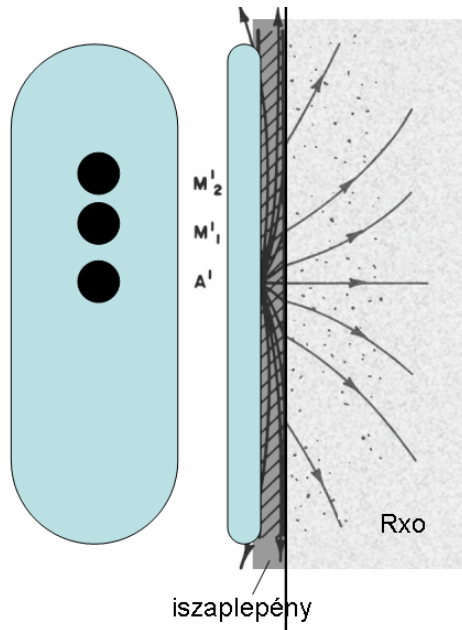
További fejlesztési irány az irányfüggő laterolog mérések (azimuthal resistivity imager). Ennél az eszközknél – megtartva a laterolog elektróda elrendezését – a centrális elektródát szög szerint szektorokra osztják, így a mérések különböző azimut szerint végezhető. Segítségével a lyukfal körüli ellenállás anizotrópia, repedésrendszer stb. leképezhető.

4.4. Mikroszondák

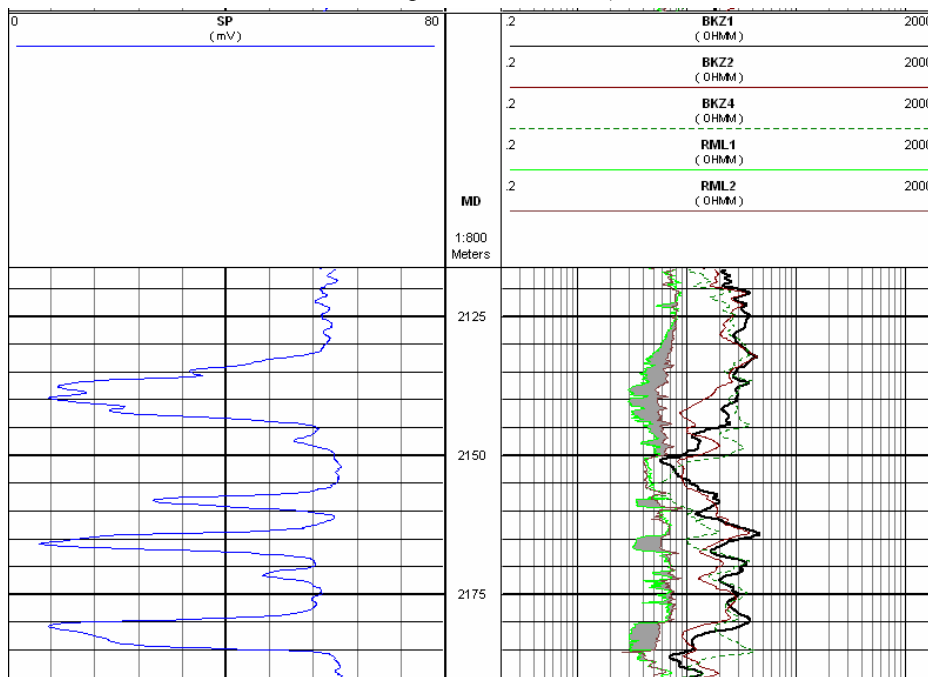
A radiális fajlagos ellenállás szempontjából lényeges megmérni közvetlenül a fűrőlyuk falnál mérhető fajlagos ellenállást (R_{xo}). Erre szolgálnak a különböző mikroellenállás-mérő eszközök. Jellemzőségük, hogy falhoz szorított elektróda rendszer segítségével alakítanak ki néhány centiméter kutatási mélységű elektromos eszközt. Az elektródák egy falon csúszó szigetelő papucson helyezkednek el különböző elrendezésekben. A mérési elvek a makro szondákéhoz hasonlóak. A közegmodell azonban eltérő, legjelentősebb zavarótényező a lyukfal egyenetlenségei és az iszaplepeny.

Mikroszondák esetében is létezik a potenciál és gradiens szondának megfelelő mérési elrendezés az un. mikrolog. A papucson 1-2 cm távolságra elhelyezett gombelektródákkal alakítják ki (4.14 ábra.).

A mikrolog szonda fő feladata az iszaplepeny kimutatása, az iszaplepeny, mint kis kiterjedésű radiális inhomogenitás másképp jelentkezik a különböző kutatási mélységű komponens szondáknál és így eltérést okoz a mért értékekben (un. pozitív elválás). Ráadásul az iszaplepeny sima felszínének köszönhetően itt a mért görbék is kevésbé fluktuálnak, mint az érdekesebb lyukfal kontaktusnál. Az iszaplepeny kimutatásával a szondakombináció alkalmas a permeábilis rétegek finom kimutatására. (4.15. ábra)

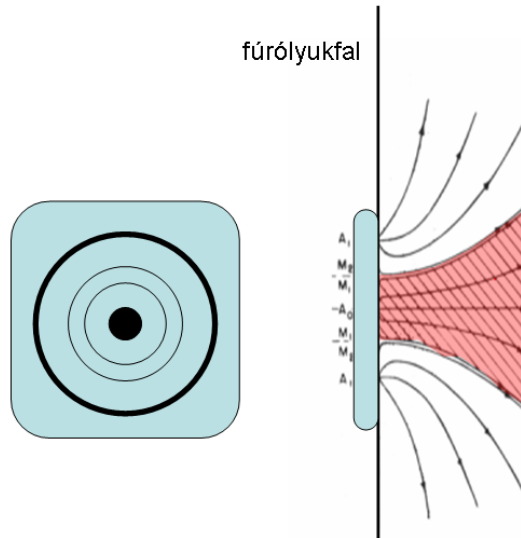


4.14. ábra. Mikrolog papucs elektroárelrendezése és áramtere. (mikro potenciál A-M1 és mikro gradiens A-M1-M2 komponens szondákkal)



4.15. ábra. Agyag-homokkő sorozatnál mért szelvények, szürkével satírozva látható a mikrolog iszaplepény indikációja (RML1, RML2).

A mikroszondák esetében is megvalósították a fókuszált áramterű méréseket. A 4.16. ábrán körkörös elektroda rendszerrel kialakított mikrolaterolog szonda látható. A szabályzás a makroszondákhoz hasonlóan történik. A mérő elektroda közötti feszültségre írjuk elő a szabályzási kritériumot, amely A1 elektroda áramát vezérli. A fókuszálás következtében az eszköz kevésbé érzékeny az iszaplepény hatásra, így a mért látszólagos fajlagos ellenállás jól használható R_{xo} becslésére. A szférikus fókuszálással kialakított mikroszondát is elterjedten használják (MSFL – micro spherically focused log).



4.16. Mikrolaterolog elektróda elrendezése és áramtere.

A mikroszondák elméleti modellezése (direktfeladat) az aszimmetrikus elrendezés miatt nem egyszerű feladat. Ha csak közelítőleg akarjuk modellezni az áramteret, a közegmodell felépíthetjük síkokból, amellyel az iszaplepeny hatása modellezhető. Ekkor az általános megoldás 4.10. alakját célszerű használni. A körkörösen elhelyezett elektróda modell alapja most is gyűrűelektróda lesz. A z -tengelyt a leegyszerűsített modellezésnél a lyukfalra merőlegesen vesszük fel. Az a sugarú gyűrű elektród terének levezetések a forrást most is Neumann-határfeltételként vesszük figyelembe. A papucs felületén a z -irányú áramsűrűség eloszlás:

$$J_z(r, z=0) = \frac{I}{2\pi a} \delta(r-a) \quad (4.43.)$$

Használjuk fel a Bessel-függvények ortogonalitására vonatkozó integrált:

$$\int_0^\infty x J_\alpha(ux) J_\alpha(vx) dx = \frac{1}{u} \delta(u-v) \quad (4.44.)$$

Így az általános megoldásban szereplő együttható függvényre felírhatjuk:

$$\frac{Ia}{2\pi a} \int_0^\infty m J_0(mr) J_0(ma) dm = \int_0^\infty A(m) J_0(mr) e^{-mz} dm \quad (4.45.)$$

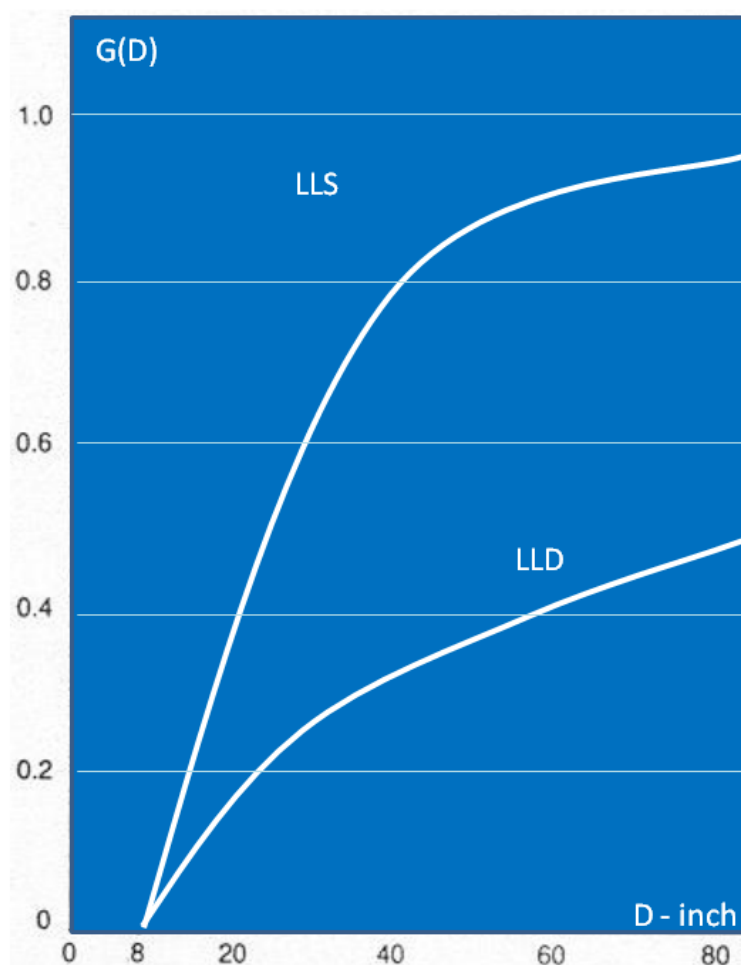
Ahonnan a gyűrűelektród potenciálja homogén feltérre:

$$U(r, z) = \frac{I}{2\pi} \int_0^\infty m J_0(ma) J_0(mr) e^{-mz} dm \quad (4.46.)$$

A gyűrűelektród teréből ismét integrálással előállíthatjuk az elektróda rendszer potenciál terét.

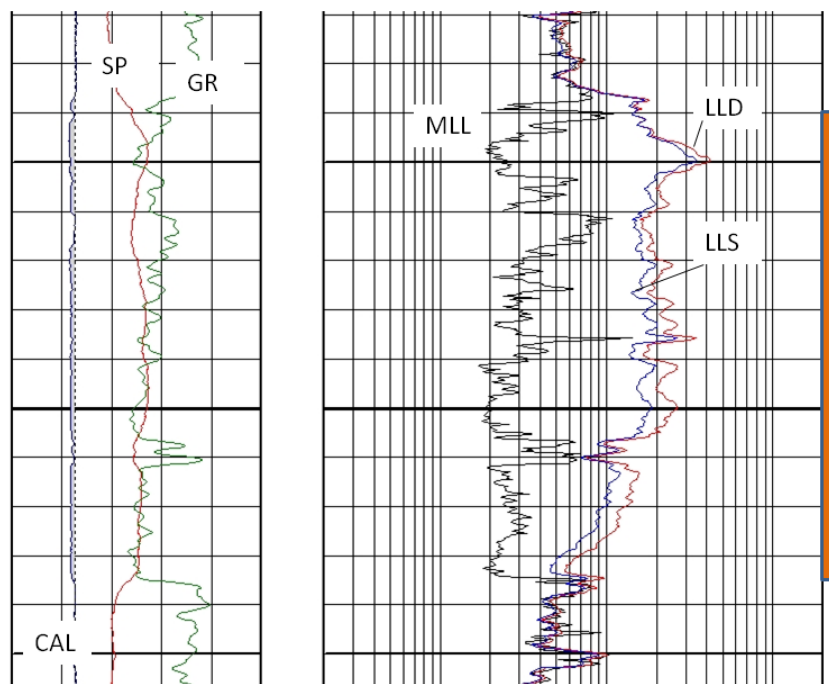
4.5. Elárasztás korrekció

A különböző ellenállsmérő szondakombinációk alapfeladata a permeábilis zónákban bekövetkező elválás alapján a radiális fajlagos ellenállásprofil közelítő feltárása (4.1. ábra). Különösen fontos paraméter az mélyzóna fajlagos ellenállása. Az inverziót leegyszerűsítve (2 paraméter esetén: R_t/R_{x0} , D/d) szemléltethetjük un. tornadó-diagrammon (4.17. ábra)



4.18. ábra. Tipikus pszeudogeometriai faktor függvény dual laterogra.

A pszeudogeometriai függvény adott ellenálláskontraszt esetén használható jó. A koncepció mögött az áll, hogy az egyenáramú eszközök kvázi sorba kapcsolják az egyes radiális zónákat, a függvény lefutása jól szemlélteti a szonda radiális kutatási mélységét.



4.19. ábra. Dual-laterolog viselkedése tároló zónánál (megjelölt intervallum). Látható az elválás a különböző kutatási mélységű szondák válaszaiban.

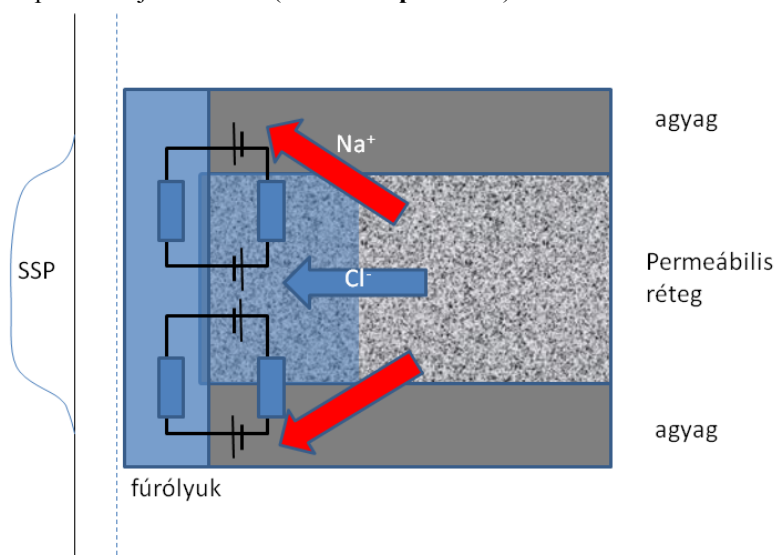
5. fejezet - Természetes potenciál

A természetes potenciálmérés (SP mérés) során természetes forrású egyenáramú tér fúrólukbeli potenciálját határozzuk meg. A mérés nagyon egyszerű, egy elektródával egy felszíni referencia ponthoz képest mérünk mélységtől függő feszültséget. (Megjegyezzük, hogy a felszíni referencia pont rossz megválasztása mérési zajok megjelenéséhez vezethet.)

Az SP forrása döntően a fúróiszap (iszap filtrátum) és a rétegvizek eltérő ionkoncentrációi. Az eltérő koncentrációk iondiffúzió révén kiegyenlítődnének, de a diffúziós folyamat többféle mechanizmus (elektrokémiai effektusok) miatt negatív és pozitív töltések lokális szétválásához, elektromos potenciál megjelenéséhez vezet. A töltésszétválásból adódó tértöltés által létrehozott potenciál fékezi az ion diffúziót. Ugyancsak természetes potenciál (elektrokinetikus komponens) kialakulásához vezet az elektrolytként viselkedő iszapfiltrátum áramlása szigetelő közegen át (iszaplepleny, mátrix).

Az egyik töltésszétválasztási mechanizmus maga az iondiffúzió folyamata, ha a pozitív és negatív ionok mozgékonyasága (μ) nem azonos. Ez a folyamat hozza létre az SP **diffúziós potenciál** komponensét. A rétegvizek leggyakoribb ionjai a Na^+ és Cl^- ionok, melyek közül az utóbbi mozgékonyasága nagyobb.

A másik lényeges mechanizmus elsősorban az agyagásványokhoz kötődik. A felületi negatív töltésük miatt a negatív ionok áthaladását nagyrészt megakadályozzák (ion szelektív membrán). Az pozitív töltések áramlása, felhalmozódása szintén potenciál járulékot ad (**membrán potenciál**).



5.1. ábra. A normál SP kialakulásának fő mechanizmusa. Az ábrán az un. normál SP kitérés látható a tároló szakasznál, melynek előjele negatív.

Az elektrokinetikai komponens általában kis permeabilitású kőzeteknél adhat nagyobb járulékot a teljes természetes potenciál értékhez. A modellezésnél ez utóbbit általában elhanyagoljuk.

Az SP mérés kvantitatív leírásához, modellezni kell az említett folyamatokat. A modellezés alapjául szolgáló egyenletek stacionárius iontranszportra vonatkoznak. Adott ion diffúziójával kapcsolatos áramsűrűség (J) a koncentrációval (n) és a diffúziós állandóval (D):

$$J = -D \frac{dn}{dx} \quad (5.1.)$$

(Mivel egyirányú transzporttal foglalkozunk, elhagyjuk a vektorjelölést.) A diffúziós együttható kifejezhető a hőmérsékletfüggő ionmozgékonyasággal, a hőmérséklettel (T) és az ionok töltésével (q) (Einstein, Nerst).

$$D = \frac{\mu kT}{q} \quad (5.2.)$$

Az ionmozgékonyosság a transzport sebesség (v) és télerősség (E) hányadosa. Kétféle, ellentétes előjelű ion esetére az elektrolitban végbemenő nettó diffúziós áram:

$$J_{net} = -\frac{kT}{q} (\mu_{Na} - \mu_{Cl}) \frac{dn}{dx} \quad (5.3.)$$

Az áramsűrűséget kapcsolatba hozva tértöltés kialakulásával járó télerősséggel a pórustéren belül:

$$J = \sigma E = (\sigma_{Na} + \sigma_{Cl}) E = (nq\mu_{Na} + nq\mu_{Cl}) E \quad (5.4.)$$

Ha ez a folyamat porózus közetben zajlik, akkor ezt is figyelembe vehetjük a formáció faktoral (F), ekkor a közet egységnyi felületére vonatkozó áramsűrűség:

$$J = \frac{1}{F} (nq\mu_{Na} + nq\mu_{Cl}) E \quad (5.5.)$$

Az arányosság miatt a továbbiakban a formációfaktort elhagyjuk. A kétféleképp felírt áramsűrűséget egyenlővé téve a koncentráció relatív változása és a télerősség között kapunk összefüggést:

$$-\frac{(\mu_{Na} - \mu_{Cl}) kT}{\mu_{Na} + \mu_{Cl}} \frac{dn}{q^2 n} = E dx \quad (5.6.)$$

A fenti szétválasztott változójú differenciálegyenletet a koncentráció változás radiális intervallumára kell kiintegrálni, azaz az elárasztott és átmeneti zónára. Így jutunk az iszapfiltrátum és rétegvíz ionkoncentrációja által meghatározott diffúziós potenciál értékhez (Ellis, Singer 2007):

$$\Delta U = \int E dx = -\frac{(\mu_{Na} - \mu_{Cl}) kT}{\mu_{Na} + \mu_{Cl}} \frac{1}{q^2} \ln \frac{n_1}{n_2} \quad (5.7.)$$

Hasonló gondolatmenettel, de csak a pozitív ionokra vonatkozó transzport egyenlete írja le a membránpotenciál nagyságát. Az integrálási hosszt közel azonosnak vehetjük.

$$\Delta U = \int E dx = -\frac{kT}{q^2} \ln \frac{n_1}{n_2} \quad (5.8.)$$

A két határ összegzésével jutunk a teljes áramkör elektromotoros erejét adó effektusok döntő részéhez. Így a gyakorlatban is alkalmazható egyenlet:

$$SSP \approx \Delta U = \Delta U_D + \Delta U_M = -(65 + 0.24T) \log \frac{C_w}{C_{mf}} \quad (5.9.)$$

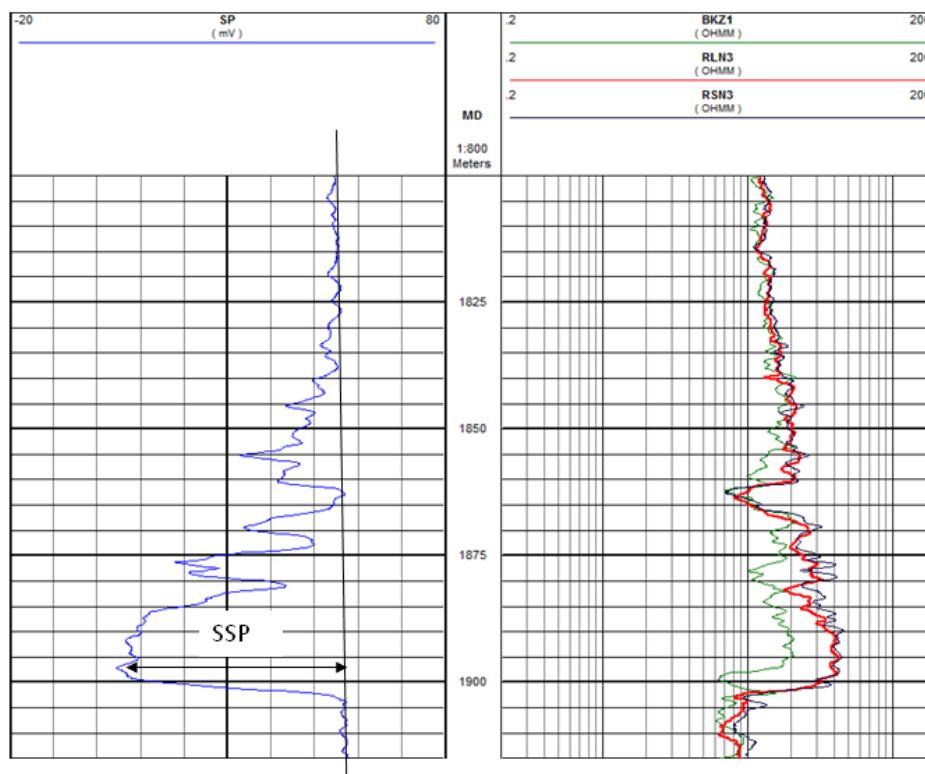
Híg oldatok esetén a fenti összefüggés közvetlenül a rétegvíz fajlagos ellenállás (R_w) meghatározására is alkalmas:

$$SSP \approx \Delta U = \Delta U_D + \Delta U_M = -(65 + 0.24T) \log \frac{R_{mf}}{R_w} \quad (5.10.)$$

30000 ppm feletti NaCl koncentráció esetén a fenti összefüggés további korrekcióra szorul. Ekkor effektív fajlagos ellenállás értékekre írjuk fel az összefüggést, majd egy következő lépésben származtatjuk a valódi értékeket,

figyelembe véve, hogy nagyobb koncentráció esetén az ionok mozgásuk során már akadályozzák egymást, azaz az ionmozgékonyság koncentrációfüggő lesz.

A képletben szereplő SSP az ún. sztatikus SP mely a maximális eltérés a permeábilis zónánál az agyagréteg SP vonalához (agyagalapvonal) képest.



5.2 ábra. SP mérés eredménye tároló rétegnél. Látható, hogy a réteg aljánál éri el (platószerű jelalak) az SSP értéket. A kitérések alapján a tároló felfelé elagyagosodik (transzgresszió?). Az agyag alapvonal enyhén driftel, melyet okozhat agyagtípus változás.

Fontos megjegyezni, hogy az SP kitérés ellentétes (fordított) lesz, ha a fűrőiszap ionkoncentrációja nagyobb, ekkor az iontranszport (diffúzió) iránya is ellentétes és a 5.10. képletbe helyettesítéskor az SSP előjele pozitív (pl. fordított SP látható az 1.4. ábrán).

Előállhat olyan helyzet is, amikor az iszapfiltrátum és a rétegvíz ionkoncentrációja megegyezik, ekkor SP jelenség nem tapasztalható. Az SP rétegvíz fajlagos ellenállásának meghatározása szempontjából is fontos szelvény. Megjegyezzük, hogy töltésük és mozgékonyosságuk alapján minden ionra értelmezhető a NaCl ekvivalencia, így az ion transzport modellezése egyszerűsíthető.

Az SP szelvény az SP jelenség kiterjedtségéből adódóan viszonylag rossz vertikális felbontású, sima lefutású görbe. Ha a permeábilis zóna vastagsága 1-2 m-nél kisebb, ekkor a réteghatároknál folyó SP áramrendszerek kezdik zavarni egymást. Ennek következtében az SP kitérése már nem éri el az SSP értéket (vékonyréteg hatás).

Az SP áramok a legszűkebb keresztmetszeten éppen a réteghatárnál folynak, ebből következik, hogy a réteghatár a görbe inflexiós pontja alapján jelölhető ki.

Nagy ellenálláskontrasztok esetén az SP még elnyúltabb lehet (1.4. ábra)

Tömör, ellenállású kőzeteknél az SP görbén lineáris szakaszok láthatók (folyamatos feszültség és a fűrőiszap oszlopon). Ha ilyen szakaszokon repedezett zónák találhatók, ott az SP áramok a repedésekbe belépve, gyors változásokat, megtöréseket okoznak az SP görbe lefutásán.

Az elméleti háttér tárgyaláskor látható volt, hogy az SP jelenség erősen kapcsolódik az agyagossághoz, az SP értékének egyik részét az agyaghoz kötődő membrán potenciál adta. A modellben az agyag elkülönült a permeábilis

résztől. Ha az agyag valamilyen formában a tároló kőzetben is jelen van, akkor gátolja a diffúziós potenciál létrejöttét, azaz csökken az SP kitérés. Ha az agyag mennyisége miatt lecsökken a permeabilitás az SP kitérés is megszűnik.

A fentiek miatt az SP alkalmas az agyagtartalom (V_{sh}) becslésére. Ennek leggyakrabban alkalmazott formája:

$$V_{sh} \approx 1 - \frac{SP}{SSP} \quad (5.11.)$$

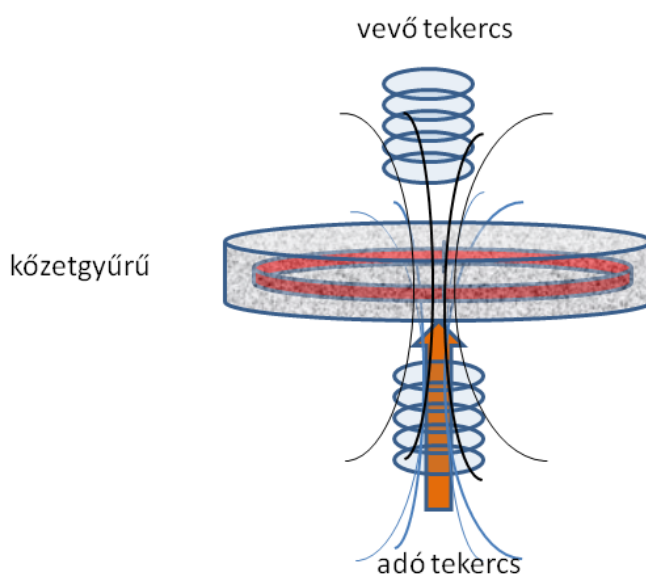
A fentiek miatt az SP érzékeny az üledéksorozatokon belüli átlagos szemcseátmérő változásra és ezen keresztül az ülepedési környezetre és a különböző fáciesek közötti átmenetekre. Az SP görbe alakja tükrözi az ilyen típusú változásokat, azok fluktuációit, gyorsulását, lassulását, így hasznos eszköz ezek korrelálására.

6. fejezet - Indukciós mérések

A fűrőlyuk környezet fajlagos ellenállás eloszlása más elektromos módszerrel is leképezhető. Az indukciós mérések során váltóáramú elektromos térrel létrehozott mágneses térrel indukálunk elektromos teret a vizsgált közetekben. Ennek változó mágneses tere elektromos teret kelt a vevő tekercsben.

Az indukciós méréseknél alkalmazott frekvencia többnyire 20 kHz körüli. Ezen a frekvencián az elektromágneses teret a fajlagos ellenállás eloszlás határozza meg, és figyelembe véve az ezzel kapcsolatos szkin-effektust, még kellő kutatási mélység érhető el.

A fúrás tengelyében a tengellyel párhuzamos tekercs mágneses tere, hengersizmetrikus körkörös indukált áramteret kelt, amely optimális geometria a közetellenállások leképezéséhez. A kutatási mélységet ekkor az alkalmazott frekvencia és az adó-vevő távolság határozza meg. (6.1. ábra)



6.1. ábra. Egy adó-vevő tekercspárból álló indukciós szonda sémája, a közetben kialakuló indukált áramtér és a vevőben jelet generáló mágneses tér

6.1. Direkt probléma

Az indukció szonda direktfeldat-megoldását a legegyszerűbb felépítésű egy adó-tekercs párból álló szonda esetében tekintjük át. A szuperpozíció elvből következően ebből tetszőleges tekercs kombináció elektromágneses tere levezethető.

6.1.1. Egyenáramú közelítés és geometriai faktor

Első közelítésben a megoldást a Biot-Savart törvény alkalmazásával állították elő (Doll 1949). Az időfüggés szeparálása után (harmonikus szorzó), mágneses dipol terével számították ki a közettestben indukált feszültséget keltő mágneses tér térfüggését, majd következő lépésben a közettestben folyó indukált áram mágneses terét ismét a Biot-Savart törvény segítségével számították ki a vevő tekercsnél.

Az adótekercs, mint köráramok együttese, helyettesíthető egy z-irányú periodikus mágneses momentummal:

$$M_z = N_A S_A I_0 e^{i\omega t} \quad (6.1.)$$

Helyezzük a forrást koordinátarendszer kezdőpontjába. A momentum terét hengerkoordináta rendszer $P(r,z)$ pontjában vizsgáljuk melynek távolsága a forrás dipóltól R_1 :

$$\mathbf{H} = -\frac{1}{4\pi} \nabla \left(\mathbf{M} \nabla \frac{1}{R_1} \right) \quad (6.2.)$$

Ennek a közetgyűrűben végbemenő indukció szempontjából lényeges z -koordinátája a kétszeres gradiens képzés után:

$$H_z = \frac{M_z}{4\pi} \frac{1}{R_1^3} \left(1 - 3 \frac{z^2}{R_1^2} \right) \quad (6.3.)$$

A dr és dz szélességű közetgyűrű által közre fogott területre kell számolni a mágneses fluxust, melynek megváltozása a közetgyűrűben feszültséget ($d\varepsilon$) indukál:

$$d\varepsilon(r, z) = -\frac{\partial \Phi}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial t} \int_0^r H_z(r', z) 2\pi r' dr' = -i\omega\mu \int_0^r H_z(r', z) 2\pi r' dr' \quad (6.4.)$$

Az integrálás részleteit átugorva:

$$d\varepsilon(r, z) = \frac{i\omega\mu M_z}{2} \frac{r^2}{R_1^3} \quad (6.5.)$$

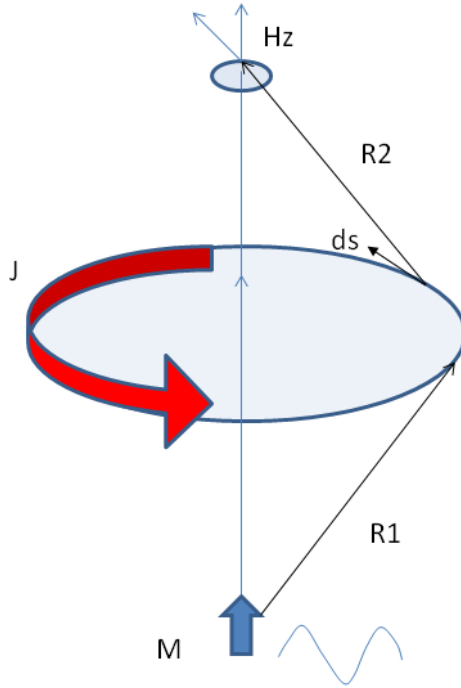
Ha a közetgyűrű fajlagos vezetőképessége σ , akkor az indukált feszültség hatására folyó áram:

$$dI(r, z) = \frac{d\varepsilon}{2\pi r} \sigma dr dz \quad (6.6.)$$

A vevőtekercsnél mérhető mágneses indukció kiszámításához használjuk a Biot-Savart törvényt. A tekercs legyen ismét pontszerű és távolsága a közetgyűrű tetszőleges pontjától R_2 .

Mivel adott áramkontúrura:

$$\mathbf{H} = \frac{1}{4\pi} dI(r, z) \int \frac{d\mathbf{s} \times \mathbf{R}_2}{R_2^3} \quad (6.7.)$$



6.2. ábra. Biot-Savart törvény alkalmazása az indukciós direktfeladat közelítő megoldásánál

Kihasználva R_2 és ds merőlegességét, és csak a z komponens előállítva:

$$H_z = \frac{1}{4\pi} \frac{dI}{R_2^2} 2\pi r \frac{r}{R_2} = -\frac{i\omega\mu M_z}{8\pi} \frac{r^3}{R_1^3 R_2^3} drdz \quad (6.8.)$$

Újabb indukció után a vevő tekercsben keletkező feszültség fázisa 180° -ban tér el az adó áramához képest.

$$du = -\frac{\mu^2 \pi f^2 N_V S_V M_z}{2} \sigma \frac{r^3}{R_1^3 R_2^3} drdz \quad (6.9.)$$

Látható, hogy azonos tekercsek esetén a kapott formula szimmetrikus, az adó és vevő felcserélhető. A teljes feszültséget a teljes köztetre való integrálként kapjuk meg:

$$u = K' \int_0^\infty \int_{-\infty}^\infty \frac{r^3}{R_1^3 R_2^3} \sigma(r, z) drdz \quad (6.10.)$$

Bebizonyítható, hogy a tisztán tekercselrendezéstől függő integrál:

$$\int_0^\infty \int_{-\infty}^\infty \frac{r^3}{R_1^3 R_2^3} drdz = \frac{2}{L} \quad (6.11.)$$

Ezt felhasználják a szondaállandó (K) definíciójánál, mivel homogén térben:

$$u = K' \frac{2}{L} \sigma = K \sigma \quad (6.12.)$$

Ahogy az várható volt, a fent ismertetett egyenáramú közelítésben, mikor az egyes közetgyűrűk kölcsönös indukcióját elhanyagoljuk, egy súlyfüggvény ($g(r,z)$) rendelhető minden (dr,dz) gyűrűhöz, amely megmutatja, hogy az eredményben milyen súllyal lesz jelen az ottani fajlagos vezetőképesség.

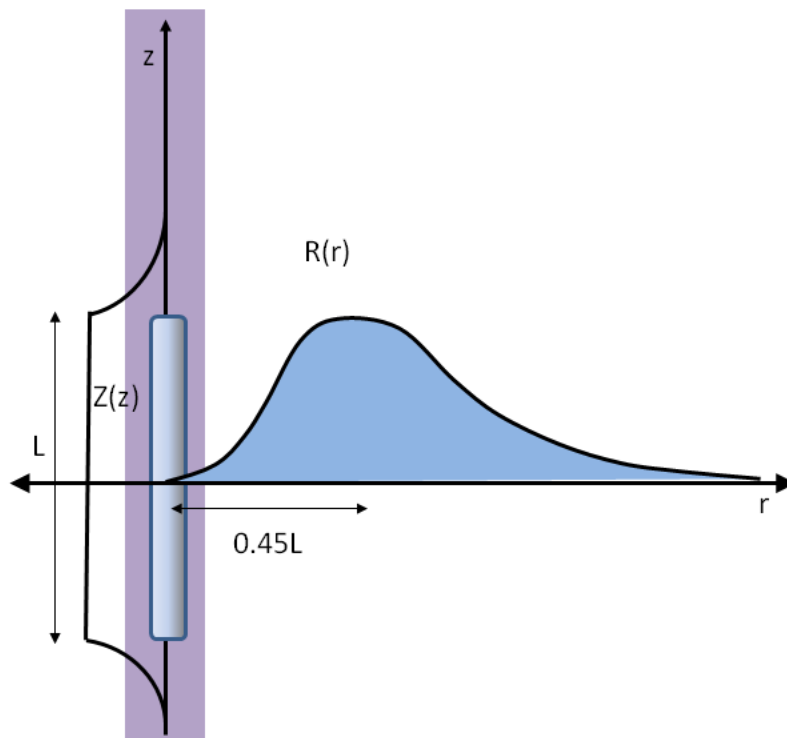
$$\sigma_a = \frac{u}{K} = \int_0^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{r^3}{R_1^3 R_2^3} \sigma(r,z) dr dz = \int_0^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} g(r,z) \sigma(r,z) dr dz \quad (6.13.)$$

A g függvény az un. elemi geometriai tényező. Tetszőleges tértartományra integrálva a tértartomány geometriai faktorát kapjuk. Ez a közelítés fontos szerepet kapott a kezdeti indukciósszonda tervezésnél. A g függvény radiális vagy vertikális kiintegrálásával jutunk a szonda vertikális $Z(z)$ és radiális $R(r)$ karakterisztikájához, tértartományonkénti érzékenységéhez.

$$R(r) = \int_{-\infty}^{\infty} g(r,z) dz \quad (6.14a.)$$

$$Z(z) = \int_0^{\infty} g(r,z) dr \quad (6.14b.)$$

Megjegyezzük, hogy a vertikális karakterisztika, lehetőséget ad az eredmények dekonvolúciójára és így a vertikális felbontás javítására. Az egyenáramú eszközökkel ellentétben a geometriai faktor bevezetése vezetőképesség alapján történt, ezzel is jelezve, hogy a hengersizmetrikus körkörös indukált áramtér kvázi párhuzamosan kapcsolja az egyes radiális tartományokat. A tér jellegéből következően még olajbázisú iszapok esetén is használható módszer.



6.3. ábra. Egy adó-vevő tekercspár radiális és vertikális karakterisztikája

6.1.2. Direktfeladat megoldás a Maxwell egyenletek alapján

Vezessük be a vektor potenciált a következő módon (Kaufmann 1989), felhasználva, hogy nincsenek szabad töltések:

$$\mathbf{E} = \nabla \times \mathbf{A} \quad (6.15.)$$

Ekkor a mágneses térerősség (\mathbf{H}) a Maxwell egyenletekből következően:

$$\mathbf{H} = \sigma \mathbf{A} - \nabla V \quad (6.16.)$$

A vektorpotenciál és \mathbf{H} közötti kapcsolat egy skalár potenciál gradienseig meghatározott.

Az elektromos térerősség rotációjára vonatkozó Maxwell egyenletbe beírva a vektorpotenciált:

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{A} = -\sigma \mu \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + \mu \nabla \frac{\partial V}{\partial t} \quad (6.17.)$$

Némi átalakítás után és a harmonikus időfüggés figyelembe vételével:

$$\nabla(\nabla \cdot \mathbf{A}) - \Delta \mathbf{A} = -i\sigma \omega \mu \mathbf{A} + \mu i \omega \nabla V \quad (6.18.)$$

Ha a következő megszorítást (mértéket) alkalmazzuk:

$$\nabla \cdot \mathbf{A} = -i\omega \mu V \quad (6.19.)$$

akkor \mathbf{A} vektor potenciálra vonatkozó Helmholtz egyenlethez jutunk.

$$\Delta \mathbf{A} + k^2 \mathbf{A} = 0 \quad (6.20.)$$

A vektorpotenciált úgy vezettük be, hogy csak z -komponense van (6.15.). Így a fenti vektor egyenlet skalár egyenletre is átírható. Ennek alapmegoldása (Green-függvénye):

$$A_z = c \frac{e^{ikR}}{R} \quad (6.21.)$$

A mértékegyenlet (6.19.) szerint ebből a skalárpotenciál:

$$i\omega \mu V = -c \frac{z}{R} \frac{ike^{ikR} - e^{ikR}}{R^2} = c \frac{e^{ikR}}{R^2} (1 - ikR) \cos \theta \quad (6.22.)$$

A konstans megkapható az zérus frekvencián kapott értékekből, ahol az egyenletek a magnetosztatikából ismert megoldást adják. Így:

$$A_z = \frac{i\omega \mu \mathbf{M}}{4\pi R} e^{ikR} \quad (6.23.)$$

A vevő tekercsnél, mérhető elektromos jel származtatásához az indukció törvényt szeretnénk alkalmazni, ezért az indukció vektor z -komponensére van szükségünk. A mágneses térerő kifejezéséhez szükség van a skalárpotenciál gradiensére is. Állítsuk elő gömbi koordinátarendszerben:

$$\nabla_R V = \frac{M}{4\pi} \cos \theta \left(\frac{ikR^2 e^{ikR} - 2 \operatorname{Re} e^{ikR}}{R^4} - \frac{(-k^2) e^{ikR} R - ik e^{ikR}}{R^2} \right) = \frac{M}{4\pi} \cos \theta e^{ikR} \left(\frac{2ik}{R^2} - \frac{2}{R^3} + \frac{k^2}{R} \right)$$

A térerősség radiális komponense:

$$H_R = \sigma i \omega \mu M \frac{e^{ikR}}{R} \cos \theta - M \cos \theta e^{ikR} \left(\frac{2ik}{R^2} - \frac{2}{R^3} + \frac{k^2}{R} \right) = 2M e^{ikR} \left(\frac{ikR-1}{R^3} \right) \cos \theta \quad (6.25.)$$

Ebből a z tengelyen L távolságra elhelyezkedő tekercsben indukált feszültség H z-irányú vetületével:

$$u = \frac{i \omega \mu M N_V S_V}{2\pi} \frac{e^{ikL}}{L^3} (1 - ikL) \quad (6.26.)$$

Vezessük be az un. szkin-mélységet, amely frekvencia és vezetőképesség függvényében jellemzi az elektromágneses tér lecsengését:

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\mu \omega \sigma}} \quad (6.27.)$$

A k hullámszámra kis frekvenciákon, ahol az eltolási áramokat elhanyagolhatjuk:

$$k^2 = i \omega \mu \sigma = i \frac{2}{\delta^2} \quad (6.28.)$$

Fejtsük sorba az exponenciális tagot 6.26-ban:

$$u = \frac{MN_V S_V}{2\pi} i \omega \mu (1 - ikL) \frac{1}{L^3} \left(1 + ikL - \frac{1}{2} (kL)^2 - \frac{1}{6} i (kL)^3 + \frac{1}{24} (kL)^4 + \dots \right) \quad (6.29.)$$

Bevezetve a K_s műszerállandót:

$$K_s = \frac{MN_V S_V}{2\pi L} \quad (6.30.)$$

Így a tekercsben indukált feszültség:

$$u = -K_s \frac{\sigma}{L^2 k^2} \left(1 + \frac{1}{2} (kL)^2 + \frac{2}{6} i (kL)^3 - \frac{1}{6} (kL)^4 \dots \right) \quad (6.31.)$$

Helyettesítsük a szkin-mélységet a formulába

$$u = -K_s \frac{\sigma \delta^2 i}{2L^2} \left(1 + i \left(\frac{L}{\delta} \right)^2 + \frac{2}{6} i (kL)^3 + \frac{2}{3} \left(\frac{L}{\delta} \right)^4 \dots \right) \quad (6.32.)$$

$$u = -K_s \frac{\sigma \delta^2 i}{2L^2} \left(1 + i \left(\frac{L}{\delta} \right)^2 - \frac{4}{6} \left(\frac{L}{\delta} \right)^3 (1+i) + \frac{2}{3} \left(\frac{L}{\delta} \right)^4 \dots \right) \quad (6.33.)$$

A mérhető feszültség reális és képzetes részének közelítő alakjai:

$$\text{Re}(u) = K_s \frac{\sigma}{2} \left(1 - \frac{2}{3} \left(\frac{L}{\delta} \right)^2 + \dots \right) \quad (6.34a.)$$

$$\text{Im}(u) = -K_s \frac{\sigma \delta^2}{2L^2} \left(1 - \frac{2}{3} \left(\frac{L}{\delta} \right)^3 + \dots \right) \quad (6.34b.)$$

Látható, hogy a reális részt homogén térben is a vezetőképességtől függő korrekcióval egészül ki. Az imaginárius rész első tagja az adó és vevő tekercs közötti direkt indukció, amely láthatóan nem függ a vezetőképességtől, mivel $\sigma \delta^2$ szorzatban a vezetőképesség kiesik. A korrekció elvégzéséhez az imaginárius és reális rész mérése is szükséges, a reális rész korrekciója kifejezhető az imaginárius résszel. Ezt majd az un. fázor indukciós szondák elvénél használjuk fel.

Hasonló korrekció végezhető a szonda viselkedését leíró geometriai faktor függvényen is (propagated geometric factor)

$$g_p(r, z) = g(r, z) \cdot (1 - ikL) e^{ikL} \quad (6.35.)$$

A korrigált geometriai faktor komplex függvény, melynek reális része használható a szonda érzékenységének tanulmányozására. A korrekció következtében a geometriai faktor vezetőképesség függő lett.

