

SZEIZMIKUS ÉS GRAVITÁCIÓS SZÜRÉSI MÓDSZEREK
ÁLTALÁNOS ANALIZISE ÉS A GRAVITÁCIÓS
ÉRTELMEZÉSI FELADATOK GYAKORLATI MEGOLDÁSA

Irta:

Meskó Attila
a műsz. tud. kandidátusa

Budapest
1975

Tartalomjegyzék

Általános bevezetés	1
1. fejezet: Véges impulzusválaszú (konvolúciós) szűrők tervezése	
1.1 Bevezetés	6
1.2 A szűrők hatásosságának előzetes vizsgálata	16
1.3 Szuboptimum szűrők	35
Irodalom	45
2. fejezet: Végtelen impulzusválaszú (rekurziós) szűrők tervezése	
2.1 Bevezetés	57
2.2 Sávszűrő jellegű rekurziós szűrő tervezése	62
Irodalom	73
3. fejezet: A gravitációs inverz feladat megoldása gyakorlati kutatási feladatok esetén	
3.1 Bevezetés	76
3.2 A gravitációs direkt feladat gyors megoldása	78
3.3 A gravitációs inverz feladat ...	99
Irodalom	115

Általános bevezetés

A gyakorlati geofizikai kutatás szemlélete és módszerei jelentősen változtak az utóbbi évtizedben. A gyorsan növekvő nyersanyag- és energiaigények szükségsszerűvé tették a geofizikai kutatás elméleti és technikai színvonalának hasonlóan gyors növelését. A műszerek építésében az elektronika, a feldolgozásban és értelmezésben a számítástechnika legmodernebb eredményeit kezdték használni.

Az egyik legfontosabb geofizikai kutatási módszerben, a szeizmikában 1970 körül általánossá vált a mérési adatok digitális feldolgozása. A geofizikai kutatással foglalkozó vállalatok és intézmények kialakították vagy jelentősen bővítették az elméleti vizsgálatokat végző és fejlesztő kutatócsoportjaikat. Jelentős összegeket költöttek egy-egy új feldolgozási lépés vagy értelmezést elősegítő új eljárás kidolgozására.

A mérési eljárások is változtak. Ahogyan a gyakorlati szeizmikus kutatás a nagyobb mélységek, illetve a finomabb részletek megismerésére irányult egyre bonyolultabb (és költségesebb) mérési és adatfeldolgozási eljárásokat vezettek be. A vázolt folyamat nem zárult le és a nyersanyagárak napjainkban is

tapasztalt gyors növekedése azt sejteti, hogy még hosszú ideig hasonló irányban folytatódik.

A geofizikai adatfeldolgozás és értelmezés modern módszereinek megismerése, kritikai vizsgálata, alkalmazása és továbbfejlesztése - úgy érzem -

hazánkban is a geofizika egyik lényeges tudományos feladata volt az utóbbi években. Ebben a munkában igyekeztem részt vállalni elméleti vizsgálatokkal, majd 1966 óta az elméleti eredmények gyakorlati alkalmazásával. Az utóbbi hat évben feladatomból volt az Országos Kőolaj- és Gázipari Tröszt Geofizikai Kutatási Üzemében a szeizmikus fejlesztési munkák tudományos irányítása. 1969 óta ugyancsak szoros együttműködés alakult ki az OKGT GKÜ Gravitációs Osztályával is. Ezek az igen jó munkakapcsolatok tették lehetővé az elért tudományos eredmények gyakorlati kipróbálását, az eljárások hatékonyságának és gazdaságosságának ellenőrzését. Másrészt a gyakorlat oldaláról jelentkező igények több új vizsgálat gondolatát vetették fel és az elvégzett vizsgálatok néhány esetben új tudományos eredményekhez is vezettek.

Jelen dolgozat a numerikus szűrési eljárásokkal és a geofizikai inverz feladatokkal kapcsolatos vizsgálatok körében - a kandidátusi fokozat odaítélése óta - elért eredményeimet tartalmazza.

A témaválasztást a gyakorlati geofizika fennt körvonalazott fejlődési tendenciája indokolja.

Az eléggé szerteágazó vizsgálatok jobb áttekinthetősége érdekében három, nagyobb témakör szerinti csoportot alakítottam ki. Az első két fejezet a numerikus szűrési módszerek geofizikai (elsősorban szeizmikus és gravitációs) alkalmazásának általános elveit és gyakorlatát tárgyalja. Az első fejezet a konvolúciós (véges impulzusválaszú) a második a rekurziós (végtelen impulzusválaszú) szűrőkkel foglalkozik. A harmadik fejezet érinti a geofizikai inverz feladatok megoldásának általános elveit is, de lényegében a gravitációs inverz feladat egy, a szénhidrogénkutatók szempontjából alapvető változatának megoldásával foglalkozik.

Az első két fejezetben tárgyalt vizsgálatokat mintegy 10 nemzetközi szimpóziumon, néhány külföldi és több hazai előadásban ismerttettem, a részeredményeket a kandidátusi dolgozat megvédése óta /1969/ mintegy 30 dolgozatban publikáltam; míg az alapvető ismereteket több egyetemi és mérnöktovábbképző jellegű jegyzetben foglaltam össze. Emiatt megengedhetőnek éreztem, hogy jelen dolgozatban csak a vizsgálatok lényegét és a geofizikai gyakorlatban bevált következtetéseket ismerttessem. Az első fejezetben például nem tértem ki a konvolúciós szűrők tervezésének - másutt kielégítő

részletességgel tárgyalt - problémáira. A szűrők hatásosságának vizsgálatával, a paraméterek meghatározásának gyakorlati problémáival és a paraméterek hibáinak következményeivel foglalkoztam. A hazai gyakorlat számára ugyanis lényeges gazdasági kihatása volt annak, hogy számos szűrési eljárást (ahol a paraméterhibák az eredményességet lényegesen csökkentik) nem kellett gyakorlati anyagon kipróbálni; illetve az a tény, hogy sok esetben már elvi vizsgálatok dönthettek különböző megvalósítási lehetőségek között. Ugyancsak az első fejezetben ismertettem a szuboptimum szűréssel kapcsolatos vizsgálatokat is.

A második fejezet az általános elvek rövid összefoglalása után egy új rekurziós szűrőtervezési eljárást ismertet. Az eljárás több módosítás, gyakorlati ellenőrzés után jelenlegi formájában gyors és gazdaságos megoldást ad sávszűrő jellegű rekurziós szűrők tervezésére. Más típusú, a szakirodalom alapján jól tervezhető rekurziós szűrőkre itt sem tértem ki.

Kissé eltérő a harmadik fejezet fogalmazása. Ebben több olyan eredmény szerepel, melyek publikálása most van folyamatban. Emiatt itt több ábrát, a módszer célszerűségét bizonyító példát mutatok be.

A témák irodalma közismerten igen nagy. Emiatt fejezetenként külön irodalomjegyzéket készítettem. A szakirodalom kritikai értékelése általában a

fejezetek bevezetőjében szerepel. Az általános elveket minden esetben konkrét alkalmazási példákkal illusztráltam. Az összes példa a hazai geofizikai gyakorlatból származik és - többnyire - nagyobb terjedelmű vizsgálatsorozatokból választott jellemző minta. Az ábrák oldalszámozás nélkül közvetlenül azon oldalakak után találhatóak, ahol először van róluk szó.

Mivel általában aktuális és sok kutató, fejlesztő intézményben vizsgált részfeladatokról van szó, igyekeztem a nemzetközi szakirodalomból ismert és saját vizsgálataim közötti különbségeket tételesen is megfogalmazni.

Ezen a helyen is köszönetet szeretnék mondani mindazoknak, akik az ismertetett vizsgálatok gyakorlati alkalmazását elősegítették; elsősorban az OKGT GKÜ vezetőségének, valamint a Fejlesztési Osztályon és az ELTE Geofizikai Tanszékén dolgozó több tanítványomnak és munkatársamnak.

Végül hálás köszönetemet fejezem ki Dr. Barta György akadémikusnak megértő támogatásáért.

1 Fejezet

Véges impulzus válaszó (konvolúciós) szűrők tervezése

1.1 Bevezetés

Különböző szűrési műveleteket már a legelső geofizikai mérések eredményeinek előállításakor vagy kiértékelésekor alkalmaztak. A digitális feldolgozás bevezetése bonyolultabb típusok egyszerű megvalósítását is lehetővé tette. Az időváltozó szerint végzett digitális szűrést nem sokkal később követte a térkoordináták szerinti szűrés. Utóbbit gravitációs, mágneses, vagy más, térkoordinátáktól függő adatrendszerek átalakítására használják. Néhány éves múltja van a különböző szondázási görbék szűrésének.

Jelen részben szeizmikus és gravitációs adatok szűrésével kapcsolatos vizsgálatokról számolunk be.

A geofizikában jelenleg alkalmazott szűrők lineárisak. Nem-lineáris szűrési eljárásokkal kapcsolatos vizsgálatok is folynak mind külföldön, mind hazánkban, de jelentős gyakorlati sikerekről még nem beszélhetünk.

Ismeretes, hogy a szűrést leírhatjuk illetve elvégezhetjük az idő-, a frekvencia- vagy a z-tartományban.

Digitális megvalósítás esetén az időtartományban működő szűrő súlyfüggvénye mindig véges sok együtthatóból áll. A szűrő alkalmazása ekkor diszkrét konvolúció számítását jelenti a bemeneti adatrendszer és a digitális súlyfüggvény adatrendszer között. A súlyfüggvény adatainak véges számára utal a véges impulzusválaszú szűrés elnevezés, (FIR = finite impulse response). A műveletet geofizikai célokra épített számítógépek külön egységgel, konvolverrel végzik el.

A diszkrét konvolúció számításával ekvivalens a következő művelet sorozat: A bemenet és a súlyfüggvény diszkrét Fourier transzformáltjainak számítása, a két transzformált (adatonkénti) szorzása majd az eredmény inverz Fourier transzformáljának számítása. Ez a megvalósítási lehetőség a gyors Fourier transzformáció (FFT) felfedezése (1965) után vált reális lehetőséggé. Az FFT algoritmus megvalósítására is építettek célszámítógépeket, pontosabban számítógépeket. Ezek alkalmazása a konvolvernél általában sokkal gyorsabban képes a szűrt adatrendszerek előállítására.

A véges impulzusválaszú szűrők tervezésének és alkalmazásának problémáit a két tartomány bármelyikében tárgyalhatjuk.

A rekurziós szűrés a kimenet előállításához már számított kimeneti értékeket is felhasznál.

Átviteli tulajdonságai a z-tartományban racionális törtfüggvénnyel írhatók le. Bizonyos feltételek teljesülése esetén a rekurziós szűrőkhöz ekvivalens hatású, stabil konvolúciós szűrő rendelhető. Ez utóbbi a polinomosztás miatt végtelen sok együtthatóból áll. Erre utal a rekurziós szűrőre általában használt végtelen impulzus-válaszú szűrő elnevezés (IIR = infinite impulse response).

Rekurziós szűrőkkel a geofizikai szakirodalom 1967 óta foglalkozik, de azóta is jóval kisebb terjedelemben, mint az FIR szűrőkkel. Ennek okai között a szűrőtervezés nehézségei bizonyára fontos szerepet játszanak. Az FIR szűrők tervezésében lineáris optimalizációs feladatokat kell megoldani, az IIR szűrők tervezése nem-lineáris problémákat vet fel.

A rekurziós szűrés konvolverrel vagy speciális hardware-rel is megvalósítható. Gyorsasága ilyen esetben versenyképes az FFT egységet használó FIR szűréssel.

Jelen részben a véges impulzusválaszú szűrőkkel foglalkozunk. A II részben szerepelnek a rekurziós szűrőtervezéssel kapcsolatos vizsgálataink.

Először a szeizmikus, majd a gravitációs alkalmazásokat tekintjük át. A két felhasználási lehetőséget azonban nem választjuk el mereven egymástól.

Bár a speciális igények miatt a részfeladatokban jelentős különbségek is lehetnek, több meggondolás, vizsgálat alapvonásai közösek.

A szeizmikus adatfeldolgozásban általánosan alkalmazott szűrési műveletek a következők: sávszűrés, spike és prediktív dekonvolúció, Wiener szűrés a jel/zaj arány javítására. Ezeken kívül szükség vagy megrendelés szerint alkalmaznak még a sebességszűrést és többcsatornás Wiener-szűrőket. Az alaptípusok számos változata ismeretes. Ezek közül említést kell tenni az időben változó, térben és időben változó, stochasztikusan optimalizált és szuboptimum változatokról.

A szakirodalomban a konvolúciós szűrők szeizmikus alkalmazásait tárgyaló vagy azokkal közvetlenül kapcsolatos - nem feltétlenül geofizikai folyóiratokban megjelent - dolgozatokról részletes felsorolást adni szinte lehetetlen. Számuk több ezerre tehető. Az alábbiakban felsorolt, mintegy ötven könyv illetve dolgozat kiválasztásában két szempont megvalósítására törekedtem. Egyrészt a - tudomásom szerinti - első, de mindenesetre alapvető jelentőségű dolgozatokat, másrészt a jó áttekintést nyújtó összefoglaló jellegű, nagyobb terjedelmű munkákat említem meg. Utóbbiak irodalomjegyzékében további hivatkozások találhatóak. Általános jellegű, de szeizmikus feldolgozás számára is fontos könyvek spektrális analízissel kapcsolatban:

Blackman és Tukey, 1958, Bracewell, 1965, Papoulis, 1965, digitális szűréssel kapcsolatban Kaiser és Kuo, 1966, Gold és Rader, 1969, optimalizálással kapcsolatban Wiener, 1949, Remez, 1957, illetve Cheney, 1966. Közvetlenül a szeizmikus alkalmazások elméletével kapcsolatosak Robinson, 1961, 1967a, 1967b könyvei és a Filtrage en sismique, 1965 valamint a "The Robinson Treitel Reader", 1973 cikkgyűjtemények.

Az optimumszűrés elméletének megalapozása Kolmogorov, 1936, 1941 és N. Wiener, 1942 nevéhez fűződik. A Wiener-Hopf integrálegyenlet digitális változatának megoldásában jelentős Levinson, 1947 algoritmus. A Wiener szűrés egycsatornás szeizmikus alkalmazásának kitűnő összefoglalója Robinson-Treitel, 1967 dolgozata. A Wiener szűrést más típusú optimalizálással hasonlítja össze Treitel és Robinson, 1969.

Visszatérve az alapelvekhez említést kell tenni Robinson, 1963, Robinson és Treitel, 1964, Treitel és Robinson, 1964 egycsatornás illetve Robinson, 1966 és Treitel, 1970 többszatornás digitális szűrésről írt dolgozatairól. Deregowski, 1971 részletesen tárgyalja a szűrés megvalósítását a frekvencia tartományban. A Wiener szűrők tervezésének továbbfejlesztéséről ír Wang és Treitel, 1973. A jelenlegi szeizmikus adatfeldolgozás standard műveleteit tárgyalja és így a

pillanatnyi világszinvonal (ezen belül a szűrési műveletek fontosságának) megítélését segíti elő Wood és Treitel, (1975, április) dolgozata.

A ghost-reflexiók eltávolításával foglalkozik Lindsey (1960) zajmentes, egycsatornás modellt használva. Hammond (1962) speciális felvételezési módszert adott meg a ghostok kiküszöbölésére, Schneider et al, (1964) ismertették először az optimum vertikális stacking néven ismert eljárást. Meskó és Rádler (1969) rámutattak a módszerek alapvető nehézségeire. Meskó (1970) ismertette az egycsatornás ghost-szűrő tervezését zajos modell esetében.

A közös referenciapontos (régábban közös reflektáló pontos) módszernek nevezett módszert Mayne (1962) írta le először. Schneider et al, 1965-ben javasolták az összegzendő csatornákra optimumszűrés alkalmazását. Az eljárást később Meyerhoff, 1966 és Galbraith és Wiggins, 1968 vizsgálta részletesen.

A sebességszűrésről 1963-ban jelentek meg az első közlemények (Embree et al, illetve Fail és Grau). Sengbush és Foster (1968) optimális sebességszűrő tervezését, Hubral (1972) háromdimenziós optimális sebességszűrő megvalósítását tárgyalta.

A dekonvolúció különböző megvalósítási lehetőségeiről jelent meg talán a legtöbb dolgozat.

Ez egyben arra is utal, hogy ezt a műveletet a legnehezebb jól elvégezni. A kezdeti vizsgálatok közül említést kell tenni Robinson 1957, Kunetz 1961, Rice 1962 dolgozatairól. A műveletnek egy teljes számot szentelt a Geophysics folyóirat 1967-ben; szerkesztők: Flinn, Robinson és Treitel. A prediktív dekonvolúció elméletén kívül gyakorlati tapasztalatait is összegzi Peacock és Treitel (1969). A dekonvolúciós probléma szempontjából alapvető fontosságú a szeizmikus jel visszaállítása. A legújabb és legjobb összefoglalást adja White (1972) illetve O'Brien és White (1974). A homomorf (nem-lineáris) szűrési művelet dekonvolúciós alkalmazásáról ír Ulrych (1971), majd Stoffa et al., 1974. Jelenleg vizsgálják a Kálmán-féle szűrés dekonvolúciós felhasználását (pl. Crump, 1974).

A szeizmikus szűrési eljárások leírása következő munkáimban szerepel: Meskó, 1967 (egy. tankönyv 7. fejezet); Meskó, 1972 (egy. jegyzet); Meskó (szerkesztő ill. szerző) 1973/74 (tanfolyami jegyzetek I - II - III kötet), Meskó 1964, 1967, 1968, Meskó - Szulyovszki, 1972, Meskó - Rádlér, 1974 (összefoglaló jellegű dolgozatok); Application of numerical filtering methods (monográfia, megjelenőben).

A digitális szűrés alkalmazhatóságát gravitációs térképek átalakításában a szakemberek kezdetben idegenkedve fogadták mind hazánkban, mind külföldön.

Dean(1958) levezette elvi műveletek(második derivált számítás, analitikai folytatás, súlyozott átlagképzés) átviteli függvényeit, de a gyakorlatban alkalmazott formulák konkrét átviteli függvényeinek számítása még néhány évet váratott magára. Jelen dolgozat szerzője az elsők között volt(Meskó 1965, 1966), akik a közelítő formulákat és elvi műveleteket átviteli függvényeik segítségével hasonlították össze. Később több kutató követte ezt az utat . Jó összefoglalást ad a módszerről és az 1966-ig megjelent közleményekről Fuller, 1967 és Skeels, 1967. A szűrési módszerek felhasználása illetve Fourier analízis alkalmazása a térképek átalakításában, különböző műveletek összehasonlításában, illetve bizonyos paraméterek meghatározásában azóta széles körben elterjedt. Néhány lényeges dolgozat ezek közül: Zurflueh, 1967, Ulrych, 1968, Lavin és Devane, 1970, Spector és Grant, 1970, Fischer és Rösler, 1971, Ku et al, 1971, Gunn, 1972, Syberg, 1972, Apell, 1974, Tsay, 1975. Ugyancsak alapvető jelentőségű Strakhov, 1963, 1968, Tyihonov, 1963a, 1963b, Tyihonov et al, 1968, Demidovics, 1969, Demura et al, 1972 munkássága.

Uj szűrősorozatok tervezésének elveit 1966-ban kandidátusi dolgozatomban irtam le. A tervezett szűrőkről nemzetközi fórumon először 1967-ben számoltam be. Részletes ismertetés jelent meg az együtthatók számításáról 1970-ben. .

A szűrési eljárások gravitációs alkalmazásainak elvei szerepelnek még a Geofizikai kutatási módszerek c. egyetemi tankönyvben (Meskó, 1970b). A gyakorlati alkalmazás 1969-ben kezdődött el az OKGT Geofizikai Kutatási Üzemében. Az eredményekről két szimpóziumon számoltunk be (1972, 1974). A publikációk 1972 ill. 1975-ben jelentek meg: Meskó - Kovács, 1972, Meskó - Kovács, 1975. Bővebben tárgyalják a gyakorlati eredményeket még Kovács, 1973; illetve Kovács - Varga, 1975 munkái. Utóbbi felsorolja azt a 15 üzemi jelentést is, melyekben egy-egy kutatási terület adatain végzett szűrés részletes leírása szerepel. A módszer egy lehetséges továbbfejlesztésével, térben változó szűréssel is végeztem vizsgálatokat. Kezdeti eredmények alapján úgy látszik, a követett sűrűségugrás színt gyors mélységváltozásai esetén a módszer hasznosan egészíti ki a térben állandó szűrést.

A különböző szűrők tervezésével és alkalmazásával kapcsolatos vizsgálatokat jelen dolgozatban nem részletezem. Két általános szempontot ismertetek, melyek mindegyik művelettel kapcsolatban hasznosak lehetnek: Az eljárások egyedi tulajdonságaitól függetlenül megfogalmazhatók, konkrét feladatokra alkalmazva jelentős idő- és munkamegtakarítást eredményezhetnek, esetleg rámutatnak arra, mi okozza a feladat megoldásának nehézségeit.

Az első szempont a szűrők hatásosságának előzetes vizsgálata. Ezzel szorosan összefügg a szűrő tervezésében használt paraméterek becslése. Ezt tárgyalja az 1.2 alfejezet. A másik szemponttal, a szuboptimum szűrők alkalmazásának elvével foglalkozik az 1.3 alfejezet. A két szempont között szoros kapcsolat van. Szuboptimum szűrők alkalmazását az indokolja, hogy hibás paraméterek esetén az optimum szűrők hatásossága gyorsan csökken. A geofizikában a paramétereket mindig bizonyos hiba terheli. Emiatt megtehetjük azt is, hogy eleve szuboptimális szűrés megvalósítására törekszünk. Az eljárás jogosult, ha az elérhető hatásosság nem sokkal kisebb az optimálisnál és (cserében) a szűrés más előnyökkel jár: kevesebb szükséges paraméter, stabilitás, gyorsabb számítás lehetősége vagy a geofizikus jobb kontrollja a paraméterek választásában.

Az általános szempontokat konkrét példákkal illusztráljuk.

1.2 A szűrők hatásosságának előzetes vizsgálata

A hatásosság vizsgálatát először többcsatornás optimumszűrőkkel kapcsolatban ismertetjük.

Vezessük be a következő jelöléseket. A szűrőtervezésben szereplő paramétereket illetve függvényeket jelölje α_i ($i=1,2,\dots,N$), illetve β_j ($j=1,2,\dots,M$). Utóbbiak lehetnek az idő vagy a frekvencia függvényei. Például a kétcsatornás OVS szűrő tervezési modelljében szereplő paraméterek: a valódi reflexiók beérkezési idői közötti különbség (a két összegzendő csatorna között) és a ghostreflexiók beérkezési idői közötti különbség. A szűrőtervezésben szereplő függvények: a valódi reflexiók, a ghostok és a rendezetlen zaj teljesítményspektrumai. Összesen két paraméterrel és három függvénnyel kellene számolnunk. A levezetés egyszerűsítése céljából közelítő feltevéseket alkalmazva a függvények kiküszöbölhetők. Ha feltesszük, hogy a teljesítményspektrumok csak kontans szorzóban térnek el egymástól, a három függvény helyett 2 új paramétert alkalmazhatunk: ezek a ghost és valódi reflexiók teljesítményaránya, illetve a rendezetlen zaj és a valódi reflexiók teljesítményaránya (Schneider et al, 1964). Egy másik lehetséges modell leírása szerepel Meskó 1972-ben, most azonban számunkra a konkrét modell nem

lényeges és Schneider modelljét használjuk illusztrációként.

A szűrőtervezési modellnek megfelelően a szűrők súlyfüggvényei vagy átviteli függvényei is tartalmazni fogják az összes paramétereket (példánkban négyet). Az egyes csatornákra ható súlyfüggvények

$$s_1 = s_1(t, \alpha_i)$$

$$s_2 = s_2(t, \alpha_i) \quad (i = 1, 2, 3, 4)$$

A súlyfüggvények ismeretében számíthatók a kimenetek és (esetleg további közelítések alkalmazásával) a kimeneti jel/zaj-arány. A jel/zaj-arány, melyet η -val jelölünk szintén tartalmazza a paraméterek értékeit, hiszen számításában felhasználjuk a paramétereket tartalmazó súlyfüggvényeket. Az α_i paramétereket azonban csak mérésekkel és számításokkal határozhatjuk meg. A mérések hibái, a számításokban alkalmazott közelítések és a zajok miatt a szűrőtervezésben alkalmazott paraméterek nem egyeznek meg a bemeneteket ténylegesen leíró paraméterek értékeivel.

Jelöljük a tényleges paraméterek értékeit α_i -vel. Az α_i paraméter az α_i becsült értéke. A becslés helyességét egy konkrét esetben nem lehet ellenőrizni és a becsült értékeket kell a szűrőtervezésben szerepeltetni. A hatásosság függvénye lesz mind a tényleges, mind a becsült paramétereknek, azaz példánkban

$\eta = \eta(\alpha_i, a_j)$. (Megjegyezzük, hogy több a_j paraméter lehet, mint α_i ; például a két csatornán a valóságban a jel/zaj arányok eltérőek lehetnek. A hatásosság felméréséhez meg kell állapítani az a_j értékek lehetséges eltéréseit az α_i értékektől és ezen eltérések gyakoriságát. Másképpen meg kellene határozni (valójában becsülni) a $p_i(\alpha_i)$ valószínűségi sűrűségfüggvényeket. Ha az a_j várható értéke a hozzátartozó α_j -től eltér, a szűrőtervezésben durva hibát követünk el. A hibáról sajnos, egy konkrét esetben nem győződhetünk meg - hiszen konkrét esetben α_j ismeretlen. A becslési módszert azonban modellszámításokkal ellenőrizhetjük és azokat a becslési eljárásokat, melyekre $E[a_j] \neq \alpha_j$ elvethetjük. Ha több becslési eljárás felel meg az $E[a_j] = \alpha_j$ követelménynek, nyilvánvalóan azt kell alkalmazni, amelynek kisebb a szórása. Ha az α_j -ket már rögzítettük, a tényleges paraméterek tekinthetők valószínűségi változóknak.

Térjünk most vissza a hatásosságot leíró függvényhez. Ez az egyszerűsített OVS esetén hat változós függvény (két időkülönbség és 4 teljesítményarány). Nyilvánvaló, hogy ilyen formában kezelhetetlen. Ha az eloszlásokat függetlennek tekinthetjük és a $p_i(\alpha_i)$ sűrűségfüggvények ismertek, számíthatjuk az $\alpha_i = C_i$ rögzített szűrőparaméterekre vonatkozó várható értéket:

$$E \left[\eta(\alpha_i = c_i, a_j) \right] = \int_I \eta(\alpha_i = c_i, a_j) p_i(a_j) \dots p_n(a_j) da_1 \dots da_n,$$

ahol I n dimenziós tartomány, melyet az a_j lehetséges változásának határai jelölnek ki. Pl. ha megállapodunk abban, hogy az első paraméter a valódi reflexiók "illesztési" hibája és megállapítottuk, hogy ez -2 ms és $+2$ ms között változik, az a_1 szerinti integrálás határai -2 ms, $+2$ ms. Az integrálás elvégzése után kapott függvény már csak a c_i értékektől függ:

$$E \left[\eta(\alpha_i = c_i, a_j) \right] = \eta^*(c_i).$$

A függvény jelentése a következő: ha az a_j (tényleges) paraméterek eltéréseit a tervezésben használt α_i paraméterektől valóban a $p_i(\alpha_j)$ sűrűségfüggvények írják le, a szűrő hatásosságának várható értékét előzetesen, azaz a művelet alkalmazása nélkül, úgy kaphatjuk, hogy a tervezésben szereplő $\bar{c}=(c_i)$ paramétervektort az η^* függvény argumentumába írjuk. A szűrés eredményessége a bemenet paramétereitől függ, másképpen fogalmazva - ahogyan ez a szemléletből is következik - különböző szituációkban különböző. Ugyanaz az optimumszűrő bizonyos esetekben $20 - 30$ dB javulást okoz, más esetben - helyes optimalizálás ellenére is - csak $5 - 10$ dB-t. Például várhatjuk, hogy kis energiájú rendezetlen zaj

esetén az OVS hatásossága növekszik.

Hasonló gondolatmenettel levezethetünk olyan hatásosságra jellemző függvényeket is, melyeknek argumentumában a tervezett és tényleges paraméterek különbségei szerepelnek.

A szűrő javításának egy lehetősége a p_i sűrűségfüggvények beépítése a súlyfüggvény számításába. Ekkor várhatjuk, hogy az $\gamma(\alpha_i, a_j)$ várható értéke nagyobb lesz, mintha ezt nem tettük volna, mert így a szűrő optimalizálásakor figyelembe vesszük a paraméterek lehetséges hibáit is. Ennek "ára" azonban az, hogy pontos paraméterek esetén (hibátlan a_j sorozattal) kisebb hatásosság érhető el.

Sok esetben lényeges ismeret a szűrő hatásosságának csökkenése a paraméter hibáinak függvényében. Ha a függvényben egy vagy két kivétellel a paraméterek értékeit rögzítjük, ábrázolható hatásosságfüggvényhez jutunk. Egy változó megtartása esetén hatásosság görbét, kétváltozós esetben szintvonalaival ábrázolható hatásosság felületet rajzolhatunk meg. Így szemléletes képet kaphatunk arról, hogy a nem rögzített paraméterek hibái hogyan befolyásolják a szűrők hatásosságát.

A hatásosság már aránylag kis hibák esetén is számottevően csökkenhet. A vizsgálatok kijelölik,

melyik paraméter az, amelynek hibáira a szűrő különösen érzékeny vagy majdnem közömbös. Tisztázhatjuk, milyen pontosságot kell elérnünk a paraméterek analízisében, illetve milyen előzetes műveleteket kell végezni annak érdekében, hogy a szűrőtervezésben alkalmazott (becsült) paraméterek jó közelítései legyenek a ténylegeseknek.

A hatásosság előzetes modellvizsgálatát az összes szűrési eljárásokkal kapcsolatban elvégeztük, melyek gyakorlati alkalmazása egyáltalán szöbakerült. A vizsgálatok két nehézségét kell külön megemlíteni, Az egyik az alkalmazott jósági kritérium helyes megválasztása; a másik a paraméterek becslése. A szakirodalom általában az energiahányadosok szerinti értékelést alkalmazták, míg a tervezésben az átlagnégyzetes hiba minimalizálása szolgáltatta a szűrő súlyfüggvényét vagy átviteli függvényét, (pl. Schneider et al, 1964, 1965). Ahogyan erre rámutattunk (Meskó et al, 1970) ez néha olyan eredményekre vezet, hogy néha kissé hibás paraméterek esetén kapunk maximális hatásosságot. Az ellentmondás oka nyilvánvaló: a tervezési és értékelési kritérium különbözősége. Az értékelési kritérium fizikai jelentése szemléletes és a gyakorlati értelmezéshez közel áll. Mindenki számára világos mit várhat egy művelettől ha az a jel/zaj arányt

10 db-lel növeli. A teljesítményarány maximalizálását azonban nem lehet jól használni optimumszűrő tervezésére. Emiatt általában a hatásosságokat mindkét kritérium szerint vizsgáltuk.

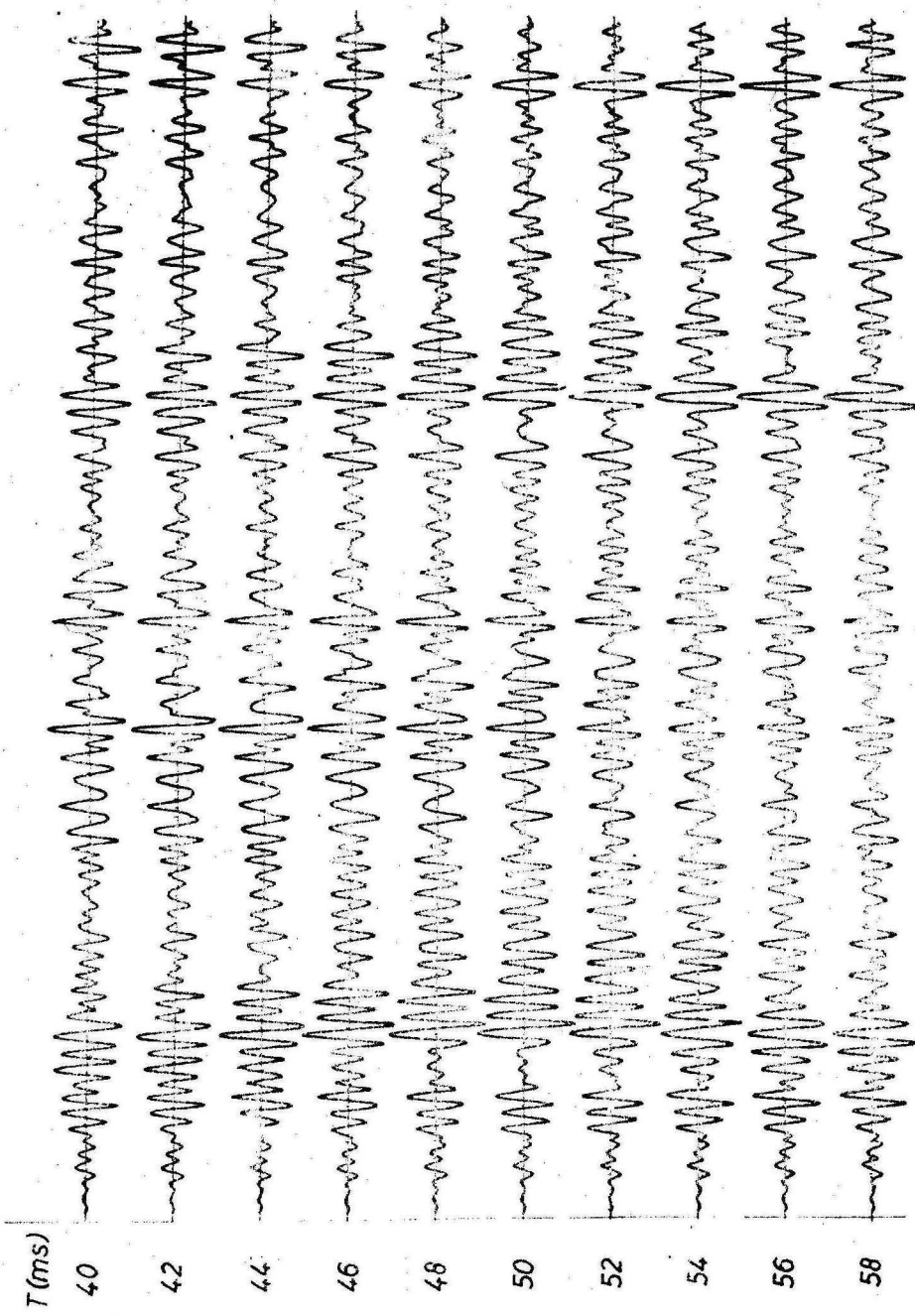
A paraméterek becslésének jelentősége az ad, hogy a becslés hibái jelennek meg a szűrő hatásosságában. Néhány esetben a paraméterek eloszlásának lehetséges sűrűségfüggvényeit is figyelembevehettük az optimumszűrő tervezésében (pl. Meskó - Rádler, 1970). Ebből - ahogyan már említettük - kis előnyök származnak: a helyes paraméter értékhez tartozó hatásosság ugyan kisebb lesz, de lassabban csökken. Végeredményben a hatásosság várható értéke növekszik.

Lényeges következtetések vonhatók le különböző típusú, de azonos célkitűzésű szűrők hatásosságvizsgálatának összehasonlításából. Két példát említenék: a ghost eltávolítás feladatát és a többszörösök csökkentését.

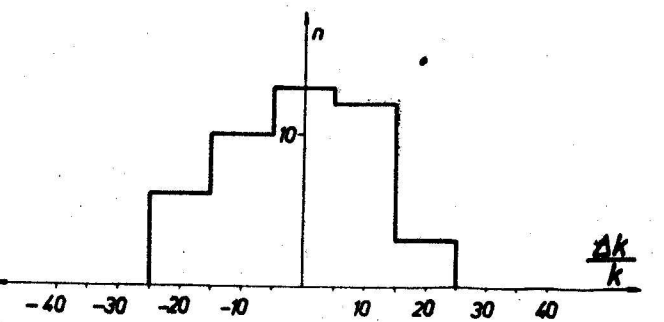
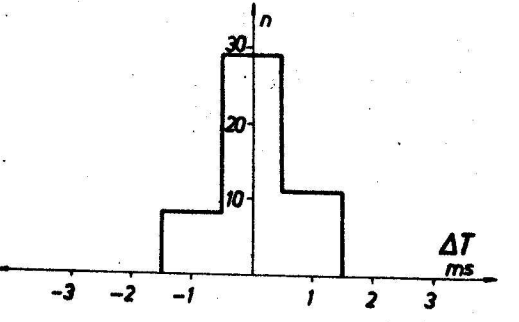
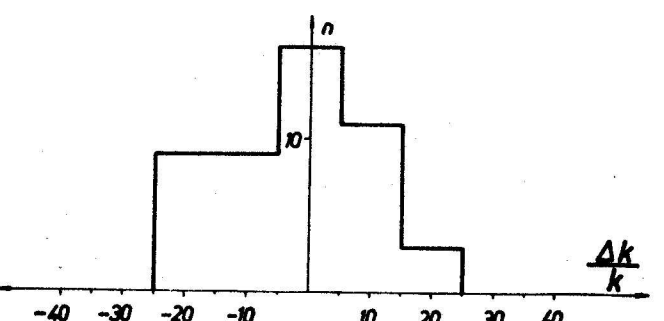
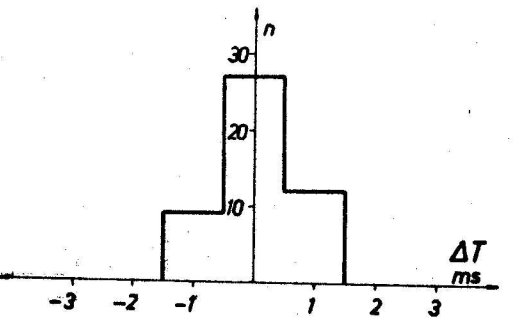
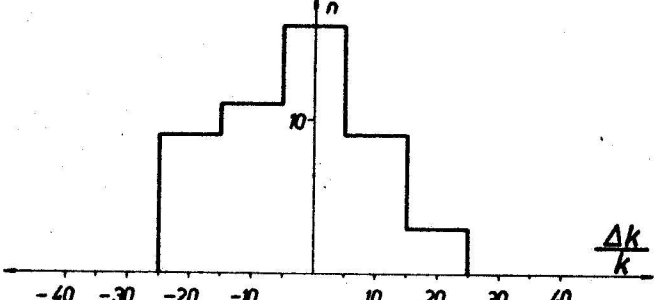
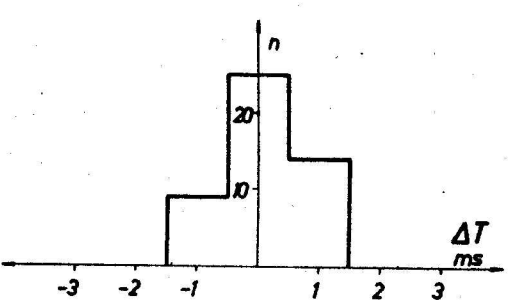
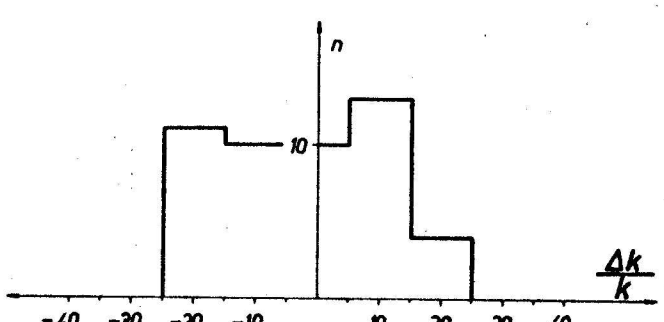
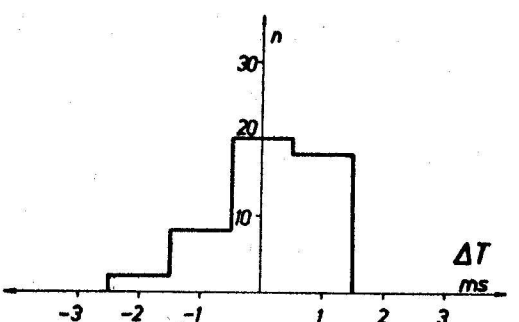
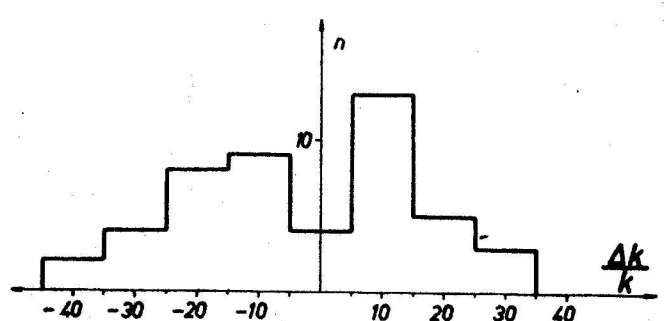
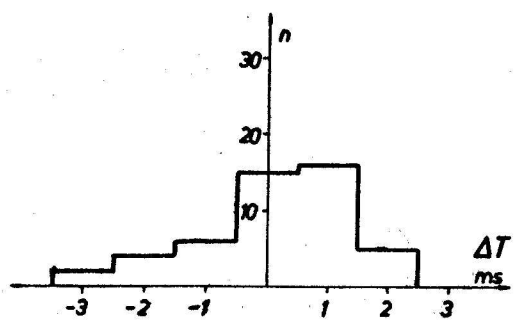
Ismeretesek voltak az egy- és kétsatornás ghost eltávolítási műveletek (Lidsey, 1960, illetve Schneider et al, 1964.) A ghost- paraméter becslési eljárások modellvizsgálatával és a hatásosságok számításával megállapítottuk, hogy egysatornás eljárástól nem várható effektív ghost eltávolítás (Meskó, 1969, Meskó - Rádler, 1969, Meskó et al, 1970).

