

Miskolci Egyetem
Műszaki Földtudományi Kar
Földtani és Geofizikai Intézet
Geofizikai Intézeti Tanszék



**REZERVOÁR PARAMÉTEREK
GEOFIZIKAI MAGHATÁROZÁSA
KIBŐVÍTETT ELASZTIKUS
IMPEDANCIÁK FELHASZNÁLÁSÁVAL**

XXXI. OTDK

**Fizika, Földtudományok és Matematika Szekció
Földtudományok - Alkalmazott földtudomány tagozat**

Holló Dávid, MSc.
Földtudományi Mérnök hallgató

Konzulens:
Dr. habil Ormos Tamás, egyetemi docens
Geofizikai Intézeti Tanszék

Miskolc, 2012.

EREDETISÉGI NYILATKOZAT

Eredetiségi nyilatkozat

"Alulírott Holló Dávid, a Miskolci Egyetem Műszaki Földtudományi Karának hallgatója büntetőjogi és fegyelmi felelősségem tudatában kijelentem és aláírással igazolom, hogy ezt a dolgozatot saját magam készítettem, a benne leírt vizsgálatokat – ha ezt külön nem jelzem – magam végeztem el, és az ismertetett eredményeket magam értem el. Adatokat, információkat csak az irodalomjegyzékben felsorolt forrásokból használtam fel. Minden olyan részt, melyet szó szerint, vagy azonos értelemben, de átfogalmazva más forrásból átvettem, egyértelműen, a forrás megadásával megjelöltem."

Miskolc, 2012. október 29.

.....
Holló Dávid
Hallgató

A KONZULENS NYILATKOZATA

Konzulensi nyilatkozat

"Alulírott Dr. habil Ormos Tamás, a Miskolci Egyetem Geofizikai és Térinformatikai Intézetének docense, a Geofizikai Intézeti Tanszék tanszékvezetője, a TDK dolgozatot beadásra alkalmasnak ítélem."

Miskolc, 2012. október 29.

.....
Dr. habil Ormos Tamás
Konzulens

I. ÖSSZEFOGLALÓ

Napjainkban a kőolaj és a földgáz (szénhidrogének) a legfontosabb energiaforrások. A szénhidrogének kutatása során megkülönböztetünk hagyományos és nem hagyományos szénhidrogén telepeket, mely utóbbiak kutatása és jövőbeli termelése jelenti ezen iparág jövőjét. A konvencionális szénhidrogén telepek geofizikai úton történő vizsgálatára egy viszonylag újnak nevezhető eljárást, az AVO (Amplitude Versus Offset) módszert széles körben alkalmazzák, amely a reflektált hullám beesési szögétől függő amplitúdó változásának vizsgálatával állapítja meg a kőolaj és földgáz tározók egyes fontos tulajdonságait. A hagyományos tárolóknak nagyobb a porozitásuk, mint a környezeté. Dolgozatom alapjául ezen kutatási módszer és az "elasztikus impedancia" elmélete szolgál, amelyet P. Connolly "Elastic Impedance" címmel a The Leading Edge folyóiratban 1999-ben publikált.

Szeizmikus kutatásnál a kutatási területen a robbantópontból longitudinális hullámot gerjesztünk, mely hullám a földfelszín alatti rétegeken áthalad, a réteghatárokról adott mértékben visszaverődik. A visszaverődés mértéke (reflexiók együttható) a réteghatárt alkotó két közeg sűrűségének és a bennük haladó hullám terjedési sebességének szorzatától függ. Merőleges beesés esetén - amikor hullámkonverzió nem lép fel - a sűrűség és a longitudinális hullám terjedési sebességének szorzatát akusztikus impedanciának nevezzük. Merőlegestől különböző beesési szögek esetén - amikor hullámkonverzió is fellép - a szorzat mindkét sebességet és sűrűséget magában foglalja, amelyet elasztikus impedanciának nevezünk. A nem merőlegesen reflektált hullámok tulajdonságait a Zoeppritz mátrix segítségével írhatjuk le, amelyet Aki és Richards, majd Shuey egyszerűsített. P. Connolly, majd D.N. Whitcombe leírta, hogy a különböző beesési szögek szerint előállított elasztikus impedancia szelvények alakja hasonlít egyes mélyfúrási geofizikai szelvényekre, ill. azokból leszármaztatott pereméterek szelvényére. A hasonlóság lehetővé teszi azt, hogy a számított elasztikus impedanciákból további paraméterekre következtethessünk.

A fentebb leírt vizsgálatokat egy adott kutatási területen elvégeztem, melyekhez apriori karotázs szelvények (P és S hullám terjedési sebesség, sűrűség, szaturáció, porozitás, stb.) és az ezekből származtatott (nyírási modulus, Poisson szám, Young modulus stb.) karotázs szelvények álltak rendelkezésemre. Megállapítottam, hogy a különböző szögekben kiszámított elasztikus impedancia szelvények milyen mértékben hasonlítanak ezekre a mért, ill. számított szelvényekre.

II. TARTALOMJEGYZÉK

I.	Összefoglaló	3
II.	Tartalomjegyzék	4
1.	Bevezetés	5
2.	Elméleti összefoglaló	6
2.1.	Szeizmika alapjelenségei, kőzetfizikai- és rezervoár paraméterek	6
2.2.	Akusztikus- és elasztikus impedancia	11
2.3.	Konvolúció	18
3.	Mérési eredmények értékelése	20
3.1.	Mérési terület, apriori adatok bemutatása	20
3.1.1.	A karotázs szelvények bemutatása	21
3.1.2.	Apriori karotázs adatokból számított szelvények	23
3.2.	Szintetikus szeizmogram használata	28
3.3.	Elasztikus impedanciák előállítása, korrelációk, eltérések	31
4.	Véggövetkeztetés	38
5.	További felhasználási lehetőségek	39
6.	Köszönetnyilvánítás	44
7.	Irodalomjegyzék	45
8.	Melléklet	46

1. BEVEZETÉS

A szénhidrogén kutatás és termelés a világ egyik legdinamikusabban fejlődő tudományterülete. A mai modern világ energiaigényének kielégítése jelenleg elképzelhetetlen a szénhidrogének felhasználása nélkül. Ezért stratégiai fontosságú újabb szénhidrogén tárolók kutatása.

1891-ben Eötvös Loránd Celldömölk mellett a saját készítésű torziós ingájával kimutatta a nehézségi erőtér rendkívül kis változásait. Eötvös-ingával az 1920-as években már az egész világon sódómkat kutattak, melyek környezetében az enyhén megemelt rétegekben könnyen csapdázódhattak a szénhidrogének. Ebben az időben kezdtek el foglalkozni a mai szeizmikus kutatás alapjaival, nem szénhidrogén kutatási, hanem elsődlegesen hadászati célokból. Az olaj népszerűségének (és árának) növekedésével rohamléptekben fejlődött ezen tudományág. Ekkor még elképzelhetetlen volt, hogy valaha 3D-s, vagy 4D-s szeizmikus felvételeket számítógéppel fognak kiértékelni szénhidrogén kutatás céljából, ma már ez a technológia rendelkezésünkre áll. A fejlődés nem állt meg, éppen ellenkezőleg, felgyorsult. 1600-ban Hooke definiálta a relatív megnyúlás arányosságának feltételeit, 1830-ban Poisson leírta a longitudinális- és transzverzális hullámot. 1845-ben Stokes definiálta az összenyomhatatlansági- és nyírási modulust, 1887-ben Rayleigh a róla elnevezett Rayleigh (felületi) hullámot, 1899-ben Knopf a reflexiós- és a transzmissziós együtthatót, 1911-ben Love a felületi hullámokat.

1919-ben Zoeppritz leírta a harmonikus síkhullám homogén, izotróp közegben határfelületre érkezésekor létrehozott hullámok amplitúdóit tartalmazó mátrix egyenletet. A Zoeppritz mátrix egyenletet 1961-ben Bortfeld, 1976-ban Richards és Frazier, 1980-ban Aki és Richards, majd 1985-ben Shuey különböző módon egyszerűsítette. 1999-ben P. Connolly a The Leading Edge folyóiratban publikálta "Elastic Impedance" című cikkét, melyben definiálta az elasztikus impedancia fogalmát. 2002-ben a Zoeppritz mátrix Aki és Richards, majd Shuey általi egyszerűsítését kihasználva Connolly és Whitcombe leírta a kibővített elasztikus impedanciát. A cikkek azt tételezik fel, hogy ezen elasztikus impedanciák különböző beesési szögek esetén hasonlítani fognak egyes karotázs szelvényekre, ill. az ezekből képzett közetfizikai jellemzőkre.

Impedanciát szeizmikából rekurziós inverzióval számíthatunk, azonban nem tudjuk, hogy milyen kapcsolatban van a rétegparaméterekkel. Jó eszköz erre a karotázs, amiből a számított elasztikus impedanciát össze tudjuk hasonlítani pl. a porozitással. Dolgozatom célja, hogy ipari adatok felhasználásával ezt az összehasonlítást elvégezzem.

2. ELMÉLETI ÖSSZEFOGLALÓ

Dolgozatomban ismertetem azon elméleti alapokat, melyek megalapozzák a mérési adatok és az elasztikus impedanciák összehasonlíthatóságát (2. fejezet). Az elméleti háttér ismertetése után gyakorlati példákon keresztül mutatom be az elasztikus impedancia szelvények elkészítését, összehasonlítását karotázs szelvényekkel. (3. fejezet).

A 2. fejezet első részében (2.1. fejezetrész) a szeizmika alapjelenségei kerülnek bemutatásra (Meskó Attila "Rugalmas hullámok a Földben. A szeizmikus kutatómódszer" 1994). A fejezet második felében (2.2. fejezetrész) az akusztikus- és elasztikus impedanciákat mutatom be, melyek a mai legmodernebb attribútum elemzések alapjai.

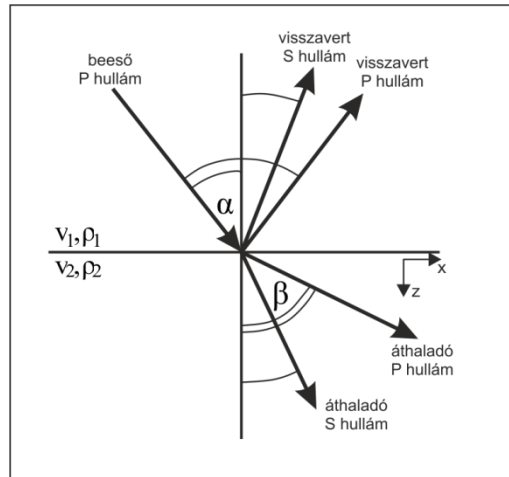
A 2.3. fejezetrészben a konvolúció kerül bemutatásra, melyet a szintetikus szeizmogram és az elasztikus impedanciák elkészítésére használunk.

2.1. Szeizmika alapjelenségei, közetfizikai- és rezervoár paraméterek

Tegyük fel, hogy két réteges modellben adott közegből egy általunk keltett síkhullám merőlegesen egy határfelülethez érkezik. Ez a határfelület a valóságban lehet két réteg határa, ahol a másik rétegben a sűrűség és a síkhullám terjedésének sebessége más lesz, mint az első rétegben. Ekkor a merőlegesen beérkező P síkhullám a határfelületen át továbbhalad valamilyen megváltozott terjedési sebességgel és/vagy visszaverődik, amit az 1. ábra is mutat be. A visszavert P (reflektált) és az áthaladó P (transzmissziós) hullám amplitúdója az eredetileg beeső hullám kezdeti amplitúdójától és a két közeg fizikai tulajdonságaitól függ. Merőleges beesés esetén "R" reflexiós koefficiens írható fel a visszavert P hullámra és "T" transzmissziós koefficiens az áthaladó P hullámra

$$R = \frac{\rho_2 v_2 - \rho_1 v_1}{\rho_2 v_2 + \rho_1 v_1}$$
$$T = \frac{2\rho_1 v_1}{\rho_1 v_1 + \rho_2 v_2}$$
(1)

, ahol a " ρ_1 ", " ρ_2 " az első és a második réteg sűrűsége, a " v_1 ", " v_2 " az első és a második rétegben haladó hullám terjedési sebessége.

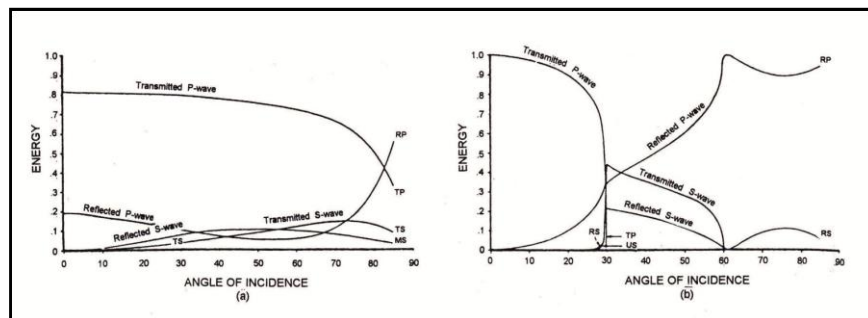


1. ábra. Adott beesési szögű hullám viselkedése réteghatárnál [1]

Réteghatárra nem merőlegesen beeső harmonikus P hullám terjedési irányát (a felület normálisával bezárt szögét) a Snellius-Descartes törvény szabja meg, mely a fénytanhhoz hasonlóan kimondja, hogy

$$\frac{\sin \alpha}{v_1} = \frac{\sin \beta}{v_2} \quad (2)$$

, ahol " α " a beeső longitudinális (P) hullám beesési szöge, " β " az áthaladó longitudinális (P) hullám szöge, " v_1 " és " v_2 " adott közegben a hullámterjedési sebesség. Az 1. ábrán látható a Snellius-Descartes törvény grafikusan, valamint az, hogy ez nem csak a longitudinális (P), hanem a transzverzális (S) hullám szögeire is felírható összefüggés. A forrás által gerjesztett P-hullám merőleges beesése esetén nem keletkezik S-hullám. Minden más olyan esetben, amikor a beesési szög eltér a merőlegetől a P-hullám energiájának egy része a határfelületen átalakul S-hullámmá. A 2. ábra bemutatja, hogy a reflektált és a transzmissziós hullám hogy viselkedik a határfelülethez érve. [1] [3] [4]



2. ábra. Reflektált és transzmissziós hullám viselkedése a beesési szög szerint.

A bal oldali ábrán a beérkező P hullám sebessége nagy, a jobb oldali ábrán kisebb. [3]

Harmonikus síkhullám esetén homogén, izotróp közegben egységnyi amplitúdójú longitudinális (P) hullám határfelületre érkezésekor létrehozott hullámok amplitúdóit általánosan a Zoeppritz mátrix egyenlet írja le. A Zoeppritz mátrix egyenlet kimondja, hogy a réteghatárhoz érkező hullám amplitúdó változása nem csak a hullámra jellemző longitudinális terjedési sebességtől és a közeg sűrűségétől függ, hanem a transzverzális hullám terjedési sebességétől és a beesési szögtől is. A Zoeppritz mátrix egyenlet

$$\begin{bmatrix} \sin\theta_1 & \cos\phi_1 & -\sin\theta_2 & \cos2\phi_2 \\ -\cos\theta_1 & \sin\phi_1 & -\cos\theta_2 & -\sin\phi_1 \\ \sin2\theta_1 & \frac{v_{P1}}{v_{S1}}\cos2\phi_1 & \frac{\rho_2 v_{S2}^2 v_{P1}}{\rho_1 v_{S1}^2 v_{P2}}\cos2\theta_1 & -\frac{\rho_2 v_{S2} v_{P1}}{\rho_1 v_{S1}^2}\cos2\phi_2 \\ \cos2\phi_1 & -\frac{v_{S1}}{v_{P1}}\cos2\phi_1 & \frac{\rho_2 v_{P2}}{\rho_1 v_{P1}}\cos2\phi_2 & -\frac{\rho_2 v_{S2}}{\rho_1 v_{P1}}\sin2\phi_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A \\ B \\ C \\ D \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\sin\theta_1 \\ -\cos\theta_1 \\ \sin2\theta_1 \\ -\cos2\phi_1 \end{bmatrix} \quad (3)$$

, ahol " v_{P1} ", " v_{P2} ", " v_{S1} " " v_{S2} " a longitudinális (P) és a transzverzális (S) hullám terjedési sebessége az első és a második közegben, " ρ_1 " és " ρ_2 " a sűrűségek, " θ_1 ", " θ_2 ", " ϕ_1 ", " ϕ_2 " a longitudinális (P) és a transzverzális (S) hullám visszaverődésének szöge adott közegben. Az "A" a visszavert longitudinális hullám amplitúdója, a "B" a visszavert transzverzális hullám amplitúdója, a "C" az áthaladó longitudinális hullám amplitúdója, a "D" az áthaladó transzverzális hullám amplitúdója. Az egyenlet a hullám terjedése szempontjából a teljes szögtartományra alkalmazható. [4] [10]

Homogén, izotróp közegben a rugalmas hullám terjedési sebességére a hullámegyenlet megoldása alapján felírható, hogy

$$V_P = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}} = \sqrt{\frac{K + \frac{4}{3}\mu}{\rho}}$$

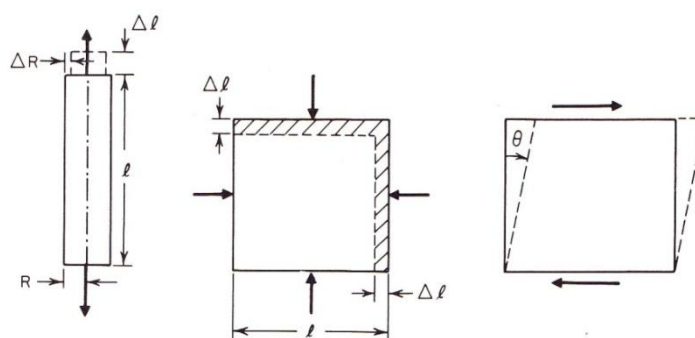
$$V_S = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}} \quad (4)$$

, ahol K az összenyomhatatlansági modulus, " μ " és " λ " a két Lamé-állandó és " ρ " a sűrűség. [4] [10]

A közetfizikai alapjelenségek fontos szerepet játszanak egy rugalmas hullám terjedésének mértékében. A továbbiakban röviden bemutatom ezen jelenségeket és hozzájuk tartozó nevezetes paramétereket. (Alapul szolgál ehhez a 2011-ben elkészített "Dinamikus rugalmassági állandók meghatározása a Nyugat-Mátrában mélyített F-7 jelű, víz- és érckutató fúrás magmintáin." című korábbi TDK dolgozatom.)