Inhomogén közegre vonatkozó direkt probléma esetében is a Helmholtz egyenletet oldjuk meg, konstans vezetőképességgel jellemzett tartományokra, a határfeltételek figyelembevételével. Vegyük a hengersizmetrikus radiális inhomogenitások esetét:

$$\frac{\partial^2 A_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial A_z}{\partial r} + \frac{\partial^2 A_z}{\partial z^2} + k^2 A_z = 0 \quad (6.36.)$$

Keressük megint szorzat alakban a megoldást: $R(r)Z(z)$

$$\frac{1}{R} \frac{\partial^2 R}{\partial r^2} + \frac{1}{R} \frac{1}{r} \frac{\partial R}{\partial r} + k^2 = \frac{1}{Z} \frac{\partial^2 Z}{\partial z^2} = m^2 \quad (6.37.)$$

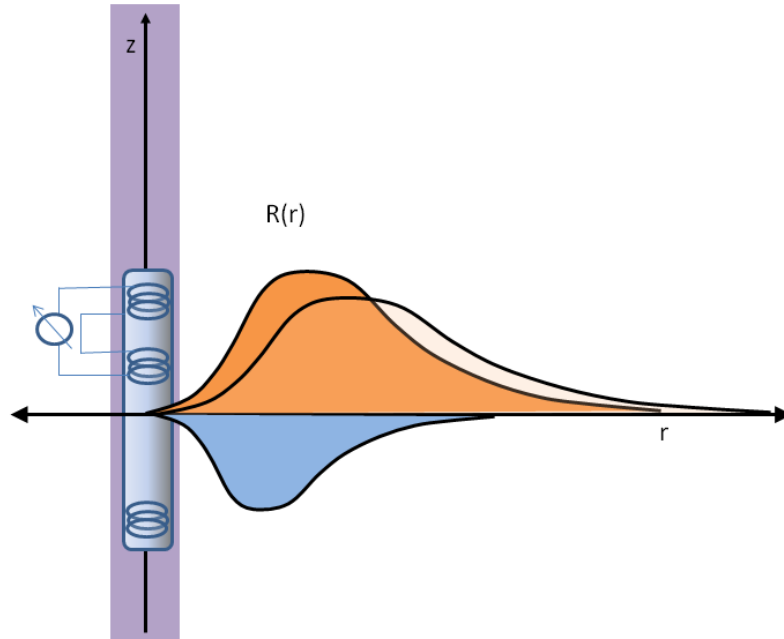
A komplex hullámszám és az integráláshoz szükséges térfrekvencia kombinálódik a megoldás argumentumában. A megoldás formailag egyezik az egyenáramú megoldással, de a Bessel- függvények komplex argumentumúak:

$$A_z(r, z) = \int_0^\infty \left\{ C_1(m) I_0 \left(r \sqrt{m^2 - k^2} \right) + C_2(m) K_0 \left(r \sqrt{m^2 - k^2} \right) \right\} \cos m z dm \quad (6.38.)$$

A vektorpotenciálból származtatható a mágneses térerősség és vevőtekercsben indukált feszültség.

6.2. Fókuszálás és szonda típusok

Az előző fejezetben tárgyaltuk az egy adó és vevő tekercsből álló szonda viselkedésének jellegzetességeit. Az indukciós szonda esetében is lehetséges a fókuszálás, azaz megfelelő tekercselrendezéssel a kutatási mélység növelése. A fókuszálás elvét a geometriai faktor függvény alapján lehet megérteni.



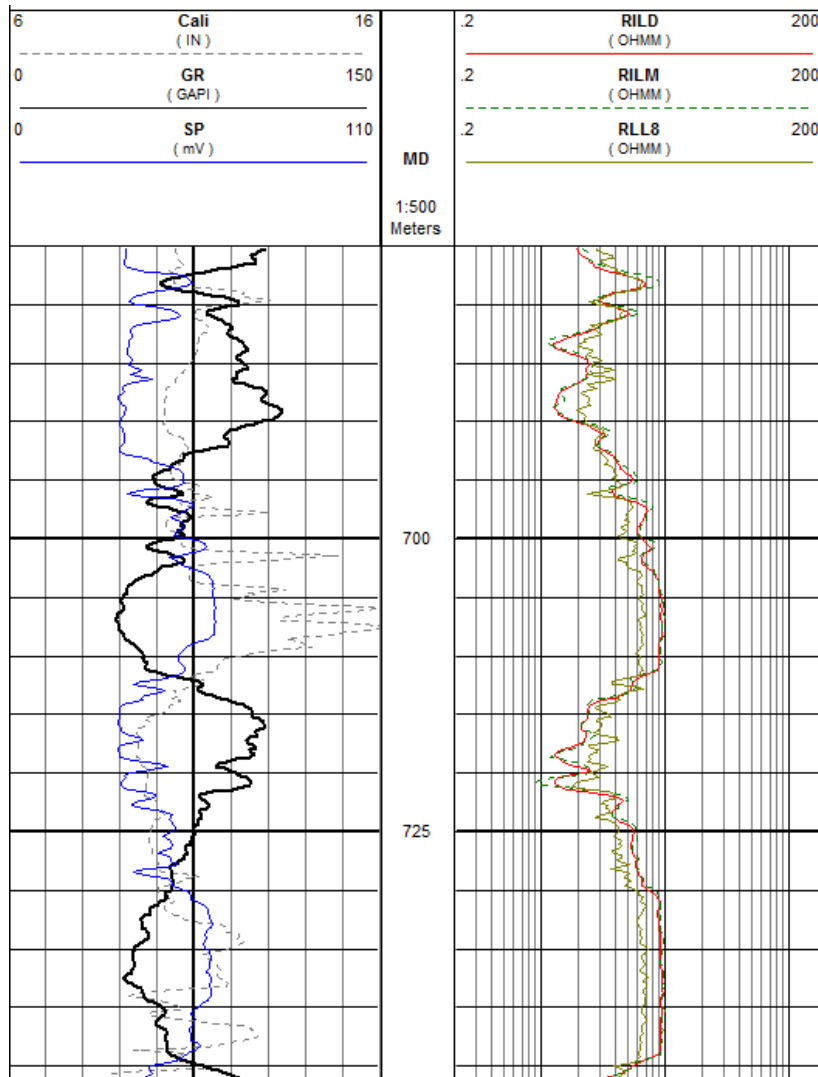
6.4. ábra. Indukciós szonda fókuszálása radiális karakterisztikák segítségével

Az előző fejezetben ismertettük, hogy a radiális karakterisztika maximuma az adó-vevő táv segítségével megadható ($0.45L$). Ha további, de ellentétesen tekercselt vevő tekercset helyezünk el a szondában szuperponálva a vevők jeleit, akkor a radiális karakterisztikák is szuperponálódnak. Így a jelenergia csökkenésével ugyan, de elérhető a kutatási mélység növelése. Több adó és vevő tekercs esetén minden komponens adó-vevő párja el kell készíteni a radiális karakterisztikát és a tekercsszám és távolság alapján kell szuperponálni.

$$R(r) = \sum_{i=1}^N W_i(N_A, N_V, L) R_i(r) \quad (6.39.)$$

A vertikális karakterisztika is hasonlóan állítható elő.

Az első széles körben alkalmazott fókuszált eszköz az un. 6FF40, 6 tekercsből álló szonda volt. Későbbiekben a laterolog fejlesztéshez hasonlóan megjelent a kombinált un. dual-indukciós szonda, amely egy nagyobb (ILD) és egy kisebb (ILM) kutatási mélységű fókuszált eszközökből állt. Mikroellenállásmérő eszközzel kiegészítve alkalmas elárasztás korrekcióra és az R_f meghatározására is. Az ILD szonda által mért látszólagos fajlagos ellenállás érték a radiális karakterisztikának köszönhetően jól közelíti az R_f -t, különösen nagy sótartalmú rétegvizet tartalmazó rétegeknél.



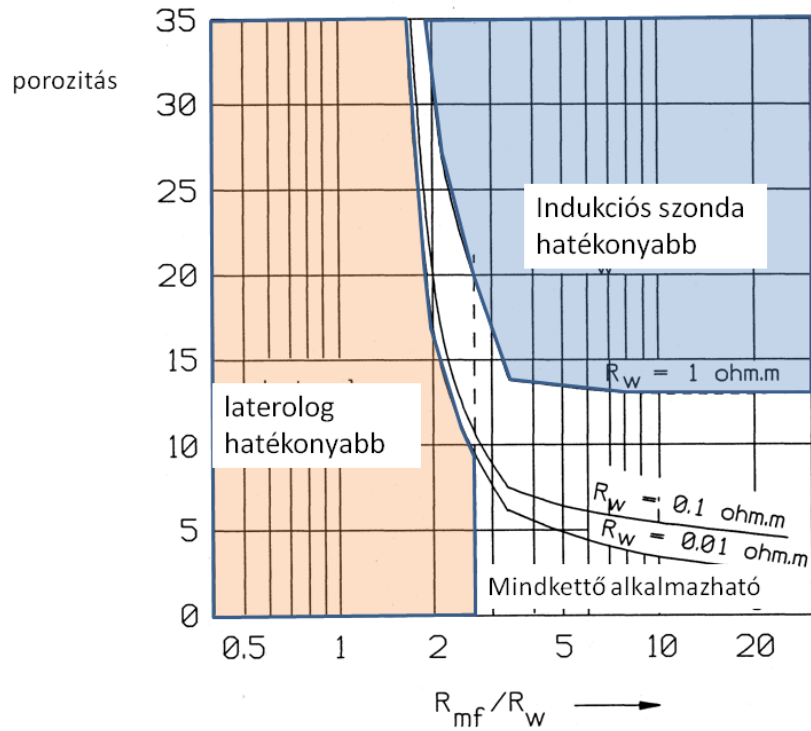
6.5. ábra. Dual indukciós szonda mérése tároló sorozatnál

A geometriai faktor függvényből származtatott vertikális karakterisztikát tekinthetjük olyan súlyfüggvénynek, amellyel a rétegsor fajlagos ellenállásait konvolválva, a szonda mérési eredményeihez juthatunk. Nagyban javította az indukciós szondázások eredményeit, mélység felbontását, a karakterisztika hatását eltüntető dekonvolúció.

A komplex geometriai faktor bevezetésével a dekonvolúciós eljárás is pontosítható, azonban a fajlagos vezetőképességtől való függés miatt a probléma már nem lineáris. Az imaginárius (kvadratúra) jel mérésével a problémát megoldották, azaz elvégezhető vált az vezetőképességtől függő dekonvolúció. Az imaginárius jelet is rögzítő szondatípus fázor-indukciós szondaként vált ismertté a gyakorlatban, ennek segítségével javíthatóvá váltak a vékonyrétegeknél mért értékek.

A radiális és vertikális inhomogenitások együttes kezelésére megnövelt komponens szonda számmal fejlesztettek ki indukciós eszközöket (pl. Schlumberger AIT – Array induction tool - 5 különböző hosszúságú fókuszált eszközt tartalmaz az elárasztás és réteghatás együttes inverziójához). A triaxiális indukciós szonda fúrás környezetében jelentkező anizotróp fajlagos ellenállás eloszlás felderítésére szolgál, ennek érdekében a szondatestben több egymásra merőleges tengelyű adó tekercset helyeztek el.

Eltekintve az utóbbtól, az indukciós szonda által generált elektromos tér körkörös hengersizmetrikus, amellyel kvázi párhuzamosan kapcsolja az egyes radiális rétegeket. Párhuzamos kapcsolás esetén a legkisebb ellenállású réteg dominálja az eredő fajlagos ellenállást. Így az indukciós szondák – jól kiegészítve a laterologokat – elsősorban a kisebb fajlagos ellenállású formációk mérésénél lesznek hatékonyak.



6.6. ábra. Indukciós és laterolog szondák alkalmazhatósága. Nagy sótartalmú, kis fajlagos ellenállású rétegvizeknél inkább az indukciós eszköz, míg nagy ellenállású formációknál a laterolog lehet hatékonyabb, azaz kevésbé torzított.

7. fejezet - Dielektromos állandó mérés

A relatív permittivitás, a dielektromos állandó az anyagok elektromos polarizálhatóságával kapcsolatos. Elektromos tér hatására különböző mechanizmusok révén lokális töltésszétválás, tértöltés alakul ki, amely módosítja az anyagi teret, és amely a tér megszűnésével, a folyamatra jellemző karakterisztikus idővel megszűnik. Ha a külső tér (\mathbf{E}) harmonikus, akkor a kényszerrezgéssel analóg jelenség zajlik le. A polarizáltság ekkor – a karakterisztikus relaxációs idővel jellemezhető módon – jellegzetes frekvenciafüggést mutat (Debye, Cole-Cole modell), leírva a térerősség és az eltolási áram kapcsolatát.

A kőzetalkotó anyagok dielektromos állandóját (ϵ) vizsgálva, a nagy dipólmomentumú molekulái miatt a víz esetében tapasztalunk kiugróan magas értéket (80), míg egyéb kőzetalkotók esetében ez 2-6 közötti érték. A dielektromos állandó mérése így elsősorban a kőzet pórsvíz-tartalmáról ad felvilágosítást, a magas frekvenciák kis kutatási mélységet eredményeznek, így ez a mérés típus elsősorban az elárasztott zóna víztartalmáról (ϕS_w) meghatározására alkalmas. A gyakorlatban porozitás meghatározására használják. A módszer előnye, hogy a víz sőtartalmára kevésbé érzékeny.

A leggyakrabban alkalmazott közetfizikai modell (un. CRIM modell) szerint az ekvivalens dielektromos állandó felírható a komponensek dielektromos állandóinak segítségével:

$$\sqrt{\epsilon_{ekv}} = \sum_{i=1}^N V_i \sqrt{\epsilon_i} \quad (7.1.)$$

Amely mögött a terjedési idő átlagolása és a vezetési komponens elhanyagolása áll. A GHz körüli frekvenciákon a fenti modell jól használható, kisebb frekvenciákon inkább az un. önkonzisztens modell (Bruggeman-egyenlet) használatos:

$$\sum_i V_i \frac{\epsilon_i - \epsilon_{ekv}}{\epsilon_i + 2\epsilon_{ekv}} = 0 \quad (7.2.)$$

Megjegyezzük, hogy a hőmérséklet (mely kihat pl. a töltésszétválás relaxációs idejére) jelentős hatással lehet a dielektromos állandó értékére.

Anyag	dielektromos állandó	fajlagos terjedési idő ns/m
Homokkő	4.65	7.2
Mészke	7.5	9.1
Dolomit	6.8	8.7
Agyagok	5-25	7.5 – 16.6
Olaj	2.2	4.9
Gáz	3.3	6.0
Víz (25 C)	78.3	29.5

7.1. táblázat. Kőzetek dielektromos tulajdonságai (forrás: Schlumberger – Principles of well logging interpretation 1989)

7.1. Direkt probléma

A dielektromos állandó mérés nagyfrekvenciás elektromágneses hullám terjedési paraméterein (sebesség, amplitúdó) mérésén alapul. A terjedést a dielektromos állandó és a közeg vezetőképessége határozza meg. Ez utóbbi szerepe a frekvencia növekedésével csökken. A kis kutatási mélység miatt csak a homogén térbeli terjedést vizsgáljuk. A Maxwell egyenletekből ekkor az un. telegráf egyenlethez juthatunk a térerősség függvényekre:

$$\Delta \mathbf{E} = \sigma \mu_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \varepsilon \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} \quad (7.3.)$$

Idő szerint harmonikus térerő függvények esetén ebből a Helmholtz egyenletet kapjuk. A komplex hullámszámra (k) ekkor a következő írható fel a szokásos jelölésekkel:

$$k^2 = -i\sigma\mu\omega + \omega^2\mu\varepsilon = \omega^2\mu\left(\varepsilon - i\frac{\sigma}{\omega}\right) \quad (7.4.)$$

(Többdimenziós problémánál k vektor.) Bontsuk fel a hullámszámot valós és képzetes részre.

$$k = \alpha + i\beta \quad (7.5.)$$

Ezzel a felbontással a síkhullám megoldásban elkülönül a képzetes résszel leírható disszipáció miatt bekövetkező amplitúdó csökkenés és a valós résszel leírható terjedési sebesség változás, amely a diszperzív viselkedésért felelős.

$$E_y = E_0 e^{-\beta z} e^{i(\omega t - \alpha x)} \quad (7.6.)$$

A mérés szempontjából lényeges amplitúdó csökkenés ($EATT$) és a fázis eltolódás két pozíció között (z_1, z_2) felírható a komplex hullámszám reális és imaginárius részével:

$$EATT = \frac{A(z_2)}{A(z_1)} = e^{-\beta(z_2 - z_1)} \quad (7.7.)$$

$$\Delta\varphi = \alpha(z_2 - z_1)$$

A valós és képzetes részt meghatározó egyenletek:

$$\alpha^2 - \beta^2 = \mu\varepsilon\omega^2 \quad (7.8.)$$

$$2\alpha\beta = -\mu\sigma\omega$$

A fenti egyenletekből külön-külön kifejezve:

$$\alpha = \omega \sqrt{\frac{\mu\varepsilon}{2} \left(\sqrt{1 + \frac{\sigma^2}{\varepsilon^2 \omega^2}} + 1 \right)} \quad (7.9a.)$$

$$\beta = \omega \sqrt{\frac{\mu\varepsilon}{2} \left(\sqrt{1 + \frac{\sigma^2}{\varepsilon^2 \omega^2}} - 1 \right)} \quad (7.9b.)$$

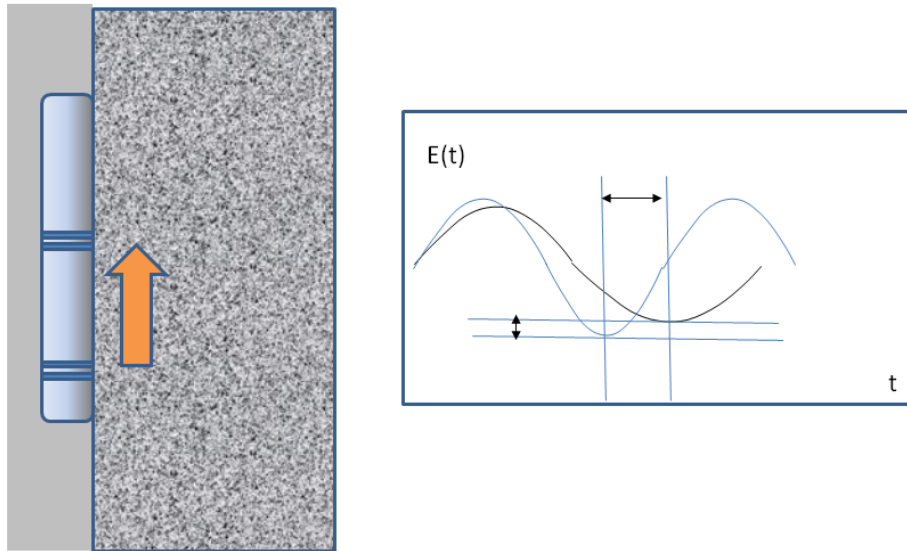
A fenti egyenletekkel a mérhető jellemzőket visszavezettük, a közetfizikai jellemzőkre. Az is látható, hogy nagyfrekvenciákon miként csökken a vezetőképesség szerepe.

7.2. Dielektromos szondák

A dielektromos mérések során általában a szondán elhelyezett forrásból kilépő elektromágneses hullám amplitúdó csökkenését (logaritmikus csökkenés dB skálán) és fázisát mérjük és ezen keresztül a hullám fajlagos terjedési idejét (t_{p0}) mérjük. A két mérési adat alapján a terjedést meghatározó dielektromos állandó és vezetőképesség rekonstruálható (7.9.).

A kutatási mélységet meghatározó frekvencia szerint három szonda típus alakult ki. A nagy frekvenciás (1 GHz) tartományon üzemelő szondák (pl. EPT – electromagnetic propagation tool), melyek a vezetőképességre szinte

érzékenyebbek, de a kis kutatási mélység miatt érzékenyek a lyukfal egyenetlenségeire és a közet inhomogenitásaira ezért a mérés gyakran erősen fluktuál és nagy zajjal terhelt.



7.1. ábra. Terjedési idő és amplitúdó csökkenés a dielektromos szondánál

Jelentősebb korrekció szükséges a mért értékeknél, de az alkalmazott kisebb frekvencia (20-40 MHz) miatt nagyobb a kutatási mélység (DPT – deep propagation tool). A zaj jelentősen csökkenthető újabban kifejlesztett un. dielektromos szkennerek alkalmazásával, amely több üzemi frekvencián is dolgozik.

A szondák gyakorlatban alkalmazott változatainál több adó és vevő található, együttes alkalmazásukkal, csökkenthetők a lyukkörnyezet zavaró hatásai és csökkenthető a zaj. Az adó-vevő távolságok összhangban az alkalmazott frekvenciával néhány inch-től 10-20 inchig változnak.

Hogy a szonda mérési eredményeinek feldolgozása jobban látható legyen alakítsuk át az elektromágneses hullám képletét, oly módon hogy a mért értékek (EATT, t_{pl}) megjelenjenek:

$$E_y = E_0 e^{-\beta z} e^{i(\omega t - \alpha z)} = E_0 \cdot EATT e^{i\alpha \left(z - \frac{\omega}{\alpha} t \right)} = E_0 \cdot EATT e^{i\alpha(z - ct)} = E_0 \cdot EATT e^{i\alpha \left(z - \frac{1}{\text{ipf}} t \right)} \quad (7.10.)$$

A mért nyers terjedési fajlagos terjedési idő tehát a fázis különbséggel kifejezve:

$$t_{ipl} = \frac{\alpha}{\omega} = \frac{\Delta\varphi}{\omega(z_2 - z_1)} \quad (7.11.)$$

A terjedési időből kifejezhető a látszólagos dielektromos állandó, elhanyagolva a vezetési tagot:

$$t_{ipl} = \sqrt{1.11\epsilon} \quad (7.12.)$$

Az amplitúdó gyengülést korrigálni kell a gömbi szóródással, amely a szondázási körülményektől is függ. Gyakorlatban használt közelítő formula:

$$As = 45 + 1.3t_{pl} + 0.18t_{pl}^2 \quad (7.13.)$$

Ezzel a korrigált gyengülés:

$$Ac = EATT - As \quad (7.14.)$$

A terjedési időt is korrigálni kell vezetési veszteség nélküli terjedésre, hogy pl. a CRIM vagy más közt fizikai összefüggés alkalmazható legyen:

$$t_{po}^2 = t_{pl}^2 - \frac{Ac^2}{3604} \quad (7.15.)$$

A gyakran alkalmazott un. t_{po} módszer esetében, közvetlenül a korrigált terjedési időből számítanak látszólagos porozitást:

$$\phi_{EPT} = \frac{t_{po} - t_{pma}}{t_{pw} - t_{pma}} \quad (7.16.)$$

A víz esetében erősebb hőmérsékletfüggés tapasztalható, az erre vonatkozó közelítő összefüggés:

$$t_{pw} = 20 \frac{710 - T}{444 - T} \quad (7.17.)$$

A (T) hőmérséklet Fahrenheit fokban helyettesítendő (Schlumberger).

A dielektromos állandón alapuló porozitásmérés egy egészen másfajta leképezése a pórustérnek, mint a többi porozitásmérés, szénhidrogén tartalomra gyakorlatilag érzéketlen. Ezért érdemes összevetni a más típusú (sűrűség, neutronmérés) eredményekkel, a maradék szénhidrogén telítettség feltárására.

8. fejezet - Transzportelméleti összefoglaló radioaktív mérésekhez

Természetes illetve mesterséges gamma és neutronforrások körül kialakuló részecske teret is felhasználhatjuk a közetjellemzők meghatározására, mivel a teret kialakító kölcsönhatások valószínűsége függ a közetösszetételtől. A vizsgálandó részecsketeret un. fázistérként írjuk le, ebben a rendszerben a tér és időkoordináták mellett megjelenik a részecskék mozgásának irányszöge és energiája is, mint további koordináták. A teret vagy a részecske sűrűséggel $n(\mathbf{r}, \Omega, E, t)$, vagy még inkább, a részecskék reakciókészségét jobban kifejező részecske fluxussal jellemezzük, amely a részecske sűrűség és sebesség szorzata:

$$\Phi(\mathbf{r}, \Omega, E, t) = n(\mathbf{r}, \Omega, E, t)v \quad (8.1.)$$

A fluxust értelmezhetjük úgyis, mint egy adott normálissal jellemzett egységnyi felületen, egységnyi idő alatt átáramló, adott irányban mozgó részecskék száma.

A fenti két mennyiségre mérlegegyenletet írhatunk fel a fázistér egy elemi térfogatára ($dVdEd\Omega$), így jutunk el a transzport-egyenlethez, amely a radioaktív geofizikai mérések direktfeladatának alapegyenlete, mind a gamma- mind a neutronmérések esetében.

Az egyenlet felállításánál figyelembe kell venni minden olyan tényezőt, amely a fázistér differenciális térfogatelemében a fluxus értékét megváltoztathatja, a részecske ki és belépést, a helyi forrás és abszorpció hatását. (A probléma részletes tárgyalása - Szatmáry 2000)

A vizsgált tér forrása lehet természetes radioaktív izotópok vagy a mérés során felaktivált izotópok sugárzása, de lehet a szondatestben elhelyezett sugárforrás is.

Csökkentik a fluxus értékét a mérlegegyenletben a különböző reakciók: a különféle szórási és abszorpciós folyamatok. Növeli viszont és így a források között kell figyelembe venni egy másik fázistérfogathól beszőródó részecskéket.

A közetek egységnyi térfogatára a kölcsönhatások valószínűségét az un. makroszkopikus hatáskeresztmetszetek (Σ) fejezik ki külön-külön valamennyi kölcsönhatástípusra. A hatáskeresztmetszetet a közetösszetevőkre vonatkozóan additívnak vehetjük:

$$\Sigma = \sum_{i=1}^N V_i \Sigma_i \quad (8.2.)$$

Az reakciósebességet, azaz az időegység alatt bekövetkező reakciók számát (R) a fluxussal fejezhetjük ki szintén térfogategységre vonatkoztatva:

$$R = \Sigma\Phi \quad (8.3.)$$

Írjuk fel ezek után a részecskesűrűség dt idő alatti megváltozását:

$$\begin{aligned} & [n(\mathbf{r} + \Omega v dt, E, \Omega, t + dt) - n(\mathbf{r}, E, \Omega, t)] dVdEd\Omega dt = \\ & - \Sigma_t(\mathbf{r}, E)\Phi(\mathbf{r}, E, \Omega, t) dVdEd\Omega dt + Q(\mathbf{r}, E, \Omega, t) dVdEd\Omega dt \end{aligned} \quad (8.4.)$$

ahol

Σ_t : a makroszkopikus totális hatáskeresztmetszet,

Q : a térfogatban elhelyezkedő források.

A $dt \rightarrow 0$ átmenettel differenciálegyenlethez jutunk. Az átmenet képzésénél fontos, a részecskesűrűség helykoordinátájának időfüggését is figyelembe venni (szubsztanciális időderivált). Az ebből származó tag a fáziscellából történő kifolyás, amely a fluxus térbeli inhomogenitásai esetén okoz járulékot (így csökkenést leíró tagként átvihető az egyenlet másik oldalára).

$$\frac{dn(r(t), E, \Omega, t)}{dt} = \frac{\partial n(r, E, \Omega, t)}{\partial t} + \Omega v \nabla n(r, E, \Omega, t) = -\Sigma_t(r, E)\Phi(r, E, \Omega, t) + Q(r, E, \Omega, t) \quad (8.5.)$$

Átírva az egyenletet tisztán fluxusra:

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \Phi(r, E, \Omega, t)}{\partial t} = \Omega \nabla \Phi(r, E, \Omega, t) - \Sigma_t(r, E)\Phi(r, E, \Omega, t) + Q(r, E, \Omega, t) \quad (8.6.)$$

A Q forrástag geofizikai problémáknál szórásból eredő és külső forrásra osztható:

$$Q(r, E, \Omega, t) = \int \int_{4\pi} \int_0^\infty \Sigma_s(r, E' \rightarrow E, \Omega' \rightarrow \Omega) \Phi(r, E', \Omega', t) dE' d\Omega' + S(r, E, \Omega, t) \quad (8.7.)$$

Így egy függvényegyütthatós parciális integro-differenciálegyenlethez jutunk, melynek megoldása csak numerikus módszerekkel vagy különböző közelítésekben lehetséges. A megoldást különösen nehezíti az együtthatók (hatáskeresztmetszetek) bonyolult energiafüggése, különösen igaz ez neutronfizikai problémák esetében.

8.1. P1 és Diffúziós közelítés

A részecskétér a szórási kölcsönhatásoknak köszönhetően, a forrástól vagy nagyobb anyagi inhomogenitásoktól távol kevéssé mutat anizotrópiát, azaz a fluxus kevéssé térszög függő. Ez lehetőséget biztosít a szögváltozótól való megszabadulásra, a transzport egyenlet egyszerűsítésére.

A probléma megoldásához a transzport egyenletben szereplő mennyiségeket felbontjuk egy térszögtől függő és attól független tag szorzatára (pl. gömbfüggvények szerinti sorfejtés).

Ez egy kiválasztott fizikai mennyiségre

$$N(r, E, \Omega, t) = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l \sqrt{\frac{2l+1}{4\pi}} N_{lm}(r, E, t) Y_{lm}(\Omega) \quad (8.8.)$$

ahol a sorfejtés együtthatói:

$$N_{l,m} = \int_{4\pi} N(r, E, \Omega, t) Y_{l,m}(\Omega) d\Omega \quad (8.9.)$$

A kis szög szerinti anizotrópia miatt megállhatunk a sorfejtés első rendű tagjánál (un. P1-közelítés). Például a fluxus sorfejtéses közelítése:

$$\Phi(r, E, \Omega, t) = \frac{1}{4\pi} \Phi(r, E, t) + \frac{3}{4\pi} \Omega J(r, E, t) + \dots \quad (8.10.)$$

ahol:

$$\Phi(r, E, t) = \int_{4\pi} \Phi(r, E, \Omega, t) d\Omega \quad \text{a fluxus szög szerinti átlaga,} \quad (8.11.)$$

$$J(r, E, t) = \int_{4\pi} \Omega \Phi(r, E, \Omega, t) d\Omega \quad \text{az áramsűrűség nettó értéke.} \quad (8.12.)$$

Hasonlóan a szórási hatáskeresztmetszet:

$$\Sigma_s(r, E' \rightarrow E, \Omega' \rightarrow \Omega) = \frac{1}{4\pi} \Sigma_{s,0}(r, E' \rightarrow E) + \frac{3}{4\pi} \Sigma_{s,1}(r, E' \rightarrow E) \Omega' \Omega \quad (8.13.)$$

végül a forrástag:

$$S(r, E, \Omega, t) = \frac{1}{4\pi} S_0(r, E, t) + \frac{3}{4\pi} S_1(r, E, t) \Omega \quad (8.14.)$$

A diffúziós közelítésnél még az elsőrendű tagot is elhanyagoljuk. A szögváltozó eltüntetése érdekében integráljuk most a transzport egyenletet Ω szerint:

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \Phi(r, E, t)}{\partial t} = -\text{div} J(r, E, t) - \Sigma_t(r, E) \Phi(r, E, t) + Q_0(r, E, t) \quad (8.15.)$$

A fenti kifejezésben az argumentumok jelzik, hogy az adott mennyiség kiintegrált változójáról van szó. Az $\Omega \nabla \Phi$ kiintegrálásakor az integrálás és differenciálás sorrendjét felcseréltük. Gondot jelent továbbra is a részecske áramsűrűség (\mathbf{J}) vektor jelenléte. Használjuk fel a diffúzióra vonatkozó Fick-törvényt:

$$J(r, E, t) = -D(E) \nabla \Phi(r, E, t) \quad (8.16.)$$

ahol : $D(E) = \frac{\lambda_{tr}}{3}$ az energiafüggő diffúzióállandó,

és $\lambda_{tr} = \frac{1}{\Sigma_{tr}} = \frac{1}{\Sigma_t - \Sigma_s \cos \vartheta_0}$ az ún. transzport szabad úthossz, melyet a totális és szórási hatáskeresztmetszettel és a szórási szög átlagával fejezhetünk ki. Ezek felhasználásával a kizárólag térszög független fluxust tartalmazó diffúzió egyenlet:

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \Phi(r, E, t)}{\partial t} = \nabla (D(E) \nabla \Phi(r, E, t)) - \Sigma_t(r, E) \Phi(r, E, t) + Q_0(r, E, t) \quad (8.17.)$$

8.2. Diffúziós egyenlet megoldásai

A megoldásnál a legnagyobb problémát az együtthatók energiafüggése jelenti. Ezt leggyakrabban úgy kezelik, hogy ekvivalens konstans értékkel helyettesítik. Hogy a közelítés pontosabb legyen, a probléma szempontjából lényeges energia intervallumot több részre osztják (energia csoportok) és mindegyikre külön meghatározzák az együtthatókat. Ezzel a közelítéssel állandó együtthatós differenciálegyenlet-rendszerhez jutunk.

Feltételezhetjük, hogy a fluxus energia függése szeparálható a tér és időfüggéstől. Így a diffúzió egyenletben szereplő fluxus felírható: $\Phi(r, t, E) = \Phi(r, t) \cdot \Psi(E)$

Ekkor a diffúzió egyenlet E szerinti integrálás után az ekvivalens értékek (D, Σ) bevezetésével:

$$D \Delta \Phi(r, t) - \Sigma_a \Phi(r, t) + S(r) = \frac{1}{v} \frac{\partial \Phi(r, t)}{\partial t} \quad (8.18.)$$

Az ekvivalens értékek a spektrumra vett átlagok

$$D = \frac{\int_0^{\infty} D(E)\Psi(E)dE}{\int_0^{\infty} \Psi(E)dE} \quad (8.19a.)$$

$$\Sigma_a = \frac{\int_0^{\infty} \Sigma_a(E)\Psi(E)dE}{\int_0^{\infty} \Psi(E)dE} \quad (8.19b.)$$

A fenti megoldáshoz a részecske energia spektrumára feltételezéssel kell élni. Energia csoportok esetén a fenti integrálok csak a csoportra vonatkoznak.

Geofizikai szondázások esetében a részecskék gyakran kis kiterjedésű stacionárius forrásból lépnek be a vizsgálandó közegbe. Ekkor a forrás jól modellezhető pontforrással

$$S(r) = \delta(r) \quad (8.20.)$$

Az időtől független diffúziós egyenlet (8.18.-ből az időfüggő tag elhagyásával) gyakorlatilag Helmholtz-egyenlet. Homogén térben a megoldás – a problémához illeszkedő gömbi koordináták használatánál – csak r -től függhet. Ekkor a Laplace-operátorral:

$$D \frac{1}{r} \frac{d^2}{dr^2} (r\Phi) - \Sigma_a \Phi + \delta(r) = 0 \quad (8.21.)$$

A homogén egyenlet alapmegoldása:

$$\Phi(r) = C \frac{e^{-\frac{r}{L}}}{r} \quad (8.22.)$$

ahol: $L^2 = \frac{D}{\Sigma_a}$ karakterisztikus távolságot definiál.

A fenti alakot behelyettesítve a diffúziós egyenletbe:

$$\frac{1}{r} \frac{1}{L^2} C e^{-\frac{r}{L}} = \Sigma_a C \frac{e^{-\frac{r}{L}}}{r} \quad (8.23.)$$

D adott definíciója mellett az egyenlőség teljesül, de C konstans értéke határozatlan marad. C meghatározásához, tekintsük az origóban elhelyezett forrás köré írt, ε sugarú gömbön keresztül – időegység alatt – távozó részecskék számát N -nek.

$$N = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \left(-4\pi\varepsilon^2 D \frac{d\Phi}{dr} \right) = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \left(4\pi\varepsilon^2 D C e^{-\frac{r}{L}} \left(\frac{r-L}{r^2 L} \right) \right) \quad (8.24.)$$

Ha r helyére ε -t helyettesítünk:

$$N = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \left(4\pi\varepsilon^2 DC e^{-\frac{\varepsilon}{L} \left(\frac{\varepsilon - L}{\varepsilon^2 L} \right)} \right) = 4\pi DC \quad (8.25.)$$

Innen a forráshoz illesztett alapmegoldás:

$$\Phi(r) = \frac{e^{-\frac{r}{L}}}{4\pi Dr} \quad (8.26.)$$

Ezzel tetszőleges forráseloszlás által létrehozott részecsketer fluxusa felírható homogén térben. További példaként nézzük meg azt az esetet mikor egy energiacsoporthoz nem elég a probléma leírásához, mert az együttható függvények energia szerinti változása jelentős. Például két közeg és két energia csoport esetén négy csatolt Helmholtz egyenletet kell megoldani. A forrás az első közegben helyezkedik el.

I. csoport

$$1. \text{ zóna} \quad D_{1,1} \Delta \Phi_{1,1}(r, z) - \Sigma_{s,1} \Phi_{1,1}(r, z) = \delta(0,0) \quad (8.27a.)$$

$$2. \text{ zóna:} \quad D_{1,2} \Delta \Phi_{1,2}(r, z) - \Sigma_{s,2} \Phi_{1,2}(r, z) = 0 \quad (8.27b.)$$

II. csoport

$$1. \text{ zóna:} \quad D_{2,1} \Delta \Phi_{2,1}(r, z) - \Sigma_{a,1} \Phi_{2,1}(r, z) + \Sigma_{s,1} \Phi_{1,1}(r, z) = 0 \quad (8.27c.)$$

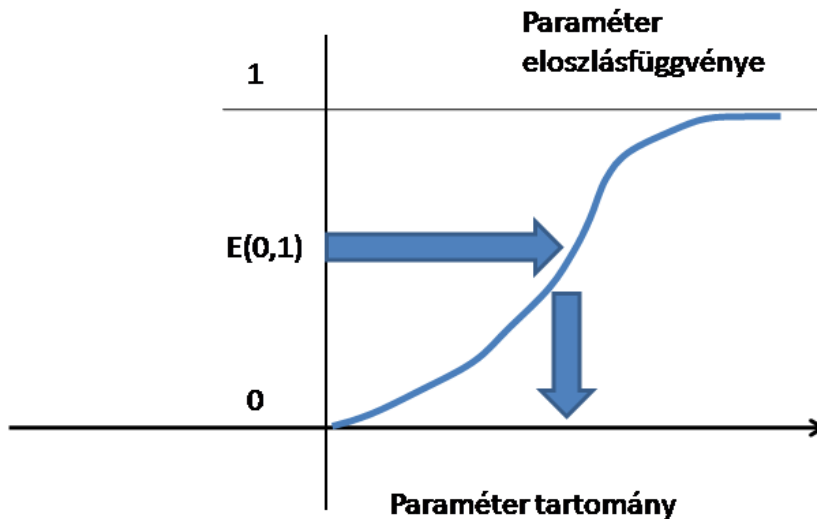
$$2. \text{ zóna:} \quad D_{2,2} \Delta \Phi_{2,2}(r, z) - \Sigma_{a,2} \Phi_{2,2}(r, z) + \Sigma_{s,2} \Phi_{1,2}(r, z) = 0 \quad (8.27d.)$$

Látható, hogy a magasabb energia csoportban levő abszorpciós tag az alacsonyabb energiájú csoportban forrástagként jelenik meg.

A kapcsolódó határfeltételek a fluxus és a részecskeáram radiális, normális komponensének folytonossága. Hengerszimmetrikus térnél megoldásként ugyanolyan komplex argumentumú Bessel-függvényekkel kifejezett integrandusú integrálokat kapunk, mint az indukciós szondázás esetében.

8.3. Monte-Carlo módszerek

A bonyolult részecske transzport feladatok esetében fontos szimulációs módszerek az ún. Monte-Carlo módszerek. Ekkor véletlenszám-generátor segítségével szimuláljuk a forrásból induló részecskék „életútját” reakcióit, szóródását, detektorba jutását stb. Ehhez elő kell állítani a részecske transzportot meghatározó elemi folyamatok eloszlásfüggvényeit pl. egy szórás folyamatnál adott energiáról egy másik energiára való szóródás valószínűségét vagy adott irányba repülő részecske szabad úthosszának eloszlását stb.. Ehhez (0,1) intervallumon egyenletes eloszlású véletlen számot generálva megkapjuk az adott - egy paraméterrel jellemezhető - elemi folyamat valószínűségét.



8.1. ábra. Monte-Carlo módszerek, szimulált paraméter meghatározásának elve.

Mivel az eloszlás függvények monoton növekedő függvények, a generált valószínűség az eloszlás függvényen keresztül meghatározza a szimulált paramétert.

Ezzel az eljárással biztosítható, hogy a generált paraméterek várhatóértéke ugyanaz legyen, mint amit az eloszlás függvény meghatároz.

A sok elemi folyamat segítségével végső soron sok részecske életútja lejátszható és a tér adott pontjában a szimulált és valós részecske fluxus sztochasztikusan konvergálni fog. Ez az ún. analóg lejátszás. A gyakorlatban a szimulációt sokféle ún. szóráseszkentő eljárással gyorsítják. Egy forrás-detektor szonda esetén a transzport szimulációja 1-2 millió részecske „életút” szimulációt igényel.

9. fejezet - Természetes gammamérés

A Földkéreg kőzeteiben többféle hosszúfelezési idejű izotóp található, melyek felezési ideje összemérhető a Föld anyagát létrehozó szupernóva esemény óta eltelt idővel. Így még viszonylag jelentős (néhány ppm) koncentrációban fordulhatnak elő. A kőzetek radioaktivitásáért jórészt a ^{40}K izotóp és a ^{232}Th valamint az ^{238}U bomlási sora felelős. Geofizikai szempontból, a különböző bomlások után gerjesztett állapotban maradt atommag által kibocsátott gamma fotonok mérhetőek, mert a radioaktív sugárzások közül ezek áthatoló képessége kellően nagy.

A kőzetekben az említett radioaktív izotópok eloszlása nem egyenletes, előfordulásuk bizonyos ásványokban gyakoribb, így a természetes eredetű gamma fotonok mérésével litológiai információkhoz juthatunk, amely összefügg a vizsgált kőzettest keletkezésével, utólagos átalakulásaival.

Egy adott rétegnél mérhető gamma foton intenzitás (foton fluxus) arányos a kőzettestben lévő kibocsátó izotóp un. aktivitás koncentrációjával. Az aktivitás adott izotóp mennyiség egységnyi idő alatt bekövetkező bomlásainak száma:

$$A = \lambda N \quad (9.1.)$$

amely kifejezhető a bomlásra képes atommagok számával (N) és az izotópra jellemző bomlási állandóval (λ). Emlékeztetünk rá, hogy a bomlási állandó és a felezési idő kapcsolata:

$$T_{1/2} = \frac{\ln(2)}{\lambda} \quad (9.2.)$$

Az aktivitáskoncentráció az aktivitás egységnyi térfogatra megadott értéke. A kőzet aktivitáskoncentrációja besorozva a gamma kibocsátás egy bomlásra eső gyakoriságával (y), a természetes gamma transzport forrástagjaként szerepel a problémához tartozó transzport egyenletekben, n magúsűrűséggel kifejezve:

$$S(r) = y\lambda n(r) \quad (9.3.)$$

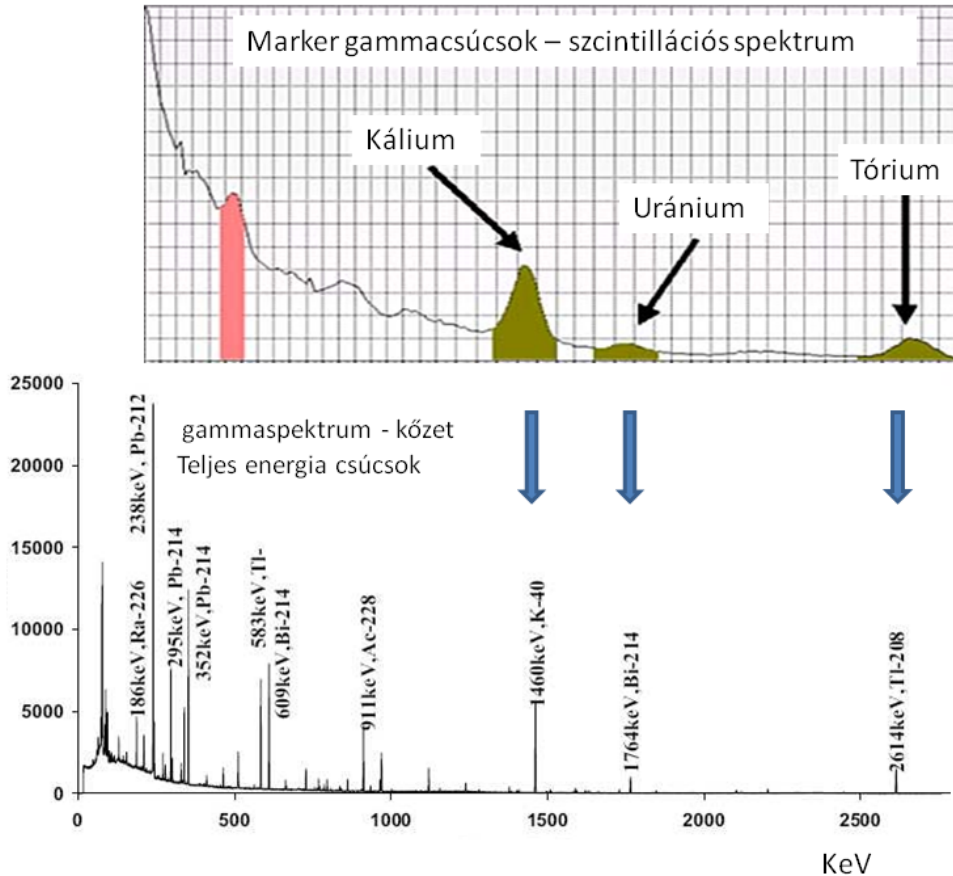
Az $1.248 \cdot 10^9$ év felezési idejű ^{40}K többféle módon is képes bomlani, a mérés szempontjából a bomlások 10.7 % bekövetkező elektronbefogás (EC) a lényeges, mert ezt követi egy jól mérhető karakterisztikus gamma foton kibocsátás (1.461 MeV).

A nagytömegű ^{238}U és ^{232}Th atommagok alfabomlók és több un. leányelemen keresztül (bomlási sor) alfa és béta bomlások sorozatával jutnak el egy-egy stabil ólomizotópig. A leányelemek a bomlást követően megfelelő gyakorisággal bocsátanak ki gamma fotonokat egy összetett gamma spektrumot produkálva.

A különböző fotonok aránya változatlan, ha a bomlástermékek felhalmozódnak a keletkezés helyén és egyensúly alakulhat ki az anya és leányelem aktivitáskoncentrációja között (un. szekuláris egyensúly). Az egyensúly feltétele, hogy a sorban az anyaelem felezési ideje lényegesen hosszabb legyen a leányelemnél, ekkor

$$\lambda_A N_A = \lambda_B N_B \quad (9.4.)$$

Ha ez teljesül megkönnyíti a gammaintenzitások és az izotóp koncentrációk összekötését, a mennyiségi értelmezést. Gázneű leányelemek diffúziója miatt (radon) meggátolhatja a szekuláris egyensúly kialakulását.