Egy vizsgálatsorozat zajmentes modellesatornái láthatók az 1.1 ábrán. Hasonló modellekből határoztuk meg a T követési idő illetve k (valódi/ghost reflexió amplitudó arány) paraméterek hibáinak hisztogramjait. Egy ilyen vizsgálatsorozat eredményeit idézzük az 1.2 ábrán. A független változók ΔT (ms-ban) illetve $\Delta k/k$ (k hibája a valódi paraméter százalékában megadva). A hatásosság számítását egy (k, T) kombinációra az 1.3 ábra mutatja be. A T^m és k^m a paraméterek tényleges értékeit jelöli. Jól látható, hogy a művelet kevésbé érzékeny a követési távolság meghatározásának hibáira, nagyon kritikus az amplitudóarány helyes becslése. Az 1.2 ábrából azonban kitűnik, hogy k még zajmentes esetben is elég rosszul becsülhető.

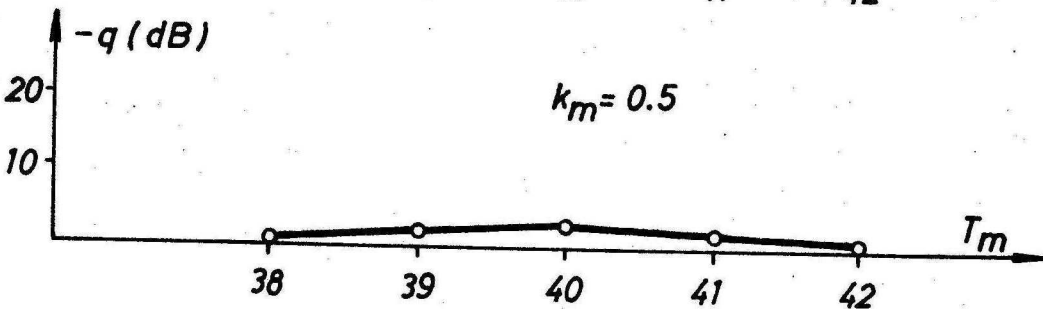
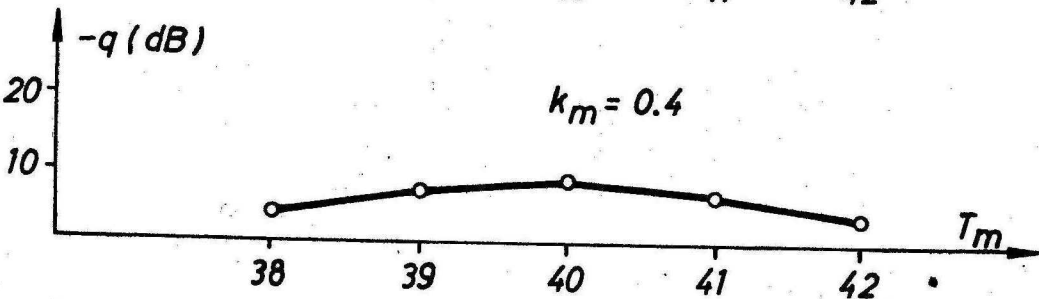
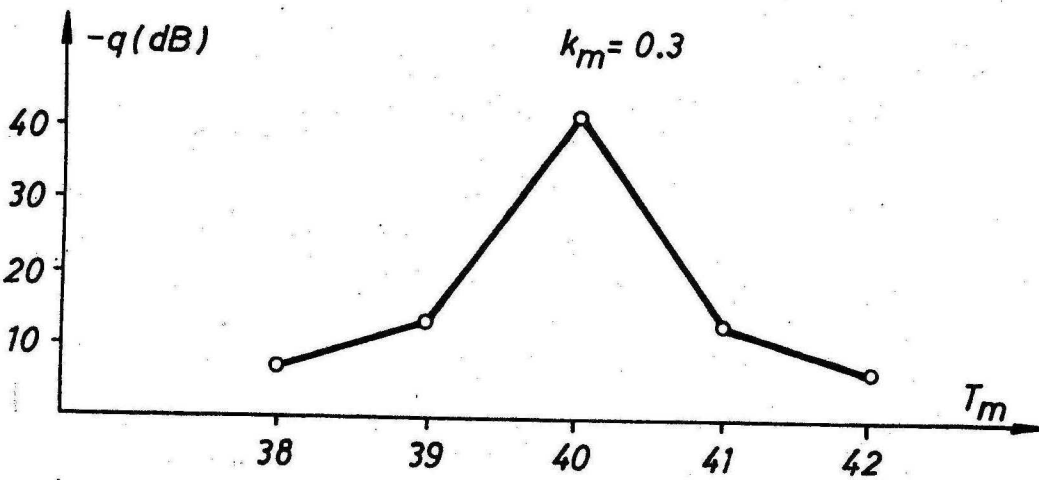
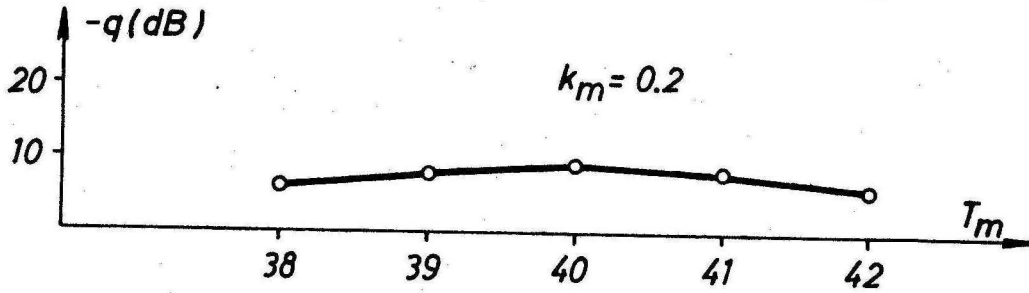
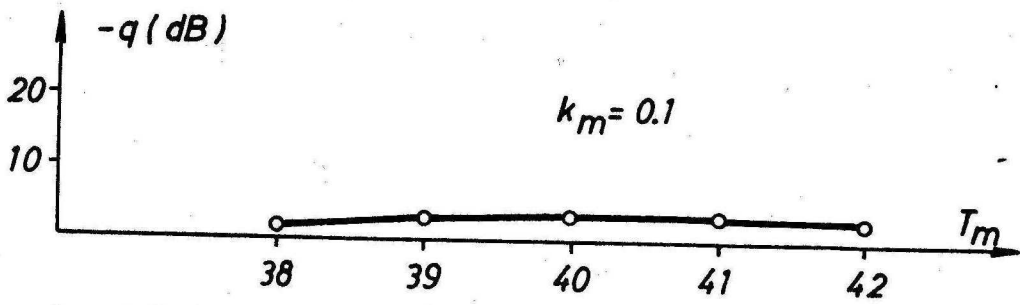
A kétcsatornás módszerben is vál²szthatunk egyszerű összegzés (vertikális stacking) és szűréssel kombinált összegzés (optimum vertikális stacking) között. A hatásosságvizsgálatokból három ábrát idézünk: 1.4a, 1.4b és 1.4c. Az 1.4a egyszerű összegzésre vonatkozik, a második ábra zajmentes, a harmadik ábra rendezetlen zaj esetén megvalósított optimum vertikális összegzést mutat be. Az 1.4a ábrán független változók a ghost reflexiók közötti időkülönbség, T_2 és a valódi reflexiók illesztési hibája, ΔT_1 . Az 1.4b



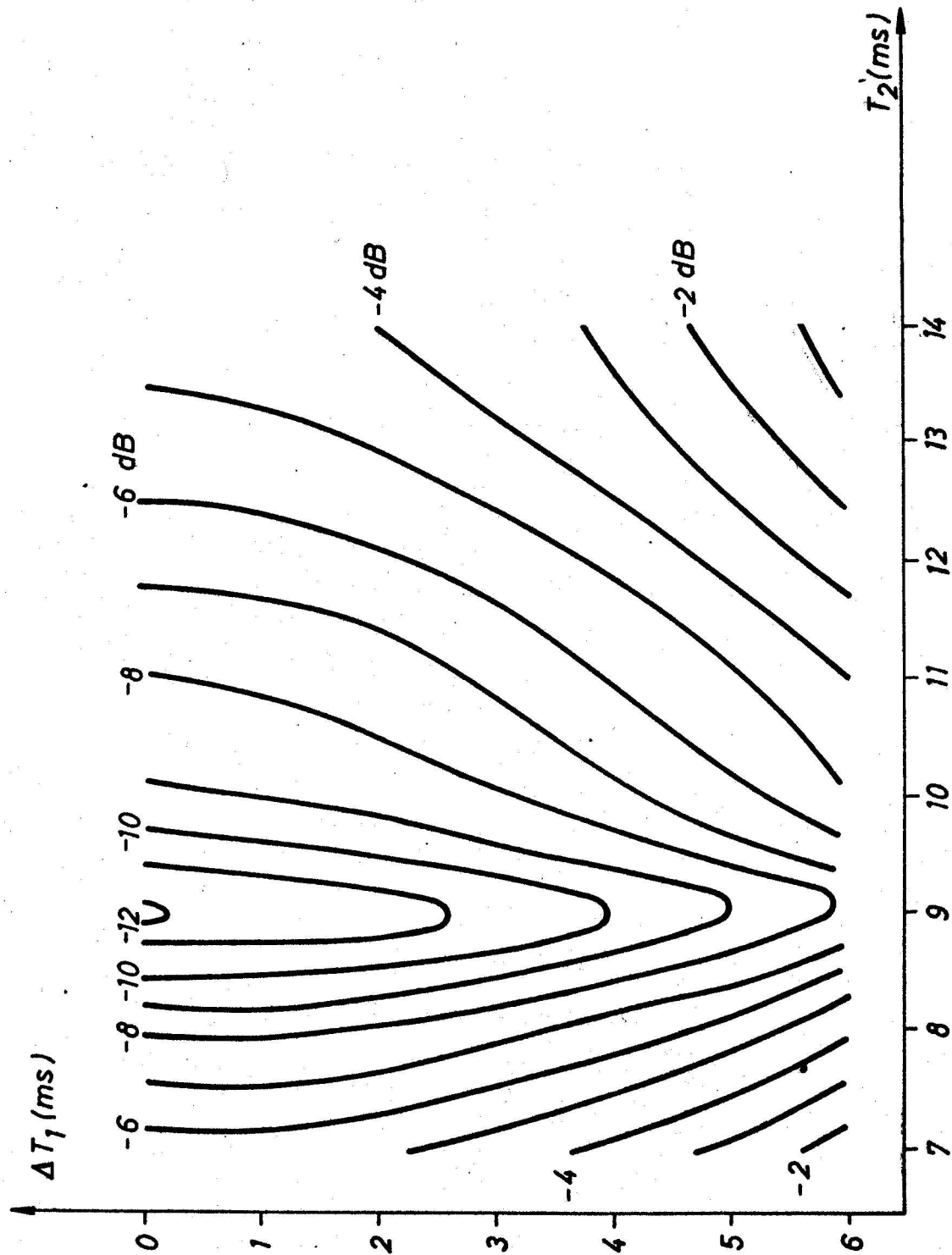
1.1 ábra



1.2 ábra

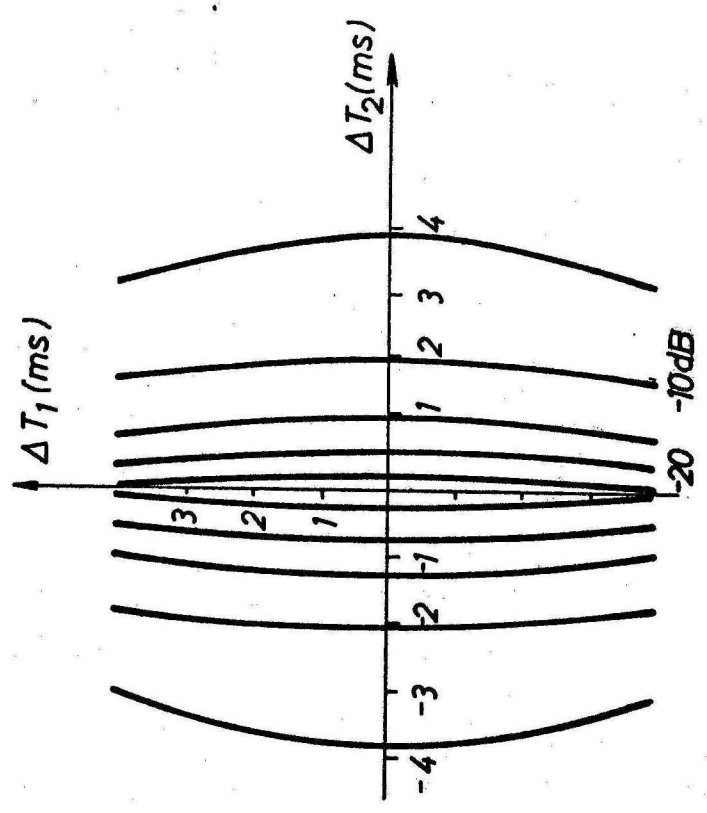


1.3 ábra

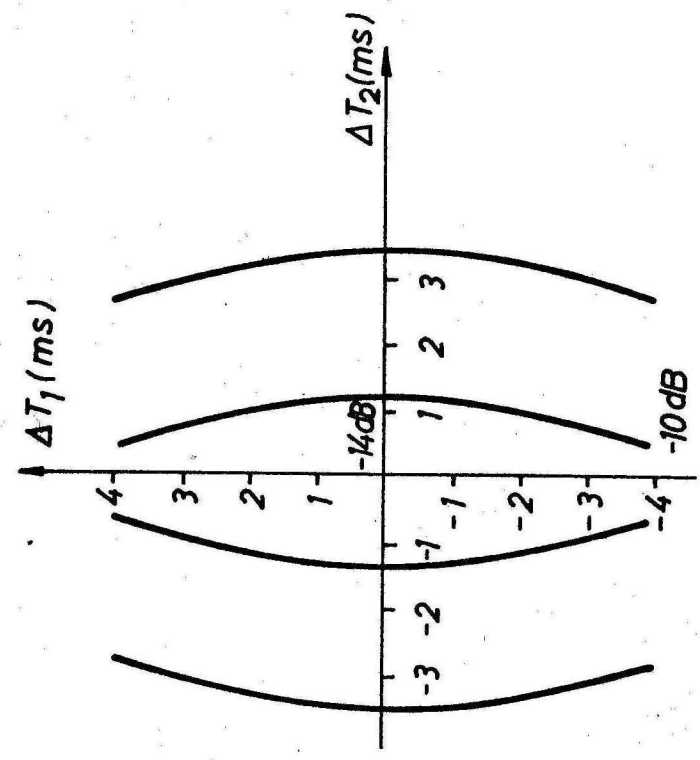


1.4a ábra

b.)



c.)



1.4 ábra

és 1.4c ábrák változói: a ghost reflexiók közötti időkülönbség hibája, ΔT_2 és a valódi reflexiók illesztési hibája, ΔT_1 . Az ábrázolt mennyiség minden esetben a ghost relatív teljesítményének csökkenése a művelet hatására.

Az ábrákból jól látható, hogy a művelet a valódi reflexiók közötti kis időkülönbségre (ΔT_1) kevésbé érzékeny. A hatásosság lényegesen függ a ghostok beérkezési idői közötti különbségétől (1.4a) illetve az időkülönbség hibáitól (1.4b és 1.4c). Az időkülönbséget a kedvező értékre úgy állíthatjuk be, hogy a töltetek távolságát megfelelően választjuk. Ha az egyszerű összegzéses módszernél a T_2 beállításában kis hibát követünk el, nem kapjuk a maximális, a bemutatott modellen 12 db-es javulást, de 7 - 8 db valószínűleg elérhető.

Ha szűrést is alkalmazunk nem szükséges az időkülönbséget beállítani. Értékét azonban a szűrőtervezésnél ismerni kell. Ha a hiba az időkülönbség meghatározásában $\Delta T_2 \approx \pm 2$ ms és nincsen rendezetlen zaj ismét csak 10 db körüli javulást kapunk: ld. 1.4b ábra. A szűrés alkalmazása ugyan még ekkor is javulást okoz az egyszerű összegzéshez képest, de ez a számítási idő költségeit "nem éri meg". Reálisabb modell szerepel a 1.4c ábrán. Ez a rendezetlen zajt is figyelembeveszi.

(Teljesítménye = $0.2 \times$ jelteljesítmény.) A ΔT_2 -ben megengedhető hiba, ha 10 db javulást kívánunk megkiseb-
b, mint közelítőleg ± 1 ms. A maximálisan elérhető javulás már alig nagyobb, mint az egyszerű
összegzése.

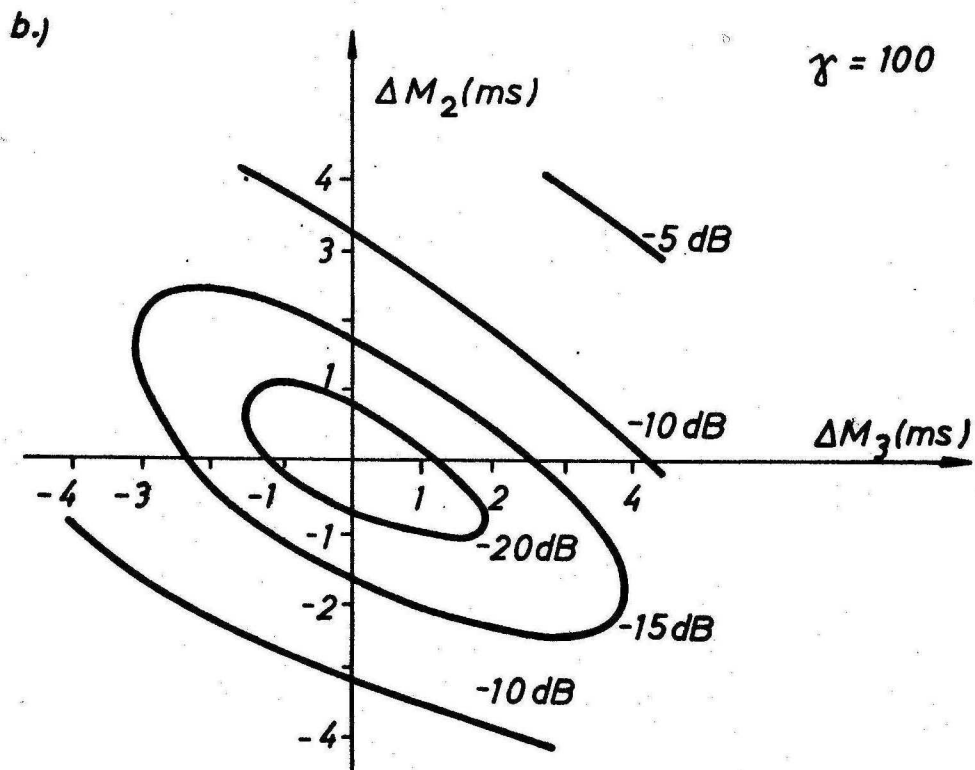
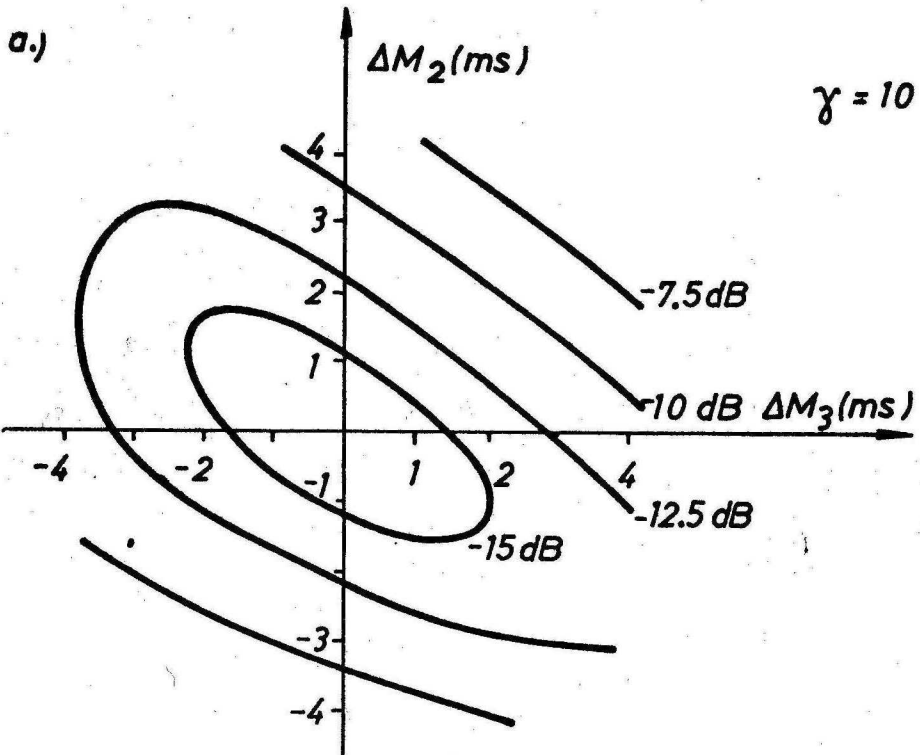
A vizsgálatokból levonható döntés az volt, hogy OVS szűrők tervezésével, alkalmazásával nem kell továbbiakban foglalkozni. Megjegyzendő, hogy a szakirodalom és más országok gyakorlati szeizmikus adatfeldolgozásának megismerése azt mutatta, hogy ez a döntés helyes volt.

A következő példa az optimumszűrőkkel kombinált horizontális összegzés, OHS vizsgálata. Ismeretes, hogy az OHS szűrők tervezése rendkívül időigényes művelet, mert a többszörösök közötti időkülönbségek (DRMMO) az időben változnak és emiatt az optimum szűrőket időkapúnként külön meg kell tervezni. Nyilvánvaló az is, hogy a sebességfüggvényt nagyon jól kell ismerni ahhoz, hogy minden időkapuban jól becsüljük a DRMMO értékeket. Megvizsgáltuk a szűrés hatásosságát igen sok fajta paraméterkombinációra, de minden esetben a három többszörös 2 DRMMO hibájának függvényében. (pl. Meskó et al, 1970.) A szűrőtervezést Schneider et al, 1965 dolgozata alapján végeztük.

Két ábrát idézünk most ezekből a vizsgálatokból. Ezek az 1.5a és 1.5b ábrák.

A DRNMO tervezésben használt értékei: 10 ms és 20 ms, a γ -val jelölt jel/rendezetlen zaj teljesítmény arány 10 illetve 100. Utóbbi extrém érték, gyakorlatilag zajmentes esetet modellez. Független változók mindkét esetben a DRNMO hibái ΔT_2 , ΔT_3 . Azért választottuk ezeket, mert a kétcsatornás művelet analíziséből már kitűnt, hogy a valódi reflexiók illesztési hibáira a művelet kevésbé érzékeny. A hatásosság maximumai az 1.5a ábrán (ami $\gamma = 10$ miatt szintén eléggé jó minőségű anyagnak felel meg) 16.8 db, az 1.5b ábrán 25 db. A hatásosság csökkenése azonban eléggé gyors. Aránylag kicsiny, néhány ms hibák esetén már csak 10 db a javulás.

Szűrés nélküli összegzéssel is elérhető ilyen hatásosság, ha a fedésszámot növeljük. Az ismert görbesorozatokból (pl. GSI 1967) jól látszik, hogy a maximális kilépési időkülönbség, T helyes válsztásával kellően széles frekvenciasávon elérhetők 10 db körüli értékek. Másrészről a fedésszám növelése számos más művelethez szükséges pl. statikus korrekciós analízis, sebesség meghatározás. Az anyag minősége az egyszerű összegzéssel is közelítőleg annyit javul ha a fedésszám 6-szoros vagy 12-szeres, mint háromcsatornás OHS-sej. Emiatt az OHS szűrők alkalmazásától is eltekinthetünk. Természetesen felvethető, hogy 6 csatornás OHS szűrés nem okoz-e lényeges javulást.



1.5 ábra

Az elvégzett vizsgálatok szerint lényeges javulás csak akkor van, ha az összes DRNMO értékeket ± 2 ms hibával ismerjük. A 6 csatornás OHS számítási időigénye rendkívül nagy, és a hibákat nagyon keskeny határok közé kellene szorítani, hogy lényeges javulást kapjunk. Emiatt inkább más típusú javítások megvalósításával foglalkoztunk (súlyozott stacking).

Megjegyzendő, hogy tetszőleges számú csatorna esetére a művelet szerkezetét figyelembevéve könnyen adható szuboptimális szűrő (Meskó, 1972, 369-372 old). Ha a DRNMO hibákat valamilyen, számunkra lényeges időkapuban eléggé kicsivé tudjuk tenni, a szuboptimális művelet javasolható.

Az ismertetett két példa lényegében negatív döntésekhez vezetett. Az egycsatornás ghost szűrő - főleg a reflexiós együttható becslésének nehézségei miatt - nem lehet hatásos. A kétcsatornás OVS hatásossága is eléggé gyorsan a közönséges összegzés hatásosságáig csökken. Végül a fedésszám növelésével eredményes többszörös elnyomás érhető el optimumszűrők beiktatása nélkül is.

A vizsgálatokat már a hazai digitális szeizmikus feldolgozás bevezetése előtt elvégeztük. A most idézett következtetések idő és munkamegtakarítást eredményeztek. Az erőket fontosabb feladatokra koncentrálhattuk, olyan

szűrési és más adatfeldolgozási műveletek programozására, melyek jel/zaj növelő hatása biztonságosabb, vagy a további feldolgozás esetleg az értelmezés számára fontos paramétereket szolgáltat. Többek között az idézett vizsgálatok is hozzájárultak ahhoz, hogy az OKGT GKÜ szeizmikus programrendszere rövid idő alatt elkészüljön.

Kissé különböző a helyzet a dekonvolúció műveletével. Mint ismeretes (Kunetz, 1961, Rice, 1962, Flinn et al, 1967, Robinson, 1967a, Clarke, 1968) a dekonvolúció célja a szeizmikus csatornából a reflexivitás függvény visszaállítása. Gyakorlatban ez természetesen pontosan nem valósítható meg, de a waveletek "összehúzása" tisztább, áttekinthetőbb szeizmikus szelvényt eredményez, interferenciás reflexiós kotegeket felbont és értelmezhetővé tesz. Emiatt alkalmazásáról nem mondhatunk le. Gyakorlati tapasztalat, hogy a szűrő egyes szelvényeken gyenge eredményeket ad, míg más esetekben kielégítő vagy jó hatású. Ezt a látványos ellentmondást a szűrőtervezésben alkalmazott közelítések ellenőrzésével magyarázhatjuk.

A dekonvolúció műveletében használt feltevések a következők: a $w(t)$ jel minimumfázisú és időben változatlan; a reflexiós együtthatók sorozata vagy reflexivitás függvény korrelálatlan, fehér spektrumú

és stacionárius; a csatorna alakját pedig végül ezek konvolúciójához adódó, szintén stacionárius fehér zaj alakítja ki. A szeizmikus csatorna így leírt modelljét - bár elég régen alkották meg (Robinson, 1957) - a legújabb szakirodalomban is érvényesnek tételezi fel (White, 1974).

Ha a rendezetlen zajt pillanatnyilag elhanyagoljuk, a feltételekből az következik, hogy a teljes csatorna autokorrelációs függvénye egyetlen $w(t)$ jel autokorrelációs függvényétől csak konstans szorzóban tér el. Minimumfázisú jel pedig egyértelműen meghatározható az autokorrelációs függvényből.

A jel számítására több módszer ismeretes: Hilbert transzformáció, z-transzformáció után gyökök meghatározása és szeparálása stb. (ld. pl. Robinson, 1967a, White, 1972, White és O'Brien, 1974). A jel ismeretében az adott jelet pontosan invertáló dekonvolúciós szűrő z-transzformációval vagy más módon meghatározható. A z-transzformáció alkalmazásának előnye, hogy rekurziós megvalósítást is lehetővé tesz (Shanks, 1967).

A pontos inverz szűrő helyett azonban a gyakorlatban általában az átlagnégyzetes hibát minimalizáló változatot részesítik előnyben. A szűrő együtthatóit ekkor közvetlenül a Wiener - Hopf egyenlet megoldásaként kapjuk. A diszkrét esetre vonatkozó egyenletrendszer jobboldalán az autokorrelációs függvény együtthatóiból alkotott együtthatómátrix szerepel.

Ha rendezetlen zaj is van, az optimum szűrőt megadó egyenlet baloldalán változatlanul a csatorna autokorrelációs függvény elemeiből alkotott mátrix áll, de az autokorrelációs függvény zérus késleltetésű eleme most már a zajra jellemző járulékot is tartalmazza. Az autokorrelációs függvény további elemeit a rendezetlen zaj jelenléte elvileg nem befolyásolja.

A további számítások eredményessége nyilvánvalóan attól függ, milyen közelítéssel igaz az, hogy a jel és teljes csatorna autokorrelációs függvényének elemei konstans szorzótól eltekintve azonosak egymással. A kérdés tisztázására modellszámításokat végeztünk. Ezek eredményeiből mutatunk be néhányat.

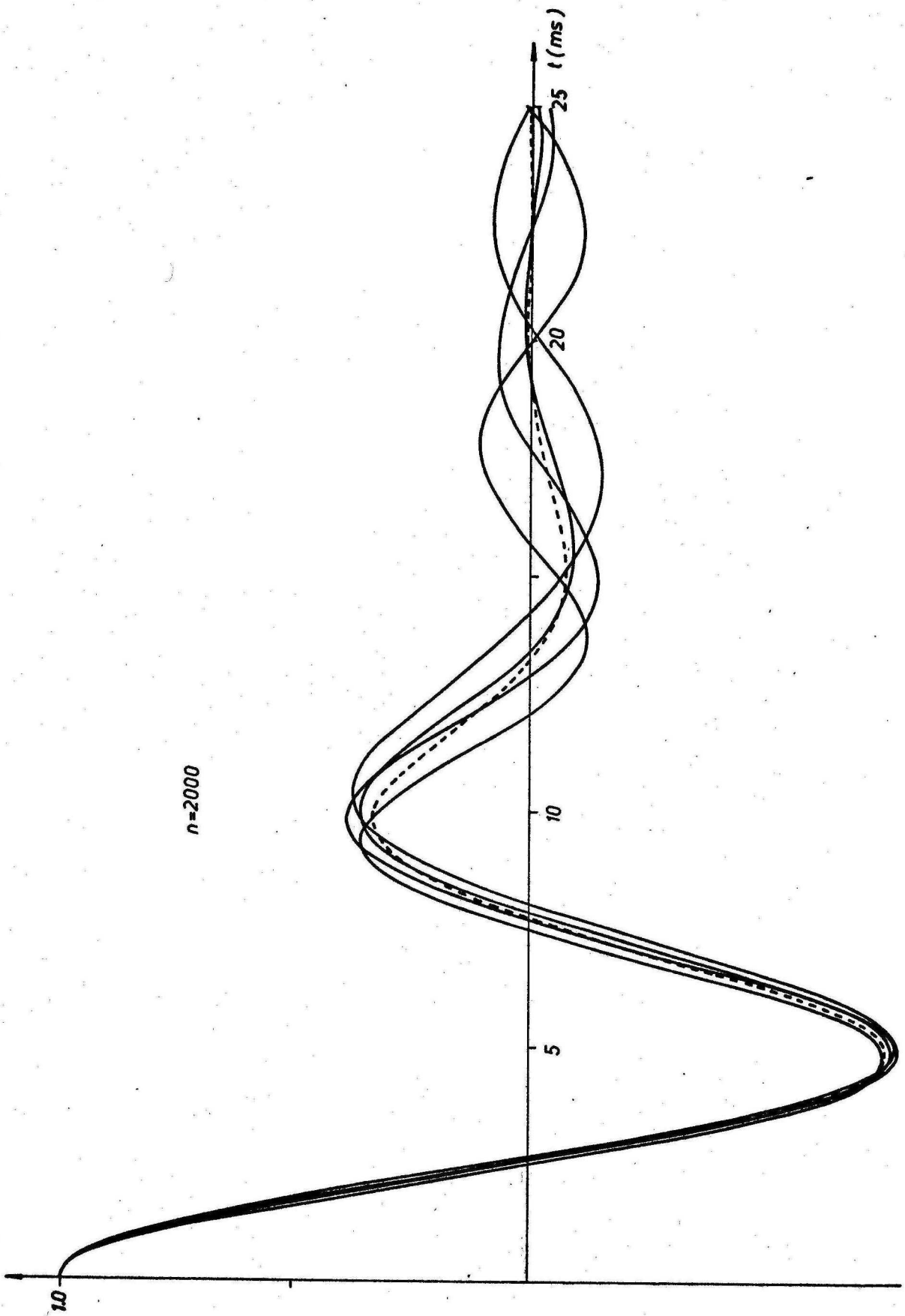
Az 1.6 ábrán zajmentes modellcsatornákból számított normált autokorrelációs függvények láthatók (folytonos vonal). A reflexiós együtthatók szorzatát rendezetlen számok adták – mind az együtthatók értéke, mind az együtthatók távolsága rendezetlen szám, utóbbi várható értéke 6 egység. A teljes csatorna 4 sec hosszúságú, a mintavételi távolság 2 ms. Az egyes reflexiós együtthatóknál elhelyezett azonos alakú elemi hullámok (waveletek) autokorrelációs függvényét a szaggatott vonal mutatja. Jól látható, hogy a bemutatott 4 modellnél nem

elhanyagolható eltérések vannak a jel és a teljes csatorna autokorrelációs függvényei között. Ezekből és további modellekből is számítottuk az eltérések hisztogramjait. Az eltéréseket a középponti érték százalékában adtuk meg. Egy tipikus hisztogram az 1.7 ábrán látható. Ahogyan az ábrából és további, itt be nem mutatott számításainkból kitűnik $\pm 10\%$ -os eltérések mindig előfordulhatnak, még $n=2000$ egység hosszúságú csatornákon is. Ha n csökken ennél nagyobb eltérések is lehetnek.

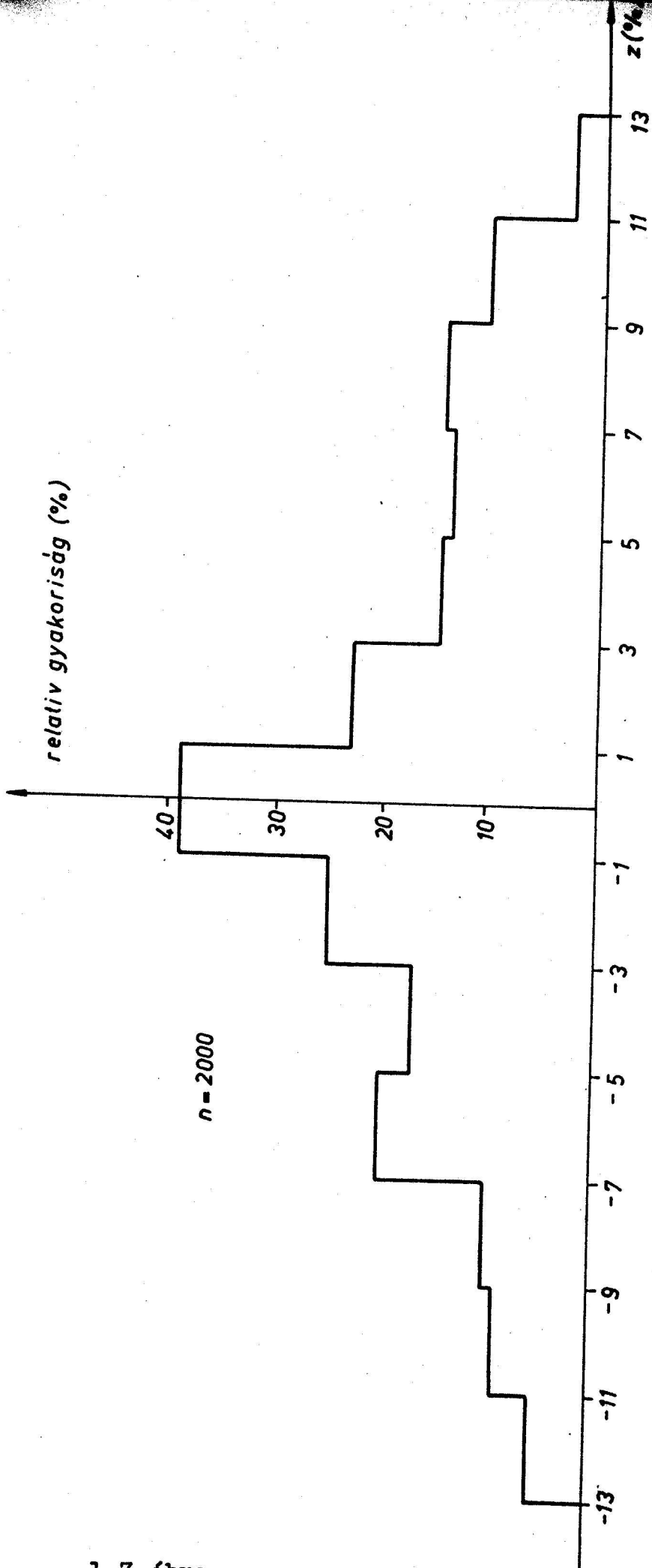
A zaj sem csupán a jel autokorrelációs függvény zérus késleltetésű elemét befolyásolja. Ugyanis véges hosszúságú rendezetlen zaj autokorrelációs függvényének $\tau \neq 0$ elemei is különböznek zérustól. Ha a zaj normális eloszlású rendezetlen számok sorozata és egymást követő értékek függetlenek, tetszőleges, nem zérus eltolásra a korrelációs együttható várható értéke zérus, sűrűségfüggvénye

$$f_n(z; 0) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{\Gamma\left(\frac{n-1}{2}\right)}{\Gamma\left(\frac{n-2}{2}\right)} (1-z^2)^{\frac{n-4}{2}}$$

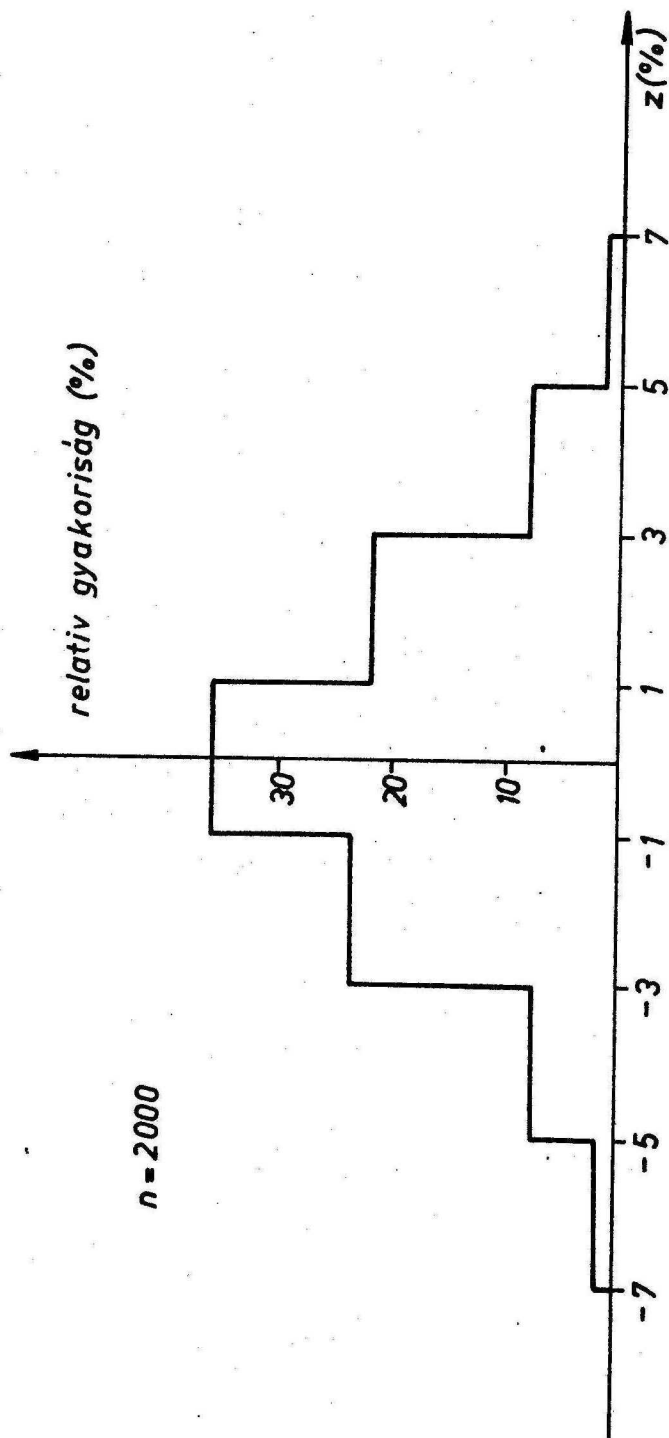
Még $n=2000$ esetén is (4 sec zajrealizáció) mintegy 0.5 valószínűsége van annak, hogy a korrelációs együttható értéke $\pm 1\%$ -nál nagyobb legyen. Egy modelszámítás eredményeit az 1.8 ábra mutatja be. A hisztogramot 5, egyenként 2000 adatos zajrealizáció



1.6 ábra



1.7 ábra



1.8 ábra

együttes értékelése adta. Független változó a nem zérus késleltetéshez tartozó korrelációs együttható, a zérus késleltetéshez tartozó együttható értékének százalékáiban megadva.