Egy szilárd anyag akkor tekinthető rugalmasnak, ha a test vissza tud állni deformálatlan állapotába a rá ható külső erők megszűnése után. Tökéletesen rugalmas akkor az anyag, ha teljes mértékben az eredeti alapállapotára képes visszaállni nulla idő alatt. Minden test tökéletesen rugalmasnak tekinthető, ha a deformáló erők nagysága egy bizonyos határ alatt marad és a deformáció sebessége kicsi. A homogén izotróp anyagok esetében ebben a tartományban érvényes a Robert Hooke által kísérleti úton 1676-ban megállapított törvény, mely szerint az alakváltozás arányos a deformációs erővel, ha a deformáló erő adott határ alatt marad. Az ilyen anyagokat, amelyekre a Hooke-törvény igaz Hooke-anyagoknak, vagy lineárisan rugalmas anyagoknak nevezzük. A Hooke-törvény feltételezi, hogy a lineárisan-rugalmas anyagok erő hatására $t = 0$ sec alatt vesznek fel deformált alakjukat, illetve az erőhatás megszűnte után $t = 0$ sec alatt állnak vissza eredeti alakjukra. [5] [12]

Deformáción a testek alakjának megváltozását értjük, amely több összetevőből áll: (3. ábra) hosszirányú megnyúlást, hidrosztatikus nyomás hatását, nyírást. (Csak Hooke modellben érvényes.) [2]



3. ábra. Deformáció-típusok [2]

Amennyiben az anyagra kifejtett nyomás hatására létrejött deformáció meghaladja a rugalmassági határt, az anyag folyási állapotba kerül, már nem lesz képes visszanyerni eredeti állapotát. A folyási szakasz végét a szakítószilárdsági pont jelzi, melyet átlépve a vizsgált anyag eltörik. [2] [12]

A rugalmas állandóknak a deformációk és a rugalmas feszültségek közötti kapcsolat felírásában van szerepük, valamint az anyagi minőséget is jellemzik. A rugalmassági állandók homogén, izotróp, rugalmas tulajdonságú anyagok esetén állandók. Ezen rugalmassági állandók csak a Hooke-törvény által megadott tartományban igazak. A 6. ábra mutatja be azt, hogy a rugalmassági állandókat milyen képletekkel lehet egymásból kiszámítani. [2] [12]

Young's modulus, E	Poisson's ratio, σ	Bulk modulus, k	Shear modulus, μ	Lamé constant, λ	P-wave velocity, α	S-wave velocity, β	Velocity ratio, β/α
(E, σ)		$\frac{E}{3(1-2\sigma)}$	$\frac{E}{2(1+\sigma)}$	$\frac{E\sigma}{(1+\sigma)(1-2\sigma)}$	$\left[\frac{E(1-\sigma)}{(1+\sigma)(1-2\sigma)\rho} \right]^{1/2}$	$\left[\frac{E}{2(1+\sigma)\rho} \right]^{1/2}$	$\left[\frac{(1-2\sigma)}{2(1+\sigma)} \right]^{1/2}$
(E, k)	$\frac{3k-E}{6k}$		$\frac{3kE}{9k-E}$	$3k \left(\frac{3k-E}{9k-E} \right)$	$\left[\frac{3k(3k+E)}{\rho(9k-E)} \right]^{1/2}$	$\left[\frac{3kE}{(9k-E)\rho} \right]^{1/2}$	$\left(\frac{E}{3k+E} \right)^{1/2}$
(E, μ)	$\frac{E-2\mu}{2\mu}$	$\frac{\mu E}{3(3\mu-E)}$		$\mu \left(\frac{E-2\mu}{3\mu-E} \right)$	$\left[\frac{\mu(4\mu-E)}{(3\mu-E)\rho} \right]^{1/2}$	$\left(\frac{\mu}{\rho} \right)^{1/2}$	$\left(\frac{3\mu-E}{4\mu-E} \right)^{1/2}$
$(\sigma, k) \quad 3k(1-2\sigma)$			$\frac{3k}{2} \left(\frac{1-2\sigma}{1+\sigma} \right)$	$3k \left(\frac{\sigma}{1+\sigma} \right)$	$\left[\frac{3k(1-\sigma)}{\rho(1+\sigma)} \right]^{1/2}$	$\left[\frac{3k}{2\rho} \left(\frac{1-2\sigma}{1+\sigma} \right) \right]^{1/2}$	$\left[\frac{1-2\sigma}{2(1+\sigma)} \right]^{1/2}$
$(\sigma, \mu) \quad 2\mu(1+\sigma)$		$\frac{2\mu(1+\sigma)}{3(1-2\sigma)}$		$\mu \left(\frac{2\sigma}{1-2\sigma} \right)$	$\left[\left(\frac{2\mu}{\rho} \right) \left(\frac{1-\sigma}{1-2\sigma} \right) \right]^{1/2}$	$\left(\frac{\mu}{\rho} \right)^{1/2}$	$\left[\frac{1-2\sigma}{2(1+\sigma)} \right]^{1/2}$
$(\sigma, \lambda) \quad \lambda \frac{(1+\sigma)(1-2\sigma)}{\sigma}$		$\lambda \left(\frac{1+\sigma}{3\sigma} \right)$	$\lambda \left(\frac{1-2\sigma}{2\sigma} \right)$		$\left[\left(\frac{\lambda}{\rho\sigma} \right) (1-\sigma) \right]^{1/2}$	$\left[\frac{\lambda}{\rho} \left(\frac{1-2\sigma}{2\sigma} \right) \right]^{1/2}$	$\left[\frac{1-2\sigma}{2(1+\sigma)} \right]^{1/2}$
$(k, \mu) \quad \frac{9k\mu}{3k+\mu}$	$\frac{3k-2\mu}{2(3k+\mu)}$			$k - 2\mu/3$	$\left(\frac{k+4\mu/3}{\rho} \right)^{1/2}$	$\left(\frac{\mu}{\rho} \right)^{1/2}$	$\left(\frac{\mu}{k+4\mu/3} \right)^{1/2}$
$(k, \lambda) \quad 9k \left(\frac{k-\lambda}{3k-\lambda} \right)$	$\frac{\lambda}{3k-\lambda}$		$\frac{3}{2}(k-\lambda)$		$\left(\frac{3k-2\lambda}{\rho} \right)^{1/2}$	$\left[\frac{3(k-\lambda)}{2\rho} \right]^{1/2}$	$\left[\frac{1}{2} \left(\frac{k-\lambda}{k-2\lambda/3} \right) \right]^{1/2}$
$(\mu, \lambda) \quad \mu \left(\frac{3\lambda+2\mu}{\lambda+\mu} \right)$	$\frac{\lambda}{2(\lambda+\mu)}$	$\lambda + \frac{2}{3}\mu$			$\left(\frac{\lambda+2\mu}{\rho} \right)^{1/2}$	$\left(\frac{\mu}{\rho} \right)^{1/2}$	$\left(\frac{\mu}{\lambda+2\mu} \right)^{1/2}$
$(\alpha, \beta) \quad \rho\beta^2 \left(\frac{3\alpha^2-4\beta^2}{\alpha^2-\beta^2} \right)$	$\frac{\alpha^2-2\beta^2}{2(\alpha^2-\beta^2)}$	$\rho \left(\alpha^2 - \frac{4}{3}\beta^2 \right)$	$\rho\beta^2$	$\rho(\alpha^2-2\beta^2)$			

6. ábra. Kőzetfizikai és rugalmassági állandók kiszámítása[3]

2.2. Akusztikus- és elasztikus impedancia

A beeső síkhullámok terjedését két adott közeg határfelületén úgy vizsgáljuk, hogy az a két érintkező réteg határára érkezve egy sík felülettel találkozik, melyre beesése merőleges. A valóságban ez ritkán fordul elő, kis valószínűséggel lehet sík felület két közetréteg határa, valamint a feltételezett síkhullám beesése is csak az esetek nagyon kis százalékában merőleges. Merőlegeshez közeli beesés természetesen előfordulhat, de tökéletesen merőleges beesés csak nagyon ritkán. A feltételezett síkhullám sem síkhullám, hanem ideális esetben legalább gömbhullám (pontoszerű forrással, robbantással keltve). A gömbhullám felfogható nagyon sok kis, eltérő irányú síkhullám összegeként, eredőjeként.

Rugalmas hullámok terjedése esetén (merőleges beesésnél) a szeizmikus határfelületet az akusztikus impedancia ugrásszerű változása jelzi. (Az akusztikus impedanciát régebbi forrásokban akusztikus ellenállásként említik.) Az akusztikus impedanciát úgy számítjuk, hogy

$$Z_p = \rho v \quad (5)$$

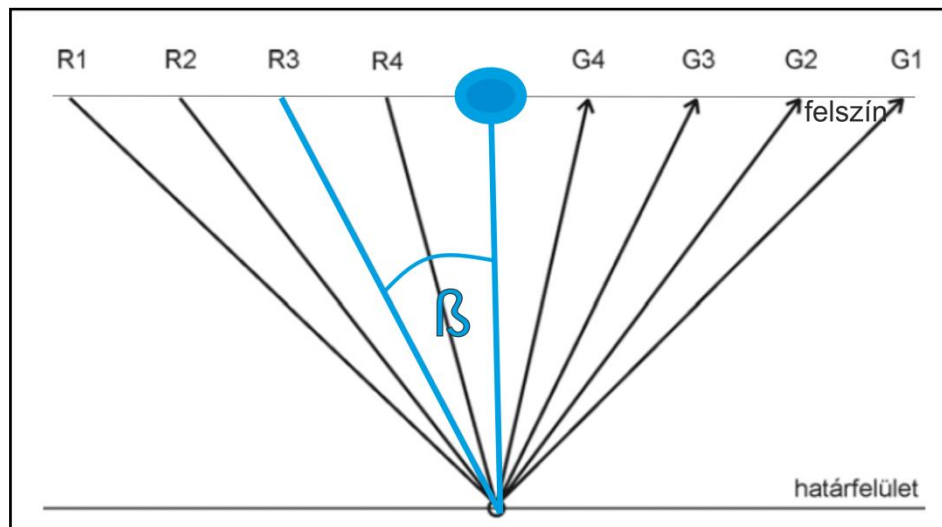
, ahol " Z_p " az akusztikus impedancia, " ρ " a sűrűség, " v " a P hullám terjedésének sebessége. Amennyiben a két vizsgált réteg akusztikus impedanciája azonos, akkor nem lesz visszavert hullám és a beérkező hullám amplitúdó változás nélkül halad tovább. Hogyha az akusztikus impedanciák különbsége nagy, akkor a visszavert hullám amplitúdóján jelentős mértékű növekedés lesz látható. [4]

Akusztikus impedancia esetében a reflektivitás függvény

$$R_p = \frac{Z_{p2} - Z_{p1}}{Z_{p2} + Z_{p1}} = \frac{\rho_2 v_{p2} - \rho_1 v_{p1}}{\rho_2 v_{p2} + \rho_1 v_{p1}} \cong \frac{\Delta Z}{2Z} \quad (6)$$

, ahol " Z_{p1} ", " Z_{p2} " az első és a második réteg akusztikus (P) impedanciája, a " v_{p1} ", " v_{p2} " az adott rétegben terjedő longitudinális (P) hullám sebessége, és " ρ_1 ", " ρ_2 " a rétegek sűrűségei. [4] [10]

Mielőtt folytatnám az elasztikus impedancia elméleti háttérének leírásával, a könnyebb megértés érdekében mindenképpen tisztázni kell, mit értünk azon, hogy egy adott csatornához különböző beesési szögű hullámok tartozhatnak. Az AVO analízis (Amplitude Versus Offset) - amit AVA analízisnek (Amplitude Versus Angle) is szoktak hívni - a reflektált amplitúdók változásainak közös mélységponti vizsgálatát jelenti az észlelési távolság (offset) függvényében. A reflexió amplitúdó vizsgálatok megvalósítását az teszi lehetővé, hogy a közös mélységpontos adatgyűjtéskor felvett mérési anyag magában foglalja azt az információt, amely a reflektált P-hullám amplitúdójának észlelési távolságától (beesési szögtől) való függésével kapcsolatos. Különböző forrás-geofon távolságban (offset) észlelve a reflektált hullámokat a csatornához különböző észlelési távolságok tartoznak, amikhez az időértékeknél különböző beesési szögek tartoznak. Ez látható az 5. ábrán, ahol közös mélységpontra (CDP) ábrázolva láthatók a különböző csatornák, a határfelület, a felszín és a robbantópont. AVO analízis a szeizmikus adatok összegzés előtti vizsgálatával valósítható meg. [4]



5. ábra. Észlelési távolságok és szögek [4]

Az 5. ábrán a robbantópont a felszínen kék körrel van jelölve. Látható, hogy különböző forrás - geofon távolságok mellett a közös referenciapontra hozás esetén a terepi csatornához különböző észlelési távolságok, ebből következik, hogy adott időértékeknél különböző (a képen β -val jelölt) beesési szögek tartoznak. A robbantóponttól minél távolabb lévő geofont vizsgálunk, annál nagyobb β szöget fogunk kapni. [4]

Az AVO vizsgálat jól használható arra, hogy az adott mélységű gázos réteget a v_p/v_s hányados és a Poisson-hányados alapján ki lehessen mutatni. A P-hullám porózus rétegekben való terjedésekor rendkívül érzékeny a pórustartalom megváltozására, ezzel szemben az S-hullám nem (mert sebessége a közetvázától függ), ezért a v_p/v_s hányados anomálishan csökkenni fog gáz jelenlétében, ahogy a Poisson-hányados is hasonlóan viselkedik. Az általános reflexiókkal szemben a gáztartalmú porózus kőzetekről származó P-hullám reflexiók amplitúdója növekszik az észlelési távolság függvényében. 1984-ben Ostrander figyelt fel arra, hogy egy agyagréteg által csapdázott homokrétegben lévő gáz offset-től függő amplitúdó változást okoz pre-stack szeizmikus szelvényen. 1985-ben Shuey az előbbi észrevételt matematikailag leírta a Zoeppritz mátrix egyenletet (3) egyszerűsítésével. [4]

1980-ban Aki és Richards (7) a Zoeppritz mátrix egyenletre (3) közölt egyszerűsítése a hagyományos felszíni reflexiós szeizmikában észlelt szögtartományokon belül jól alkalmazható a kőzet rugalmassági paramétereinek vizsgálatára. Az egyszerűsítés adott " θ " szögre az $R(\theta)$ reflexiós koefficiens úgy közelíti, hogy

$$R(\theta) \approx \frac{1}{2} (1 - 4p^2 v_s^2) \frac{\Delta\rho}{\rho} + \frac{1}{2\cos^2\theta} \frac{\Delta v_p}{v_p} - 4p^2 v_s^2 \frac{\Delta v_s}{v_s} \quad (7)$$

, ahol

$$p = \frac{\sin\theta_1}{v_{p1}}$$

$$\theta = \frac{\theta_1 + \theta_2}{2} \approx \theta_1 \quad (8)$$

, ahol " p " a hullámparaméter, " θ_1 " a beesési szög, " θ_2 " a transzmissziós szög, " ρ " adott réteg sűrűsége (ill. a két réteg sűrűségének átlaga), $\Delta\rho = \rho_1 - \rho_2$, " v_p " és " v_s " a longitudinális és a transzverzális hullám terjedésének sebessége (ill. a két réteg adott sebességeinek átlaga), $\Delta v_p = v_{p1} - v_{p2}$ és $\Delta v_s = v_{s1} - v_{s2}$. [4] [10]

A Zoeppritz mátrix egyenlet (3) megoldására (közelítésére) leggyakrabban a Shuey féle egyszerűsítést (9) használjuk, ami az Aki Richards egyenlet további egyszerűsítéséből kapható meg. Ez egy jól ismert linearizációja a Zoeppritz mátrix egyenletnek a P-hullám reflektivitás alapján, ami

$$R(\theta) = A + B\sin^2\theta + C\sin^2\theta\tan^2\theta \quad (9)$$

, ahol

$$\begin{aligned} A &= \frac{1}{2} \left(\frac{\Delta v_p}{v_p} + \frac{\Delta \rho}{\rho} \right) \\ B &= \frac{\Delta v_p}{2v_p} - 4 \frac{v_s^2}{v_p^2} \frac{\Delta v_s}{v_s} - 2 \frac{v_s^2}{v_p^2} \frac{\Delta \rho}{\rho} \\ C &= \frac{1}{2} \frac{\Delta v_p}{v_p} \end{aligned} \quad (10)$$

, ahol " v_p " és " v_s " a longitudinális és a transzverzális hullám terjedésének sebessége, " ρ " a sűrűség. Az "A", "B" és "C" tagok más-más szögtartományhoz tartoznak. Az "A" a normál beesési szöghöz tartozó reflexiós koefficiens (intercept), a "B" a közepes beesési szöghöz tartozó reflexiós koefficiens (gradiens), a "C" a nagy beesési szöghöz tartozó reflexiós koefficiens (görbület). A "C" nagy beesési szöghöz tartozó reflexiós koefficiens elhanyagolható. [7] [10]

A (6) egyenletben foglaltat kiterjesztjük merőlegetől különböző beesésre, amelyet elasztikus impedanciának (EI) nevezünk. Az elasztikus impedancia (EI) beesési szögtől függő $R(\theta)$ reflexiós koefficiense

$$R(\theta) = \frac{EI(\theta_i) - EI(\theta_{i-1})}{EI(\theta_i) + EI(\theta_{i-1})} \quad (11)$$

alakban írható fel. A reflektivitás függvény (közelítőleg) az elasztikus impedanciák átlagához közelítve úgy fejezhető ki, hogy

$$R(\theta) \approx \frac{1}{2} \frac{\Delta EI}{EI} \approx \frac{1}{2} \Delta \ln(EI) \quad (12)$$

, ahol "EI" jelenti az elasztikus impedanciát. Ha ezt a reflektivitás közelítést behelyettesítjük az Aki Richards egyenletbe (7), akkor

$$\frac{1}{2}\Delta \ln(\text{EI}) = A + B\sin^2\theta + C\sin^2\theta\tan^2\theta$$

$$\frac{1}{2}\Delta \ln(\text{EI}) = \frac{1}{2}\left(\frac{\Delta v_p}{v_p} + \frac{\Delta \rho}{\rho}\right) + \left(\frac{\Delta v_p}{2v_p} - 4\frac{v_s^2}{v_p^2}\frac{\Delta v_s}{v_s} - 2\frac{v_s^2}{v_p^2}\frac{\Delta \rho}{\rho}\right)\sin^2\theta + \left(\frac{1}{2}\frac{\Delta v_p}{v_p}\right)\sin^2\theta\tan^2\theta \quad (13)$$

, bevezetve

$$K = \frac{v_s^2}{v_p^2}$$

majd az egyenletet átrendezve azt kapjuk, hogy

$$\begin{aligned} \frac{1}{2}\Delta \ln(\text{EI}) = \\ = \frac{1}{2}\left(\frac{\Delta v_p}{v_p}(1 + \sin^2\theta) + \frac{\Delta \rho}{\rho}(1 - 4K\sin^2\theta) - \frac{\Delta v_s}{v_s}8K\sin^2\theta + \frac{\Delta v_p}{v_p}\sin^2\theta\tan^2\theta\right) \end{aligned} \quad (14)$$

, de mivel $\sin^2\theta \tan^2\theta = \tan^2\theta - \sin^2\theta$, ezért

$$\frac{1}{2}\Delta \ln(\text{EI}) = \frac{1}{2}\left(\frac{\Delta v_p}{v_p}(1 + \tan^2\theta) - \frac{\Delta v_s}{v_s}(8K\sin^2\theta) + \frac{\Delta \rho}{\rho}(1 - 4K\sin^2\theta)\right) \quad (15)$$

egyenletet kapuk. Általános esetben az AVO analízishez 40° maximális szögtartományban tudunk dolgozni. (Ezért hanyagolható el egyenlet "C" tagja.) Az egyenletet rendezve

$$\Delta \ln(\text{EI}) = (1 + \tan^2\theta)\Delta \ln(v_p) - (8K\sin^2\theta)\Delta \ln(v_s) + (1 - 4K\sin^2\theta)\Delta \ln(\rho) \quad (16)$$

kapjuk meg. Ha "K" olyan konstans, ami a v_s^2/v_p^2 átlagával egyezik meg, akkor

$$\begin{aligned} \Delta \ln(\text{EI}) &= \Delta \ln\left(v_p^{(1+\tan^2\theta)}\right) - \Delta \ln\left(v_s^{(8K\sin^2\theta)}\right) + \Delta \ln\left(\rho^{(1-4K\sin^2\theta)}\right) = \\ &= \Delta \ln\left(v_p^{(1+\tan^2\theta)}v_s^{(-8K\sin^2\theta)}\rho^{(1-4K\sin^2\theta)}\right) \end{aligned} \quad (17)$$

módon. Végezetül integrálva és exponenciálva (eltávolítva a differenciál és logaritmikus tagokat az egyenlet mindkét oldaláról) azt kapjuk, hogy

$$EI = v_p^{(1+\tan^2\theta)} v_s^{(-8K\sin^2\theta)} \rho^{(1-4K\sin^2\theta)} \quad (18)$$

, amit Connolly vezetett le 1999-ben. [7]

Az elasztikus impedanciát először az 1990-es évek elején használták a BP cégnél a Skócia fölötti Atlanti lemezszegély (Atlantic Margin) környezetében CH kutatás céljából. Megfigyelték, hogy a 30°-os θ szögű elasztikus impedancia szelvény nagyon hasonlít az akusztikus impedancia szelvényre. Ezt egy AVO III-as típusú gáztározó rétegben vették észre, azonban AVO II-es típusú rétegben jelentős eltérés mutatkozott. [7] [10]

Az elasztikus impedancia számított mennyiség. A longitudinális- és transzverzális hullám terjedésének sebessége és a sűrűség függvényében számítható. Az akusztikus impedancia ezzel szemben mérhető adatnak számít. Elasztikus impedancia esetében közeli (near stack) és távoli (far stack) szögekkel vizsgálódunk, melyek közeli esetben $\sim 10^\circ$, távoli esetben $\sim 30^\circ$ szögtartományban dolgoznak. Felmerült az ipari igény, hogy lehetséges lenne-e ezt a szögintervallumot bővíteni. A választ 2002-ben, majd 2010-ben Whitcombe, Connolly et al a Geophysics szakmai folyóiratban adta meg. Az elasztikus impedancia (EI) képletében szereplő $\sin^2\theta$ -t $\tan\chi$ bevezetésével közelítették, ezzel -90° és $+90^\circ$ tartományra megnövelték az intercept és gradiens lehetséges kombinációinak számát (ahol $\theta \neq \chi$). Ezt kibővített elasztikus impedanciának (EEI) nevezték el, mely

$$EEI = v_p^{\frac{1+\sin^2\theta}{1+|\sin^2\theta|}} v_s^{\frac{-8K\sin^2\theta}{1+|\sin^2\theta|}} \rho^{\frac{1-4K\sin^2\theta}{1+|\sin^2\theta|}}$$

$$EEI = v_p^{(\cos\chi+\sin\chi)} v_s^{(-8K\sin\chi)} \rho^{(\cos\chi-4K\sin\chi)} \quad (19)$$