9.1. ábra. Kőzetek összetett gamma spektruma. A spektrumon megjelöltük az izotópok azonosítására alkalmas gamma vonalakat.

A forrástól (kőzet térfogatelem) a mérőhelyig (detektor) való eljutás során a gamma tér gyengül a szórás folyamatok és az abszorpció révén. A gyengülést a makroszkopikus hatáskeresztmetszetek határozzák meg.

Ha adott energiájú fotonnaláb gyengülését vizsgáljuk – nem törődve a szórt térrel -, akkor a transzport leírása egyszerű, a lokális gyengülést a makroszkopikus totális hatáskeresztmetszet határozza meg.

$$\frac{dI}{dr} = -\Sigma_t I(r) \tag{9.5}$$

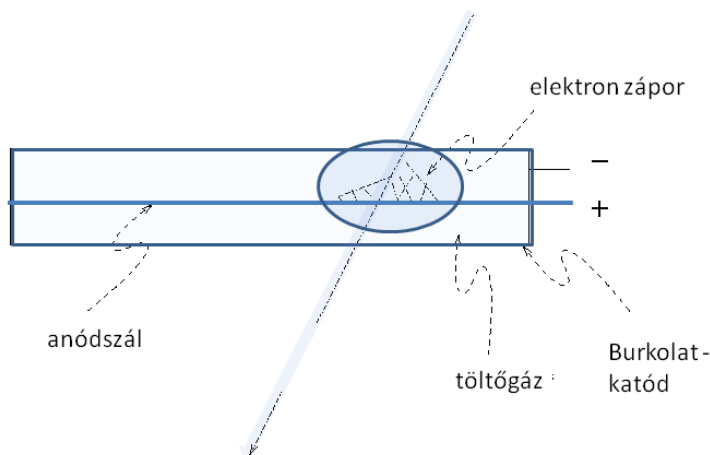
Ennek megoldásaként (hengerszimmetrikus problémánál) a detektor régióra kapható adott energiájú (E) fotonintenzitás (I), ha a hatáskeresztmetszet térbeli változása elhanyagolható:

$$I(r_0, z_0, E) = \int_0^\infty \int_{-\infty}^\infty n(r, z) y(E) e^{-\Sigma_t(E) \sqrt{(r-r_0)^2 + (z_0-z)^2}} 2\pi r dr dz \tag{9.6}$$

9.1. Természetes gamma szondák

A természetes gamma szondák segítségével az átfúrt kőzeteknél mérhető gammaintenzitásokat mérjük, amely a radioaktív izotópok eloszlása miatt litológiai információt hordoznak. A mérőeszközben egy gamma-detektor és a kiszolgáló elektronika foglal helyet. Gamma fotonokat ionizáló képességük alapján detektálhatjuk, ennek eredményeképp valamilyen speciálisan kialakított detektortérfogatban szabad töltéshordozók jönnek létre, amelyeket „kigyűjtve” a kimeneten elektromos jel jelenik meg. A legegyszerűbb gammaszondák detektora a GM-cső. A GM cső egy gáztöltésű detektor, belsejében egy anódszállal. A központba helyezett anódszáll és a katód szerepét játszó

burkolat között olyan feszültséget hozunk létre, hogy a gáz atomjain bekövetkező ionizációból származó elektronok az anód felé gyorsulva olyan energiára tegyenek szert, hogy újabb ionizációra legyenek képesek.



9.2. ábra. GM-cső szerkezete és az elektronlavina kialakulása az anód szálnál

A sorozatos ionizáció egy elektronlavinát (és a rekombináció miatt kapcsolódó fotonlavinát) hoz létre, melynek következtében az anódszál nagy részére kiterjedő kisülés jön létre. Az anódszálon, mint kimeneten ez feszültséglesést (jel) okoz. Az ismertett mechanizmusból következően, szinte minden primer ionizáció ugyanazt a detektorválaszt idézi elő. Így az eszköz nem érzékeny a foton energiára, így csak fotonszámolásra alkalmas.

A detektortervezés egyik fontos eleme a lavina gyors kioltásának biztosítása, ezzel együtt a GM-cső detektálás után rövid ideig nem képes újabb foton detektálására (holtidő). Geofizikai méréseknél általában a fotonintenzitás nem olyan nagy, hogy a holtidő hatását korrigálni kelljen.

Fontos tulajdonsága a detektoroknak a hatásfok (η), mely a detektált fotononyszámlálási sebesség (n) és a detektor ért teljes fotonintenzitás aránya. A detektorhatásfok pl. függ a töltőgáz sűrűségétől és a detektortérfogattól, de függ a fotonok energiaspektrumától, szögeloszlásától stb. is.

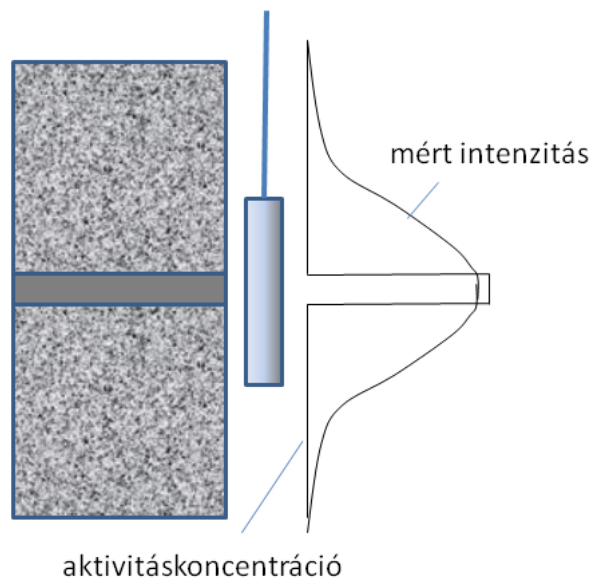
A GM-cső jeleit kétféleképpen használják fel. Vagy összegzik (ratemeter) a töltésimpulzusokat áramkimenetként vagy számlálóval számlálják a diszkrét impulzusokat.

Az összegzés lényeges mivel a fotonintenzitás mért értéke fluktuál, rögzített ideig tartó mérés, a mérés idő növelésével sztochasztikusan konvergál a várható értékhez.

$$\lim_{t \rightarrow \infty} \frac{N}{t} = \lim_{t \rightarrow \infty} n = \eta I \quad (9.7.)$$

A becsült intenzitás szórása – ha az esetleges háttérfolyamattól eltekintünk - \sqrt{N} -el arányos.

Fontos megjegyezni, hogy a szonda folyamatos mozgása miatt a jelösszegzés egy adott mélységtartomány gammaintenzitását jellemzi, a szórás csökkentése a mélységfelbontás romlását idézi elő. A mélységfelbontás másoldalról a gammatranszport által meghatározott, pl. a vékony rétegek hatása a mért szelvényeken ennek megfelelően szélesedik ki.



9.3. ábra. Vékonyréteg kiszélesedés a gamma szelvényen.

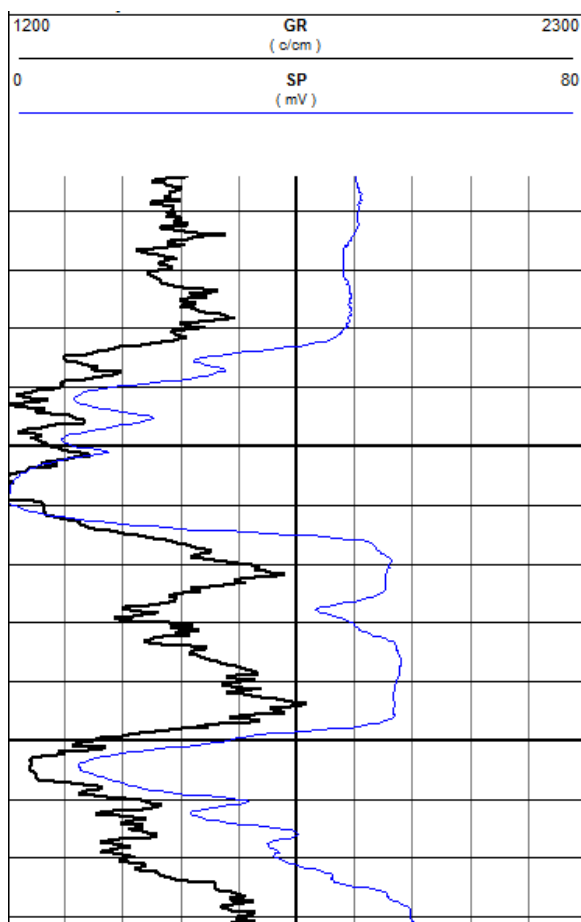
A természetes gamma szelvény értékét csökkenthetik a nagyobb kavernák, ha viszont a fűrőiszap magas kálium tartalmú, akkor ^{40}K tartalom miatt, a kavernáknál tovább növekedhet a mért természetes gamma szint.

A természetes gamma szelvény könnyű mérhetősége miatt, több szondavonattal is felvéve, a mélységegyeztetés referencia szelvénye is lehet.

A természetes gamma mérések felhasználásánál fordulópontot jelentett a szondák egységes kalibrálása, standardizálása. Ez gyakorlatban egy új abszolút egység (API) bevezetését jelentette standard kőzetmintáknál mérhető intenzitás alapján. Így nemcsak a gamma intenzitás relatív változását elemezhetjük, hanem a kőzettípusokhoz köthető abszolút intenzitást is.

A standardokat úgy állapították meg, hogy az agyagmentes üledékes kőzetek (homokkő, mészkő) intenzitás az API egységben 20-30 körüli tartományba, míg a nagyobb radioaktív izotóp koncentrációval bíró agyagok a 100-130 API tartományba esznek.

A gammaintenzitás litológia függése miatt a természetes gammamérések jól használhatók üledékes sorozatok, tagolására és agyagtartalom (V_{sh}) becslésére, fúrások közötti réteggörbekorrelációra. Közvetve érzékeny a szemcseátmérőre, a természetes gamma jelalakok az SP-hez hasonlóan jól használhatók üledékes sorozatok fácies analízisének.



9.4. ábra. Régi típusú természetes gammamérés pannon üledékes sorozatban. Látható az összhang az SP görbével és érzékelhető a gamma szelvény jobb mélységfelbontása. (GR mértékegysége impulzus/századperc)

Az agyagtartalom számítása (a forráseloszlás lineáris modelljéből következően) közelítő lineáris modellen alapul. Először az agyagra jellemző alapvonalat (GR_{sh}) határozzák meg, majd az agyagmentesnek feltételezett kőzetre jellemző értéket (GR_t). Ezek segítségével számítható a relatív gamma intenzitás (I_{GR}):

$$I_{GR} = \frac{GR - GR_t}{GR_{sh} - GR_t} \quad (9.8.)$$

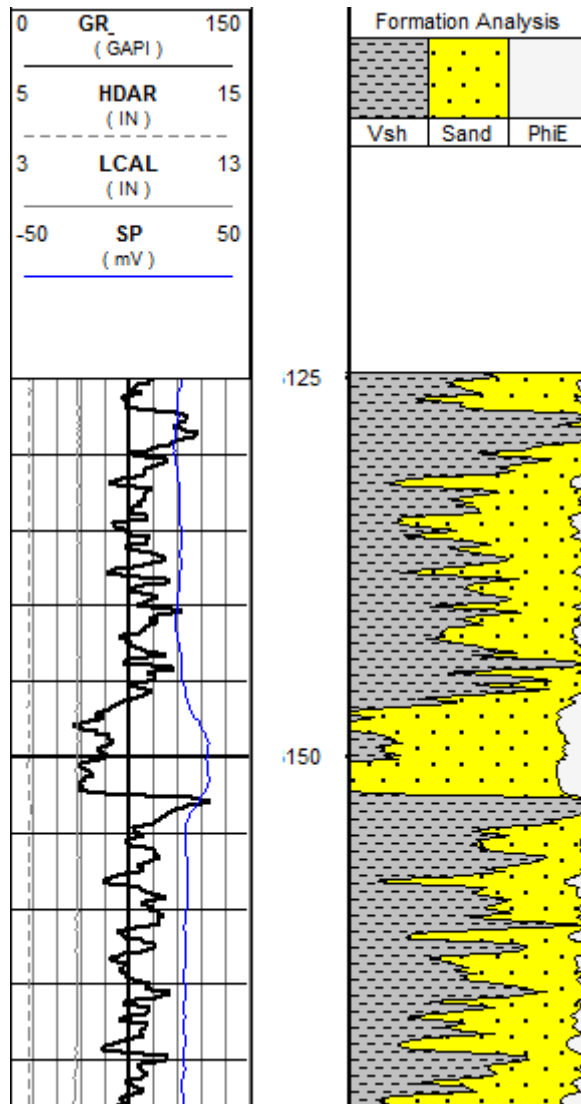
Ez egyben az agyagtartalom becslése is, ha eltekintünk az agyag és agyagmentes kőzet eltérő gammagyengítési tulajdonságaitól:

$$Vsh = I_{GR} \quad (9.9.)$$

Ha pontosítani szeretnénk a modellt, akkor általában a két közeg sűrűség arányaitól függő korrekciót is végrehajtunk:

$$Vsh = I_{GR} \cdot f\left(\frac{\rho_t}{\rho_{sh}}\right) \quad (9.10.)$$

Ismeretes, hogy a fenti közelítés nem mindig alkalmazható, vannak nagyobb aktivitású tároló kőzetek (vulkanitok, gránit, nagyobb aktivitású homokkövek stb.). Az urán mobilitása, vízben oldódó sóinak köszönhetően szintén nehezítheti a litologia azonosítását, más oldalról viszont segíthet a repedésrendszer azonosításában, ahol esetleg uránkiválás jöhet létre, a repedés környezetében megemelve a természetes gamma szintet.



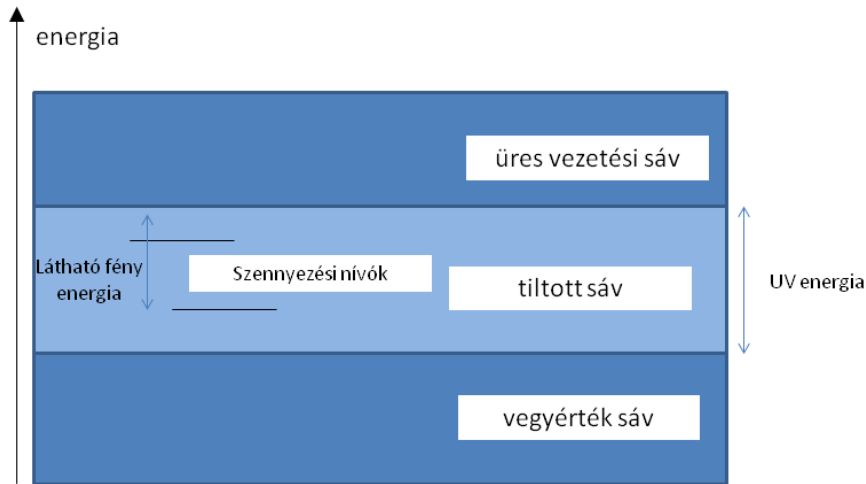
9.5. ábra. Lamináris agyagrétegek közötti homokkő tárolónál felvett természetes gamma szelvény (GR) és a belőle számított agyagtartalom. (További szelvények SP, HDAR, LCAL lyukátmérő mérések)

9.2. Spektrális természetes gammamérés

Energia szelektív gammadetektor alkalmazásával, gammaspektrum felvételével lehetővé válik a kálium, tórium és urántartalom becslése, mely még pontosabb litológia azonosítást tesz lehetővé leginkább a K/Th arány alapján. Azonosíthatók a fontosabb agyagtípusok és magas káliumtartalmú földpátok. A K/Th arány az üledékek szállítása és mállása során is módosulhat, ez az üledékszállítás mértékével hozható kapcsolatba.

Az urántartalom elkülönítése javíthatja az agyagtartalom becslését, ha csak a Th és K tartalmat használjuk agyagindikátorként. Az urántartalom viszont repedésindikátor lehet, amennyiben vizes oldatokból urán kiválás történik. Vulkanitok vagy komplex litológia esetén szintén a tagolás fontos eszközei lehetnek.

A spektrális gamma mérések esetében leggyakrabban alkalmazott energia szelektív detektor a szcintillációs detektor. A gamma-szcintillátor anyaga általában szennyezett egykristály (talliummal szennyezett NaI). A szcintilláció mechanizmusa a sávmélet alapján értelmezhető.

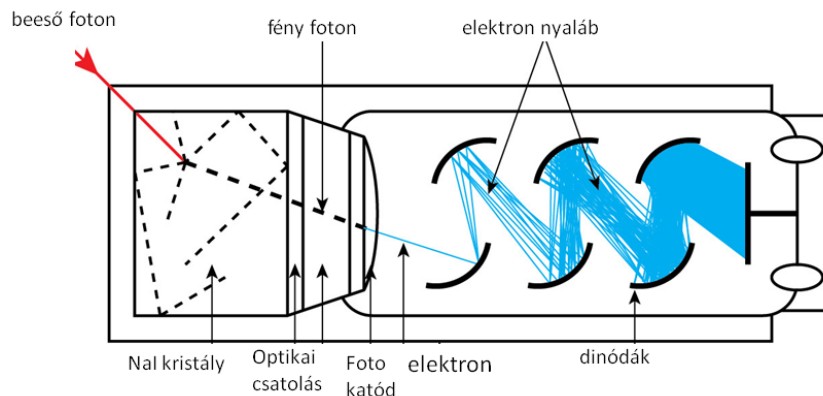


9.6. ábra. Szcintillátor sáv szerkezete

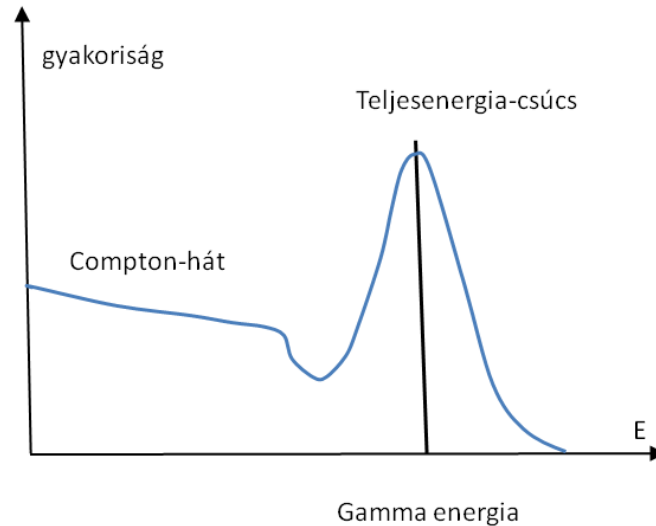
A szcintillátor kristályban az elektron energianívók sávokba rendeződnek. Betöltött vegyértéksávja biztosítja a kristály kötését. Vezetési sávja üres és egy tiltott sáv választja el a vegyértéksávtól. A gamma foton detektálása most is az ionizáción alapul. A kölcsönhatást (szórás vagy abszorpció) követően a gerjesztett elektron felkerül a vezetési sávba, ahonnan idővel UV foton kisugárzása mellett visszatérhet a vegyértéksávba. Az UV fotont a kristály nagy valószínűséggel elnyeli. A szennyezési nívók biztosítják, hogy a vezetési sávba felkerült elektronok valamilyen valószínűséggel csapdázódnak a tiltott sávban, ahonnan már látható fény kisugárzása mellett tudnak kikerülni. Erre nézve a kristály átlátszó, tehát a gamma ionizáció eredménye látható fény felvillanása lehet.

A folyamat megértéséhez tartozik, hogy a foton energiájának leadása (konverziója elektron energiává) nem egy lépésben történik, többnyire egy kaszkádfolyamat, Compton-szórások sorozatával veszít az energiájából, míg végül fotoeffektus révén abszorbeálódik. Így nagy fotonenergia esetén sok lépésben sok elektron kerülhet fel a vezetési sávban és generálhat esetleg láthatófényt. A láthatófény intenzitása így válik arányossá a foton energiával.

A láthatófény fotonok egy, a kristályhoz csatolt fotokatódra csapódhatnak, melyből elektronokat válthatnak ki. (9.7. ábra) Az elektronok egy gyorsító és sokszorozó rendszerre (foto-elektronsokszorozó) kerülnek, hogy végül a leadott fotonenergiával arányos, erősített elektromos jel keletkezzen. A jel ún. sokcsatornás analizátorra kerül, mely meghatározza az amplitúdó eloszlást, mely arányos leképezése a foton energiaspektrumának.



9.7. ábra. Szcintillációs detektor felépítése



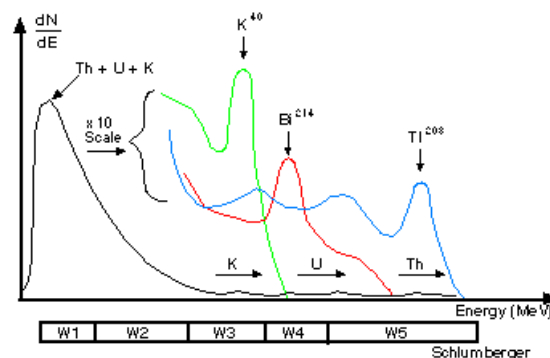
9.8. ábra. Mononergetikus gamma nyaláb szcintillációs spektruma

Ha a gammafoton csak részlegesen adja le energiáját a kristályban és kilép, akkor egy kisebb amplitúdójú elektromos jel jelenik meg a kimeneten, azaz a spektrumon látható csúcsokhoz a kisebb energiák felé egy ún. Compton tartomány csatlakozik. A teljesenergia csúcs kiszélesedése a keltett töltéshordozók számával kapcsolatos (Gauss-függvény). (9.8. ábra)

A csúcs alatti területből lehet meghatározni a detektort ért adott energiájú fotonintenzitást, ha ismerjük a detektor energiafüggő hatásfokát.

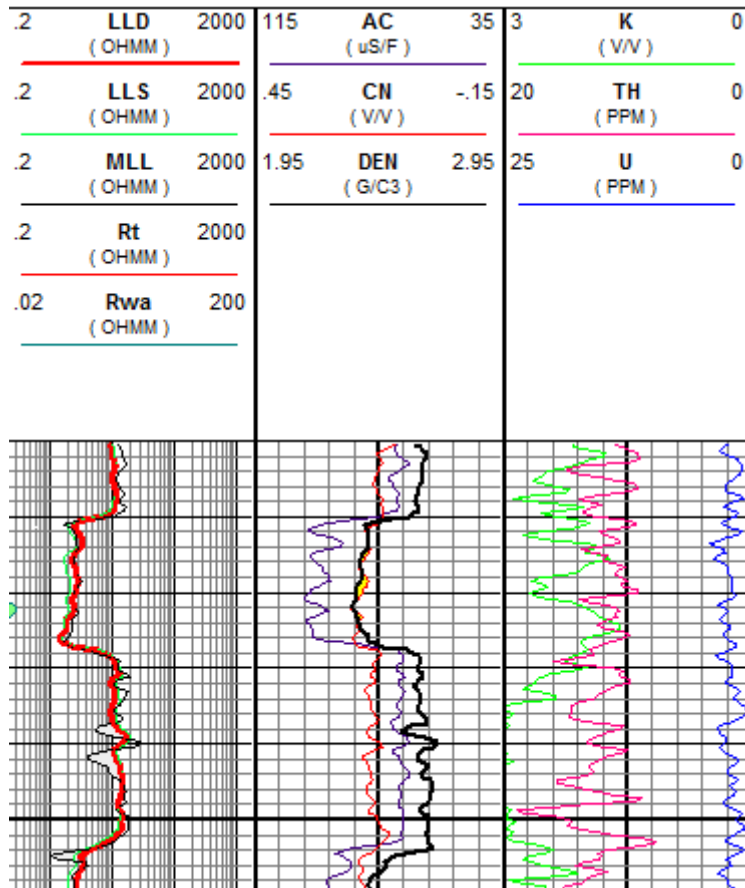
A spektrális természetes gamma mérés során a spektrumból a különböző izotópokhoz tartozó csúcsokat kell elkülöníteni és meghatározni a területüket. A spektrum összetettsége és a szcintillációs detektor viszonylag rossz energiafelbontása miatt, általában azt a feldolgozási módszert választják, hogy az egyes izotópok jelentősebb energia-csúcsai köré energiaablakokat definiálnak és az ablakokhoz tartozó impulzusszámlálási sebességeket (N_i) felírják a koncentrációk (C_i) lineáris függvényeként (9.9. ábra). A súlyokat az egyes izotópok koncentrációihoz tartozó hatásfokok határozzák meg.

$$N_i = \sum_{k=1}^M w_{ik} C_k \quad (9.11.)$$



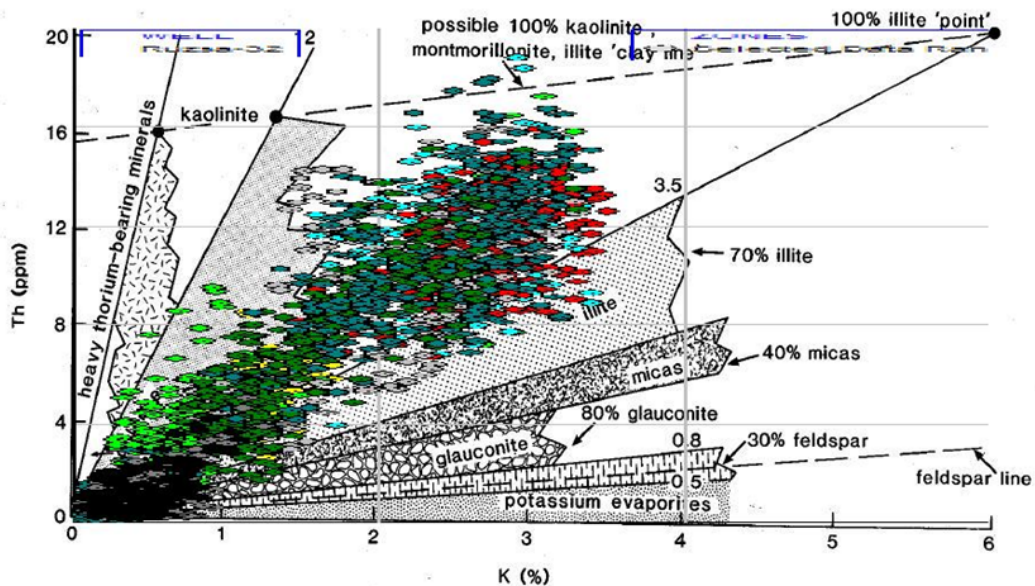
9.9. ábra. Természetes gamma spektrum spektrális feldolgozásának célja az izotópok elkülönítése, melyet a spektrum megfelelően választott energiaablakaiban mért összegzett impulzusszámok alapján végeznek el. (Schlumberger 1998)

Több ablakkal – túlhatározott feladatként – a súlyozott legkisebb-négyzetek elve alapján illesztik a koncentrációkat. A spektrum analízise után előáll az eredmény szelvény (9.10. ábra)



9.10. ábra. Spektrálgamma szelvények (jobb oldali sáv)

A Th/K arány felhasználására vonatkozó példát a 9.12. ábrán láthatunk, ahol a pontfelhő alapján azonosítható a rétegsor jellemző agyagtípusa.



9.11. ábra. Ásványok elhelyezkedése a TH/K diagramon. Agyagtípus azonosítására alkalmas pontfelhő (illit, szemektit)

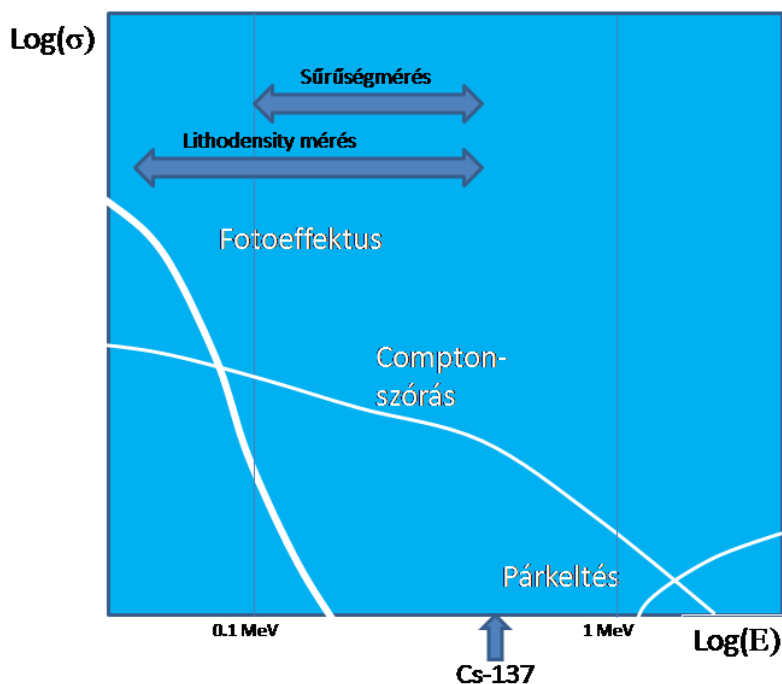
10. fejezet - Gamma-gamma mérések

A geofizikai szondában elhelyezett mesterséges gammaforrás körül kialakuló gammatér szintén alkalmas különböző kőzettulajdonságok felderítésére. A gamma fotonok és anyag kölcsönhatásai közül a Compton-szórás és a fotoeffektus a legfontosabb. Az elektron nyugalmi tömegének kétszeresét meghaladó energiájú fotonok esetében lényeges kölcsönhatás típus lehet még a párkeltés, amely a karotázis méréseknél nem játszik szerepet.

A kölcsönhatások kötött elektronokkal történnek. Geofizikai szempontból, a nagyobb energiájú 100 keV feletti fotonok legfontosabb kölcsönhatása a Compton-szórás, melynek során a foton eltérül és az eltérülés szögétől függő mértékben energiát veszít (Klein-Nishina formula). A nagy gamma energia miatt, a folyamat szempontjából a szóró elektron kötési energiájának szerepe korlátozott, így bekövetkezése elsősorban az elektron sűrűség függvénye (ρ_e). A relatív energiavesztés várhatóértéke csökken a foton energiával.

A szórási kölcsönhatások sorozata után a foton energia eléri azt a tartományt, ahol már a fotoeffektus dominál, az abszorbeáló elektronok kötési energiája már lényeges szerepet játszik, emiatt a hatáskeresztmetszet rendszámfüggést is mutat.

Energia szelektív gamma detektorral a Compton-tartományra, illetve mindkét tartományra koncentráció gamma-gamma mérés is tervezhető.



10.1. ábra. Gamma kölcsönhatások hatáskeresztmetszeteinek tipikus energiafüggése.

A forrás leggyakrabban a bomlásakor egyetlen karakterisztikus gamma fotont kibocsátó Cs-137 izotóp, melynek felezési ideje a mérési alkalmazáshoz kellően hosszú. (Megjegyezzük, hogy valójában a gamma foton kibocsátója a Cs-137 izotóp egy gyorsan bomló leányeleme a Ba-137m). A forrásból kilépő fotonok energiája 661 keV.

A forrás a modellezésnél pontforrásként kezelhető, bár körülötte néha kollimátort alkalmaznak, mely a forrást irányfüggővé teszi. A stacionárius forrás körüli tér leírása közelítőleg a Helmholtz-egyenlettel lehetséges:

$$D\Delta\Phi - \Sigma_a\Phi + \delta(r) = 0 \quad (10.1.)$$

Megjegyezzük, hogy a Helmholtz-egyenlet származtatásában szerepet játszó, diffúziós közelítés a forrástól távolabb, a szórt térre, a fotonok átlagos szabad úthosszának néhányzorosára már közelítőleg teljesül.

Homogén térben, a sonda kalibrációhoz a fenti differenciálegyenlet megoldását (K_1, K_2 kalibrálási konstanssal) az alábbi formában érdemes felírni (Tittman 1986):

$$\Phi(r) = \frac{Q}{4\pi r} \frac{\rho}{K_1} e^{-\rho r / K_2} \quad (10.2.)$$

10.1. Sűrűségmérés

A Compton-szórás makroszkopikus hatáskeresztmetszete (Σ_{Co}) függvénye az elektronsűrűségnek, amelyet kifejezhetünk a rendszámmal (Z), tömegszámmal (A), Avogadro számmal és a sűrűséggel:

$$\Sigma_{Co} = \rho_e \sigma_{Co} = \rho \frac{Z}{A} N_A \sigma_{Co} \quad (10.3.)$$

A 100 keV feletti energia régióban tehát a fotontranszportot és így a fotonfluxus térbeli és spektrális eloszlását megszabja a szóró közeg elektronsűrűsége. Mivel kisrendszámú elemek esetében a természetes izotópokra képleten szereplő Z/A általában 0.5 körül van (a hidrogén kivételével), az elektronsűrűség a közetalkotó elemek zömére arányos a sűrűséggel. A Z/A arány stabil izotópokra vonatkozó viselkedését a mag héjmodellje alapján értelmezhetjük, kis rendszámoknál a protonok közötti Coulomb-kölcsönhatás szerepe még nem olyan erős, hogy megváltoztassa a neutron-proton arányt. A gyakorlatban használt, a hidrogén átlagos hatását is figyelembe vevő közelítő összefüggés a két mennyiség között:

$$\rho = 1.0704 \rho_e - 0.188 \quad (10.4.)$$

Tehát a forrástól távolabbi ponton egy gamma detektorral mért gamma intenzitás kalibrálható közegsűrűségre. Így bevezethető mért mennyiségként a látszólagos sűrűség (ρ_b – bulk density), mely közettulajdonságok feltérképezésében fontos közetfizikai jellemző.

Mint ismeretes a sűrűség tekintetében a póruskitöltő anyagok és a közetváz alkotói között van jelentős kontraszt, ezért a látszólagos közetsűrűség különösen érzékeny a porozitás változásokra.

Közetalkotó	jellemző sűrűség (g/cm ³)
Homokkő – 0% porozitás	2.65
Mészkö – 0% porozitás	2.71
Dolomit – 0 % porozitás	2.8
Agyagok	2.2 – 2.8 (kompakciótól függően)
víz	1
olaj	0.8
gáz	0.2-0.3

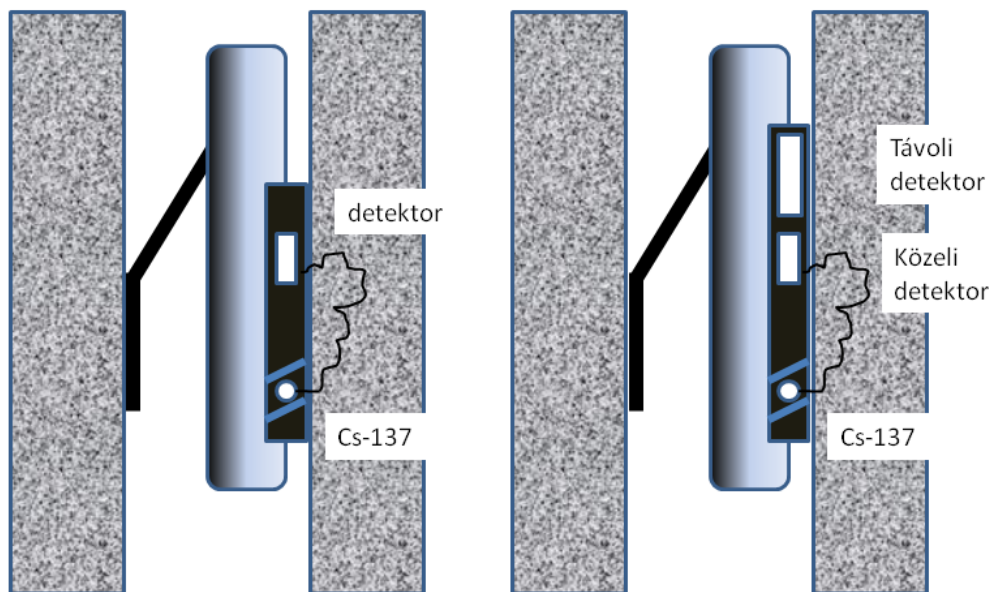
10.1. táblázat. Közetalkotók sűrűség értékei

A gamma tér lecsengését elemezve, a mérés akkor lehet hatékony, ha a detektor és forrás lyukfalhoz szorított, excentrikus helyzetben van és távolságuk a jellemző foton szabadúthossz 5-10 szeresénél helyezük el.

A nemcsak Compton-kölcsönhatás által meghatározott kisenergiájú gammafotonokat általában a detektornál alkalmazott árnyékolással szűrjük ki, így a sűrűségmérésnél GM-cső is alkalmazható detektorként.

A legkorábban végzett gamma-gamma méréseknél csak egyetlen detektorral mért impulzusszámolási sebességet rögzítettek, amelyet a feldolgozást végző szakembernek kellett ismert litológiai helynél sűrűségé átszámítani az alábbi alakú közelítő függvény szerint:

$$I = Ae^{-B\rho_b} \quad (10.5.)$$



10.2. ábra. Sűrűségmérő szondák felépítése, egy detektoros (bal) és kompenzált eszköz (jobb)

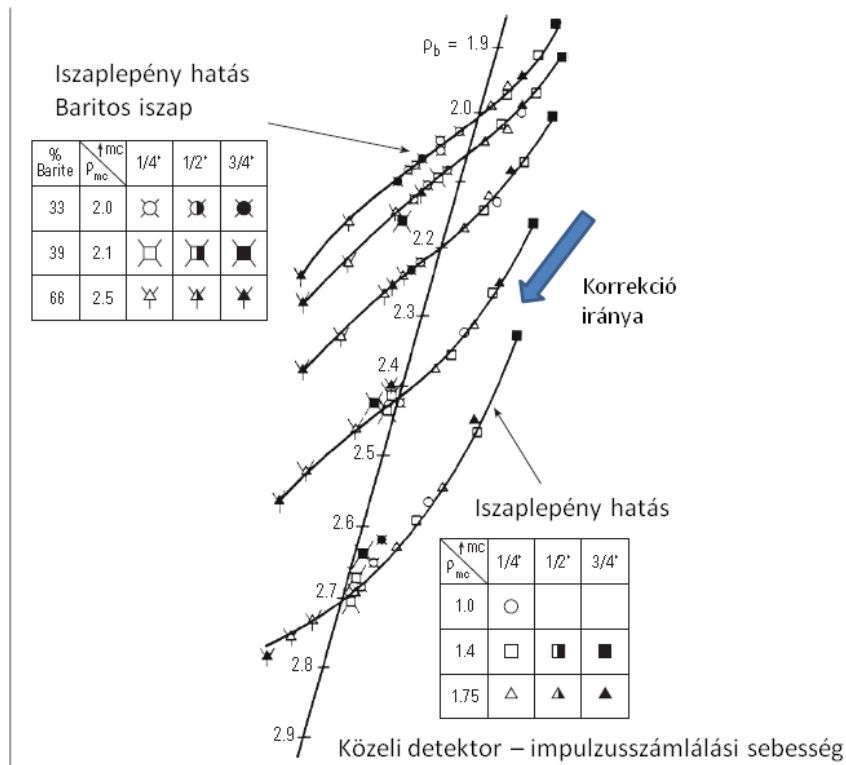
A későbbiekben a sűrűségértékre vonatkozó kalibrációt modellmérésekkel végezték. Az excentrikus helyzetű mérés során is fellépnek különböző zavaró lyukkörnyezeti hatások. Elsősorban az iszaplepleny illetve az olyan kavernák okozhatnak gondot, ahol a szondatest nem tudja követni a fal egyenetlenségeit.

Elsősorban az iszaplepleny-hatás korrigálására fejlesztették ki a kompenzált, két-detektoros sűrűségsondát. Ennél az eszköznél a közeli és távoli detektor eltérő kutatási mélységnek köszönhetően eltérő módon érzékeli a zavaró hatásokat így azok hatása korrigálható.

A két detektor – detektortérfogattól függő – érzékenysége általában nem egyforma, a távoli detektor nagyobb térfogata biztosítja a távoli gammafluxus azonos megbízhatóság (szórás) melletti mérését.

A korrekciós modell paraméterei az iszaplepleny vastagság (h_{mc}) és a sűrűség különbség ($\rho_b - \rho_{mc}$). Ennek függvényében számítják (on-line) a szondatípusnak megfelelő korrekciót ($\Delta\rho$) a két detektor jele alapján (10.3. ábra az un. gerinc-borda diagram). A rögzített sűrűség már a korrigált érték, de tájékoztatásul a korrekció értékeket is rögzítik, mint mélységsvénynt. Baritos iszap esetén ellenőrizni kell, hogy a korrekció ennek megfelelő volt-e.

Távoli detektor – impulzusszámlálási sebesség



10.3. ábra. Sűrűségmérő szonda korrekciós diagramja (Titman 1986)

A mért sűrűségérték (ρ_b) és a kőzetalkotók térfogati részaránya között lineáris kapcsolat áll fenn:

$$\rho_b = \sum_i V_i \rho_i \quad (10.6)$$

Kétkomponensű kőzet (mátrix és vízzel telített pórustér) esetére ez alapján látszólagos sűrűségporozitás definiálható:

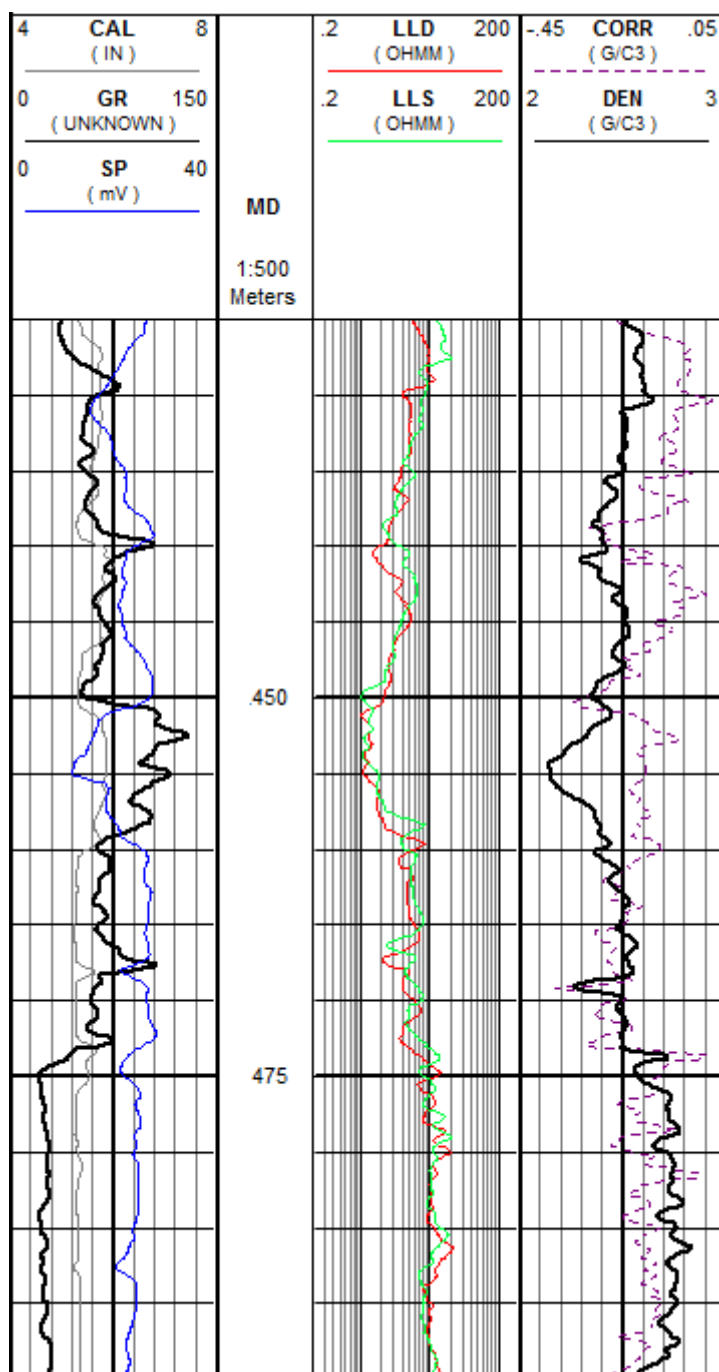
$$\phi_D = \frac{\rho_{ma} - \rho_b}{\rho_{ma} - \rho_w} \quad (10.7)$$

A fenti porozitás érték meghatározásához a mátrix ismerete szükséges, és gáz esetén, a gáz víznél kisebb sűrűsége miatt túlbecsüli a valódi porozitást. Mátrixhoz viszonyítva általában kisebb sűrűsége miatt az agyagtartalom szintén növeli a sűrűségporozitást. Ezt agyagindikátorok (SP, GR) értékeiből becsült agyagtartalom (V_{sh}) segítségével korrigálhatjuk:

$$\phi_{DC} = \phi_D - V_{sh} \Phi_{Dsh} \quad (10.8)$$

ha ismerjük a tisztán agyagos kőzet sűrűségporozitását (ϕ_{Dsh}). Ezt egy közeli agyagos zónánál olvashatjuk le.

Sórétegek és szénrétegek általában nagyon kissűrűségűek, így nagy sűrűségporozitással jelentkeznek. Az üledékekben néhol előforduló pirit viszont a sűrűséget növeli. Az iszapsűrűséghez közeli kis értékek, nagyobb kavernáknál, nyitott repedéseknél jelenhet meg.



10.4. ábra. Sűrűségmérés adatainak megjelenítése (jobb oldali sáv). Szaggatotttal az alkalmazott korrekció látható.