A zajjal is terhelt modellesatornákból illetve a bemutatottaknál rövidebb modellesatornákból számított autokorrelációs függvények eltérései a szintetizálásban használt jel autokorrelációs függvényétől még nagyobbak. Az 1.6 és 1.7 ábrák tehát a valóságnál kedvezőbb képet adnak. Az eltérések oka nem mérési vagy számítási hiba hanem statisztikus ingadozás. Ez a jelenség természeténél fogva nem is küszöbölhető ki. Az összes további hatások a művelet eredményességét tovább csökkentik. A statisztikus ingadozás kisebbé válik, ha a modellesatorna hosszát növeljük. A valóságban azonban a jel alakja változik, emiatt csak olyan hosszú szakaszokat lehet figyelembevenni, melyen belül az azonos jelek feltételezése megengedhető. Ez egyébként jóval rövidebb 2000 adatnál - ahogyan ezt a mindennapos gyakorlatból jól ismert szűrő tesztek világosan mutatják.

Az időben változó dekonvolúciós szűrő ablakainak hosszát figyelembevéve megalapozottan mondható, hogy a Wiener - Hopf egyenlet együttható mátrixának elemeit a rendezetlen zaj terheli - melynek várható

értéke ugyan zérus, de előfordulhatnak a főátló 20 %-ának megfelelő értékek is. Lényeges következménye a vizsgálatnak, hogy az autokorrelációs függvényt csak olyan hosszúságig érdemes figyelembe venni, amíg nem olvad bele a statisztikus zajszintbe; valamint az a megállapítás, hogy nem várható javulás a szűrő hosszának túlzott növelésétől. Az egyenletrendszer megoldása eléggé bizonytalan. Valamit segít az ún. fehér zaj hozzáadásának módszere. Kimutatható, hogy ez a tényleges észlelt autokorrelációs függvénynek megfelelő minimumfázisú jel z -polinomjának egységkörhöz közeli gyökeit növeli. Egységkörhöz közeli gyök esetén az inverz wavelet nagyon lassan csökken. A gyök abszolút értékének növelése az inverz "lecsengését" elősegíti. A fehér zaj hozzáadásának módszere esetenként segít, de a művelet alapvető bizonytalanságán lényegesen nem változtat. Emiatt célszerű a tervezett szűrőt és eredményeket ellenőrizni és nem kielégítő eredmények esetén más paraméterekkel is próbálkozni. Kevésbé érzékeny a prediktív dekonvolúció művelete. Ez egyébként szerényebb célkitűzéséből is következik. A szűrőhossz és fehér zaj teljesítménye mellett további paraméterként belép a jóslási távolság. Ez újabb lehetőséget ad arra, hogy a kedvező paramétereket kikísérletezzük.

További vizsgálatokat végeztünk a jelalak változásaival illetve nem-minimum fázisú tényleges jel esetén elérhető javulással kapcsolatban. Ezek azonban csak megerősítették azt a megállapítást, hogy a dekonvolúció az egyik olyan művelet, mely nem végezhető mechanikusan és csak a feldolgozó geofizikus aktív közreműködésétől várható jó eredmény.

Megjegyzendő, hogy a dekonvolúció klasszikus megoldásainak fogyatékoságait bizonyítja az is, hogy számos szerző új utakat keres a dekonvolúció elvégzésére. Említést kell tenni a homeomorf szűrési technikáról Ulrych, 1971, Stoffa et al, 1974, a Hadamard transzformáció alkalmazásáról Bois, 1973 és a Kalman-szűrésről Crump, 1974. Valószínűleg az utolsónak említett tipustól várható leginkább javulás. Közismert a homeomorf dekonvolúciós szűrő érzékenysége az additív zajokra.

1.3 Szuboptimum szűrés

A szuboptimum elvről röviden említést tettünk az előző pontban is. Az alábbiakban néhány további megjegyzéssel egészítjük ki az elmodottakat. A hatásosság-vizsgálatokból eléggé világosan kitűnik, hogy sok paramétert alkalmazó, bonyolult modellel vagy túlságosan idealizált modellel dolgozó eljárások végül a gyakorlatban nem válnak be. Aránylag egyszerű különböző mennyiségeket definiálni, majd - matematikailag korrekt - optimumszűrőket levezetni a mennyiségek felhasználásával.

Ha a levezetett művelet a gyakorlati, azaz mért geofizikai adatokra alkalmazva értelmezhetetlen eredményt ad az optimum ténye mit sem ér. A geofizika számára a mérési eljárások, más adatfeldolgozási eljárásokkal együtt csak eszközt jelentenek egy aránylag jól körülhatárolható cél elérésére. A cél jól és a siker reményében értelmezhető szelvények, térképek, görbék előállítása.

A módszerek létjogosultságát végső soron csak az igazolhatja, hogy a kutatott terület geológiai-geofizikai megismerését elősegíti-e. Ha optimális egy művelet pl. egy konvolúciós szűrő egy steril

modell feltételezése esetén, ha a valóság nem hajlandó adni a modell paramétereit.

Jól beváltak a gyakorlatban a szuboptimális szűrők. Ezek közös jellemzője, hogy aránylag kevés paramétert használnak, rendszerint az értelmező geofizikus döntéseit is felhasználják az alkalmazandó paraméterek meghatározására; mérési hibákra, zajokra vagy a bemenet változásaira kevésbé érzékenyek. Az optimumszűrőkhöz hasonlóan figyelembe veszik a jelek és zajok szerkezetének alaptulajdonságait, de nem törekszenek szélső értékek elérésére. A reflexiós szeizmikus adatfeldolgozás szuboptimálisnak nevezhető és mégis nagyon eredményes művelet az időben és térben változó sávszűrés. Ez a művelet az optimális simitószűrés közelítésének tekinthető. A legjobb paramétereket (sávhatárokat) az értékelő geofizikus jelöli ki a szűrőteszt alapján. Nehéz volna a folyamatot automatizálni, bár az energiaspektrumok kiírása jelentős segítség lehet. De a spektrális maximum nem feltétlenül esik egybe a választandó szűrő középpontjával. A geofizikus azt tartja jó szűrőnek, amivel a lényegesnek tartott reflektáló szintek jól kiemelkednek és jól követhetők.

A szuboptimum szűrés egy további előnye az ellenőrzés lehetőségén kívül az, hogy a nagyobb szabadságot kihasználva egyszersmind a számítási idő csökken-

tésére, a művelet lehető egyszerű kivitelezésére is törekedhetünk.

Két példán világítjuk meg kissé részletesebben az elmondottakat.

Az első példa egyváltozós (egycsatornás) tet-szöleges átviteli függvényű szűrő közelítése. Ismeretes, hogy konvolúciós szűrők súlyfüggvényeit az alkalmazás előtt véges hosszúságúra csonkítják, és az emiatt fellépő Gibbs jelenséget ablakfüggvénnyel vagy "taper"-rel csökkentik. A tényleges átviteli függvény emiatt az eredeti átviteli függvény periódikussá tett és simított változata. Végeredményben a valamilyen (számunkra pillanatnyilag közömbös) megfontolásokkal levezetett átviteli függvény közelítése valósul meg. Választhatunk azonban olyan egyszerű alakú, néhány paraméteres átviteli függvényt, amihez a súlyfüggvény analitikusan megadható. A súlyfüggvényt ebben az esetben nem kell külön számítani a mintavételezett átviteli függvény diszkrét inverz Fourier transzformálásával. Az alak megválasztásánál ügyelhetünk arra, hogy a súlyfüggvény gyorsan zérushoz tartson és ezzel kiküszöbölhetjük utólagos ablakfüggvény szerepeltetését. Ezek kis járulékos számítástechnikai előnyök; a lényeges az, hogy az átviteli függvény "sima" lesz, a statisztikus ingadozások kiátlagolódnak és a

művelet sokkal megbízhatóbbá válik.

Mivel a szeizmikus adatfeldolgozásban alkalmazott legtöbb szűrő sáváteresztő jellegű egy dolgozatunkban (Meskó - Zsellér, 1972)

$$S_u(f, p_k) = p_1 \left[e^{-p_2 (f+p_3)^2} + e^{-p_2 (f-p_3)^2} \right]$$

alakú átviteli függvény alkalmazását javasoltuk.

A megfelelő súlyfüggvény

$$s(t, p_k) = p_1 \sqrt{\frac{\pi}{p_2}} e^{-\frac{\pi^2}{p_2^2} t^2} \cos 2\pi p_3 t.$$

Látható, hogy nem túlságosan kis p_2 esetén a csillapítás igen jó.

A $p_k; (p_1, p_2, p_3)$ paramétereket valamilyen optimalizálási eljárással határozhatjuk meg. A szűrőtervezéssel kapcsolatos optimalizálási technikából kitűnő összefoglaló található P.É. Fleischer, 1966 munkájában számos hivatkozással. Emiatt a lehetőségeket ezen a helyen nem részletezzük. Az általunk választott eljárás az elsőrendű gradiens módszerek egy változata. A közelítő átviteli függvényt a $p_1^{(i)}, p_2^{(i)}, p_3^{(i)}$ induló paraméterek közül Taylor sorba fejtvé

$$S_a(f, p_k^{(i)} + \Delta p_k^{(i)}) = S_a(f, p_k^{(i)}) + (\Delta p_k^{(i)}, \text{grad } S_a)$$

írható, míg a közelítendő S_e és az analitikus S_a

átviteli függvény mintái közötti átlagnégyzetes eltérés minimumát keresve a diszkrét esetre érvényes

$$\frac{1}{2N+1} \sum_{j=-N}^N \left[S_e(f_j) - S_a(f_j, p_k^{(i)} + \Delta p_k^{(i)}) \right]^2 = \min$$

feltételből a paraméterek $\Delta p_k^{(i)}$ megváltozásaira a

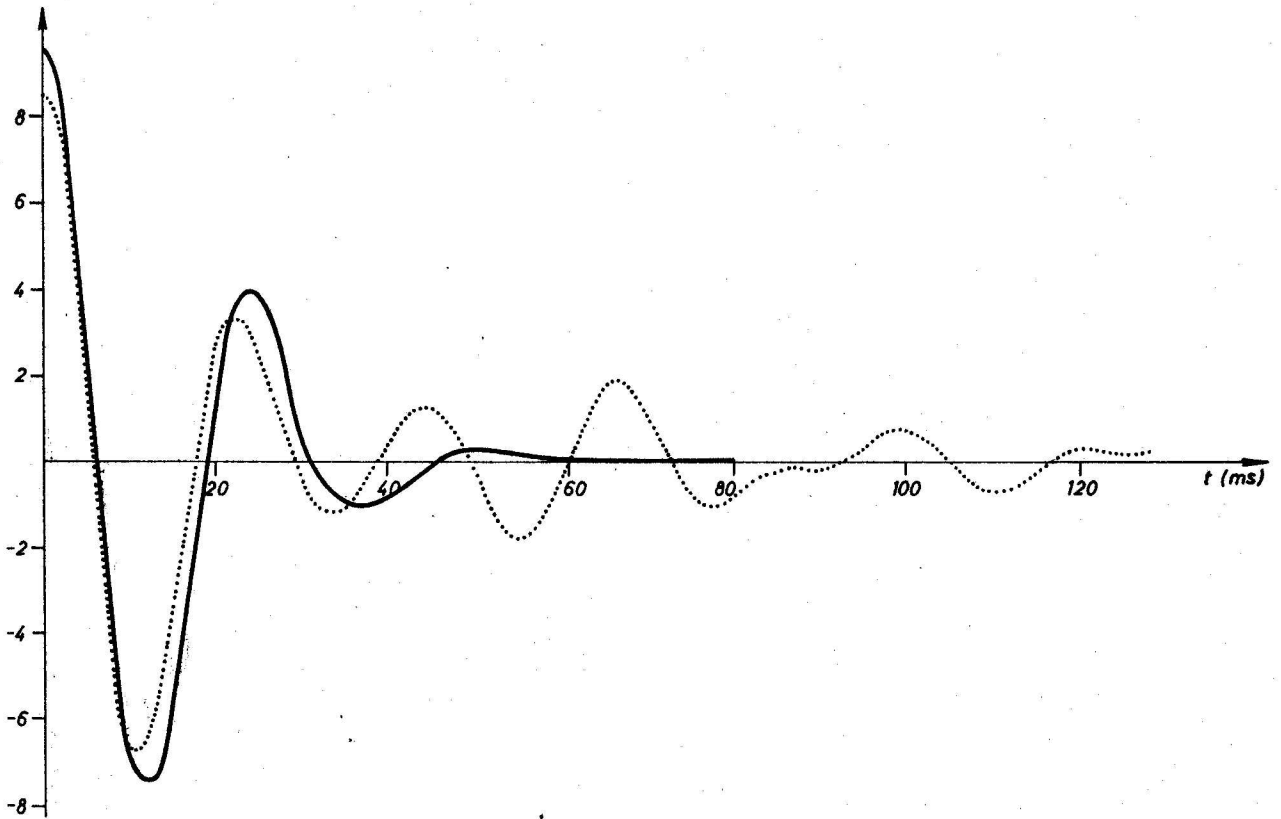
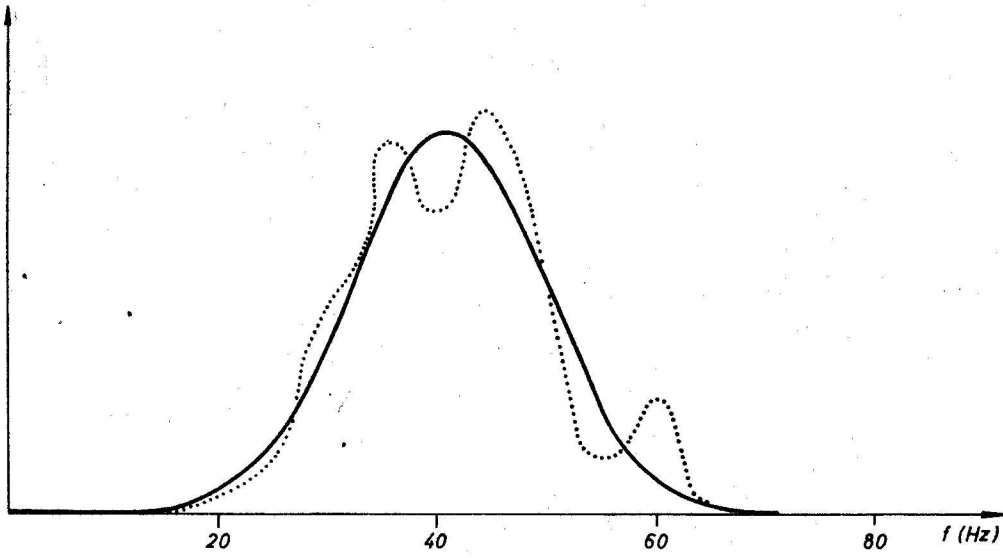
$$\sum_{j=-N}^N \left[S_e(f_j) - S_a(f_j; p_k^{(i)}) - (\Delta p_k^{(i)}, \text{grad } S_a) \right] \frac{\partial S}{\partial p_k^{(i)}} = 0$$

$$(k = 1, 2, 3)$$

lineáris egyenletrendszer vezethető le. Az összefüggések alapján iterációs eljárás konstruálható. Ezt már az egyenletek felírásában szem előtt tartottuk, emiatt szerepeltettük zárójelben az i felső indexet. Ez az iteráció sorszámát adja meg. Kezdeti $\bar{p}_k^{(0)}$ paramétervektorral indulva az egyenletrendszerből $\Delta \bar{p}_k$ számítható. Ezekkel a következő közelítés $p_k^{(1)} = p_k^{(0)} + \Delta p_k^{(0)}$, stb.

Minden elsőrendű módszer esetén kritikus lépés a kezdeti paramétervektor jó megválasztása. Az átviteli függvény alakjának előírásakor egyik fő szempontunk éppen az volt, hogy a p_1 (amplitudó), p_2 (lényegében a szórásnégyzettől függő mennyiség) és a p_3 (központi frekvencia) az $S_e(f)$ alapján elég jól becsülhető.

Az 1.9 ábrán egy alkalmazási példa szerepel. A közelítendő átviteli függvényt illetve súlyfüggvényt szaggatott, a közelítő síma átviteli függvényt és



1.9 ábra

(gyorsan lecsengő) súlyfüggvényt folytonos vonallal rajzoltuk meg. Érdemes megjegyezni, hogy lényegében 3 iterációs lépés elegendő pontosságot biztosított.

A szakirodalomban azóta más szerzők is javasolták a Levinson algoritmus megoldása helyett a gradiens módszer alkalmazását optimumszűrő levezetésére. Wang és Treitel(1973) a Wiener-Hopf egyenlet megoldására használja a módszert és nem a már számított átviteli függvényből indul ki. Másrészt foglalkozik a dolgozat a paraméterek számának csökkentésével. Javaslatuk indítéka is eltérő az általunk említettől. A módszer hardware segítségével realizálható és emiatt sokkal gyorsabb a Levinson algoritmusnál. Mindenesetre szintén olyan törekvés, mely a klaszikus optimum szűrőt (esetükben lényegében gazdaságossági megfontolások miatt) attól kevésbé eltérő szuboptimum szűrőkkel kívánja helyettesíteni.

Többcsatornás szuboptimumszűrőkről elég régen megjelentek közlemények (pl. Foster, Sengbush, 1964) optimális stacking illetve sebességszűréssel kapcsolatban. Ahogyan erre rámutattunk Meskó 1972, 368-372 old. a Foster és Sengbush által matematikai úton kapott eredmények szemléletes fizikai tartalma is megállapítható és ennek felhasználásával tetszőleges számú csatornára tervezhető szuboptimum stacking szűrők.

Az egyes csatornák összegzése előtt működő operátorok ugyanis lényegében arra törekszenek, hogy összegzéshez kedvező helyzetbe hozzák az egyes beérkezéseket.

A kedvező helyzet szuboptimális megvalósításában egyszerű eltolásokkal is kialakítható. Végül az összegzés után az eredeti jel torzulásait inverz szűréssel távolíthatjuk el.

Utolsó példánk a kétváltozós szűrés gravitációs alkalmazásával kapcsolatos. Kandidátusi dolgozatomban (Meskó, 1966) javasoltam néhány hajlékonyan módosítható, egyszerű analitikus függvényből levezetett szűrőt. Az azóta eltelt 9 év alatt ezek a geofizikai értelmezés sokoldalúan kipróbált, hasznos eszközei lettek. Üzemzerű alkalmazásuk 1969-ben kezdődött meg és azóta több területen gazdaságilag is jelentős szénhidrogén előfordulás megtalálásában játszottak szerepet pl. Szeged - Kiskunörzcsma, Kiskunhalas EK stb. A szűréssel kapott reziduál térképek felhasználása szeizmikus mérések tervezésében mindennapos gyakorlattá vált. Rendszeresen felhasználják ezeket a térképeket az integrált értelmezésben is. A gyakorlati alkalmazás problémáiról és eredményeiről többször beszámoltunk (17. nemzetközi szimpózium, 1972 Karlovy Vary, 19. szimpózium Torun 1974 stb.). Emiatt itt csak azt hangsúlyozzuk, hogy a szűrők tervezésénél a szuboptimum elv érvényesült.

Világos ugyanis, hogy a regionális hatást (kis tér-
frekvenciák) és rendezetlen zajokat (nagyfrekvenciás
tartomány) egyaránt el kell távolítani ahhoz, hogy a
geológiai érdekes sűrűségugrás szint lokális vál-
tozásairól indikációkhoz jussunk. Emiatt sávszűrőre
van szükség. Az is kézenfekvő, hogy a sávszűrőnek
irányfüggetlennek kell lennie, egyébként fiktív szer-
kezeti trend jelenik meg a reziduál-térképeken. Végül
elégé lényeges szempont, hogy gyorsan zérushoz tartó
rövid súlyfüggvényre van szükség. Csak ez biztosítja
ablakfüggvény alkalmazása nélkül is a tervezett és
tényleges átvitel, Gibbs jelenség nélküli, jó közeli-
tését. Az

$$S(\rho) = N e^{-k_1^2 \rho^2} (1 - e^{-k_2^2 \rho^2})$$

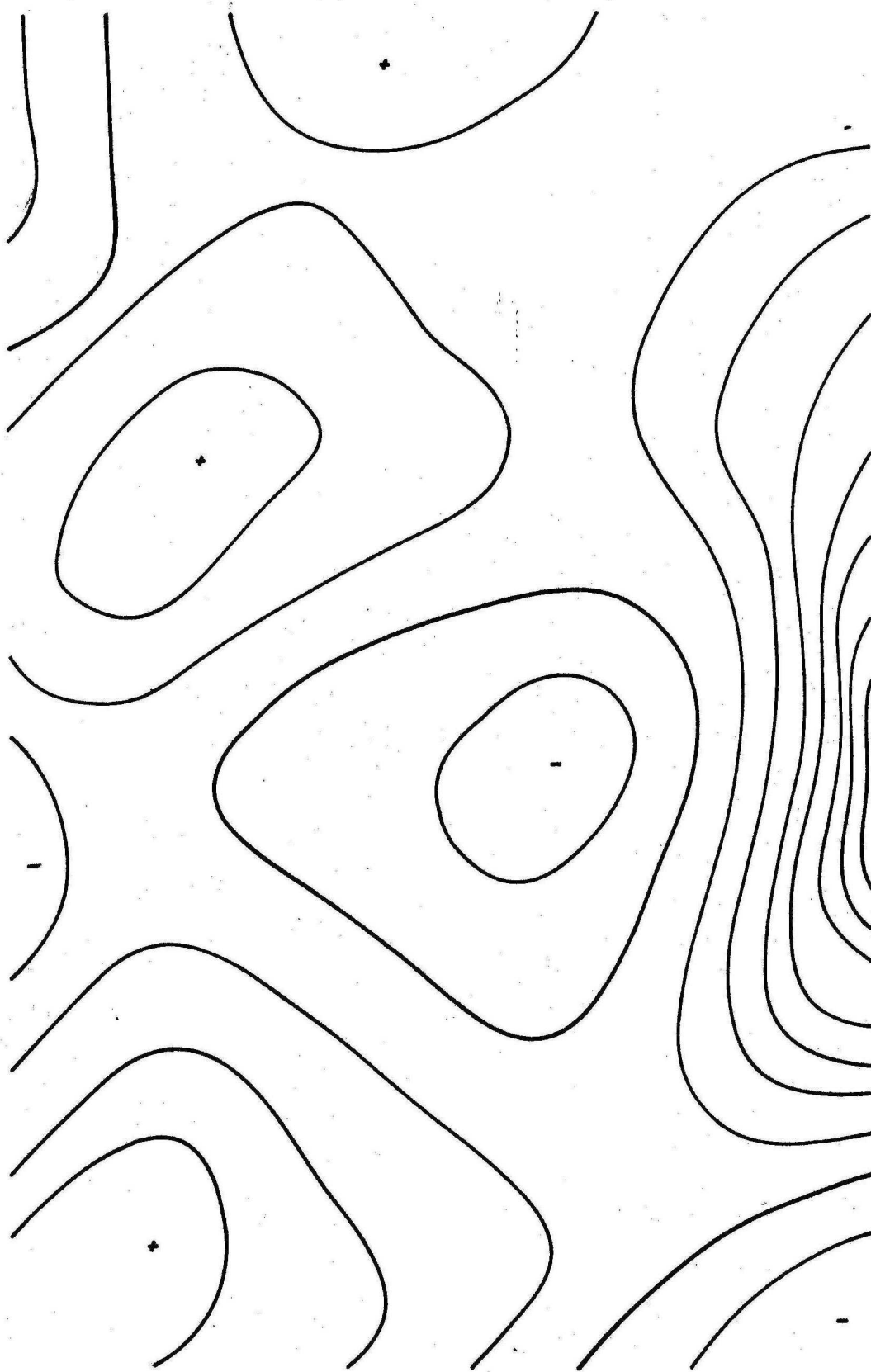
$$\rho = (f_x^2 + f_y^2)^{1/2}$$

alakú átviteli függvény minden követelménynek eleget
tesz. N értékét úgy választjuk, hogy a maximális
átvitel egységnyi legyen, ρ radiális relatív térfrek-
venciát jelöli. A szűrő így két paraméteres és modell-
vizsgálatokkal illetve gyakorlati vizsgálatokkal lehe-
tett eldönteni, hogy a felülvágóban $m = 9$ paramétert,
az alulvágóban $m = 2-3$ (ha az állomástávolság 0.5 km)
vagy $m = 4$ paramétert (ha az állomástávolság 1 km)

célszerű választani. A megadott paraméterek szénhidrogén kutatásra és a nagyobb sűrűségű felület néhány kilométeres mélységére vonatkoznak. A szűrési módszer előnye, hogy kevésbé érzékeny a mélységváltozásokra. Hazánk bármely területén sikerrel alkalmazható. A teljes alföldi anyag megtalálható pl. Kovács - Varga, 1975 munkájában. Megjegyzendő, hogy a szűrő konkrét alakja (tehát az, hogy éppen e^{-ks^2} alakú komponensekből épül fel) nem annyira lényeges, mint a szuboptimum elv és az értelmező geofizikus döntése szerinti paraméterillesztés. Lehetne kétváltozós optimumszűrőket is tervezni, vagy az említetténél bonyolultabb alakú, többparaméteres szűrőket alkalmazni. Ezekről azonban - mint azt kísérleti vizsgálataink egyértelműen kimutatták - lényeges javulás nem várható.

A továbbfejlesztés általunk javasolt iránya térben változó sávszűrők alkalmazása (Meskó, 1975). Ez különösen olyan esetekben hozhat javulást, amikor a követett sűrűségugrás szint mélysége a területen jelentősen változik. Javasolható továbbá a logaritmikus spektrum analízise a regionális ható mélységének megállapítására. A regionális ható mélységből a térben változó szűrő k_1 paraméterének választására nyerhetünk adatokat. Ez utóbbi két módszerre mutatunk gyakorlati példákat az 1.10 és 1.11 ábrákon.

Komádi

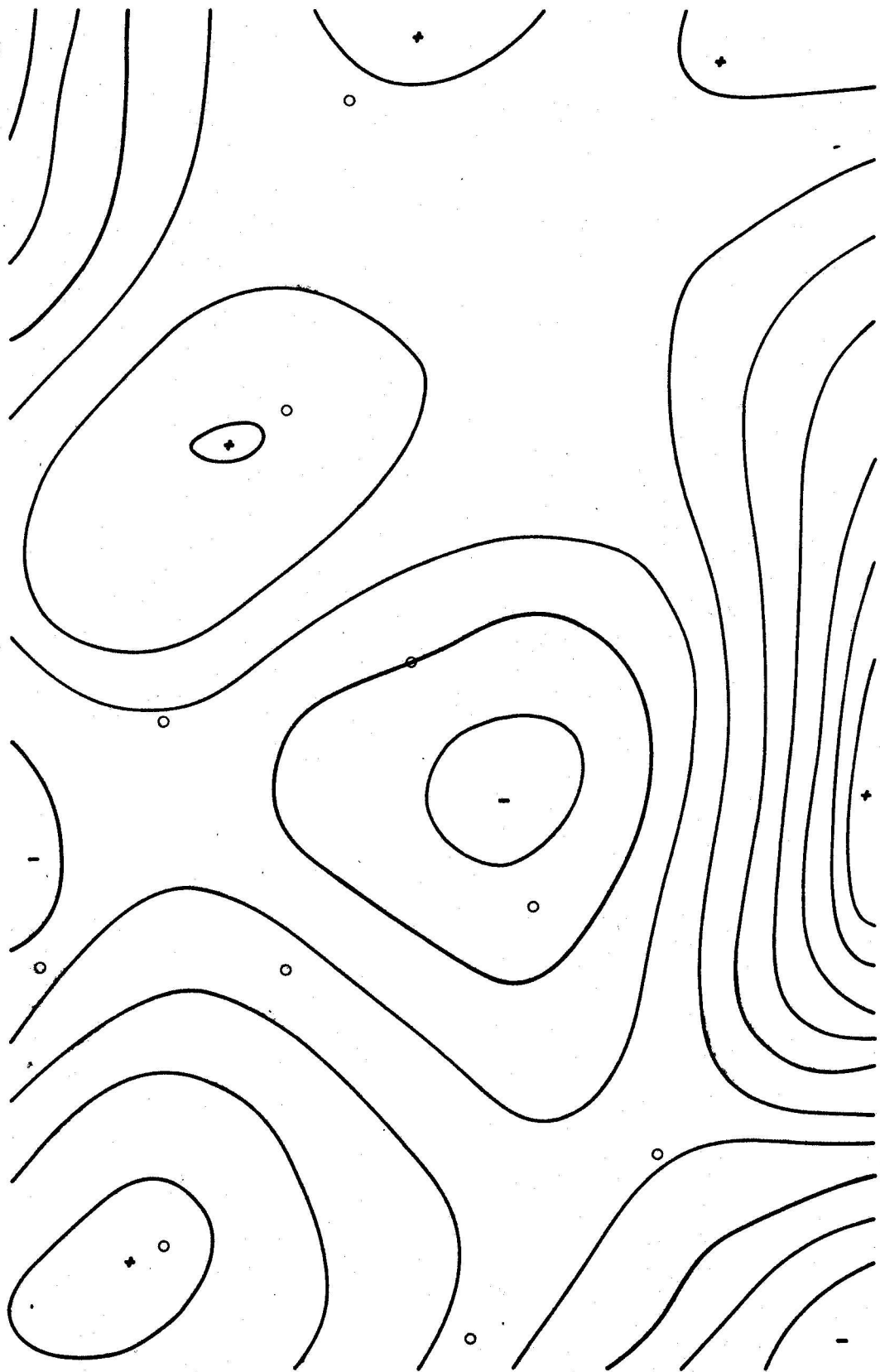


1 km

értékköz: 0.5mgal

1.10a /térben állandó szűrés/

Komádi



1 km

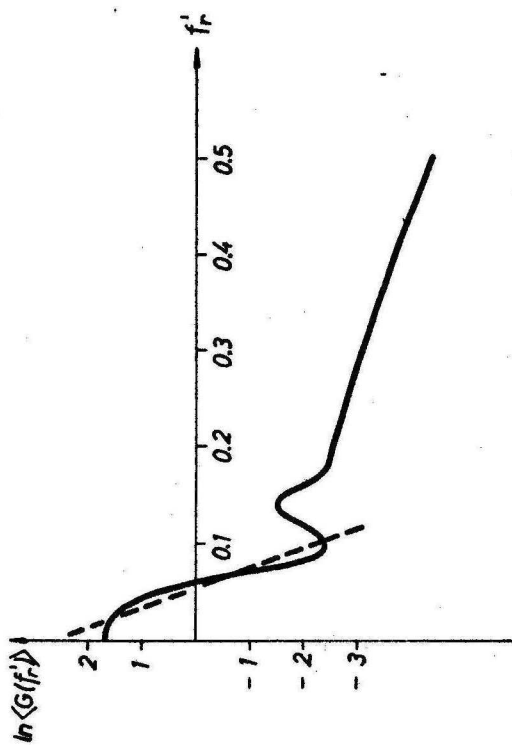
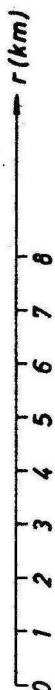
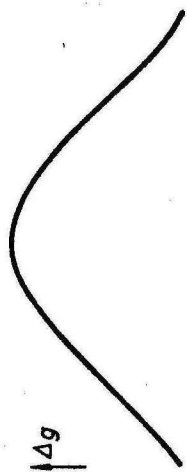
értékköz: 0.5 mgal

1.10b /térben változó szűrés/

$M_V = 2.27 \text{ km}$

$M_D = 3.5 \text{ km}$

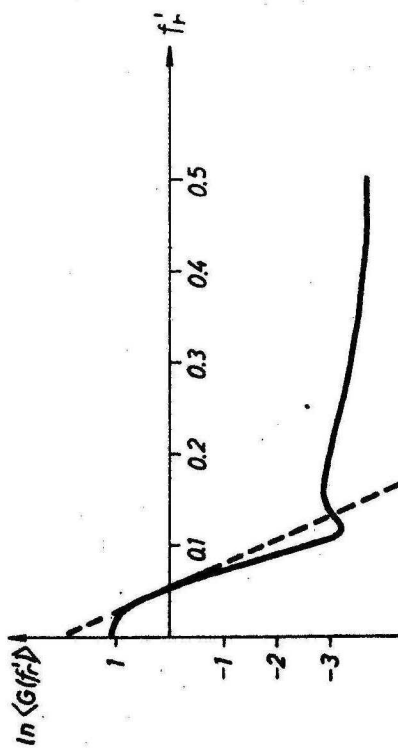
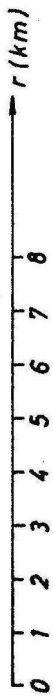
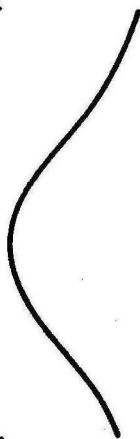
Δg



$M_V = 2.07 \text{ km}$

$M_D = 2.8 \text{ km}$

Δg



1.11 ábra

Az 1.10 ábrán a Komádi és környéke kutatási terület hagyományos (térben állandó) és térben változó szűrését hasonlítjuk össze. Az 1.11 ábra néhány logaritmikus spektrumot mutat, a becsült regionális ható mélységekkel.

Irodalom

- Apell, B.A.N.C., 1974: The quality of some two-dimensional filters in separating regional and local gravity anomalies Geophys. Prosp. Vol 22. p. 601-609
- Bhimasankaram, V.L.S., Trakhov, A.G., Nikitin, A.A. and Seshagiri, Rao S.V., 1973: Interprofile correlation and self-fitting filtration methods of analysis of geophysical data Geophys. Prosp. Vol 21. p. 464-471
- Blackman, R.B., Tukey, J.W., 1958: The measurement of power spectra
Dover, New York
- Bracewell, R. 1965: The Fourier transform and its applications
New York, Mc Graw - Hill Book Co.
- Bois, P., 1973: Déconvolution rapide
Geophys. Prosp. Vol 21. p. 736-746
- Cheney, E.W., 1966: Introduction to approximation theory
Mc Graw - Hill, New York
- Clarke, G.K.C., 1968: Time-varying deconvolution filters
Geophysics. Vol 33. p. 936-944
- Crump, N.D., 1974: A Kalman filter approach to the deconvolution of seismic signals
Geophysics. Vol 39. No 1. p. 1-13
- Davenport, W.B., Root, W.L., 1958: An introduction to the theory of random signals and noise
Mc Graw - Hill, New York

- Dean, W.C., 1958: Frequency analysis for gravity and magnetic interpretation
Geophysics. Vol 23. p. 97-127
- Deregowski, S.M., 1971: Optimum digital filtering and inverse filtering in the frequency domain
Geophys. Prosp. Vol XIV. No 4. p.729-767
- Embree, P., Burg, J.P. and Backus, M.M., 1963: Wide-band velocity filtering-the pie-slice process
Geophysics. Vol 28. p. 948-975
- Fail, J.P. et Grau, G., 1963: Les filtres en éventail
Geophys. Prosp. Vol 11. p.131-163
- Fail, J.P., Gran, G. et Layotte, P.C., 1964: Amélioration du rapport signal/bruit à l'aide du filtrage en éventail
Gephys. Prosp. Vol 12. p. 258-282
- Fleischer, P.E., 1966: Optimization Techniques in System Design in: "Systems analysis by digital computers" /eds: Kuo és Kaiser/
John Wiley and Sons Ins. New York
- Fischer, S., Rösler, R., 1971: Transformationseigenschaften von Näherungsformeln der zweiten Vertikalableitung
Geophys. Prosp. Vol XIX. p. 682-694
- Flinn, E.A., Robinson, E.A., and Treitel, S., /szerkesztők/, 1967: MIT Geophysical Analysis Group Reports,
Geophysics. Vol 32. p. 441-525
- Foster, M.R., Sengbush, R.L., Watson, R.J., 1964: Design of suboptimum filter systems for multitrace seismic data processing
Geophys. Prosp. Vol 12. p. 173-191

- Fuller, B.D., 1967: Two-dimensional frequency analysis and design of grid operators in: Mining Geophysics. Tulsa, Soc. of Exploration Geophysicists p. 658-708
- Galbraith, J.N., Wiggins, R.A., 1968: Characteristics of optimum multichannel stacking filters Geophysics. Vol 33. p. 36-48
- Gunn, P.J., 1972: Application of Wiener filters to transformations of gravity and magnetic fields Geophys. Prosp. Vol 20. p. 860-871
- Hammond, I.W., 1962: Ghost elimination from reflection records Geophysics. Vol 27. p. 48-60
- Hubral, P., 1972: Three dimensional optimum multichannel velocity filters Geophys. Prosp. Vol 20. p. 28-46
- Kolmogorov, A., 1939: Sur l'interpolation et extrapolation des suites stationnaires. Compt. Rend. Ac. Sci. Paris. Vol 208. p. 2043-2095
- Kolmogorov, A., 1941: Interpolation und Extrapolation von stationären zufälligen Folgen Bull. Acad. Sci. USSR, Ser. Math. Vol 5. p. 3-14
- Kovács F., 1973: Szűrési eljárások gravitációs alkalmazásai in: Numerikus szűrési módszerek alkalmazásai a geofizikai adatok feldolgozásában. Tanfolyami jegyzet III kötet 8. fejezet /51-104 old./ MEPIESZ kiadás
- Kovács F., Varga I., 1975: A gravitációs tér szűrésének eredményei a Dunától K-re eső részeken OKGT. BKÜ /kézirat/

- Ku, C.C., Telford, W.M., Lim, S.M., 1971: The use of linear filtering in gravity problems
Geophysics. Vol 36. p. 1174-1203
- Kunetz, G., 1961: Essai d'analyse de traces sismiques
Geophys. Prosp. Vol 3. p. 317-344
- Lavin, P.M., Devane, J.F., 1970: Direct design of two-dimensional digital wavenumber filters
Geophysics. Vol. 35. p. 1073-1079
- Lee, Y.W., 1960: Statistical theory of communication
John Wiley, New York
- Levinson, H., 1947: The Wiener RMS error criterion in filter design and prediction
J.Math. and Physics. Vol 25. p. 261-278
- Lindsey, J.P., 1960: Elimination of seismic ghost reflections by means of a linear filter
Geophysics. Vol 25. p. 130-141
- Mayne, H.W., 1962: Common reflection point horizontal data stacking techniques
Geophys. Vol 27. p. 927-938
- Mayne, W.M., 1967: Practical considerations in the use of common reflection point techniques
Geophysics. Vol 32. p. 225-229
- Mc Clellan, J.H. and Parks, T.W., 1972: Equiripple approximation of fan filters
Geophysics. Vol 37. p. 573-583
- Meskó A., 1964: Reflexió szeizmogramok szürése
Magyar Geofizika, Vol 4. 1-27 old.