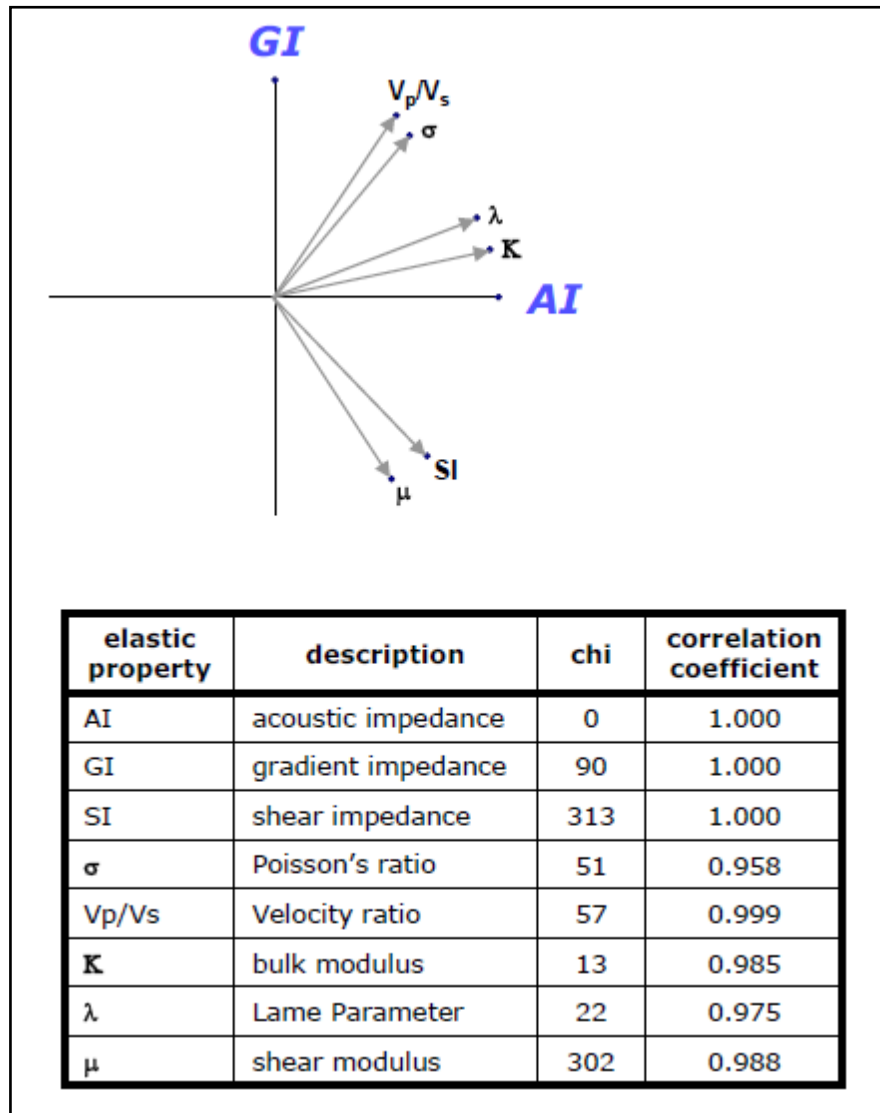
egyenletként írható fel, ahol $\sin^2\theta = \tan\chi$, "K" változatlan az elasztikus impedanciánál ismerttetthez képest. (13) A reflexiófüggvény

$$R_{EEI,\theta} = \frac{\Delta EEI}{2EEI} = \frac{EEI_2 - EEI_1}{EEI_2 + EEI_1} \quad (20)$$

alakban írható fel. Az EEI egyenletéből kifejezhető, hogy

$$\begin{aligned}
EEI(0^\circ) &= V_p \rho = Z_p = AI \\
EEI(90^\circ) &= V_p V_s^{-8K} \rho^{-4K} = Z_s = GI
\end{aligned}
\tag{21}$$

, ahol "AI" a 0°-hoz tartozó akusztikus impedancia, "GI" a 90°-os beeséshez tartozó az elasztikus impedancia. A 6. ábra bemutatja, hogy Whitcombe, Connolly et al különböző "χ" szögek esetén milyen kibővített elasztikus impedancia szelvényeket, milyen hasonlósággal tudtak megfeleltetni adott paramétereknek. A 313°-os "χ" szögnél 100 %-os egyezéssel meghatározták a nyírási impedanciát, de nagyon jó minőségben a Poisson-tényezőt, a v_p/v_s arányt, az összenyomhatatlansági modulust és a Lamé állandókat is. [8] [9] [10]



6. ábra. Kibővített elasztikus impedanciák szög-korreláció szerint [9]

2.3. Konvolúció

A konvolúcióról mindenképpen szót kell ejteni mielőtt a 3. fejezetre rátérnék. Ezt a műveletet Turai Endre "Spektrális adat- és információfeldolgozás" c. jegyzete alapján ismertetem. Dolgozatomban a szintetikus szeizmogram építések és az elasztikus impedanciák elkészítések alkalmazom ezt a módszert, ezért kerül ez most bemutatásra.

Konvolúciónál az analitikus konvolúció esetén írhatók le a tér-idő tartományban a lineáris konvolúciós determinisztikus és sztochasztikus rendszerek átviteli egyenletei, valamint a frekvenciaszelektív szűrések. Ha a teljes időtartományon integrálhatóként vesszük " $x(t)$ " és " $w(t)$ " függvényeket, akkor a két függvény között értelmezett analitikus konvolúciót

$$\begin{aligned} y(t) &= x(t) * w(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} x(\tau) w(t - \tau) d\tau = \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} w(\tau) x(t - \tau) d\tau = w(t) * x(t) = y(t) \end{aligned} \tag{22}$$

alakú improprius integrálok adják, ahol " $y(t)$ " a konvolúció eredményeként előálló függvény, "*" a konvolúciós művelet jele megállapodás szerint. A konvolúció a konvolválandó függvények sorrendje tekintetében kommutatív (felcserélhető) eljárás. A végeredmény " $y(t)$ " szempontjából lényegtelen, hogy az " $x(t)$ " függvényt konvolváljuk a " $w(t)$ " függvénnyel, vagy a " $w(t)$ " függvényt konvolváljuk az " $x(t)$ " függvénnyel. [6]

A konvolúció fordítva is elvégezhető, inverz művelete a dekonvolúció. Dekonvolúció során az " $y(t)$ " eredményből visszaállítjuk az eredeti kiindulási függvényeket (" $x(t)$ ", " $w(t)$ "). Meg kell adnunk, hogy melyik függvény konvolúciós hatását szeretnénk megszüntetni. Ha az " $x(t)$ "-t szeretnénk visszkapni, akkor " $d_w(t)$ " dekonvolúciós függvényt, ha " $w(t)$ "-t, akkor " $d_x(t)$ " dekonvolúciós függvényt kell használnunk az alábbi módon: [6]

$$\begin{aligned}
y(t) * d_w(t) &= x(t) \\
y(t) * d_x(t) &= w(t)
\end{aligned}
\tag{23}$$

Egy adott függvény és a konvolúciós inverzének a konvolúciója a Dirac féle általánosított függvénnyel egyenlő

$$\begin{aligned}
y(t) * d_w(t) &= x(t) * w(t) * d_w(t) = x(t) * \delta(t) = x(t) \\
w(t) * d_w(t) &= \delta(t)
\end{aligned}
\tag{24}$$

$$\begin{aligned}
y(t) * d_x(t) &= w(t) * x(t) * d_x(t) = w(t) * \delta(t) = w(t) \\
x(t) * d_x(t) &= \delta(t)
\end{aligned}
\tag{25}$$

, ahol " $\delta(t)$ " az idő tartománybeli Dirac függvény. [6]

Fourier-transzformálva (időből frekvencia tartományba transzformálva) a konvolúció a konvolvált függvények Fourier-transzformáltjának szorzata lesz

$$\begin{aligned}
F[y(t)] &= F[x(t) * w(t)] = F[w(t) * x(t)] \\
Y(f) &= X(f)W(f) = W(f)X(f)
\end{aligned}
\tag{26}$$

, ahol $X(f) = F[x(t)]$, azaz az $x(t)$ függvény Fourier-transzformáltja, $W(f) = F[w(t)]$, azaz az $w(t)$ függvény Fourier-transzformáltja és $Y(f) = F[y(t)]$, azaz az $y(t)$ függvény Fourier-transzformáltja. [6]

3. MÉRÉSI EREDMÉNYEK ÉRTÉKELÉSE

A kutatási területről apriori adatként kútdatok és 3D-s szeizmikus mérésből nyert időszelvények álltak rendelkezésre. A kutatófúráshoz karotázs szelvények tartoznak, melyek a feladat elvégzéséhez szükséges információt tartalmazzák. Az adatok kizárólagos tulajdonosa a MOL Magyar Olaj- és Gázipari Nyilvánosan Működő Részvénytársaság.

A 3. fejezetben ismertetem a kiindulási karotázs- és szeizmikus adatokat. Ezen adatok felhasználásával bemutatom, hogy a szintetikus szeizmogram számítása után hogyan használhatók fel az elasztikus impedanciák.

3.1. Mérési terület, apriori adatok bemutatása

A „WELL” elnevezésű kutatófúrás fúrásának ideje, a fúrás helyének koordinátái és a terület geológiai leírása nem publikus, ezen ismeretek nem szükségesek.

A rendelkezésre álló mélyfúrás geofizikai szelvények a következők: longitudinális (P) hullám terjedési sebesség (DTC), transzverzális (S) hullám terjedési sebesség (DTS), természetes gamma szelvényezés (GR), mély behatolású indukciós szonda (ILD), sűrűség (DEN), víztelítettség (SW), porozitás (POR), agyagtartalom (VSH). Ezen karotázs szelvények elkészítésének, korrekcióinak, kiszámításainak módja, elméleti fizikai háttere nem tárgya jelen dolgozatnak.

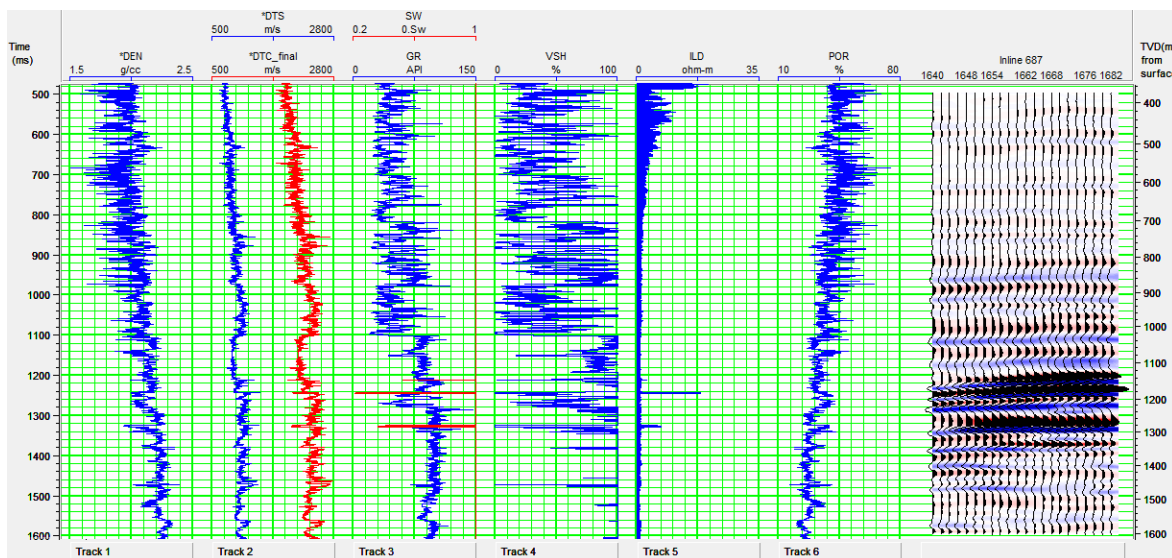
A kutatófúrásból származó karotázs adatok regisztrálása 2.062 métertől 20 méteres mélységig történt meg, a nulla pont az ún. "Kelly Bushing" pont (a forgóasztal) volt. A 3D-s szeizmika 500 ms és 1.600 ms közötti tartományban állt rendelkezésemre, mely a megfelelő mélység-idő számítás után 378 méter és 1.605 méter közötti intervallumnak felel meg. Ez a 3D-s szeizmikus adatblokk a kutatási terület környezetében mért szeizmikának egy kivágott része, ezért lehetséges az, hogy a szeizmikus felvétel csak egy adott idő-mélység intervallumban áll rendelkezésre.

A 3D-s szeizmikus adat ún. „pre-stack” állapotban van (összegzés előtti). Ez az elasztikus impedanciák előállítása utáni további felhasználási lehetőségnél is fontos lesz, amire dolgozatom végén térek ki. (5. fejezet)

A dolgozatban szereplő számítási műveleteket a CGG Veritas Hampson-Russell CE8 programcsomag segítségével készítettem el.

3.1.1. A karotázs szelvények bemutatása

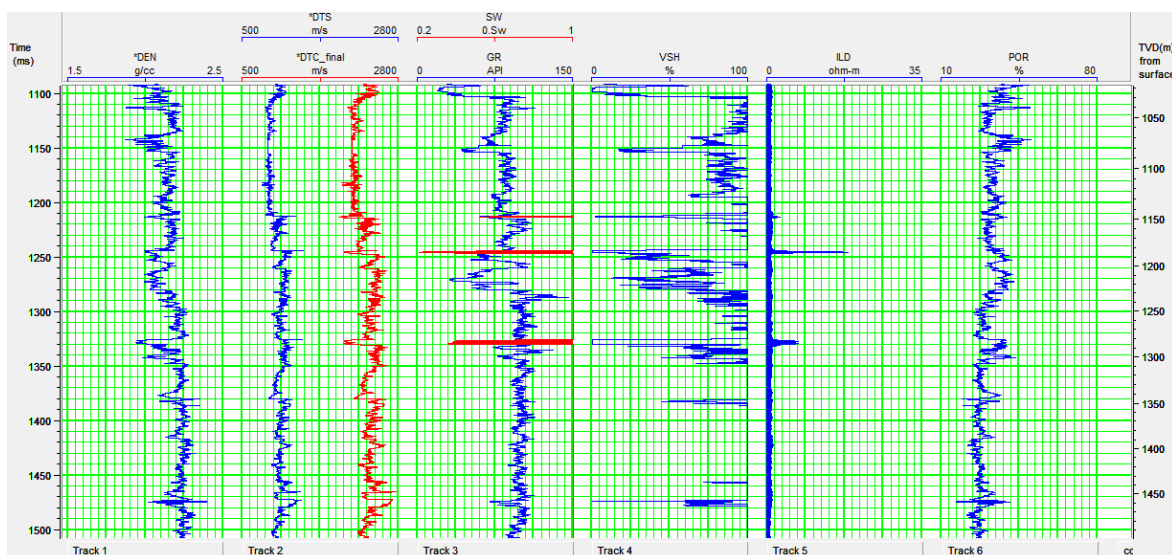
A 8. ábrán látható kép az apriori karotázs szelvényeket ábrázolja és a 687-es Inline szeizmikus szelvény mutatja be áttekintő jelleggel. A kép bal oldalán az ordináta tengely a TWT (ms), azaz a kétszeres futási időt, a bal oldalán az idő-mélység szelvénynek megfelelő TVD (m), azaz a kétszeri futási időhöz tartozó mélységet mutatja.



8. ábra. Sűrűség (DEN), longitudinális (P) hullám terjedési sebesség (DTS), transzverzális S hullám terjedési sebesség (DTC), víztelítettség (SW), természetes gamma (GR), agyagtartalom (VSH), mély behatolású indukciós szonda (ILD), porozitás (POR) szelvények és szeizmika

Csak azon az intervallumon belül van értelme vizsgálni, ahol a szeizmika információt hordoz, ez 500 ms és 1.600 ms közötti intervallumot jelent. A 8. ábrán látható, hogy a harmadik oszlopban lévő piros színű víztelítettség (SW) szelvény három helyen jelentős csökkenést jelez (1.214 ms, 1.246 ms, 1.329 ms), mely szénhidrogén (esetünkben földgáz) jelenlétére utal. A szintén ebben az oszlopban lévő kék színű természetes gamma szelvény (GR) ~1.100 ms-tól válik olyanná, hogy agyagalapvonalat lehessen feltételezni, a fölötte lévő értékek meglehetősen egyenetlenek. Az agyagalapvonalától jelentősebb eltérések tapasztalhatók 1.100 ms és 1.500 ms között (1.152 ms, 1.212 ms, 1.245 ms, 1.271 ms, 1.332 ms, 1.474 ms), melyek homokos rétegekre adnak utalást. A negyedik oszlopban lévő agyagtartalom (VSH) szelvény az 1.100 ms és 1.500 ms intervallumban egyértelműen jelzi, hogy hol található agyagos és hol található agyagmentes réteg. Minél kisebb az agyagtartalom (%), annál nagyobb valószínűséggel homokos réteget mutattunk ki (pl. 1.212 ms-nál a GR 67,7 API, a VSH 1,77 %).

A további vizsgálatokat (karotázs értelmezését) az 1.100 ms és 1.500 ms intervallumban végeztük, mivel ez az a terület, ahol nagy valószínűséggel szénhidrogénre utaló nyomokat találhatunk. A 9. ábra ezt az intervallumot mutatja be.



9. ábra. Karotázs szelvény az 1.100 ms és 1.500 ms intervallum

Az ötödik oszlopban lévő mély behatolású indukciós szonda (ILD) három hely kivételével egyenletesnek mondható, 1 Ω m-nél kisebb értéket mutat. Az a három hely, ahol a fajlagos ellenállás jelentősen nagyobb 1 Ω m-nél tökéletesen megegyezik a harmadik oszlopban lévő kék víztelítettség (SW) szonda anomáliáival (1.214 ms, 1.246 ms, 1.329 ms). Az előbbi észrevételt az agyagosság mértékét vizsgáló negyedik oszlopban lévő szonda (VSH) is alátámasztja, ezeken a helyeken kis agyagosságot mutat. Az 1.214 ms, 1.246 ms, 1.329 ms helyeken az első oszlopban lévő sűrűség szelvény (DEN) is sűrűségcsökkenéseket mutat. A második oszlopban lévő longitudinális (DTC) és transzverzális (DTS) hullám terjedési sebesség szelvények szintén sebesség eséseket produkálnak. Ezen jelenségek a többi logot vizsgálva egyértelműen szénhidrogén (esetünkben földgáz) jelenlétére utalnak. Így a továbbiakban a vizsgálati és további számítási intervallumot véglegesen 1.100 ms és 1.350 ms közé rögzítjük (mely ~1.025 m és ~1.310 m mélység).

A 8. ábrán egy "stackelt" (összegzett) szeizmikus szelvény-részlet látható, melynek közepén piros vonallal a „WELL” nevű kút helye van jelölve. Kékkel, ill. pirossal színezve az akusztikus impedanciák láthatók, melyek földgáz jelenlétének indikátorai, melyeket a 3.3. fejezet részben mutatok be részletesen.

3.1.2. Apriori karotázs adatokból számított szelvények

Az elasztikus impedanciák előállításához elegendő lenne az apriori karotázs adatokat használni (pontosabban a longitudinális- és transzverzális sebességet, sűrűséget), ill. a víztelítettség-, természetese gamma-, agyagtartalom-, laterolog- és porozitás szelvényekhez hasonlítani őket. Azonban lehetőségünk van az előbb felsorolt adatokból különböző összefüggéseket, egyenleteken keresztül további paramétereket meghatározni a mélység-idő függvényében. Ezek a paraméterek: a nyírási rugalmassági modulus (G), a Lamé-paraméterek (μ , λ), a P (akusztikus-) és az S impedancia, a Poisson-tényező (ν), a Young-modulus (E), a v_p/v_s és a v_s/v_p arány, az összenyomhatatlansági modulus (K). Ezen (rezervoár) paraméterek kiszámítását írja le ez a fejezet rész.

Az akusztikus impedancia elméletével a 2.2. fejezet foglalkozik. Előállításának elméleti hátterét nem közlöm ismételt. A P és S impedanciák kiszámításához szükségünk van a " v_p " és " v_s ", azaz a longitudinális- és a transzverzális hullámok terjedésének sebességére, valamint a " ρ " sűrűsége. P (Z_p) és S (Z_s) impedancia a korábban ismertett összefüggések

$$\begin{aligned} Z_p &= \rho v_p \\ Z_s &= \rho v_s \end{aligned} \tag{27}$$

alapján számítható. Az akusztikus impedancia vizsgálata AVO analízisnél nagyon fontos. [10]

A korábban ismertett összefüggések alapján a vizsgált intervallumon belül (1.100 m – 1.350 m) előállítottam a P (Z_p) és az S (Z_s) impedancia szelvényeket, melyek összehasonlítása az elasztikus impedancia szelvényekkel a 3.4. fejezet részben olvasható.