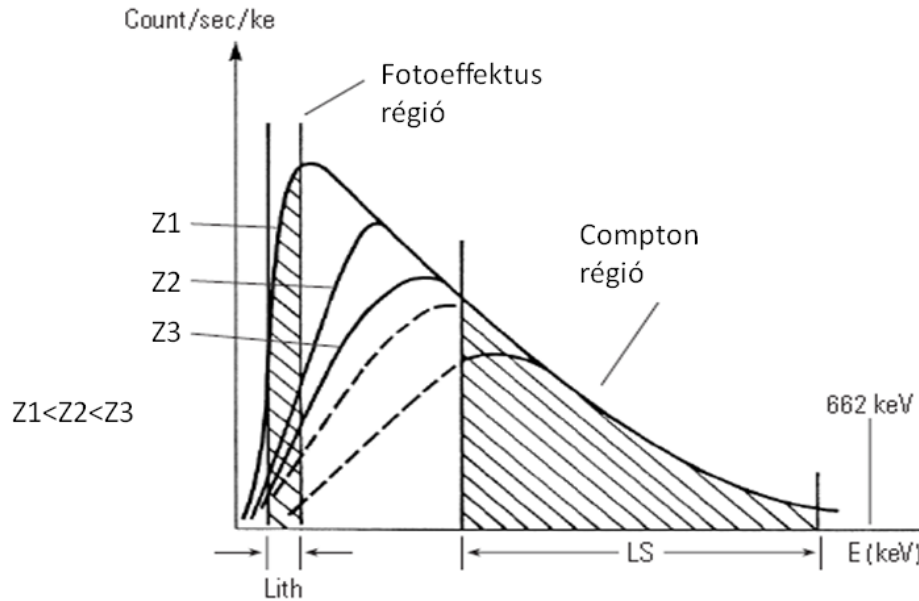
Megjegyezzük, hogy a sűrűség szelvény lényeges bemenő adata a szintetikus szeizmogram generáláshoz szükséges akusztikus impedancia szelvénynek is.

10.2. Fotoelektromos abszorpciós index mérés (Lithodensity mérés)

Ha energiaszelektív detektorral vesszük fel a gamma spektrumot (pl. szcintillációs detektor alkalmazásával) a forrástól adott távolságra, a kisenergiás tartományt a kőzetekben lejátszódó fotoeffektus alakítja ki. A fotoeffektus mikroszkopikus hatáskeresztmetszete rendszámfüggő:

$$\sigma_f = C \frac{Z^{3.6}}{E^{3.15}} \quad (10.9.)$$

A fenti hatáskeresztmetszeteiből (atomsűrűséggel szorozva) kapott makroszkopikus hatáskeresztmetszet határozza meg a közegbeli abszorpciót, amely a spektrum kisenergiás részének csökkenéséért felelős.



10.5. ábra. Energia ablakok a fotoelektromos abszorpciós index (Pe) meghatározásához. Látható, hogy a kisenergiás ablakban (*Lith*) a spektrum jelentősen függ a rendszámtól. (Ellis 2007)

A spektrumon definiált két energiaablakban érkező fotonok száma alkalmas a vizsgált közet összetételének átlagrendszámmal történő leképzésére. Ehhez definiálták a fotoelektromos abszorpciós indexet (Pe), mely arányos a fotoeffektus mikroszkopikus hatáskeresztmetszetével:

$$Pe = \frac{Z^{3.6}}{10} \quad (10.10.)$$

A mérés során, megfelelő detektor és szondafüggetlen kalibrációval, az energia ablakoknál mért összpulzus arányokat használják Pe meghatározására, az alábbi függvény szerint:

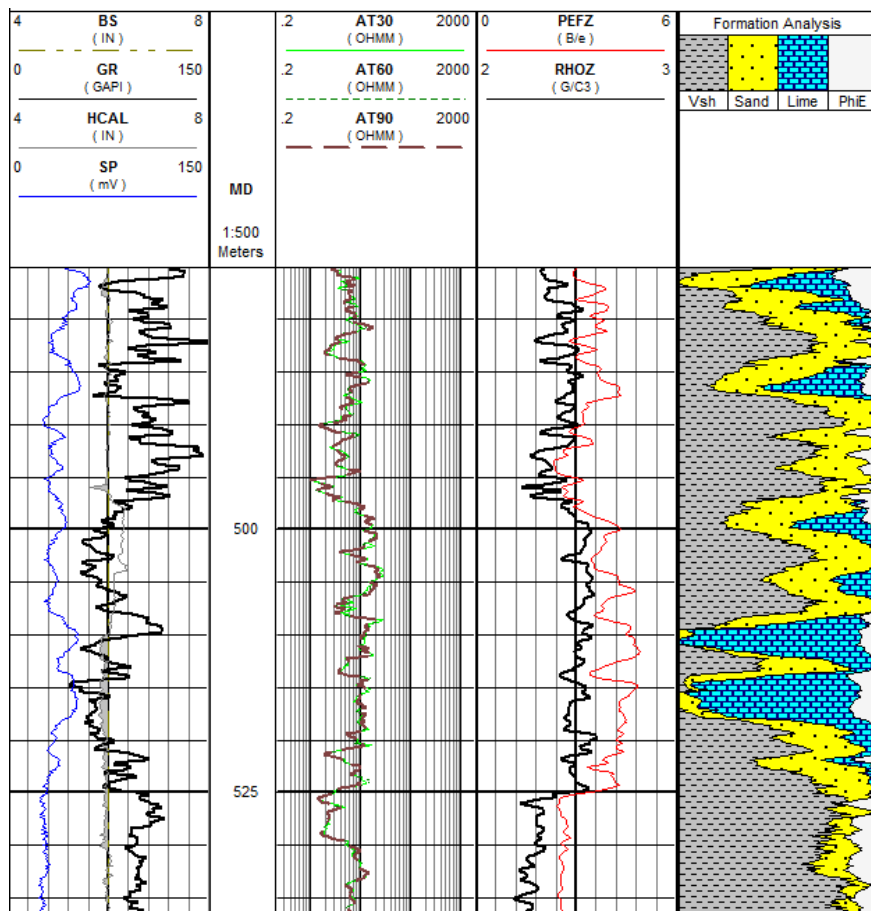
$$\frac{N_{foto}}{N_{Compton}} = \frac{A}{Pe + B} + C \quad (10.11.)$$

Ahol A, B, C kalibrációs állandók. A kisenergiás ablak jellemző pozíciója (40-80 keV), míg a Compton-ablaké (200-400 keV). A spektrum gyors lecsengése miatt, a mérés különösen érzékeny az erősítés ingadozásaira. A Pe szelvény litológiai indikátorként használható. A gyakorlatban használják még a Pe index térfogategységre vonatkoztatott változatát (U), melyet az elektronsűrűséggel beszorozva kaphatunk meg. Néhány fontosabb kőzetalkotó Pe értékét tartalmazza az alábbi táblázat.

Kőzetösszetevő	Pe	U
Kalcit	5.084	13.77
Dolomit	3.142	9.0
Kvarc	1.806	4.79
Pirit	16.97	82.1
Agyag	3.42	10
Sós víz	0.807	0.85

10.2. táblázat Kőzetalkotók Pe értékei (forrás: Ellis 2007)

Megjegyezzük, hogy a sűrűségméréshez hasonlóan a legfőbb zavarótényező az iszaplepleny és a fűrőlyukfal egyenetlenségei. Az iszaplepleny hatás különösen erős baritos iszap esetében, ekkor a Pe szelvény jelentősen eltolódhat.



10.6. ábra. A Pe mérés eredményeinek megjelenítése (PEFZ – 3. sáv). A szelvény a litológiai értelmezésnél fontos szerepet töltött be a mátrix összetétel meghatározásában.

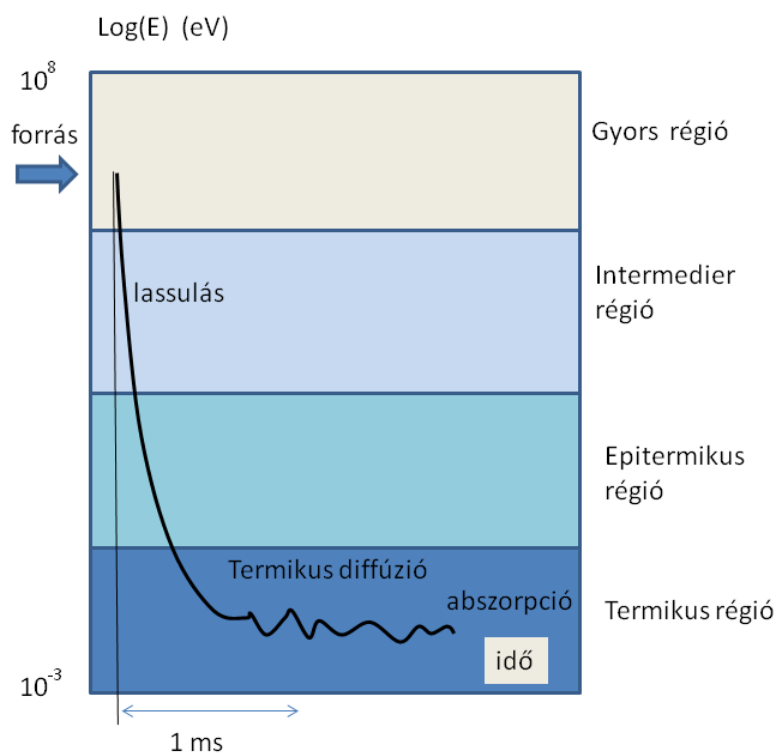
11. fejezet - Neutronmérések

Neutronforrás körül kialakuló neutronfluxus-eloszlás $\Phi(r,E)$ segítségével leképezhetők a közetek neutronszórási és abszorpciós tulajdonságai, melyeket közetfizikai egyenletek segítségével összeköthetünk a közetösszetételével. A neutronok, mint semleges részecskék elsősorban az atommagokkal lépnek kölcsönhatásba. A kölcsönhatásokat energiafüggő hatáskeresztmetszetekkel jellemezhetjük. Melyeket a közetösszetevők hatáskeresztmetszeteiből lineáris modell szerint számíthatjuk:

$$\Sigma(E) = \sum_i V_i \Sigma_i(E) \quad (11.1.)$$

A méréseknél alkalmazható neutronforrásokból nagy energiájú (néhány MeV-es) neutronok lépnek ki, míg a geofizikai szondákba beépíthető detektorok az ún. termikus neutronokat ($0.1 \text{ eV} > E$) képesek detektálni. A detektálásig vagy a közegbeli abszorpcióig a neutron energiája a szórási folyamatokon keresztül 8 nagyságrendet csökken (11.1. ábra). A lelassult, termikus neutronok mozgási energiája már a közet atommagjainak hőmozgásával vethető össze, diffúziója (véletlen bolyongás) közben hol nyer, hol veszít mozgási energiájából. A termikus energiájú neutronok a közeg atomjain való sorozatos szórás következtében, kvázi gázként viselkednek (neutrongáz) Maxwell-Boltzman eloszlás szerinti, hőmérséklet függő energiaspektrummal.

Legtöbb atommag esetében az abszorpció valószínűsége a termikus neutron energiáknál meredeken megnő, ezért az abszorpció a termikus neutronokat fogyasztja.



11.1. ábra. Tipikus neutron „életút”, a forrástól az abszorpcióig.

Egy átlagos neutron „életút” tehát néhány μs -os lassulási fázissal, majd hosszabb néhány ms-os termikus diffúzióval telik a végén valamely közegbeli atommagban abszorbeálódik.

A neutrontér kialakulása szempontjából nemcsak a kölcsönhatások valószínűsége a fontos, lényeges még, hogy adott típusú atommagon a szórási kölcsönhatások során mekkora a neutron energiaváltozása. E két tényező dönti el, hogy adott közeg milyen erélyesen lassít (moderál).

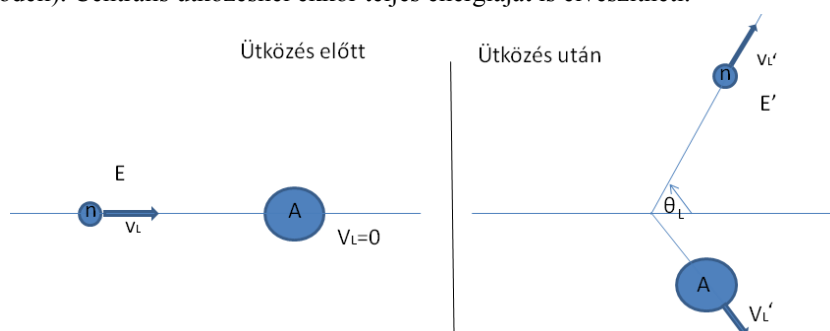
A lassulási folyamatban kulcsszerepet játszó rugalmas szórás esetében az energia és a szórási szög összefüggésére az alábbi összefüggés vezethető le az energia és impulzus megmaradás alapján (Szatmáry 2000):

$$E' = \left[\frac{1 + \alpha + (1 - \alpha) \cos \Theta_c}{2} \right] E, \quad (11.2.)$$

ahol:

$$\alpha = \left(\frac{A-1}{A+1} \right)^2 \text{ a target atommag tömegszámával (A) kifejezve.} \quad (11.3.)$$

A neutronok energiavesztése láthatóan akkor maximális, ha közel hasonló tömegű target atommaggal ütköznek (billiárdgolyó modell). Centrális ütközésnél ekkor teljes energiáját is elveszítheti.



11.2. ábra. Neutronszórás mechanikai modellje

A lassítást általában egy ütközésre jutó átlagos logaritmikus energiacsökkenéssel (letargia) jellemezzük, mely a 11.2. képletből származtatható (Szatmáry 2000).

$$\xi = 1 + \frac{\alpha}{1 - \alpha} \ln \alpha, \quad (11.4.)$$

amely közelítőleg az alábbi módon fejezhető ki a target atommag rendszámával:

$$\xi \approx \frac{2}{A + 2/3}. \quad (11.5.)$$

Ha a lassulás energiaintervallumát elosztjuk az átlagos energiacsökkenéssel, megkapjuk a lassuláshoz szükséges rugalmas szórások számát.

Atommag	ξ	szórások átlagos száma a termalizációig
H	1.0	16
C	0.158	110
O	0.12	131
Ca	0.05	330
Víz	0.7	22
Mészkő 20% porozitással	0.23	70
Mészkő	0.115	138

11.1. táblázat Kőzetalkotók neutron moderációs tulajdonságai (forrás: Ellis 2007)

A lassítás erélyessége a neutronfluxus térbeli eloszlását is meghatározza. Nagy neutron energiák esetén a kölcsönhatások hatáskeresztmetszete (Σ_t) általában sokkal kisebb, mint a termikus energiákon. A két kölcsönhatás közötti úthossz várhatóértékeként felírható átlagos szabadúthossz (λ):

$$\lambda = \frac{1}{\Sigma_t} \quad (11.6.)$$

Így elmondható, hogy nagyobb távolságokat a gyorsneutronok futnak be, a termikus neutronok a viszonylag hosszú élettartamuk alatt csak kis távolságra juthatnak el a termalizáció helyétől.

A képletből is és a táblázatból is látható, hogy kis tömege miatt a lassulásnál a hidrogénnek kiemelt szerepe van. A neutronfluxus tér eloszlásának jellege erőteljesen változik a közet hidrogéntartalmával. Nagyobb hidrogénkoncentráció esetén a termalizáció gyorsabb, a termikus fluxustér a forrástól távolodva gyorsabban cseng le.

A további közetalkotó elemek szerepe (mátrixhatás) másodlagos. A neutronmérések tehát alkalmasak porozitáskövetőnek, mivel a hidrogéntartalom jórészt a pórufolyadékhoz kötődik.

A neutronszondákat a gyakorlatban vízzel telített pórusterű mészkő esetére kalibrálják, azaz detektorral mért neutronintenzitás értékek konverziója ennél a standardnál ad helyes porozitásértékeket. Az ily módon meghatározott mért látszólagos porozitás a neutronporozitás (Φ_N). A fentiek miatt a neutronporozitás közelítőleg kifejezhető a hidrogénindexszel (HI) is, azzal közelítőleg lineáris kapcsolatban van.

A neutronteret a vázolt transzportelméleti eszközökkel (8. fejezet) tudjuk számolni. A sok nagyságrendet átfogó neutronenergiák és a hatáskeresztmetszetek erős energiafüggése miatt, a problémát ún. csoportdiffúziós módszerrel oldják meg, azaz energiaintervallumokat (energiacsoportokat) definiálnak, melyeken a hatáskeresztmetszetek és az ezekből számított diffúziós állandó már konstansnak vehető. Megjegyezzük, hogy az energiacsoportokat a szórás folyamatok kötik össze. Az egyik csoportból kiszóródó neutronok a másik csoport forrás tagjánál jelennek meg.

Nagyrendszámú elemeket tartalmazó problémáknál a csoportok száma több száz is lehet, geofizikai problémák megoldása néhány csoporttal is kielégítő pontossággal megoldhatók. Példaként vegyük homogén térben 2 csoportos (gyors, termikus) esetet:

$$D_1 \Delta \Phi_1(r) - \Sigma_{s,1} \Phi_1(r) = \delta(0,0) \quad (11.7a.)$$

$$D_2 \Delta \Phi_2(r) - \Sigma_{a,2} \Phi_2(r) + \Sigma_{s,1} \Phi_1(r) = 0 \quad (11.7b.)$$

Bevezethetjük a lassulási (L_s) és a diffúziós úthosszt (L_D):

$$L_s = \sqrt{\frac{D_1}{\Sigma_{s,1}}} \quad (11.8a.)$$

$$L_D = \sqrt{\frac{D_2}{\Sigma_{a,2}}} \quad (11.8b.)$$

Felhasználva a Helmholtz-egyenlet alapmegoldását a két csoportfluxus térbeli változására az alábbi megoldás kapható egy Q forráserősségű pontforrás körül:

$$\Phi_1(r) = \frac{Q}{4\pi D_1} \frac{e^{-r/L_s}}{r} \quad (11.9a.)$$

$$\Phi_2(r) = \frac{QL_D^2}{4\pi D_2(L_s^2 - L_D^2)} \frac{e^{-r/L_s} - e^{-r/L_D}}{r} \quad (11.9b.)$$

Homogén térben az úthossznak szemléletes jelentése is van, megadja a forrástól vett négyzetes távolság várhatóértékét. A gyors csoportra pl.:

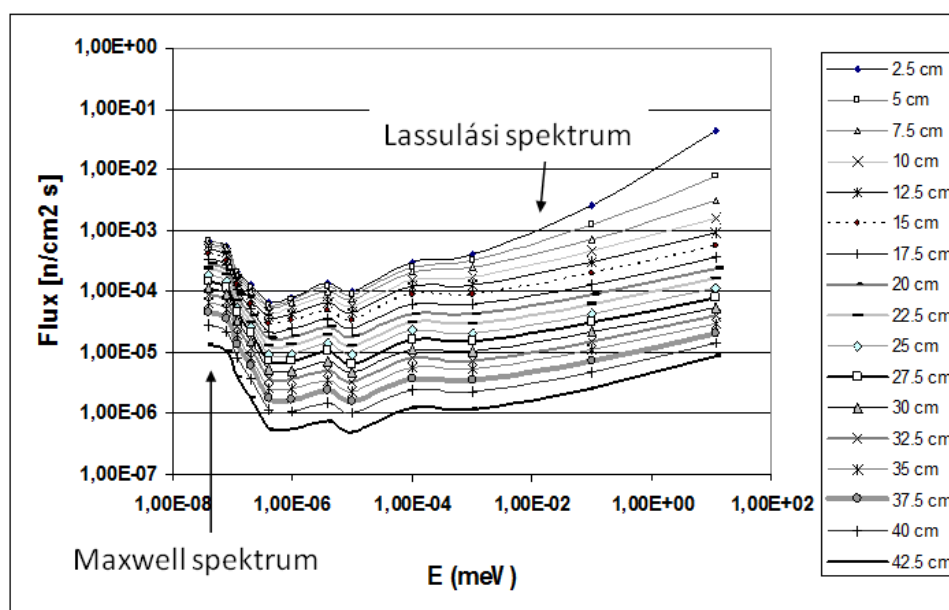
$$\langle r^2 \rangle = \frac{\int_0^\infty r^2 \Phi_1(r) 4\pi r^2 dr}{\int_0^\infty r^2 4\pi r^2 dr} = 6L_s^2 \quad (11.10.)$$

A két csoport úthossz négyzetösszegével kapjuk a migrációs úthosszat (L_m):

$$L_m^2 = L_s^2 + L_D^2 \quad (11.11.)$$

Végző soron stacionárius térben a termikus neutronfelhő térbeli eloszlását és így a detektoroknál mérhető termikus fluxust is a migrációs úthossz határozza meg.

Az energiacsoportok létrehozásának fontos eleme a csoport állandó meghatározása, mely az adott mennyiség (hatáskeresztmetszet, diffúziós állandó) spektrális átlagolását jelenti. Ehhez a spektrumra vonatkozóan feltételezéssel kell élnünk. Geofizikai problémáknál elmondható, hogy a forrás tartományát a forrás spektrum alapján átlagolhatjuk, Az epitermikus tartományon a lassulásra jellemző (általában 1/E jellegű) spektrumot használhatjuk, míg termikus tartományon Maxwell-Boltzmann spektrum segítségével átlagolhatunk. Megjegyezzük, hogy a neutrongáz hőmérséklete magasabb, mint a környezeté, mivel nagy energiák felől folyamatosan pótlódik, míg kis energiák tartományán az abszorpció csökkenti a neutronfluxust.



11.3. ábra. Neutron spektrum számítás eredménye (Monte-Carlo szimuláció), pontforrástól különböző távolságokra 20%-os porozitású homokkőben (Balázs 2008)

11.1. Neutronforrások

Geofizikai szondázásoknál kétféle neutronforrást alkalmaznak a stacionárius forrást, amely általában a berillium és valamilyen alfasugárzó izotóp kevertéke. A berillium gyengén kötött neutronját az alfarészecske befogása után

emittálja egy ${}^9\text{Be}(\alpha,n){}^6\text{C}$ reakcióval. Az alfasugárzó általában Plutónium vagy Polonium (PuBe vagy PoBe források). A PuBe és PoBe források jellemző neutronenergiája 4-5 MeV körüli.

Több szondatípusnál alkalmaznak impulzusüzemű neutronforrást az ún. neutrongenerátort. A neutrongenerátor egy gyorsító cső, ahol a felgyorsított deutérium ionokkal váltanak ki neutronokat a trícium targetnél. A neutronokat az alábbi reakció kelti:



A keletkező neutronok izotróp szögeloszlásúak és 14.1 MeV energiával rendelkeznek, a reakcióban felszabaduló energia többi részét az alfa-részecske viszi magával. Ez az energia már több atommag gerjesztésére is elég. A neutronok μs -os impulzusokban termelődnek.

11.2. Neutrondetektorok

Az eddig ismertetett nukleáris detektorok közös tulajdonsága volt, hogy a sugárzásokat ionizáló hatásuk alapján detektálták. A neutronok esetében – töltésük nem lévén – ezt közvetve valamilyen magreakció közbeiktatásával kell megvalósítani. Erre olyan izotópokat választanak, amelyeknél a neutronok kis energiával (termikus tartományban) is képesek a magból töltött részecske kibocsátását kiváltani (11.2. táblázat).

A legfontosabb neutrondetektálásra alkalmas izotópok és termikus neutron magreakciók.

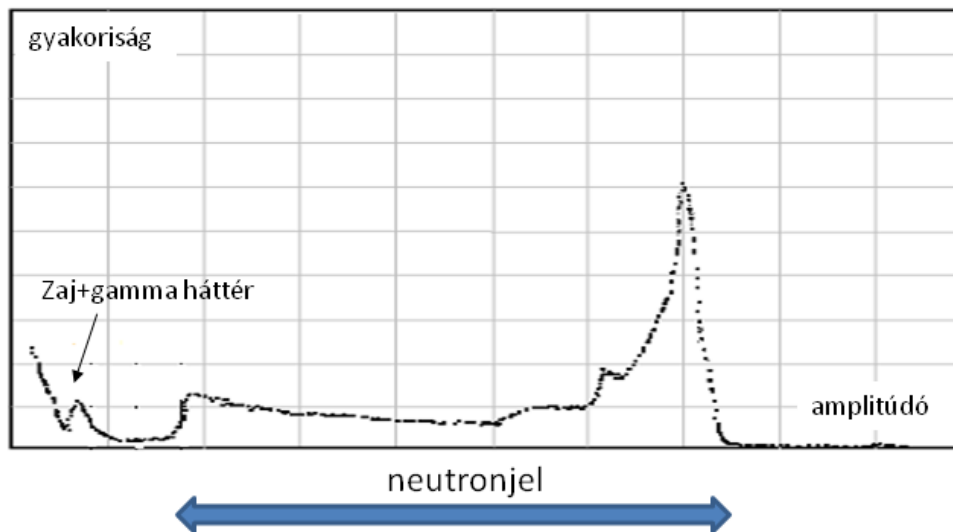
Izotóp	magreakció	felszabaduló energia (MeV)
${}^{10}\text{B}$	(n, α)	2.79
${}^6\text{Li}$	(n, α)	4.78
${}^3\text{He}$	(n,p)	0.764

11.2. táblázat. Neutron detektálásban alkalmazható magreakciók

A felsorolt reakciók következtében alfa vagy proton kibocsátása történik, amely már ionizálhatja a detektor anyagát. A ${}^{10}\text{B}$ és ${}^3\text{He}$ izotópokat töltőgázként felhasználva egy ún. proporcionális kamránál, termikus neutronok detektálására alkalmas eszközt kapunk.

A proporcionális kamra a GM-csőhöz hasonló gáztöltésű detektor, de nem alakul ki az a töltés lavina, csak megsokszorozódnak a primer ionizációból származó töltéshordozók, úgy hogy a jel arányos marad a primer ionizációval, azaz a sugárzás által a detektorban leadott energiával.

A neutronok által kiváltott reakciótermékek (töltött részecske és a visszalökődő ionizált atommag) ionizálja a gázt (primer ionizáció), mely a kamra kimenetén többszörös ionizáció után felerősödött impulzust eredményez. A neutrondetektorok tervezésének kulcskérdése, hogy a gammasugárzástól elválasztható legyen a neutronjel. Ez az ismert detektorban könnyen megoldható egy amplitúdó diszkriminációval, hiszen a háttér gamma fotonoktól származó primer ionizáció jóval kisebb, mint a neutron reakcióban keletkező töltött részecskék által okozott primer ionizáció (11.4. ábra). A ${}^6\text{Li}$ izotópra alapozva szcintillációs detektor állítható elő, mely alkalmas termikus neutronok detektálására.



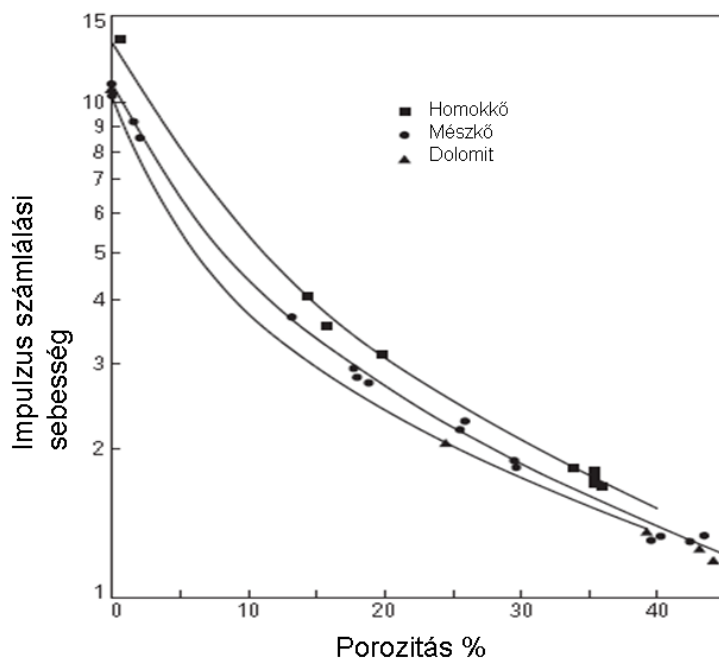
11.4. ábra. He-3 töltésű neutrondetektor amplitúdó spektruma, a neutronok és gamma fotonok által keltett jelek jól diszkriminálhatók. (Balázs, Gyurkóczy 2002)

Bizonyos szondák esetében epitermikus neutronok detektálása is szükséges, ezt többnyire hasonló detektorokkal oldják meg, egy termalizáló réteg beiktatásával.

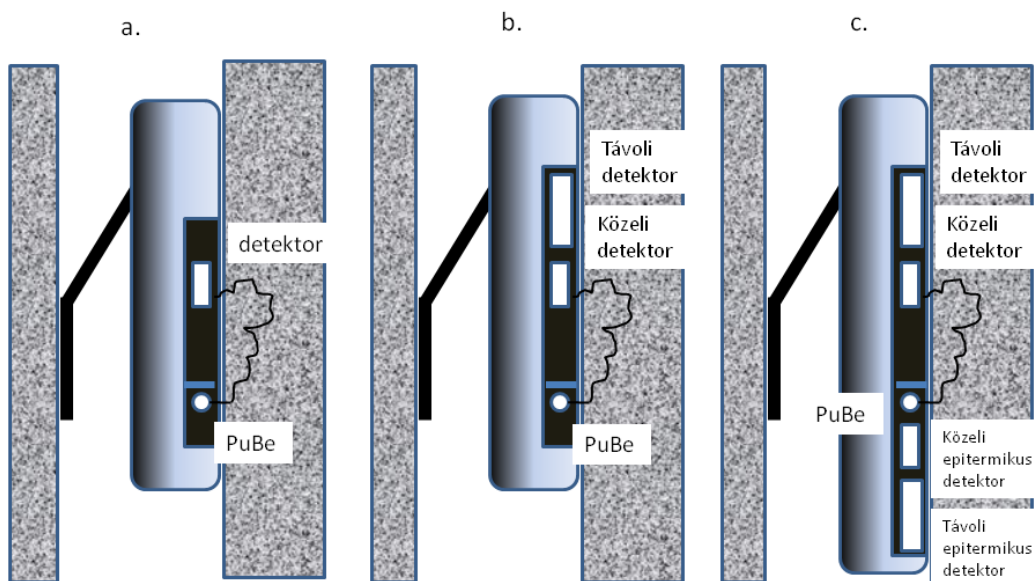
11.3. Neutronszondák

A neutronszondázás során a szondatestben elhelyezett forrás terét vizsgáljuk különböző távolságra elhelyezett neutrondetektorokkal. A detektorok jelét közelítőleg arányosnak vehetjük a detektornál kialakuló termikus fluxussal. A szondák tervezésénél, a detektortávolság megválasztásánál fontos szempont, hogy a termikus neutronter általában rendelkezik egy maximummal, melynek pozíciója a közetösszetételnek megfelelően elmozdul. A detektorok távolságát úgy választják meg, hogy a porozitás növekedése csökkenést okozzon az impulzusszámban (11.5. ábra).

Kezdeti időszakban használatos szondák esetében közvetlenül a mért impulzusszámlálási sebességet rögzítették. Ezt az értelmező próbálta porozitáshoz kötni pl. magminták alapján. A kezdeti méréseknél nem is neutronokat, hanem az abszorpciós gamma fotonokat detektálták (n- γ mérések).

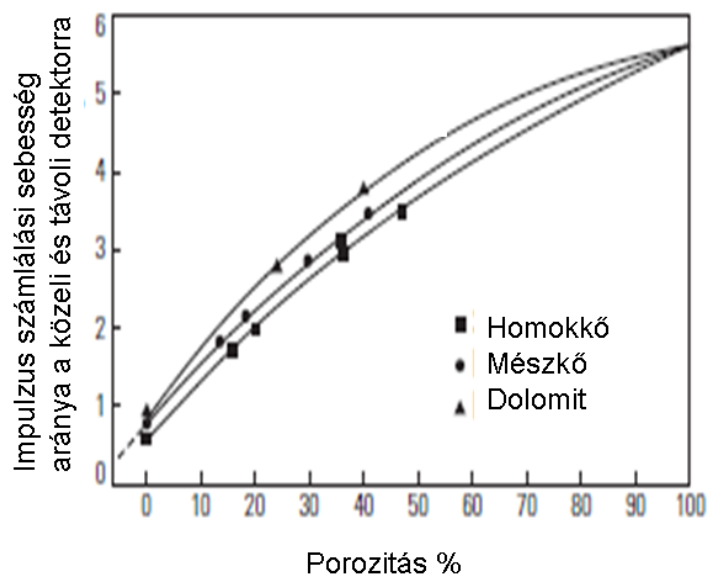


11.5. ábra. Neutrondetektor jele és a porozitás közötti összefüggés különböző litológiáknál (Ellis 2007)



11.6. ábra. Neutrondetektor típusok. Egy detektoros (SNP) (bal), két detektoros lyukkompensált (CNL) (középen) és 4 detektoros klór hatásra is kompenzált (jobb) neutronsondák.

A neutron detektor által mért impulzusszámlálási sebességet megfelelő kalibrációval neutron porozitássá konvertálják. A legelső szondák egy forrás és egy detektort tartalmaztak (SNP Sidewall Neutron Porosity). Itt is hamar megjelentek a lyukkompensált eszköz (CNL Compensated Neutron Log), mellyel a lyukfal, iszaplepleny zavaró hatásait kívánták csökkenteni. Ezeknél az eszközöknél a két detektor impulzusszámlálásának hányadosát konvertálták neutron porozitássá.



11.7. Lyukkompensált neutronsonda kalibrációja különböző litológiáknál a közeli és távoli detektor impulzusszámainak arányával. (Ellis 2007)

A rétegvízben levő klórnak viszonylag nagy a termikus abszorpciós hatáskeresztmetszete, így a termikus fluxus csökkentésével a nagy klórtartalom megnöveli a látszólagos neutronporozitást. A klór – és esetleges további termikus neutronabszorbens – zavaró hatása kiküszöbölhető, ha epitermikus tartományban is végzünk méréseket, melyeket nem zavar a klór hatása. Epitermikus detektorok alkalmazásával pontosítható a porozitásmérés. A neutronsondák kutatási mélysége általában nagyobb a gamma-gamma szondákénál: 30 – 40 cm.

11.4. Neutronporozitás

A neutronporozitás lineáris függvénye a kőzetalkotók neutronporozitásának:

$$\varphi_N = \int_i V_i \varphi_{Ni} \quad (11.13.)$$

A neutronporozitás értékeket több zavaró hatás is terhelheti. Kalibráláskor a referencia mátrix a mészkő, ha a mátrix eltér, ennek megfelelő korrekciót kell alkalmazni. Ez többnyire szondatípustól függő néhány százalékos eltolással közelítjük.

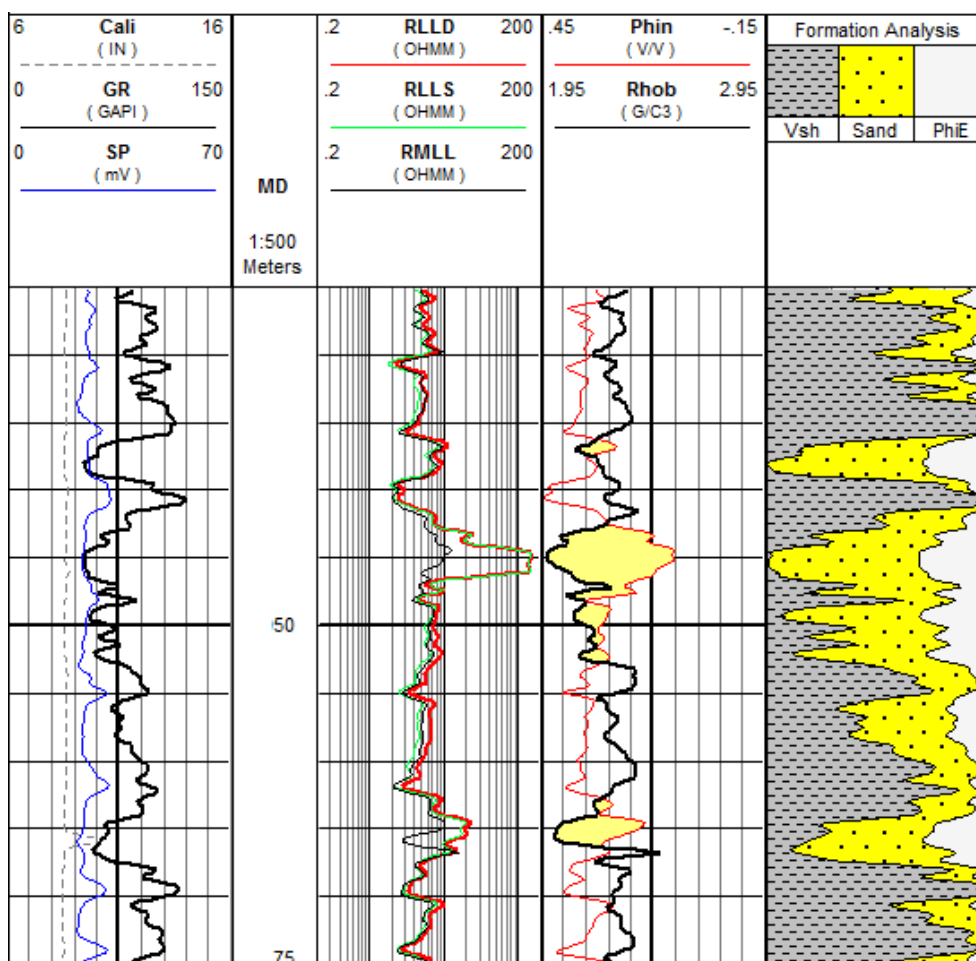
Ha póruskitöltő anyag nem víz, különösen, ha kis sűrűsége miatt kisebb hidrogénkoncentrációval jellemezhető gáz tölti ki, akkor a kevésbé erélyes termalizálás és abszorpció miatt, a szonda jóval kisebb neutronporozitást mér (11.8. ábra). Felfoghatjuk úgy, mintha a gázban levő hidrogén mennyiséget a víznek megfelelő koncentrációra préseljük össze, hogy megkapjuk a gáztartalmú kőzet mért porozitását. A becslést tovább kell pontosítani, mert a fennmaradó üres tér egyáltalán nem termalizál, nem ekvivalens a mátrix hatásával. Ezt az eltérést nevezzük exkavációs effektusnak.

Az agyagoknál a kötött víz és egyéb termikus neutron abszorbensek miatt nagyon nagy neutronporozitást (35-40 %) mérhetünk. Agyagtartalmú kőzetek esetében a látszólagos porozitásértéket korrigálni kell az agyaghatással:

$$\phi_{NC} = \phi_N - Vsh\phi_{Nsh} \quad (11.14.)$$

Az agyag neutronporozitását (ϕ_{Nsh}) a szomszédos agyagrétegeknél olvashatjuk le.

Ugyancsak nagy (50 %), porozitások mérhetők gipsz csíkoknál. Só rétegeknél a Cl abszorpciós hatása miatt kis neutronporozitás értékek láthatók.



11.8. ábra. Neutronporozitás mérés eredményének megjelenítése (Phin szelvény – 3. sáv). Az ábrán látható, hogy a sűrűségi szelvényezés és neutronmérések eredményeinek megfelelően skálázott megjelenítésével (neutron-density overlay), a gázhatás jellegzetes elválással jelentkezik (sárgával satírozott tartományok)

11.5. Pulzált forráshoz kapcsolódó neutronmódszerek

11.5.1. Neutronélettartam szelvényezés

A neutrongenerátor impulzusszerű gyorsneutron csomagot küldd a mérendő közegbe (14 MeV-es energiával). A neutronok néhány μ s alatt lassulnak a termikus energiákra, majd az abszorpcióval végződő diffúzió fázisa következik. A probléma közelítő leírására alkalmas, termikus neutronokra vonatkozó időfüggő diffúziós egyenlet:

$$\frac{dn}{dt} = D_1 \nabla^2 n(r, t) - \Sigma_a v n(r, t) \quad (11.15.)$$

A termikus neutron-sűrűség megváltozása két tényezőtől függ. Ha nagy kiterjedésű, közel egyenletes eloszlású neutron felhőből indulunk, akkor 11.14 egyenletben az első tag (térváltozók szerinti deriváltak) elhanyagolható. A termikus neutronok kezdeti eloszlása valóban kiterjedt, aszerint, hogy a gyors neutronok a termalizációig mekkora távolságra jutottak el. A kiterjedt termikus felhő abszorpciójának leírására, ekkor egy exponenciálisan lecsengő folyamat differenciálegyenletét kapjuk:

$$\frac{dn}{dt} \approx -\Sigma_a v n(r, t) \quad (11.16.)$$

Melynek megoldása a kezdeti termikus neutronsűrűséggel (n_0):

$$n(r, t) = n_0 e^{-\Sigma_a v t} \quad (11.17.)$$

A megoldásként kapott exponens időállandója:

$$\tau = \frac{1}{\Sigma_a v} \quad (11.18.)$$

A képletben szereplő termikus neutron sebesség 2200 m/s körüli, hőmérséklettől függő érték.

Az elhanyagolt tag a termikus fluxustér térbeli inhomogenitásaiból származó diffúziós veszteség. Ehhez is rendelhetünk időállandót, ha korrigálni akarjuk az egyenletes eloszlású termikus térre felírt időfüggést.

A gyakorlatban ezt a hatást elhanyagolják és az időállandó méréséből látszólagos makroszkopikus abszorpciós hatáskeresztmetszetet származtatnak (11.17.), melyre felírható a lineáris közefizikai egyenlet:

$$\Sigma_a = \sum_{i=1}^N V_i \Sigma_{ai} \quad (11.19.)$$

Tároló kőzetek esetére:

$$\Sigma_a = \phi S_w \Sigma_w + (1 - S_w) \phi \Sigma_{CH} + V_{sh} \Sigma_{sh} + (1 - \phi - V_{sh}) \Sigma_{ma} \quad (11.20.)$$

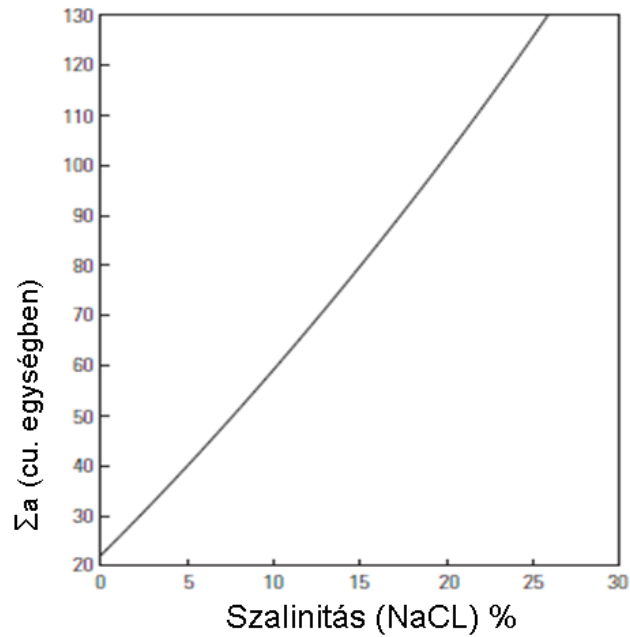
A fenti összefüggés felhasználható víztelítettség becslésekre ismert porozitású tárolók esetén.

Néhány kőzetalkotó makroszkopikus abszorpciós hatáskeresztmetszete:

Kőzetalkotó	Σ_a (1/cm)
Homokkő	0.00432
Mészkö	0.0071
Dolomit	0.0047
Anhidrit	0.0047
Víz	0.022
Olaj	0.016-0.02
Agyag	0.02-0.06

11.3. táblázat Kőzetalkotók makroszkopikus abszorpciós hatáskeresztmetszetei (forrás: Ellis 2007)

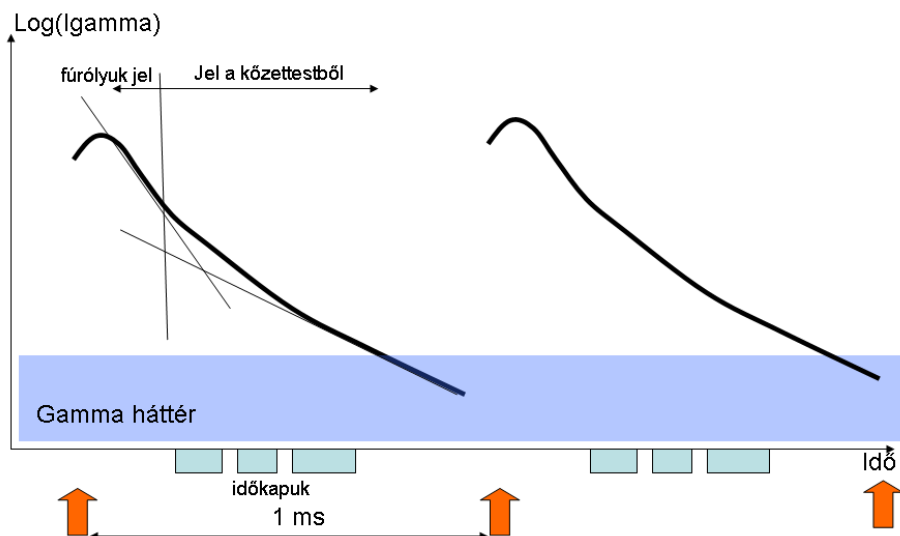
A szénhidrogének és víz közötti kontraszt kialakulása és így a víztelítettségre való érzékenység nagyban függ a rétegvíz sótartalmától, amely meghatározza a rétegvíz termikus abszorpciós hatáskeresztmetszetét. (11.9. ábra)



11.9. ábra. A rétegvíz makroszkopikus abszorpciós hatáskeresztmetszetének szalinitás függése. (a használt egység $c.u. = 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$) (Ellis 2007)

A neutron élettartammérések leggyakoribb felhasználási területe a beléscsővezetett fűrásokban történő rezervoár állapotfelmérés, víz-olaj vagy víz-gáz fázishatár meghatározása. A vascső hatása a neutronteret kevésbé módosítja.

Az eszköz forrása neutrongenerátor, melynek impulzusait követő 1-2 ms-os időtartamnál mérik a termikus neutronoktól származó jel lecsengését. A mérést leginkább a neutron abszorpciót követő karakterisztikus gammafoton intenzitásra alapozzák (PNC – Pulsed Neutron Capture) a könnyebb detektálás miatt, és nem termikus neutronmérésre. Ugyanis a neutronbefogásnál a felszabaduló neutron kötési energia az atommagot gerjeszti és a gerjesztett állapotból a mag a gerjesztési energiát részben-vagy egészben gamma foton formájában kisugározza (befogási gamma foton).