- Meskó A., 1966: Gravitációs térképek lineáris átalakításainak szűrőelméleti vizsgálata.
Kandidátusi dolgozat 1-160 old.
- Meskó A., 1967a: Szűrési eljárások 427-461 old.
in: Stegena L. /szerkesztő/
Geofizikai Kutatási Módszerek I. egy. tankönyv
Tankönyvkiadó
- Meskó A. 1967b: A sebességszűrés matematikai alapjai
Magyar Geofizika, Vol IX. 165- 189 old.
- Meskó A., 1968: Koeffizientenreihen zur linearen
Transformationen von Schwerekarten
Geophysik, Folge 13. 57-60 old.
- Meskó A., 1968a: A sebességszűrés digitális megvalósítása
és közelítésének lehetőségei
Magyar Geofizika, Vol X. 1-19 old.
- Meskó A. 1969: Notes on detection and elimination of ghost
reflections by means of single channel filters
Annales Univ. Bud. Vol XII. 81-90 old.
- Meskó A., 1970: Single channel ghost filter in the
presence of white noise
Annales Univ. Bud. Tom XIV. 133-142 old.
- Meskó A. , 1970a: Szűrőelmélet alkalmazása a gravitációs
értelmezésben
Geofizikai Kutatási Módszerek c. egy. tankönyv
66-90 old. Tankönyvkiadó
- Meskó A., 1970b: Gravity interpretation and filter theory
Design and application of low-pass, high-pass
and band-pass filters
Annales Univ. Bud. Tom XIII. 67-80 old.

- Meskó A., 1972a: A spike dekonvolúció érzékenysége
/Előadás MGE-ben, 1972 jun 8-án/
- Meskó A. 1972: A digitális szeizmikus adatfeldolgozás
alapjai /Egyetemi jegyzet/Tankönyvkiadó, 402 old.
- Meskó A. /szerkesztő/ 1973/1974: Numerikus szűrési
módszerek alkalmazása a geofizikai adatok
feldolgozásában I - II - III kötet
/Tanfolyami jegyzet/ METESZ kiadás
- Meskó A., 1975a: Space-varying two-dimensional filters
for processing of gravity data
/Megjelenőben/
- Meskó A. - Kovács F., 1972: New methods in Transformation
and Interpretation of gravity maps
17-th Geophysical Symp. Contributions
Karlovy Vary, Czechoslovakia
- Meskó A. - Kovács F., 1974: Interpretation of residual
gravity maps obtained by numerical filters
Előadás a XIX. Torúni Geofizikai Szimpozionon
- Meskó A. - Rádler B., 1969: Statistical investigations
concerning the detection and elimination of
ghost reflections
Előadás az EAEG 31. kongresszusán
- Meskó A. - Rádler B., 1971: Entwurf und Statistische
Untersuchung der Effektivität von digitalen
Filtern
WFI, ZGI Berlin, Sonderheft 6. 12-71. 22-32 old.
- Meskó A. - Rádler B., 1974: Az OKGT szeizmikus
programrendszere
Magyar Geofizika, XV. kötet. 90-95 old.

- Meskó A. - Sulyovszki I., 1972: Frekvencia-, idő-, és z- tartományban végzett sávszűrés összehasonlítása Magyar Geofizika, Vol XIII, 116-122 old.
- Meskó A. - Zsellér P., 1972: Approximation of optimum filters used in seismic data processing Geofizikai Közlemények, Vol XX. 29-36 old.
- Meyerhoff, H.J., 1966: Horizontal stacking and multichannel filtering applied to common depth point seismic data Geophys. Prosp. Vol 24. p. 441-454
- Molnár K. /főszerkesztő/, 1972: A felszíni geofizikai kutatás 20 éve a kőolajiparban Kartográfiai Vállalat
- Papoulis, A., 1965: The Fourier integral and its application Mc Graw - Hill, New York
- Peacock, K.L., and Treitel, S., 1969: Predictive deconvolution: Theory and practice Geophysics, Vol 34. p. 155-169
- Rao, K.G.C. and Avasthi, P.N., 1973: Analysis of the Fourier spectrum of the gravity effect due to two-dimensional triangular prism Geophys. Prosp. Vol 21. p. 526-542
- Remez, E.Ya, 1957: General Computational Methods of Chebyshev approximation Kiev, USSR; AET 4491 p. 1-85
- Rice, R.B., 1962: Inverse convolution filters Geophysics. Vol XXVII. No 1. p. 4-18
- Robinson, E.A., 1957: Predictive decomposition of seismic traces Geophysics. Vol 22. p. 767-778

- Robinson, E.A., 1961: Random wavelet and cybernetic systems. Charles Griffin, London
- Robinson, E.A., 1962: Random Wavelets and Cybernetic systems. Griffin Co. London
- Robinson, E.A., 1963: Mathematical development of discrete filters for detection of nuclear explosions. Journ. Geophys. Res. Vol 68. p. 5559-5567
- Robinson, E.A., 1966: Multichannel z-transform and minimum-delay Geophysics. Vol. 31. p. 482-501
- Robinson, E.A., 1967a: Statistical communication and detection Griffin Co. London
- Robinson, E.A., 1967b: Multichannel Time Series Analysis with Digital computer programs San Francisco, Calif. Holden - Day
- Robinson, E.A., Treitel, S., 1964: Principles of digital filtering. Geophysics. Vol XXIX. No 3. p. 395-404
- Robinson, E.A., Treitel, S., 1967: Principles of digital Wiener filtering. p. 311-333 Geophysical Prospecting, 1967. Vol XV. No 3.
- Robinson - Treitel Reader, 1973: Seismograph Service Corp. (22 dolgozatot tartalmazó összeállítás)
- Schneider, W.A., Larner, K.L., Burg, J.P. and Backus, M.M. 1964: A new data processing technique for the elimination of ghost arrivals on reflection seismograms. Geophysics. Vol 29. p. 783-805

Schneider, W.A., Prince, E.R.Jr. and Giles, B.F., 1965:
A new data-processing technique for multiple
attenuation exploiting differential normal
movement. Geophysics. Vol 30. p. 348-362

Sengbush, R.L., Foster, M.R., 1968: Optimum multichannel
velocity filters
Geophysics. Vol 33. p. 11-35

Skeels, D.C., 1967: What is residual gravity ?
Geophysics. Vol 32. p. 872-876

Spector, A. and Bhattachargya B.K., 1966: Energy density
spectra and autocorrelation function due to
simple magnetic models
Geophys. Prosp. Vol 14. p. 242-272

Spector, A. and Grant, F.S., 1970: Statistical models
for interpreting aeromagnetic data
Geophysics. Vol. 35. p. 293-302

Stoffa, P.L., Buhl, P. and Bryan, G.M., 1974: The application
of homomorphic deconvolution to shallow-water
marine seismology Part I /Models/ Part II
/real data/ Geophysics. Vol 39. p. 401-427

Syberg, F.J.R., 1972: A Fourier Method for the regional-
residual problem of potential fields
Geophys. Prosp. Vol 20. p. 47-75

Treitel, S., 1970: Principles of digital multichannel
filtering. Geophysics. Vol 35. No 5. p. 785-811

Treitel, S. and Robinson, E.A., 1964: The stability of
digital filters, IEEE Trans.
Geoscience Electronics. Vol 4. p. 25-38

- Treitel, S. and Robinson, E.A., 1969: Optimum digital filters for signal to noise ratio enhancement
Geophys. Prosp. Vol XVII. No 2. p 248-293
- Ulrych, T.J., 1968: Effect of wavelength filtering on the shape of residual anomaly
Geophysics. Vol 33. p. 1015-1018
- Ulrych, T.J., 1971: Application of homomorphic deconvolution to seismology
Geophysics. Vol 36. p. 550-660
- Wainstein, L.A. and Zubakov, V.P., 1962: Extraction of signals from noise
- Wang, R.J., Treitel, S., 1973: The determination of digital Wiener filters by means of gradient methods. Geophysics. Vol 38. p. 310-326
- White, R.E., 1972: Determination of a minimum-phase wavelet from its energy spectrum
Exploration and Production Res.
Division BP Research Cent. (kézirat)
- White, R.E., O'Brien, P.N.S., 1974: Estimation of the primary seismic pulse
Geophys. Prosp. Vol 22. p. 627-651
- Wiener, N., 1942, 1949: The extrapolation, interpolation and smoothing of stationary time series
/Első kiadás MIT Press majd John Wiley et Sons New York/
- Wood, L.C. and Treitel, S., 1975: Seismic Signal Processing
Proceedings of IEEE, Vol 63. No 4. p. 649-662

Yaglom, A.M., 1962: Introduction to the theory of
stationary random functions

Englewood Cliffs, Prentice- Hall

Zelei A., 1971: On the design of numerical filters

Annali di Geofisica, Vol XXIV. p. 457-474

Zurflueh, E.G., 1967: Applications of two-dimensional
linear wavelength filtering

Geophysics. Vol 32. p. 1015-1035

2 Fejezet

Végtelen impulzusválaszú rekurziós szűrők tervezése

2.1 Bevezetés

A konvolúciós szűrő súlyfüggvényének z -transzformáltja z egész kitevős hatványait tartalmazó polinom. A rekurziós szűrő átvitele z racionális függvénye, azaz $p_1(z)/p_2(z)$ alakú, ahol mind p_1 mind p_2 polinom. Mivel $p(z)$ szükségképpen csak véges sok tagot tartalmaz, míg az osztás eredménye speciális esetektől eltekintve végtelen sokat, a szakirodalomban elterjedt az FIR és IIR elnevezés a kétféle szűrő megkülönböztetésére (FIR = finite impulse response, IIR = infinite impulse response).

Geofizikai adatok feldolgozásában az FIR típusú szűrők alkalmazása szinte kizárólagos, bár több művelet természetéhez az IIR típus jobban illeszkedik. Ennek két oka van. Az egyik az, hogy a konvolúciót hardware segítségével megvalósító berendezésekkel csaknem minden modern geofizikai számítógépet ellátnak. Több típusuk van a legegyszerűbb konvolverektól az FFT konvolverekig. Ezek segítségével az FIR szűrés igen gyorsan elvégezhető.

A másik ok az, hogy a FIR típus tervezése részletesen kidolgozott, míg a IIR szűrők tervezése nem eléggé tisztázott. Ez utóbbi megállapítás illusztrálására idézünk néhány mondatot Mersereau és Dudgeon (1975) összefoglaló jellegű cikkéből p. 621: "... a rekurziós szűrők frekvencia válasza a tervezésben szereplő paraméterek nem-lineáris függvénye, emiatt az FIR szűrők tervezésében annyira hatásos lineáris minimalizáció nem alkalmazható közvetlenül a rekurziós szűrők esetében." A legtöbb tervezési eljárás a nem-lineáris optimalizálás közös nehézségeivel jár: számításigényes, érzékeny a kezdő értékekre, a globális minimum helyett gyakran lokális minimumot talál stb. A szűrő stabilitását pedig külön meg kell vizsgálni. Mersereau és Dudgeon (1975) idézett cikke így fejeződik be: "... érzékeltettük milyen jellegű eljárások állnak rendelkezésre és ami talán még ennél is fontosabb, milyenekre van még szükség".

Nyilvánvaló, hogy a konvolver alkalmas a rekurziós szűrés gyors elvégzésére és ennek alkalmazásával az FFT felhasználásával végzett FIR szűréshez közeli gépidők érhetők el. Speciális hardware építhető rekurziós szűrők megvalósítására is (pl. Freeny, 1975) bár geofizikai adatfeldolgozásban ezeket még nem használják. Másrésztől faktorizálható kétdimenziós szűrők esetén a

rekurziós algoritmus sokkal gyorsabb lehet a két-dimenziós FFT alkalmazásánál. Ez utóbbi ugyan speciális típus, de éppen a geofizikai adatfeldolgozásban igen lényeges szerepet játszik. A szűrő átviteli függvényének számítása a direkt, a szűrők tervezése az inverz geofizikai feladatokhoz hasonlít. Adott $p_1(z)$ és $p_2(z)$ esetén az $S(f')$ átviteli karakterisztika könnyen megkapható a $z = \exp(-j2\pi f')$ helyettesítéssel, azonban előírt $S(f')$ átviteli függvényhez eléggé nehéz megfelelő együtthatókat találni, a $p_1(z)$ és $p_2(z)$ polinomban.

A tervezéssel kapcsolatban is felvethető az egyértelműség kérdése. Ez azonban most nem súlyos probléma, mert csupán az lényeges, hogy $S(f')$ eléggé jó közelítést érjünk el és közömbös, hogy két vagy több paraméterkombináció is azonos $S(f')$ átvitelt ad. Ebben a fejezetben egy új rekurziós szűrőtervezési eljárást ismertetünk és gyakorlati példákat adunk alkalmazására. Fő szempontunk a könnyű ellenőrzés lehetőségét biztosító, egyszerű és nem túlságosan számítógépes, a geofizikai feladatok követelményeihez illeszkedő algoritmus kidolgozása volt. A z-transzformációval és rekurziós szűrők tervezésével kapcsolatos alapvető szakirodalom jó összefoglalásai Jury, 1964, Blackman, 1956, Kuo és Kaiser 1966 (7.5 fejezet), Gold és Rader, 1969 (2,3 és 4 fejezetek) könyvekben valamint számos dolgozatban megtalálhatók.

A rekurziós szűrőtervezési módszereket három nagy csoportba oszthatjuk. Az első folytonos szűrők tervezése után z -transzformációval, bilineáris z -transzformációval vagy más speciális módszerekkel (Boxer - Thaler eljárás) alakítják át a folytonos szűrő átviteli függvényét racionális z függvényre. Részletes leírásuk és kritikai értékelésük ld. Kuo és Kaiser, 1966, 245-257 oldalakon. A második lehetőség az időtartomány felhasználása, a kívánt szűrő impulzusválaszának közelítése. Ezt ajánlotta Shanks, 1967, majd módosított formában Borphy és Salazar 1973 és 1974. A harmadik lehetőség a frekvenciatartománybeli tervezés. Ennek lényege az, hogy bevezetnek valamilyen mértéket a határozatlan paraméterekkel felírt átviteli függvény és az előírt átviteli függvény eltérésére, majd az így kapott paraméterekben nemlineáris függvény minimumát keresik meg. A legjobb módszernek a minimum meghatározására a modern szakirodalom a Fletcher - Powell algoritmust tartja (Steiglitz, 1970, Deczky, 1972). Rekurziós szűrés geofizikai alkalmazásaival foglalkoznak Shanks, 1967, Mooney, 1968, Aguilera et al, 1970, Treitel és Shanks, 1971, dolgozatai. A rekurziós szűrőkkel kapcsolatos alapismereteket két jegyzetemben (Meskó, 1972, 6. fejezet; Meskó 1973/74, 2 fejezet) eléggé részletesen tárgyaltam. Helykimélés miatt ezeket jelen dolgozatban nem ismétlem.

Rekurziós szűrési technikát más szűrési lehetőségekkel hasonlítja össze Meskó és Szulyovszki, 1972.

A 2.2 fejezetben ismertetendő algoritmus egy korábbi egyszerűbb változatának leírása szerepel egy dolgozatomban Meskó, 1973. Az új változat publikálása folyamatban van (Meskó, 1975).

Megjegyzem, hogy rekurziós lyukszűrés alkalmazása az 50 Hz-es zaj eltávolítására az OKGT Geofizikai Kutatási Üzemében igen jól bevált. A szűrő tervezésével kapcsolatos vizsgálatokat azonban szintén nem részletezem, mert lényegében csak technikai és nem tudományos problémát kellett megoldani. Shanks, 1967 módszerét követtük, figyelembevéve a rendelkezésre álló számítógép szóhosszát és az ebből eredő járulékos zajt. A jelenleg is működő programot Szulyovszki I. írta.

2.2 Sávszűrő jellegű rekurziós szűrők tervezése

Zérus fázistolású rekurziós szűrők tervezését tárgyaljuk. Erre a típusra gyakran van szükség geofizikai adatok feldolgozásában. Jelölje a megvalósítandó átviteli függvényt $A(f')$. A továbbiakban tehát azzal az esettel foglalkozunk, amikor $A(f') > 0$. Ismeretes, hogy zérus fázistolású rekurziós szűrést úgy valósíthatunk meg, hogy az $S(z)$ átviteli függvényű szűrőt kétszer alkalmazunk. Ha a második alkalmazást a szűrt adatrendszer időbeli inverzén hajtjuk végre, a két művelet együttes hatását $S(z)S(z^{-1}) = |S(z)|^2$ írja le.

Megjegyezzük, hogy a zérus fázistolás megvalósításának egy másik lehetősége az eredeti adatrendszer szűrése mind eredeti irányítás, mind időbeli invertálás után, majd az eredeti és fordított irányítású adatrendszerekből számított kimenetek összegzése. A teljes műveletsorozat hatása nyilvánvalóan $S(z) + S(z^{-1}) = \text{Re}[S(z)]$. Ez ismét valós átviteli függvényt ad. A két lehetőséget a geofizikai szakirodalomban Shanks 1967, ismertette először.

Számunkra az első választás a kedvező. Egyrészt $\text{Re}[S(z)]$ nem feltétlenül pozitív, másrészt a tervezési eljárás jól ki tudja használni $S(z)$ és $S(z^{-1})$ pólus és zérus helyei közötti egyszerű kapcsolatokat.

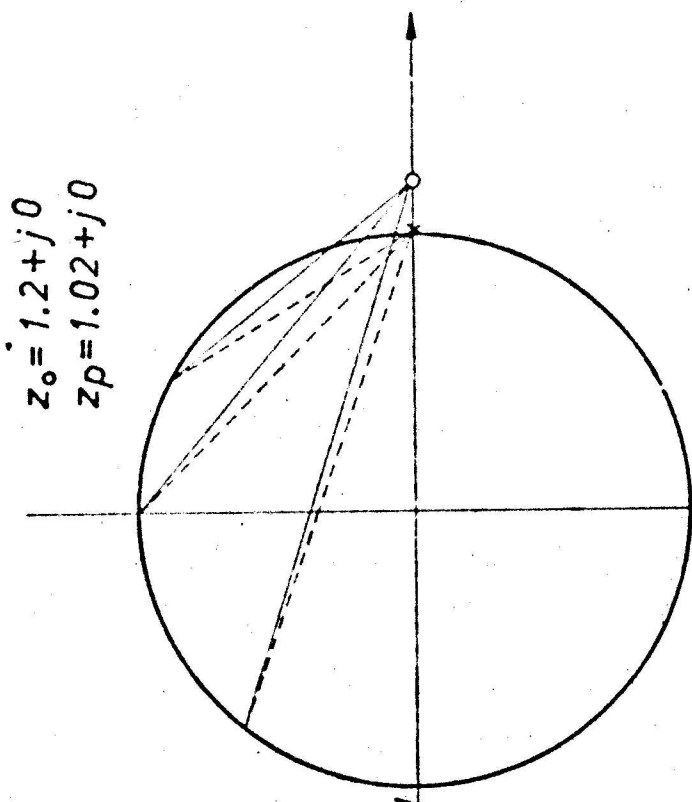
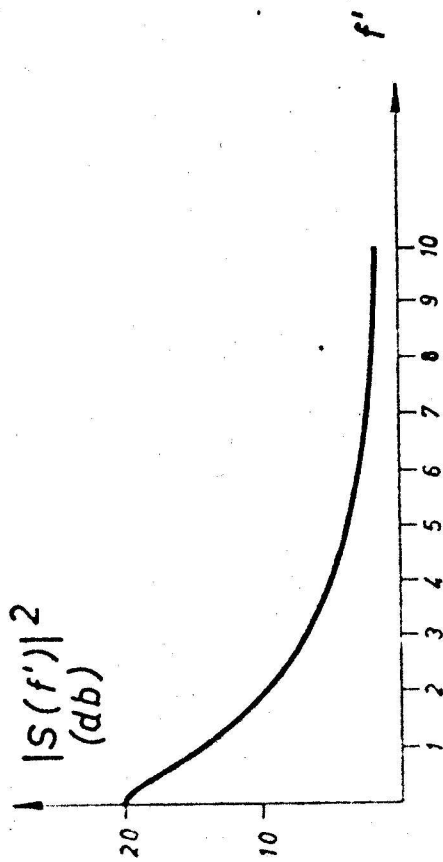
A szűrőt zérus - pólus párokból, azaz másodrendű IIR szűrőkből építjük fel. Ennek következménye, hogy a számláló és nevező azonos fokszámú polinom. A megszorítás a lehetőségek körét szűkíti. Nyilván előfordulhat, hogy bizonyos esetekben kevesebb együttműködéssel is jó közelítést érhetnénk el, ha a nevező és számláló fokszámát különbözőnek választanánk. A nyereség azonban lényeges, mert konjugált pólus - zérus párokból felépített másodrendű szűrők átvitele igen jól kezelhető. (Meskó, 1973, p. 123-129). Az alapelemként használt másodrendű szűrő két pólus és zérus párt tartalmaz. A pólusok és zérusok egymás konjugáltjai. A szűrő átviteli függvénye:

$$S_e(z) = k_i \frac{(z - z_{oi})(z - \bar{z}_{oi})}{(z - z_{pi})(z - \bar{z}_{pi})} \quad (2.1)$$

A z_o zérus és z_p pólus így is írható

$$\begin{aligned} z_{oi} &= R_{oi} e^{-j\alpha_{oi}} \\ z_{pi} &= R_{pi} e^{-j\alpha_{pi}} \end{aligned}$$

ahol R_{oi} a zérus, R_{pi} a pólussugár, α_{oi} és α_{pi} a zérus- és pólusirány. Legyenek egyelőre a zérus és pólus irányok azonosak: α_{oi} = α_{pi}. Ha az α_o iránynak megfelelő frekvenciát ki akarjuk emelni az R_o > R_p > 1 választás stabil szűrőt szolgáltat. A 2.1 ábra pólus - zérus párokat és S_e(z)S_e(z⁻¹) - tehát a kétszeri alkalmazásnak



2.1 ábra

megfelelő - átviteli függvényeket mutat be. Ha változatlan R_{oi} mellett az R_{pi} pólussugarat növeljük a kiemelés mértéke is nő. Az N számú konjugált zérus - pólus párból felépített szűrő direkt majd inverz alkalmazásának egyesített átviteli függvénye

$$S_t(z) = \prod_{i=1}^N k_i^2 \left| \frac{(z - z_{oi})(z - \bar{z}_{oi})}{(z - z_{pi})(z - \bar{z}_{pi})} \right|^2 \quad (2.2)$$

$S_t(z)$ -vel az előre megadott $A(f')$ átvitelt kell közelíteni, ahol $z = \exp[-j2\pi f']$. Mivel $A(f')$ és a (2.2) egyenlettel megadott átvitel is mindenütt pozitív, a közelítést vizsgálhatjuk db-skálán. Jelölje $A^*(f)$ az $A(f')$ db-ben adott értékeit és vonjuk össze a $\prod k_i^2$ szorzatot egyetlen tényezővé. A feladat akkor úgy fogalmazható, hogy az $A^*(f)$ és a

$$2 \sum_{i=1}^N \log \left| \frac{(z - z_{oi})(z - \bar{z}_{oi})}{(z - z_{pi})(z - \bar{z}_{pi})} \right| + 2 \log K \quad (2.3)$$

eltérését kell kicsivé tenni. Bármilyen kritériumot használunk a két függvény eltérésének mértékéül többváltozós nem - lineáris optimalizálási feladatot kell megoldani, mely az összes irodalomban ismertetett módszer esetén hosszadalmas, az alkalmazott közelítések miatt minden esetben szuboptimum jellegű, stabilitása utólag vizsgálá-

-landó vagy különböző járulékos műveletekkel - pl. pólusok invertálásával - kell biztosítani. Az általunk javasolt eljárás először rögzíti N értékét, majd R_{oi} és α_{oi} értékeit. Ezután változóink csak az R_{pi} pólus sugarak lesznek. Az iterációs eljárás az R_{pi} értékek meghatározására vonatkozik. Ha az iteráció végeredménye nem kielégítő, változtatjuk N (és ezzel együtt α_{oi}) értékét. Másik változtatási lehetőség a pólusirányok vagy a zérus-sugarak illesztése. Jelentős előnye ennek a megközelítésnek, hogy illeszkedik a geofizikai feladat természetéhez.

A közelítést csak a számunkra lényeges frekvenciaintervallumon kell vizsgálni, a Nyquist intervallum más részein az alkalmazott $R_{oi} > R_{pi} > 1$ megkötés miatt eleve megfelelő az átvitel. Mivel R_{pi} kezdeti értéke eleget tesz a stabilitási kritériumnak $R_{pi} = 1 + \epsilon$, (ahol $\epsilon > 0$ az alkalmazott együtthatók pontosságától függő érték) és az iteráció során R_{pi} csak nőhet, a szűrő stabilitása szintén eleve biztosított, külön nem vizsgálendő.

A tárgyalás egyszerűsítésére vezessünk be néhány jelölést.

$$2 \log \left| \frac{(z - z_{oi})(z - \bar{z}_{oi})}{(z - z_{pi})(z - \bar{z}_{pi})} \right| = g_i(f, \alpha_{oi}, R_{oi}, R_{pi}), \quad (2.4)$$

$$2 \log K = C \quad (2.5)$$

$$g_i^{\max} = g_i \left(f = \frac{\alpha_{oi}}{2\pi}, R_{oi}, R_{pi} \right) \quad (2.6)$$

$$D(f) = A^*(f) - \sum_{i=1}^N g_i(f) \quad (2.7)$$

A számunkra lényeges frekvenciatartomány határai f_0 és f_0+F . Rögzített R_{pi} sugarak esetén a közelítendő $A^*(f)$ és a (2.3) egyenlettel megadott tényleges átvitel eltérése a számunkra érdekes tartományon csak C -től függ és az

$$\int \left[A^*(f) - \left(\sum g_i(f) + C \right) \right]^2 df = \text{minimum}$$

feltételből átrendezéssel és C szerinti deriválás után rögtön kapható, hogy

$$C = \frac{1}{F} \int_{f_0}^{f_0+F} D(f) df$$

azaz C a $D(f)$ átlaga. Ha $D(f)$ értékét $M+1$ számú helyen határozzuk meg, az f_0 és f_M argumentumok között az integrál helyett a tényleges számításokban

$$C = \frac{\sum_{i=0}^M D(f_i)}{M+1} \quad (2.8)$$

szerepel.

Az iterációs eljárás $R_{p_i}^{(0)}$ sorozat megadásával kezdődik. Az R_{p_i} sugarak rögzítése után (2.7) illetve ennek felhasználásával (2.8) számítható. Az eltérést a közelítendő és a tényleges átvitel között $D^{(0)}(f) - C^{(0)}$ adja meg.

Az iterációs lépésekben úgy határozzuk meg az új pólushelyeket, hogy

$$R_{p_i}^{(l)} - R_{p_i}^{(l-1)} = g_i^{\max(l)} - g_i^{\max(l-1)} \quad (2.9)$$

$(i = 1, 2, \dots, N)$

legyen. A g_i^{\max} az i -edik másodrendű szűrő teljesítményátviteli függvényének maximuma. A (2.9) illesztési kritérium szemléletes jelentése az, hogy az új R_{p_i} a közelítendő és tényleges átvitel eltérését zérussá tenné az $f = \frac{\alpha_{0i}}{2\pi}$ helyen, ha eközben a további pólushelyek nem változnának. A közelítésre jellemző hibafüggvény, $D(f) - C$ zérus körül oszcillál és a (2.9) javítás valójában csak az oszcilláció amplitudóját csökkenti. Ezzel egyidőben az átlagértéket is zérustól különbözővé teszi, de ezen könnyen segíthetünk új C számításával. Az iterációs lépés eredménye végül olyan teljesítményátviteli függvény, melynek oszcillációi a közelítendő függvény körül kisebbek az előző közelítéseinél. Ha R_{0i} és R_{pi} távolsága túlságosan lecsökken, a pólus-zérus párt a további számításokból kihagyjuk, mert ekkor a pár a teljesítményátviteli függvényhez kevés járulékot ad,

abban az értelemben, hogy ekkor $g_i(f)$ a számunkra érdekes tartományon keveset különbözik zérustól.

Ha az előírt számú iterációs lépésben a kívánt pontosságot nem érjük el, változtathatjuk a pólus és zérusirányokat vagy több párt vehetünk fel és a teljes iterációt megismételjük.

Az eljárás minden esetben alkalmazható, amikor $A(f') > 0$ és a közelítendő szűrő zérus fázistolású, de alkalmazása különösen akkor célszerű, ha viszonylag szűk sáv átviteléről van szó. Különösen alkalmas szeizmikus sávszűrők és alakszűrők megvalósítására. Az esetek többségében $\tau = 2 \text{ ms}$, azaz $f_N = 250 \text{ Hz}$, míg az áteresztendő sáv szélessége ritkán haladja meg a 25 Hz értéket. Emiatt a relatív frekvenciában kifejezett sávszélesség ritkán nagyobb 0.4 -nél. Rekurziós megvalósítás javasolható minden olyan esetben, amikor nagy vágási meredekségre van szükség.

Mivel geofizikai szakirodalomban is több rekurziós szűrőtervezési eljárást ismertettek, lényegesnek tartjuk a javasolt módszer és más eljárások közötti eltérések külön hangsúlyozását. Jelen eljárás a frekvenciatartományban dolgozik és a szűrő működése szempontjából lényeges tulajdonságot, a megadott sávban megkívánt átvitelt közvetlenül használja fel. Időtartományban működő eljárások pl. Shanks, 1967, melyek

a súlyfüggvényből indulnak ki eleve nem vehetik figyelembe, melyik a számukra lényeges frekvencia tartomány. Hasonló mondható azokról az eljárásokról is, melyek közvetlenül a p_1 és p_2 polinomok együtthatóinak meghatározását tűzik ki célul. Néhány esetben a polinomok fokszámának növelése éppen a szűrő romlásához vezetett; Aguilera et al, 1971. Az iterációs eljárás leginkább Mooney, 1968 módszeréhez hasonlítható, mely szintén zérus-pólus párok elhelyezéséből indul ki. Mooney módszere azonban nem ad utasítást a pólussugarak változtatására, emiatt kénytelen sokkal több pólus-zérus párt alkalmazni. A sugarak választására Mooney csak empirikus szabályokat fogalmaz meg, emiatt adott pontosság csak hosszadalmas kísérletezéssel érhető el.

A javítások a következők:

1. A jelen eljárás figyelembe veszi a tervezendő szűrő átviteli függvényének alapvető szerkezetét;
2. A pólus és zérus irányok közötti lépésköz jóval nagyobb lehet, emiatt jóval kevesebb zérus-pólus párra van szükség. Tipikus érték Mooney dolgozatával szemben (4 - 8)-szoros javulás. Az alkalmazásához arányosan kevesebb időre van szükség.
3. A pólushelyek és a konstans meghatározása nem kísérletezéssel történik. Emiatt a nehezen kezelhető ún. "gyakorlati szabályok" automatikusan adódnak az

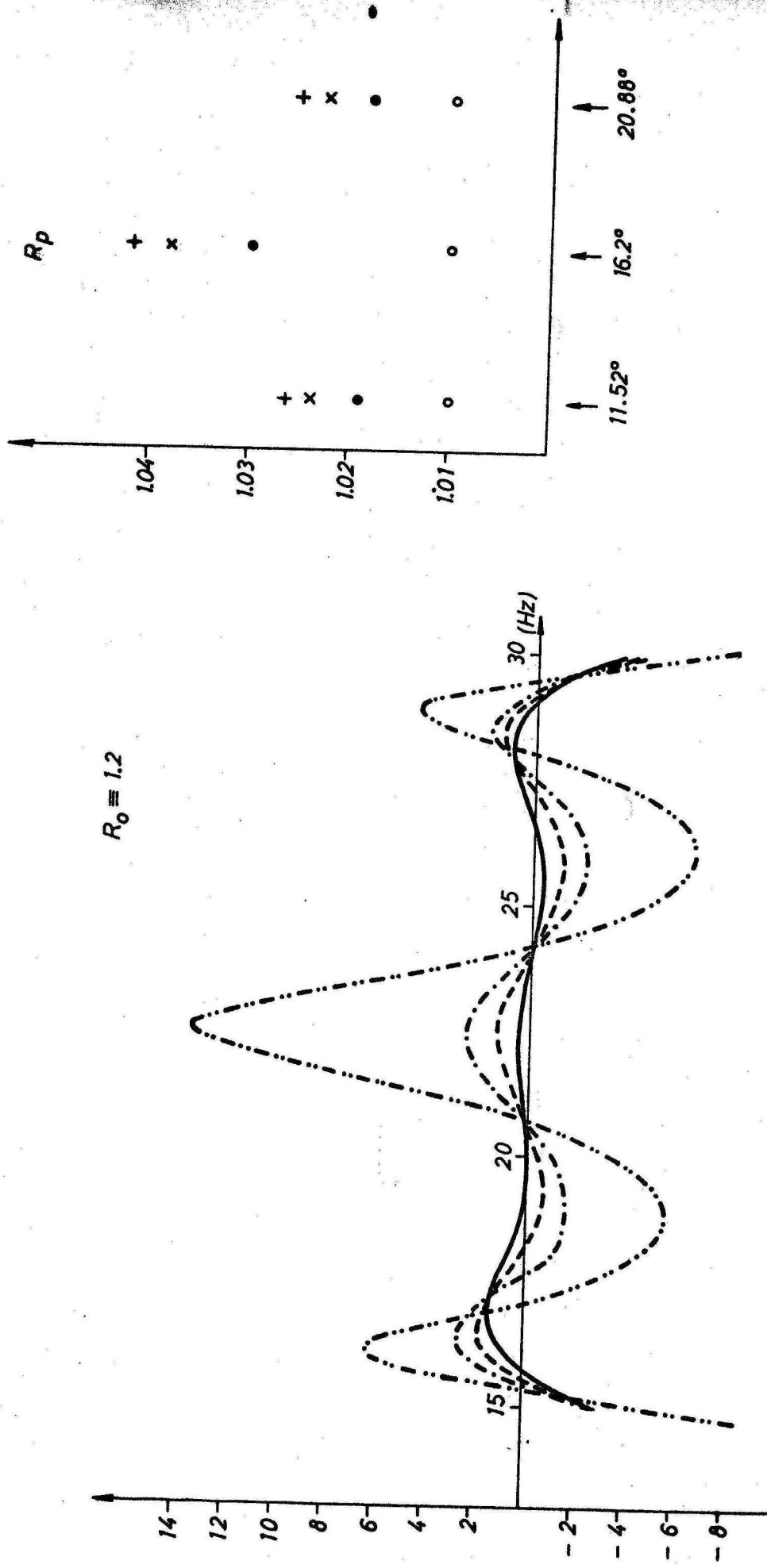
algoritmusból. Lényegesebb következmény, hogy gyorsan megfelelő közelítés érhető el. A következőkben ismerttetendő szűrők számításának gépileje minden esetben 30 sec-nál kisebb volt.

4. Az eljárás tetszőleges $A(f') > 0$ szűrő tervezésére alkalmas, míg Mooney módszere csak sávszűrő tervezését teszi lehetővé.

A módszer alkalmazására gyakorlati példaként időben változó sávszűrésben használható sávszűrősorozat tervezését mutatjuk be. A szűrők határfrekvenciái a következők: 15 Hz - 30 Hz, 30 Hz - 45 Hz, 45 Hz - 60 Hz, 60 Hz - 75 Hz, végül 75 Hz - 90 Hz. Az irodalomban (pl. Evenden et al, 1970, 90-91 old.) esetenként említett legelső szűrőt (0 Hz - 15 Hz), elhagytuk, mivel tapasztalataink szerint a jelenergia ezen a sávon lényegtelen. Ha a mintavételi távolság 2 ms, a szűrők sáv szélessége relatív frekvenciában 0.03, fokban kifejezve 10.8° . Számításaink szerint a pólus- és zérusirányokat a sávhatároktól 0.002 relatív frekvencia-egységgel azaz 0.72° -kal beljebb választva könnyen elérhető, hogy a -3 db-es pont a sávhatárra essen. Két pólus-zérus párral azonban a sávon belül nem érhető el jó közelítés. A sáv közepén egy további párt felvéve már a szeizmikus adatfeldolgozás ~~szám~~ számára elegendő pontosság biztosítható. Így a párok távolsága 4.68° .

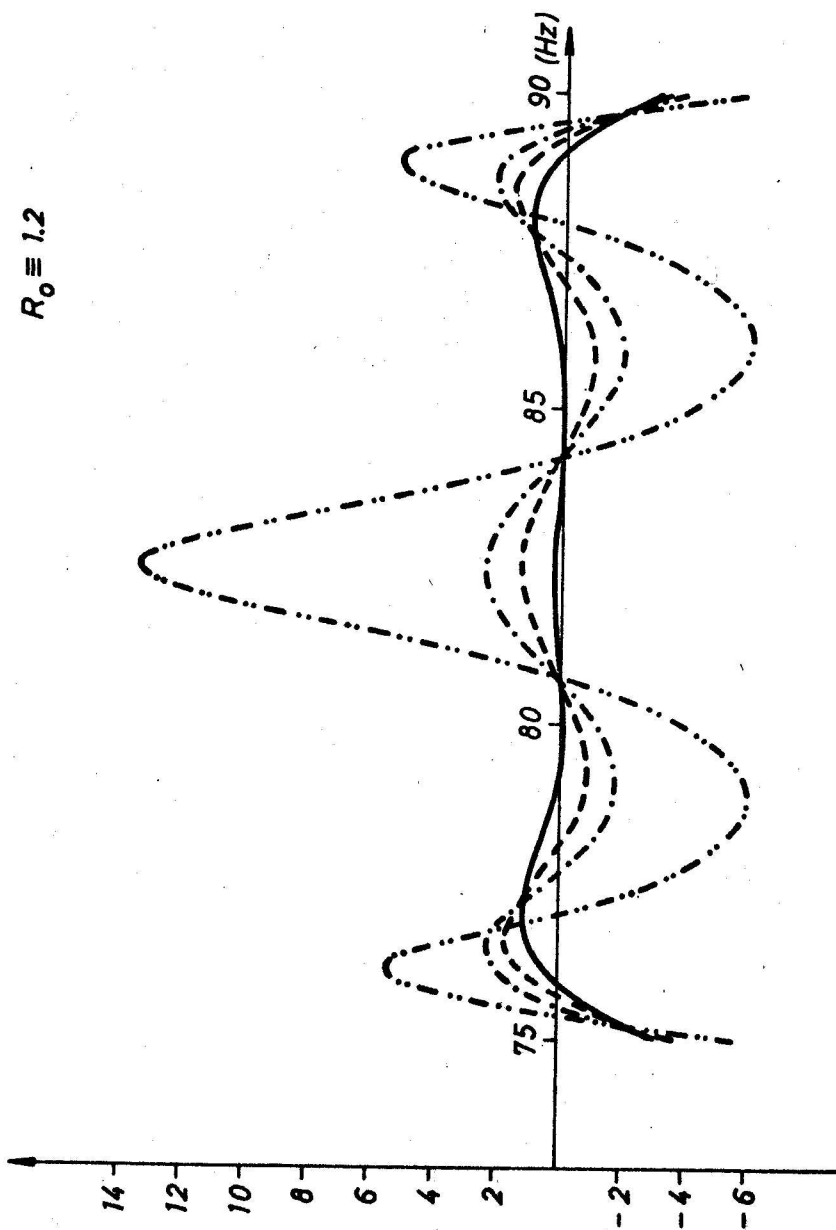
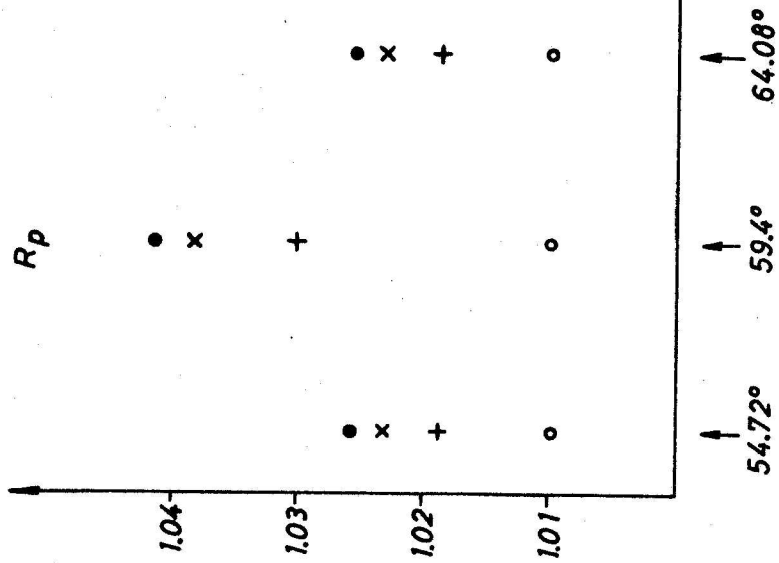
(Megjegyezzük, hogy Mooney 0.5° , 1° , de legfeljebb 2° távolságot tart megfelelőnek, ábrái 1° -os elhelyezésre vonatkoznak .)