A v_p/v_s , illetve a v_s/v_p arány számítása a longitudinális- (v_p) és a transzverzális (v_s) sebesség terjedésének ismeretében egyszerű. A hullámok fluidumba belépve terjedési sebességükből jelentősen veszítenek (a longitudinális hullám minimumra csökken, a transzverzális nem változik). Ezt a jelenséget használjuk ki, így a gázzal telített kőzetrétegek jobban elkülöníthetők lesznek környezetüktől, valamint töréseket, töredezett kőzeteket különíthessünk el egymástól. A v_p/v_s arány segítségével nagy felbontásban különíthetünk el rezervoár homokrétegeket az agyagos fedőközettől. [10]

További felhasználási lehetőség, hogy a v_p/v_s arányból és a P (Z_p) impedanciából az agyagos és a gázzal telített zónákat elkülöníthetjük.

A v_p/v_s , illetve a v_s/v_p számítás alapján a vizsgált intervallumon belül (1.100 m – 1,350 m) előállítottam a v_p/v_s és a v_s/v_p szelvényeket, melyek összehasonlítása az elasztikus impedancia szelvényekkel a 3.4. fejezettrészben olvasható.

Az LMR összefüggés alapján (λ , μ , ρ) számíthatók ki a Lamé-paraméterek (μ , λ), ahol a " ρ " a sűrűség, a " μ " és a " λ " a keresett Lamé-állandók (melyek dimenzió nélküli mennyiségek). A " μ " a litológiára ad információt, a " λ " fluidum indikátor. Meghatározásuk azért fontos, mert így egyértelműen jelezhető a gázzal telített zóna helye. A kiszámítás alapja a Biot-Gassmann modell elmélete (Gregory, 1977), mely azt mondja, ki, hogy ha

$$\begin{aligned} v_p &= \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}} \\ v_s &= \sqrt{\frac{\mu}{\rho}} \end{aligned} \quad (28)$$

, akkor ahol " Z_p " a P (akusztikus-) impedancia és " Z_s " az S impedancia, ott

$$\begin{aligned} Z_p^2 &= (\rho v_p)^2 = (\lambda + 2\mu)\rho \\ Z_s^2 &= (\rho v_s)^2 = \mu\rho \end{aligned} \quad (29)$$

, tehát

$$\lambda\rho = Z_p^2 - 2Z_s^2 \quad (30)$$

, amiből a " λ " és a " μ " Lamé-állandók úgy számíthatók ki, hogy

$$\begin{aligned} \lambda &= \rho v_p^2 - 2\rho v_s^2 \\ \mu &= \rho v_s^2 \end{aligned} \quad (31)$$

, ahol " v_p " és " v_s " a longitudinális- és a transzverzális hullám terjedésének sebessége. [10]

A Biot-Gassmann LMR összefüggés alapján a vizsgált intervallumon belül (1.100 m – 1,350 m) előállítottam a " $\lambda\rho$ " és a " $\mu\rho$ " Lamé-paraméter szelvényeket, melyek összehasonlítása az elasztikus impedancia szelvényekkel a 3.4. fejezetben olvasható.

A Young modulus (E) az anyag merevségéről nyújt információt. Gerlitz (2006) alapján a " v_p " és " v_s ", azaz a longitudinális- és a transzverzális hullám terjedésének sebességéből, valamint a ρ sűrűségéből

$$E = \rho v^2 \left(\frac{3v_p^2 - 4v_s^2}{v_p^2 - v_s^2} \right) \quad (32)$$

számítható ki az állandót. [5] [10]

A Young modulust Gerlitz (2006) alapján a vizsgált intervallumon belül (1.100 m – 1,350 m) előállítottam, mely összehasonlítása az elasztikus impedancia szelvényekkel a 3.4. fejezetben olvasható.

A nyírási modulus (G) a kőzettest nyírásának jellemzésére vonatkozó állandó. A rugalmassági modulus (Young modulus) csak húzó- és nyomó igénybevételt jellemez. Éppen ezért a nyírási modulus ismerete szükséges a további mérnöki tevékenység végrehajtásához és a tervezéséhez. Számításának alapelve a

$$v_s = \sqrt{\frac{G}{\rho}} \quad (33)$$

, mely egyenletből a "G" nyírási modulus

$$G = \rho v_s^2 \quad (34)$$

kifejezhető. [5]

A nyírási modulus szelvényt a vizsgált intervallumon belül (1.100 m – 1,350 m) előállítottam, melyet összehasonlítása az elasztikus impedancia szelvényekkel a 3.4. fejezetben olvasható.

Az összenyomhatatlansági moduluszt (K) fontos, hogy el tudjuk különíteni egymástól a mészkő mátrix, homokkő mátrix, homok, víz, olaj, gáz összeleteket. A mészkő mátrix felől a gáz irányába jelentős csökkenést mutat a modulus értéke. Gerlitz (2006) alapján a longitudinális- (v_p) és a transzverzális (v_s) hullám terjedésének sebességéből, valamint a " ρ " sűrűségéből

$$K = \rho(v_p^2 - \frac{4v_s^2}{3}) \quad (35)$$

fejezhető ki az összenyomhatatlansági modulus. [10]

A Gerlitz kifejezés alapján a vizsgált intervallumon belül (1.100 m – 1,350 m) előállítottam az összenyomhatósági modulus szelvényt, mely összehasonlítása az elasztikus impedancia szelvényekkel a 3.4. fejezetben olvasható.

A Poisson-tényező fontos szerepet játszik a szénhidrogén kutatásában. Alapvetően

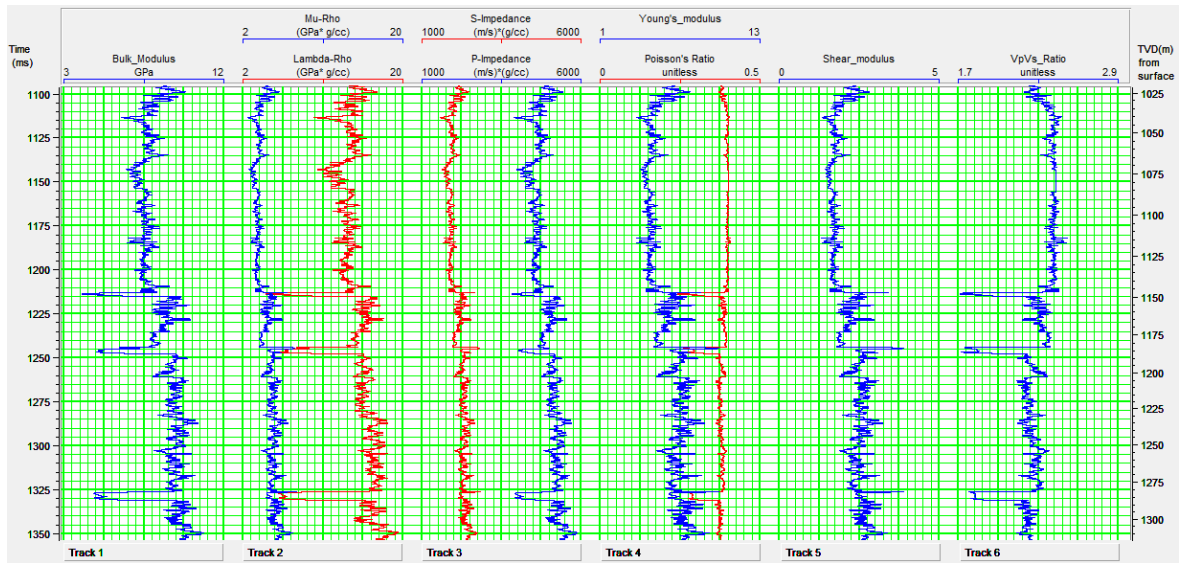
$$\nu = \frac{1}{2} \frac{(v_p^2 - 2v_s^2)}{(v_p^2 - v_s^2)} \quad (36)$$

egyenlet alapján lehet számítani a hányados értékét, azonban Gerlitz ezt a kifejezést a v_p/v_s arányból származtatja

$$\nu = \frac{(v_p/v_s)^2 - 2}{2[(v_p/v_s)^2 - 1]} \quad (37)$$

alapján, amit kifejtve bizonyítható, hogy megegyezik az eredeti Poisson-tényező képlettel. [10]

Gerlitz alapján a vizsgált intervallumon belül (1.100 m – 1,350 m) előállítottam az Poisson-tényező szelvényt, mely összehasonlítva az elasztikus impedancia szelvényekkel a 3.4. fejezetben tekinthető meg.



10. ábra Az apriori karotázs adatokból számított szelvények:összenyomhatatlansági modulus, " $\mu\rho$ " és " $\lambda\rho$ " Lamé-paraméterek, P (Z_p) és S (Z_s) impedancia, nyírási modulus, v_p/v_s hányados.

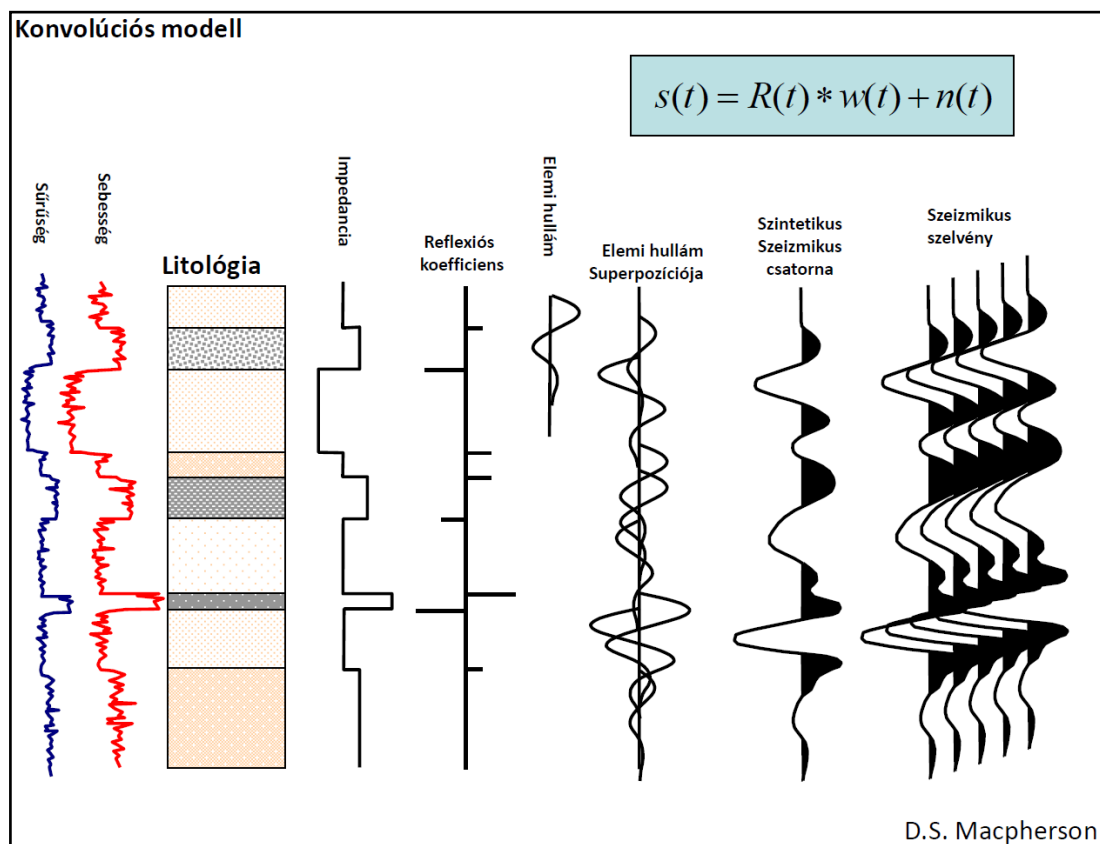
A 10. ábrán a fejezetrészben bemutatott állandók szelvényei láthatók. Az apriori karotázs szelvényekből 1.214 ms, 1.246 ms, 1.329 ms TWT időknél feltételeztünk szénhidrogénre (gázra) utaló jeleket. Az első oszlopban lévő összenyomhatatlansági modulus, a harmadik oszlopban lévő kék színű P (akusztikus) impedancia, a negyedik oszlopban lévő piros színű Poisson-tényező és a hatodik oszlopban lévő V_p/V_s hányados értékének ezen területeken való jelentős csökkenése egyértelműen gázzal telített rétegre utalnak. A második oszlopban lévő piros színű " $\lambda\rho$ " szelvény a gázzal telített kőzetek szempontjából indikátor, egyértelmű változásával jelzi gáz nagy valószínűségű jelenlétét.

3.2. Szintetikus szeizmogram használata

Szintetikus szeizmogramot használunk arra, hogy a fúrólukban mért kútadatokból kinyert mélység szerinti információt megfeleltessük az idő tartományú szeizmikus adattal. A kútadatokat és egy elemi hullámot felhasználva készítjük el a szintetikus szeizmogramot, amit minél nagyobb korreláció elérésével megpróbálunk megfeleltetni a szeizmikus összecszelvényben lévő hullámalaknak. A konvolúció és korreláció elméleti hátterével a 2.3. fejezet rész foglalkozik. Ebben a fejezet részben ennek az elméletnek a gyakorlati megvalósítását mutatom be.

Fontos megjegyezni, hogy a szintetikus szeizmogram elkészítése időben mindenképpen az elasztikus impedancia szelvények előtt kell, hogy történjen. Amennyiben ez nem így lenne, az elasztikus impedancia szelvények hamis mélység-idő összefüggés alapján lennének kiszámítva.

A 11. ábra a konvolúciós modellt ábrázolja, melyet D.S. Macpherson készített.

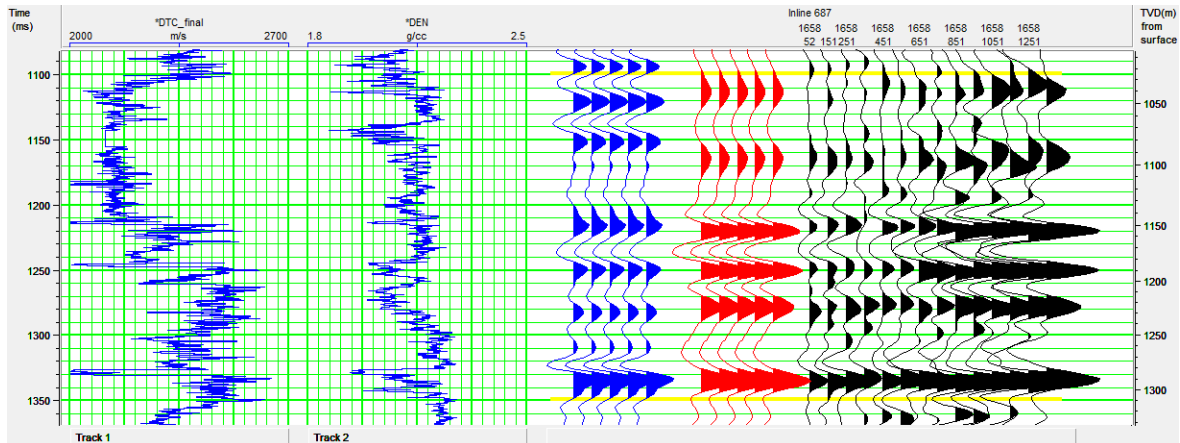


11. ábra. Konvolúciós modell [11]

A konvolúciós modellben (11. ábra)

$$s(t) = R(t) * w(t) + n(t)$$

egyenlettel írja le a szintetikus szeizmogramot, ahol $s(t)$ a szeizmikus csatorna, $R(t)$ a reflektivitás függvény, $w(t)$ az elemi hullám és $n(t)$ a véletlen zaj. Apriori adatként adott a teljes szelvényen vett P hullám terjedési sebesség és sűrűség szelvény (amik meghatározzák a litológiát is). A sebesség-sűrűség változások alapján különböző impedancia értékeket kaphatunk ismert összefüggés alapján (2.2. fejezet rész). Az impedancia változásokból ismert összefüggés alapján (2.2. fejezet rész) kiszámíthatók a reflexiók koefficiensek, amiket konvolválva egy megfelelően választott elemi hullámmal megkapunk egy zaj mentes, tiszta szeizmikus elemi csatornát. Ez a szintetikus előállított szeizmikus csatorna amelyet ötször ábrázolva a szintetikus szeizmogramhoz jutunk. Annál pontosabb a szintetikus szelvényünk, minél nagyobb korrelációt mutat az eredeti szeizmikus felvétel hullámképével.

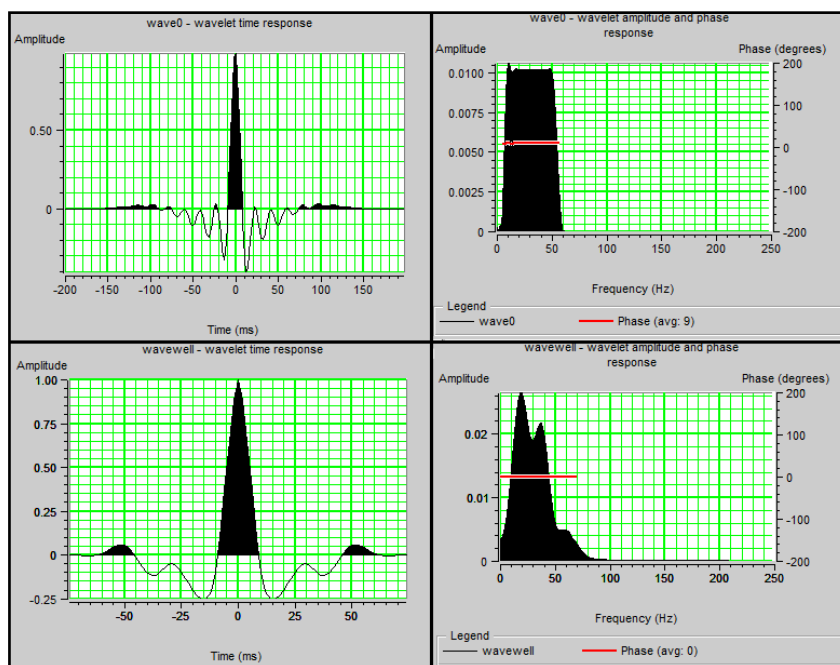


12. ábra. Szintetikus szizmogram készítése

A 12. ábrán a P hullám terjedési sebesség (DTC) és sűrűség (DEN) szelvény látható. A harmadik és negyedik oszlopban kék színnel az előállított szintetikus szeizmogram, piros színnel a valós, a kút helyén mért szeizmikus csatorna hullámképe látható. (A "WELL" kút helye: Inline 687, Xline 1658.) A 12. ábra jobb oldalán az Inline 687-re merőleges Xline 1658 szelvény csatornái láthatók különböző Inline helyeken.

A 12. ábra jobb oldali szeizmikus része alatt és fölött egy-egy citromsárga vonal jelzi azt az intervallumot, ahol a kereszt-korrelációt vizsgáljuk a szintetikus szeizmogram előállításához. Látható, hogy az apriori szelvények alapján CH tartalomra feltételezetten meghatározott idő-mélység pontokon (1.214 ms, 1.246 ms, 1.329 ms) a szintetikus szeizmogram jól illeszthető a mért szeizmikus csatornára.

Eddig elemi hullámmal dolgoztunk (amit a 11. ábrán $w(t)$ -nek jelöltünk). A nagyobb korreláció érdekében elő kell állítani egy statisztikai hullámot kizárólag a szeizmika felhasználásával. Az eredeti elemi hullámot és ezt a zero fázisú statisztikai hullámot mutatja be a 13. ábra.



13. ábra. Elemi hullámok

A 13. ábrán a kezdeti elemi hullám a felső, a zero fázisú hullám az alsó sorban látható. A 13. ábra bal oldalán a hullámok amplitúdó-idő spektruma, a jobb oldalán az amplitúdó-frekvencia spektruma látszik. A kezdeti elemi hullám – 200 ms és + 200 ms időintervallumon van értelmezve, a zero fázisú már csak – 75 ms és + 75 ms intervallumon. A piros vonal azt jelzi, hogy a hullám a legnagyobb illeszkedés végrehajtásához milyen szögben kell, hogy elforduljon. A kiinduló elemi hullám esetében ez 9° , a zero fázisú statikus hullám esetén ez csakis 0° lehet. A szintetikus szeizmogram a legnagyobb illeszkedést akkor éri el, ha a 13. ábrán bemutatott zero fázisú statikus hullámot használjuk a 11. ábrán bemutatott konvolúcióhoz.

3.3. Elasztikus impedanciák előállítása, korrelációk, eltérések

Az elasztikus impedancia elméleti fizikai hátterét a 2.2. fejezet mutatja be. Ez a fejezetrész az elasztikus impedanciák tényleges kiszámításának leszámaztatásával foglalkozik. A kibővített elasztikus impedanciák " χ " szög szerint -90° és $+90^\circ$ szögtartományban állíthatók elő. A legnagyobb korreláció eléréséhez tartozó " χ " szöget a lehető legpontosabban szeretném meghatározni, ezért a " χ " szöget 1° -os lépésekben változtattam.