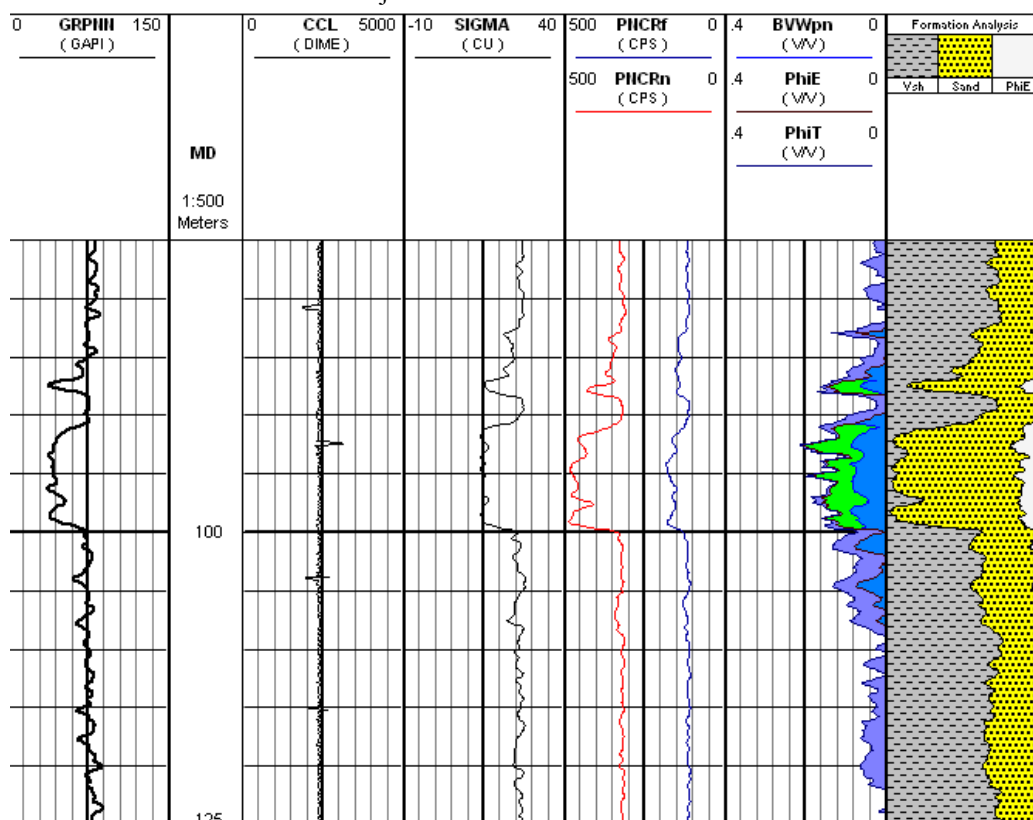


11.10. ábra. Neutronélettartam mérések időbeli lefolyása és a regisztrálható impulzusszám-idő függvény. Időben is jól elkülönül a fűrólyukban termalizálódott neutronoktól származó jel. A hatáskeresztmetszet meghatározása a lecsengő jel időállandója alapján, függvényillesztéssel történik

A tér lecsengését gamma detektorral meghatározott időkapunkban rögzített gamma intenzitás alapján határozzák meg. A lecsengési görbe első 100 μ s-os szakaszán eltérő meredekségű szakasz látható, amely a fűrőlyukban (a magas hidrogén koncentráció miatt) gyorsan termalizálódó neutronoktól származik. A fűrőlyuk jel tehát időben szeparálható a formáció jelétől.

Több (közeli és távoli) detektor alkalmazásával a diffúziós komponens is becsülhető.

A mérés kivitelezhető neutrondetektorok alkalmazásával is (PNN szonda), a termikus neutronter lecsengésének közvetlen mérésével. (11.11. ábra) Neutron mérések esetén az adatrendszer szórását növelő háttér kisebb. Két neutron detektor alkalmazásával, az időkapukban mért jelek hányadosával a neutron porozitás is becsülhető, hasonlóan a CNL eszköznél alkalmazott eljáráshoz.



11.11. ábra. Neutronélettartam mérés eredménye és interpretációja. A makroszkopikus hatáskeresztmetszet a 3. sávban látható.

11.5.2. Neutronaktivációs módszerek

Az impulzusüzemű neutronmérések felhasználhatók a vizsgált közet elemösszetételének meghatározására is. A 14 MeV-es neutronok a vizsgált közeg atommagjaival már többféle karakterisztikus gamma kibocsátásával járó magreakcióban is részt vehetnek. Gamma spektrum mérésével, a karakterisztikus gamma fotonok energiájának meghatározásával általában azonosítható a kibocsátó atommag, míg a fotonok száma a kibocsátó atommagok koncentrációjával lesz arányos.

A legfontosabb gamma kibocsátással járó magreakciók, a rugalmatlan szórás, mikor a neutron gerjeszti a szóró atommagot, illetve a neutronbefogás vagy más néven (n,γ) reakció, mikor a befogott neutron felszabaduló kötési energiája gerjeszti a befogó magot. Az előbbi – az atommag energianívóinak megfelelően – főként magasabb neutron energiákon jellemző küszöbenergiás reakció, míg a befogás a termikus neutronok jellemző reakciója, melynél nincs küszöbenergia.

A fenti folyamatok modellezése csatolt neutron-gamma transzport probléma megoldását jelenti. Azaz a rugalmatlan szórással generált gamma kibocsátásnál, a gyorsneutron fluxus (Φ_f) eloszlásra van szükségünk, hogy a

gammatranszport egyenlet forrástagját megadjuk (S_{is}), míg a befogási gamma fotonok esetében a termikus fluxus (Φ_2) térbeli eloszlása segítségével származtatható a megfelelő forrástag (S_a).

A forrástag, amely a fluxus és a makroszkopikus hatáskeresztmetszet szorzatával kifejezett reakciósebesség és az adott gamma foton kibocsátási valószínűségének (y) szorzata:

$$S_{is}(r, t, E_i) = \Phi_1(r, t) \Sigma_{is,k} \gamma_{k,i} \quad (11.21a.)$$

$$S_a(r, t, E_i) = \Phi_2(r, t) \Sigma_{a,k} \gamma_{i,k} \quad (11.21b.)$$

A rugalmatlan szórás esetében a hatáskeresztmetszet és a kibocsátási valószínűség is erősen energiafüggő.

A gammatranszport leírása viszonylag egyszerű, hiszen a detektorban csak a nem szóródott fotonokat tudjuk azonosítani teljesenergia-csúcsként, amelyek a keletkezés helyétől közvetlenül a detektorba kerülnek. A vizsgált gamma-energiáknál jórészt a Compton-szórás az egyetlen szórási folyamat, amely közetek esetén közelítőleg a sűrűséggel arányos makroszkopikus hatáskeresztmetszettel rendelkezik.

Vizsgáljuk most adott elemtől (adott izotópjától) származó befogási gamma fotonok detektálást. Ha feltételezzük, hogy a sűrűség kevéssé változik akkor detektornál mérhető – adott energiához köthető – gamma fluxus az alábbi egyszerűsített integrállal fejezhető ki:

$$\Phi(r, E_i, t) = \iiint S(r, t) e^{-\sigma(\rho)|r-r_0|} dr \quad (11.22.)$$

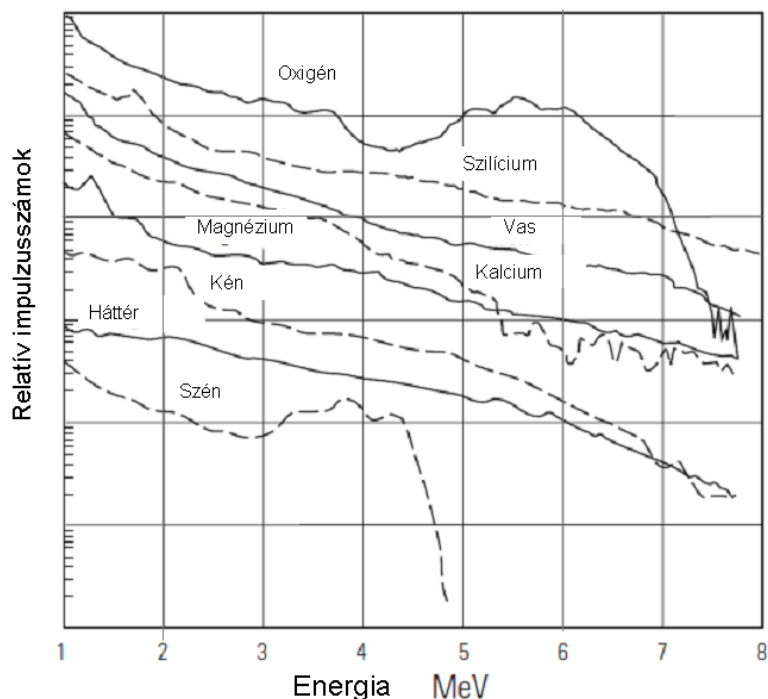
Ha az adott elem koncentrációja konstans, akkor a makroszkopikus hatáskeresztmetszet kiemelhető az integrál ($I(r_0, t)$) elé.

$$\Phi(r, E_i, t) = \Sigma_k \cdot \gamma_{ik} I(r_0, t) = N_k \sigma_k \gamma_{ik} I(r_0, t) \quad (11.23.)$$

Ha egy másik természetes izotóp jellemző befogási gamma fotonjára felírjuk ugyanezt az integrált, kiemelve szintén a makroszkopikus hatáskeresztmetszeteket, akkor az izotóp arányokra vonatkozóan viszonylag egyszerű közelítést kapunk, a megfelelő gamma intenzitás arányokból (azaz a spektrumban mért teljesenergia csúcsok arányából (A_i)):

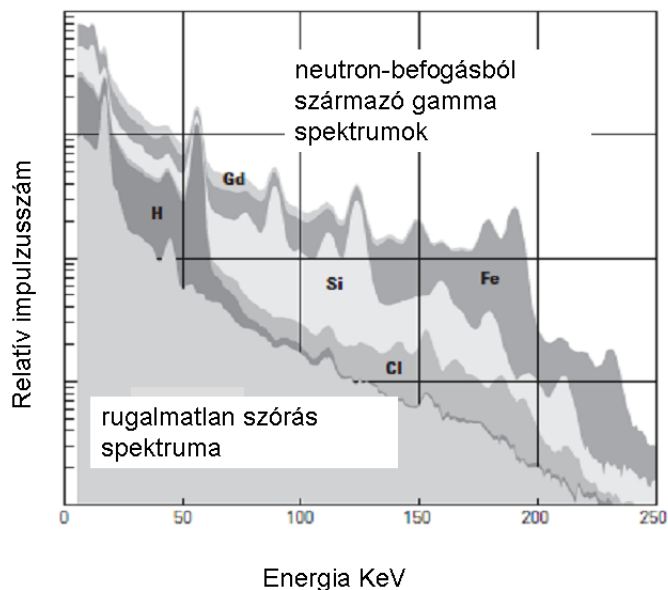
$$\frac{A_{i1}}{A_{i2}} = \frac{N_k \sigma_k \gamma_{i1,k}}{N_m \sigma_m \gamma_{i2,m}} \quad (11.24.)$$

Azaz az izotóp arányok meghatározását egyszerűen a csúcsterületek arányából tudjuk meghatározni. A rugalmatlan szórás kezelése némiképp bonyolultabb a többféle atommag gerjesztési lehetőség miatt.



11.12. ábra. Fontosabb természetes izotópok rugalmatlan szórásból származó gamma spektruma. (Ellis 2007)

A rugalmatlan szórás által kiváltott gamma fotonok alapján kimutatható elem köre: O, Si, C, Ca, S, Fe, Mg (11.12. ábra), míg a befogási gamma fotonok alapján kimutatható leglényegesebb elemek: H, Cl, Si, Fe (11.13. ábra).



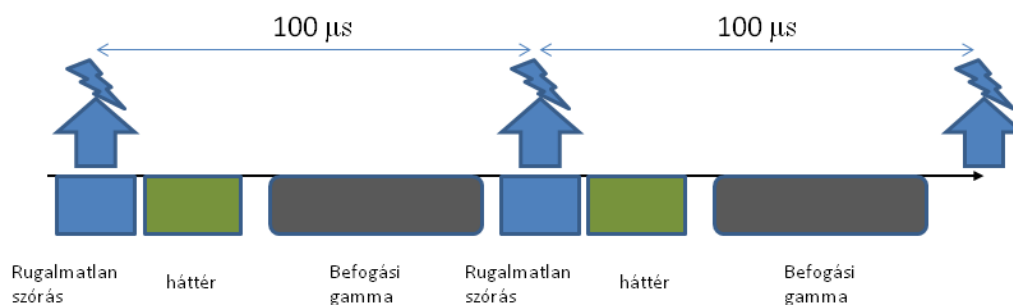
11.13. ábra. A neutronbefogásból származó karakterisztikus gamma fotonok spektruma (Ellis-2007)

Az előbbieket miatt a módszer interpretációja sokkal egyszerűbb, ha izotóp arányokat vagy elemarányokat képezünk. Az elemarányokból a folyadék összetételre vagy a kőzetösszetételre vonatkozó indikátorokat származtathatunk.

A mérési technológiát igazítani kell az impulzusszerű gerjesztéshez. A vizsgált gamma fotonokat szinte késési idő nélkül bocsátja ki a mag. A spektrumon a kiértékelés alapjául szolgáló csúcs területek (A) relatív szórása a terület növekedésével csökken. Maga a terület szórásnégyzete a feltételezhető Poisson eloszlású fluktuációja miatt magával a területtel egyenlő, de ehhez még az ugyancsak Poisson jellegű háttérfolyamat (B) is járul:

$$\sigma^2 = A + B \quad (11.25.)$$

Mivel a mérés időtartama igen rövid, a relatív szórás úgy csökkenthető, ha a mérést sokszor megismételjük és a spektrumot összegezzük. Ehhez megfelelő mérési stratégiát kell kidolgozni. A méréseket a ciklikusan (pl. 100 μ s-onként) indított neutronimpulzus indítja, az impulzussal egyidejűleg rögzítik a rugalmatlan szórás spektrumát, majd késve a ciklus vége felé rögzítik a befogási spektrumot. (11.14. ábra) Vagy közvetlenül a neutron impulzus után vagy külön ciklusban háttér spektrumot is mérnek, melyet levonnak a kiértékelendő spektrumból

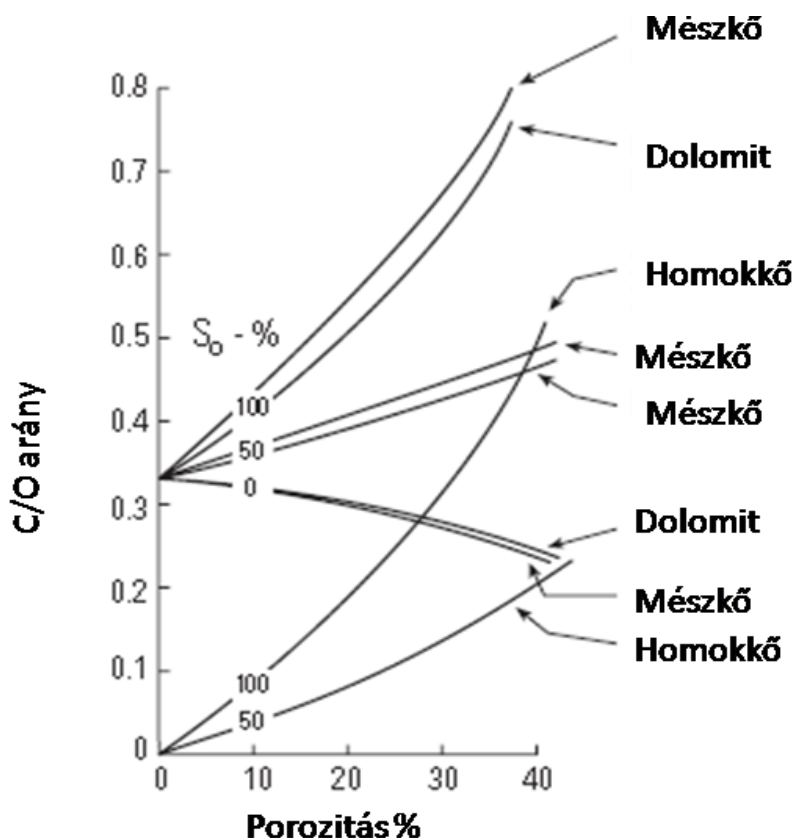


11.14. ábra. Impulzus üzemű neutronaktivációs mérés mérési stratégiája, az egymást követő spektrummérési ciklusok.

A legfontosabb elemarányokból képzett indikátorváltozók

Indikátor	Kapcsolódó kőzetjellemző
C/O	Szénhidrogén indikátor
Cl/H	Szalinitás indikátor
H/(Si+Ca)	Porozitás indikátor
Si/(Si+Ca)	Litológiai indikátor

11.4. táblázat. Fontosabb neutron aktivációs indikátor függvények



11.15. ábra. C/O arány és víztelítettség összefüggése különböző litológiánál és porozitásnál (Ellis 2007)

Megjegyezzük, hogy a C/O arányt termelésgeofizikai méréseknél is használják folyadék összetétel meghatározásra (11.15. ábra).

Az aktiválásnak további módjai és alkalmazásai vannak. Használható bizonyos elemek koncentrációjának meghatározására a hagyományos értelemben vett neutron aktiváció. Neutron forrás környezetében bizonyos elemek neutron befogva, béta sugárzóvá tehetők és a bétabomlást követően gerjesztett állapotban maradhat a mag, a többlet energiát karakterisztikus gamma foton formájában kisugározva. A bétabomlás, melyet már nem az erős kölcsönhatás, hanem a gyenge kölcsönhatás irányít, általában lényegesen lassabb folyamat hosszabb felezési idő mellett, így a mérés az aktiválást követően is végezhető. A felaktiválás is felezési időfüggő, általában a rövid felezési idejű izotópokra vezető aktiválást használhatjuk fel a gyakorlatban. Az említett módszer jól alkalmazható pl. alumínium kimutatására. Magyarországon is felhasználták ezt a módszert a bauxitkutatásnál, neutron aktivációs módszer segítségével határozták meg a rétegek Al₂O₃ tartalmát, illetve az érc minőségét meghatározó Al₂O₃/SiO₂ arányt. (Hursán L.)

12. fejezet - NMR mérések

A közetalkotó elemek között léteznek olyanok, melyek atommagja – kompenzálatlan spinjéhez kötődően – mágneses momentummal (μ) rendelkezik. Külső mágneses térben a tér iránya szerint beálló momentumok precesszálnak a tér vektora körül. Szinkronizált precesszió esetén a kialakuló változó mágneses tér induktív úton mérhető. A változó tér amplitúdója a szinkronizált precesszálo magok számával arányos, míg a jel lecsengése (relaxáció) a magok mágneses momentuma és környezetük közötti elektromágneses kölcsönhatásokkal függ össze (pl. spin-spin kölcsönhatás, paramágneses esetleg ferromágneses anyagokkal való kölcsönhatás).

Geofizikai szempontból a hidrogén atommagok, protonok precessziójára építhető kutató módszer. A precesszióra képes protonok jobbára a póruster kitöltő anyagokhoz kötődnek, de a tér lecsengésében, relaxációjában fontos szerepe van a kőzet anyagának és ezzel összefüggésben a pórusstruktúrának, a pórus üregek méretszerinti eloszlásának, a kőzet fajlagos felületének. A póruster belsejében a proton precessziója szabadabb, míg a több paramágneses anyagot tartalmazó pórusfal környezetében a szinkronizált precesszióból való kiesés valószínűsége megnövekszik.

Erősen közelítő jellegű klasszikus kép (köráram modell) szerint is összeköthető a saját impulzusmomentum (S) és a mágneses momentum (μ) és kifejezhető a proton töltésével (q_p) és tömegével (m_p):

$$\mu = \frac{q_p v}{2\pi r} r^2 \pi = \frac{q_p v m_p r}{2m_p} = \frac{q_p}{2m_p} S = \gamma S \quad (12.1.)$$

A $\frac{q_p \hbar}{2m_p}$ mennyiséget, amely a mágneses momentum felírásánál alapvető szerepet játszik, mag magnetonnak nevezzük, értéke: $5.05084 \cdot 10^{-27}$ J/T. Az arányossági tényező (γ) az un. giromágneses arány.

A valós, kvantummechanikai effektusokat is figyelembe vevő arányossági tényezőt még korrigálni kell az un. Landé-faktorttal.

Felírva a fent meghatározott mágneses momentumra ható forgatónyomatékok ($\mathbf{M} = \mu \times \mathbf{B}$), amely kifejezhető másképpen, az impulzusmomentum (L) megváltozásával is, felhasználva a precessziós kúp szögét (Θ) és a körpályán az elfordulás szögét (φ) és az ehhez kapcsolódó szögsebességet (ω):

$$M = \frac{\Delta L}{\Delta t} = \frac{L \sin \Theta \Delta \varphi}{\Delta t} = L \sin \Theta \omega \quad (12.2.)$$

$$M = \mu \times B = |\mu B \sin \Theta| = \gamma L B \sin \Theta$$

A kétféle felírás azonosságából a keresett precessziós frekvencia, a Larmor-frekvencia:

$$\nu_L = \gamma \frac{B}{2\pi} \quad (12.3.)$$

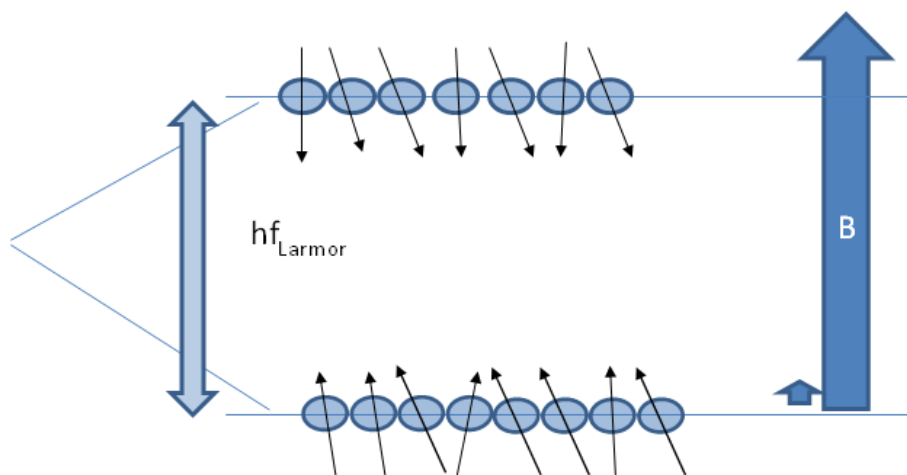
A protonteret külső mágneses térben (\mathbf{B}_0) kétállapotú rendszerként modellezhetjük, mert a külső térben a mágneses momentum miatt a kétféle lehetséges spin állapot energiája felhasad, a térrel megegyező momentum beállás energiája kisebb. Mivel a mágneses dipólmomentum energiája a \mathbf{B} térben:

$$E = -\mu \mathbf{B} \quad (12.4.)$$

A két állapot közötti energia különbség, a felhasadás tehát a külső mágneses indukcióval lesz arányos:

$$\Delta E = \gamma \hbar B \quad (12.5.)$$

A 12.5. összefüggésbe beírtuk a mágneses momentum 12.1. szerinti kifejezését, valamint a spin állapotok Plank-állandóval kifejezett értékét $\left(\pm \frac{1}{2} \hbar\right)$.



12.1. ábra. A külső (B) térben felhasadó szintek és a hőmérséklettől függő eredő mágneszettség, amely átlagos hőmérsékleti viszonyok közt milliomod része a B térnek.

Látható, hogy az átmenet energiája szintén a Larmor-frekvenciával fejezhető ki ($h\nu_L$). A proton Larmor-frekvenciája 1 T mágneses térben 42.567 MHz. Ez a más szempontból is lényeges adat, mivel a frekvencia a szkin-effektus miatt meghatározza a kutatási mélységet.

A mérés lehetséges hőmérsékletein a hőmozgásnak köszönhetően a két állapot közötti populáció különbség minimális, a relatív különbség, milliomod nagyságrendű. A hőmérsékletnek megfelelő egyensúlyi állapothoz való visszatérés a spin és a spinrendszer (spin-lattice) kölcsönhatásai miatt adott időállandóval (T_1 longitudinális relaxációs idő) áll be a spin-rendszer a mágneses tér által meghatározott irányú polarizált állapotba. Valamilyen energia befektetéssel létrehozott eltérő irányú polarizált állapot leépülése szintén egy időállandóval (T_2 transzverzális relaxációs idő) jellemezhető folyamat, melyben alapvető szerepe van a spin-spin kölcsönhatásoknak.

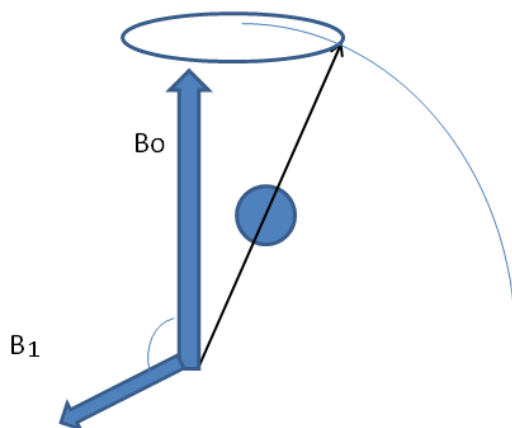
A vázolt folyamatok a Bloch-differenciálegyenletek írják le.

$$\frac{dM_x(t)}{dt} = \gamma(\mathbf{M}(t) \times \mathbf{B}(t))_x - \frac{M_x(t)}{T_2}, \quad (12.6a.)$$

$$\frac{dM_y(t)}{dt} = \gamma(\mathbf{M}(t) \times \mathbf{B}(t))_y - \frac{M_y(t)}{T_2}, \quad (12.6b)$$

$$\frac{dM_z(t)}{dt} = \gamma(\mathbf{M}(t) \times \mathbf{B}(t))_z - \frac{M_z(t) - M_0}{T_1}. \quad (12.6c)$$

Az NMR mérések alap gondolata, hogy valamilyen \mathbf{B}_0 térrel polarizált proton spinrendszer teljes mágneses momentumát \mathbf{B}_0 -ra merőleges Larmor-frekvenciájú rezonáns térrel (\mathbf{B}_1) fordítunk el adott szöggel. Ezt úgy is felfoghatjuk, mintha a merőleges tér körül is megindulna a precesszió és a szögelfordulás a rezonáns tér bekapcsolási idejétől függ.



12.2. ábra. Szinkronizált precesszió létrehozása polarizált spin rendszeren. Úgy foghatjuk fel, mintha a B_1 körül is precesszió folyna a bekapcsolás időtartamáig.

Kihasználva a mérések szimmetriáját, szokás az egyenletek Larmor-frekvenciával forgó

koordinátarendszerben tárgyalni (rotating frame), vagy az x-y síkon a vektorok vetületeit komplex értéként kezelni. Ez utóbbi összhangban van az induktív úton regisztrált jelek komplex kezelésével. Pl. a rezonáns jellel való 90 fokos szögelfordítás után az x-y síkban levő mágneses momentum komponens folyamatosan eltűnik az alábbi időfüggvény szerint:

$$M_{xy} = C(1 - e^{-t/T_1}) \quad (12.7)$$

Azaz, a gerjesztés idején folyamatosan – telítési görbe szerint – növekszik az x-y síkban mérhető komponens. Míg a gerjesztés megszűnésével exponenciálisan csökken a fázisban precesszáló protonok száma, de ekkor már T_2 relaxációs idővel:

$$M_{xy}(t) = De^{-t/T_2} \quad (12.8)$$

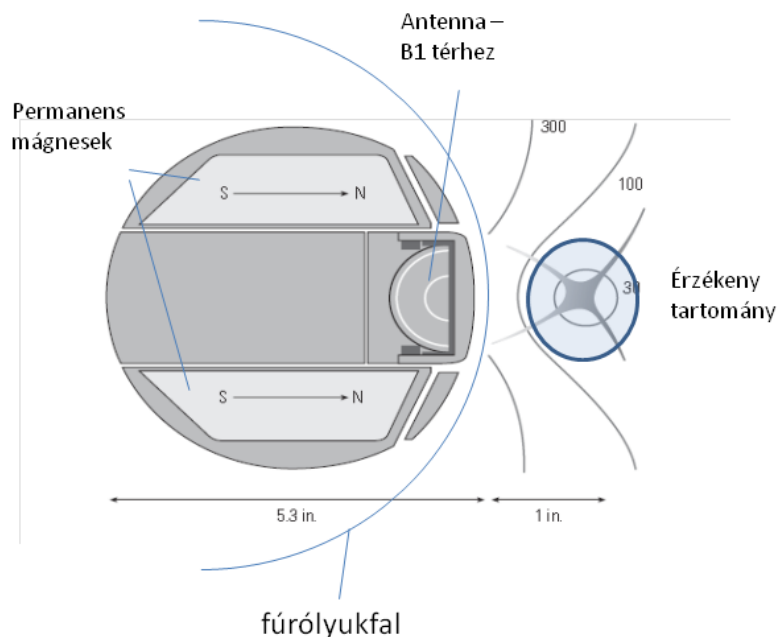
A mérés során az x-y síkban elhelyezett mérőleges tekercspár jeleinek idősorát rögzítve következtethetünk a lecsengés időállandójára, illetve összetett relaxációs folyamatok esetén a T_2 relaxációs idők eloszlására ($f(T_2)$ legyen a relaxációs idő eloszlás sűrűség függvénye). A közzétanti információk, elsősorban a pórusrendszer struktúrája tükröződik az eloszlás függvényben. A mérhető jel időbeli lefutása ezzel kifejezve:

$$V(t) = \sum_{i=1}^N f(T_{2i}) e^{-t/T_{2i}} \quad (12.9)$$

12.1. NMR mérőberendezések

A pórus struktúra feltárása, a fajlagos felületre vonatkozó információ és ezek alapján pl a permeabilitás pontosabb becslésének lehetősége adott lendületet az NMR szondák fejlesztéséhez. Az első kevésbé alkalmazható verzióknál a földi mágneses teret használták polarizáló térnek, majd erre merőlegesen bekapcsoltak egy átpolarizáló teret. Ennek hirtelen kikapcsolásával koherens precesszió mellett tért vissza a spinrendszer az eredeti polarizációhoz. A szonda legfőbb problémája fűrólyuk hatása, a nagyon erős fűróiszaptól származó jel volt, valamint a jel gyors lecsengése, diszperziója.

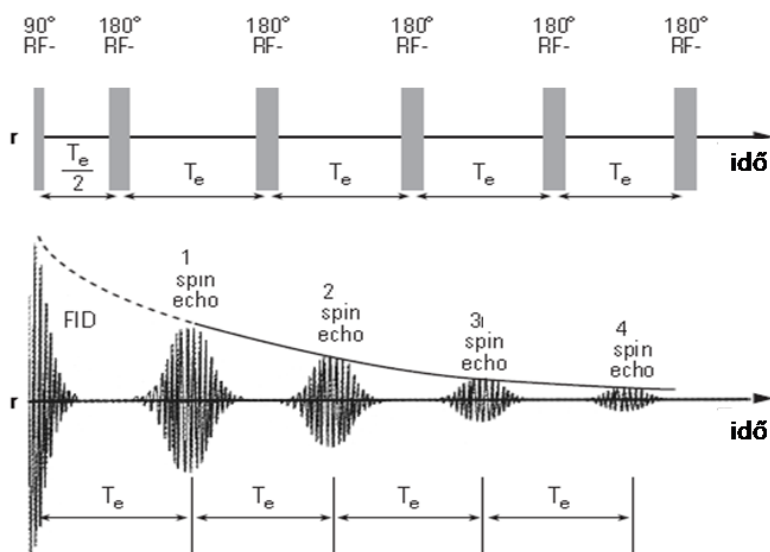
A mai hatékonyan alkalmazható szondageneráció kifejlesztését több ötlet tette lehetővé. A fúrólukhatását a szonda excentrikus elhelyezésével és a rezonáns tér kis térfogatra való fókuszálásával oldották meg, a földi tér helyett vízszintes polarizációjú permanens mágneset, alkalmaztak.



12.3. ábra. NMR berendezés elrendezése és a vizsgált közettérfogat. (Coates et al 1999)

A módszer időbeli felbontását lényeges javította az ún. spin-echo módszer. A korábbi NMR méréseknél a mágneses tér lokális inhomogenitásai a precessziót illetően Larmor-frekvencia fluktuációkhoz vezetett, mely a szinkronizáltan precesszáló spinrendszer szinkronjának gyors szétfolyásához vezet. Így nem volt eldönthető, hogy az amplitúdó csökkenés mögött tényleges relaxációs effektusok vagy a Larmor-frekvenciák fluktuációja áll. A szinkronizált csomag szétfolyását akadályozza meg a spin-echo módszer. Ennek lényege, hogy a kezdeti szinkronizált precesszió létrehozása után (90 fokos rezonáns gerjesztés), adott idővel ($T_e/2$) egy teljes spinrendszer átfordítást végeznek a rezonáns térrel és kétszer olyan hosszú gerjesztési idővel (180 fokos rezonáns gerjesztés). Így a precesszió iránya megfordul az előre siető protonok hátrébb kerülnek, mintha különböző sebességű futókat hirtelen visszafordítanánk a rajt felé. Így T_e idő elteltével a fázis szerint rendbe hozott jelet mérhetjük. Az így mért jel csökkenése már csak a közzefizikai okokra visszavezethető relaxációs folyamatoktól függ. (12.4. ábra)

spinrendszerforгатások



12.4. ábra. Spinecho mérések alapstratégiája (Ellis 2007)

A T_2 relaxációs mechanizmusok 3 kategóriába sorolhatók:

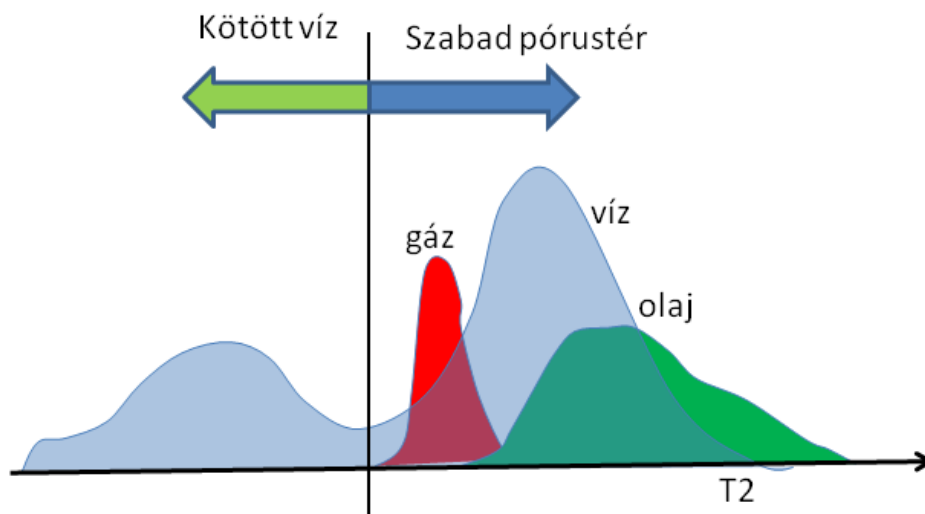
- Az ún. **térfogati (bulk) relaxáció** folyamat, amely a végtelen kiterjedésű folyadékban a szomszéd spin-spin kölcsönhatásra bekövetkező relaxáció.
- **Felületi relaxáció** a kőzetalkotó ásványok felületén, többnyire paramágneses elemekkel való kölcsönhatás eredményeképpen előálló relaxáció.
- **Diffúzió** hatására bekövetkező relaxáció, mely különösen akkor lényeges, ha a polarizáló mágneses tér változik.

A különböző relaxációs folyamatok egymástól függetlenül és érvényesítik hatásukat így az eredő relációs idő:

$$\frac{1}{T_2} = \frac{1}{T_{2_b}} + \frac{1}{T_{2_s}} + \frac{1}{T_{2_d}} \quad (12.10.)$$

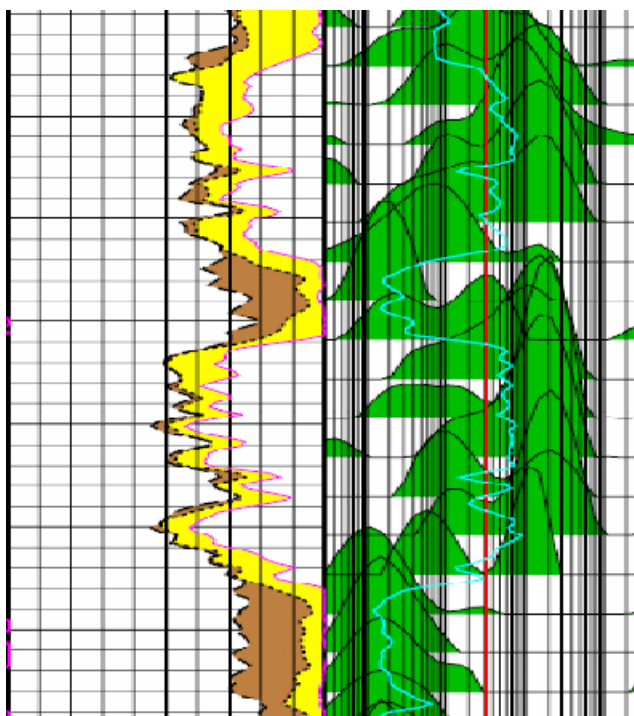
Porózus kőzetekben a relaxációs mechanizmusok függenek a protont tartalmazó folyadék vagy gázfázis viszkozitásától, kapilláris tulajdonságaitól. Az olajcseppek általában a pórustér közepén helyezkedik el, így a meghatározó relaxációs folyamat a térfogati relaxáció, mely viszkozitás függő így az olajfázis T_2 eloszlás görbéje viszonylag lokalizált. A víz esetében is szerepet kap a térfogati relaxáció, de általában legfontosabb a felületi relaxáció. Mivel általában a víz nedvesít, így a T_2 eloszlás görbéje tükrözi a pórus struktúrát. A gáztartalom esetén a gázmolekulák nagy mobilitása miatt a diffúziós tag meghatározó.

A különböző fluidum komponensek T_2 eloszlás görbéi szuperponálódnak.



12.5. ábra. Tipikus T_2 eloszlás görbe különböző fluidumokra, vízre nedvesedő kőzet esetén. A szabadvíz és kötött víz elkülönítése mátrixtól függő küszöbérték alapján történik.

A T_2 görbék előállításához a T_2 időintervallumot diszkrét szakaszokra osztják, amelyek megfeleltethetők különböző méretű pórusrészeknek, kötött víznek, kapillárisban levő víznek és szabad víznek, ahol a precesszió legtovább folytatódhat. Homokkő esetén a szabadvíz-kötött víz határvonal 30 ms-nál húzható meg.



12.6. ábra. NMR eredmények: T_2 eloszlásfüggvények a mélység függvényében. Jól láthatóak a jelentős kötöttvíz tartalommal jellemezhető agyagos zónák és közöttük a nagy szabadvíztartalmú tároló zóna.

A módszer egyik gyenge pontja, hogy a határértékek erősen litológia függőek. Pl. mészkő esetén a szabadvíz és kötött víz régiót elválasztó kritikus érték 100 ms körül van, köszönhetően a mészkő kisebb paramágneses komponens koncentrációjának. Az illesztendő görbe alakja, melyből a T_2 eloszlás származik:

$$y(t) = \sum_{i=1}^N \phi_i e^{-\frac{t}{T_{2i}}} \quad (12.11.)$$

A T_2 eloszlásgörbék és a magokon higanyos telítéssel mért póruszorok eloszlás görbéi általában nagy hasonlóságot mutatnak. Adott mátrix esetén elkülönített kötött víz (BVI) és szabad pórusvíz frakció (FFI) aránya viszonylag pontos permeabilitás becslést tesz lehetővé (Coates 2007):

$$k = a\phi^4 \left(\frac{FFI}{BVI} \right)^2 \quad (12.12.)$$

További fejlesztésekkel és a mérési stratégia megválasztásával a lehetővé válik a szénhidrogén is víz elkülönítése. Részben térben változó mágneses tér alkalmazásával, részben az echo idők, illetve a gerjesztési idők (T_1) variálásán alapuló méréssel lehetséges a fluidum komponensek elválasztása.

13. fejezet - Akusztikus módszerek

Rugalmas hullámok terjedésén alapuló módszerek a mélyfűrési geofizikában is használatosak. A hullámok terjedési sebessége, amplitúdó csökkenése szoros kapcsolatban van a vizsgált közeg rugalmas tulajdonságaival, melyek megfelelő közetfizikai modellekkel összeköthetők a közet tulajdonságaival, összetételével. Az akusztikus módszerek eredményei fontos szerepet töltenek be a szeizmikus modellalkotásban, inverzióban, a szeizmikus és mélyfűrési információk összekötésében.

A szeizmikus hullámok terjedési sebessége a kőzetekben néhány km/s. Ahhoz, hogy a mélyfűrési geofizikában szükséges mélységfelbontást elérjük, a szeizmika frekvencia tartományánál lényegesen nagyobb, 20-25 kHz frekvencia szükséges.

A fúrásban is alkalmazható mérési geometriák mellett, a fenti frekvenciával gerjesztett rugalmas hullámok fajlagos terjedési idejét tudjuk rögzíteni. Ebből, homogén tér feltételezése mellett effektív (látszólagos) sebességet és rugalmas állandókat (nyírási modulusz, inkompresszibilitási modulusz stb.) származtathatunk.

A módszer alapjául szolgáló rugalmas hullámok terjedésének elmélete a Hooke-közelítésen alapul, azaz feltételezzük, hogy a kőzetek deformációinak tartományában a közet tökéletesen rugalmasan viselkedik. Ez azt jelenti, hogy a deformáció (ϵ) és feszültség (σ) tenzorok között lineáris összefüggés áll fenn, amely homogén izotróp közegben két állandóval fejezhető ki (Landau Lifsic 1974):

$$\sigma_{ik} = K\epsilon_m\delta_{ik} + 2\mu\left(\epsilon_{ik} - \frac{1}{3}\delta_{ik}\epsilon_{mm}\right) \quad (13.1)$$

A deformáció a rugalmas közeg elmozdulás vektorával (\mathbf{u}), annak differenciális változásaival fejezhető ki:

$$\epsilon_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right) \quad (13.2)$$

A közeg térfogatelemére felületi (feszültség tenzorból származtatható) rugalmas erők és térfogati erők (\mathbf{F} pl. gravitáció) hathatnak, melyek a térfogat egyensúlyánál kielégítik az alábbi összefüggést:

$$\frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} + F_i = 0 \quad (13.3)$$

(Megjegyezzük, hogy a nyomás jellegű feszültség tenzonnal felületi integrál formájában összegezhető a differenciális térfogatra ható teljes felületen át ható erőrendszer, mely a Gauss-tétellel térfogati integrállá alakítható, innen ered 13.3.-ban a divergencia tag)

Ha rugalmas erő hatására elmozdulás és deformáció jön létre, a gyorsulására felírhatjuk a Newton-törvényt:

$$\frac{\partial \sigma_{ik}}{\partial x_k} = \rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} \quad (13.4)$$

Különböző irányú elmozdulások esetén (longitudinális és transzverzális) az alábbi hullámegyenleteket kapjuk pl. x irányba haladó hullámok esetére.

P-hullámra:

$$[\lambda + 2\mu] \frac{\partial^2 u_x}{\partial x^2} = \rho \frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2} \quad (13.5a)$$

és y irányba polarizált transzverzális hullámra:

$$\mu \frac{\partial^2 u_y}{\partial x^2} = \rho \frac{\partial^2 u_y}{\partial t^2} \quad (13.5b.)$$

A fenti két alapvető modus az ún. térhullám (body wave). Felületeknél a határfeltételek alapján további ún. felületi hullám modusok jöhetnek létre, melyek amplitúdója a felülettől távolodva csökken. A hullámok terjedési sebessége a hullámegyenletről kifejezhető a rugalmas állandókkal, homogén izotróp közegben:

$$v_p = \sqrt{\frac{K + \frac{4}{3}\mu}{\rho}} = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}}, \quad (13.6a)$$

$$v_s = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}} \quad (13.6b.)$$

Néhány kőzetalkotó anyag jellemző terjedési sebessége:

Kőzet / kőzetösszetevő	V _p [m/s]	V _s [m/s]
Homokkövek	2000-3500	800-1800
Mészkövek	3500-6000	2000-3300
Dolomit	3500-6500	1900-3600
Bazalt	5000-6000	2800-3400
Gránit	4500-6000	2500-3300
Víz	1450-1500	-
Olaj	1200-1250	-

13.1. táblázat Kőzetösszetevők szeizmikus sebességei (p és s-hullámra)

Inhomogén esetben megfelelő határfeltételek érvényesítendők: az elmozdulások a határon megegyeznek, illetve a normális nyomás is folytonos. Hengerszimmetrikus esetben a Helmholtz-egyenlet már korábban ismertett megoldási formáját használhatjuk:

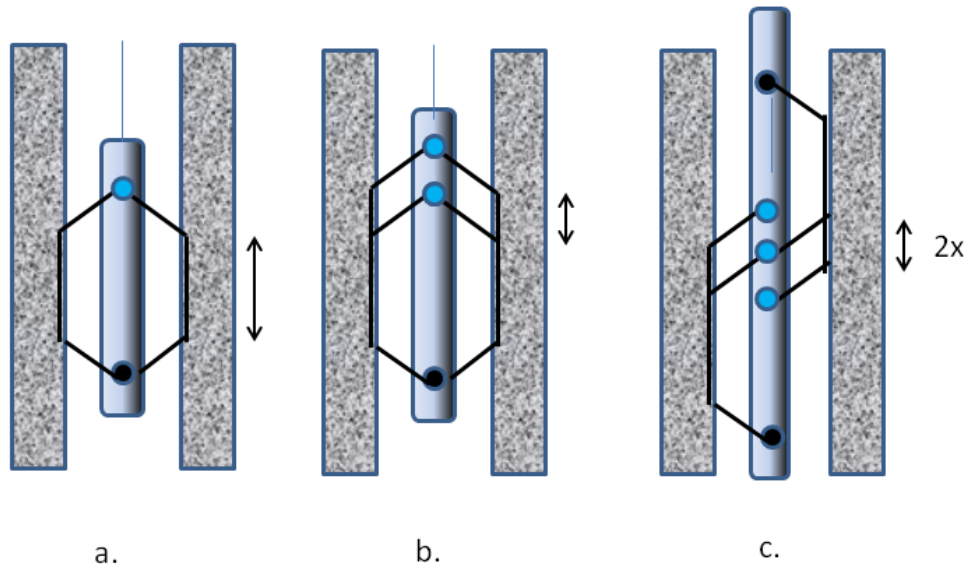
$$u_i(r, z, t) = \int_0^{\infty} \left(A(m)K_0(r\sqrt{k^2 - m^2}) + B(m)I_0(r\sqrt{k^2 - m^2}) \right) \exp(i(kz - \omega t)) dm \quad (13.7)$$

A szelvényezési probléma tárgyalása a jellemző sugárutak vizsgálatával egyszerűbben is lehetséges. Az akusztikus forrás (magnetostrikiós) a centralizált szonda testen helyezkedik el és periodikusan energiát közöl a fűróiszappal, amelyben nyomáshullámként továbbterjed a vizsgálandó kőzettestig. A direkt-feladatmegoldás szempontjából a forrás pontszerű monopólusként modellezhető. A szelvényezés szempontjából lényeges hullám modus, a fűrólyuk falán refraktálódó p-hullám. A refrakció feltétele mindig teljesül, hiszen a kőzet sebessége mindig nagyobb, mint a fűróiszapban terjedő hullámé. A refrakciós hullám viselkedése, hullámhossza megszabja az akusztikus kutató módszer kutatási mélységét, amely jellemzően 15-20 cm.