A közelítés jóságának jellemzésére az átlag-négyzetes eltérést használtuk. Ennek számításában figyelmen kívül hagytuk a sávhatárokat (-3 db-es pontokat) és 0.001 relatív frekvencia lépésenként, összesen 29 pontban irtuk elő, hogy $A(f')=0$ legyen. Az átlag-négyzetes eltérés mind az öt szűrő esetén már a második iterációs lépésben 1.0 alá csökkent és az $5.-8.$ lépésekben elértük, hogy a maximális eltérés ^{is} kisebb legyen 1.0 db-nél. A konvergencia az alacsony frekvenciás szűrőknél volt valamivel lassúbb. Ennek oka érthető: itt nagyobb a negatív frekvenciáknál elhelyezett pólus - zérus párok hatása. Az első szűrő határai 10.8° és 21.6° , míg az utolsóé 54° és 64.8° . Az első néhány iterációs lépés eredményeit a két szélső esetre a 2.2 és 2.3 ábrákon mutatjuk be. Baloldalon a közelítő átviteli függvények, jobboldalon a pólussugarak változásai láthatók. Feltüntettük még a pólusirányokat is. Az átviteli függvényeknek csak az adott sávba eső részét ábráztuk. A közbülső szűrők viselkedése hasonló. A javulás gyorsasága illetve az egyes lépésekben tapasztalt maximális eltérések értéke a két szélső eset közé esik.

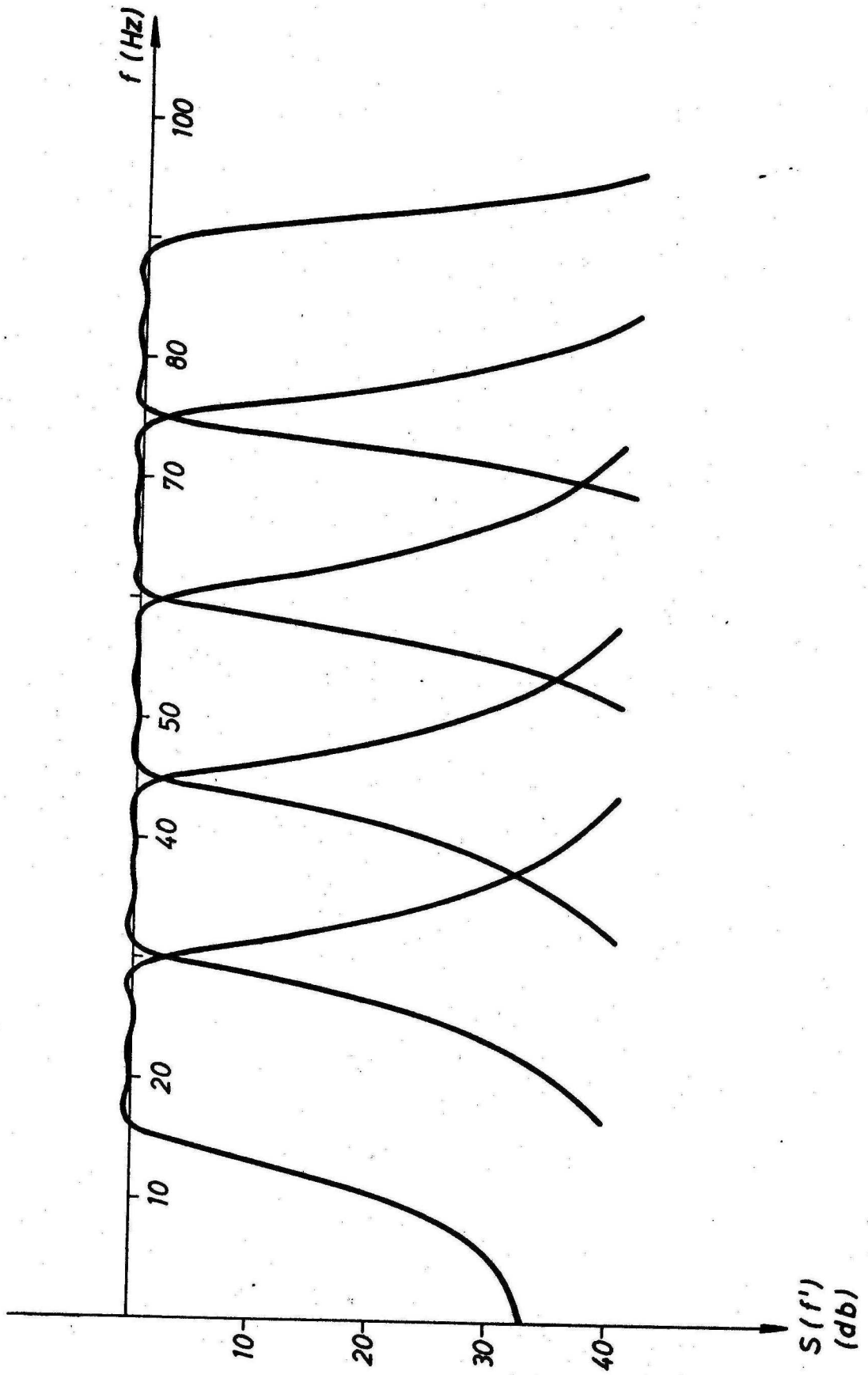


$R_0 \approx 1.2$

2.2 ábra



2.3 ábra



2.4 ábra

A 2.4 ábra a szűrősorozat átviteli függvényeit mutatja be csaknem a teljes Nyquist intervallumon. Ennek utolsó harmadát azért hagytuk el, mert az átviteli függvények értéke itt már alig változik és eléggé kicsiny.

Megjegyezzük, hogy 4 párt (és konjugált párjait) alkalmazva még jobb közelítés érhető el, - kisebb maximális eltérés az átviteli sávban, nagyobb csökkenés a sávon kívül. Minden új pár kimeneti pontonként öttel több szorzást és ugyanannyi összeadást jelent a szűrés végrehajtásakor. A műveletek számának 33 %-os növelése azonban nem volna gazdaságos, mert a szeizmikus dinamikataromány figyelembevételével joggal mondható, hogy a 2.4 ábra szűrői időben változó sávszűrés elvégzésére teljesen megfelelők. Ha a feladat az $A(f')$ átviteli függvény még jobb közelítését kívánja meg, a pontok számát növelhetjük.

Irodalom

- Aguilera, R., Debremaecker, J., Hernandez, S., 1970:
Design of recursive filters
Geophysics, Vol 35. No 2. p. 247-253
- Archambeau et al, 1965: Data processing techniques for
the detection and interpretation of teleseismic
signals. Proc IEEE Vol 53. No 12. p.1860-1884
- Blackman, R.B., 1965: Linear data-smoothing and prediction
in theory and practice
Addison - Wesley, Mass.
- Brophy, F. and Salazar, A.C., 1973: Consideration of the
Padé approximant technique in the synthesis
of recursive digital filters
IEEE Trans. AU - 21, p. 500-505
- Brophy, F. and Salazar, A.C., 1974: Recursive Digital
Filter Synthesis in the Time Domain
IEEE Trans. ASSP - 22, No 1. p. 45-55
- Burrus, C.S. and Parks, T.W., 1970: Time domain design of
recursive digital filters
IEEE AU - 18. p. 137-141
- Cadzow, J.A., 1974: Digital notch filter design procedure
IEEE Trans. ASSP - 22, No 1. p. 10-12
- Deczky, A.G., 1972: Synthesis of recursive digital filters
using the minimum p-error criterion
IEEE Trans. AU -20. p. 257-263
- Evenden, B.S., Stone, D.R. and Anstey, N.A., 1970:
Seismic Prospecting Instruments Vol 1.
Borntraeger, Berlin

Freeny, S.L., 1975: Special Purpose Hardware for Digital Filtering.

Proceedings of IEEE Vol 63. No 4. p.633-649

Helms, H.D., 1971: Digital filters with equiripple or minimax response

IEEE Trans. AU - 19. p. 87-93

Holz, M. and Leondes, C.T., 1966: The synthesis of recursive digital filters. Jour. ACM. Vol 13. No 2.p. 262-280

Jury, F.J., 1964: Theory and Application of the z-Transform Method. John Wiley - Sons, Inc. New York

Kaiser, J.F., 1966: Digital filters, a System analysis by Digital Filter F.F. Kuo és J.F. Kaiser / szerkesztők/ összeállítása 7. fejezete Wiley New York

Knowles, J.B. and Edwards, R., 1965: Effect of a finite-word length computer in a sampled-data feedback system. Proc. IEEE Vol 112. p.1197-1207 / pontosság mint járulékos zaj /

Mersereau, R.M. and Dudgeon, D.E., 1975: Two-dimensional Digital Filtering

Proceedings of IEEE. Vol 63. NO 4.p. 610-624

Meskó A., 1972: A digitális szeizmikus feldolgozás alapjai /Egy. jegyzet/ Tankönyvkiadó

Meskó A., 1973: Numerikus szűrési módszerek alkalmazása geofizikai adatok feldolgozásában. I kötet METESZ

- Meskó A., 1973: Pole-and-zero design of recursive filters
Annales, Vol XIV. p. 121-136
- Meskó A., 1975: On the design of band-pass type recursive
filters /megjelenőben/
- Meskó A. - Szulyovszki I., 1972: Frekvencia-, idő- és z-
tartományban végzett sávszűrés összehasonlítása
Magyar Geofizika. Vol XIII. 116-122 old.
- Mooney, H.M., 1968: Pole-and-zero design of digital filters
Geophysics. Vol 33. No 2. p. 354-360
- Pelladini, F. et al, 1969: Synthèse des filters digitaux
avec contre-réaction dans le domain des
fréquences. Mitteilungen AGEN. Nr 9.p. 30-40
- Rader, C.M. and Gold, B., 1967: Digital filter design
techniques in the frequency domain
Proc. IEEE Vol 55. p. 149-171
- Shanks, J.L., 1967: Recursion filters for digital processing
Geophysics. Vol 32. No 1. p. 33-51
- Steiglitz, K., 1970: Computer aided design of recursive
digital filters
IEEE Trans. AU - 18. p. 123-129
- Treitel, S. and Shanks, J.L., 1971: The design of multistage
separable planar filters
IEEE Trans. Geoscience Electronics. Vol GE-9.p.10-27

3 Fejezet

A gravitációs inverz feladat megoldása gyakorlati kutatási feladatok esetén

3.1 Bevezetés

A potenciálelméletből (pl. Mc Millan, 1958) ismeretes, hogy a gravitációs inverz feladat egyértelműen nem oldható meg még teljesen pontos adatok esetén sem. Ha a teret létrehozó test sűrűségét ismerjük is, alakja még mindig határozatlan, abban az értelemben, hogy különböző alakzatokkal azonos gravitációs hatás érhető el. További megszorítások szükségesek ahhoz, hogy a feladatot egyértelművé tegyük (Skeels, 1947, Smith, 1961, Corbató, 1965, Negi és Garde, 1969, Al-Chalabi, 1971).

Gyakorlati mérések esetén további nehézségekkel találkozunk. Egyrészt integrált hatást észlelünk, melyben a számunkra érdekes ható teréhez távolabbi, de sokkal nagyobb tömegű hatók regionális tere adódik, másrészt a redukciók kis hibái, a mérések pontatlanságai, de főként a felszinközeli inhomogenitások rendezetlen zajokkal terhelik adatainkat. Sávszűréssel a két zavaró komponenst csökkenthetjük, de a szűrés

eredménye sem lehet azonos a ható terével. A megoldás szükségképpen csak az egyértelművé tett geológiai modellre vonatkozik és kvalitatív jellegű. Az alkalmazandó módszernek emiatt eléggé gyorsnak kell lennie, hogy segítségével több modellt is analizálhassunk, illetve olyan paramétereket kell rögzítenie, melyek elfogadható pontossággal megadhatók.

Iterációs eljárást dolgoztunk ki, mely ismételten igényli a direkt feladat megoldását. A teljes műveletsor gyorsaságának szempontjából különös jelentősége van a direkt feladat (adott alakú és sűrűségű test gravitációs hatásának számítása) gyors megoldásának. Emiatt külön alfejezetben (3.2) ismertetjük a gravitációs direkt feladatot. A 3.3 alfejezetben kerül sor az inverz feladat szénhidrogénkutatásban hasznos változatának tárgyalására, közelítően ismert mélységű sűrűségugrás felület követésére. A kutatási téma tudományos előzményeit és irodalmát az egyes alfejezetekben ismertetjük.

3.2 A gravitációs direkt feladat gyors megoldása

A ható sűrűségének eltérését a homogén környezettől jelölje $\rho(x, y, z)$. Mint ismeretes, a $\rho(x, y, z)$ sűrűségeloszlás gravitációs terének vertikális komponense a hatón kívül fekvő (x_0, y_0, z_0) pontban

$$g(x_0, y_0, z_0) = G \int_{\Omega} \frac{(z_0 - z) \rho(x, y, z)}{|\vec{r}|^{3/2}} d\sigma$$

ahol G a gravitációs állandó, a z tengely vertikális és az \vec{r} vektor komponensei $x - x_0, y - y_0, z - z_0$. Az integrálást a ható Ω -val jelölt teljes térfogatára kell elvégezni.

Gyakorlati feladatokban a $\rho(x, y, z)$ helyett konstans ρ_0 sűrűségkülönbséget szoktak alkalmazni. Az általánosság megszorítása nélkül feltehetjük, hogy a hatót alulról vagy felülről vízszintes sík határolja. Tetszőleges alakú ható két ilyen módon specializált hatóból összetehető. Ha az alsó határfelület a sík és az x, y koordinátarendszert ebben a síkban vesszük fel, a felső határt pedig $h(x, y)$ írja le, végül figyelembe vesszük, hogy a méréseket

is vízszintes síkra redukáljuk és az alaplap és vonatkoztatási vízszintes sík közötti távolságot H -val jelöljük az integrált

$$g(x_0, y_0) = \int_0^H \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{h(x, y)}{|\bar{r}|^{3/2}} dx dy dz$$

alakúvá egyszerűsíthetjük. Gyakorlati feladatokban ezt az integrált kell számítani. Ha "szabályos" testek terét (gömb, hasáb, henger, kúp stb.) kell meghatározni $h(x, y)$ egyszerű alakú függvény.

Ismeretes azonban, hogy még a felsorolt alakzatok közül is csak a gömb és hasáb tere fejezhető ki zárt alakban. Szabálytalan, nem analitikus $h(x, y)$ képlettel leírt határfelületű testek gravitációs terének meghatározására pedig szükségképpen közelítő módszereket kell alkalmazni. A számítások alapja minden esetben az, hogy valamilyen szabályos alakú és egyszerűen meghatározható gravitációs hatással rendelkező testekből építik fel a közelítendő alakzatot.

A klasszikus módszerekre, különböző nomogramok alkalmazására nem térünk ki. Csupán azt jegezzük meg, hogy még 1972-ben is publikáltak egyes változatokat (Morgan, Faessler). Az összefoglaló munkákban: Nettleton, 1940, Heiland, 1940, Jakosky, 1961,

Jung, 1961, Grant-West, 1965, Garland, 1971, stb. megtalálható a nomogramok szerkesztésének és felhasználásának leírása. Általános jellemzőjük az, hogy felszini pontonként külön-külön ki kell olvasni majd összegezni a ható metszetére helyezett diagramm adatait. Alkalmazásuk nehézkes, kevéssé pontos. Többnyire kétváltozós, egyik irányban végtelen kiterjedésűnek reitétélezett alakzatok gravitációs terének meghatározására alkalmasak.

A háromdimenziós hatók terének meghatározása a számítógépek bevezetése után vált reális célkitűzéssé. Mivel sok ponban kell meghatározni a g értéket, lényeges a műveletek számának csökkentése, a kívánt pontosság megtartása mellett. Ez a témával foglalkozó szerzők mindegyikének közös törekvése.

Az egyik első és ma már klasszikusnak tekinthető eljárás Talwani és Ewing, 1959, 1960, nevéhez fűződik. Említett szerzők a testet vízszintes síkokkal vékony lemezekre osztották, a lemezek határát poligonokkal közelítették. A lemezek terét középvonalukban elhelyezett felületi sűrűségeloszlással, majd a felületre vonatkozó integrált a kerületre vonatkozó integrálással helyettesítették. Végül a kerületi integrált a poligon csúcspontjainak koordinátaival fejezték ki. A teljes test gravitációs

hatása a felvett koordinátarendszer origójában a lemezek gravitációs hatásainak összege.

A módszer gyakorlati alkalmazásához a test szintvonalas képéből kell kiindulni. A szintvonalakon kellő sűrűséggel ki kell olvasni az (x,y) koordinátákat, melyek a poligon csúcsai lesznek. Bonyolultabb alakzat esetén nagyszámú bemeneti adatra van szükség. A módszer pontossága néhány százalék, ha a szintvonalak és a poligonok csúcsai eléggé közel vannak egymáshoz. Az eljárás hosszú időn át az egyetlen gyakorlatilag alkalmazott számítógépes módszer volt, mert nehézsége ellenére még elfogadható számítástechnikai követelményeket támasztott. Kétváltozós alakban több szerző használta szeizmikus, gravitációs és mágneses adatok integrált értelmezésére, pl. Williams, 1971.

A javasolt módszerek egy másik csoportja derékszögű prizmákat használ a test közelítésére. Nagy, 1966, hasábokból építette fel a közelítendő testet, Botezatu et al, 1971, kockákat alkalmazott, Cordell és Henderson, 1968, hengereket és függőleges tömegvonalakat használt. A derékszögű prizma terének számítására Goodacre, 1973, egyszerű képletet adott meg, mely a Nagy által használtaknál gyorsabban számítható. A témakörben megjelent legújabb dolgozat

Mufti, 1975 iterációs eljárást ismertet és a testet különböző méretű kockákból építi fel. Az iteráció a kockák méretének felezésére vonatkozik. Az első lépésben megkeresi a testben még elhelyezhető legnagyobb méretű kockát (zérus közelítés), ezután a test üresen maradt részeibe helyezhető fele méretű kockákat, a második lépésben a legnagyobb kocka élhosszúsága egynegyedének megfelelő kockákat stb. Tapasztalata szerint az iteráció a második vagy harmadik lépésben a test elegendő jó közelítését adja. Szerző a kockák terének számításában is egyszerűsítéseket alkalmaz. Ezek jogosultságát egy dolgozatban (1973) illetve a dolgozat kis számítási hibáit korrigáló megjegyzésben (1975) részletesen megvizsgálta.

Mivel ismertetendő eljárásunk az alkalmazott közelítést szintén felhasználja kissé részletesebben tárgyaljuk. Megjegyzem, hogy a közelítés jogosultságával kapcsolatban több vizsgálatot végeztem, de ezek csak kutatási jelentésben szerepeltek illetve egy 1974-ben tartott előadásban (Torun, MGE XIX nemzetközi szimpozion) rövid megjegyzésként hangzottak el és így a hibavizsgálatra vonatkozóan Mufti, 1975, dolgozatának prioritása kétségtelen.

Helyezzünk el egy $2a$ élhosszúságú kockát egy x, y, z derékszögű koordinátarendszer középpontjában

úgy, hogy élei párhuzamosak legyenek a koordináta-tengelyekkel. Gravitációs terének z irányú komponensét vizsgáljuk egy külső $P(x, y, z)$ pontban. Ha $P(x, y, z)$ távolsága az origótól elegendő nagy, a kocka gravitációs tere helyettesíthető az origóba helyezett, vele megegyező tömegű pont terével. Az "elegendő nagy" távolság a kívánt pontosságtól és a kocka méreteitől függ. Legyen a kívánt pontosság $\pm 0.1\%$. Az eredmények egyszerűen fejezhetők ki, ha dimenziótlan távolságokat vezetünk be. Legyen

$$z' = \frac{z}{a} \quad (\text{vertikális távolság})$$

és

$$r_h' = \left[\left(\frac{x}{a} \right)^2 + \left(\frac{y}{a} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (\text{horizontális távolság}):$$

Mufti 1975 részletes analizise szerint a tömegpont közelítés jogosult ha $z' \geq 3$ és ugyanakkor $r_h' \geq 6.25 - z'$, vagy ha $z' < 3$ de $r_h' > 3.25$.

A számunkra érdekes hatók: felszínének mélysége néhány kilométer, a kocka élhosszát pedig 0.5 km vagy 1 km értéknek célszerű választani, mert ekkora a gravitációs mérésekben alkalmazott rácstávolság is. Az első egyenlőtlenség párból következik, hogy a tömegpont $\pm 0.1\%$ -nál kisebb hibával helyettesíti a kockát, amennyiben $z' > 6.25$. 0.5 km-es illetve 1.0 km-es rácshálózat esetén ez a ható felszínének

tényleges mélységre a $z > [6,25 \cdot 0,25 - 0,25] \text{ km} \approx 1,31 \text{ km}$ illetve $z > [6,25 \cdot 0,5 - 0,5] \text{ km} \approx 2,62 \text{ km}$ egyenlőtlenségek teljesülését kívánja meg. Emiatt az 500 méteres élhosszúságú kocka (500 méteres rácstávolság) csaknem minden esetben, de az 1 km rácstávolság is az esetek egy részében megfelelő közelítést biztosít. Néhány esetben finomabb felosztásra is szükség lehet, ha a közelítendő test vertikális kiterjedése kicsiny. Ilyenkor kockára bontás helyett hasábokra bontást is alkalmazhatunk. A hasábok magasságát a ható vastagságának megfelelően vesszük fel. Végül a hasábok terét tömegközéppontjukba koncentrált tömeggel helyettesítjük.

A ható vertikális kiterjedésétől függően két eljárást dolgoztunk ki. Az egyik vékony, lemez-szerű hatók esetén használható (Meskó 1973, 1975a). A másik jelentős mélységingadozások esetén is alkalmazható (Meskó, 1975b). A két eljárás közös vonása, hogy a hatót végső soron tömegpontok összegével közelíti és a tömegpont gravitációs terének Fourier transzformáltját az ismert $\exp [-2\pi h(f_x^2 + f_y^2)^{1/2}]$ formulát használja fel az összegtér gyors számítására. Az eljárások ismertetése előtt felsoroljuk az alkalmazott jelöléseket: H a sík alsó határ mélysége, H' a teljes ható tömegközéppontjának mélysége, $U(I,K)$ a ható felső szabálytalan alakú határának mélysége az I, K koordinátájú pontban, D rácstávolság.

Ha a ható lemezszerű, a teljes tömeget egy H' mélységű ekvivalens rétegbe koncentrálhatjuk. Az I, K koordinátájú pontba koncentrált tömeg $\rho D^2 [H - u(I, K)]$. A g értéke a (J, L) koordinátájú pontban

$$g(J, L) = \frac{D^2 G \rho \sum \sum [H - u(I, K)] H'}{[D^2 (J - I)^2 + D^2 (K - L)^2 + (H')^2]^{3/2}}$$

Ha a hosszúság dimenziójú mennyiségeket kilométerben, a sűrűséget cgs egységben adjuk meg és az eredményt mgal-ban akarjuk kapni a gravitációs állandó helyén 6.67 értékű szorzót kell szerepeltetni. A képlet kétváltozós diszkrét konvolúció számítását írja elő az

$$M(I, K) = 6.67 \rho D^2 [H - u(I, K)]$$

és

$$S(I, K) = \frac{H'}{[D^2 (I^2 + K^2) + (H')^2]^{3/2}}$$

adatrendszerek között. Szimbolikusan \mathcal{M} -mel jelölve az M adatrendszer kétváltozós diszkrét Fourier transzformáltját és \mathcal{F}^{-1} -gyel az inverz Fourier transzformációt

$$g(J, L) = \mathcal{F}^{-1} \left\{ \mathcal{M} e^{-2\pi H' (f_x^2 + f_y^2)^{1/2}} \right\},$$

ahol f_x és f_y a szokásos módon a relativ térbeli frekvenciaváltozókat jelöli. Mivel a transzformációk a

gyors Fourier transzformációs algoritmussal végezhetők el, az eljárás rendkívül gyors.

A nagyobb mélységingadozásoknál alkalmazható módszer a hatót kockák összegével helyettesíti, majd a kockákat pontokká koncentrálna. A ható felépítésében a kocka akkor szerepel, ha tömegközéppontja a ható felszine és H mélységű referenciasík (ható alsó határa) közötti térrészben van. A felépítést az alsó határtól kezdjük. A kockák tömegközéppontjai emiatt a

$$H - (2k+1) \frac{D}{2} \quad (k=0, 1, \dots, k_{\max})$$

síkokon helyezkednek el. Az utolsó figyelembeveendő sík nyilván az, amelyre

$$H - (2k_{\max} + 1) \frac{D}{2} > \min [U(I, K)] .$$

Ha összesen N kockaréteget kell használnunk, a tömegeket az

$$M_n(I, K) = 6,67 \rho D^2 \mathcal{J}_n(I, K) \\ (n = 0, 1, \dots, N-1)$$

adja meg, ahol $\mathcal{J}_n(I, K)=0$, ha a tömegközéppont nincs a térrészben, azaz

$$\tilde{U}(I, K) > H - (2n+1) \frac{D}{2} \quad (n=0, 1, \dots, N-1)$$

illetve $\mathcal{J}_n(I, K)=1$, ha a tömegközéppont benne van a térrészben vagy határán, azaz

$$\tilde{u}(I, K) \leq H - (2n+1) \frac{D}{2} \quad (n=0, 1, \dots, N-1).$$

(\tilde{u} négy szomszédos mélység átlagát jelöli).

Az n -edik réteghez tartozó $S_n(I, K)$ adatrendszer

$$S_n(I, K) = \frac{H - (2n+1) \frac{D}{2}}{\left[D^2(I^2 + K^2) + \left(H - \frac{2n+1}{2} D \right)^2 \right]^{3/2}}$$

Végül a ható gravitációs tere

$$g(\mathcal{J}, L) = \mathcal{F}^{-1} \left\{ \sum_{h=0}^{N-1} \mathcal{F} \left\{ M_n(I, K) \right\} e^{-2\pi \left(H - \frac{2n+1}{2} D \right) (f_x^2 + f_y^2)^{1/2}} \right\}.$$

Ezt az általánosabb második változatot hasonlítjuk össze a jelenleg ismert legmodernebb módszerrel, a Mufti által 1975-ben javasolt eljárással. Közös gondolat a kockákkal való közelítés. Lényeges eltérés három pontban van:

1. Nem igényli különböző méretű kockák elhelyezésének vizsgálatát, mivel eleve elegendően kisméretű kockákat használ. Ezzel feleslegessé válik Mufti eléggé hosszadalmas iterációs eljárása.
2. Nem alkalmazza egyetlen helyen sem az exakt képletet, a megfelelő közelítést úgy éri el, hogy

a kockák élhosszát eleve kicsinek választja. Ezzel kiküszöböli nemcsak a hosszadalmas képlet számítását, de annak kockánkénti vizsgálatát is, hogy szabad-e a közelítő formulát használni.

3. Kihasználja, hogy a közelítő formula Fourier transzformáltja analitikusan megadható illetve azt a tényt, hogy a kétváltozós FFT rendkívül gyors.

A javítások következtében a javasolt módszer - az összes előnyök megtartása mellett - egy nagyságrenddel gyorsabb a szakirodalomban ismertetett legjobb eljárásnál. Ebből nemcsak nyilvánvaló gazdasági előnyök származnak, minőségi változást is jelent. Lehetővé teszi olyan vizsgálatok elvégzését, melyeknek eddig számítástechnikai korlátai voltak, többek között háromdimenziós modellezést geológiailag reális hatókkal és az inverz feladat iterációs megoldását.

Az eljárás pontosságának ellenőrzésére sok modellszámítást végeztünk. Szabályos alakú, zárt formulával kifejezhető gravitációs hatású testek terét számítottuk a pontos képletekkel és az ismertetett közelítő módszerrel. Mint ismeretes, eléggé kevés a zárt képlettel kifejezhető hatás. Csak a gömb és a derékszögű prizma terét tudjuk két dimenzióban tetsző-

leges felszíni pontban vizsgálni. Néhány test gravitációs tere csak bizonyos szelvényekben esetleg ki-tüntetett potokban adható meg zárt képlettel. Ezek közül vizsgáltuk a végtelen vízszintes tömegvonal terét a vonalra merőleges szelvényben. A felsorolt hatókra vonatkozó formulák a következők

Gömb

$$g(x, y) = \frac{GMz}{|r|^{3/2}}$$

(M = tömeg, z = középpont mélysége, r = a középpont és az észlelés pontjának távolsága)

Vertikális prizma (Goodacre, 1973) képlete

$$g(x, y) = G \rho \int \int \int \left[u \ln(v+r) + v \ln(u+r) - w \arctg \frac{uv}{wr} \right] \left| \begin{array}{ccc} x-u_2 & y-v_2 & -w_2 \\ \vdots & \vdots & \vdots \\ x-u_1 & y-v_1 & -w_1 \end{array} \right|$$

ahol $(u_1, v_1, w_1), (u_2, v_2, w_2), \dots, (u_n, v_n, w_n)$ a derékszögű hasáb csúcspontjának koordinátái, $r = (u^2 + v^2 + w^2)^{1/2}$, a koordinátarendszer origója pedig a felszínen helyezkedik el ($z=0$). A szögletes zárójelben álló formulákból 8-tagú kifejezést kapunk az (u, v, w) változók ~~határainak~~ határainak előjelhelyes beírásával.

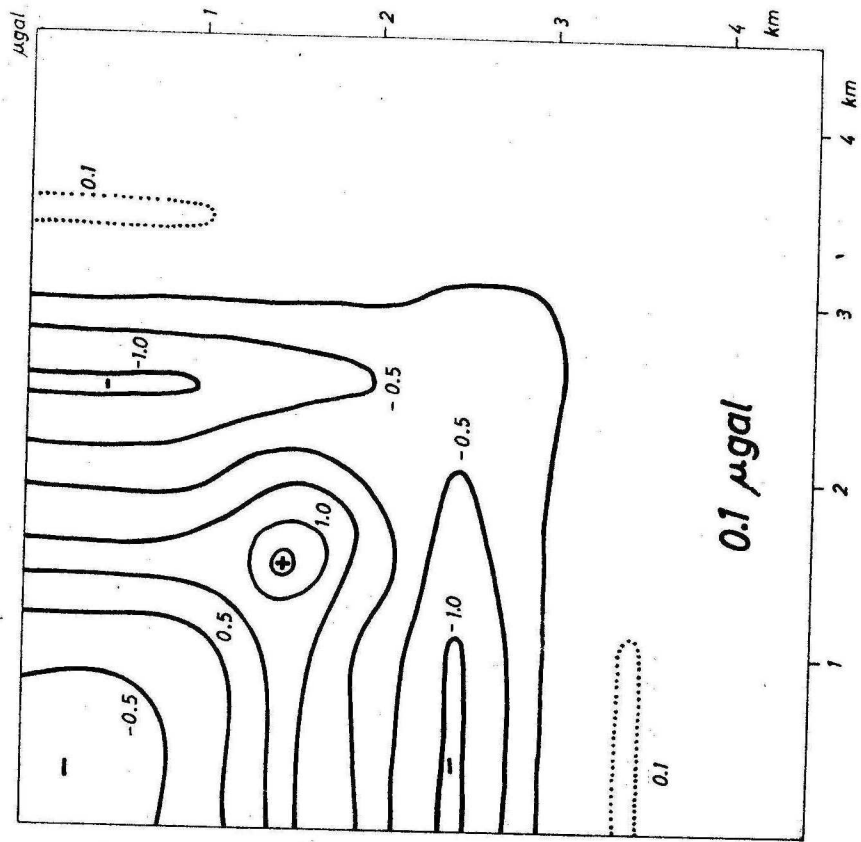
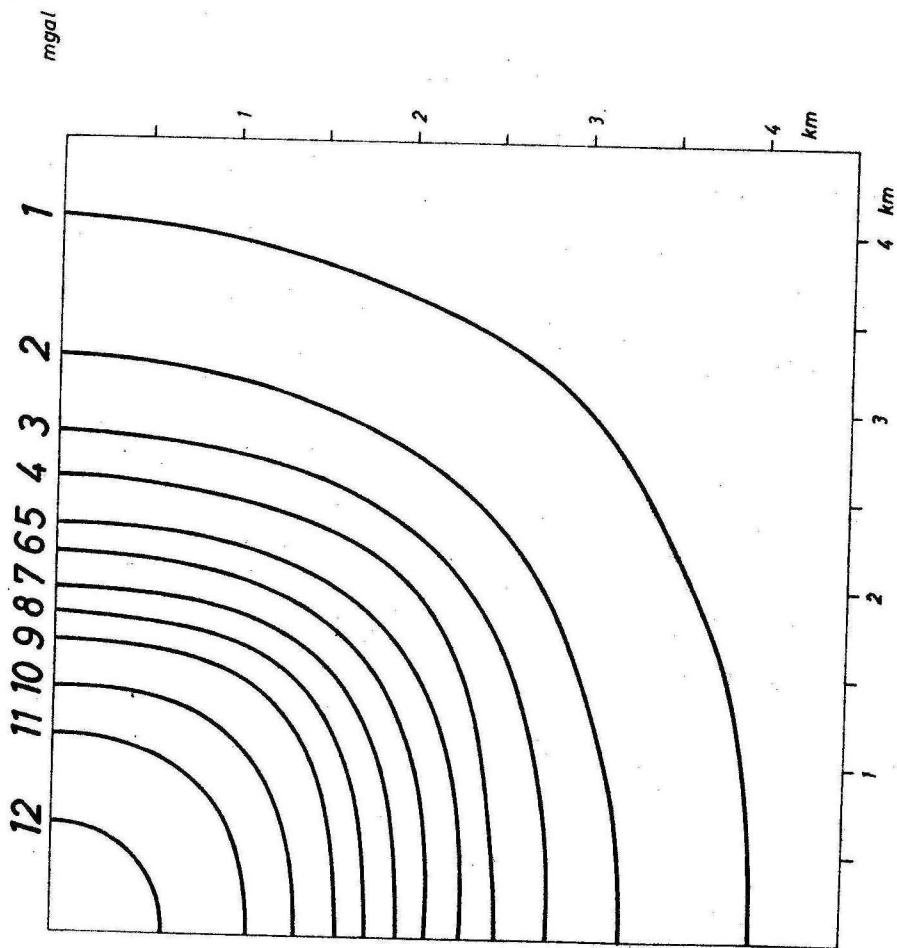
Végtelen, vízszintes tömegvonal tere

$$g(x) = 2G\lambda \frac{H}{H^2 + \lambda^2}$$

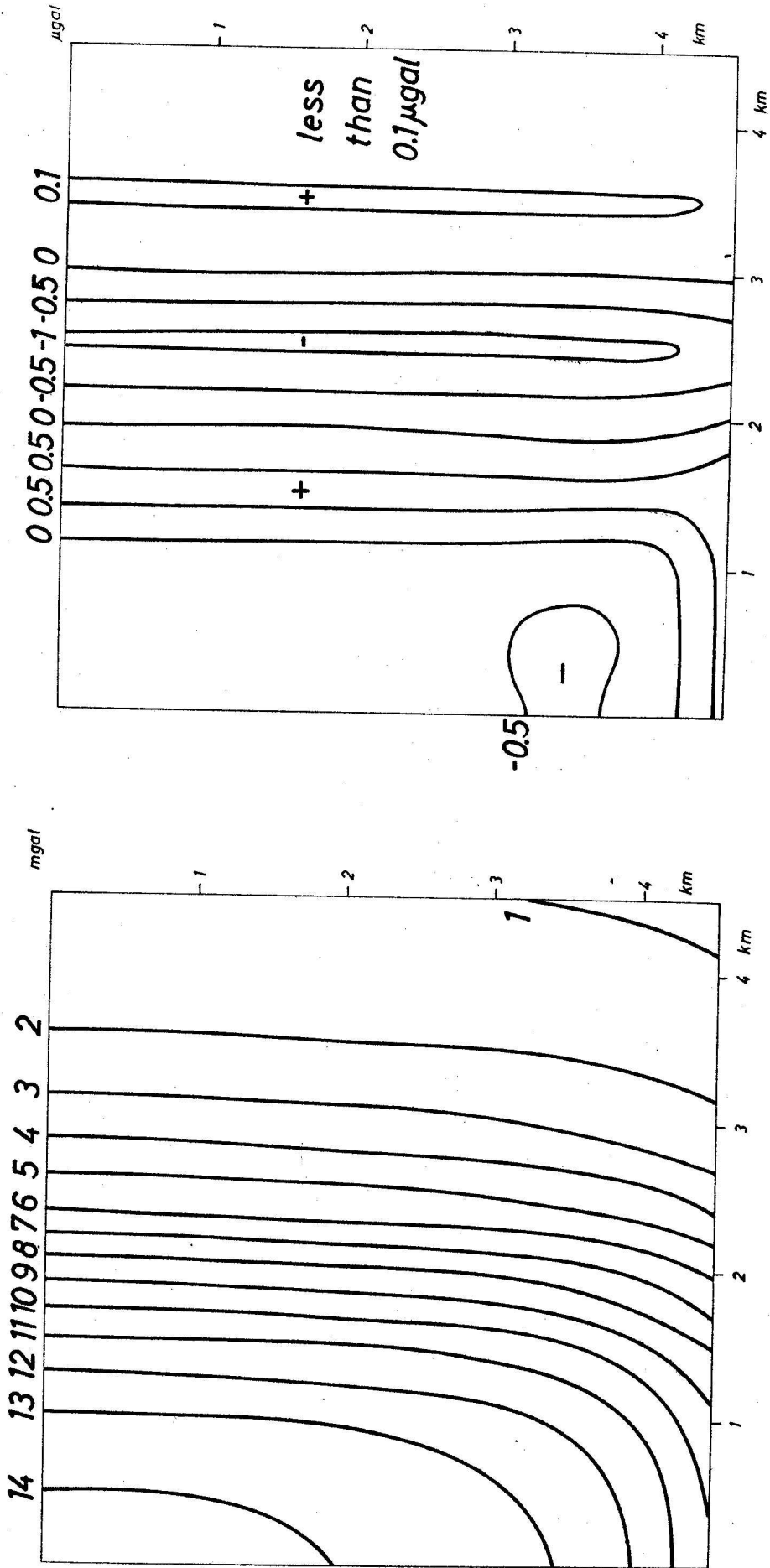
ahol λ a vonalsűrűség (egységnyi hosszúságra eső

tömeg), H a tömegvonal mélysége, és az x koordinátatengely a vonalra merőleges.