Dolgozatomban a CGG Veritas cég honlapján közölt script (program) segítségével számítottam ki az adott χ szöghöz tartozó elasztikus impedancia szelvényt. A scriptet a kibővített elasztikus impedanciák kiszámítására 2004-ben K. Gerlitz és C. Ribordy írták Whitcombe et al. "Extended Elastic Impedance for fluid and lithology prediction" cikke alapján, (19) képlet. A script bemenő adatai a longitudinális (v_p) és a transzverzális (v_s) hullám terjedési sebessége, a sűrűség (ρ) és a kiválasztott " χ " szög. A script a 14. ábrán látható.

```
/* initialize the input volume... */
EEI = P_wave;

/* the trick to make this work is to make the model x == angle */
angle = receiverX;
/* and convert it to radians... */
angle = angle * pi / 180;

/* calculate the normalization factors for each log */
a0 = mean( P_wave ); /* P-wave */
b0 = mean( S_wave ); /* S-wave */
r0 = mean( Density ); /* Density */

/* define K... */
K = 0;
Ksum = 0;
i = 0; /* counter */
while( i < numsamples( P_wave ) )
{
    Ksum = Ksum + ( S_wave[i] / P_wave[i] )^2;
    i = i + 1;
}
K = Ksum / (i+1);

/* define the exponents... */
p = cos( angle ) + sin( angle );
q = -8 * K * sin( angle );
r = cos( angle ) - 4 * K * sin( angle );

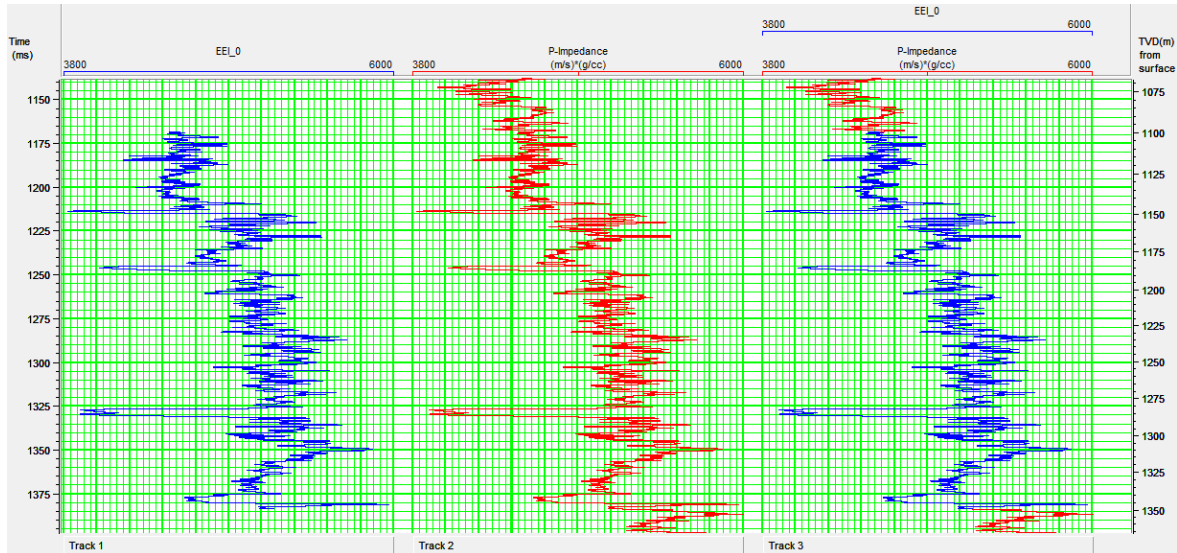
/* calculate the Extended Elastic Impedance... */
i = 0;
while( i < numsamples( EEI ) )
{
    EEI[i] = a0 * r0 * ( ( P_wave[i] / a0 )^p *
                       ( ( S_wave[i] / b0 )^q ) *
                       ( ( Density[i] / r0 )^r );
    i = i + 1;
}

/* output the EEI volume. */
EEI;
```

14. ábra. Kibővített elasztikus impedancia szelvény számítási script

A 14. ábrán bemutatott script teljes mértékben a 2.2. fejezetben leírt, ill. az "Extended Elastic Impedance for fluid and lithology prediction" cikkben közölt elvet követi. A CGG Veritas Hampson-Russell CE8 programcsomaggal tökéletesen működött. A scriptbe önállóan kell beírni a kívánt " χ " fokot, amit radiánná vált a parancs. Második lépésben a longitudinális (V_p) és a transzverzális (V_s) hullám terjedési sebesség szelvényének, valamint a sűrűség (ρ) szelvénynek a normalizációs faktorát állítja elő, amit "a0", "b0" és "r0" betűkkel jelöl. Harmadik lépésben while ciklust ír fel a "K"-ra, mellyel előállítja a kívánt "K" értéket. Majd definiálja a kitevőket (p, q, r), amiket az elasztikus impedancia kifejezéséből ismert módon ad meg. Utolsó lépésben elvégzi a kibővített elasztikus impedancia értékének kiszámítását (EEI_0) a(z) ("Extended Elastic Impedance for fluid and lithology prediction" cikkben közölt) (19) képlet alapján.

181 darab kibővített elasztikus impedancia szelvényt számítottam ki. -90° és -1° között, $+1^\circ$ és $+90^\circ$ között, valamint a 0° . A 0° foknak megfelelő (kibővített) elasztikus impedancia érték a 2.2. fejezetrészen közölt elméleti háttérnek megfelelően teljes mértékben meg kell feleljen az elasztikus impedanciának. (15. ábra)



15. ábra. 0° -os elasztikus impedancia és P impedancia szelvények

A 15. ábra első oszlopában a 0° -os " χ " szögű elasztikus impedancia szelvény látható 1.100 m és 1.350 m intervallumban. A második oszlopban a 3.1.2. fejezet részben bemutatott (5) és (21) módon elkészített P (Z_p) akusztikus impedancia látható teljes szelvényen. A 15. ábrán bemutatott első és második szelvény 1.100 m és 1.350 m közötti szakasza teljes mértékben megegyezik egymással. Fedésbe is hozhatók. Ezt ábrázolja a harmadik oszlop, ahol a szelvény egyszerre van ábrázolva a 0° -os " χ " szögű elasztikus impedancia szelvénnel. A kék színű P (Z_p) akusztikus impedancia szelvény teljes mértékben eltakarja a piros színű 0° -os " χ " szögű elasztikus impedancia szelvényt. Ezzel grafikusán is látható a 2.2. fejezet részben és a 3.1.2. fejezet részben közölt tételek működése. Jól látható az egyezés. A kibővített elasztikus impedancia szelvényeket 19 darab szelvénnel hasonlítottam össze. A hasonlítás eredményét az I. táblázat tartalmazza.

Paraméter neve	Jele	χ szög	Korreláció mértéke	Paraméter neve	Jele	χ szög	Korreláció mértéke
P Impedancia	Z_p	0°	1.00	P hullám terj. sebessége	V_p	-2°	0.55
S Impedancia	Z_s	90°	1.00	S hullám terj. sebessége	V_s	-68°	0.95
Nyírási Impedancia	Z_{she}	-47°	1.00	Porozitás	ϕ	16°	0.31
Poisson-tényező	ν	49°	1.00	v_p/v_s hányados	v_p/v_s	58°	1.00
Young modulus	E	-50°	0.98	v_s/v_p hányados	v_s/v_p	53°	1.00
Összenyomhatatlansági modulus	K	9°	0.98	Sűrűség	ρ	30°	0.32
Lambda-Rho	$\lambda\rho$	19°	0.89	Természetes gamma	GR	12°	0.32
Mu-Rho	$\mu\rho$	-42°	0.88	Agyagtartalom	VSH	38°	0.72
Nyírási modulus	G	-58°	0.98	Mély behatolású indukciós szonda	ILD	36°	0.68
				Víztelítettség	S_w	35°	0.72

I. táblázat. Hasonlítási eredmények

Az *I. táblázat* két nagy tömbre különül el. Bal oldali oszlopaiban láthatók a számított paraméterek (P, S és nyírási impedancia, Poisson-tényező, Young modulus, összenyomhatatlansági modulus, Lamé paraméterek, nyírási modulus), jobb oldali oszlopaiban az apriori karotázs adatok és a v_p/v_s , ill. v_s/v_p hányadosok. Az *I. táblázat* címkéje alapján látható a számított, vagy apriori paraméter-szelvény neve (első oszlop), a paraméter jelölése (második oszlop), ahhoz a kibővített elasztikus impedancia szelvényhez tartozó " χ " szög fok dimenzióban, amely a legnagyobb korrelációt mutatja (harmadik oszlop) és a korrelációs koefficiens (negyedik oszlop). A korrelációs koefficiens megmutatja, hogy az adott " χ " szögű kibővített elasztikus impedancia szelvény milyen mértékben hasonlít az adott apriori, vagy számított szelvényre. Az 1.00 korrelációs koefficiens a maximális, 100 %-os hasonlóságot mutatja. Jelen adatsorban a kimutatott legkisebb korrelációs koefficiens 0.31 (porozitás), ami azt jelenti, hogy a porozitás szelvény és az adott " χ " szögben (16°) előállított kibővített elasztikus impedancia szelvényre között gyenge a Pearson-féle korrelációs együttható.

A korreláció elvégzéséhez, a korrelációs együttható értékének meghatározásához a

$$R(X, Y) = \frac{cov(X, Y)}{\sigma_X \sigma_Y} \quad (38)$$

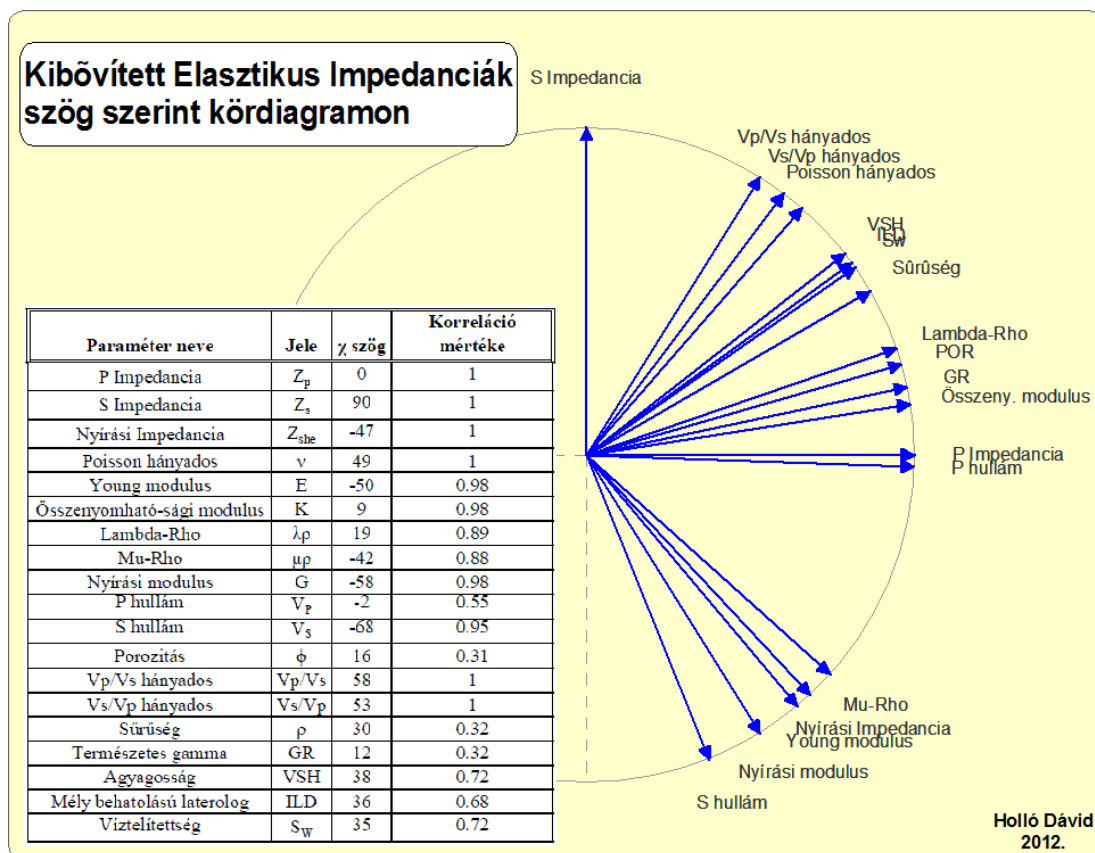
kovariancia egyenletet használtam, ahol "R" a korrelációs együttható, " σ " a szórás, az "X" és "Y" valószínűségi változók, melyek együttváltozásának mértékét (kovariancia) számítjuk ki. Az "R" korreláció értéke +1 és -1 intervallumba eshet, viszont mivel a korreláció mértéke és nem az előjele a lényeges a vizsgálat során, ezért a negatív korrelációjú "R" értékek abszolút értékével folyt tovább az elemzés. A kibővített elasztikus impedancia szelvények korrelációját tartalmazó táblázat mellékletként tekinthető meg. [10]

A P és S impedanciára hasonlító adott szögű kibővített elasztikus impedancia szelvény 1.00 korrelációt mutat (ez az elméleti feltétel is). Továbbá 1.00 korrelációs koefficienst mutat a nyírási impedanciára, a Poisson-tényezőre, a v_p/v_s , ill. v_s/v_p hányadosokra legjobban hasonlító adott szögű kibővített elasztikus impedancia szelvény is. Az a " χ " szögű kibővített elasztikus impedancia szelvény, ami Young modulusra az összenyomhatósági modulura és a nyírási modulusra hasonlít 0.98 korrelációt mutat, valamint 0.95 korrelációt a transzverzális (S) hullám (DTS) szelvényére. Ezek nagyon magas korrelációs értékek, szabad szemmel történő összehasonlítás esetén szinte alig

tapasztható eltérés. Szintén magasnak mondható a korreláció a " $\lambda\rho$ ", " $\mu\rho$ " szelvények esetén, ahol 0.89, ill. 0.88 a korrelációs koefficiens értéke.

Azonban nem mindegyik szelvénynél írhatunk le ilyen nagy mértékű egyezést. Főleg az apiori karotázs szelvényekre legjobban hasonlító kibővített elasztikus impedancia szelvények esetén mondható el, hogy a korrelációs koefficiens alacsony. Az agyagtartalomra (VSH) és a víztelítettségre (SW) vonatkozó 0.72 korreláció még elfogadható. A 0.68 korrelációs koefficiensű mély behatolású indukciós (ILD) szelvény is informatív lehet a további vizsgálatok során. Azonban a 0.55 korrelációjú longitudinális (P) hullám (DTC) szelvény, a 0.32 korrelációjú sűrűség (DEN) és természetes gamma (GR) szelvény, valamint a 0.31 korrelációjú porozitás (POR) szelvény már térbeli modell építése során nagy bizonytalansági faktorról, ebből következően nagy mértékben hibával terhelve használható csak fel.

Hogy megfelelő " χ " szög elforgatása esetén a kapott kibővített elasztikus impedancia szelvény ténylegesen arra a szelvényre hasonlít-e, vagy sem, mint amit Whitcombe és Connelly meghatározott, össze kell hasonlítani az általa kapott eredményekkel. (2.2. fejezetben 6. ábra)



16. ábra. Kibővített elasztikus impedanciák szög szerint kördiagramon

A 16. ábra a 2.2. fejezet részben közölt 6. számú ábra saját eredményeken alapuló változata. Connolly a 2010-es "Robust Workflows for Seismic Reservoir Characterisation" handoutjában az akusztikus- és a gradiens impedanciát 0° és 90° -os " χ " szögnél azonosította 1.00 korrelációval. Ez a dolgozat készítése során számított akusztikus- és gradiens impedancia szelvényre igaz, ezzel nem csak elméleti, hanem gyakorlati bizonyosságot is szerezve az elgondolásnak.

Annyi különbség van a Connolly által 2010-ben kiadott handout szög értékei és a jelen dolgozatban szereplő szögek között, hogy Connolly pl. a nyírási modulusra 302° -os " χ " szöget használ, ami a dolgozatban -58° . A dolgozatban közölt nyírási modulusra 0.98 korrelációval hasonlító kibővített elasztikus impedancia szelvény " χ " szöge ($360^\circ - 58^\circ = 302^\circ$) teljes mértékben megegyezik a Connolly által leírt szöggel. A különbség mindössze annyi, hogy Connolly a korrelációs koeficiens értékét 0.99-re kapta meg.

A Poisson hányadosra 49° -os " χ " szögnél mutat 1.00 korrelációs koeficiens az adott kibővített elasztikus impedancia szelvény. Connolly munkájában ez 51° -os " χ " szögnél 0.96 korrelációs koeficiens. Ugyanígy van egy apró " χ " szögbeli eltérés az összenyomhatósági modulusnál is. A gyakorlati adatokból számított kibővített elasztikus impedancia szelvény 9° -os " χ " szögnél mutat 0.98 korrelációt, Connolly szerint ez $\chi = 13^\circ$, 0.99 korreláció mellett. Ezek beláthatóan kis eltérések. Valószínűsíthető, hogy az eltérések oka a valós adatrendszer terhelő véletlenszerű hibák jelenlétéből fakad, ami egy elméleti adatrendszerben nincs jelen.

Utolsónak Connolly a " λ ", " μ " Lamé-állandókat mutatja be. A gyakorlatban ezeknek a Lamé-állandóknak " $\lambda\rho$ ", " $\mu\rho$ " Lamé paraméter alakban van jelentőségük. A " $\lambda\rho$ ", " $\mu\rho$ " Lamé paramétereket a dolgozat készítése során 19° és -42° (318°) " χ " szögekre kaptam meg 0.89, ill. 0.88 korrelációval. Az elméleti adatsoron kapott " λ ", " μ " Lamé-állandók " χ " szöge 22° és 302° , a korreláció 0.98 és 0.99. A " λ " állandónál a 3° -os különbség elhanyagolhatónak mondható, viszont a " μ " paraméternél a 16° nagy differenciának tűnik. Ez nem azt jelenti, hogy a gyakorlati adatokból meghatározott adott " χ " szöghöz tartozó kibővített elasztikus impedancia szelvény rossz lenne. Azt jelenti, hogy az apriori adatrendszer a megfelelő mértékű (maximális) hasonlóságot az elméleti modelltől eltérő " χ " szögnél tudja csak felvenni. Ezt az eltérő szöget pedig az elméleti modellel szemben 10 %-al rosszabb korrelációs koeficienssel.

Összességében kijelenthető, hogy azt az elméleti feltevést, ami kifejezi, hogy a kibővített elasztikus impedancia szelvények bizonyos " χ " szöggel elforgatva hasonlítani fognak az egyes karotázs szelvényekre, sikerült gyakorlati adatsoron bebizonyítani. További felhasználhatósági lehetőségek, az 5. fejezetben találhatók.

A legjobb korrelációt az eredeti szelvénnel való összehasonlító ábrák a dolgozat mellékletében (8. fejezet) találhatók.

4. VÉGKÖVETKEZTETÉS

A dolgozat célja az volt, hogy D.N. Whitcombe, P.A. Connolly et al által 2002-ben a Geophysics c. szakmai folyóiratban publikált "Extended elastic impedance for fluid and lithology prediction" cikkben leírt elmélet alapján elkészítsek kibővített elasztikus impedancia szelvényeket, amiket a MOL NyRt-től kapott ipari karotázs adatokkal és az általam számított kőzetfizikai paraméterekkel összehasonlítsak. Hasonlóságot, eltérést keressek.

Dolgozatomban bemutatásra kerültek a szeizmika azon alapjelenségei és azon kőzetfizikai állandók, melyek ismerete szükséges az akusztikus- és elasztikus impedanciák elméleti hátterének és gyakorlati felhasználásának megértéséhez. Bemutattam a konvolúció elméletét és gyakorlati felhasználását, a szintetikus szeizmogram építésének módját és felhasználását. Külön kitérek az akusztikus- és elasztikus impedanciákra. Leírom az elasztikus impedancia fogalmát, elgondolását, képzésének módját. A kibővített elasztikus impedanciák felhasználását külön vizsgáltam, ill. az 5. fejezetben további felhasználási lehetőségeket javaslom.

P.A. Connolly 2010-es "Robust Workflows for Seismic Reservoir Characterisation" publikációjában közölt kibővített elasztikus impedancia szelvények adott " χ " szögnél a karotázs adatokra adott korrelációs koefficiensre kapott eredményeit összehasonlítottam az általam vizsgált, aktív kutatási területen, valós karotázs és 3D-s szeizmikus adatokból kapott eredményeimmel. Vizsgáltam a Geophysics c. folyóiratban megjelent "Extended elastic impedance for fluid and lithology prediction" cikkben közölt tételek felhasználhatóságát gyakorlati környezetben. (Lásd 6. és 16. ábra.) Az elméleti és a gyakorlati adatsoron végzett műveletek végeredményében hasonlóságot fedeztem fel.

Dolgozatom 3.3. fejezettrészében részletesen bemutatom, hogy a képzett kibővített elasztikus impedancia szelvények milyen mértékben (korrelációs koefficiens) és milyen " χ " szögnél hasonlítanak a legjobban az apriori-, ill. képzett karotázs szelvényekre. Az így kapott adatokat összehasonlítva P.A. Connolly 2010-es publikációjával megállapítottam, hogy milyen különbségek és hasonlóságok vannak az elméleti környezetben kapott adatok és a gyakorlati-ipari környezetben kapott adatok között.