A szondatest speciális kiképzése akadályozza meg a szondában történő hullámterjedést.

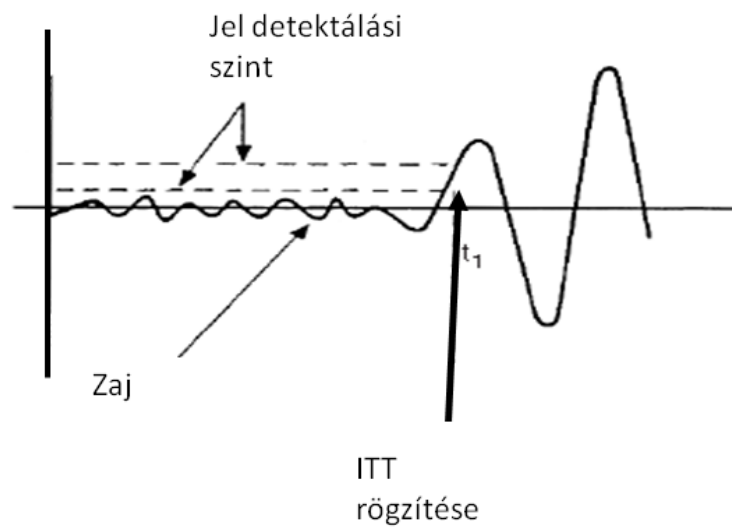
A sugárutak természetesen hengerszimmetrikus hullámfrontok alapján jelölhető ki. A szondatervezés alapvető szempontja, hogy a refraktált p-hullám beérkezése legyen az első beérkezés, megelőzve a fűróiszapban terjedő direkthullámot. A refraktált hullám menetidőgörbéje a lyukátmérővel (d) a szondaátmérővel (d_s) és szondahosszal (L) kifejezve és a megfelelő sebességekkel (kőzetsebesség (v) és iszapsebesség (v_m)) :

$$t = \frac{L}{v} + (d - d_s) \sqrt{\frac{1}{v_m^2} - \frac{1}{v^2}} \quad (13.8)$$



13.1. ábra. A hagyományos akusztikus szondák főbb típusai.

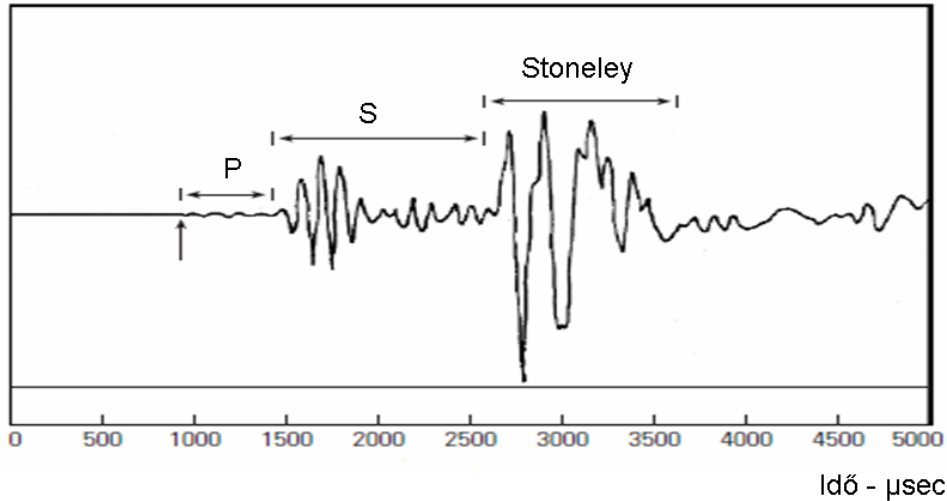
Az első szondatípuson egy adó és vevő helyezkedett el (13.1. ábra a.). A p-hullám beérkezését a vevőnél az amplitúdó detektálási szintátlépése jelzi.



13.2. ábra. Első beérkezés detektálása, amely alapján az *un. fajlagos terjedési időt* (ITT, slowness) rögzíti a szonda.

A hullám módusok, hullámcsomagok sebesség szerint elkülönülve érkeznek:

- refraktált p-hullám,
- refraktált s-hullám (ha az s-hullám sebességére is fennállnak a refrakció feltételei, azaz $v_s > v_{iszap}$)
- Stoneley-hullám, (csőhullámként terjedő kevésbé diszperzív felületi hullám módus)

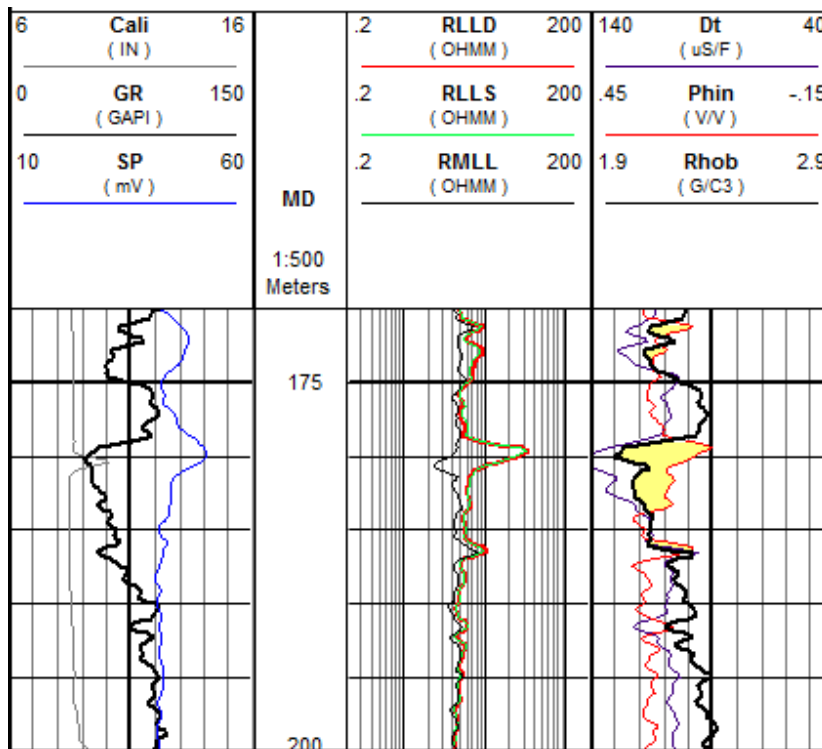


13.3. ábra. Az egyes hullám modusok beérkezései. Az ábra tükrözi a jellemző amplitúdó arányokat

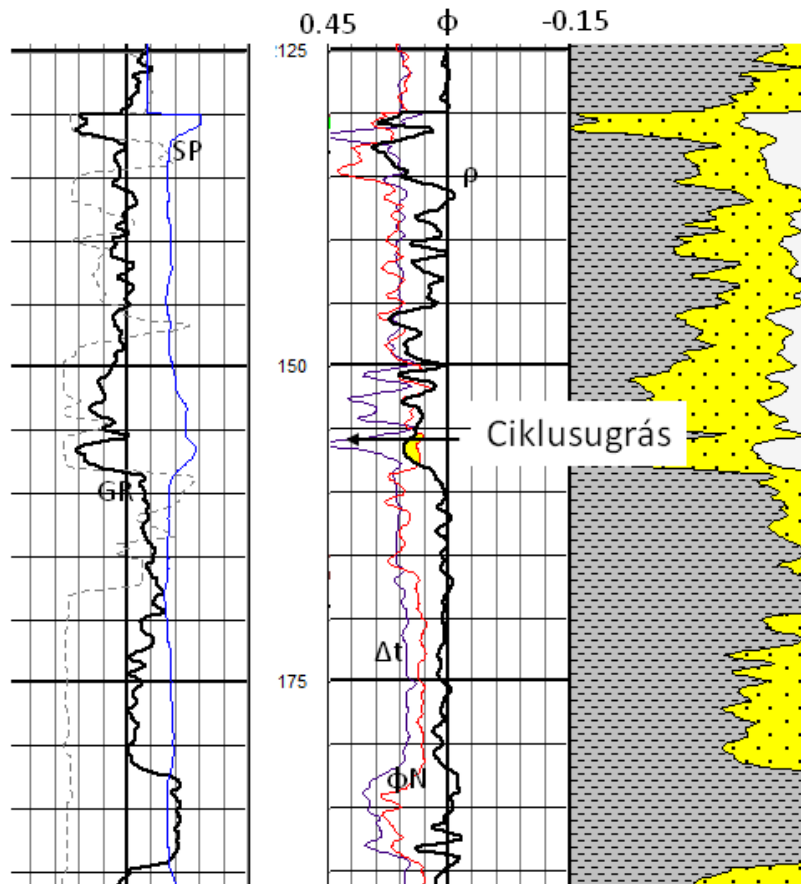
További modusok is létrejöhetnek, pl. a szintén felületi hullám, az erősen diszperzív pszeud-Rayleigh, melynél a közeg részecskék ellipszis pályán mozognak. A falhoz érkező p-hullám s-hullámot is generálhat, abban a szögtartományban, ahol az s-hullámra vonatkozó refrakció feltétel még nem áll fenn, ez energia veszteséggént jelentkezik a p-refrakciós hullámcsomagnál.

A p-hullám amplitúdója jóval kisebb, mint az utána érkező nyíró és felületi hullám amplitúdó. Az automatikus detektálás jelentős amplitúdó csillapodás miatt (pl. gáztartalmú tárolók) elvétheti az első beérkezést és ilyenkor s-hullámot detektálja elsőnek. Ez az akusztikus szelvényen hirtelen megnövekedett terjedési időként jelentkezik (ciklusugrás). A zaj megnövekedése viszont korai detektálást a futásidőnél kisebb (általában impulzusszerű) hamis eredményre vezet.

A méréseknél a p-hullám futási idejéből számolt fajlagos terjedési időt (Δt , slowness) adják meg szelvényszerűen. Az olajipari gyakorlatban gyakran $\mu\text{s}/\text{ft}$ egységben.



13.4. ábra. Akusztikus mérés megjelenítése (Δt – 3. sáv)



13.5. ábra. Ciklusugások az akusztikus szelvényen

A szondafejlesztések további iránya, az altípusnál nem kontrollált fúrólukban befutott útvonal kiiktatása volt, további vevő elhelyezésével. A két vevőnél rögzített beérkezések időkülönbségei, már csak a közet sebességtől függenek (13.1. ábra b.). Ezzel a megoldással lecsökkentették a vizsgált közetszakasz hosszát és így javulhatott a módszer vertikális felbontása, hiszen ezt ekkor a két vevő távolsága határozza meg. További adó beiktatásával elérhető, hogy ugyanannak a közetszakasznak a terjedési idejét különböző (alsó és felső adó segítségével is) megméri (BHC – lyukkompenzált akusztikus mérés). A két idő átlagolásával pl. kiiktatható a sonda ferdeségével összefüggő menetidő torzulás.

A homogén rugalmas közeget két rugalmas állandóval tudjuk jellemezni. Ezek meghatározásához az s-hullám sebessége (terjedési ideje) is szükséges. A két sebesség mérése egy teljesebb köztetfizikai leírást tesz lehetővé, hozzájárulhat a litológia azonosításához, a pórfluidum elsősorban a gáz hatásának jobb modellezéséhez vagy a repedezettség és más típusú közetmechanikai változások kimutatásához. Példaként ez utóbbi kimutatásánál alapvető szerepet játszó Poisson-arány kifejezve a sebességekkel:

$$\nu = \frac{1 \left(\frac{v_p}{v_s} \right)^2 - 2}{2 \left(\frac{v_p}{v_s} \right)^2 - 1} \quad (13.9.)$$

A p és s hullám biztonságos elkülönítése a szondahossz növelését igényli valamint teljes hullámkép rögzítését, megfelelő mintavételezéssel. A szondatervezésnél felhasználható az alábbi egyenlőtlenség:

$$v_p > \sqrt{2}v_s \quad (13.10.)$$

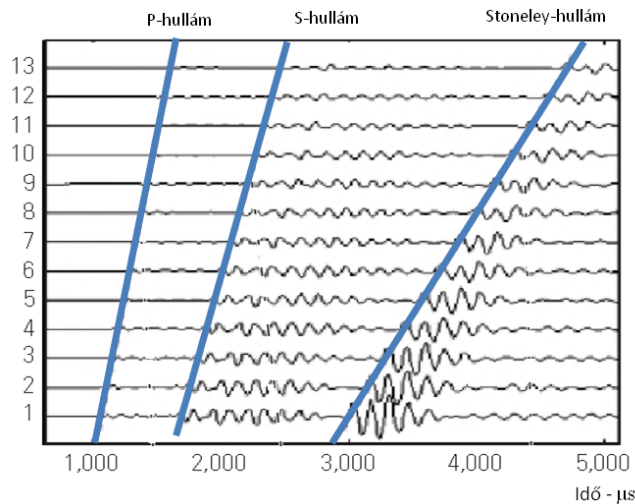
A p-hullám beérkezését rögzítő eszközök hossza 1-1.5 m, az s-hullám rögzítésére is alkalmas szonda hossza 3-4 m (Long Spacing Acoustic Sonde). Ennél a p-hullámcsomag hosszát meghaladó lesz az s-hullám késése. A nagyobb szondahossz több megoldandó problémát is felvet, egyrészt az adó energiát jelentősen meg kell növelni. Másrészt a megnövelt adó-vevő táv esetén jöhet refrakciós beérkezés mélyebbről is, a formációkon belül esetlegesen kialakuló megváltozott zóna határáról is. A megváltozott zónát a fűrészi művelet, elárasztás stb. hozhatja létre. Ezt a hatást újabb adók beiktatásával lehet ellenőrizni, a rövidebb és hosszabb szondák beérkezési idejének összevetésével.

A mélységpontként felvett teljes hullámkép, jelentősen növeli az adatmennyiséget. A hullámkép analízise a modulusok beérkezési időinek meghatározása az amplitúdó arányok alapján lehetséges.

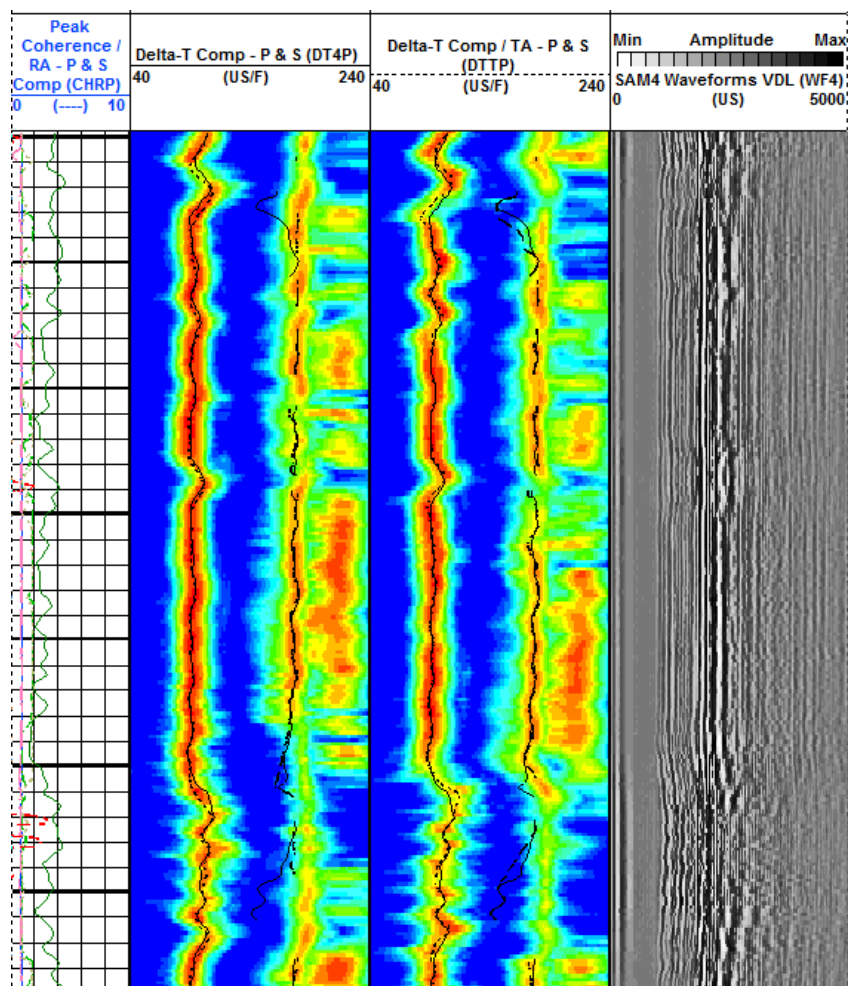
Több egymás felett elhelyezett vevővel (Array sonic), a hullámkép feldolgozásának hatékonysága javítható. Korrelációs technikával vagy más hasonlósági kritérium alkalmazásával, pontosabban megadható az egyes modulusok időbeli eltolódása a vevő soron mért hullámkép sorozaton, vizsgálható továbbá az adott modulusok esetleges diszperziója is. Hasonlósági kritériumként futó ablakra felírt keresztkovariancia függvény az i-edik és k-adik csatorna T_0 időpontnál kezdődő T_w ablakhosszra (13.6. ábra):

$$C_{ik}(\tau, T_0) = \frac{1}{T_w} \int_{T_0}^{T_0+T_w} J_i(t) J_k(t + \tau) dt \quad (13.11.)$$

A τ időtolást a keresztkovariancia maximuma alapján jelölhetjük ki, melyből számítható a két vevő közötti, a modulusra vonatkozó sebesség.



13.6. ábra. A hullám modulusok elkülönítése több vevős (Array sonic) szonda eredményei alapján

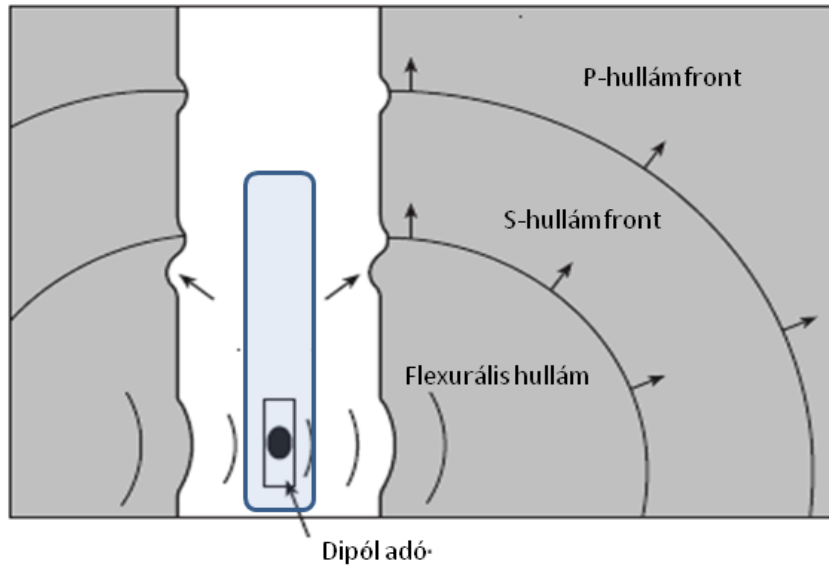


13.7. ábra. Teljes hullámkép szelvény és a p és s hullám futási idejének meghatározására. Látható a Stonele-hullámok megjelenése is.

Kisebb sebességű, nem kompaktált vagy repedezett kőzeteknél az s -hullámra vonatkozóan nem mindig áll fenn a refrakciós hullám kialakulásának feltétele:

$$v_s > v_{p, \text{iszap}} \quad (13.12.)$$

Ilyenkor a refrakciós módszerrel az s -hullám sebessége nem határozható meg. A dipól jellegű horizontálisan elhelyezett adó segítségével, minden esetben gerjeszthető a kőzetben transzverzális módus.



13.8. ábra. Flexurális hullám kialakulása

A gerjesztett un. flexurális hullám a dipól-gerjesztéssel létrehozott aszimmetrikus, transzverzális lyukfal-deformációként futó felületi hullám. Sebessége kis frekvenciákon közelítőleg az s-hulláméval egyezik meg, de erősen diszperzív. Lehetőséget ad az s-hullám terjedésének becslésére.

Több irányban elhelyezett dipól adóval a közeg akusztikus anizotrópiája is feltárható. Az anizotrópia lehet a rétegek belső tulajdonsága (általában a kompaktióból eredően, de kialakulhat repedésrendszer miatt is. A repedés irányában rezgő transzverzális hullám lassabban terjed, mint a repedésrendszerre merőlegesen polarizált.

Végül megemlíjtük, hogy a reflexió is felhasználható az akusztikus szelvényezésnél, főként a fűrólyukfal leképezésénél alkalmazzák (BHTV Borehole Televiewer, UBI Ultrasonic Borehole Imager, CBIL Circumferential Borehole Image Log)

13.1. Az akusztikus módszer alkalmazásai

A hagyományos értelmezésben az akusztikus módszerrel meghatározott Δt fajlagos terjedési időket, porozitás meghatározásra használják. Ehhez közetfizikai modell szükséges. A hagyományos értelmezésnél a tapasztalati úton – magmérések alapján – bevezetett Wyllie-formulát használják, amely a komponensek térfogat szerinti átlagos futásidőjével adja meg a kőzetre vonatkozó ekvivalens értéket:

$$\Delta t = \sum_{i=1}^N V_i \Delta t_i \quad (13.13.)$$

Mivel a fajlagos futási idők esetében a pórus fluidum és a mátrixalkotók között jelentős az eltérés, ebből adódik a módszer porozitás érzékenysége. Bevezethető a látszólagos akusztikus porozitás:

$$\phi_A = \frac{\Delta t - \Delta t_{ma}}{\Delta t_f - \Delta t_{ma}} \quad (13.14.)$$

Az agyagok – kompaktiótól függően – köztes értéket vesznek fel a mátrix és a pórusfolyadék között. Hatását a tárolók akusztikus porozitásánál ugyancsak az átlagidő modell alapján korrigálják:

$$\phi_{AC} = \phi_A - Vsh\phi_{Ash} \quad (13.15.)$$

A kevésbé konszolidált formációk esetén a formulánál korrekciós faktort alkalmaznak (B_C).

$$\phi_a = \frac{\Delta t - \Delta t_{ma}}{\Delta t_f - \Delta t_{ma}} \cdot \frac{1}{B_c} \quad (13.16.)$$

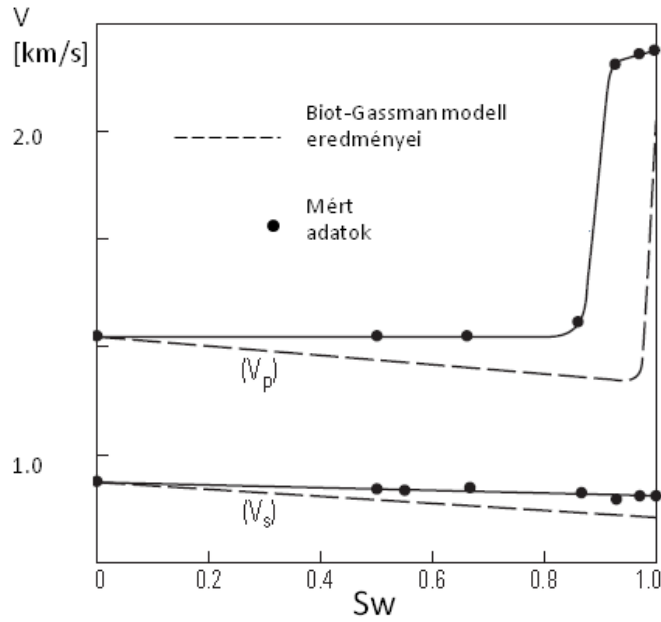
A kompaktációs faktor becslésére egy közeli agyagréteg fajlagos terjedési idejének század részét szokták alkalmazni. Ugyancsak tapasztalati úton származtatott ún. Raymer-Hunt modell.

$$\frac{1}{\Delta t} = \frac{\phi}{\Delta t_f} + \frac{(1-\phi)^2}{\Delta t_{ma}} \quad (13.17.)$$

Megjegyezzük, hogy az akusztikus hullámtér irányított jellege miatt, szemben a nukleáris módszereknél alkalmazott terekkel, a módszer nem érzékeny pl. a fűrőlyuk tengelyével közel párhuzamos hosszanti repedésrendszerre. Így az akusztikus porozitást az értelmezők gyakran úgy tekintik, amely nem érzékeny a kőzet repedésporozitására. Ez természetesen csak megszorításokkal igaz. A fenti feltételezés alapján határoznak meg ún. másodlagos porozitás indexet:

$$SPI = \frac{\phi_{ND} - \phi_A}{\phi_{ND}} \quad (13.18.)$$

A fenti empirikus modellek nem adnak számot pl. a pórusterben található gáz hatásáról, amely kompresszibilitása miatt nagymértékben hat a p-hullám terjedésére és csillapodására (13.9. ábra), de az agyag hatásának kezelése is nehéz feladat, különösen a különböző effektusokra kidolgozott modellek egyesítése. A modellek kezelnie kell továbbá a terjedési sebesség nyomásfüggését (elsősorban az ún. differenciális nyomástól való függését). Az egységes és gyakorlatban jól alkalmazható kevésparaméteres akusztikus kőzefizikai modell megalkotása a kőzefizika legnehezebb problémái közé tartozik. A fluidum nyomásfüggő hatásának leírására szolgál a Gassman-modell, melyben elkülönítve kezelik az egymással kölcsönhatásban álló üres kőzetvázat és pórufolyadékot. Sztatikus, egyensúlyi helyzetre összefüggés kapható a kőzet effektív inkompresszibilitási tényezőjére.



13.9. ábra. Gáz szaturáció hatása a p és s-hullám sebességére (Timur, 1987)

A Gassman-moddellel kapott effektív inkompresszibilitási modulusszal felírhatóak a hullámsebességek:

$$v_p = \left(\frac{1}{\rho} \left(K_s - \frac{4}{3} \mu_s + \frac{\left(1 - \frac{K_s}{K_m}\right)^2}{\frac{1-\phi}{K_m} - \frac{K_s}{K_m^2} + \frac{\phi}{K_f}} \right) \right)^{0.5} \quad (13.19.)$$

$$v_s = \sqrt{\frac{\mu_s}{\rho}} \quad (13.20.)$$

A Gassman-modell megalkotásánál feltételezték a nyírási modulusz kitöltő folyadék szaturációtól való függetlenségét. A modell kis frekvenciákon jól írja le a gáz hatását.

A Gassmann-modell alkalmazhatósága főként a kőzetvázra vonatkozó moduluszok meghatározásán múlik, melyeket vissza kell vezetni a kőzetmátrix anyagának moduluszára és valamilyen vázszerkezettől függő összefüggésre. (Biot koefficiens, Krief-modell).

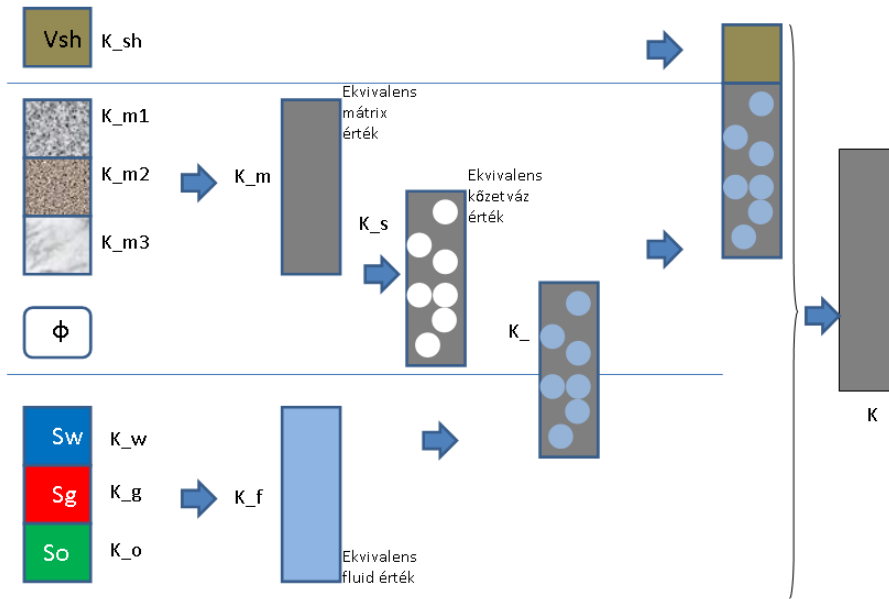
$$K_s = K_m(1 - \beta\phi) \quad (13.21a.)$$

$$\mu_s = \mu_m(1 - \beta'\phi) \quad (13.21b.)$$

Összetett tároló kőzetek estén az akusztikus modell felépítése több lépésben történik, amelyet csak vázlatosan tekintünk át.

A folyadék keverék moduluszának meghatározásakor a Voigt-átlagot alkalmazó Brie modellt használják, míg keverék mátrix effektív értékének meghatározására az önkonzisztens modellt alkalmazzák legtöbbször, de itt is előfordul az átlagolás. Az agyag hatását leginkább a Backus-átlag segítségével építik be a modellbe. A

frekvenciafüggő modell megalkotása Biot nevéhez fűződik. Csatolta a hullámegyenlethez a kőzetváz és a pórufolyadék relatív elmozdulását leíró tagot, melyet a folyadékmozgást leíró Darcy-egyenletből származtatható.



13.10. ábra. Akusztikus modell felépítésének főbb lépései. Látható, hogy általában külön fázisban homogenizálják a mátrix és a folyadék rugalmas jellemzőit, majd Gassman-modell szerint származtatják a kőzetváz és a szaturált kőzetre vonatkozó jellemzőket. Az agyag hatásának „beépítése” agyagtípustól függ.

Az akusztikus adatok egy fontos alkalmazási területe a szeizmikus módszerhez kapcsolódik. Az akusztikus adatokból számított integrált futásidő adatok felhasználhatók a mélység-idő transzformációnál, az akusztikus és sűrűség-szelvényből számított akusztikus impedancia szelvény $Z(h)$ pedig a reflexivitások $R(h)$ és a szeizmikus impedancia modellalkotásnál, mely kiinduló pontja a szeizmikus inverzióknak.

$$Z(h) = v(h) \cdot \rho(h), \tag{13.22}$$

$$R(h) = \frac{Z(h + dh) - Z(h)}{Z(h + dh) + Z(h)}. \tag{13.23}$$

14. fejezet - Képkotó mérések

A képkotó eljárások célja a fúrás falának részletes leképezésével, a fúrás által harántol kőzet finomszerkezetének, rétegzettségének, esetleges repedéshálózatának feltárása. A rétegzettség feltárásával a rétegek dőlése is meghatározható. A dőlés trendek sztratigráfiai és szerkezeti információkat tartalmaznak.

Feltárható továbbá a fúrás következtében létrejött lyukfaldeformációk, törések, amelyek kőzetmechanikai becslések alapjául szolgálnak, illetve lehetővé teszik a tektonikus eredetű feszültségtér rekonstrukcióját

A leképezést valamilyen kőzetfizikai tulajdonság megfelelően finom vertikális felbontású mérésével hajtják végre, ehhez értelemszerűen kis radiális kutatási mélység tartozik. A vertikális mintavételi távolság néhány mm, az azimutális (adott mélységpontban a lyukfal szögszerinti leképezésénél) 1 fok nagyságrendű.

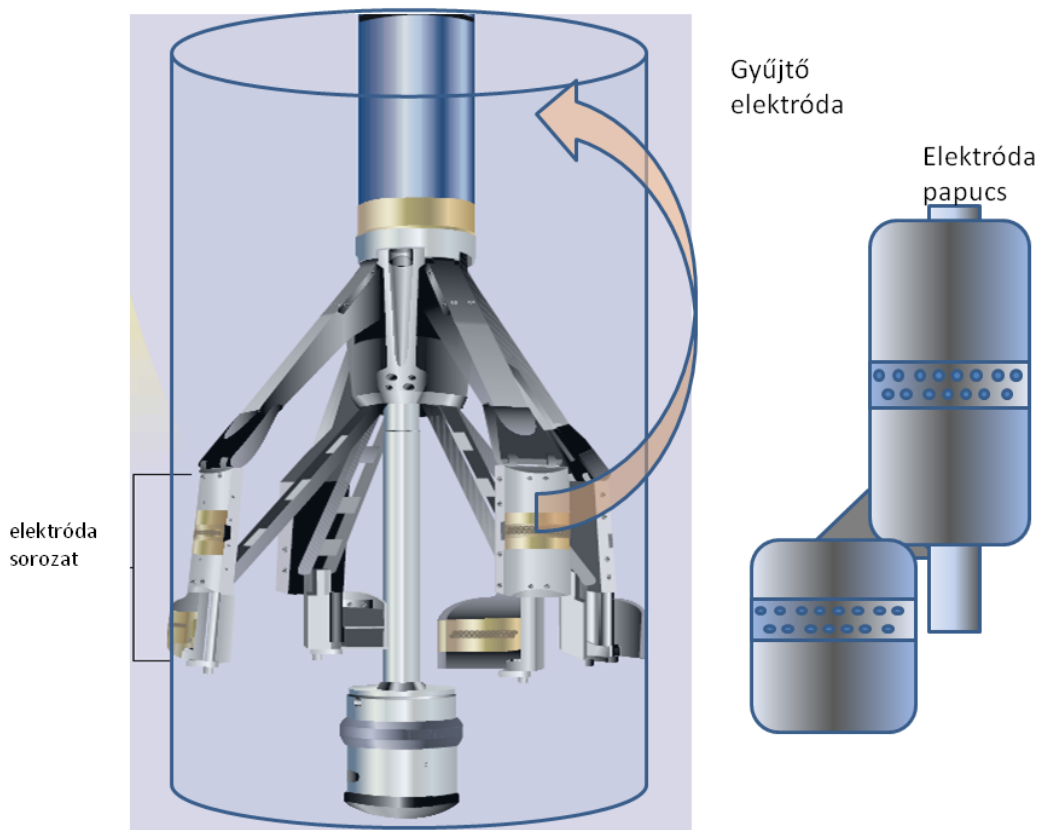
A gyakorlatban speciális forrás és vevő rendszerrel kialakított akusztikus szonda és sok elektródás falhoz szorított egyenáramú elektromos szonda alkalmazásával érhető el a kellő felbontású leképezés.

Az eredményként megjelenő adatrendszert, mint képet dolgozzák fel, általában a mért kőzetfizikai paraméter dinamikatartományához igazított színkódot rendelve az egyes pixelekhez.

Édesvízzel töltött sekély fúrásokban az optikai leképező módszer is használható a lyukfal vizsgálatára.

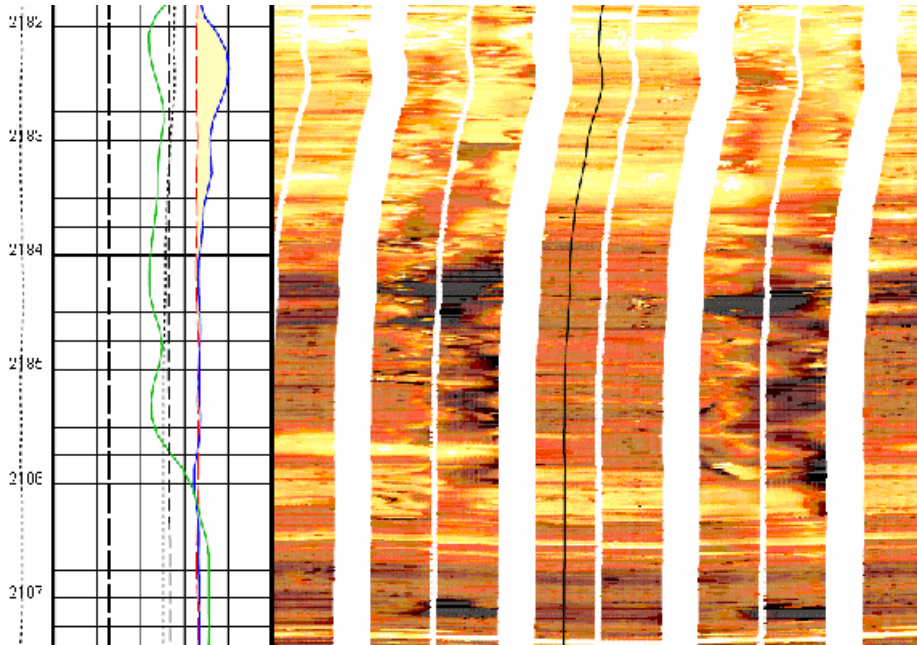
14.1. Egyenáramú képkotó szelvényezés

Az egyenáramú képkotó szonda (FMI: Fullbore Micro Imager), sokelektrodás leképező eszköz. A mikroszondákhoz hasonlóan a gomelektrodák fúrásfalhoz szorított szigetelő papucsban helyezkednek el. Az elektródarendszert adott feszültségen tartva, az elektródák árama (és értelemszerűen a gomelektrodnál mérhető átmeneti ellenállás) a lyukfal lokális fajlagos ellenállás viszonyait tükrözik.



14.1. ábra FMI szonda felépítése (Schlumberger)

A gombelektródák árama egy felül elhelyezett gyűjtőelektródba érkeznek be. Az összáram segítségével egy sekély kutatási mélységű egyenáramú eszközt is megvalósítanak, amely már nem irányfüggő eredményt szolgáltat. A szondát úgy fejlesztették ki, hogy különböző szögterományban legyen képes a lyukfalat leképezni (kinyitható elektróda papucs). Az olajipari fúrásokban a maximális azimutális lefedettség kb. 80 %.



14.2. FMI szelvény. Jól látható a finom rétegzettség a hosszanti breakout zóna. A tájoláson nyomonkövethető a szonda forgása. Láthatók a nem mért tartományok is.

A mérési eredmények feldolgozása, meglehetősen összetett. Megfelelően tájolni kell a szonda helyzetét. A referencia pont egy elektródohoz köthető. Figyelembe kell venni a szonda elfordulását és tengelyének ferdeségét. Az adatsorban korrigálni kell az elektródák eltérő pozícióit és a mérés során adódó gyorsulások hatását, amely torzítaná a függőleges távolságokat. A szonda folyamatosan rögzíti a hidraulikus karok kinyílását, az adott irányú lyukbőszéget.

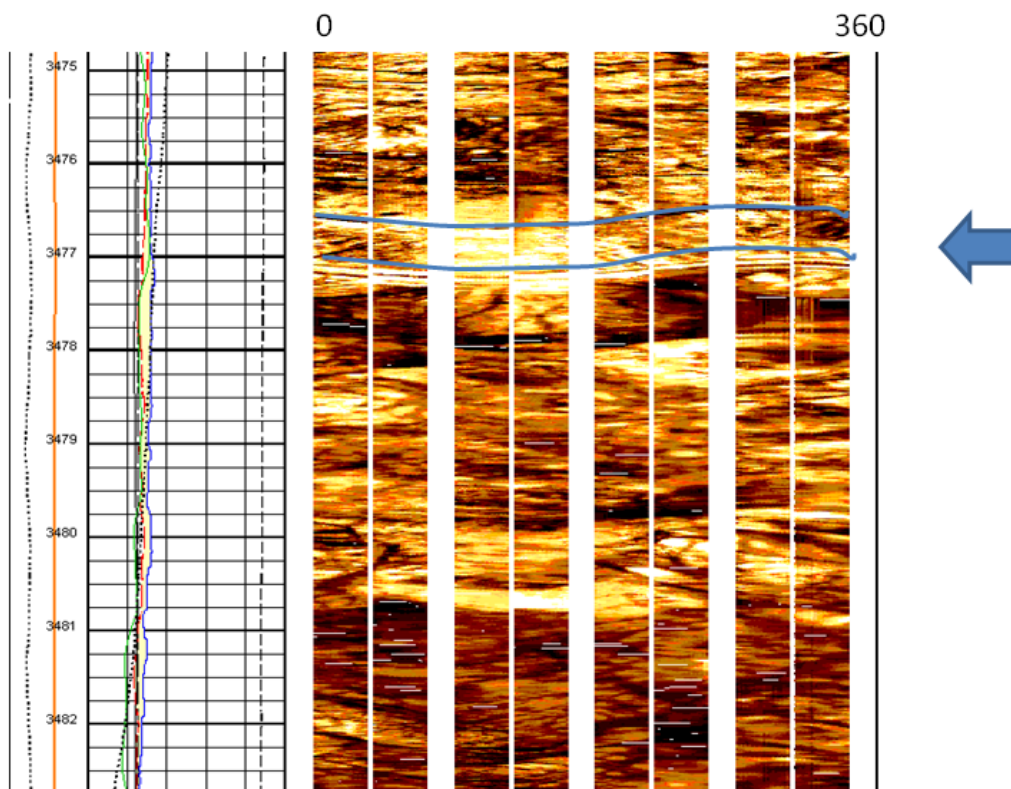
Az ellenállás képet a korrekciók után megfelelő színkóddal látják el. Konvenció szerint a sötét színek a kisellenállású tartományt, míg a világosak a nagy fajlagos ellenállású részeket jelölik.

A kép javítása érdekében – lemondva a fajlagos ellenállás szerinti skálázásról – átskálázzák a teljes dinamika tartomány kihasználása érdekében.

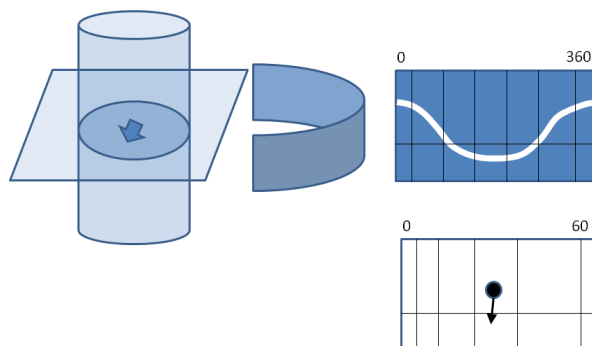
A szondázás egyik feladata a lyukfal instabilitások (indukált repedés, breakout) kimutatása (14.2. ábra). Ezek irányeloszlása segít meghatározni a kőzetrétegek tektonikus főfeszültség irányokat. A repedések megjelenése a hidrosztatikus nyomás ismeretében a kőzetszilárdságra vonatkozó információkat is hordoz.

A képalkotó eljárások eredményein jól követhetők a réteghatárok helyzete. A fúrólyuk felületét metsző síkok szinuszos jellegű vonalakként azonosíthatók.

A réteg és fúrólyukfal metszésvonala alapján meghatározható a réteg síkjának dőlése és azimutja (14.3. ábra).



14.3. ábra. Dőlt rétegek megjelenése az FMI képen



14.4. ábra. Dőlés paramétereinek meghatározása sík illesztéssel és ábrázolása nyilábrán (arrow-plot)

Legyen a vizsgált mélységben a fűrés tengelyén a koordinátarendszer kezdőpontja. Ekkor az ezen áthaladó sík egyenlete:

$$Ax + By + z = 0 \tag{14.1}$$

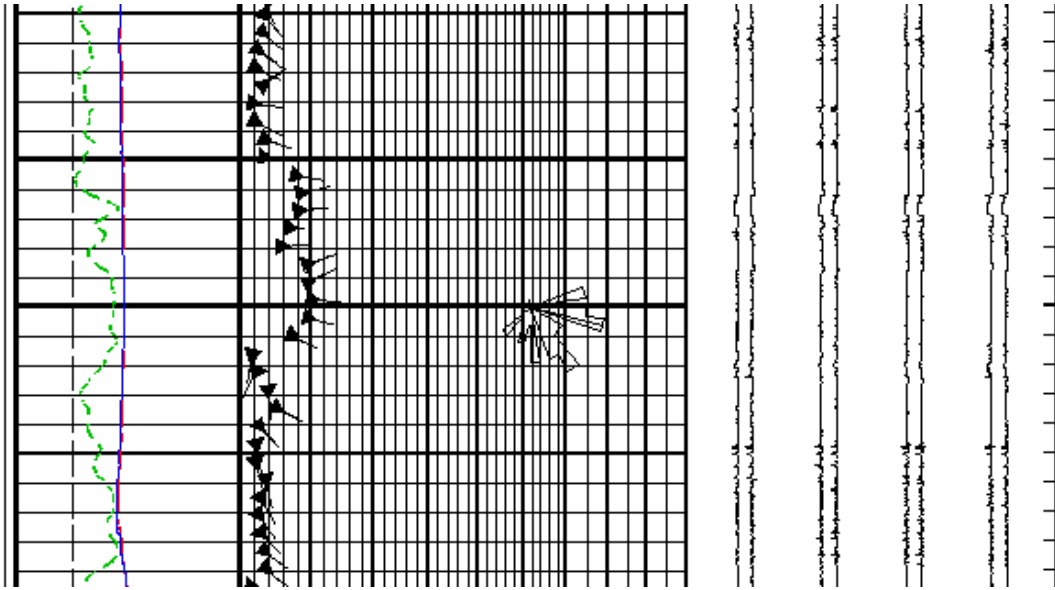
Hengerkoordinátákban:

$$r(A \cos \varphi + B \sin \varphi) + z = 0 \tag{14.2}$$

Az r sugarú fűrés falán a réteghatár metszete $z(\varphi)$:

$$z = -r(A \cos \varphi + B \sin \varphi) \tag{14.3}$$

A korrelálható réteghatárok leggyakoribb ábrázolási módja a nyílábra. Ahol a mélység függvényében a nyíl feje mutatja a dőlés értékét és a nyíl a dőlés irányát (14.4. és 14.5. ábra). Már a korrelálható rétegek sűrűsége is fontos sztratigráfiai információ. Finom rétegzettség pl. nyugodt ülepedési környezetre jellemző, ahol a bentosz hiányzik.