A közelítések ellenőrzésében a gömb illetve néhány vastag prizma terének meghatározására az eljárás második változatát használtuk. Az állomástávolság a prizmák esetén 500 méter, a ρ sűrűség 1gcm^{-3} volt. A pontos és a közelítő módszerrel számított $g(x,y)$ adatok közötti eltérés olyan kicsiny, hogy nem ábrázolható. Emiatt az exakt formulával számított tér izovonalait és külön az eltérések izovonalait rajzoltuk meg. A vonalak értékkeze az első esetben 1mgal az eltérések esetén $1\mu\text{gal}$. A vizsgálat-sorozatból két, különböző méretű hasábra vonatkozó eredmények láthatók a 3.1 és 3.2 ábrákon. Különböző sugarú, mélységű és sűrűségű gömbökkel kapcsolatos vizsgálataink közül azt idézzük, mely a szakirodalomban közölt eredményekkel összehasonlítható. Mufti(1975) 3000 láb sugarú, 0.25gcm^{-3} sűrűségű gömb terét számította, a tömegközéppont mélysége 4000 láb volt. A teljes gömb terét két félgömb teréből építette fel. Módszerem alkalmazásával kapott eredményeket, a félgömb és teljes gömb tereit, illetve a g értékét a maximumokon átmenő szelvényeken a 3.3 - 3.5 ábrák mutatják be. Jól látható, hogy az izovonálok koncentrikus körök. Eltérésük a pontos értéktől illetve Mufti közelítésének



3.1 ábra



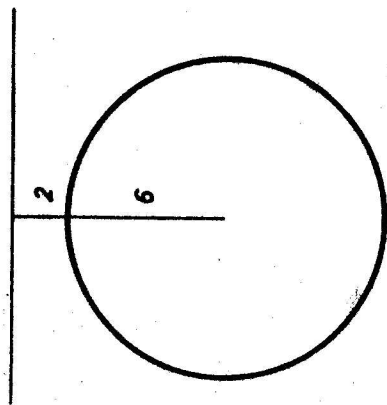
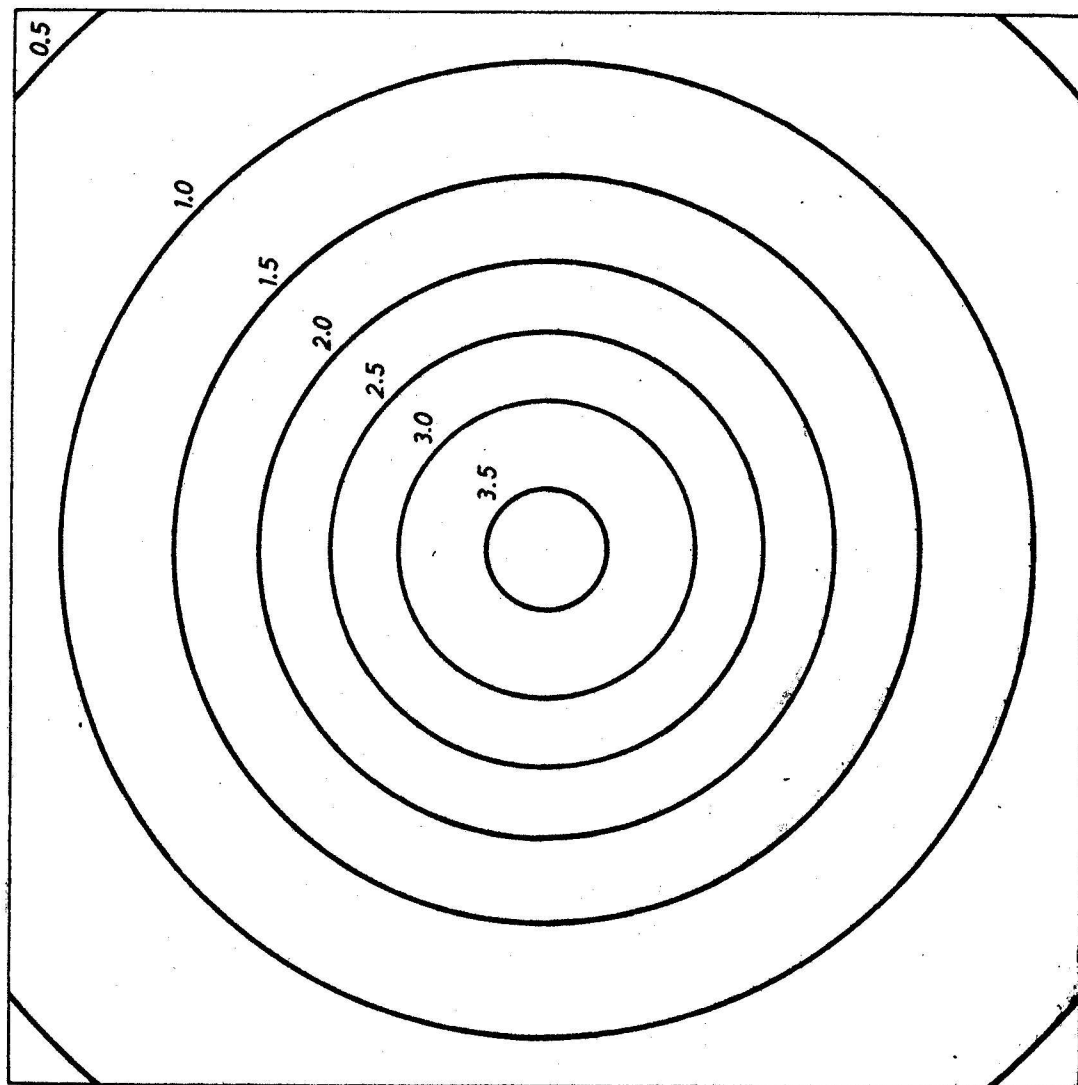
3.2 ábra

eredményeitől nem érzékeltethető.

A teljes gömb analitikusan kapható és különböző közelítésekkel számított gravitációs tere közötti eltéréseket egy, a középponton átmenő szelvényben a 3.6 ábrán mutatjuk be. A jó összehasonlíthatóság miatt a teljes gömböt 24 szeletre osztottuk. Ugyanis ilyen finomságú felosztás szerepel Mufti, 1975 dolgozatában is. Jól látható, hogy módszerem az origó kivételével minden pontban ~~pontban~~ kisebb hibával közelíti az analitikus értéket, mint a többi eljárások.

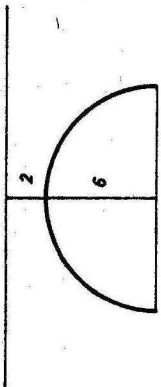
A számértékeket a 3.1 táblázat tartalmazza. Ennek első öt oszlopa Mufti, 1975 dolgozatában közölt (3. táblázat a 184. oldalon) adatokat tartalmaz. A két utolsó oszlopban szerepelnek a most ismertetett módszerrel számított adatok. Megjegyzendő, hogy Mufti jobb közelítést adó 3 ciklusos iterációs eredményeit idéztük, illetve, hogy módszerem lehetővé tesz finomabb felosztást is. Ha a gömböt 48 részre osztjuk és 36 csúcsú poligonokat alkalmazunk a Talwani - Ewing módszer pontosságáig eléri Mufti 3 ciklusos iterációjának pontosságát.

Ag (mg/l)



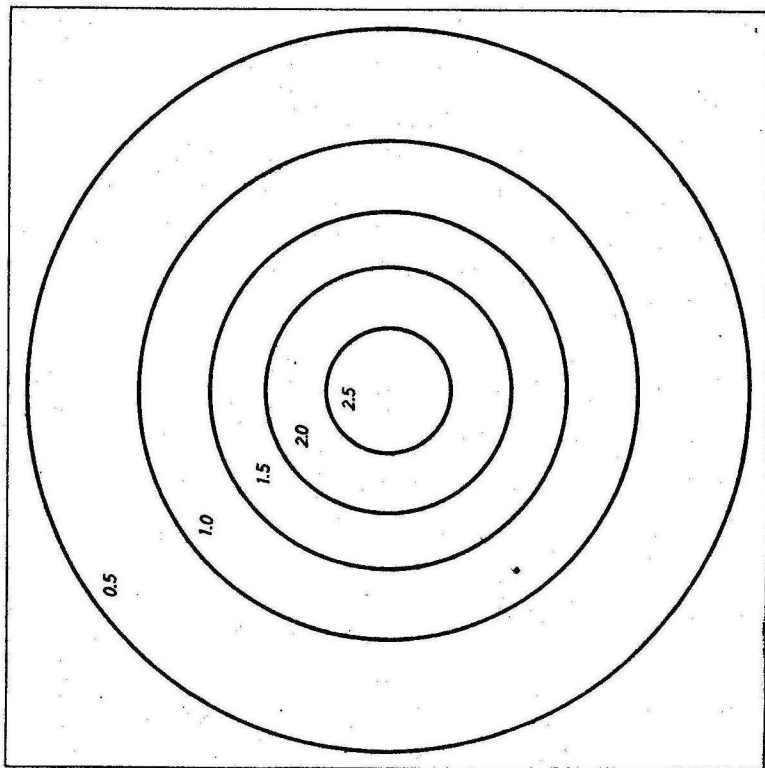
$d = 500 \text{ lbb}$

3.3 ábra

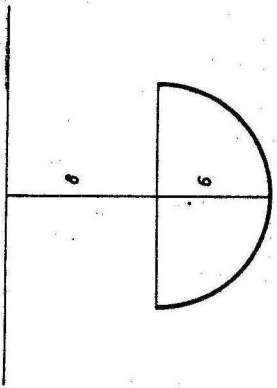


Δg (mgal)

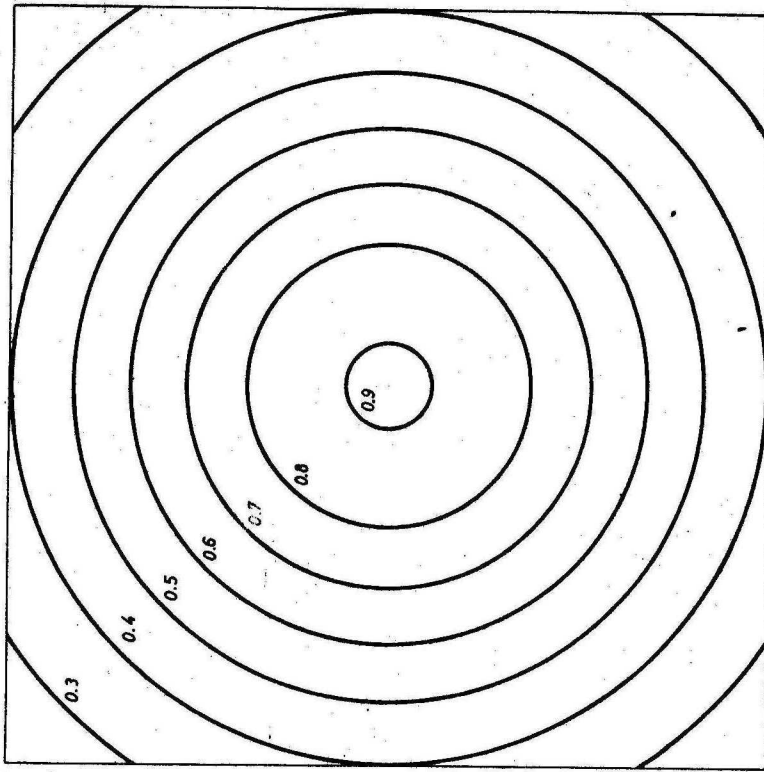
$\Delta \rho = 2.5 \text{ gcm}^{-3}$



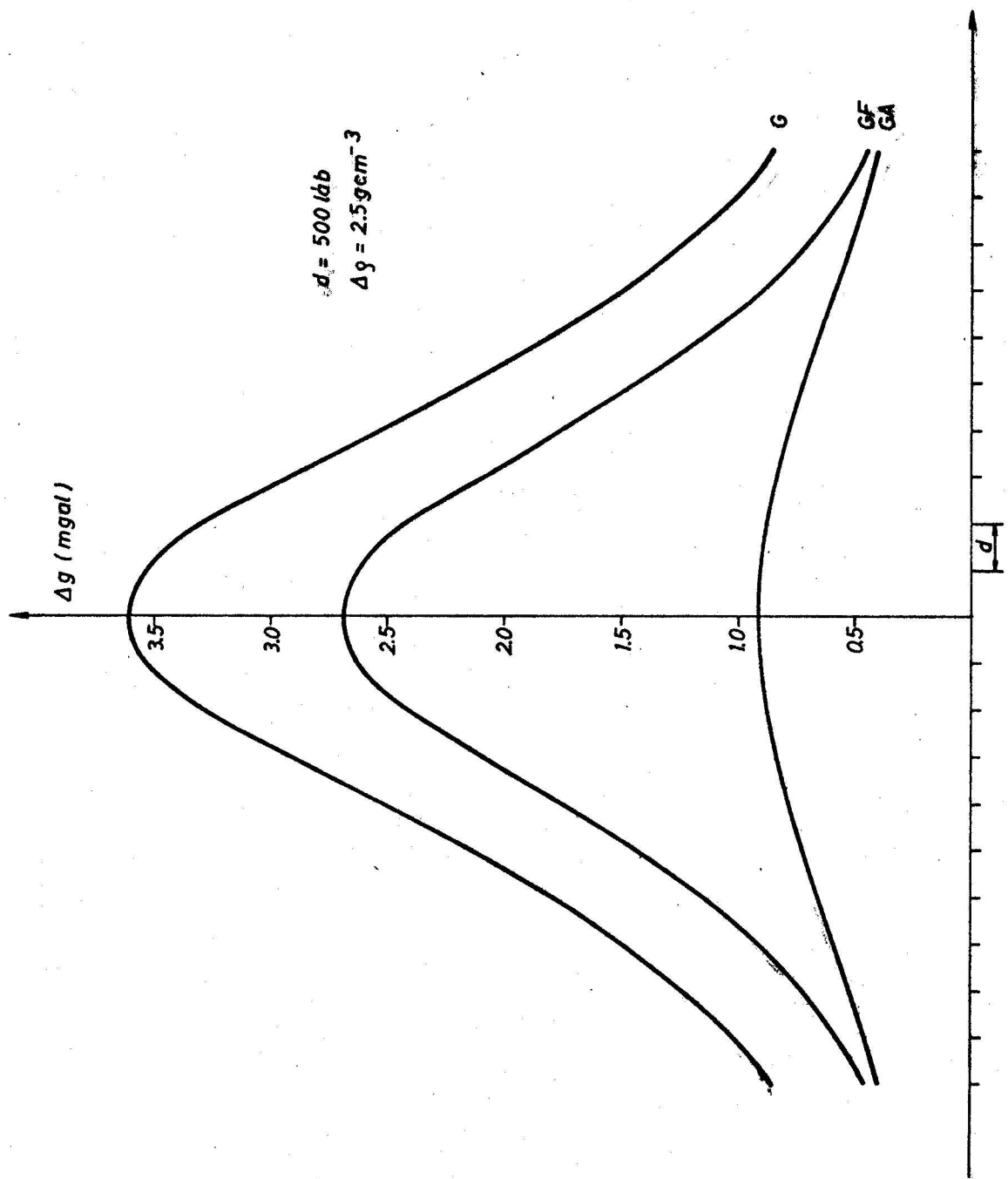
$d = 500 \text{ kb}$



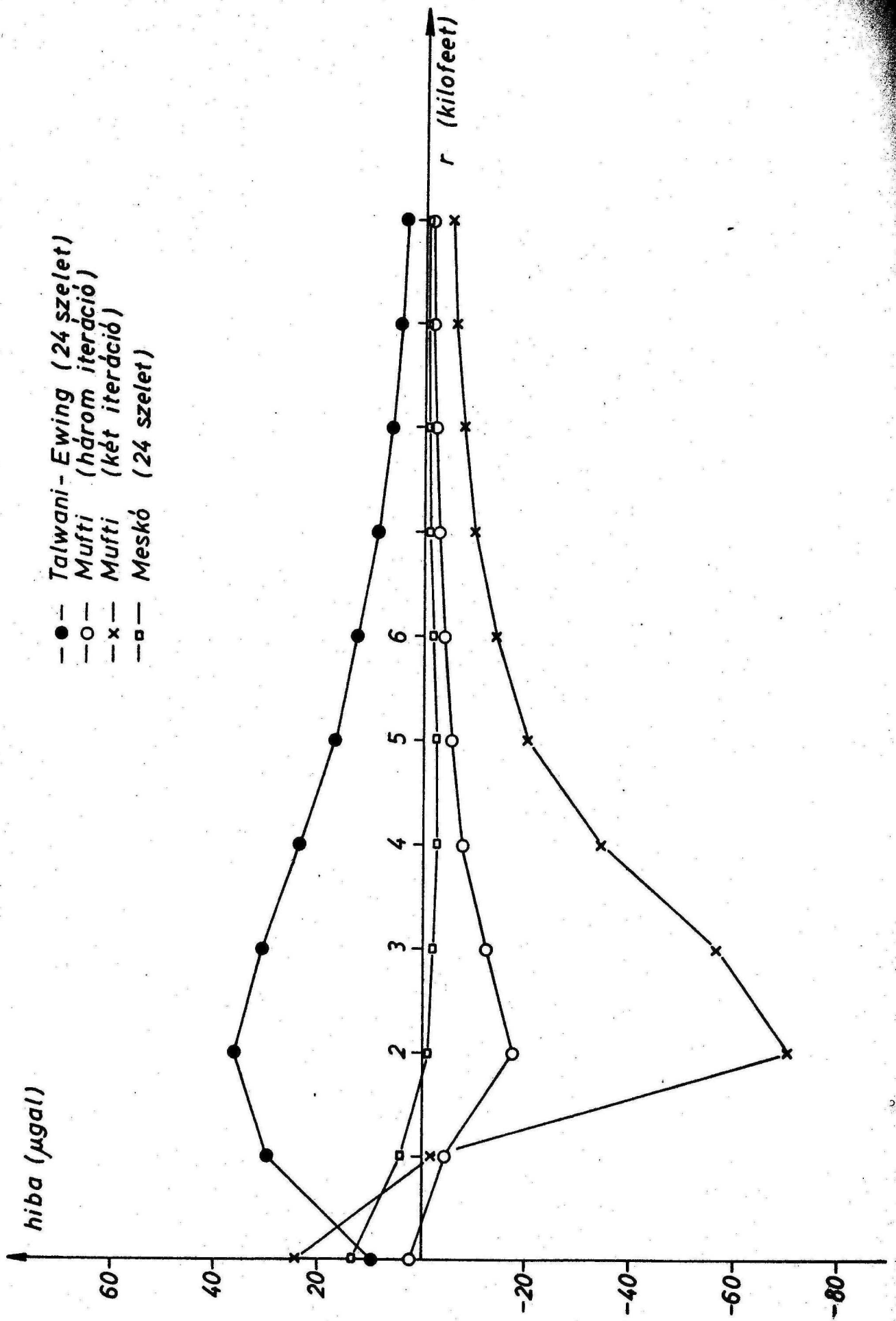
Δg (mgal)



3.4 ábra



3.5 ábra



3.6 ábra

Módszerem ilyen finomságú felosztással már minden pontban μgal -nál kisebb, néhány pontban $0.1 \mu\text{gal}$ -nál kisebb hibával közelíti az analitikus értékeket.

Mufti szerint a 3.1 táblázatban közölt adatok (11 pont) számításához szükséges gépidők:

iterációs módszer Mufti 2 ciklus 17 sec

3 ciklus 49 sec

Talwani - Ewing módszer 138 sec.

Közvetlenül összehasonlítható gépidőt nem tudok megadni, mert az általam használt CDC 3300 volt ami kevésbé gyors a Mufti rendelkezésére álló számítógépnél és módszerem területi számítást végez. A Δg meghatározása 441 pontban 11 helyett, 24 szeletre osztással közelítőleg annyi időt igényelt mint a 3 ciklusos iteráció.

Mindenesetre megállapítható, hogy a javasolt eljárás nemcsak pontosabb, de közelítőleg egy nagyságrenddel gyorsabb is a szakirodalomból ismert legjobb eljárásnál.

3.1 Táblázat

Különböző módszerekkel számított gravitációs adatok összehasonlítása.

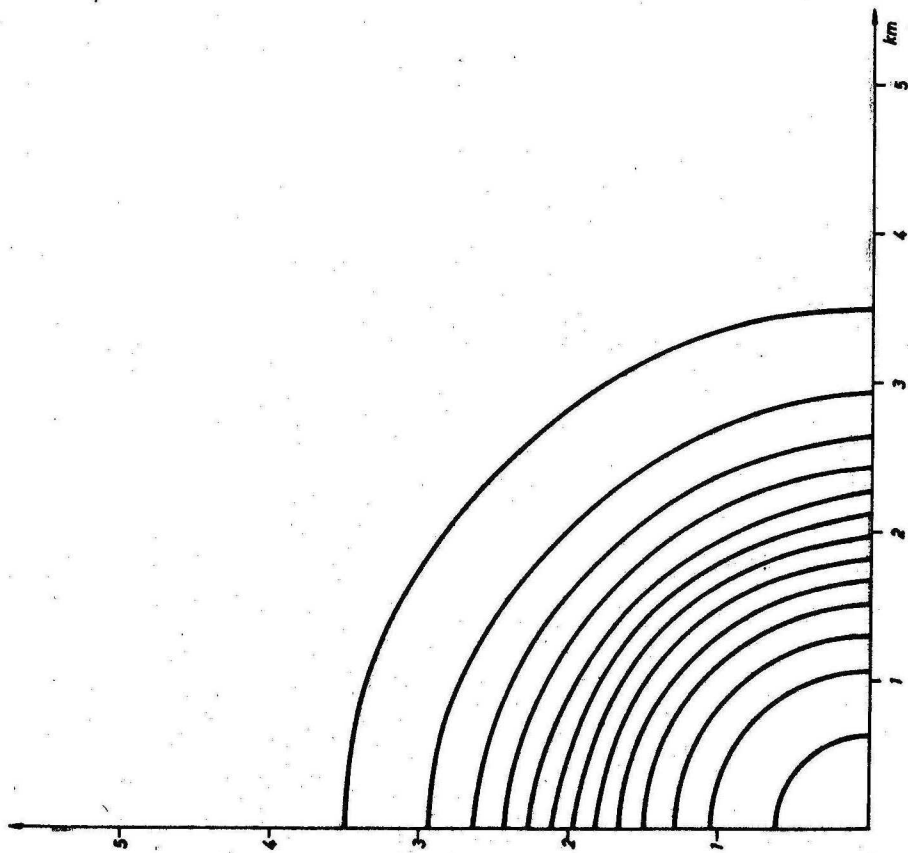
Modellezett test: gömb, sugár: 3000 láb = 914.4 m,
tömegközéppont mélysége 4000 láb = 1219.2 m, sűrűség 0.25 gcm⁻³.

Távolság az x tengely mentén a középpont mélységének egységeiben mérve	Analitikus eredmények (mgal)	Talwani - Ewing módszer		Mufti, 1975módszer		Meskó módszer	
		eredmény (mgal)	hiba (μ gal)	eredmény (mgal)	hiba (μ gal)	eredmény (mgal)	hiba (μ gal)
		0	3.5926	3.6023	9.7	3.5946	2.0
0.25	3.2803	3.3099	29.6	3.2761	- 4.2	3.2845	+ 4.2
0.50	2.5707	2.6066	35.9	2.5530	-17.7	2.5696	- 1.1
0.75	1.8394	1.8702	30.8	1.8272	-12.2	1.8375	- 1.9
1.0	1.2702	1.2940	23.8	1.2627	- 7.5	1.2676	- 2.6
1.25	0.8758	0.8929	17.1	0.8710	- 4.8	0.8734	- 2.4
1.5	0.6132	0.6260	12.8	0.6098	- 3.4	0.6113	- 1.9
1.75	0.4388	0.4477	8.9	0.4363	- 2.5	0.4374	- 1.4
2.0	0.3213	0.3279	6.6	0.3196	- 1.7	0.3204	- 0.9
2.25	0.2407	0.2456	4.9	0.2393	- 1.4	0.2400	- 0.7
2.50	0.1840	0.1877	3.7	0.1830	- 1.0	0.1835	- 0.5

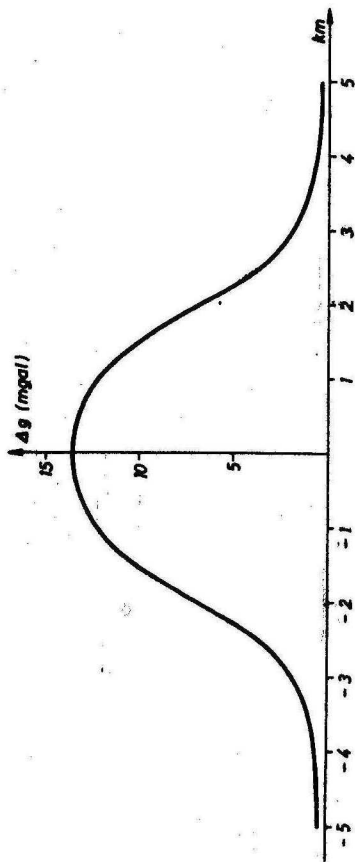
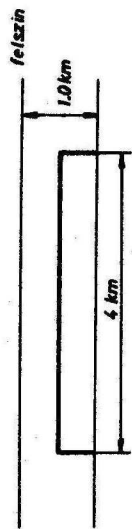
A 3.7 - 3.12 ábrák különböző mélységű és sugarú, függőleges tengelyű hengerek gravitációs terét ábrázolják. A sugarak 4 km illetve 8 km, az alaplap mélységei 1,2 illetve 3 km, míg a vastagság minden esetben 0.5 km. A gravitációs tér izovonalai mellett megrajzoltuk a hengerek metszetét illetve a g értékét a középponton átmenő szelvényben. Az ábrák jól illusztrálják, hogy a közelítés eredménye milyen kevéssé tér el az elvileg koncentrikus körökből álló anomáliaképtől. A számított értékeket most nem hasonlítjuk össze pontos értékekkel, mint az előző két esetben, mert a henger tere analitikusan nem fejezhető ki. Ismeretes azonban a következő közelítő képlet az anomália csúcsértékére:

$$g_{\max} = 2 \pi G \rho \left[H_2 - H_1 + \sqrt{H_1^2 + R^2} - \sqrt{H_2^2 + R^2} \right],$$

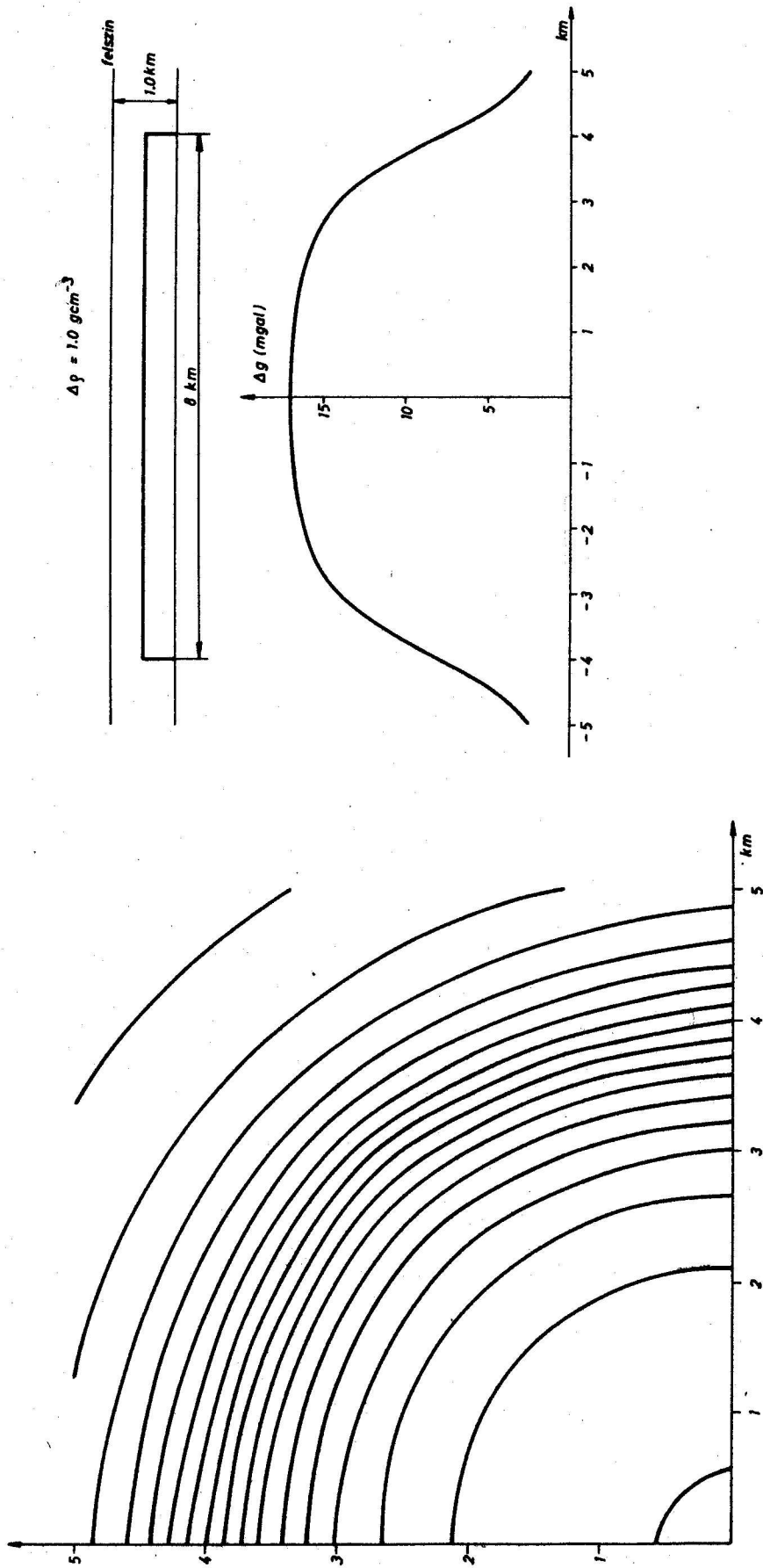
ahol D a henger vastagságát, H_1 a fedőlap, H_2 az alaplap mélységét végül R a henger sugarát jelöli. A képlettel számított értéket a szelvényeken nullkörrel bejelöltük. Ábrázolható eltérés sehol sincsen, a nullkörök gyakorlatilag egybeesnek a számított szelvények megfelelő adataival. Megjegyzendő azonban, hogy az idézett közelítő képlet valamivel nagyobb értéket ad, bár az eltérés egyetlen esetben sem nagyobb 0.1 mgal-nál, (kisebb, mint 1 %).



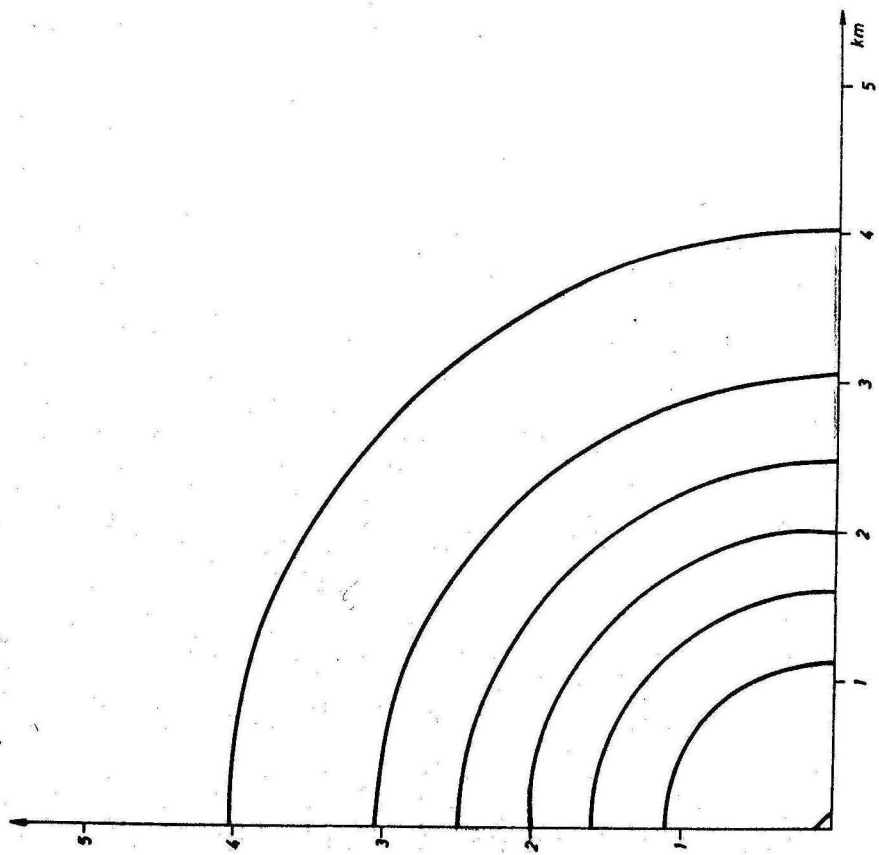
$$\Delta \rho = 1.0 \text{ gcm}^{-3}$$



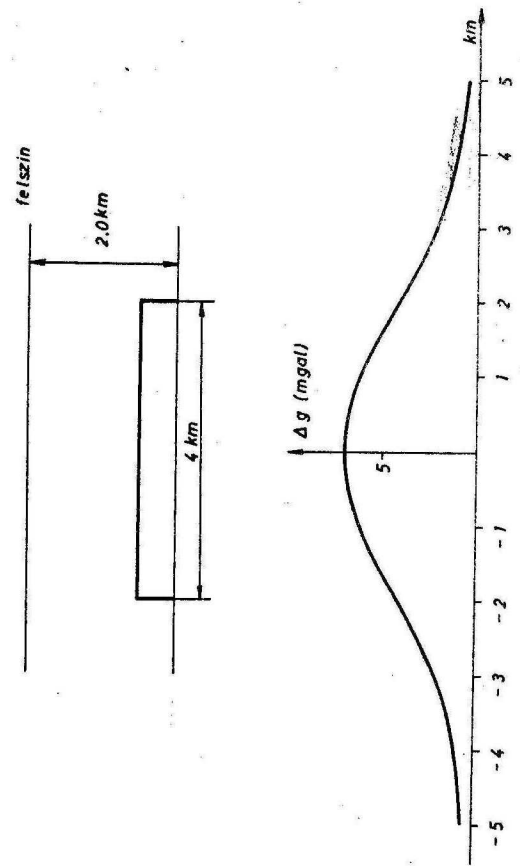
3.7 ábra



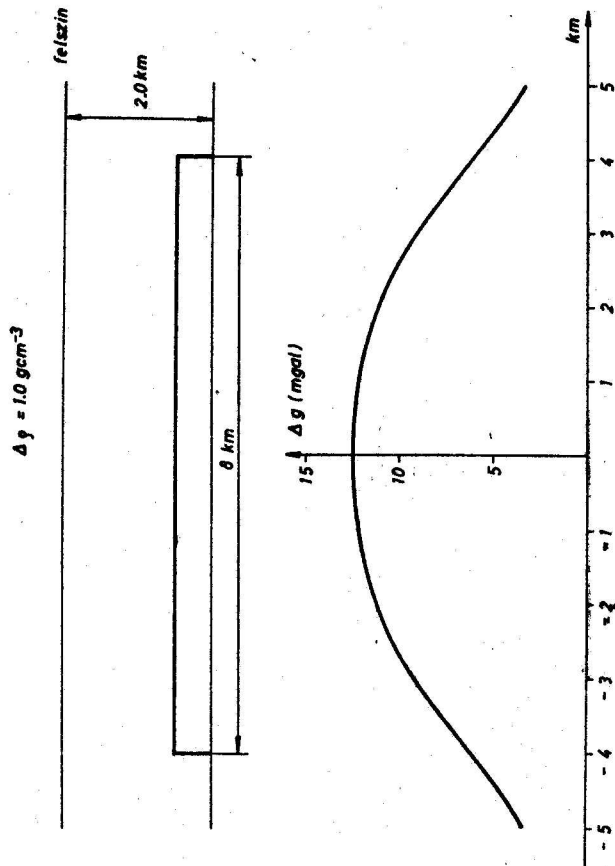
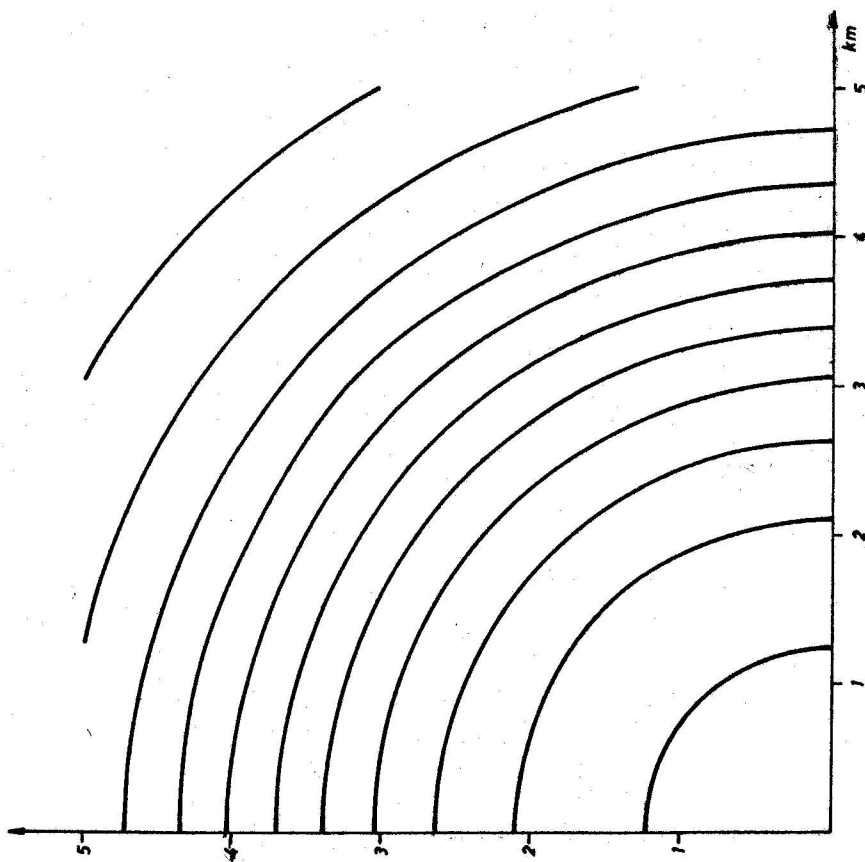
3.8 ábra