Adott " χ " szögnél kiszámított kibővített elasztikus impedancia szelvények jó illeszkedést mutattak P (Z_p) akusztikus és S (Z_s) impedancia, nyírási impedancia, Poisson-tényező, Young modulus, " $\lambda\rho$ " és " $\mu\rho$ " Lamé paraméter, nyírási modulus, v_p/v_s és v_s/v_p hányados, transzverzális (S) hullám terjedési sebesség szelvények esetében. Az agyagosság és víztelítettség szelvények esetén még elfogadható korrelációs koefficiens értéket kaptam (0.72). A longitudinális (P) hullám terjedési sebesség, porozitás, sűrűség, természetes gamma és mély behatolású laterolog szelvények nem mutattak jó hasonlóságot az adott " χ " szögnél kiszámított kibővített elasztikus impedancia szelvényekkel.

Dolgozatom témáját folytatom az inverzió irányában. Reményeim szerint további földtani, áramlástan, rezervoármechanikai modellezési feladatok elvégzéséhez és további vizsgálatokhoz jó minőségű információt tudok majd szolgáltatni.

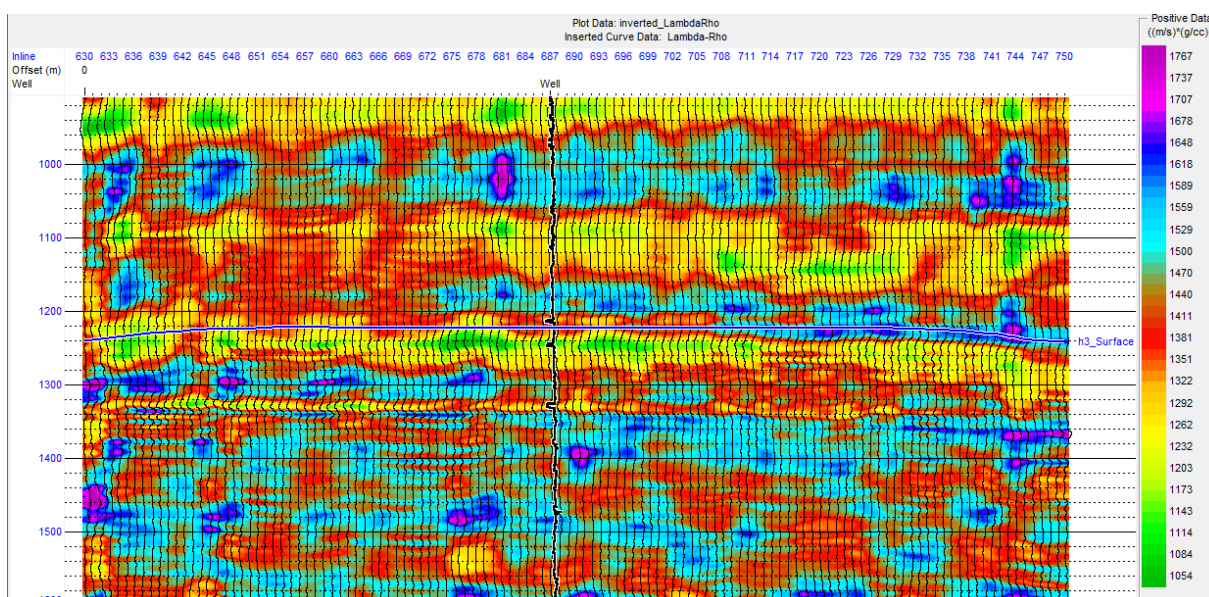
5. TOVÁBBI FELHASZNÁLÁSI LEHETŐSÉGEK

Ezen fejezet a kibővített elasztikus impedanciák további felhasználhatósági lehetőségeivel foglalkozik. A lehetőségek felsorolás szintűek, nem részletezve a matematikai és fizikai hátteret.

A rezervoármechanikai modellezésben elengedhetetlen a rezervoár paraméterek minél jobb minőségű becslése. Minél pontosabb, nagyobb valószínűségű paraméter értéket kell szolgáltatnunk ahhoz, hogy a rezervoár modellezés végén a valóságnak a lehető legjobban megfeleljen a kapott eredmény. Ha lehetőségünk lenne arra, hogy egy adott vizsgálati terület minden pontján nagy valószínűséggel megmondjuk adott rezervoár paraméter értékét, akkor a modellezést végző olajmérnöknek nagyon nagy segítséget tudnánk nyújtani. Impedancia inverzió felhasználásával erre lehetőségünk van.

Bemenő adatként tudnunk kell, hogy a 3D-s szeizmikus térben hol helyezkedik el a kutatófúrásunk, amiben előállítottuk az adott rezervoár paraméter szelvényre legjobban hasonlító kibővített elasztikus impedancia szelvényt. Szükségünk van a 3D-s szeizmikus térre. Szintetikus szeizmogram (megfelelő mélység-idő) illesztésével, kezdeti kiindulási modell és sebességtér felhasználásával, a pre-stack szeizmikán a megfelelő elasztikus impedancia szögű összegezés után ún. modell bázisú inverziót hajtunk végre. A kapott eredmény az adott paraméter teljes vizsgálati területen való értékeit ábrázolja 3D-s térben. Ezen 3D-s tér minden pontján meg tudjuk mondani az adott paraméter értékét, valamint lehetőség van további szénhidrogén tároló telep kutatására. Az adott szénhidrogén tároló pontos 3D-s kiterjedését, gáztartalmát, telítettségét stb. megfelelő paraméterek felhasználásával vizsgálhatjuk. Számptalan lehetőség merül fel, példának okáért ha a " $\mu\rho$ " paramétert terjesztjük ki a 3D-s térre, akkor a fluidum fizikai tulajdonságairól kaphatunk információt, ha a " $\lambda\rho$ " paramétert akkor a litológiáról, a nyírási modulus, a Poisson-tényezőt, a Young modulus stb.

Példaként a " $\lambda\rho$ " paramétert mutatom be. Fentebb leírt módon képeztem a paramétert a 3D-s térben. A 17. ábrán az 1658 Xline szelvényen látható " $\lambda\rho$ " paraméterek találhatók. Az ábra jobb oldalán található a színskála, az ábra közepén fekete görbeként látható a kibővített elasztikus impedancia szelvény ($\chi = 19^\circ$), ami a "WELL" kút helyén található. A kép közepén vízszintes kék vonalként a "h3_Surface" elnevezésű horizont helyezkedik el. A horizont a korábbi szeizmikus felvétel alapján lett kijelölve.

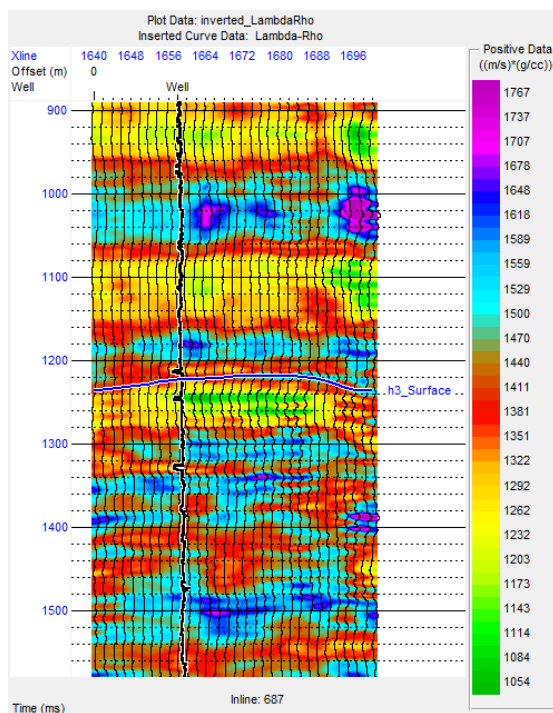


17. ábra. " $\lambda\rho$ " paraméter (Xline 1658)

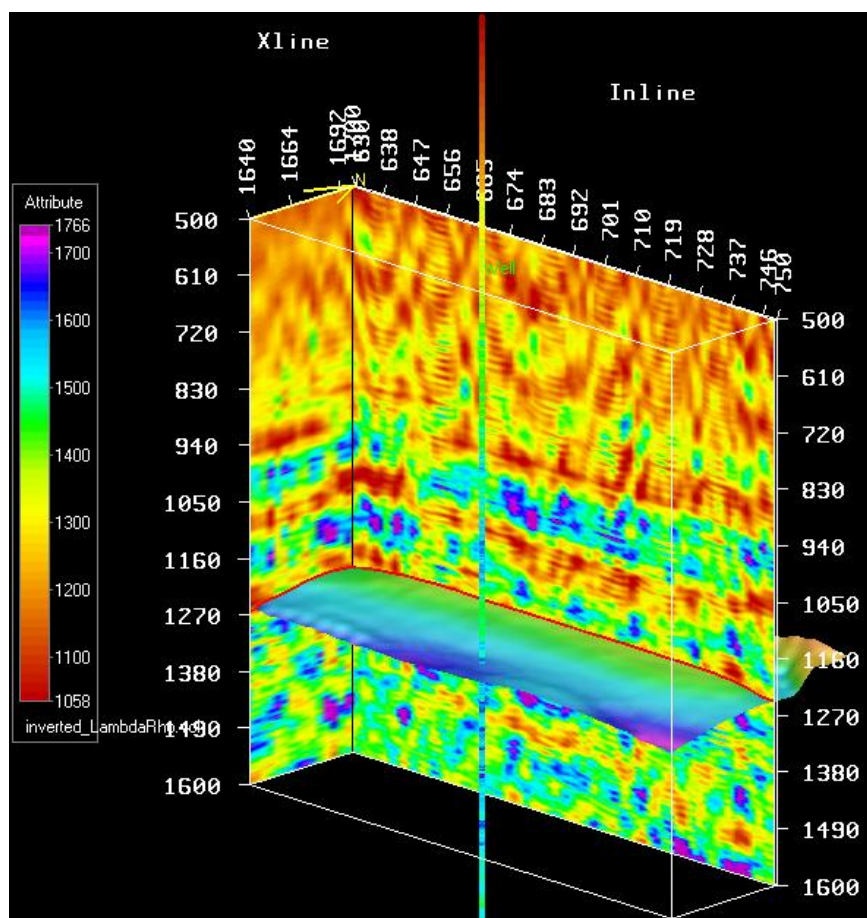
A 17. ábrán a " $\lambda\rho$ " paraméter a litológiai felépítésre utal. A színváltozások különböző litológiai tulajdonságok változását jelzik. A kék "h3_Surface" vonal alatt zöld színnel látható egy összefüggőnek nevezhető szakasz, melyet sárga-piros színű részek vesznek körül. A zöld szín alacsony " $\lambda\rho$ " értéket jelent, a piros szín nagyságrenddel magasabbat. Majd a zöld-sárga-piros részt magas " $\lambda\rho$ " értéket jelentő kék szín követi. Jelenleg nem a paraméter pontos értékét kívánjuk meghatározni (erre is van lehetőség), hanem felhívni a figyelmet a kék színű vízszintes "h3_Surface" vonal és a kút térbeli helyén található függőleges fekete színű adott szögű kibővített elasztikus impedancia szelvényt bemutató görbe metszésénél látható " $\lambda\rho$ " paraméterek anomálikus csökkenésére.

A 18. ábra a 17. ábrára merőleges " $\lambda\rho$ " paramétert ábrázoló szelvény. A két ábrán a színskála megegyezik. (A 687-es Inline vonat ábrázolja a kép.)

A 19. ábra a " $\lambda\rho$ " paramétert mutatja be 3D környezetben. Szénhidrogén kutatásra jól használható módon. A képen látható hosszú szelvény az Inline, a rá merőleges rövidebb szelvény az Xline. Vízszintes helyzetben a "h3_Surface" horizont látható, aminek színezésén a " $\lambda\rho$ " paraméter értékei láthatók.



18. ábra. " $\lambda\rho$ " paraméter (Inline 687)



19. ábra. " $\lambda\rho$ " paraméter 3D környezetben

Az általunk szolgáltatott adatok pontossága, döntő lehet a sikeres CH lelőhely megkutatásában. További paraméterekkel ezt a vizsgálati műveletet el lehet végezni. Dolgozatomban jelenleg csak a " $\lambda\rho$ " paraméterre elkészített kibővített elasztikus impedancia inverzió eredményét mutattam be. A lehetőség, hogy további paraméterekre elvégezzük az inverziót és a kapott eredményeket kiértékeljük megvan, viszont ezen dolgozatnak nem képezi tárgyát.

További felhasználhatósági lehetőség a fluidumcsere modellezés (FRM). Alapelve az, hogy a mért karotázs adatainkból megpróbáljuk megbecsülni, hogy adott szénhidrogén tároló rétegben milyen sűrűségű, milyen fajsúlyú stb. fluidum lehet. Ennek érdekében szintetikus szelvényeket gyártunk adott fizikai tulajdonságot feltételezve, amit megpróbálunk a legjobban hasonlítani a valós karotázs adatokhoz. Amennyiben ez sikerül a fentebb leírt módon modellt építhetünk és megvizsgálhatjuk a célterületünket olaj-gáz-víz adott arányát feltételezve.

Számos felhasználási lehetőség van még, amit dolgozatom nem mutat be. Például V_p/V_s és akusztikus impedancia segítségével elkülöníthetők a gázos, anyagos, homokos rétegek a kútban, AVO analízissel megállapítható a gáztározóról, hogy melyik AVO osztályba sorolható (I-II-III-IV), stb. Ezeket az attribútum elemzéseket számtalan módon, számtalan célra használhatjuk fel. Érdekes ebben a témában további kutatómunkát folytatni, további ismereteket szerezni és a tudományterületet tovább fejleszteni.

6. KÖSZÖNETNYILVÁNÍTÁS

Köszönöm a TDK dolgozat megírásához nyújtott segítséget és támogatást konzulensemnek, Dr. habil Ormos Tamás tanár úrnak és Zahuczky Péter (MOL NyRt.) okl. geofizikus mérnöknek, tanárainknak, valamint a MOL NyRt. munkatársainak, akik nyári gyakorlatom során sok hasznos tanáccsal láttak el.

A dolgozat elkészítését a Miskolci Egyetem tudományos diákköri tevékenységét segítő TÁMOP-4.2.2.B/10/1-2010-0008 számú projekt támogatta

Jó Szerencsét!

7. IRODALOMJEGYZÉK

Könyvek:

- [1] Meskó A.: Rugalmas hullámok a földben
Akadémia Kiadó. Budapest. 1994.
- [2] Kis K.: Általános geofizikai alapismeretek
ELTE Eötvös Kiadó. Budapest. 2002.
- [3] R.E. Sheriff, L.P. Geldart: Exploration Seismology
Second edition. 1995.

Folyóiratok, tanulmányok:

- [4] Takács E.: Az AVO analízis alkalmazási lehetőségeinek vizsgálata
Doktori (PhD) értekezés. Miskolc. 2001
- [5] Dr. Csókás J.: Fúrómagok dinamikus és statikus rugalmassági állandiónak
összehasonlítása
Földtani közlöny (1980) 110.125-139.
- [6] Turai E.: Spektrális adat- és információfeldolgozás
Egyetemi jegyzet. Miskolci Egyetem. 2005.
- [7] P. Connolly (BP Amoco, Houston, Texas, US): Elastic impedance
The Leading Edge. (1999. April) volt. 18. No. 4. p438-452
- [8] D.N. Whitcombe, P.A. Connolly et al: Extended elastic impedance for fluid and
lithology prediction.
Geophysics 67,63 (2002)

Egyéb források:

- [9] P. Connolly (BP London): Robust workflows for seismic reservoir characterisation
SEG DL Handout v.1.2. 2010. Spring
- [10] Hampson-Russell Assistant
A CGG Veritas Hampson-Russell programcsomagjához mellékelte digitális segédlet.
- [11] Zahuczki P.: Impedancia inverzió
Előadás
- [12] Holló Dávid: Dinamikus rugalmassági állandók meghatározása a Nyugat-Mátrában
mélyített F-7 jelű, víz- és érckutató fúrás magmintáin, 2011.
Szerző korábbi TDK dolgozata

8. MELLÉKLET

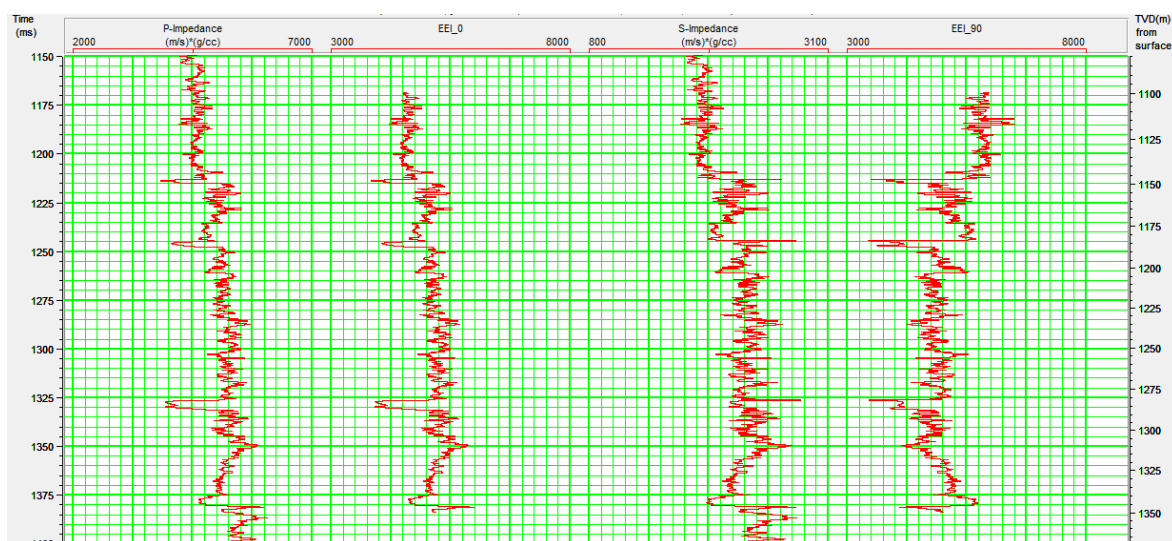
Összehasonlító ábrák:

1.	P impedancia, S impedancia	47
2.	Poisson-hányados, Young modulus	47
3.	Összenyomhatatlansági modulus, nyírási modulus	48
4.	Lambda-Rho, Mu-Rho	48
5.	P és S hullám terjedési sebessége	49
6.	v_p/v_s és v_s/v_p hányados	49
7.	Porozitás, sűrűség	50
8.	Természetes gamma, agyagosság	50
9.	Mély behatolású laterolog, víztelítettség	51

Ábrák nagyobb méretben:

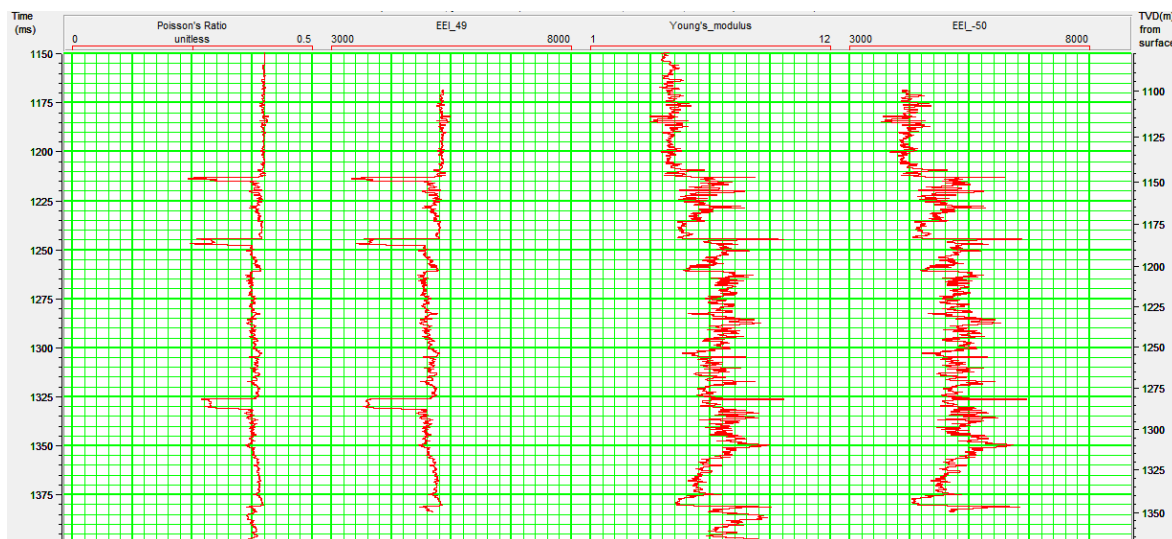
10.	8. ábra	52
11.	9. ábra	53
12.	10. ábra	54
13.	12. ábra	55
14.	15. ábra	56
15.	17. ábra	57
16.	18. ábra	58
17.	19. ábra	59

1.