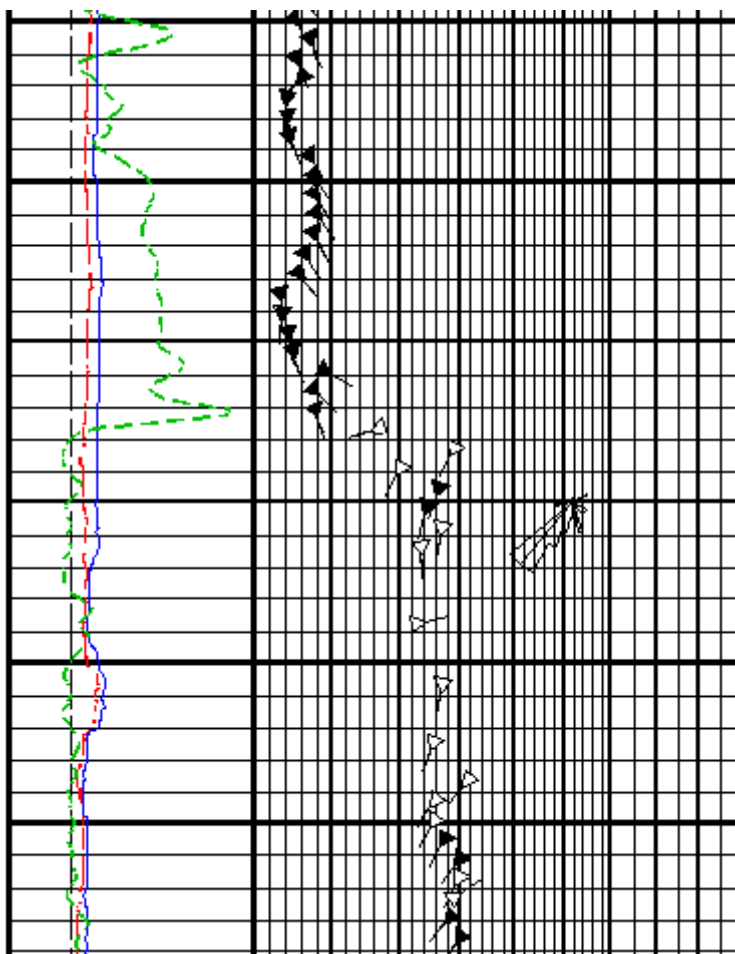
14.5. ábra. Nyílábra és rózsadiagram a dölések irányeloszlásáról.

Geológiai, sztratigráfiai szempontból lényeges információkat hordoznak a dőlés adatok mélységtrendjei is. A trendek konstans, növekvő, csökkenő és szórt dőlésű szakaszokra oszthatók.

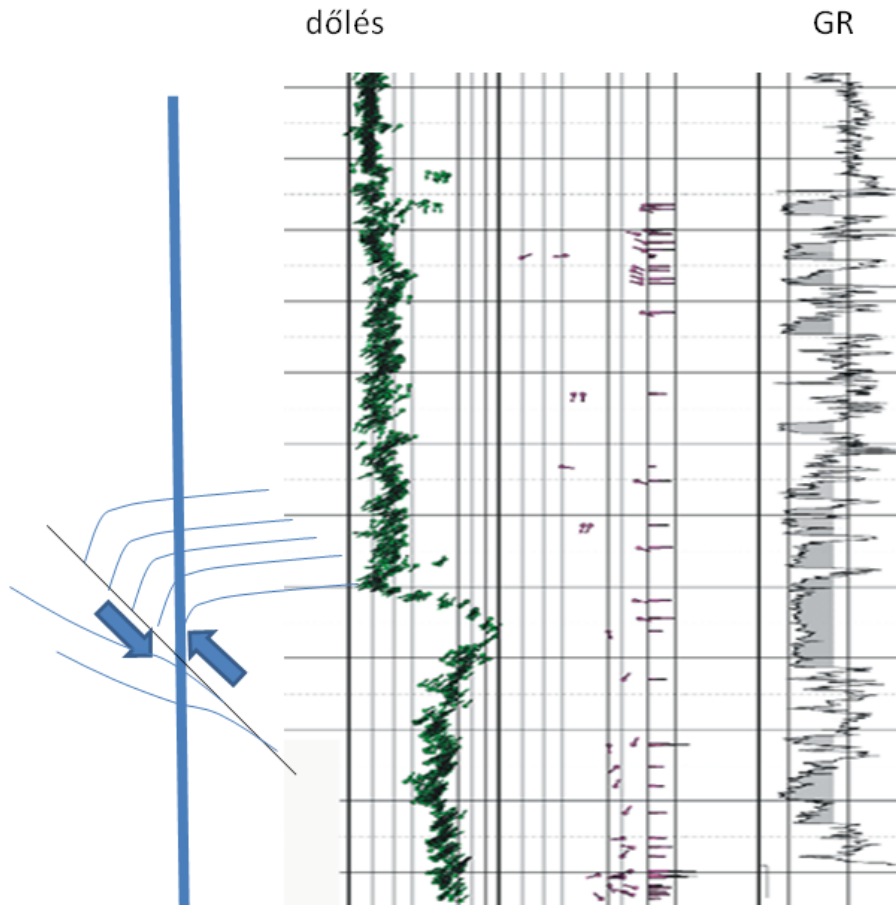
A fenti elemek gyakran összetett mintákat alkotnak, melyek alapján nagyléptékű szerkezeti dőlés trendeket valamint üledékes sorozatokban, szedimentológiai trendeket azonosíthatunk.

Eróziós felszínek esetén a dőlés szelvények segítségével jól azonosítható az esetleges szögdiszkordancia (14.6. ábra), amely más szelvénytípusok eredményeiből nem látható.

A nagyszerkezeti formák (szinklinálisok, antiklinálisok, takarós szerkezetek stb.) pontos szerkezetének feltárásában fontos szerepet játszhatnak a dőlésszelvények. A vetőzónák kimutatásánál akkor eredményes módszer, ha a vetősík mentén elmozduló réteglejtők deformálódnak (drag zone), elhajlanak. Ekkor jellegzetes 'V'-betű szerű tendenciák láthatók, mind a normál, mind a reverz vetőknél (14.7. ábra). A vetősík környékén általában breccsás, összetöredezett zóna található, melynél nincsenek korrelálható dőlés adatok.



14.6. ábra. Szögdiszkordancia megjelenése nyílábrán. A dölések nagyléptékű átlaga az adott rétegsor szerkezeti dölése.



14.7. ábra. Reverz vető kimutatása a rétegfejek deformációja alapján.

A sztratigráfiai dőléstendenciák alapján az üledései környezetre, az üledés körülményeire következtethetünk. Vízzinttel szöget bezáró üledés általában két fő ok miatt következhet be (14.8. ábra):

- *Üledékgyűjtő morfológiája által befolyásolt üledés* (üledékgyűjtő, meder széle, zátony környezete stb.), melyre az jellemző, hogy a domborzat dőlését az üledő rétegek részben megőrzik, és a dőlés a mélységgel (közeledve az aljzathoz) általában növekszik.
- *Keresztrétegzettség* Turbulens üledékszállítás mellett, jellegzetes mintájú hullámzás alakul ki a rétegződésben. Erre a típusra jellemző, hogy a dőlés lefelé haladva az üledéksorban folyamatosan csökken. Jellemző, hogy több ilyen típusú réteg követi egymást. A keresztrétegzettség azimutja általában a szállítás irányát mutatja. Ilyen típusú rétegződést láthatunk szél szállította (eolikus) üledékeknel vagy folyóvízi üledékek esetében. A szél szállította üledékek (dűnék) esetében különösen magas sztratigráfiai döléseket tapasztalhatunk.

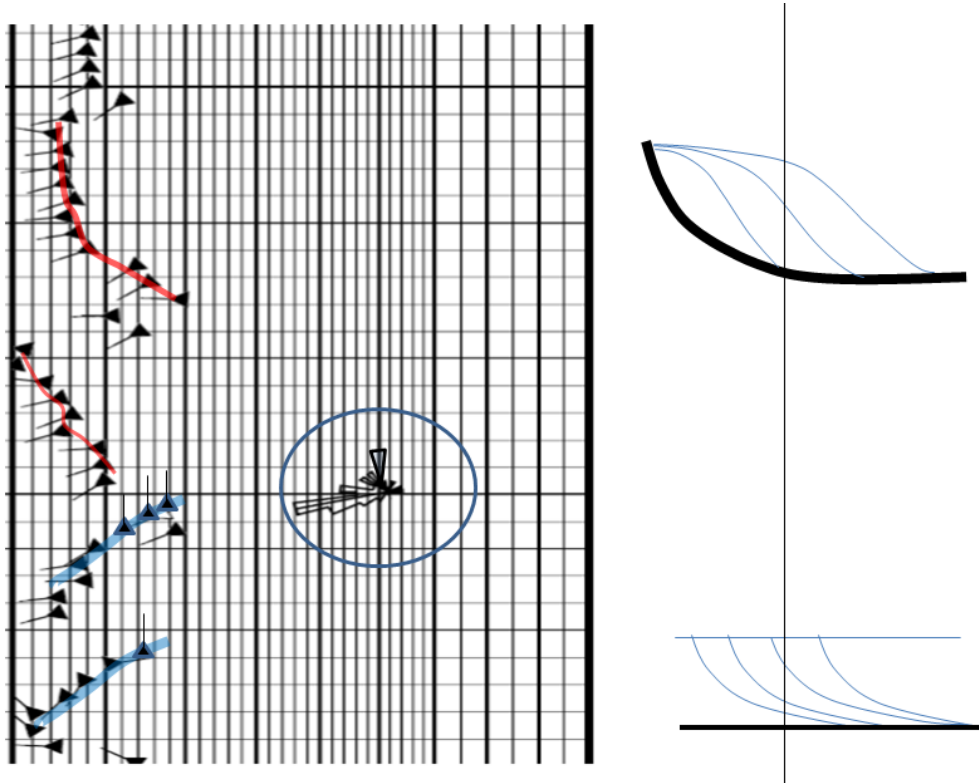
A szállítási irányok azonosítására gyakran azimutális hisztogramot (rózsadiagram) használnak. Ennek kiszélesedése változó szállítási irányokra utal. Ellentétes irányú elemeket tartalmazó irányeloszlást láthatunk például tengerparti, árapály hatása alatt üledett üledékek esetén.

A kétféle dőléstendencia kombinálódhat is, pl. folyóvízi üledék gyorsabb sodráshoz vagy partii nyugodtabb körülmények között üledett elemei rakódhatnak egymásra. A kétféle tendencia irányeloszlása ekkor közel derékszögű zár be (14.8. ábra).

Fontos megjegyezni, hogy csak akkor juthatunk pontos sztratigráfiai dölésekhez, ha előtte az a réteg esetleges kibillenését (szerkezeti dőlés) „kiforgatjuk” azaz rekonstruáljuk az üledéskor fennálló helyzetet. A szerkezeti dölést a nyílábrán, mint alapvonalat azonosíthatjuk.

A dőlésmérést korábban külön erre a célra kifejlesztett 4 vagy 6 karos dőlésmérővel (diplog) mérték.

A dőlés adatokból meghatározott adott irányú áldölések segítségével pontosíthatók a szeizmikus szelvények, illetve javítható a kutak közötti rétegekövetés hatékonysága. Felületek szerkesztésénél szintén pontosíthatja az interpolációs eljárásokat.



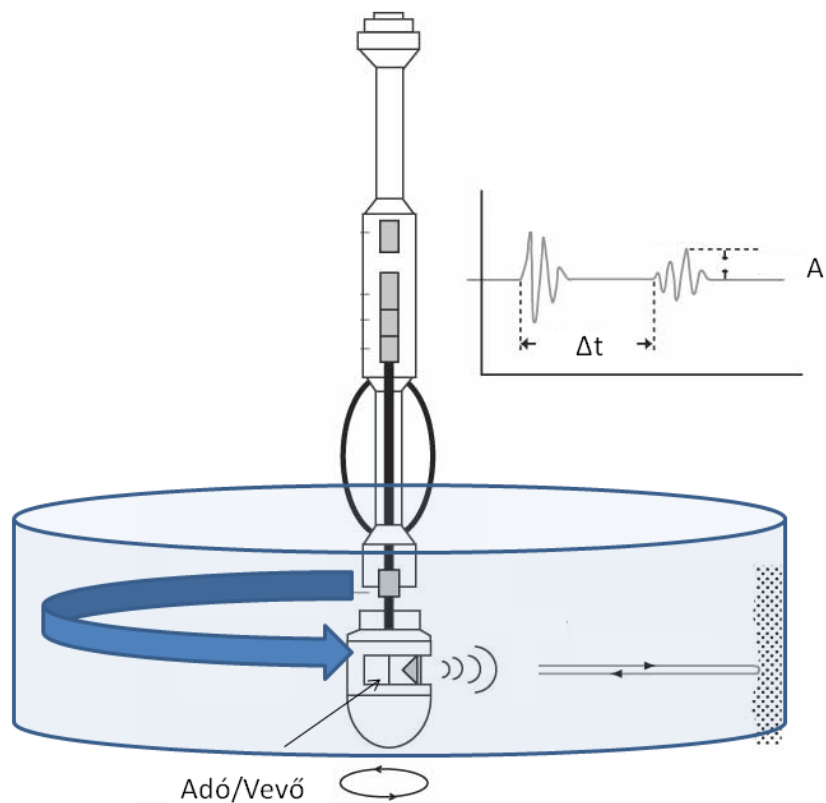
14.8. ábra. Szedimentológiai dőléstendenciák folyóvízi környezet esetén. Láthatóak a meder által meghatározott ülepedés rétegei (piros) és a keresztarétegzett (kék) rétegek.

14.2. Ultraszónikus képkalkoló szelvényezés

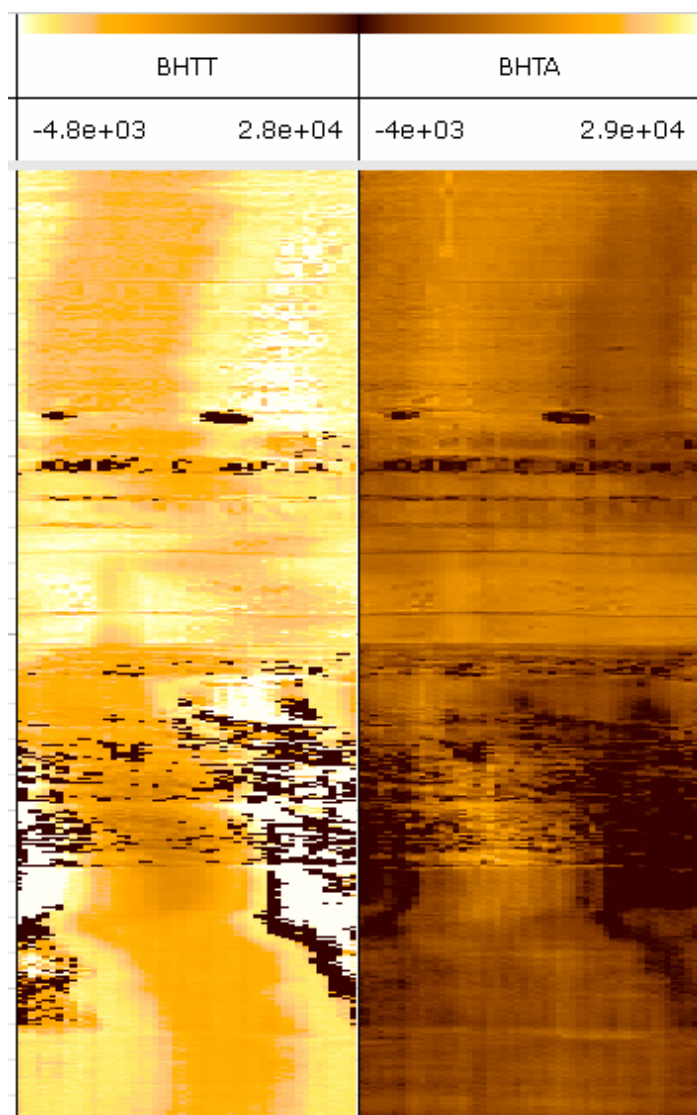
Forgó adó-vevő berendezéssel kialakított centralizált akusztikus eszközzel is leképezhető a fűrőlyuk fala. Ekkor az iszapon áthaladó reflektált p-hullám kétszeres menetidejéből kapható meg az adott mélységben, adott azimuthoz tartozó fűrőlyuksugár. A jellemző fordulatszám 7-10 fordulat/s. Az adó jelét fókuszálják. (14.9. ábra)

A mérés során az amplitúdó csökkenést is regisztrálják, amely egy újabb leképezési eljárást tesz lehetővé. Ez utóbbi a formáció energiaelnyelésére jellemző. Lazább rétegek, fűrőiszappal kitöltött repedések esetén az amplitúdó csökkenés jelentős. (14.10. ábra)

Az ultraszónikus eszköz hatékonyabb a lyukfal egyenetlenségek feltárásában, a finom rétegzettség kimutatására azonban kevésbé hatékony, mint az elektromos képkalkoló eljárás. A lyukfal lefedettsége a mérés során 100 %-os.



14.9. ábra. Ultrazónikus lyukfal leképezés reflexiós módszerrel, forgó adó-vevő rendszerrel.



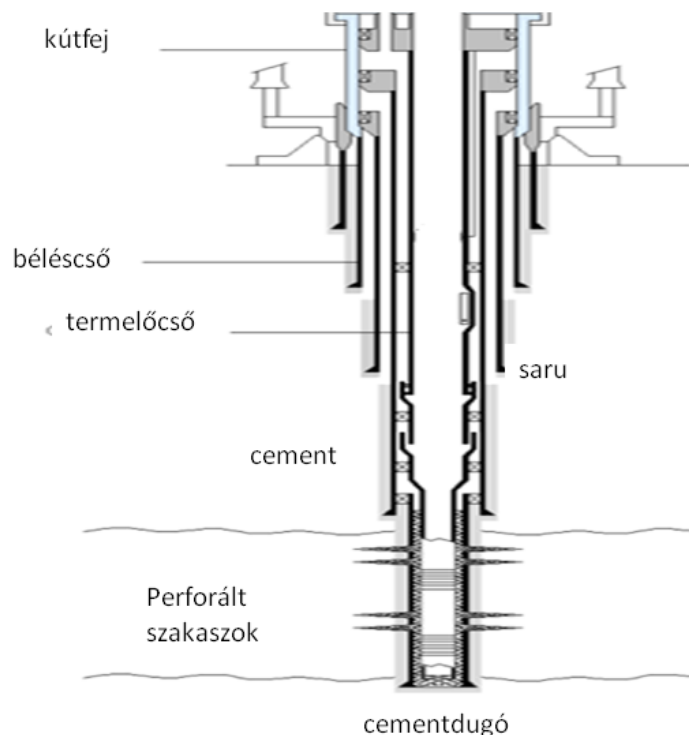
14.10. ábra. Akusztikus leképezés eredménye (CBIL) terjedési idő (BHTT) és reflexiós idő tartományban (BHTA) repedezett, rétegzett zónánál.

15. fejezet - Béléscsővezetett fúrásokban végzett geofizikai mérések

A béléscsővezetett fúrásokban több céllal végeznek geofizikai méréseket (cased hole well logging).

- Hibás vagy hiányos open hole mérések miatt, az átfúrt rétegek újraértékelése céljából
- Kútdiagnosztikai céllal, kútkiképzés ellenőrzése vagy sérülések hibák felderítése miatt
- Termelés vagy besajtolás ellenőrzésére (termelés geofizika)

A mérések lehetőségeit meghatározza a béléscsőrendszer, cementezés, esetleg termelőcsövek és más kútszerkezeti elemek hatása (15.1. ábra). A geofizikai szondákat is ennek figyelembevételével tervezik.

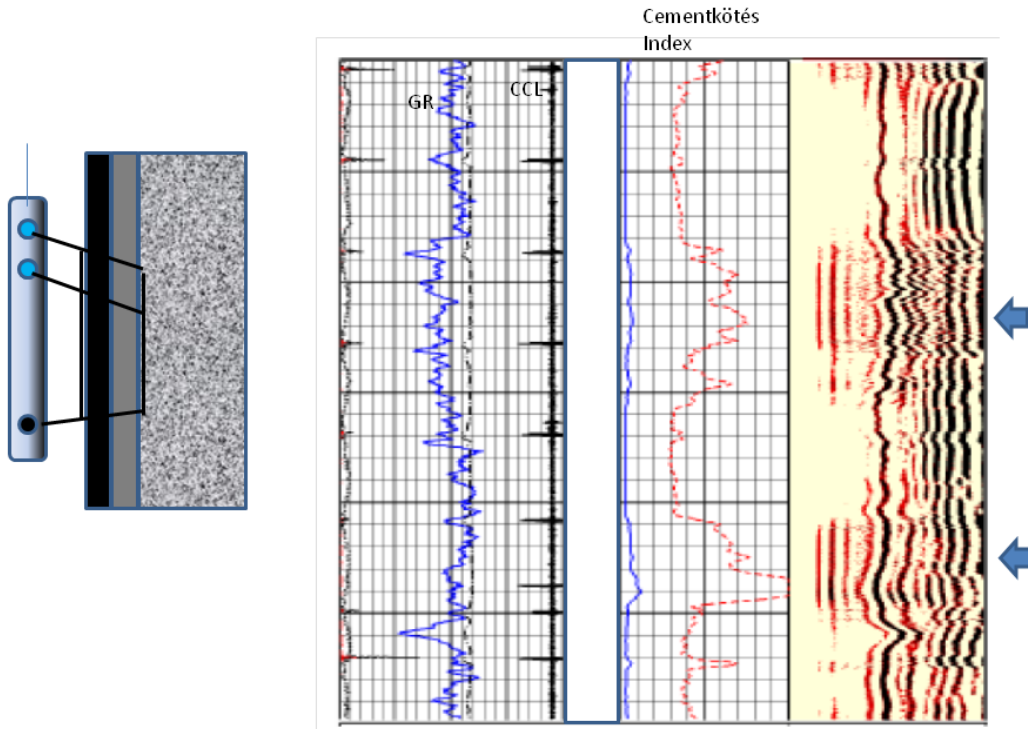


15.1. ábra. Termelő kút kiképzése, szerkezeti elemei

15.1. Kútdiagnosztikai mérések

15.1.1. Cementkötés-szelvényezés (Cement bond log - CBL)

A béléscső szakaszt berakás után cementezéssel rögzítik. A folyékony cement megszilárdulva a cső mögötti térben képez cementpalástot. Ideális esetben a tervezett magasságig (cementpalást tető) folytonosan tölti ki a teret, a béléscsőhöz és a rétegekhez is kötve. Ekkor a permeábilis rétegeket is zárja és megakadályozza a cső mögötti áramlásokat. A cementkötés minőségét akusztikus módszerrel ellenőrzik. A szonda főként refraktált akusztikus hullámok amplitúdómérése alapján szolgáltat információt a cement állapotáról (15.2. ábra).



15.2. ábra. Cementkötés mérése akusztikus módszerrel, teljes hullámkép felvételével. A nyíllal jelölt szakaszokon, az első beérkezés (csőamplitúdó) amplitúdója nagy, amely rossz minőségű cementkötésre utal.

Az acél bélécsőben terjedő p-hullám terjedési sebessége közelítőleg megegyezik a kőzetmátrixok jellemző terjedési sebességével. A refrakció feltétele teljesül a bélécső belső felszínénél és a cement-kőzettest határon. A teljes szuperponált hullámképben reflexiós beérkezések és a bélécsővön belüli folyadékban terjedő direkt hullám is megjelenik. Ha a cső és cement között nincs kötés a cső nagy amplitúdóval szabadon rezeg és a további radiális zónákból gyenge akusztikus jel érkezik. Ha a kötés megfelelő, akkor a cső rezgése erősen csillapított és a formáció határától nagyobb amplitúdóval érkezik hullám, attól függően, hogy a cement és kőzettest között milyen a kötés. A csőről érkező refrakciós hullám beérkezési ideje ismert, ezért általában egy fix időkapuban vizsgálják az amplitúdóját. A relatív csillapodást kötésindexként értelmezhetjük (BI).

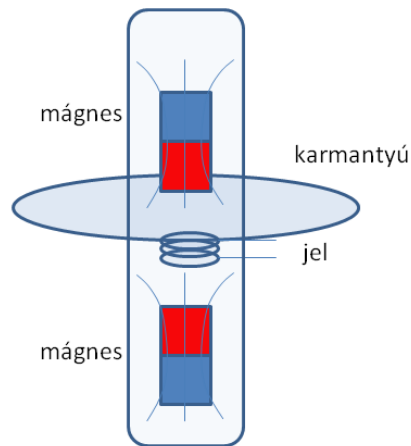
$$BI = \frac{\log\left(\frac{A}{A_0}\right)}{\log\left(\frac{A_{\min}}{A_0}\right)} \quad (15.1.)$$

A teljes hullámkép alapján, repedezett kőzetek, agyagrétegek is felismerhetők a kőzetről érkező hullám csillapodása vagy beérkezési idejének változása alapján. A cement kötésének vizsgálatára is kifejlesztették a kompenzált akusztikus eszközt, illetve az irányított, excentrikus helyzetű adó-vevő párokkal rendelkező eszközt, mely szegmentált, irányfüggő képet szolgáltat a cementminőségről. Ultraszónikus eszköz (CET Cement Evaluation Tool) segítségével rögzített reflexiós hullámkép segítségével szintén vizsgálható a cementezés minőségének eloszlása. Ebben az esetben is nagy amplitúdójú reflexió sorozatot eredményez a szabadon rezgő cső, míg jó kötés esetén a vizsgált formációról is érkező reflexiók.

A cementpalást tetőt, a kötés idején felszabaduló hőre alapozva, hőmérsékleti anomália kiterjedése alapján is lehet becsülni.

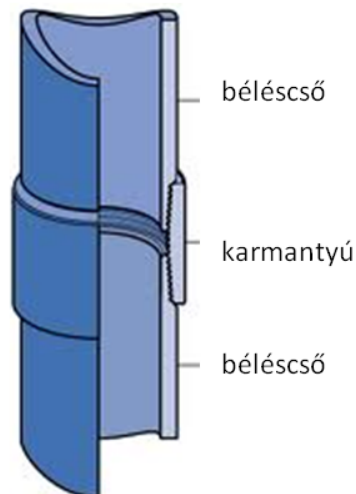
15.1.2. Karmantyúlokátor (CCL – Casing Collar Locator)

Egyszerű elektromágneses eszköz, jelei általában a bélécsővezett méréseknél mélységreferencia jelként használatosak.



15.3. ábra Karmantyúlokátor működése

A működése egyszerű (15.3. ábra), két ellentétes polarítású mágnes között, zero mágneses térerősségű helyen egy vevő tekercs helyezkedik el. A béléscsövek összekapcsolására szolgáló karmantyú (15.4. ábra) egy vastagabb szerkezeti elem, melyben a mágnesek hatására köráram indukálódik, ennek mágneses jelét veszi a vevő tekercs. A szonda a karmantyúnál való áthaladásnál egy változó polarítású indukált kimenő jelet generál. (15.2. ábra)

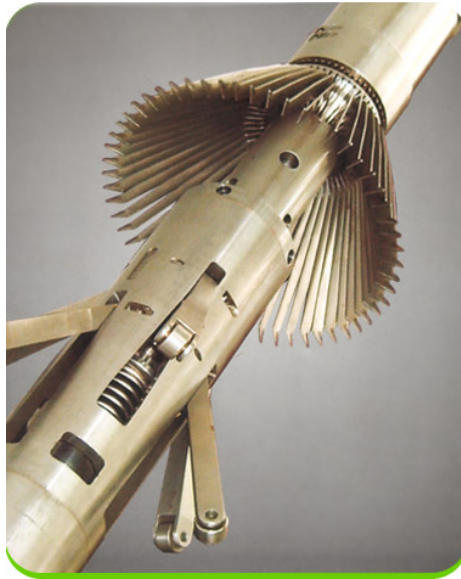


15.4. ábra. Bélecső szakaszok illesztése

Ha a korábban mért open-hole mérésekkel kívánjuk összekötni a béléscsővezett fúrásokban történő méréseket, akkor a természetes gammaméréseket kell a karmantyú lokátor szelvényel megfeleltetni. A természetes gamma szelvény – csökkent intenzitással – a béléscsővezett fúrásban is mérhető és felhasználható a rezervoárok újraértékelésénél is.

15.1.2. Cső állapotára vonatkozó mérések

Korróziós vagy egyéb sérülések különböző eszközökkel deríthetők fel. Legegyszerűbb a sokkaros lyukbőségmérő, melynél 40 vagy több kar tapogatja le a cső belső felületét észlelve a korróziós sérüléseket és repedéseket (15.5. ábra).



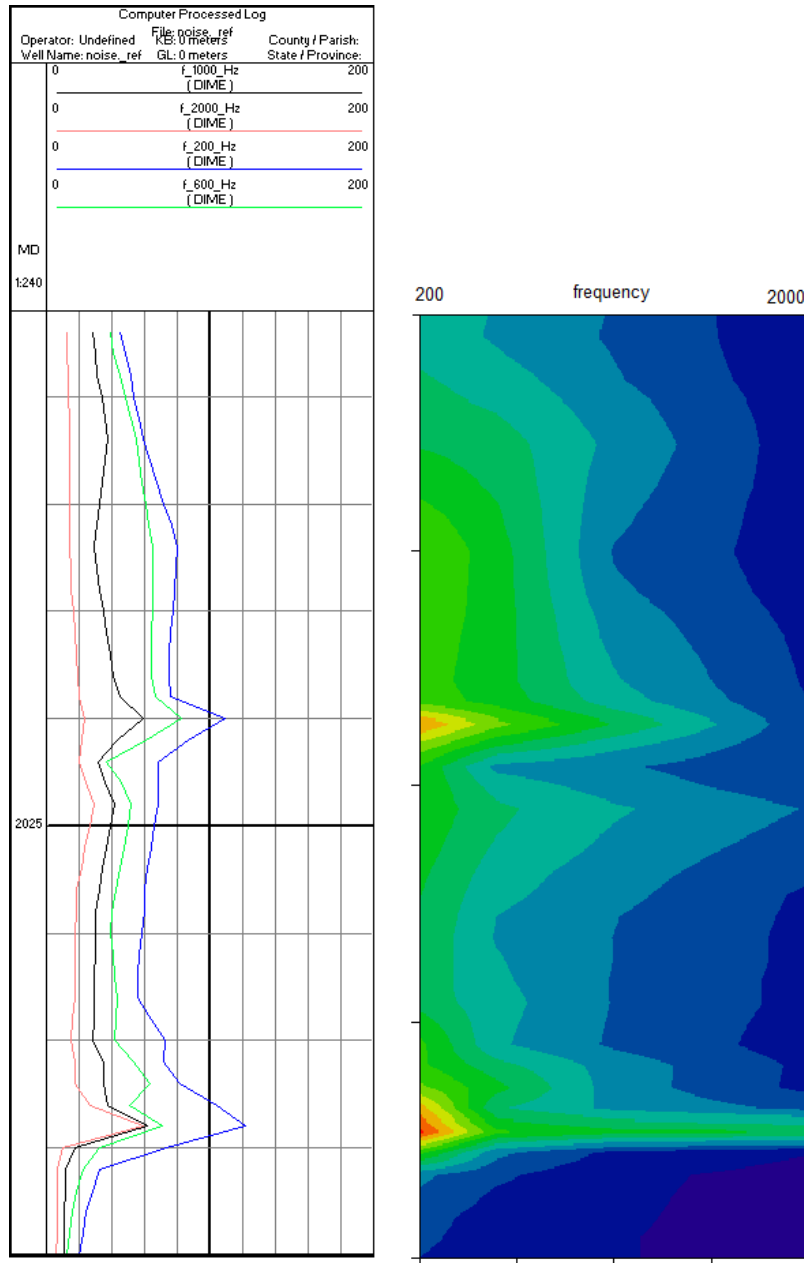
15.5. ábra. Sokkaros lyukbőszgmérő

A képző eljárásént sikerrel alkalmazott ultraszónikus lyukfal leképezés a béléscső állapotára vonatkozó információk szerzésére is alkalmas. Elektromágneses eszközöket is kifejlesztettek kifejezetten csőállapot felmérésre. Szinuszos elektromágneses hullámokat keltő adó közelében elhelyezett vevő jele szintén alkalmas sérülések kimutatására, ugyanis a hullámterjedésnél bekövetkező fáziseltolódás a vezető közeg fajlagos ellenállásától függ (ahogy ezt az indukciós szondázásnál vagy az EPT mérések tárgyalásánál beláttuk). A korróziós sérülések megjelenése fajlagos ellenállás növekedést jelent, így a vevőnél fáziseltolódás anomália lép fel.

15.1.3. Szivárgás és átfertődés mérések

A béléscsővön, termelőcsővön bekövetkező sérüléseken víz, gázszivárgás léphet fel. Ezek detektálásával indirekt módon is kimutathatjuk a sérüléseket. Szivárgás történhet a béléscső mögötti tartományban a cementezésben kialakult csatornákon vagy repedéseken keresztül. Gáz esetében ez biztonsági kockázatot is jelent. Az alkalmazható módszerek egy része a szivárgás folyamatát, más módszerek az eredményét (pl. gázfelhalmozódást, átfertődést) detektálják.

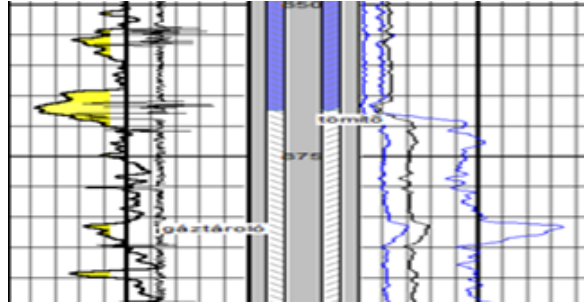
A szivárgás folyamatának kimutatására az ún. zajmérés, illetve jelentősebb gázszivárgásnál a hőmérsékletmérés is eredményes lehet. A zajméréseknél speciális mikrofonnal rögzítik egy adott mélységben mérhető akusztikus zajteljesítményt lezárt kútban. A szivárgás, különösen a kis keresztmetszeteknél jellegzetes akusztikus zajt produkál, a különböző áramlásokban jelentkező fluktuációk (turbulencia) szintén zajforrásként működnek.



15.6. ábra Zajmérések eredménye két korróziós szivárgási hely környezetében. A zajteljesítmény növekedése lokalizálja a szivárgási helyet. Az anomália aszimmetriája az áramlás irányára utal, míg a spektrális eloszlás a folyadék összetételre és az áramlás típusára.

A gyakorlatban alkalmazott mérésénél 5 spektrális ablakban rögzítik a zajteljesítményt (200, 600, 1000, 2000, 6000 Hz határokkal). A háttérből kiemelkedő zajteljesítmény szivárgásra utal (15.6. ábra). Az egyfázisú áramlás spektruma általában kiterjedtebb a nagyobb frekvenciák felé, a többfázisú spektruma kisebb frekvenciáknál lokalizálódik. A zajcsúcsok az áramlási csatorna szűkületeit jelzik, pl. a cső sérülések helyét, vagy a cement rétegben kialakult szűk áramlási csatornát. Az anomália lecsengése, aszimmetria alapján az áramlás irányára következtethetünk. A módszer közelítőleg kalibrálható az áramlás tömegáramára, így korlátokkal mennyiségi becslésre is alkalmas.

A gáz kitágulásának köszönhetően, a gázáramlás helyei negatív lokális hőmérsékleti anomáliát okoznak.

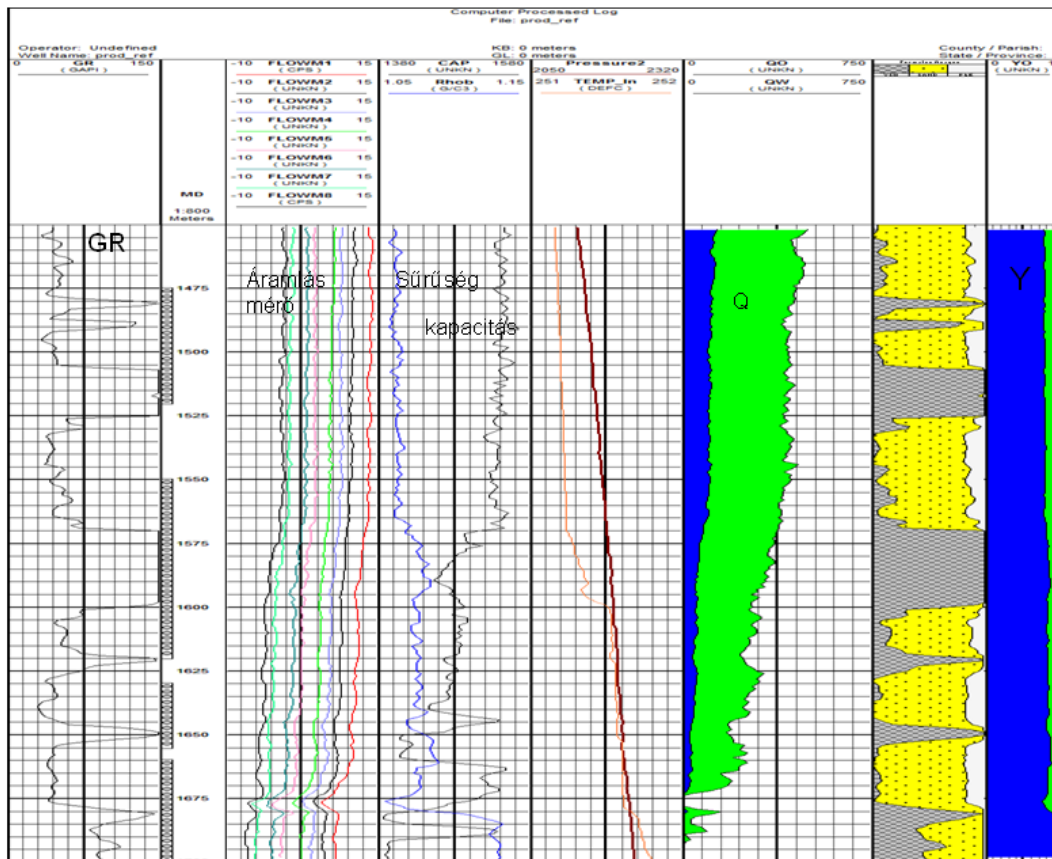


15.6. ábra Két detektoros neutron mérés (jobb oldali sáv), gázátfejtődés kimutatására. A megnövekedett neutron intenzitás gáztárolóra utal, hiszen a gáztartalmú rétegnél kevésbé erős a neutron moderáció. Bal oldalon karmantyúlokátor és természetes gamma szelvényeket láthatunk.

A porozitás mérésnél használatos neutronsonda (CNL) felhasználható a gázfelhalmozódási helyek kimutatására (15.6. ábra). A béléscső rendszer a neutronteret viszonylag kevésbé befolyásolja. A gáztartalom – kis hidrogénkoncentráció miatt – nem termalizálja a neutronokat olyan hatékonyan, így a sonda viszonylag magas termikus neutronfluxust detektál. Ellentétben az „open hole” mérésekkel, itt nem kalibrálják a szondát, mert a béléscsőrendszernek köszönhetően a mérési környezet nagyon változatos.

15.2. Termelésgeofizikai mérések

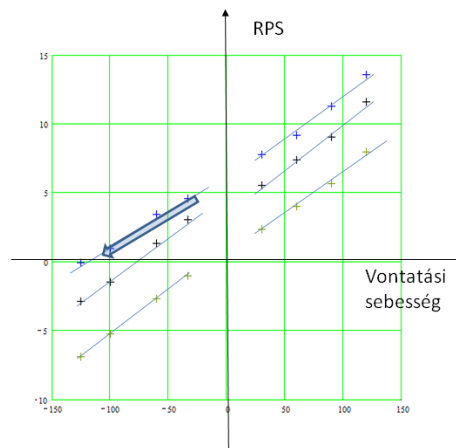
A termelésgeofizikai mérések célja, a termelő rétegek vizsgálata a termelvény fázisonként felvett hozam-mélység $q(h)$ görbék (termelvény profil) alapján (15.7. ábra), illetve a besajtolási folyamatok ellenőrzése. A méréseket a termelőcsövön belül végzik, erre a célra kialakított mérőberendezések együttesével. A termelési profilt a mérésekből gyakran úgy származtatják, hogy stacionárius áramlási helyeken határozzák meg a hozamokat, és a perforációknál (belépési helyeknél) beáramló hozamot a felette és alatta meghatározható hozam különbségeként állítják elő.



15.7. ábra. Termelésgeofizikai mérések és az értelmezés eredménye. Baloldali sávban természetes gamma szelvény, majd különböző sebességekkel vontatott folyamatos áramlásmérő szelvények, a következő sávban a folyadék összetétel meghatározására szolgáló kapacitás és sűrűségmérés, végül hőmérséklet és nyomásmérés eredményei (psi egységben) láthatók.

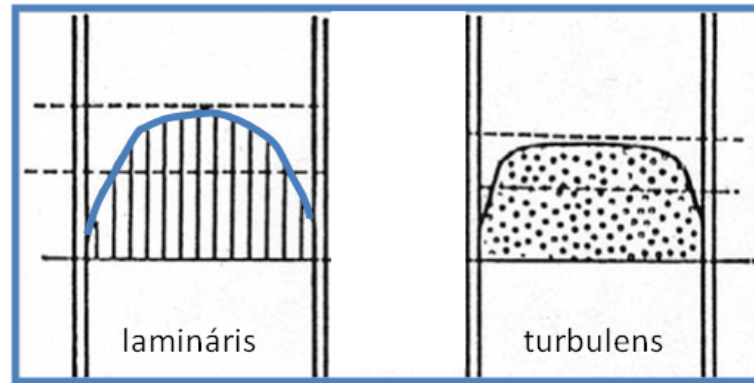
A mérésekből elsőként a teljes hozamot (q) határozzák meg az áramlásmérések segítségével.

Az áramlásmérők többnyire különböző módon kialakított propelleres eszközök. A propeller fordulatszámát kell áramlási sebességre (v) kalibrálni, általában különböző vontatási sebességekkel elvégzett mérések segítségével (15.8. ábra). Ehhez adott mélységpontban a vontatási sebességek és a fordulatszám adatokra egyenest illesztünk és a zérus fordulatszámhoz tartozó érték a látszólagos áramlási sebesség.

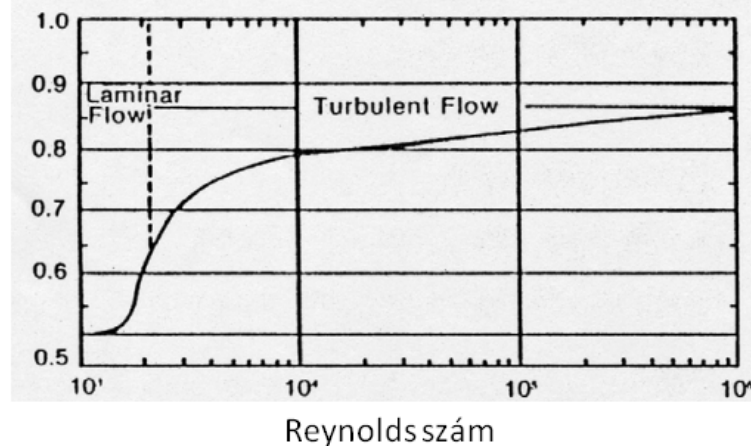


15.8. ábra. Áramlásmérők kalibrációja, különböző mélységpontoknál elvégzett regresszió eredménye.

A látszólagos sebesség értelmezésénél figyelembe kell venni az áramlás jellegét (lamináris, turbulens), hiszen ez meghatározza a csőbeli sebesség profilt (15.9. ábra) és ezen keresztül az áramlásmérő szonda választát.



Korrektíós faktor



15.9. ábra. Az áramlásmérők látszólagos áramlási sebességének értelmezéséhez az áramlás típusát is meg kell határozni a Reynolds szám becslésével.

Különösen nehéz az eredmények értelmezése többfázisú áramlások esetében, amely nagyon sok áramlási minta szerint történhet, attól függően is, hogy milyen az egyes fázisok részaránya (buborékos, dugós, gyűrűs áramlások). Ez újabb korrekciós faktort jelent. Még nehezebb a sebesség becslése, ha a fúrás ferdített, mert ekkor a kisebb sűrűségű fázis különválva a cső felső részén áramlik.

A sebesség korigált értékével és csőkeresztmetszettel (A) felírható az teljes hozam:

$$q = CvA \quad (15.2.)$$

Többfázisú áramlásoknál ez a fázisok hozamainak összege:

$$q = q_w + q_o + q_g \quad (15.3.)$$

Ha ezt felszíni hozamokra akarjuk átszámítani, akkor figyelembe kell venni a nyomás és hőmérséklet különbségek által meghatározott térfogat növekedést. Az áramlási sebesség mérésére más elven működő eszközöket is alkalmaznak pl. optikai vagy doppler-effektuson alapuló módszert. A sebességprofiltól kevésbé függenek az eredmények, ha a teljes áramló termelvényt átkényszerítjük a mérőtérfogaton.