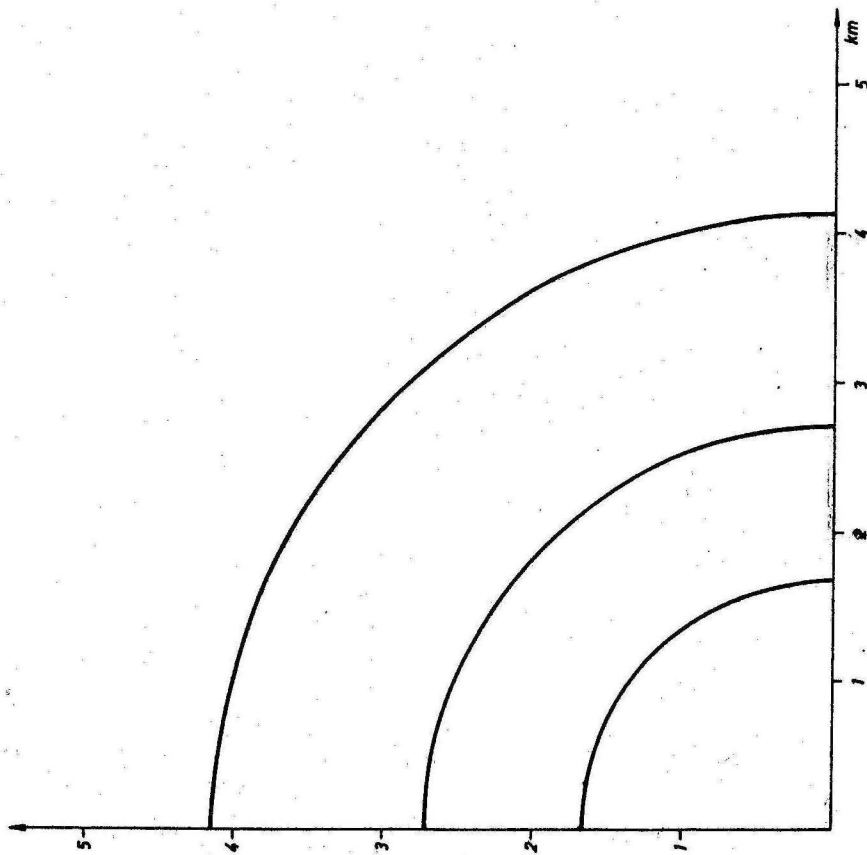
$$\Delta g = 1.0 \text{ gcm}^{-3}$$



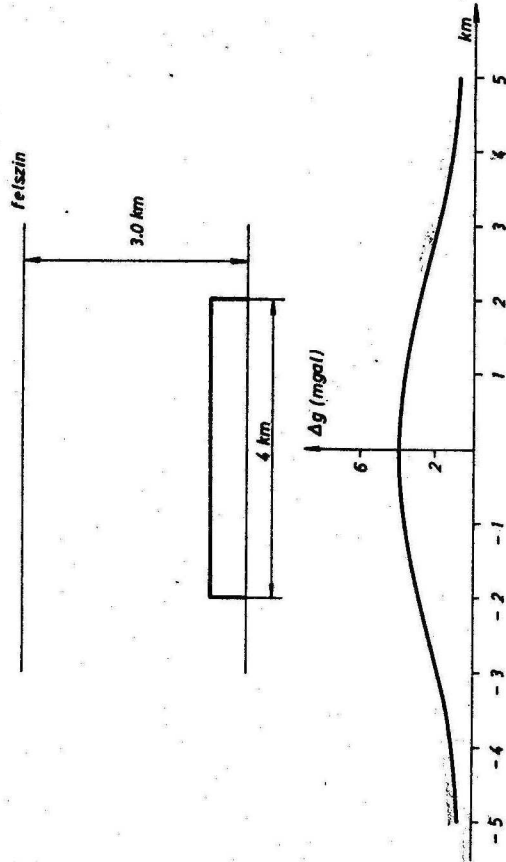
3.9 ábra



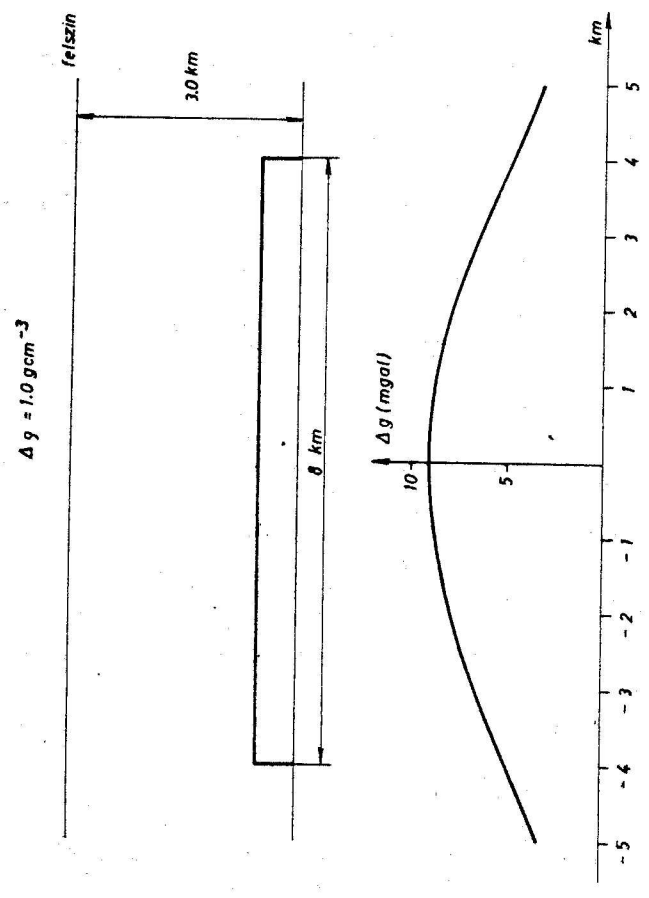
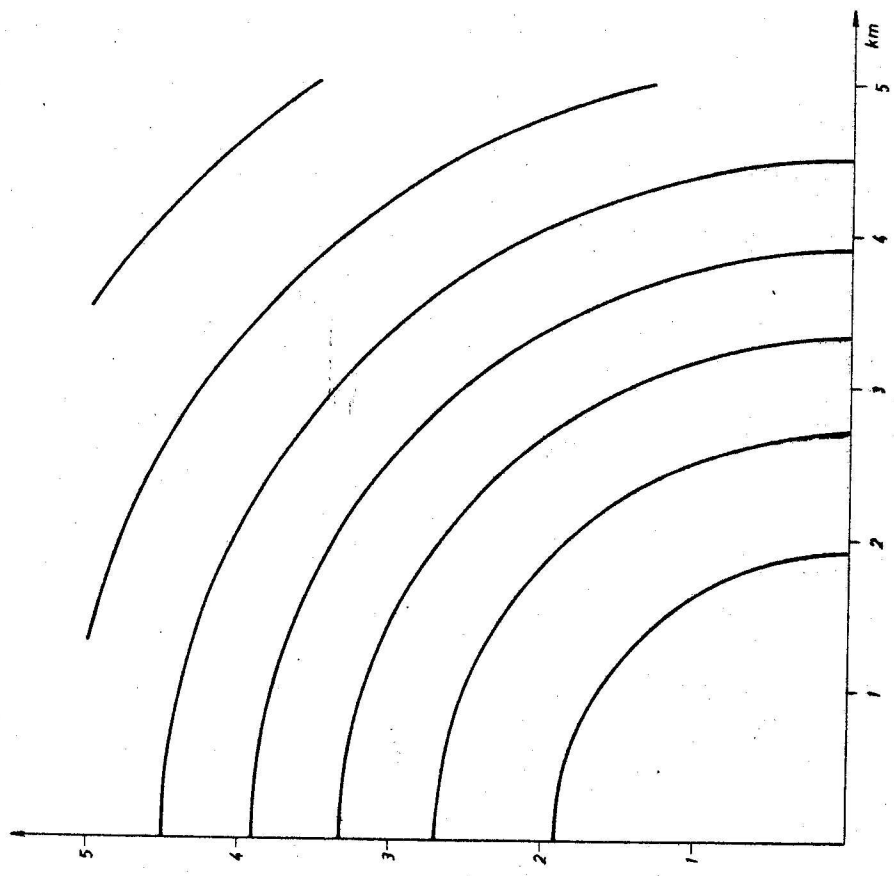
3.10 ábra



$$\Delta \rho = 1.0 \text{ g cm}^{-3}$$



3.11 ábra



3.12 ábra

Az ismerttetett hasáb és henger modellek horizontális kiterjedése és vastagsága közelítőleg azonos a gyakorlatban vizsgálandó szerkezetek méreteivel. A mélységtartomány is a reális értékeknek felel meg. Végül a sűrűség 1g cm^{-3} értéke nagyobb a várható sűrűségkülönbségeknél. Természetesen a modellvizsgálatok nem általános érvényűek, az eredmények mégis megnyugtatók és valószínűvé teszik, hogy reális szerkezetek gravitációs terének meghatározásakor a számítási eljárás közelítései miatt fellépő hiba kisebb, mint 1%. A legtöbb paraméter pl. a sűrűség ennél nagyobb hibával terhelt.

A tetszőleges alakú test gravitációs hatásának számítására kidolgozott eljárást a következő geofizikai feladatok megoldásában hasznosíthatjuk:

1. Modellvizsgálatok különböző műveletek ellenőrzésére és paraméterek közötti kapcsolatok megállapítására
2. Ismert szerkezetek gravitációs képének számítása mint az integrált értelmezés segédeszköze
3. Inverz feladat iterációs megoldása

Az inverz feladattal a 3.3 fejezetben foglalkozunk. Az 1. és 2. típusú felhasználással kapcsolatban néhány gyakorlati példát említünk. További példákat tartalmaz Meskó - Kovács, 1974, Meskó 1975a és 1975b illetve néhány kutatási beszámoló.

A 3.13 ábrán egy szerkezeti modell és gravitációs képe látható. A modellt analitikusan adtuk meg, a szintvonalak értékkeze 100 m. A feltételezett sűrűségkülönbség 0.2 gcm^{-3} .

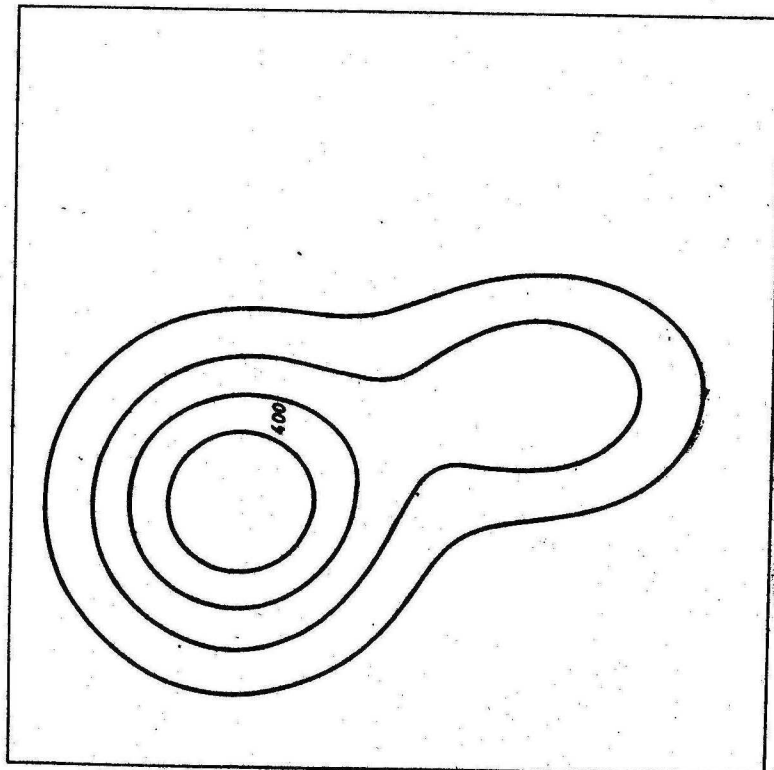
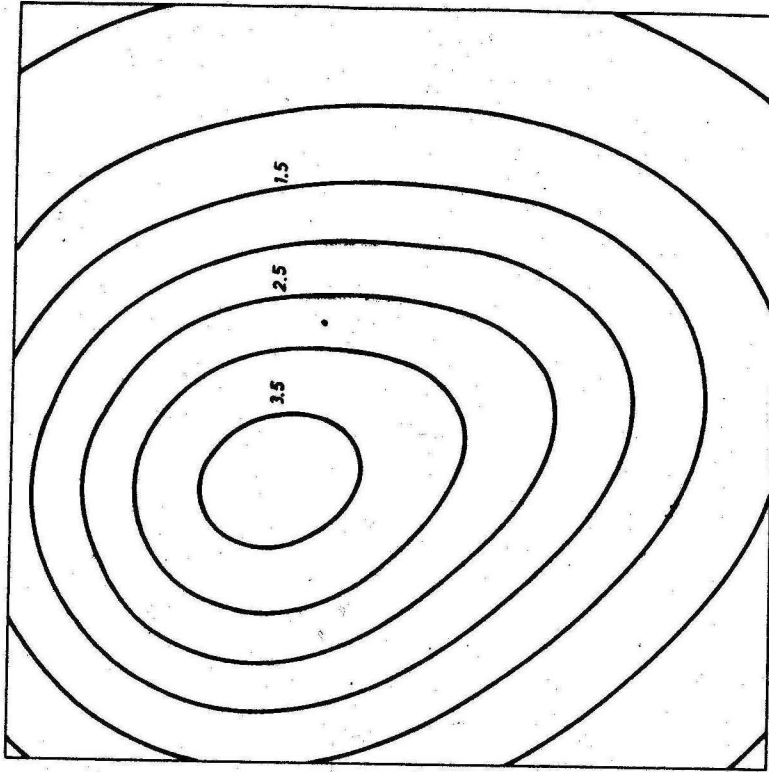
A 3.14 ábra reflexiós szeizmikus módszerrel meghatározott kristályos medencealjzat felszín egy részletét mutatja be a Komádi és környéke kutatási területen (baloldalt) a számított gravitációs anomáliaképpel (utóbbi jobboldalon szerepel). A feltételezett sűrűségugrás 0.1 gcm^{-3} volt. A felszín szintvonalainak értékkeze 200 m, a szerkezet csúcsa 2020 méter mélységben van, a belső szintvonal 2100 méter mélységet jelöl. Ezen a helyen említjük meg, hogy több szerkezet esetén számítottuk a

$$\lambda = \frac{\sum h_i g_i}{\sum g_i^2}$$

mennyiséget (h_i a vastagság, g_i gravitációs anomália értéke az i -edik pontban). A λ adott területen a h és g adatrendszerek közötti legjobb lineáris kapcsolatot létesítendő állandó. Szerepe az inverz feladat megoldásában lényeges, de ettől függetlenül is hasznos következtetések vonhatók le a kapott számértékekből. Ha a ható Bouguer lemez, az ismert

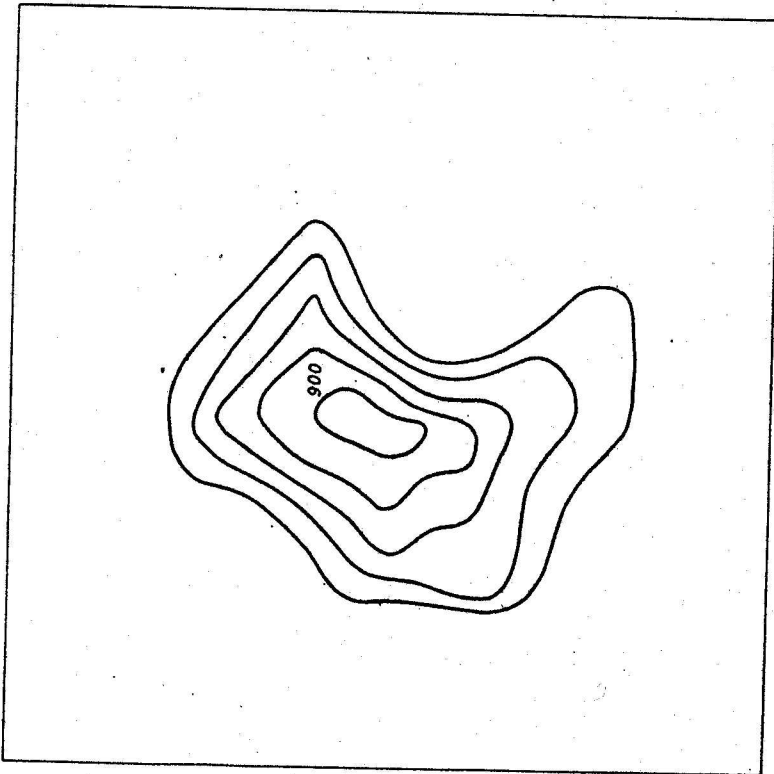
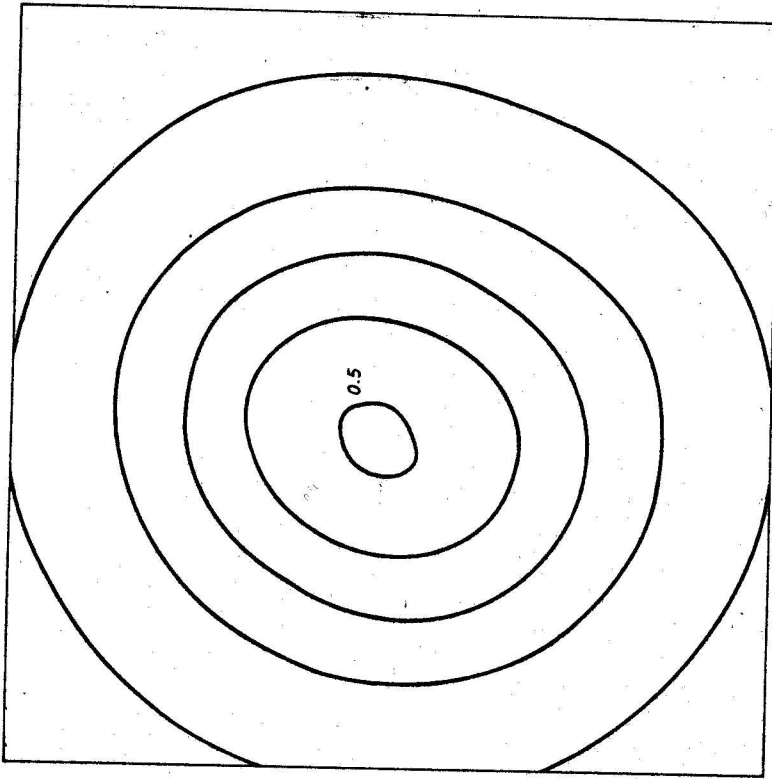
$$g = 2\pi G\rho h$$

$\varphi(x,y)$



3.13 ábra

$g(x,y)$



3.14 ábra

képletből következik, hogy

$$\lambda_B = (2\pi G\rho)^{-1}$$

és ha h -t kilométerben, g -t mgalban mérjük

$$\lambda_B \approx \frac{0,0239}{g}$$

A λ -nak ezt az értékét alkalmazva alsó becslést kapunk a ható vertikális méretére, azaz $\max(\lambda_B g)$ kisebb értéket ad a valódi maximális vastagságnál. Ennek oka jól érthető: a tényleges ható horizontálisan véges kiterjedésű és vertikális mérete is változó. Emiatt gravitációs tere kisebb, mint végtelen horizontális méretű és maximális vastagságával azonos vastagságú Bouguer lemez tere. A tényleges λ érték (rögzített $\Delta\rho = 1\text{gcm}^{-3}$) mellett a hatók alakjától és mélységétől függően változik. Reális geológiai szerkezeteknek megfelelő hatók esetén λ értéke 0.04 és 0.06 között mozog. A Bouguer-lemez tere független a mélységtől, de tényleges, véges kiterjedésű ható kisebb térszöget tölt ki, ha a mélységet növeljük. Emiatt teljesen azonos alakú és sűrűségű, de különböző mélységű hatók esetén a nagyobb mélységű hatókhoz tartozó λ nagyobb.

Bott (1960) és őt követően számos szerző foglalkozott kétdimenziós szerkezetek (egyik irányban

végtelen kiterjedésű szerkezetek) mélységadatainak számításával, bemenetként egy szelvény gravitációs anomália adatait használva. Az első lépésben a mélységeket a Bouguer-lemezre vonatkozó képletből határozták meg. Ez az irodalomban "flatplate formula" néven ismert. (Grant, 1963, Querishi, 1971, Fournier és Krupicka, 1973, Jin, 1974, etc.)

A módszerre jellemző, hogy lassan konvergál, aminek lényeges oka éppen az első közelítést adó flat-plate képlet. Idézve Fournier és Krupicka, 1973, (p. 500) munkájából: " az iterációs modellezés hatásossága az első közelítés helyességétől függ". Vizsgálataink szerint a flat-plate képlet nem alkalmas megfelelő első közelítés előállítására, mert túlságosan kicsiny értékeket ad. Emiatt a $0.06/g$ konstans alkalmazását javasoljuk illetve az első közelítés finomítását a modellnek megfelelő valódi λ meghatározása után.

3.3 A gravitációs inverz feladat

A gravitációs inverz feladat megoldásával számos szerző foglalkozott. Az alábbiakban röviden és a teljesség igénye nélkül áttekintjük a fejlődést. Főleg az utóbbi tíz év (1965-1975) vizsgálataira helyezük a hangsúlyt. A legelső eljárások szelvények menti analízist azaz kétdimenziós számításokat végeztek. A gravitációs anomália meghatározására különböző rasztereket használtak.

Az eljárások lényege egyszerű: felvettek egy kezdeti modellt, meghatározták az anomáliát, összehasonlították a mért anomáliával, majd javították a modellt egészen addig, míg kielégítő egybeesést értek el a számított és mért értékek között. Ezt az elvet, mely lényegét tekintve iterációs eljárás azóta is alkalmazzák. Változás a modellnek megfelelő gravitációs tér számításának módjában és a javítások megválasztásában van. Lényeges fejlődést hozott az is, hogy a számítógépek alkalmazása óta háromdimenziós problémákat is vizsgálhatunk.

A régebbi eljárásokról a "klasszikus" kézikönyvek Heiland, 1940, Nettleton, 1940, Jakosky, 1961, stb. kellő részletességgel beszámolnak.

A nem-iteratív jellegű megoldások egyszerű változatait is kezdettől fogva alkalmazzák. Ezek lényege egyszerű, néhány paraméterrel jellemzett háromdimenziós modellek terével való egyszeri összehasonlítás.

A leggyakrabban tárgyalt szabályos hatók: gömb, körlemez, vertikális henger, lépcső, törésmodell, mind egyenes, mind ferde törési sikkal, vertikális prizma (dyke), szimmetrikus antiklinális és szinklinális, vékony, ferde réteg (szalag-modell). Az egyszerű alakú hatók terének közvetlen felhasználása helyett a tényleges becslésekben a maximális érték, inflexiós pontok értéke és távolsága, félszélesség és $3/4$ - szélesség, a gradiens félszélessége és $3/4$ - szélessége vagy ezek különbségeiből, hányadosaiból, esetleg logaritmusaiból felépített mennyiségek szerepelnek. Különböző mennyiségekből dimenziótlan jellemzőket lehet meghatározni és ezeket a választott modell a felsorolt szabályos testek valamelyike paramétereiből azonos módon képezett dimenziótlan mennyiségekkel lehet kapcsolatba hozni. Nettleton, 1940, Jakosky, 1961, Jung, 1961, Grant és West, 1965, könyvei eléggé részletes összeállításokat tartalmaznak az ilyen típusú módszerekből. Említhetők még Hutchison, 1958, Gay, 1963, cikkei, melyekben

görbeillesztési és logaritmikus analízisre vonatkozó eljárások részletes leírása található. Skeels, 1963 foglalkozott vertikális hengerek és dykeok analízisével. Grant, 1965, és Grant és Martin, 1966, részletesen leírta a karakterisztikus görbék alkalmazásának elveit. A legutolsó a témakörben megjelent monográfia Rao et al, 1974, tartalmazza a legtöbb felsorolt modellre vonatkozó formulákat, görbeseregeket és táblázatokat (levezetések nélkül).

A számítógépes változatok több paraméter gyors meghatározását teszik lehetővé. A kétváltozós inverz feladat számítógépet igénylő megoldásával kapcsolatban említést kell tenni Bott, 1960, Grant, 1963, Tanner, 1967, Gronar, 1968, Henkel, 1968, Negi, 1969, Johnson, 1969, Agarwal, 1971, Querishi, 1971, Fourier és Kupicka, 1973, Jin, 1974, munkáiról.

Három dimenziós eljárással kapcsolatosak Corbató, 1965, Cordell és Henderson, 1968, Al-Chalabi, 1971, Kunaratnam, 1972, dolgozatai. Többségük az iterációs elvet alkalmazza, bár néhány szerző pl. Al-Chalabi, Kunaratnam kevés paraméter közvetlen meghatározását tűzi ki célul. Megjegyzendő, hogy az utóbbi típusú megoldások is sokszor iterációt alkalmaznak, de közben nem kerül sor a direkt feladat megoldására.

Mielőtt a gravitációs inverz feladat általunk javasolt megoldására rátérnénk néhány megjegyzést kell előrebocsájtani a geofizikai inverz feladatok megoldásának általános elveiről.

A felszínen végzett geofizikai mérésekből a felső néhány kilométeres kőzetösszetétel geometriai és fizikai tulajdonságaira kívánunk következtetni.

A geometrián a réteghatárok térbeli helyzetét értjük. A fizikai tulajdonság az adott geofizikai módszer jellegétől függ. Szeizmikus kutatómódszer esetén a sebesség, gravitációs kutatómódszernél a sűrűség, mágneses módszernél a szuszceptibilitás, vagy remanens mágnesezettség, geoelektromos kutatási módszerek esetében a fajlagos ellenállás az érzékelhető fizikai tulajdonság.

A geometriai és fizikai paraméterek szétválasztása tulajdonképpen csak a tárgyalás egyszerűsítésére szolgál. Valójában a fizikai paraméterek elsődlegesek, a geometriai paraméterekre a leírás egyszerűsítése miatt van szükség. Azt a közelítést alkalmazzuk, hogy a fizikai paraméterek értéke egy-egy rétegen belül állandó, a réteghatárokon pedig ugrásszerű változás van. A tapasztalat szerint ez a közelítés elfogadható. Ugrásszerű változás hiányában a réteghatár nem mutatható ki. Ha két (egyébként geológiailag különböző) rétegben a

rugalmas hullámok terjedési sebessége azonos, elválasztó felületük nem kelt reflexiót. Ha a felbontódott rétegek sűrűsége azonos a felettük lévő összlet sűrűségével, az antiklinális nem jelentkezik a gravitációs anomália képben, stb.

A mérési adatok végső feldolgozásában és értelmezésében modelleket használunk. Ezek a valóságot a kezelhetőségig egyszerűsítik. A modellekben kevés geometriai paramétert alkalmazunk és többnyire azt is feltesszük, hogy a fizikai paraméterek az elválasztó határok között konstans értékűek; esetleg nagyon egyszerű képlet szerint változnak a mélység függvényében. A szeizmikában alkalmazott feldolgozási eljárások általánosan használt modellje a vízszintes, sík határokkal elválasztott rétegsor, rétegen belül állandó intervallum sebességekkel. Néhány feldolgozási lépésben nem kell feltételezni, hogy a határok vízszintesek, de a sík reflektáló elem közelítés továbbra is megmarad. Gravitációs és mágneses hatószámítások esetén a modell rendszerint még egyszerűbb. Egyetlen fizikai paraméter szerepel, a ható és környezete közötti sűrűségkülönbség vagy szuszceptibilitás különbség; esetleg a ható remanens mánesezettsége. A "geometria" ekkor a ható felszínét írja le, többnyire szintén korlátozott számú paraméterrel.

A modellek alkalmazásának jogosultságára ezen a helyen nem kívánunk kitérni. Csupán azt jegyezzük meg, hogy a gyakorlati eredmények empirikusan igazolják ezt az eljárást, másrészt a mérések korlátozott száma és korlátozott pontossága jogosulttá teszi az egyszerűsítéseket és elhanyagolásokat.

Jelölje a modell paramétereit γ_i (az $i = 1, 2, \dots, M$ indexek a geometriai paramétereket, az $i = M+1, \dots, N$ indexek a fizikai paramétereket). A modellből a paraméterek értékeit rögzítve és a geofizikai mérés fizikai alaptörvényeit felhasználva, számítható a modellnek megfelelő geofizikai mennyiség értéke a felszínen azaz tetszőleges (x, y, z) koordinátájú pontban. Jelölje ezt a $\mu(x, y, z, t; \gamma_i)$ függvény. Tekintsünk valamilyen sík referencia felszínre redukált értékeket és válasszuk meg a koordinátarendszert úgy, hogy a referenciasíkon $z = 0$ legyen. A modell alapján természetesen $\mu(x, y, z=0, t; \gamma_i)$ is meghatározható. A mérések eredményét ugyanitt jelöljük szimbolikusan az $m(x, y, t)$ függvénnyel. Mivel a geofizikai mérések természetüknél fogva a térkoordináták szerint digitálisak vagy az adatok feldolgozás során digitális alakra hozzuk, az m függvényt diszkrét argumentumoknál ismerjük. A diszkrét redukált mérési adatokat jelölje m_k ($k = 1, 2, \dots, K$).

Az azonos diszkrét argumentumokra vonatkozó m és μ értékeket összehasonlítva eldönthető megfelelő paramétereket választottunk-e a modellben. Ha például $|m_k - \mu_k| < \epsilon$ ($k=1, 2, \dots, K$) (ahol ϵ a módszerre jellemző mérési hiba) a modell megfelelő, abban az értelemben, hogy egyetlen mérési adatnak sem mond ellent. A modell jóságának eldöntésére természetesen más kritériumok is használhatók, például előírhatjuk, hogy

$$\sum_{k=1}^K (m_k - \mu_k)^2 < \epsilon_{RMS}$$

vagy

$$\sum_{k=1}^K |m_k - \mu_k| < \epsilon_{AM}$$

legyenek, ahol ϵ_{RMS} az átlagnégyzetes eltérés, ϵ_{AM} az abszolút értékek átlagos eltérésének megengedett hibája. Ezek a kritériumok nyilván gyengébbek, mint az első - ahol az összes eltérést külön - külön vizsgáljuk. Alkalmazásuk kívánatos is, mert néhány m_k érték esetleges durva hibájára kevésbé érzékenyek.

A μ meghatározása a paraméterek ismeretében a direkt feladat, a f_i paraméterek meghatározása az m_k , ($k=1, 2, \dots, K$) redukált mérési eredmények alapján az inverz feladat. A gravitációs direkt feladat egyértelműen megoldható.

Ez azonban - ahogyan ezt a 3.2 alfejezetben kifejtettük - nem jelenti azt, hogy könnyű is a megoldást előállítani. Zárt formulák csak a legegyszerűbb fizikai és geometriai paraméterekre vezethetők le; többnyire jelentős számítástechnikai nehézségekkel találkozunk. Ezek miatt több közelítést kell alkalmazni. Nyilvánvalóan jogosult a közelítés akkor, ha az elkövetett hiba kisebb a mérési hibánál. Ennek vizsgálata nem egyszerű feladat és csak az utóbbi években kezdődött el. Sokszor nem tudunk általános eredményeket kapni, csupán a gyakorlatban előforduló paraméterekkel elvégzett modellvizsgálatok adnak bizonyos tájékoztatást.

A direkt feladat megoldása szimbolikusan

$$\mu = T_{\alpha} [\gamma_i]$$

alakban írható fel. Az egyenlet szerint a μ függvény a γ_i paraméterek, α típusú geofizikai mérésnek megfelelő transzformációja révén kapható. T_{α} teljesen általános nem-lineáris transzformációt jelöl, míg a gyakorlatban ennek T_{α}' közelítését alkalmazzuk

$$\mu' = T_{\alpha}' [\gamma_i];$$

T_{α}' a számítási nehézségek miatt bevezetett egyszerűsített transzformációt jelöli. T_{α}' megválasztásánál

törekszünk arra, hogy $|\mu - \mu'|$ lényegesen kisebb legyen a mérési hibáknál.

Az inverz műveletet jelölje szimbolikusan T_{α}^{-1} ,

azaz
$$\bar{\gamma} = T_{\alpha}^{-1} [m_k]$$

γ_i a paramétervektor elemeit, m_k a mérési eredményeket jelöli. Az inverz művelet ismét általános nem-lineáris transzformáció. A jelölés szimbólikus, T_{α}^{-1} esetleg különböző műveletek sorozatát rövidíti. T_{α}^{-1} általában nem fejezhető ki zárt képlettel, bár vannak esetek, amikor a paraméterek és μ kapcsolata integráltranszformációvá egyszerűsíthető és $\bar{\gamma}$ lényegében diszkrét inverz szűréssel előállítható. Példa erre a sűrűségeloszlás meghatározása az ekvivalens rétegben, a gravitációs tér, réteggel párhuzamos síkban felvett értékei alapján (analitikai folytatás feladata).

Az inverz művelet elvégzésében többnyire közelítések alkalmazására kényszerülünk, azaz ténylegesen a

$$\bar{\gamma}' = T_{\alpha}^* [m_k]$$

kapcsolatot használjuk. A T_{α}^* műveletsorozat megválasztása lényeges kérdés. Elvileg helyes és ugyanakkor számítástechnikailag kezelhető megoldásra van szükség.

Ha a direkt feladat megoldása eléggé gyors, a következő iterációs eljárást alkalmazhatjuk. Felvesszünk egy $\bar{\gamma}^0$ paramétervektort (első közelítés) és számítjuk a $\mu_k^{(0)}$ értékeket. A mért értékekkel összehasonlítva a $\mu_k^{(0)}$ adatokat ; $\mu_k^{(0)} - m_k$,

kapjuk a $\Delta m_k^{(i)}$ eltéréseket és a linearizált egyenletekből a $\Delta \gamma_i^{(i)}$ javításokat. Ezekkel meghatározhatjuk a $\bar{\gamma}^{(i)}$ közelítést. Általában

$$\bar{\gamma}^{(i)} = \bar{\gamma}^{(i-1)} + T_\alpha^{\text{lin}} [\Delta m_k^{(i-1)}],$$

ahol $\Delta m_k^{(i-1)}$ az $(i-1)$ -edik közelítés eltérése a mért adatoktól. Mivel a T_α linearizált változata rendszerint csak akkor ad jó közelítést, ha a Δm_k eltérések és a $\Delta \gamma_i$ javítások kicsik, lényeges az első közelítés helyes megválasztása. Az iteráció a linearizált transzformációval csak akkor kezdődhet, amikor a modelltől számított és megfigyelt értékek eltérése elegendően kicsiny.

A gravitációs inverz feladat esetén jól bevált az első közelítés következő, három számítási lépést igénylő meghatározása.

a./ A ható vastagságát az i -edik pontban λg_i -vel közelítjük. A λ értékét az előző alfejezetben ismertetett vizsgálatok szerint választjuk. Számítjuk a $h_i = \lambda g_i$ vastagságoknak és előre megadott talpmélységnek megfelelő gravitációs értékeket.

b./ A h_i és a számított g_i^* adatrendszerből meghatározzuk λ javított értékét, majd a javított λ -nak megfelelő vastagságokat.

c./ Az új vastagságoknak megfelelő gravitációs adatokat az észleltekkel összehasonlítjuk és ha eltérésük előirt határnál nagyobb, a vastagságokat korrigáljuk a $\lambda(g_{\text{mért}} - g_{\text{számított}})$ különbséggel. Az i index arra utal, hogy a korrekció pontonként különböző.

Az utolsó lépés szükség szerint megismételhető, de eddig ismétlésre egyetlen esetben sem volt szükség. Néhány esetben pedig már a b./ pontban leírt számítás is kellő egyezést biztosított a mért és számított gravitációs adatok között.

Az iteráció a megfelelő kezdeti modell és az egyszerű alakra hozott linearizált kapcsolat miatt rendszerint csak néhány lépést igényel. Az iterációt akkor fejezzük be, ha a számított és mért értékek eltérése elegendő kicsiny. Különböző kritériumokat alkalmazhatunk az eltérések mérésére. A következőkben ismertetendő gyakorlati példákban az eltérések abszolút értékeinek átlagát használtuk. Azt kívántuk meg, hogy az átlagos abszolút hiba $5 \mu\text{gal}$ -nál, néhány esetben $1 \mu\text{gal}$ -nál kisebb legyen. Más kritériumok is egyszerűen beépíthetők volnának (átlagnégyzetes eltérés, maximális eltérés stb.).

Tipikus értékek az iteráció lépéseinek számára 5 - 10. Mivel számos szerző szintén iterációs jellegű

és linearizált kapcsolatot feltételező megoldást javasolt, kiemeljük az általunk kidolgozott eljárás új vonásait.

1. Az első közelítést több lépésben határozzuk meg, emiatt már az iteráció indulásakor kicsiny az eltérés a számított és megfigyelt g értékek között. Emiatt kevés lépésre van szükség.
2. A direkt feladat megoldását - azaz g számítását az aktuális vastagságokkal - a 3.2-ben leírt algoritmussal végezzük el. Ez a javasolt eljárásoknál egy nagyságrenddel gyorsabb és ellenőrzött pontosságú.

A gyorsaság nem csupán mennyiségi, de minőségi változást is jelent. Ez teszi lehetővé az üzemszerű alkalmazást. A szakirodalomban ismertetett eljárások közül a szénhidrogénkutatóban jellemző feladat (aránylag kis vertikális méretek, nagy horizontális kiterjedés) megoldására Cordell és Henderson 1968 eljárása a legalkalmasabb. Ennek futási ideje a CDC 3300 számítógépen 400 pont esetén iterációs lépésenként 4 perc. Az általunk kidolgozott eljárás teljes futási ideje, azonos feladat esetén ennél rövidebb. Az időnyereség két részből tevődik össze: egyrészt a direkt feladat megoldása egy nagyságrenddel gyorsabb, másrészt jóval kevesebb iterációs lépésre van szükség.

Az eljárás korlátja, hogy H és $\Delta\rho$ értékét meg kell adni és nem a számítás eredményeképpen kapjuk meg. A H azonban gyakorlati kutatási feladatok esetén elég jól becsülhető és H kis hibája nem okoz lényeges eltérést az eredményben. Megjegyzendő, hogy a konvergencia gyorsasága némi támpontot adhat arra, hogy H -t helyesen választottuk-e. H hibás értéke mellett a konvergencia lassabb. A $\Delta\rho$ -val kapcsolatban hasonló megállapítást tehetünk: $\Delta\rho$ kis hibája a sűrűségugrásfelület vertikális undulációit növeli vagy csökkenti, de minőségileg helyes képet ad, a felület menetét jól követi. Ez egyébként világosan látható abból, hogy $\Delta\rho$ és g kapcsolata lineáris.

Az eljárást számos modellen ellenőriztük, tulajdonságait részletesen megvizsgáltuk.

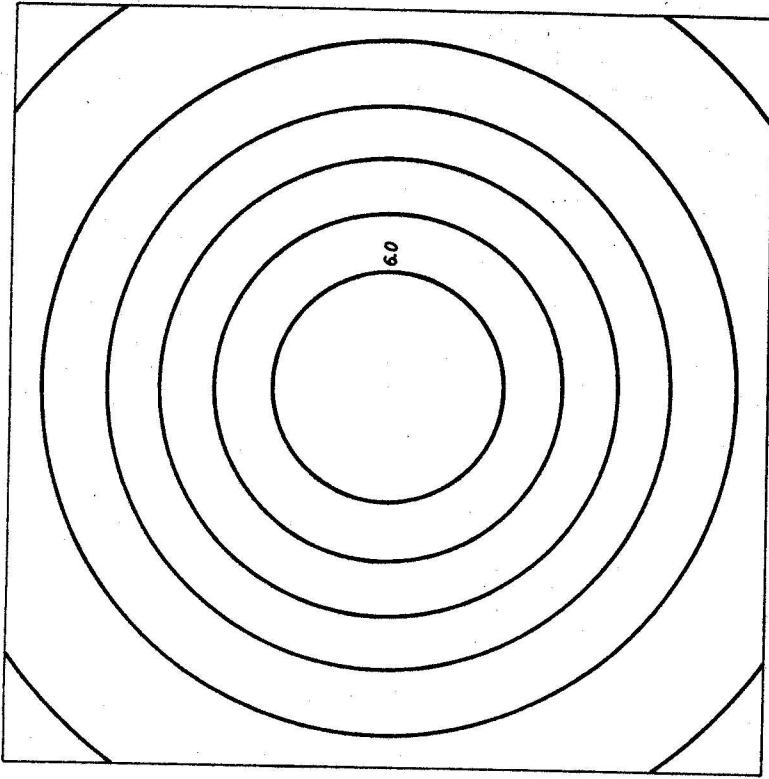
Ha a bemeneti g adatrendszer felvett modellből számítjuk, majd az iterációs eljárást a g -re alkalmazzuk ellenőrizhetjük, hogy milyen pontosan kapjuk vissza a modellt. A modellben szereplő H és $\Delta\rho$ -tól eltérő paramétereket adva az iterációs eljárás bemenetén, ellenőrizhetjük az eljárás érzékenységét a H és $\Delta\rho$ hibáival szemben. A következő modelleket vizsgáltuk

1. Különböző mélységű és horizontális méretű derékszögű prizmák
2. Különböző mélységű és méretű hengerek
3. Szimmetrikus felboltozódás geológiailag reális méretekkal, különböző mélységek esetén
4. Aszimmetrikus, geológiailag reális méretű szerkezeti modell
5. Reflexiós szeizmikus módszerrel meghatározott szintfelület alapján választott modell.