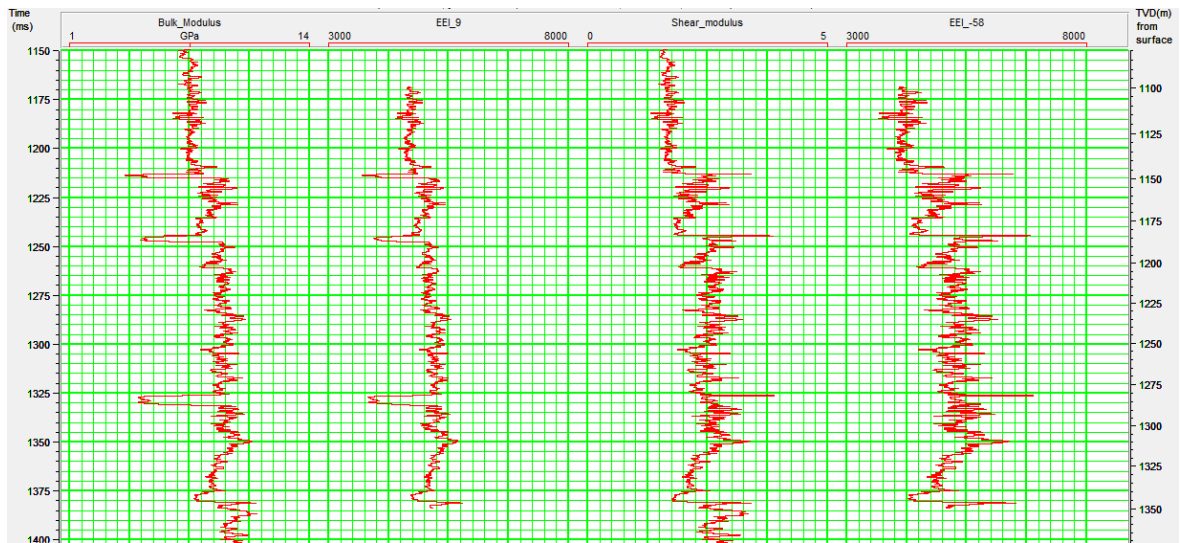
Paraméter neve	Jele	χ szög	Korreláció mértéke
P Impedancia	Z_p	0°	1.00
S Impedancia	Z_s	90°	1.00

2.



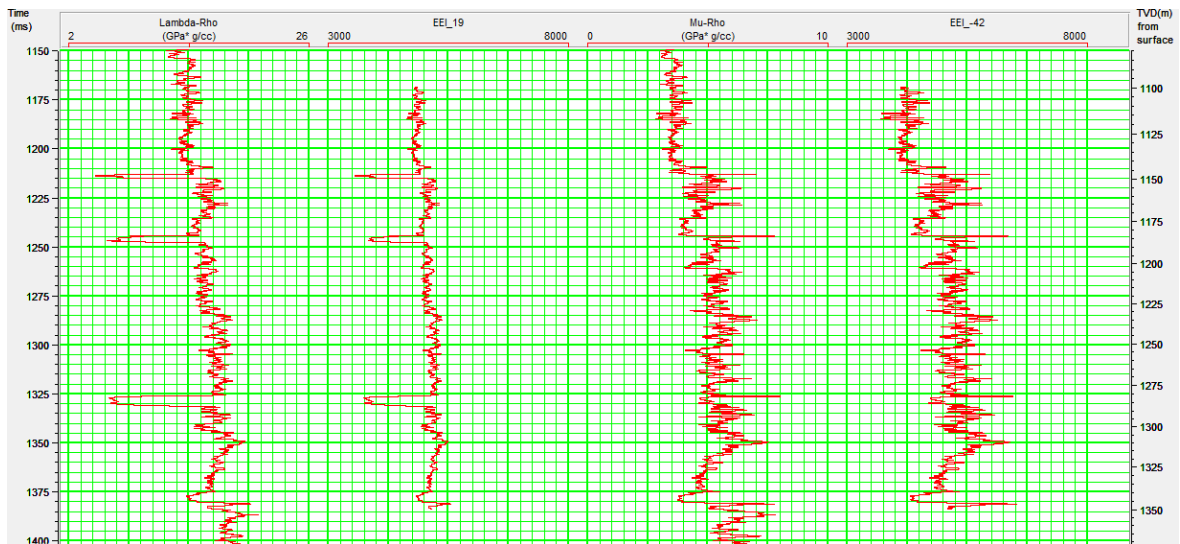
Paraméter neve	Jele	χ szög	Korreláció mértéke
Poisson-hányados	ν	49°	1.00
Young modulus	E	-50°	0.98

3.



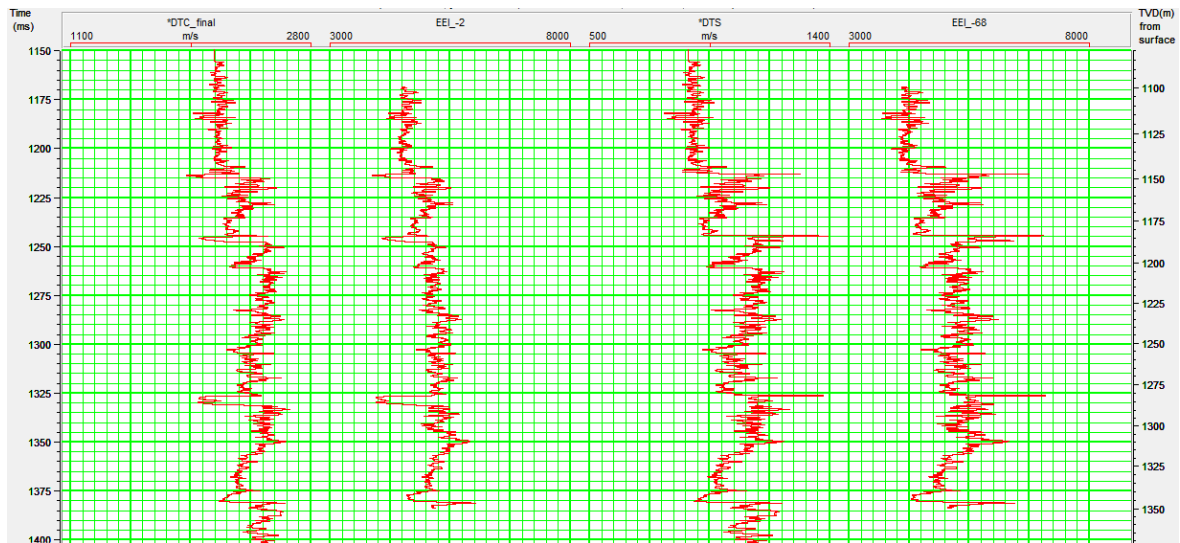
Paraméter neve	Jele	χ szög	Korreláció mértéke
Összenyomhatatlansági modulus	K	9°	0.98
Nyírási modulus	G	-58°	0.98

4.



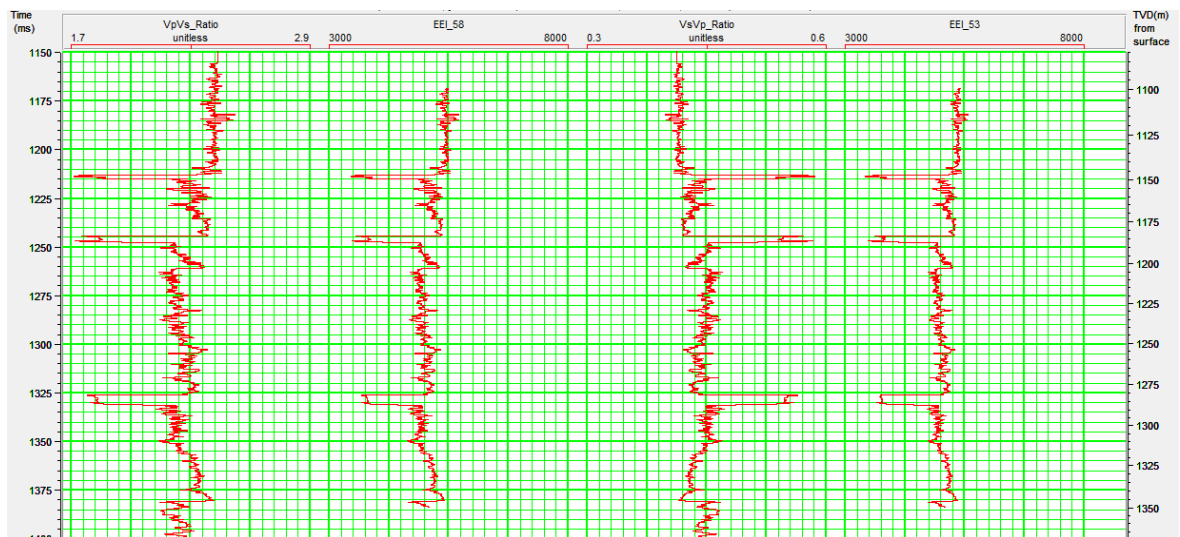
Paraméter neve	Jele	χ szög	Korreláció mértéke
Lambda-Rho	$\lambda\rho$	19°	0.89
Mu-Rho	$\mu\rho$	-42°	0.88

5.



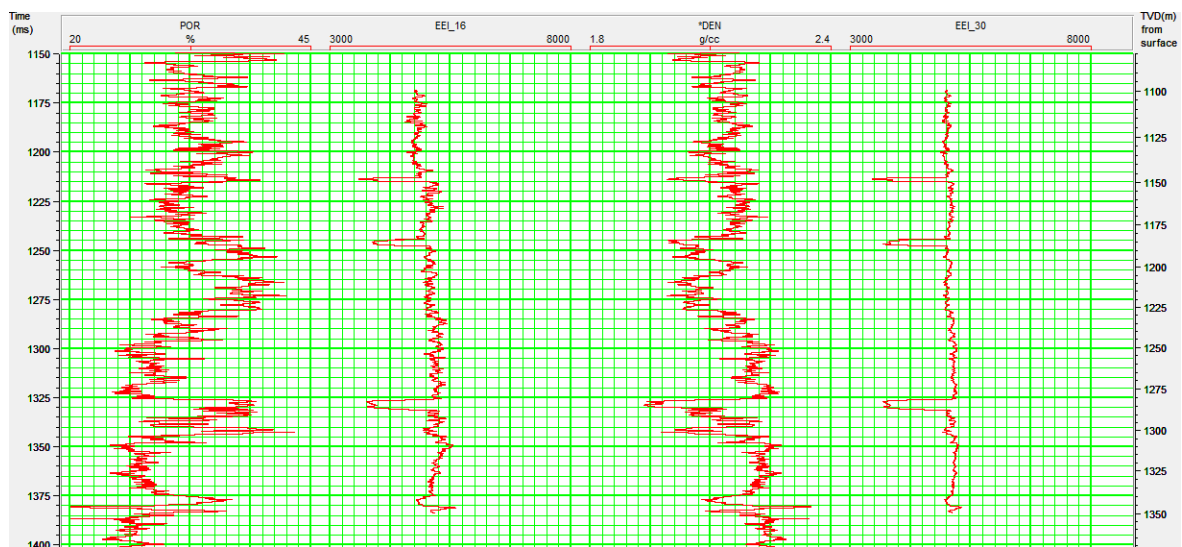
Paraméter neve	Jele	χ szög	Korreláció mértéke
P hullám terj. sebessége	V_p	-2°	0.55
S hullám terj. sebessége	V_s	-68°	0.95

6.



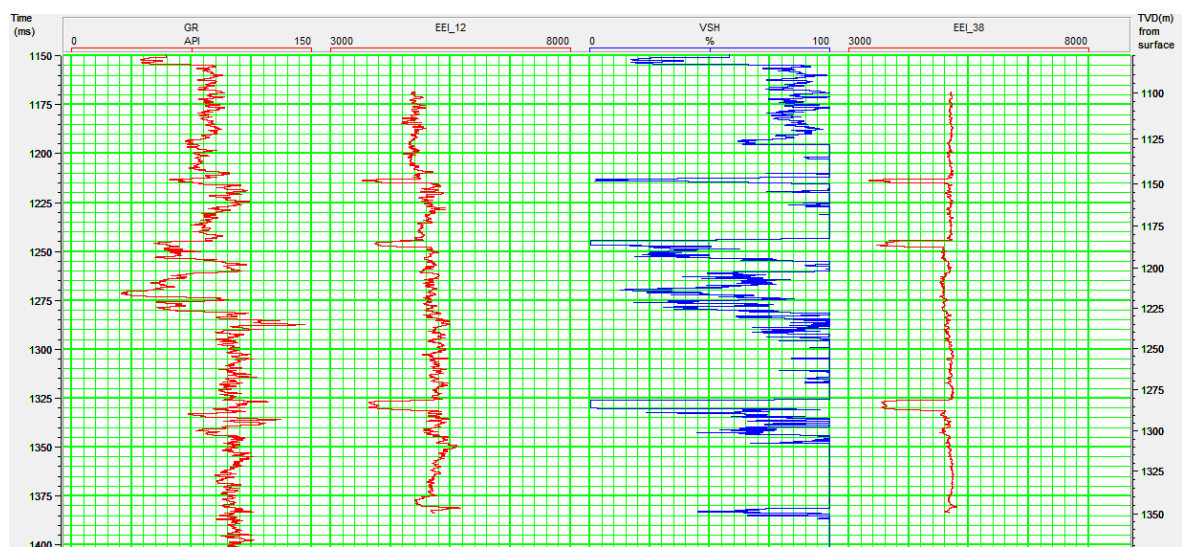
Paraméter neve	Jele	χ szög	Korreláció mértéke
v_p/v_s hányados	v_p/v_s	58°	1.00
v_s/v_p hányados	v_s/v_p	53°	1.00

7.



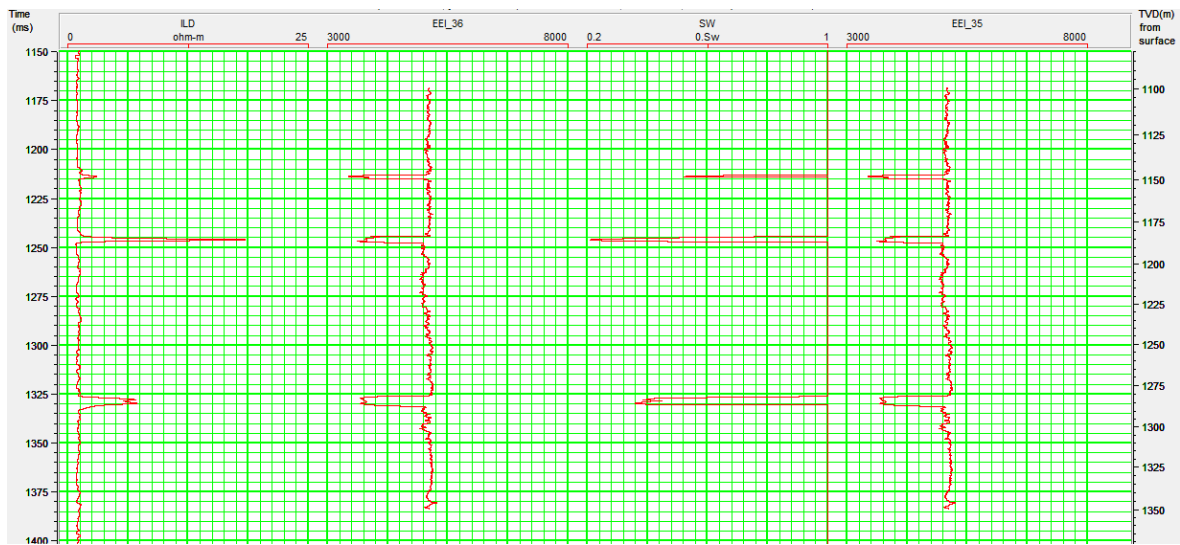
Paraméter neve	Jele	χ szög	Korreláció mértéke
Porozitás	ϕ	16°	0.31
Sűrűség	ρ	30°	0.32

8.



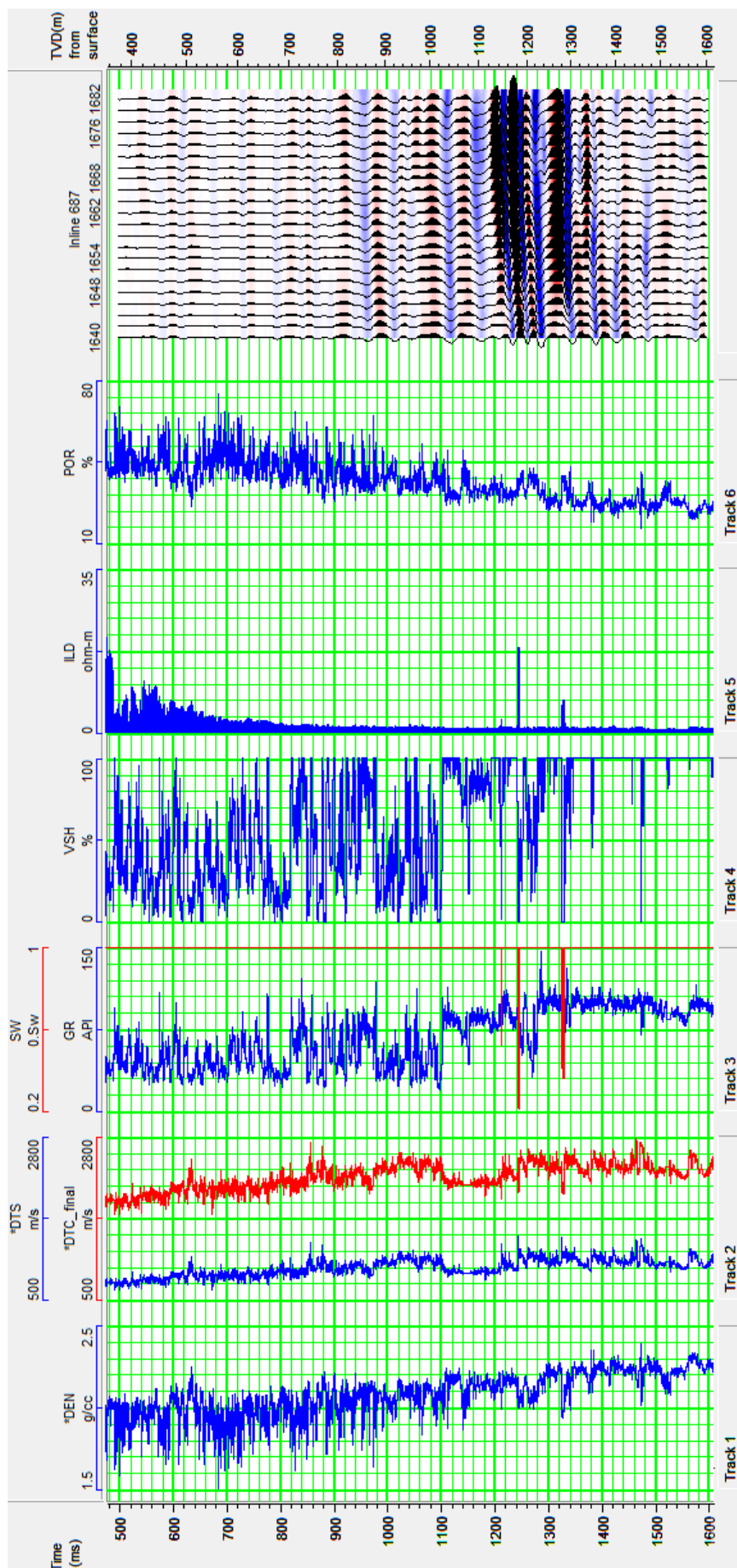
Paraméter neve	Jele	χ szög	Korreláció mértéke
Természetes gamma	GR	12°	0.32
Agyagtartalom	VSH	38°	0.72

9.