A termelésgeofizikai szelvények értelmezésének következő lépése a folyadék fázisok keresztmetszeti részarányának (holdup - Y) meghatározása. A fázisonkénti részarányok összege egy:

$$Y_w + Y_o + Y_g = 1 \quad (15.4.)$$

A fázisok részarányának meghatározására különböző mérések állnak rendelkezésre. Felhasználható a gamma-szóráson alapuló folyadék sűrűségmérés, vagy a kapacitásmérésen alapuló víz és egyéb fázis elkülönítése. A sűrűsége felírható:

$$\rho = \rho_o Y_o + \rho_w Y_w + \rho_g Y_g \quad (15.5.)$$

A kapacitásból számítható dielektromos állandó:

$$\varepsilon = \varepsilon_o Y_o + \varepsilon_w Y_w + \varepsilon_g Y_g \quad (15.6.)$$

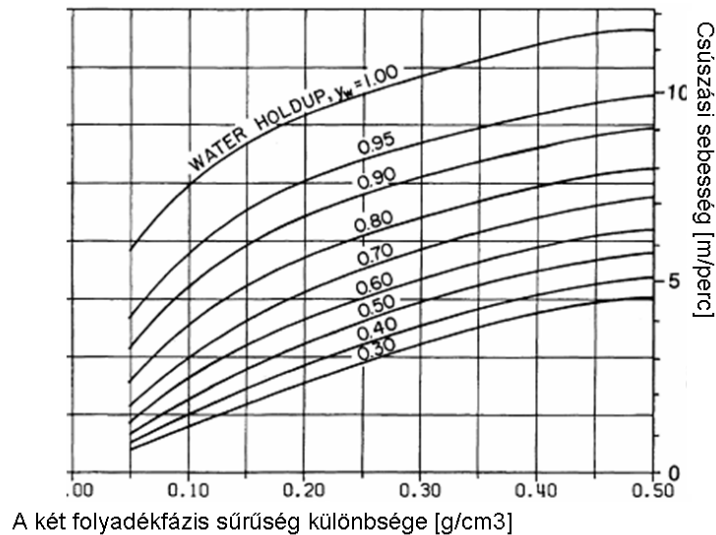
A neutronélettartam-szelvény kezdeti szakaszának (fűrőlyuk jel – 11.10. ábra) időállandójából meghatározható makroszkopikus hatáskeresztmetszet szintén felírható:

$$\Sigma = \Sigma_o Y_o + \Sigma_w Y_w + \Sigma_g Y_g \quad (15.7.)$$

A fázisok részarányának meghatározása után a fázisok csúszási sebességét (v_s slip velocity) kell meghatározni, mivel az eltérő sűrűségű fázisok emelkedési sebessége is különböző. A csúszási sebességek modellezése történhet a cseppek emelkedésének modellezésével vagy áramlási modellek megépítésével és tapasztalati összefüggések felállításával. Példaként egy kétfázisú – víz és gáz - áramlásra tapasztalati úton meghatározott összefüggés (Smolen 1996) (15.10. ábra):

$$v_{slip} = 12.013(\rho_w - \rho_g)^{0.25} \exp\left(-0.7888 \ln\left(\frac{1.85}{\rho_w - \rho_g}\right)(1 - Y_w)\right)(1 + 0.040) \quad (15.8.)$$

A fázisok közötti sebesség különbséget megadó képletben a θ szög, ferde fúrások eredményeinek korrekciójára alkalmas.



15.10. Csúszási sebesség meghatározása két nem keveredő folyadék áramlása esetén, a sűrűségkülönbség és részarány függvényében (Smolen, 1996).

A térfogati arányok és a csúszási sebesség ismeretében a mért teljes hozamból kiszámítható a fázisonkénti hozam (q_w : vízhozam, q_g gázhozam):

$$q_w = Y_w (q - 0.1131(D^2 - d^2)v_s(1 - Y_w)) \quad (15.9.)$$

$$q_g = q - q_g \quad (15.10.)$$

Ahol D a cső belső átmérője és d az áramlásmérő szonda átmérője, a csúszási sebesség m/perc egységben helyettesítendő.

Két stacionárius szakaszon elvégzett számítás különbsége adja meg a lokális hozamot. Ha az eredményeket a felszíni hozam adatokhoz akarjuk illeszteni, figyelembe kell venni az egyes fázisok kompresszibilitását és oldhatóságát is.

16. fejezet - A szelvények kiértékelése (rövid összefoglalás)

A szelvényértelmezés során a kőzetfizikai paramétereiből a kőzet kvantitatív leírására alkalmas kőzetjellemzőket határozunk meg. Ezek általában kőzet összetételre és szerkezetre vonatkozó többnyire fajlagos mennyiségek. A kőzetfizikai (\mathbf{k}) és kőzetjellemzők (\mathbf{p}) vektorát kőzetfizikai egyenletek kötik össze.

$$\mathbf{k} = \mathbf{f}(\mathbf{p}) \quad (16.1.)$$

A két teret összekötő függvény: $\mathbf{f} : \mathfrak{R}^M \rightarrow \mathfrak{R}^N$ típusú vektorértékű függvény, a mérési eredmények és a paramétertér dimenziószámainak megfelelően ($N > M$).

A felírt problémát az inverzió hibamodelljéből következő funkcionál (Q), többnyire távolság jellegű (D) mennyiség \mathbf{p} szerinti minimalizálásával oldjuk meg, adott esetben megfelelő mellékfeltételekkel (jobb oldal 2. tag):

$$Q = D(\mathbf{y}, \mathbf{f}(\mathbf{p})) + \lambda \mathbf{g}(\mathbf{p}) \quad (16.2.)$$

A paraméterfüggő mellékfeltételeket, kényszreket (\mathbf{g}) Lagrange-multiplikátor vektor (λ) segítségével illeszthetjük a Q funkcionálba.

A problémát összetettsége miatt szokás úgy egyszerűsíteni, hogy a fenti egyenletek megoldását, a mérési adatok mintavételezésének megfelelően, mélységpontonként állítjuk elő. Ilyenkor úgy tekintjük, mintha az adatok vertikálisan homogén összletből származnának. Ekkor a fenti funkcionál mélységpontonként minimalizálható.

Más megközelítésben, elsősorban a réteghatárok hatásának figyelembe vételére, lépcsős függvény szerint változó rétegmódellem paramétereit határozzuk meg az inverzió során. Ekkor rétegen belüli kisebb változásokat hanyagoljuk el és a rétegeket konstans összetételűnek és szerkezetűnek tekintünk. Ekkor a keresett paraméterek a rétegek jellemző értékeinek vektora és a funkcionált valamennyi mélységpontra vonatkoztatva minimalizáljuk.

Ennek kiterjesztése, amikor a kőzetjellemzők „lassú változását” megengedjük a rétegeken belül (sorfejtéses inverzió – Dobróka, Szabó 2012). A mélységpontonkénti inverzió esetében is gyakran rögzítenek rétegméreteket (zónaparaméterek), amelyeket az inverziós eljárás „kívül” határoznak meg és egy nagyobb mélységtartományon konstansnak tekinthetünk.

Az egyszerűsítések célja gyakran az ésszerű feltételezéseken alapuló paraméterszám csökkentés (modellegyszerűsítés), amely az inverzió túlhatározottságát biztosítja.

A megoldásnak az ipari gyakorlatban nagyon elterjedt módszere a direkt módszer, mikor a problémát szeparálva, nem túlhatározott adatrendszerből oldjuk meg. Ennek lényege, hogy a kőzetfizikai egyenleteket szeparáljuk a kevésbé lényeges paraméterek rögzítésével. Az így csökkentett változószámú függvény egyértékű inverzével fejezzük ki a mérésből a paramétert.

Az így meghatározott kőzetparamétert a következő paraméter egyenletébe már ismertként beírva, lépésről-lépésre jutunk el a teljes megoldáshoz. A következőkben az iparban is alkalmazott gyors (direkt) kiértékelési módszereket ismertetjük.

Az olajipari kiértékelési gyakorlat fontosabb lépései nagyon leegyszerűsítve:

No	Interpretációs lépés	Input szelvények	Számított kőzetparaméter
1	Litológiai tagolás, agyagzónák és permeábilis zónák kijelölése	Agyagindikátorok (SP, GR stb.)	Agyagtartalom (V_{sh})
2	Porozitás és mátrix meghatározás	Porozitáskövetők, V_{sh}	Porozitás (φ) és mátrixösszetétel
3	Pórusfolyadék összetétel meghatározása	Fajlagos ellenállás szelvények, NMR, V_{sh} , φ	Víztelítettségek (S_w , S_{xo})
4	Termelő zónák meghatározása, értékelése	V_{sh} , S_w , S_{xo}	Rezervoár tulajdonságok indikátorfüggvényei: Nettó tároló vastagság stb., permeabilitás (k)

16.1. táblázat. A szelvényértelmezés főbb lépései

A fejezet hátralévő részében vázaltszerűen, főbb lépések szerint áttekintjük az olajipari szelvények direkt kiértékelésének ipari gyakorlatát (gyors kiértékelési módszerek)

Előfeldolgozás

Cél: A szelvények és információk minősítése. Interpretációs modellel nem kezelhető hibaforrások kiszűrése.

- Szelvények ellenőrzése, zajszűrés (impulzív zajok, harmonikus zajok stb.)
- Mélységtolódások korrigálása (mélységegyeztetés)
- Szelvények „környezeti korrekciói” (lyukhatás, iszaplepleny, elárasztás, vékonyréteghatás stb.)

Interpretációs zónák meghatározása

Cél: Modell és zóna paraméterek szempontjából egységes, diszjunkt mélységintervallumok meghatározása.

Interpretációs zónákat az interpretációs modell és bizonyos modell paraméterek (R_w , m , n stb.) állandósága definiálja. A modellhatárok változását az alábbiak indokolhatják:

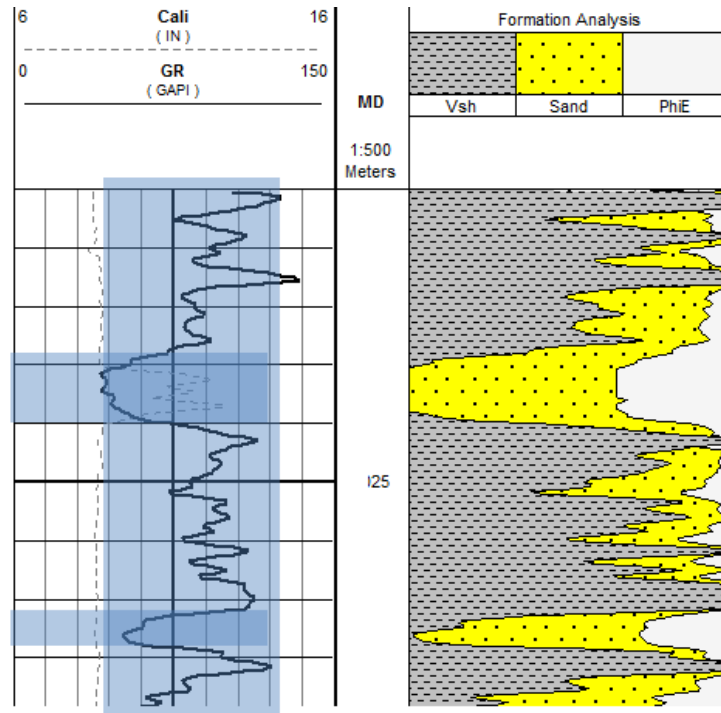
- SP és természetes gamma szelvény alapvonalainak változása,
- porozitáskövetők trendjei,
- szelvényválaszték változása,
- feltételezhető litológia változások,
- sótartalom változása a rétegvízben,
- feltételezhető kőzetszerkezeti változás (rétegzettség, repedezettség, agyagbetelepülés módja stb.).

A zónák teljes terjedelmén általában azonos modellt használunk, így ez a lépés az interpretáció egyik kulcslépése.

Litológiai tagolás

Cél: A zónákon belüli üledéktagolás, permeábilis rétegek (potenciális rezervoárok) és záró rétegek kijelölése (16.1. ábra)

Permeábilis és agyagos-márgás zónák elkülönítése természetes gamma, SP, lyukbőség, ellenállás szeparációk, porozitáskövető szeparációk alapján.



16.1. ábra. Tároló rétegek lehatárolása és agyagtartalom meghatározás természetes gamma szelvény alapján

Agyagtartalom számítás

Cél: Valamennyi közetfizikai paramétert erősen befolyásoló agyagtartalom meghatározása, a korrekció elvégzéséhez.

Fontosabb agyagindikátorok (GR, SP, fajlagos ellenállás stb.) alapján, az alapvonalak (maximum és minimum: GR_{sh} , GR_{ss}) meghatározása után, agyagtartalom (V_{sh}) becslése mélységpontonként (15.1. ábra):

$$I_{GR} = \frac{GR - GR_{ss}}{GR_{sh} - GR_{ss}}, \quad (16.3)$$

amelyből az agyagtartalom többféle közelítésben is meghatározható pl.:

$$V_{sh} = I_{GR} \text{ (lineáris)}, \quad (16.4)$$

$$V_{sh} = 0.33(2^{2I_{GR}} - 1) \text{ (konsolidált kőzetekre, mezozoikum)}, \quad (16.5)$$

$$V_{sh} = 0.083(2^{3.7I_{GR}} - 1) \text{ (tercier kőzetek)}, \quad (16.6)$$

$$V_{sh} = I_{GR} \left(\frac{\rho}{\rho_{ma}} \right)^3, \quad (16.7)$$

$$V_{sh} = 1 - \frac{SP}{SSP}, \quad (16.8)$$

$$V_{sh} = \frac{SP - SP_{ss}}{SP_{sh} - SP_{ss}}, \quad (16.9)$$

Ha spektrálisgamma mérés is rendelkezése, áll az agyagtartalom becslés javítható az urán tartalom levonásával. A K-Th diagram alkalmas a domináns agyagásvány meghatározására (9.11. ábra). Agyagtartalom becsülhető ellenállás valamint neutron szelvényekből is, vagy neutron és sűrűség-szelvényekből.

Litológia azonosítása

Cél: Az előzetes információk alapján meghatározott litológia pontosítása

A litológia (mátrix) azonosítását, komponenseinek meghatározását alapozhatjuk litológia függő szelvényekre, mint a Pe , U (térfogategységre átszámított fotoelektromos abszorpciós hatáskeresztmetszet) vagy a neutron aktivációból származtatott elemi összetétel arányokon alapuló litológiai indikátorok (Ca, Si stb.). Agyagtípusok, földpátok azonosításában felhasználható a spektrálisgamma mérés.

A porozitáskövető szelvényekből készíthetünk porozitástól közelítőleg független, a mátrix effektust kiemelő indikátor szelvényeket a litológia azonosítására, mátrix komponensek számítására. Az M-N diagram változói:

$$M = 0.01 \left(\frac{\Delta t_w - \Delta t}{\rho_b - \rho_w} \right) \quad (16.10.)$$

$$N = \left(\frac{1 - \phi_N}{\rho_b - \rho_w} \right) \quad (16.11.)$$

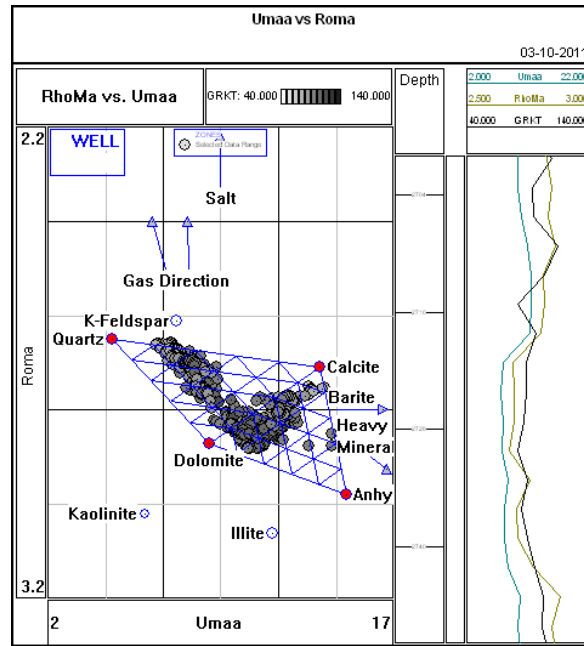
A látszólagos mátrix értékek litológia azonosításhoz felhasználható közetfizikai mennyiségekre:

$$\rho_{maa} = \frac{\rho_b - \rho_w \phi_N}{1 - \phi_N} \quad (16.12.)$$

$$\Delta t_{maa} = \frac{\Delta t - \Delta t_w \phi_N}{1 - \phi_N} \quad (16.13.)$$

$$U_{maa} = \frac{U - U_w \phi_N}{1 - \phi_N} \quad (16.14.)$$

Felhasználva, hogy a mátrix összetevők összege rögzített, két indikátorváltozóból lineáris modell alapján akár három mátrix komponens is meghatározható. A Pe vagy az U szelvény bevonása, nagyobb mátrixra való érzékenysége miatt javítja a becslés pontosságát. Leggyakoribb mátrixazonosításra használt diagramok („crossplotok”): M-N diagram, MID, Pe -sűrűség diagram, U_{maa} - ρ_{maa} diagram (16.2. ábra) stb..



16.2. ábra. $U_{maa}-\rho_{maa}$ diagram litológia meghatározásához. (HDS-2000 szoftver grafika)

Porozitás becslése

Cél: Porozításra érzékeny mérésekből (neutronporozitás, sűrűség, akusztikus terjedési idő, dielektromos állandó) effektív porozitás (ϕ_e) becslése.

Elsőként a porozításkövető szelvényekből látszólagos porozításokat becsülünk a litológia feltételezése mellett (mátrixhatás korrekciók).

$$\phi_D = \frac{\rho_{ma} - \rho_b}{\rho_{ma} - \rho_w} \quad (16.15.)$$

$$\phi_N = \phi_N - (\phi_{Nma} - \phi_{Nlm}) \quad (16.16.)$$

$$\phi_A = \frac{\Delta t - \Delta t_{ma}}{\Delta t_w - \Delta t_{ma}} \quad (16.17.)$$

Az esetleges gázos és agyagos zónák elkülönítésénél hasznos a neutron és sűrűség porozítások azonos skálán való megjelenítése (16.3. ábra - „overlay”).

Majd a szelvények agyaghatás korrekciója következik:

$$\phi_{DC} = \phi_D - V_{sh}\phi_{Dsh} \text{ korrigált sűrűségporozitás,} \quad (16.18.)$$

$$\phi_{NC} = \phi_N - V_{sh}\phi_{Nsh} \text{ korrigált neutronporozitás,} \quad (16.19.)$$

$$\phi_{AC} = \phi_A - V_{sh}\phi_{Ash} \text{ korrigált akusztikusporozitás.} \quad (16.20.)$$

A korrekciókban felhasznált agyagparamétereket egy közeli agyagzónánál határozhatjuk meg.

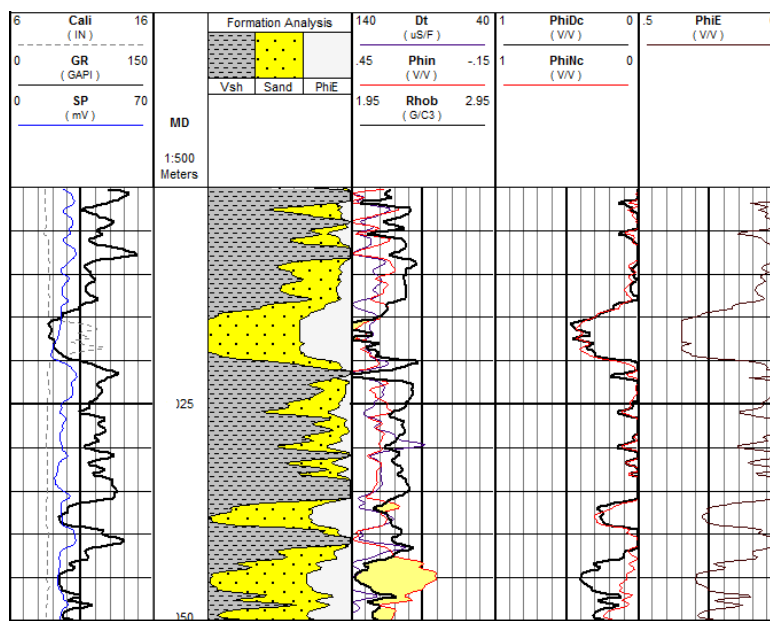
Az agyagpontok kijelölését és a litológiától kevésbé független porozitás meghatározást segítheti a neutron-sűrűség diagram (16.4. ábra), amelyen a fontosabb mátrix típusok elméleti görbéi láthatóak. Az agyagosság miatt elnyúló

pontfelhő alakja az agyag betelepülésének módjára (diszperz, lamináris, szerkezeti) utal, amely segíthet a megfelelő közetfizikai modell kiválasztásában. Ha a kőzet szénhidrogéntartalma nem jelentős, akkor az effektív porozitást a korrigált porozitások átlagával fejezhetjük ki.

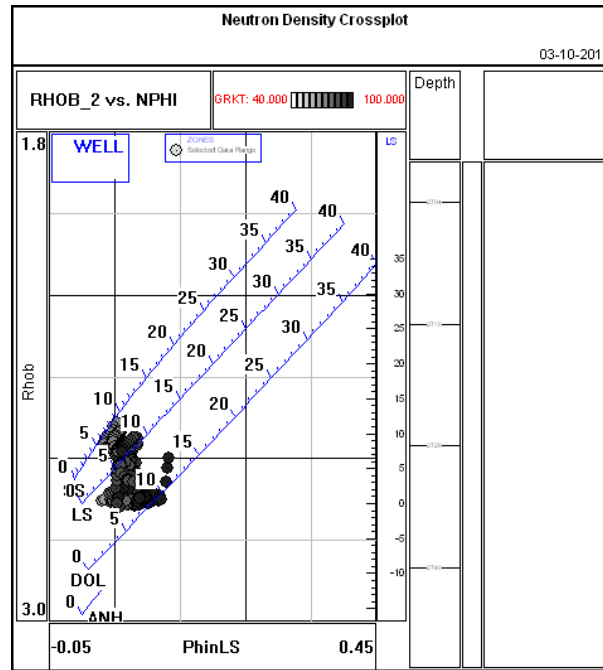
$$\phi_e = \frac{\phi_{DC} + \phi_{NC}}{2} \quad (16.21.)$$

A korrigált szelvények értékei alapján történik az effektív porozitás becslése. Szénhidrogén tartalom esetén ez elvileg iteratív úton lehetséges, hiszen a szénhidrogén-korrektúra a porozitás függvényében, a következő lépésben meghatározandó víztelítettségétől függ, de szokás gáztartalmú kőzetekben az alábbi tapasztalati úton meghatározott közelítő formulát alkalmazni:

$$\phi_e = \sqrt{\frac{\phi_{DC}^2 + \phi_{NC}^2}{2}} \quad (16.22.)$$



16.3. ábra. Porozitáskövető szelvények (Dt: akusztikus terjedési idő, Phin: neutronporozitás, Rhob: sűrűség) egyesített megjelenítése. Jól látható (sárgával sátozva) a jellegzetes gázindikáció. Az utolsó két sávban az agyaghatásra korrigált sűrűség és neutron porozitás, illetve az ebből számított effektív porozitás látható (Phie).



16.4. ábra. Sűrűség- neutron diagram kis mézstartalmú homokkő mátrixú agyagos tárolónál. A pontfelhő alakja jórészt diszperz agyagosságra utal. (HDS-2000 szoftver grafika)

A porozitáskövetőkből másodlagos porozitás becslése is végrehajtható, az akusztikus mérésekből és a radioaktív mérésekből származó porozitások összevetésével. A másodlagos porozitás index (SPI):

$$SPI = \frac{\phi_{ND} - \phi_A}{\phi_{ND}} \quad (16.23.)$$

Néhány agyagos homokkő víztelítettségi modellben szükség van az agyag porozitására (ϕ_{tsh}), amely a modell szerint a kötött víz frakcióhoz tartozik. Ennek becslése:

$$\phi_{tsh} = p\phi_{Dsh} + (1-p)\phi_{Nsh} \quad (16.24.)$$

Ahol p tapasztalati konstans (0.5 – 1.0) intervallumban. Ennek segítségével felírható a tároló kőzet totális porozitása:

$$\phi_t = \phi_e + V_{sh}\phi_{tsh} \quad (16.25.)$$

Iszap és iszapfiltrátum fajlagos ellenállása

Cél. iszap elektromos paramétereinek meghatározása.

Az iszapfiltrátum szerephez jut az elárasztott zóna víztelíttségének és így a kitermelhető szénhidrogén mennyiség meghatározásában, felhasználjuk a rétegvíz fajlagos ellenállás-becsléseknél is. Az iszapfiltrátum fajlagos ellenállását (R_{mf}) általában felszíni hőmérsékleten (T_0) mérik meg, innen át kell számítani a fűrőlyuk hőmérsékletére (T):

$$R_{mf}(T) = R_{mf}(T_0) \frac{T_0 + 21.5}{T + 21.5} \quad (16.26.)$$

Az iszap fajlagos ellenállását (R_m) az elektromos szelvények fűrőlyukhatás korrekcióknál használjuk fel. A felszíni adatokból 16.26. egyenlettel analóg módon számíthatjuk át a vizsgált mélység hőmérsékletére. Ha csak fűrőiszap adat áll rendelkezésre, az iszapfiltrátum fajlagos ellenállása többféle tapasztalati összefüggéssel becsülhető. Legegyszerűbben:

$$R_{mf} = 0.85 \cdot R_m \quad (16.27.)$$

Fajlagos ellenállás mérések korrekciói (R_p , R_{xo})

Cél: Látszólagos fajlagos ellenállás értékekből a rétegek fajlagos ellenállásának becslése.

Az elárasztás fajlagos ellenállás eloszlás modelljére vonatkozó inverzió alapján meghatározható az érintetlen zóna fajlagos ellenállása (R_t) és az elárasztott zóna ekvivalens fajlagos ellenállása. Ezeket grafikus úton (tornádó-diagramok segítségével is) végezhető. A fókuszált eszközök esetében a legnagyobb kutatási mélységű eszköz eredményei közelítőleg használhatók R_t becsléseként. A mikroszondák által mért fajlagos ellenállás (iszaplepeny korrekció után) (R_{xo}) használható az elárasztott zóna fajlagos ellenállásának becsléseként.

Rétegvíz fajlagos ellenállásnak (R_w) becslése

A víztelítettség becsléseknek egyik kulcsparamétere. Becsülhetjük permeábilis intervallumnál az SP szelvény agyagvonalhoz képesti kitéréséből (Sztatikus SP - *SSP*), a hőmérséklet és az R_{mf} ismeretében:

$$R_w = R_{mf} 10^{\frac{SSP}{65+0.24T}} \quad (16.28.)$$

A fenti összefüggés 30 000 ppm NaCl ekvivalens koncentráció alatt alkalmazható további korrekció nélkül. Az R_w 25°C-on meghatározott értékéből meghatározhatjuk az ekvivalens NaCl koncentrációt ppm-ben. A koncentráció logaritmus (c):

$$c \approx \frac{3.562 - \lg(R_{w,25C} - 0.0123)}{0.955} \quad (16.29.)$$

Az R_w becsülhető R_t és a becsült effektív porozitás értékek segítségével, alkalmazva az Archie-formulát, számítva az un. látszólagos rétegvíz fajlagos ellenállás értéket (R_{wa}).

$$R_{wa} = \frac{\phi^2}{a} R_t \quad (16.30.)$$

Adott mélység intervallumon R_{wa} minimális értékeit tekinthetjük R_w becslésének, amennyiben a becslésből kizárjuk az agyagos zónákat.

A rétegvíz fajlagos ellenállás becsléseknél figyelembe kell venni a rétegvizsgálatok, teszteres mérések eredményeit, számítva arra, hogy a vízmintában részben visszanyert fűróiszap is lehet, torzítva az eredményeket.

Cementációs kitevő becslése (m)

Cél: A póruster geometriája által meghatározott zónaparaméterek becslése.

A cementációs kitevő (m) és a tortuozitási együttható (a), a fajlagos ellenállás modellek fontos paraméterei. Értéküket leggyakrabban a közettípusra vonatkozó előzetes információk alapján határozzuk meg.

Modell	m	a
Karbonát	2	1
Humble (homokkő)	2.15	0.62
Tixier (kevésbé kompaktált)	2	0.8
Shell (kis porozitású karbonát)	1.87-0.013/φ	1

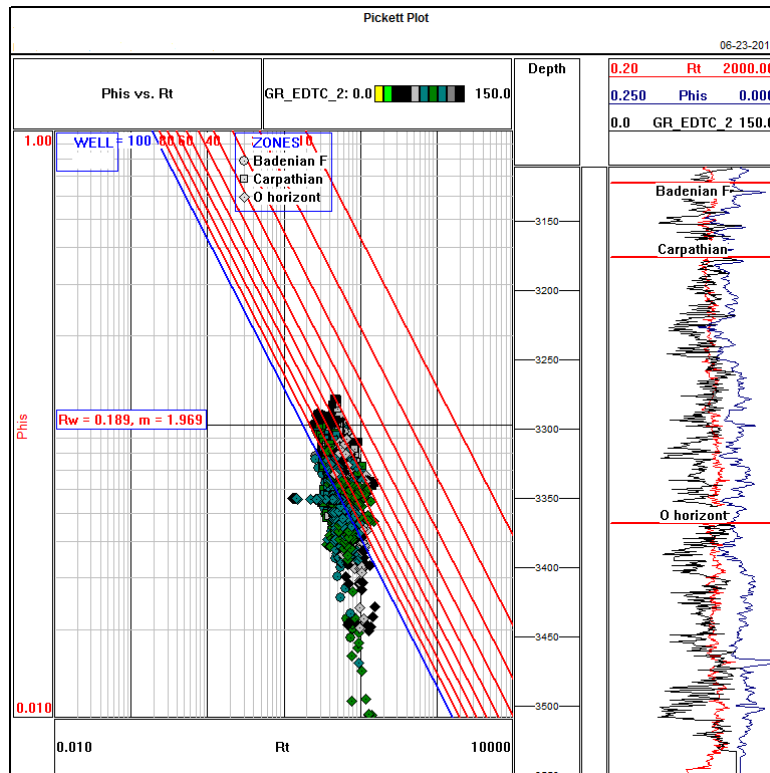
16.2. táblázat. Cementációs modellek

Az m értékét Pickett-diagramon (elsősorban vizes zónáknál ellenőrizhetjük) a pontfelhő alakja szerint (16.5. ábra). Repedezett vagy üreges másodlagos porozitású kőzet esetére Aguilera dolgozott ki kvantitatív eljárást (Aguilera 2003).

Víztelítettség becslése (S_w)

Cél: Az effektív pórustéren belüli fluidum arányok becslése készletbecslésekhez és tárolómodellezéshez.

A fenti adatokból megfelelő modellválasztással számíthatjuk ki a pórustér víztelítettségét. Az adatrendszer grafikusan is vizsgálható ebből a szempontból az ún. Pickett-diagramon (16.5. ábra), amelyen tiszta, agyagmentes tároló esetén elkülönülnek a különböző víztelítettségű zónák.



16.5. ábra. Pickett-diagram víztelítettség előzetes meghatározásához, a cementációs kitevő és rétegvíz fajlagos ellenállásának ellenőrzéséhez. (HDS-2000 szoftver grafika)

A víztelítettségéről kapható áttekintés mellett mind a cementációs kitevő, mind az S_w vonalak meredeksége ellenőrizhető. Megjegyezzük, hogy a cementációs kitevő izotróp pórustérre 2 körüli érték, a repedezettség megjelenése csökkenti, míg az oldási üregek megjelenése általában növeli az értékét.

Tiszta tároló kőzetek esetén a víztelítettség a tapasztalati alapokon nyugvó Archie-formulával számítható:

$$S_w = \left(\frac{a}{\phi_c^m} \frac{R_w}{R_t} \right)^{\frac{1}{n}} \quad (16.31.)$$

Agyagos tárolók esetén az agyag vezetőképességét is figyelembe kell venni. A modellek egy része függ az agyag betelepülés módjától. Diszperz agyag betelepülés esetén a pórusrésben levő agyagot és pórusfolyadékot keverék elektrolitnak tekintjük, melynek eredő ellenállását a két vezető frakció párhuzamos kapcsolásával nyerjük így felépítve a víztelítettség számítás alapját képező elektromos közetmodellt:

$$S_w = \frac{\sqrt{\frac{aR_w}{\phi_t^2 R_t} + \left[\frac{q(R_{sh} - R_w)}{2R_{sh}} \right]^2} - \frac{q(R_{sh} + R_w)}{2R_{sh}}}{1 - q} \quad (16.32.)$$

A modellben az agyagot a pórusrés részeként, a pórusvízzel összevonva kezeltük. A diszperz agyag teljes pórusrésre vonatkoztatott aránya q .

Lamináris agyag feltételezése mellett az agyagos és porózus rétegeket kapcsoljuk párhuzamosan részarányuknak megfelelően:

$$S_w = \sqrt{\left[\frac{1}{R_t} - \frac{V_{sh}}{R_{sh}} \right] \frac{(1 - V_{sh})aR_w}{\phi_e^2}} \quad (16.33.)$$

Többféle agyagtípus jelenlétében is jól használható az Indonézia-formula, mely kis sótartalmú rétegvizek esetén is jó eredményeket ad:

$$S_w = \left[\frac{\sqrt{\frac{1}{R_t}}}{\sqrt{\frac{\phi^m}{aR_w} + \sqrt{\frac{V_{sh}^{2-V_{sh}}}{R_{sh}}}}} \right]^{2/n} \quad (16.34.)$$

A formula alkalmazható az agyagokra vonatkozó vezetőképesség és sókoncentráció függvény nemlineáris szakaszán is. Hasonló agyagtípustól független az un. total shale formula:

$$S_w = \left[\frac{V_{sh}}{R_{sh}} + \sqrt{\left(\frac{V_{sh}}{R_{sh}} \right)^2 + 4 \frac{\phi_e^2}{aR_w R_t (1 - V_{sh})}} \right] \frac{aR_w (1 - V_{sh})}{2\phi_e^2} \quad (16.35.)$$

Nagyon gyakran alkalmazzák az agyagtípustól független Dual-Water modellt, melyben az agyagfrakciót két komponensre bontják: egy kötött víz és egy száraz agyag részre. A kötött vizet a teljes pórusréshez (ϕ_t) sorolva, a pórusvízzel elektromos szempontból párhuzamosan kötve számítják ki a közet eredő fajlagos ellenállását:

$$\frac{1}{R_t} = \frac{\phi_t^m S_{wt}^n}{a} \left[\frac{1}{R_w} + \frac{S_{wb}}{S_{wt}} \left(\frac{1}{R_{wb}} - \frac{1}{R_w} \right) \right] \quad (16.36.)$$

A szaturációs kitevő értékét 2-nek választva 16.36-ból a teljes pórusrésfogra vonatkozó víztelítettség:

$$S_{wt} = \left\{ -S_{wb} \left(\frac{1}{R_{wb}} - \frac{1}{R_w} \right) + \sqrt{S_{wb}^2 \left(\frac{1}{R_{wb}} - \frac{1}{R_w} \right)^2 + 4 \frac{a}{\phi_t^m R_w R_t}} \right\} \frac{R_w}{2} \quad (16.37.)$$

A formula fontosabb paramétereinek becslésénél a korábban meghatározott agyag teljes porozitásnak kulcsszerepe van:

$$R_{wb} = R_{sh} \phi_{sh}^2 : \text{a kötött víz fajlagos ellenállása,} \quad (16.38.)$$

$$S_{wb} = V_{sh} \frac{\phi_{sh}}{\phi_t} \quad (16.39.)$$

: a kötött víz frakció.

A kötött víz szaturáció jó becslése a nem redukálható vízmennyiségnek (S_{wirr})

A 16.37. formulában kifejezett teljes víztelítettségéből kiszámíthatjuk az effektív pórustérre vonatkozó effektív víz szaturációt:

$$S_w = \frac{S_{wt} - S_{wb}}{1 - S_{wb}} \quad (16.40.)$$

A rétegvíz ellenállás helyére iszapellenállást írva és R_f helyére R_{xo} -t írva, az elárasztott zóna víztelítettségére kapunk becsléseket (S_{xo}). A mozgó szénhidrogén mennyiségére adható becslés:

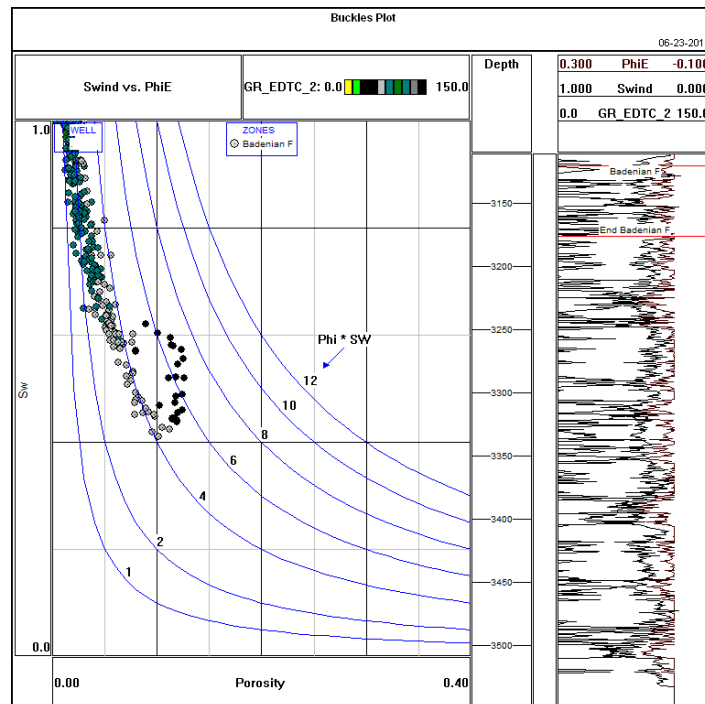
$$S_{chm} = S_{xo} - S_w \quad (16.41.)$$

A szénhidrogén teljes közetre vonatkoztatott fajlagos térfogati aránya a készletszámításokhoz:

$$V_{CH} = \phi_e (1 - S_w) \quad (16.42.)$$

Nem redukálható vízmennyiség becslése (S_{wirr})

A nem redukálható víztartalom többnyire a szemcsék felületén kötött víz frakciót jelenti. Agyagásványok jelenlétében különösen magas lehet a részaránya (50% felett). Becslése lehetséges labormérések alapján, fázishatárok felett a vízszaturáció határértéke alapján. un. Buckles-diagram (16.6. ábra) hiperbolái alapján, illetve a Dual-Water modellnél alkalmazott kötött víz szaturáció (S_{bw}) agyagos tárolók esetén szintén tekinthető S_{wirr} becslésnek. A legpontosabb becslések NMR mérések alapján lehetségesek.



16.6. ábra. Buckles-diagram S_{wirr} becsléséhez. (HDS-2000 szoftver grafika) Látható, hogy a szénhidrogénnel telített pórustér tartományon a pontfelhő egy hiperbolán helyezkedik el. A hiperbola megmutatja az adott porozitáshoz tartozó nem redukálható vízszaturáció értékét.

Permeabilitás becslése

Ha labormérések alapján felállított összefüggések nem állnak rendelkezésre, akkor szelvények alapján (Karman-Kozeny típusú félempirikus formulák) becsülhetjük a permeabilitást (mD egységben):

$$k^{1/2} = 250 \frac{\phi^3}{S_{wirr}} \quad (\text{Tixier-formula}), \quad (16.43.)$$

$$k^{1/2} = 100 \frac{\phi^{2.25}}{S_{wirr}} \quad (\text{Timur-formula}), \quad (16.44.)$$

$$k^{1/2} = 70 \frac{\phi^2(1-S_{wirr})}{S_{wirr}} \quad (\text{Coates-formula}). \quad (16.45.)$$

A nem redukálható vízmennyiség szerepet játszik a relatív permeabilitások becslésénél, kétfázisú esetben (víz és olaj):

$$k_{rw} = \left(\frac{S_w - S_{wirr}}{1 - S_{wirr}} \right)^3, \quad (16.46.)$$

$$k_{ro} = \frac{(1 - S_w)^{2.1}}{(1 - S_{wirr})^2}. \quad (16.47.)$$

Kétfázisú áramlásnál a valós permeabilitás a relatív és a vízre meghatározott permeabilitás szorzataként áll elő.

Vízhozam becslése

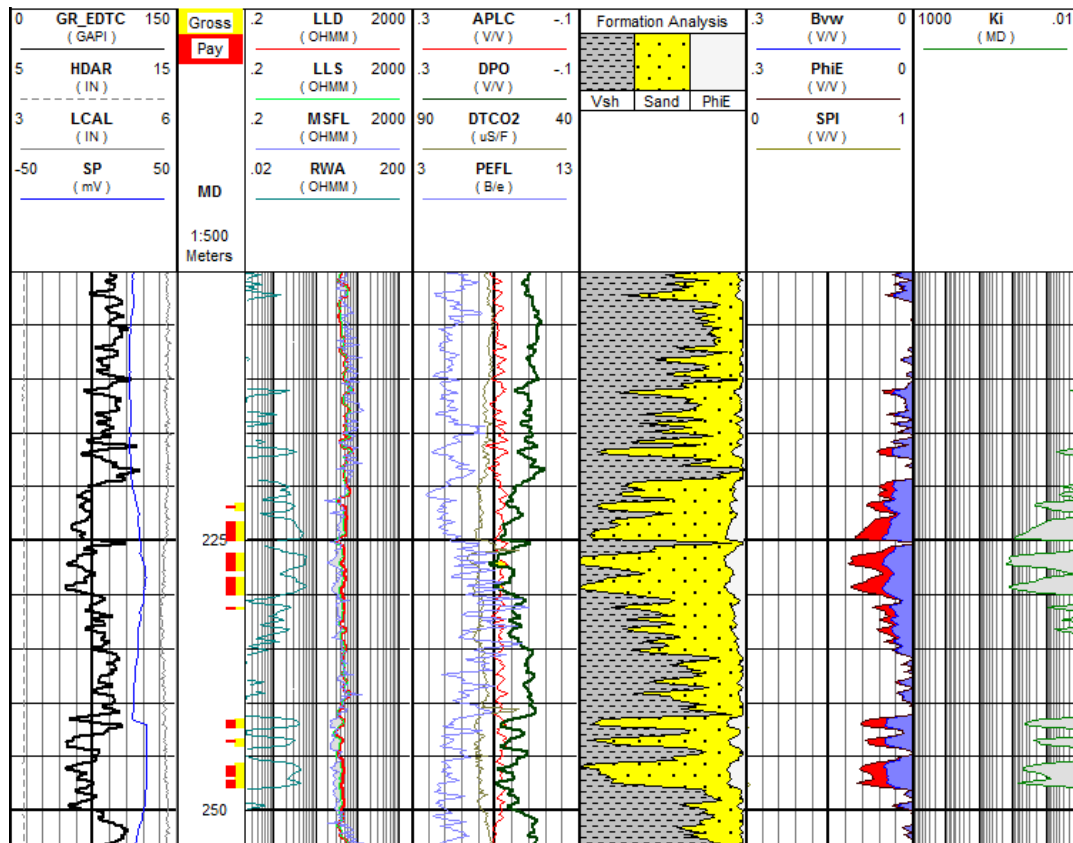
Kétfázisú áramlás esetén a víz arányát a termelvényben (water cut) a következő formulával becsülhetjük a relatív permeabilitásokról és viszkozitásokból:

$$W_{cut} = \frac{1}{1 + \frac{k_{ro} \eta_w}{k_{rw} \eta_o}} \quad (16.48.)$$

Rezervoár vastagságok

A területre meghatározott küszöbparaméterekkel (cutoff), meghatározhatjuk a rezervoárok vastagságát, majd erre vonatkoztatva, megfelelő átlagolással ez ekvivalens rezervoár paramétereket. Az agyagtartalom és porozitásra megszabott küszöbértékekkel határozhatjuk meg a rezervoár vastagságát (Gross interval), majd S_w küszöb érték segítségével ezen belül a termelő zónákat (Net pay interval).

A rezervoármodellezéshez, a fúrásban meghatározott információ kiterjesztéséhez szükség van a termelő vastagság relatív értékére (NTG - Net to Gross). (16.7. ábra)



16.7. ábra. Eredmény szelvények, a mélység mellett feltüntetjük a rezervoárokhoz kapcsolódó indikátor függvényeket (Gross, Net pay). (HDS-2000 szoftver grafika)

Irodalom

- Aguilera, M.S. és Aguilera, R.. *Improved models for petrophysical analysis of dual porosity reservoirs*. 2003. *Petrophysics*. 44. (1). 21–35.
- Balázs, L.. *Egyenáramú elektromos mérések modellezése inhomogén közegekben*. 2010. PhD Disszertáció, ELTE TTK.
- Balázs, L.. *Kőzetfizika*. megjelenés alatt. ELTE TTK jegyzet.
- Balázs, L. és Gyurkócza, Cs.. *Neutrondetektorok*. 2002. BME Laborjegyzet.
- Balázs, L.. *Modelling and examination of penetration neutron sonde behaviour in various logging environments by Monte-Carlo method, and diffusion approximation*. 2008. *Geophysical Transactions*. 45. 135-156.
- Coates, G. R., Xlao, L., és Prammer, M. G.. *NMR Logging, Principles and Applications*. 1999. Halliburton.
- De-Witte, L. és Gould, R. W.. *Potential distribution due to a cylindrical electrode mounted on an insulating probe*. 1959. *Geophysics*. XXIV. 3. 566-579.
- Dobróka, M., Szabó, N.. *Interval inversion of well-logging data for automatic determination of formation boundaries by using float-encoded genetic algorithm*. 2012. *Journal of Petroleum Science and Engineering*. 86-87.
- Doll, H. G.. *The laterolog: a new resistivity logging method with electrodes using an automatic focusing system*. 1951. *Petroleum Transactions, AIME*. 192. 305-316.
- Doll, H. G.. *Introduction to Induction logging and Application to Logging of Wells Drilled with Oil Base Mud*. . *Journal of Petroleum Technology*. 1. 6 (June 1949). 148-162.
- Ellis, D. V. és Singer, J. M.. *Well logging for Earth Scientists*. 2007. Springer.
- Crowder, R. E. és Mitchell, K.. *Spinner Flowmeter Logging a Combination of Borehole Geophysics and Hydraulics*. 2002. Well Design Workshop, Arizona.
- Dewan, J. T.. *Modern Open-Hole Log Interpretation*. 1983. PennWell.
- Jackson, J. D.. *Klasszikus elektrodinamika*. 2004. Typotex Kiadó.
- Kaufmann, A. A. és Keller, G. V.. *Induction Logging*. 1989. Elsevier Science Publisher.
- Landau, L. D. és Lifsic, E. M.. *Elméleti fizika VII.*. 1974. Tankönyvkiadó, Budapest.
- Tittman, J.. *Geophysical Well Logging*. 1986. Academic Press Orlando.
- Schlumberger. *Log Interpretation Principles/Applications*. 1989. Schlumberger.
- Smolen, J. J.. *Cased Hole and Production Log Evaluation*. 1996. PennWell, Tulsa Oklahoma.
- Szatmáry, Z.. *Bevezetés a reaktrofizikába*. 2000. Akadémiai Kiadó, Budapest.