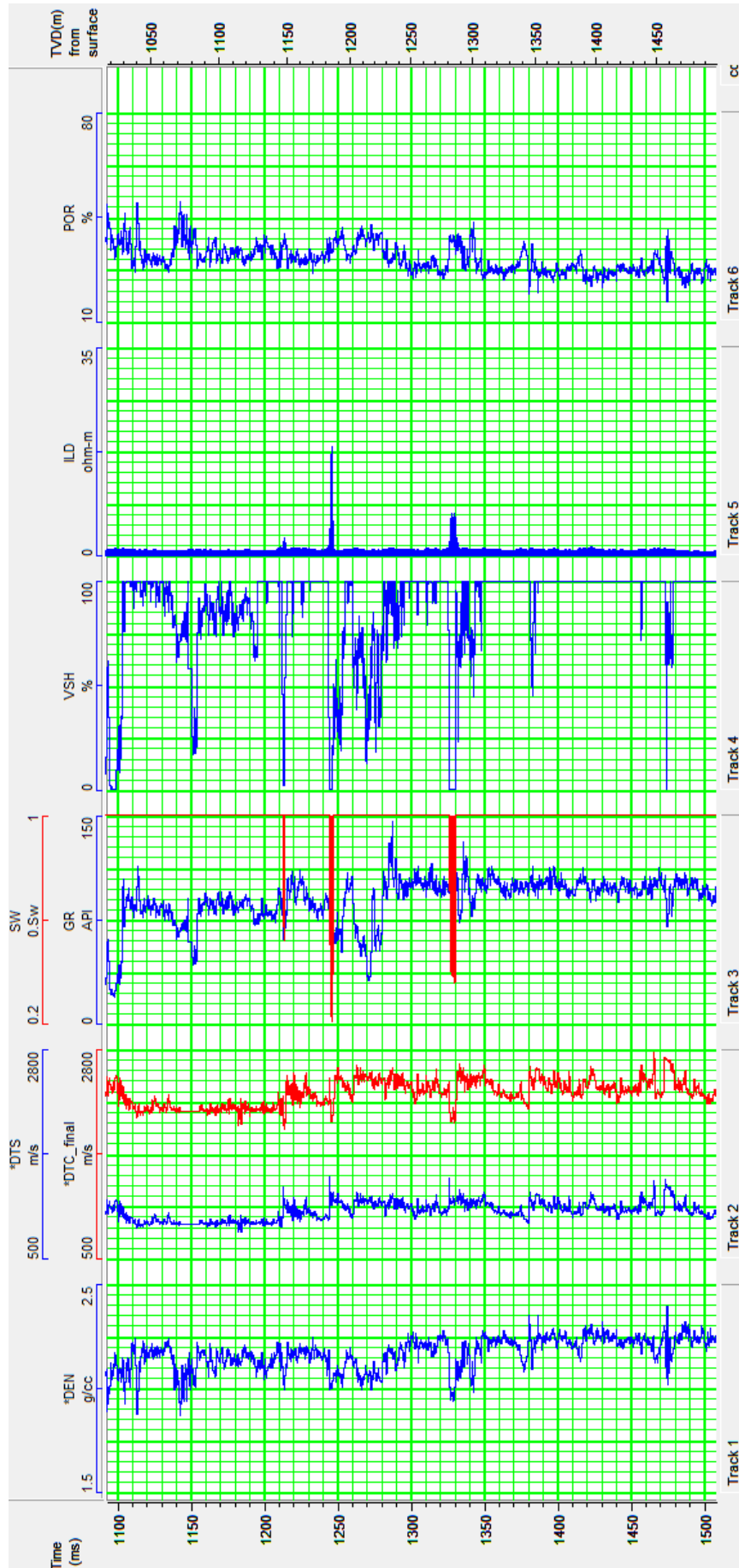


Paraméter neve	Jele	χ szög	Korreláció mértéke
Mély behatolású indukciós szonda	ILD	36°	0.68
Víztelítettség	S _w	35°	0.72

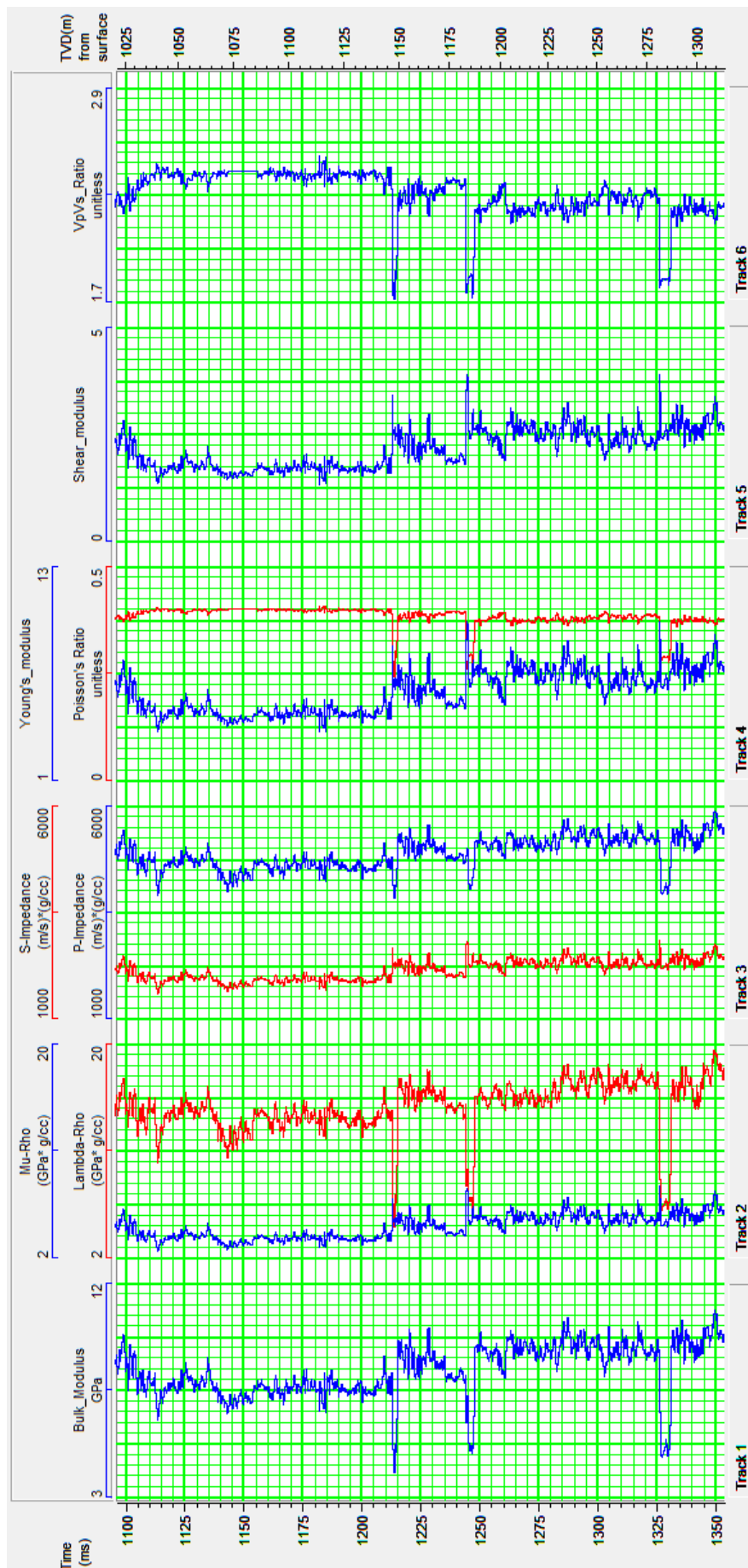
10. 8. ábra



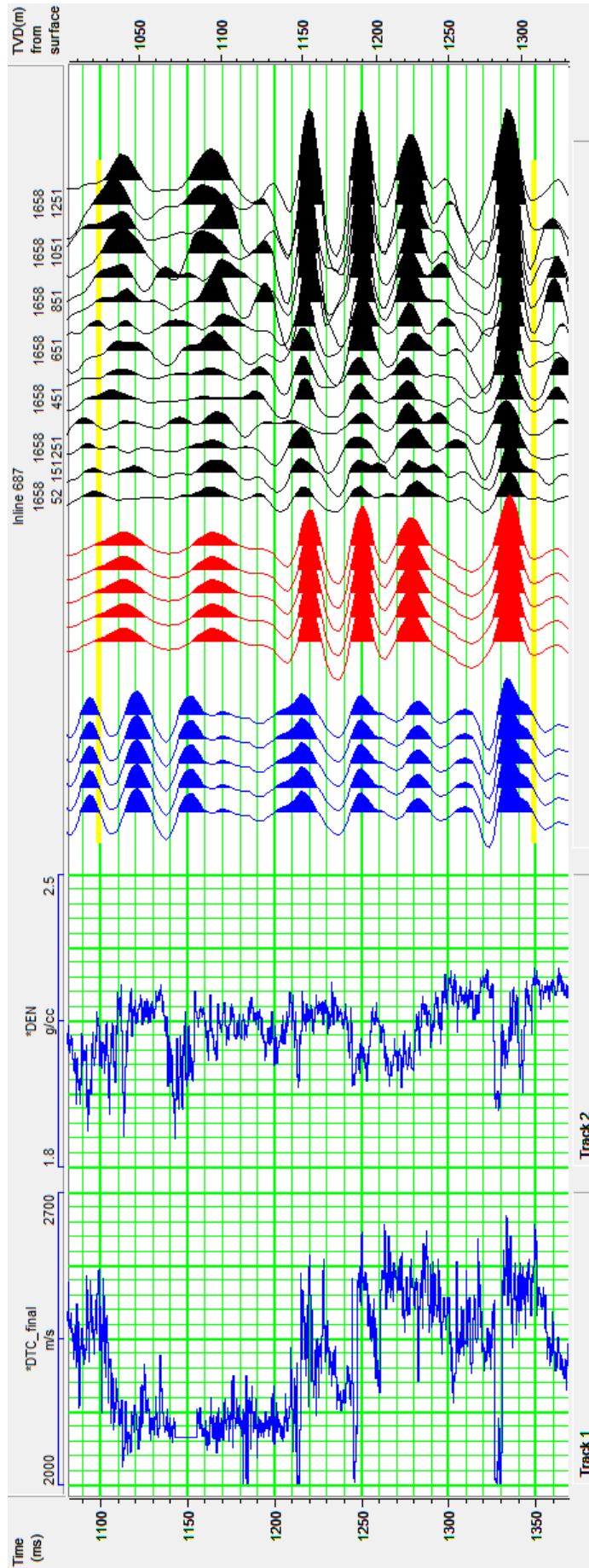
11. 9. ábra



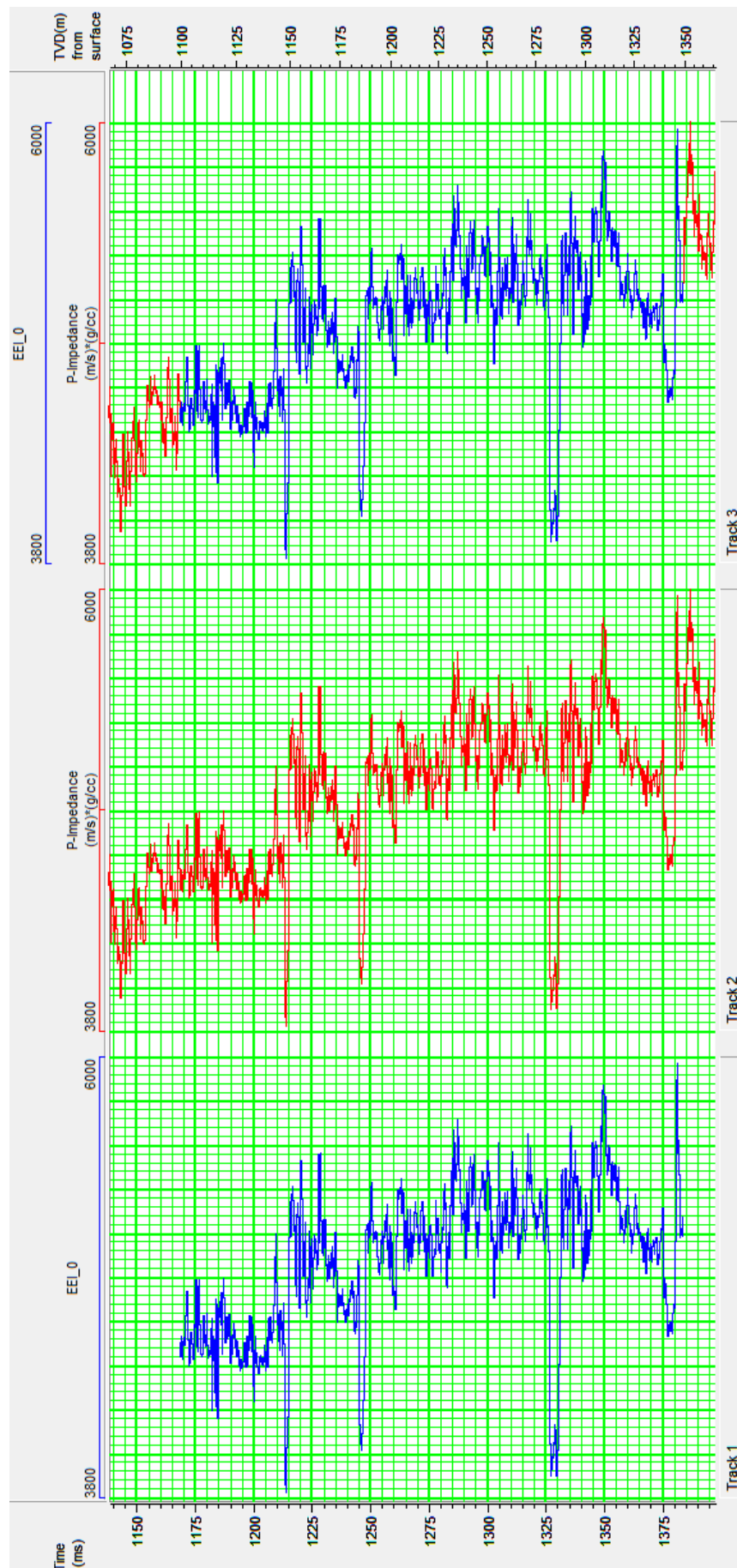
12. 10. ábra



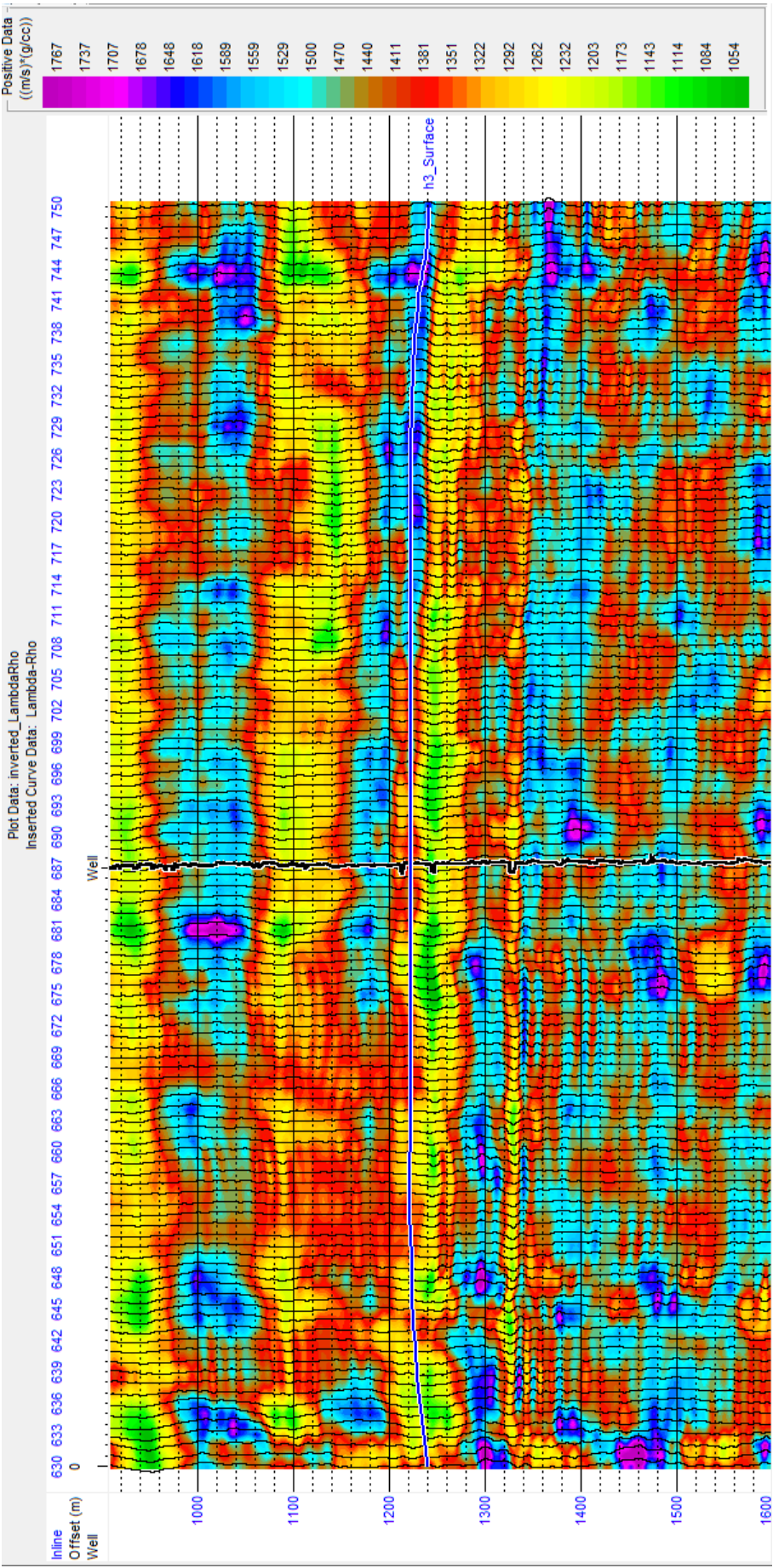
13. 12. ábra



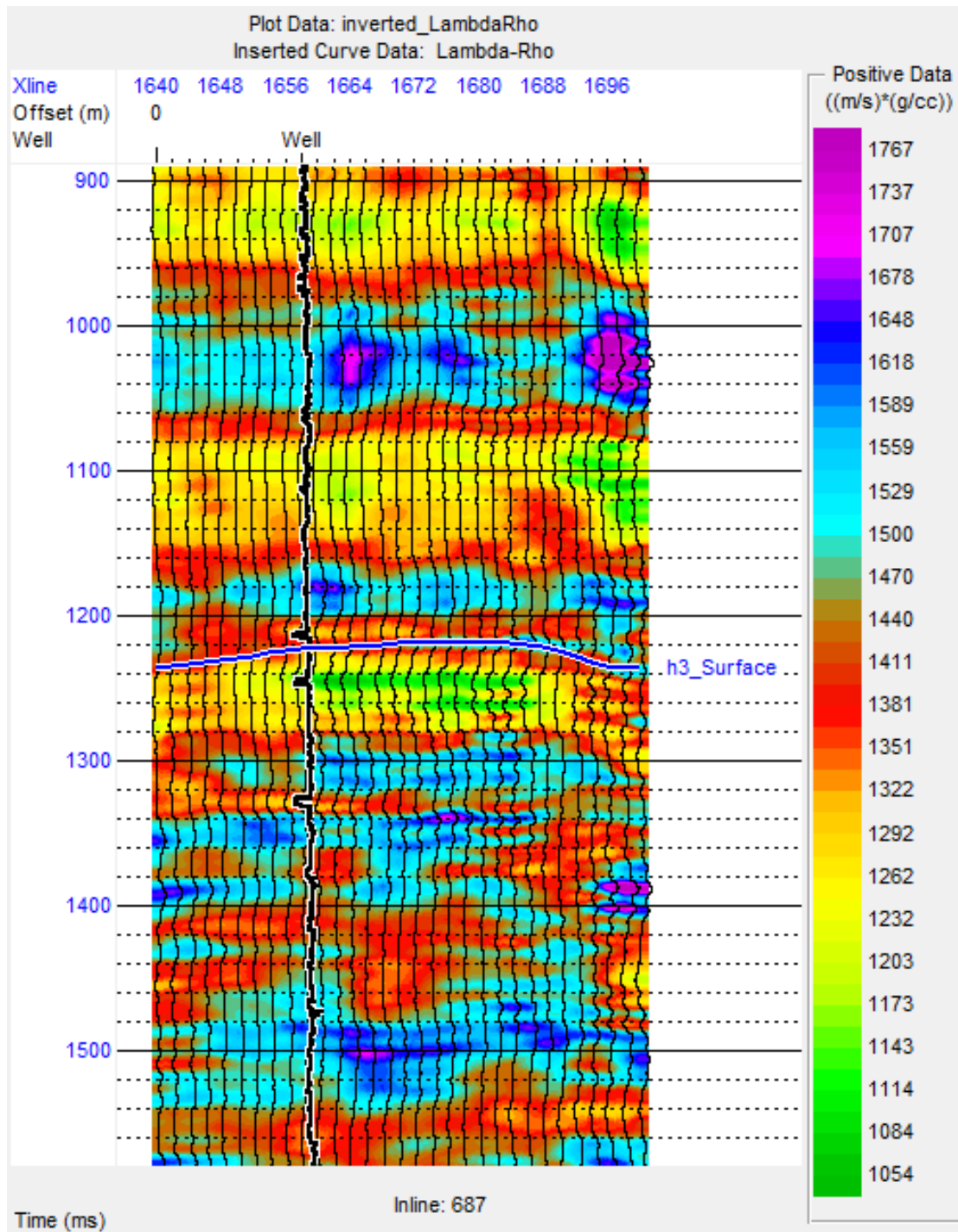
14. 15. ábra



15. 17. ábra



16. 18. ábra



17. 19. ábra