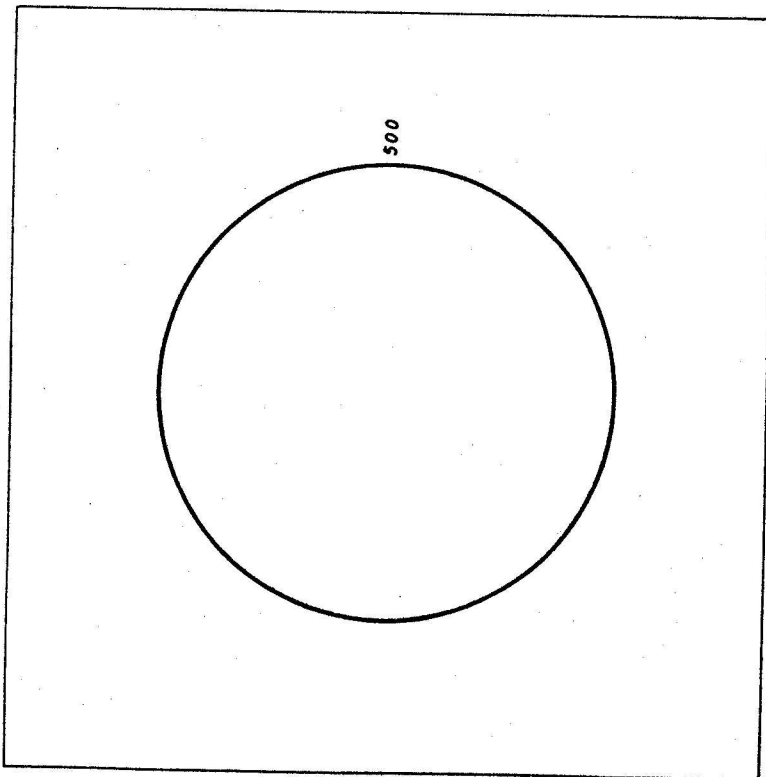
Mint látható az egyszerűbb és kevésbé reális 1. és 2. modellekből indulva a vizsgálatssorozattal a kitűzött célhoz jutottunk el. Az egyszerűbb modellek alapján könnyebb volt a néhol szükségesnek mutatkozó kis korrekciókat elvégezni. Ezekkel a modellekkel hajtattuk végre a H és 4σ hibáinak ellenőrzését is. Az 1. típusú modellekkel végzett számításokról beszámoltunk Meskó, 1975b. Az alábbiakban egy-egy példát adunk a további modellekre.

A 3.15 - 3.17 ábra vertikális henger alakú ható meghatározását illusztrálja. A modell és tere a 3.15 ábrán, az első közelítés a 3.16 ábrán, a végeredmény a 3.17 ábrán látható. A végeredmény sem teljesen pontos, a maximális érték néhány százalékának megfelelő negatív szegély veszi körül a szerkezetet. A henger éles peremét pedig lesimítja az eljárás.

$g(x, y)$



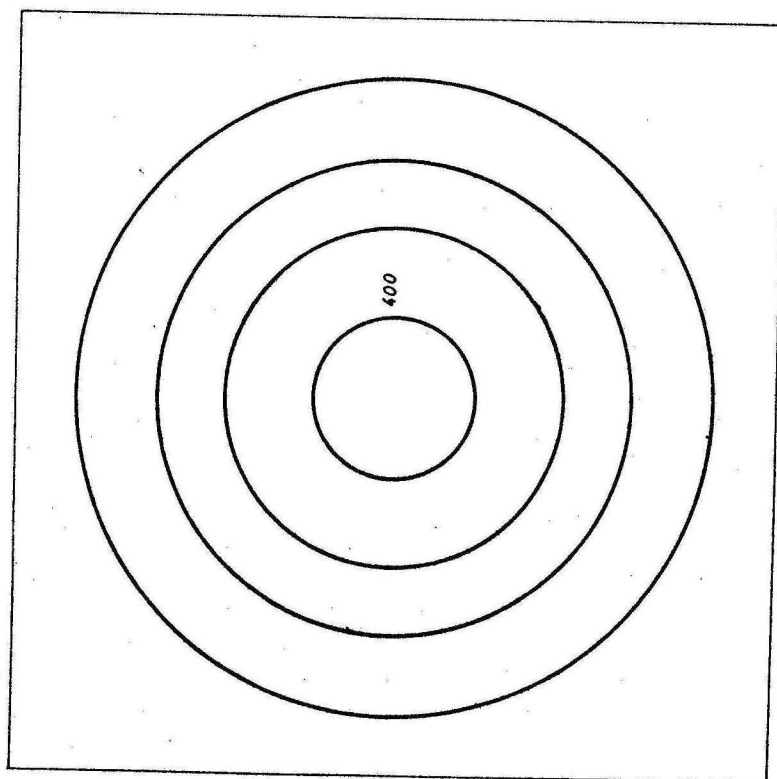
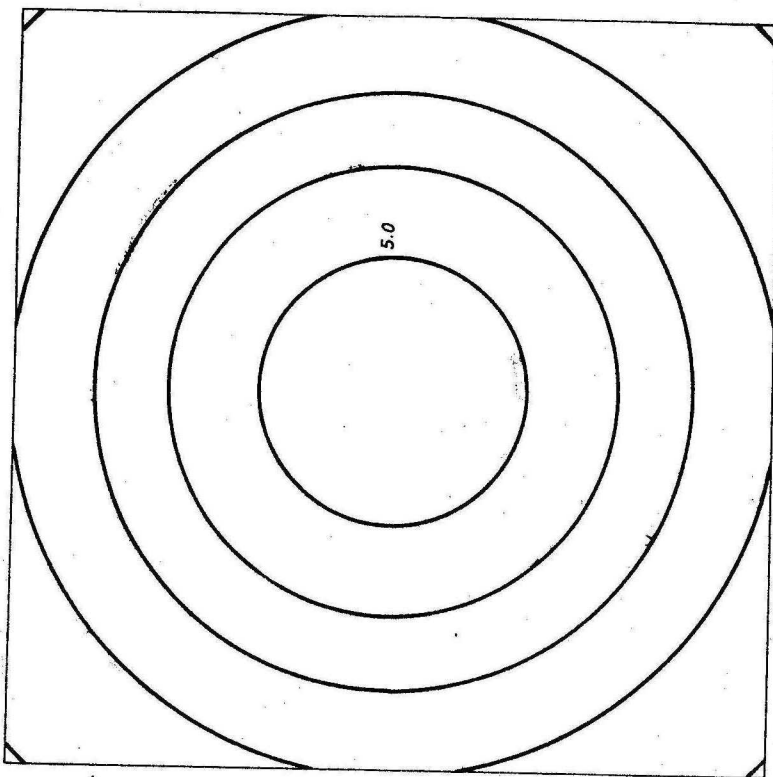
1 km



1 km

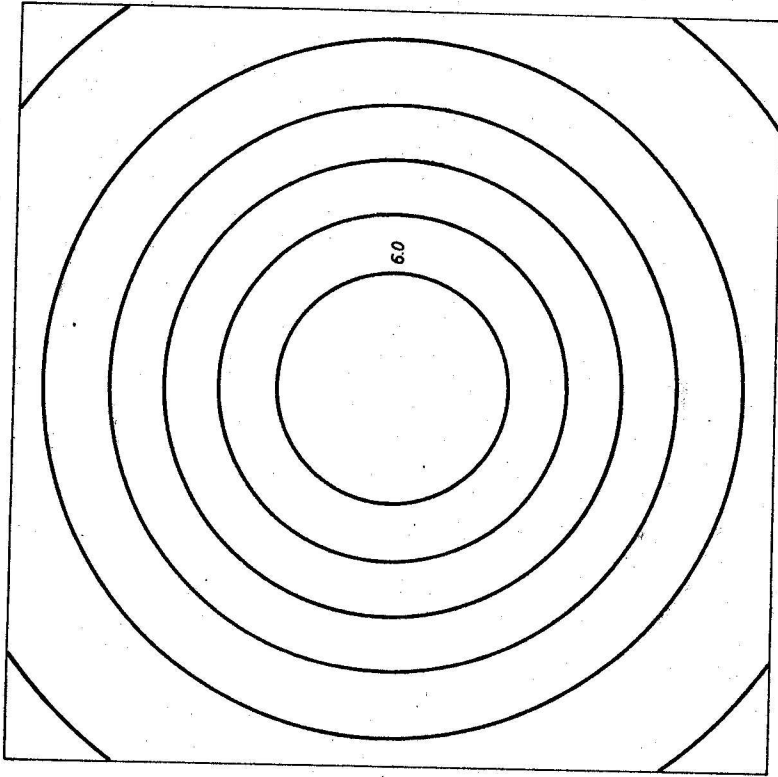
3.15 ábra

$g(x,y)$

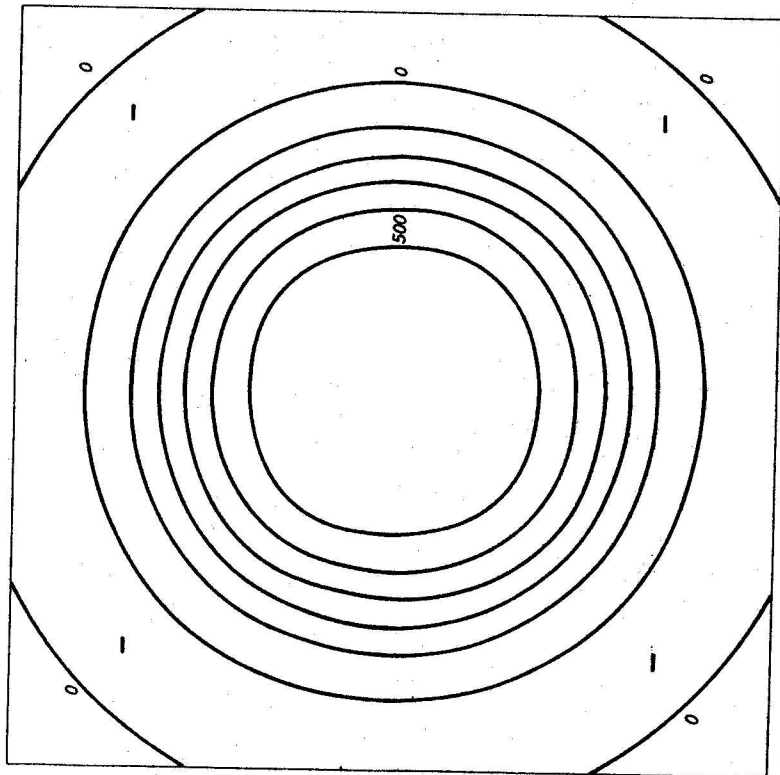


3.16 ábra

$g(x,y)$



1 km



1 km

3.17 ábra

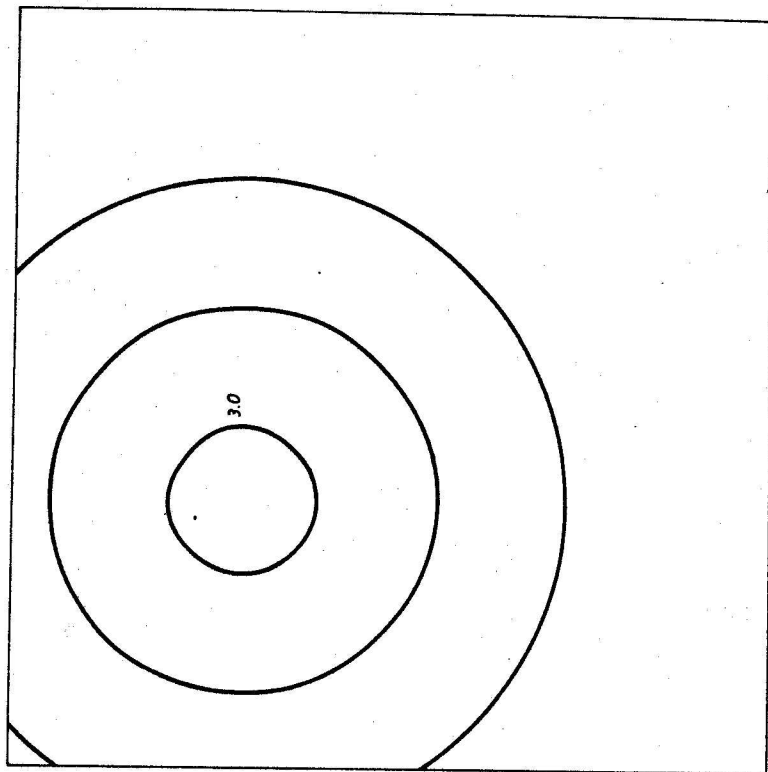
Ugyanezt a jelenséget minden gyors változást mutató modellnél tapasztaltuk az ugrások, törések környezetében. Megjegyzendő, hogy a végeredményt a 8. iterációs lépésben értük el. Ha az abszolút hiba átlagára szigorúbb megkötést teszünk és több iterációs lépést alkalmazunk a torzulások (negatív szegély, lesimított ugrás) kisebbek, de nem tűnnek el teljesen.

Pontosabb visszaállítást kapunk símán változó szerkezeti modellek esetén. A 3.18 ábra egy maximumos szerkezeti modellt, majd a 3.19 ábra ennek gravitációs teréből visszaállított szerkezetet mutat. Az egyezés igen jó, bár egy nagyon kis negatív sáv ismét megjelenik. A 3.20 - 3.22 ábra realisabb hatóval végzett számításokat illusztrál. Az eredeti ható és gravitációs tere a 3.20 ábrán, az első közelítés a 3.21 ábrán, a végeredmény a 3.22 ábrán szerepel.

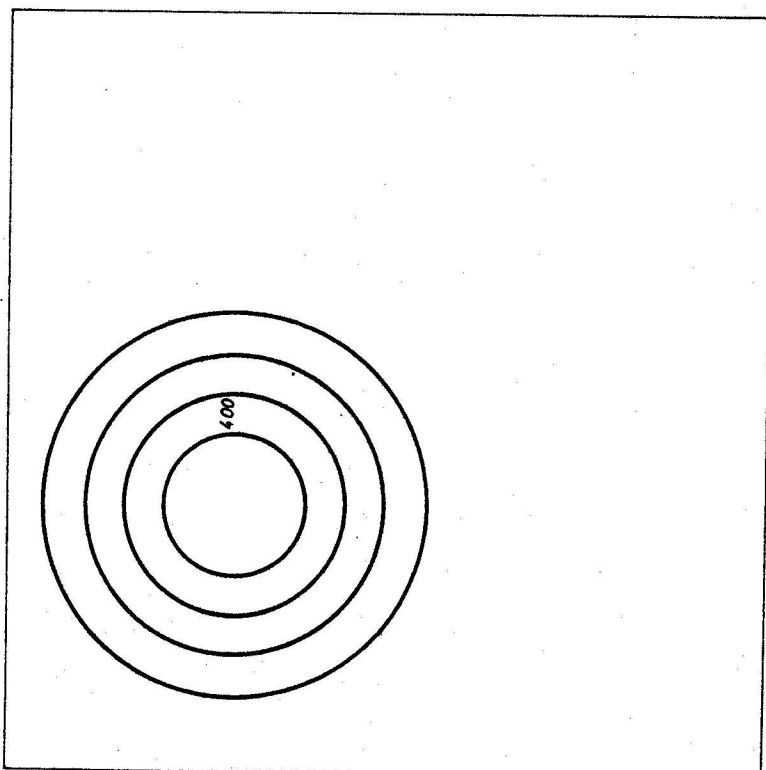
Az utolsó ábrasorozat szeizmikus mérésekkel meghatározott felület egy darabját tekinti hatónak. A szerkezet és gravitációs tere a 3.23 ábrán az iteráció végeredményeként kapott szerkezet a 3.24 ábrán szerepel.

A bemutatott példákból is látszik, hogy a módszer alkalmas az inverz feladat egy változatának megoldására. A bemeneten szükséges H (referenciaszint mélysége) megadása a hazai gyakorlat számára nem jelent lényeges nehézséget, mert általában minden területen jól becsülhető.

$g(x,y)$



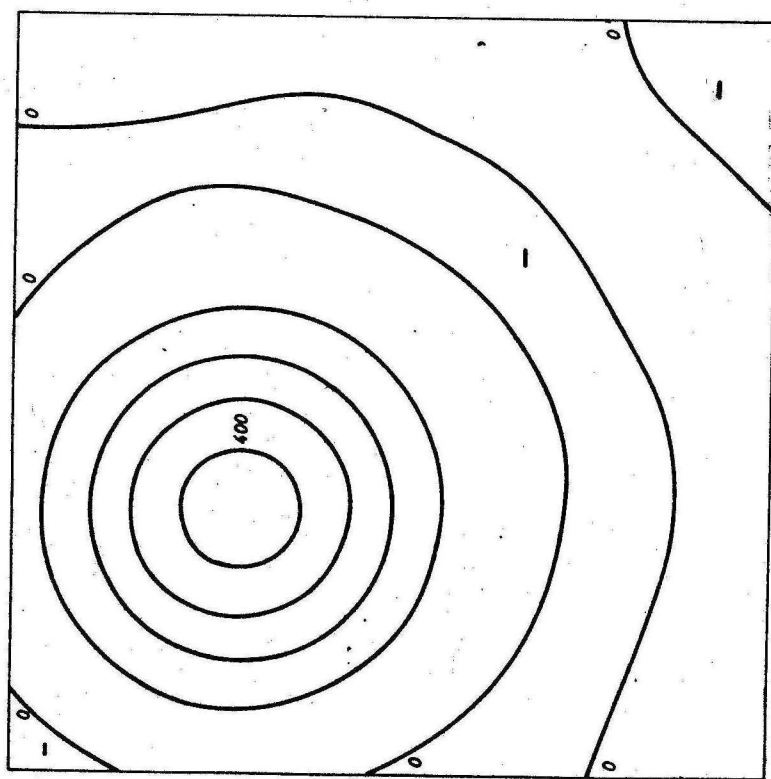
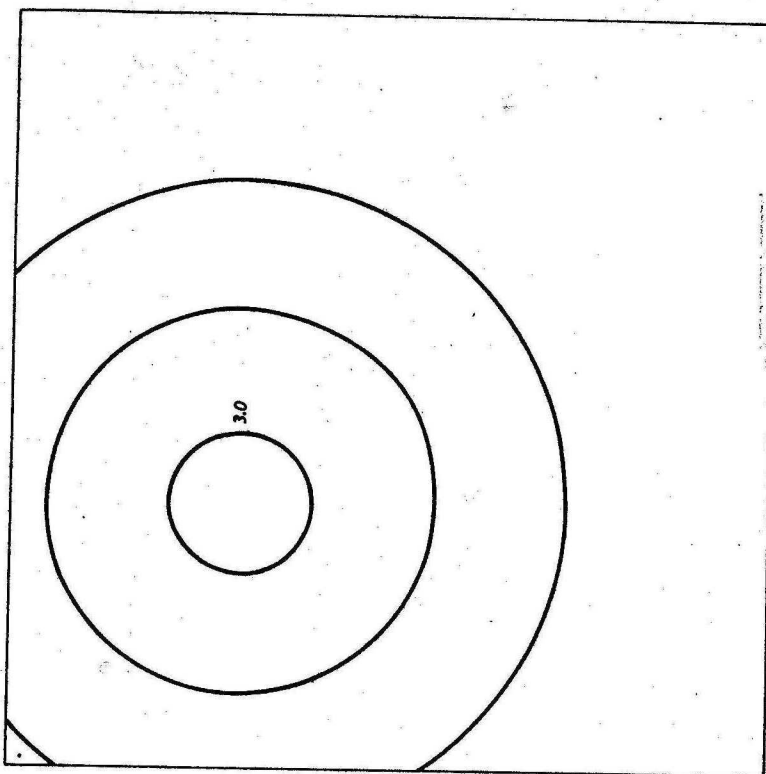
1 km



1 km

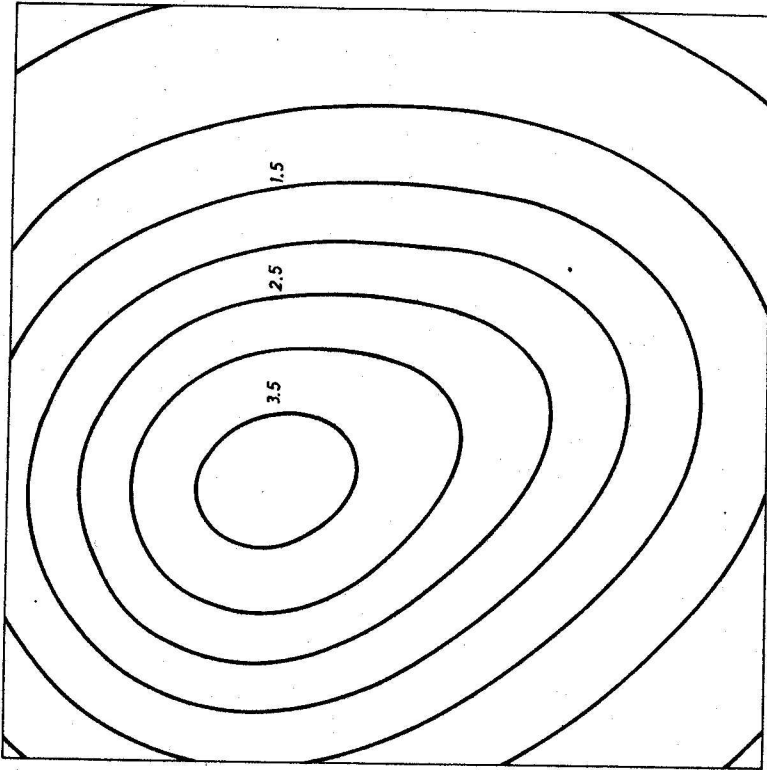
3.18 ábra

$g(x,y)$

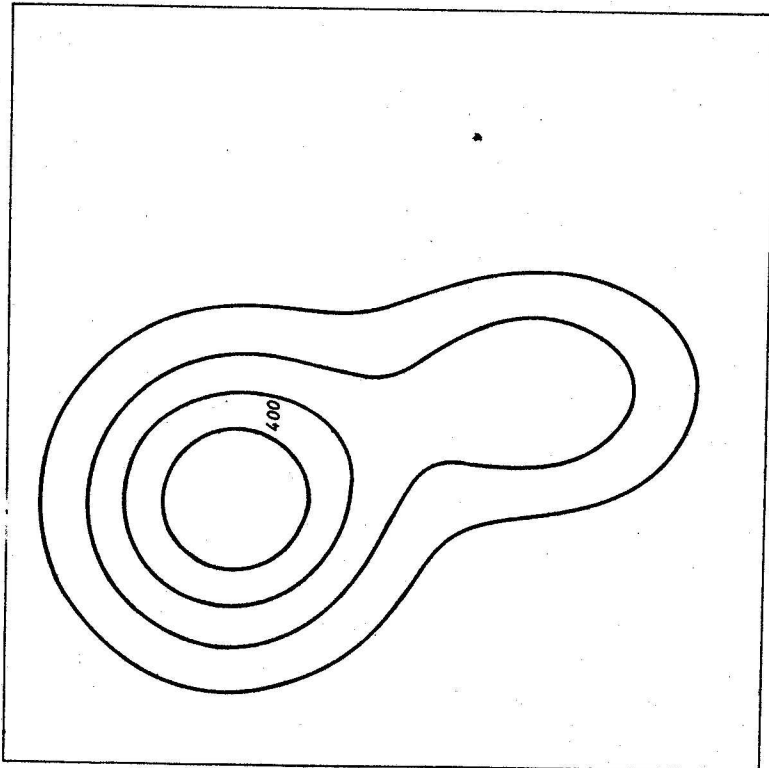


3.19 ábra

$g(x,y)$

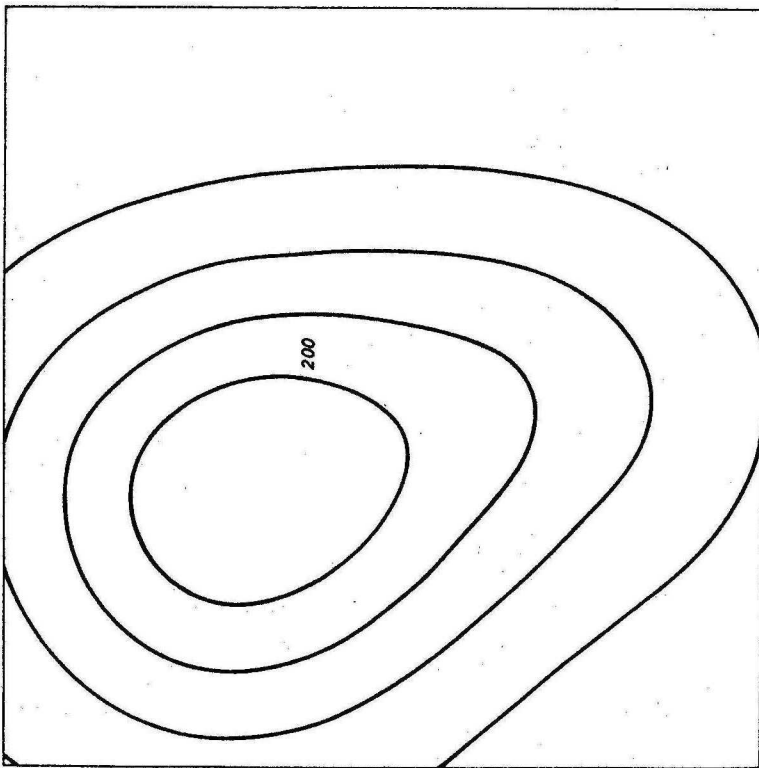
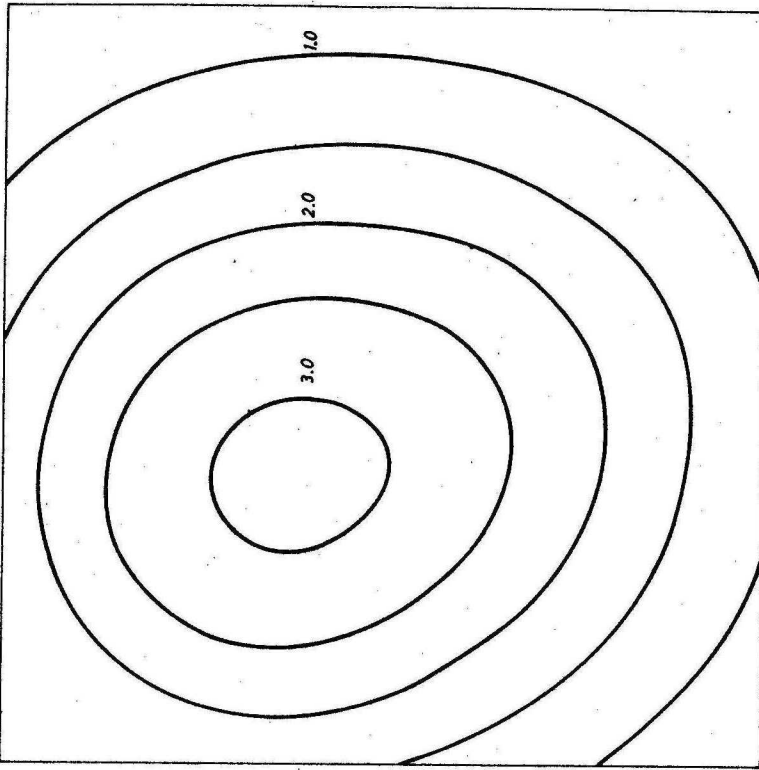


1 km



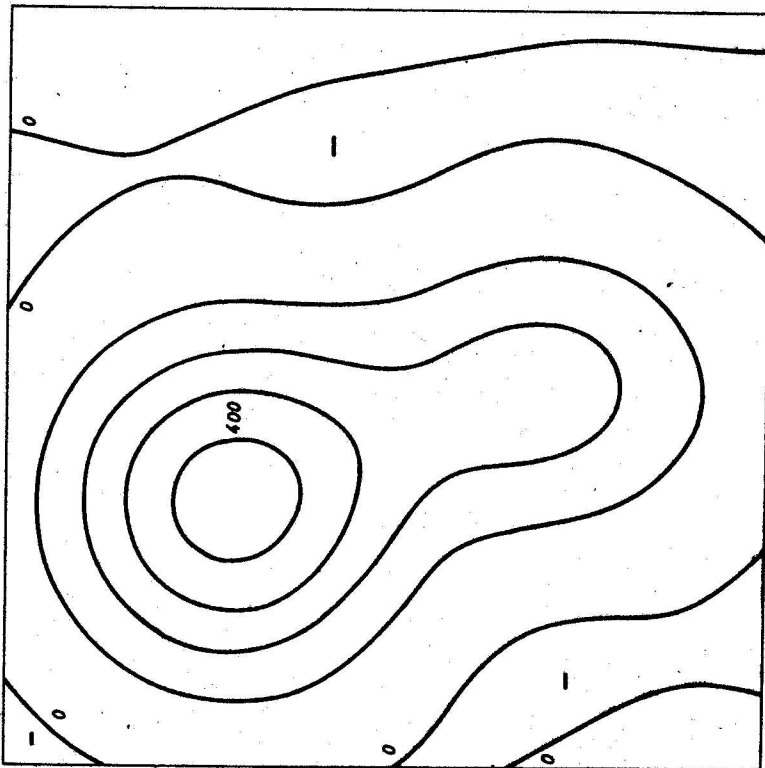
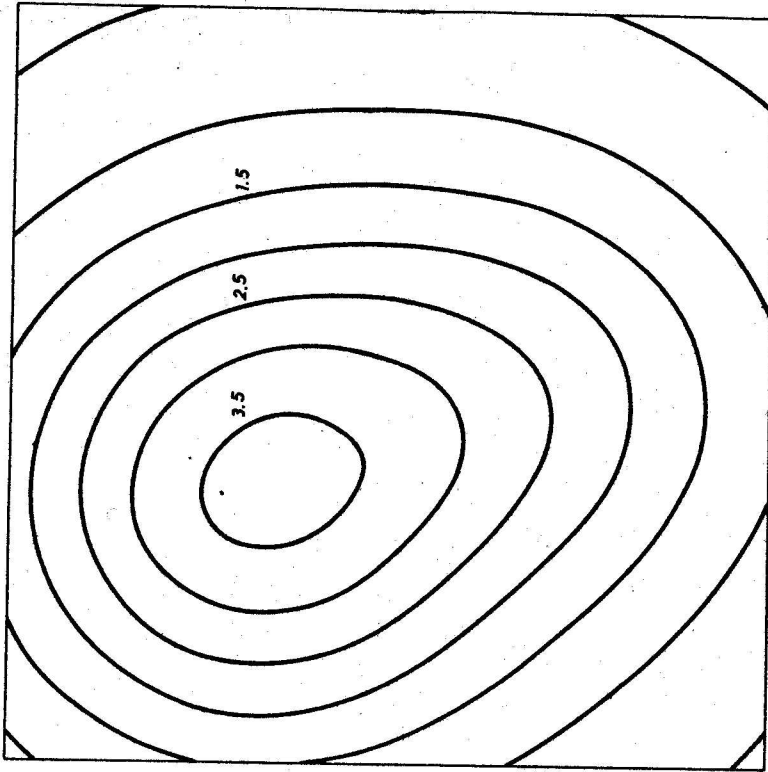
1 km

$g(x,y)$



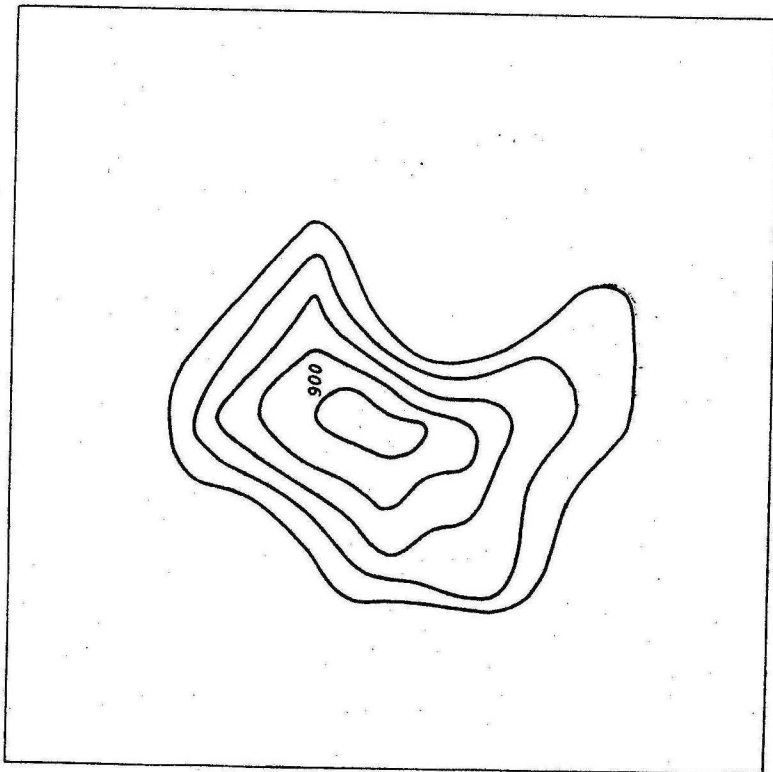
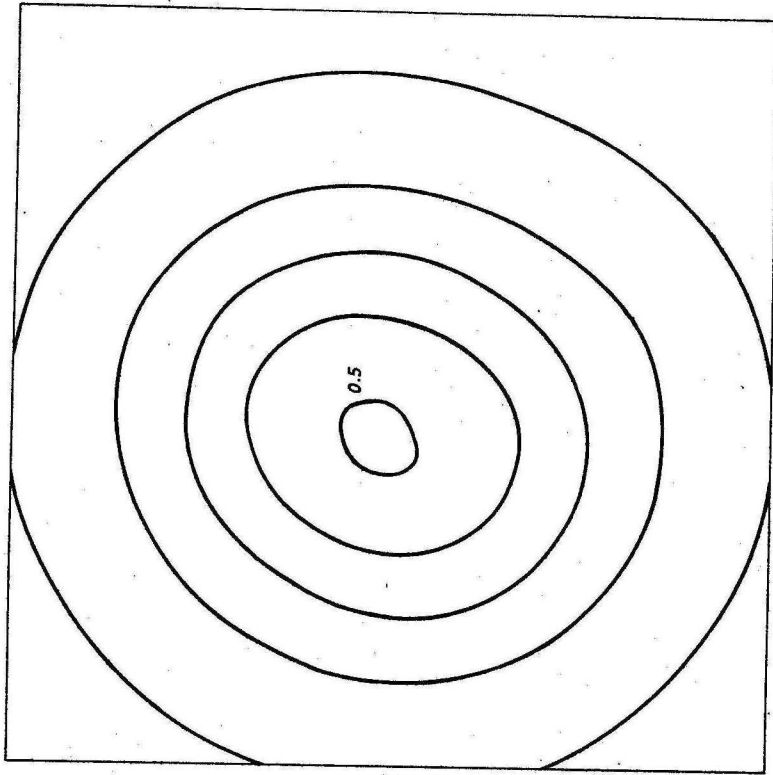
3.21 ábra

$g(x,y)$



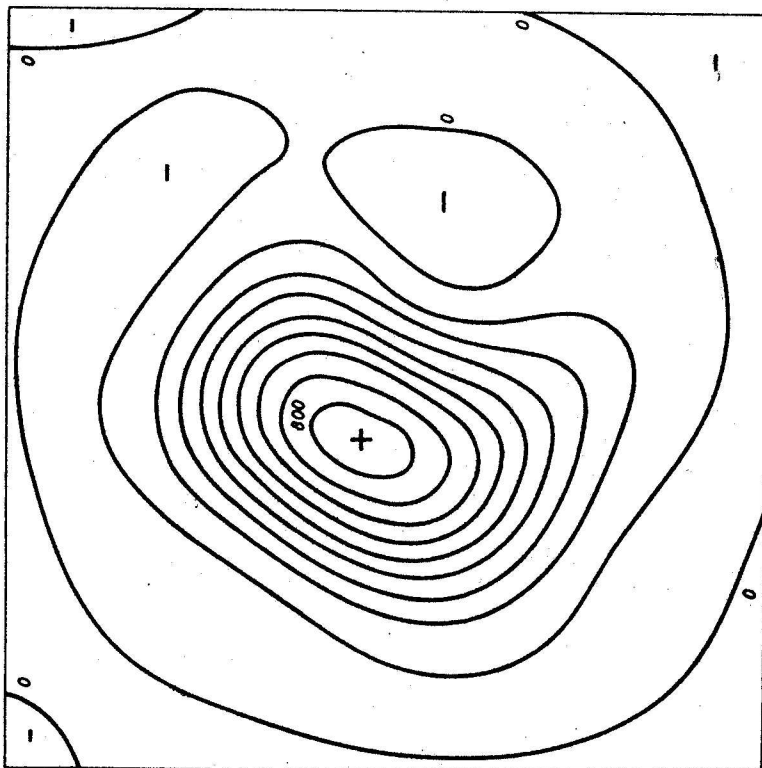
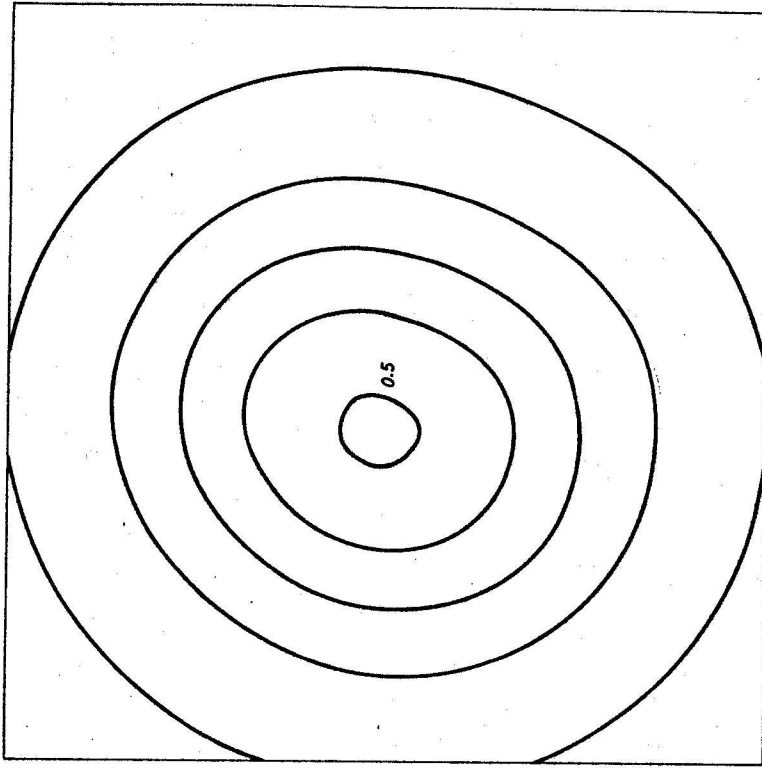
3.22 ábra

$g(x,y)$



3.23 ábra

$g(x, y)$



3.24 ábra

A gyakorlati alkalmazás legnagyobb nehézségének a Δg pontos értékének hiányát tartjuk. Rendszeres és megbízható sűrűségmérésekkel ezen lényegesen javítani lehetne.

Végkövetkeztetésünk az lehet, hogy a módszer kiterjedt alkalmazása megfelelő sávszűrőkkel átalakított térképekre a szénhidrogénkutatás szempontjából számbajövő összes kutatási területen javasolható.

A várható eredmények a reflexiós szeizmikus mérések eddiginél jobb előkészítését szolgálhatnák, megnövelnék a gravitációs mérések felhasználásának hatékonyságát az integrált értelmezésben és (szükség esetén) más geofizikai mérések hiányában is az eddiginél pontosabb geológiai értelmezéshez adnának támpontot.

Irodalom

- Al-Chalabi, M., 1970: Interpretation of two-dimensional magnetic profiles by non-linear optimization. Bollettino di Geophysica Teorica ^{et} Applicata p. 3-19
- Al-Chalabi, M., 1971: Some studies relating to non-uniqueness in gravity and magnetic inverse problems Geophysics, Vol 36. p. 835-855
- Botezatu, R., H. Visarion, F. Scurtu és G. Cucu, 1971: Approximation of the gravitational attraction of geological bodies Geophys. Prosp. Vol 19. p.218-227
- Bott, M.H.D., 1960: The use of rapid digital computing methods for direct gravity interpretation of sedimentary basins Geophys. Journ. R. Astr. Soc. Vol 3. p. 63-67
- Bullard, E.C. and Cooper, R.I.B., 1948: The determination of masses necessary to produce a given gravitational field Proc. Roy. Soc. London, series A. V 194. p. 332-347
- Bott, M.H.P. and Hutton, M.A., 1970: Limitations on the resolution possible in the direct interpretation of marine magnetic anomalies Earth and Planetary Science letters 8. p.317-319
- Collins, S.J., Dodds, A.R., Johnson, B.D., 1974: Gravity profile interpretation using the Fourier transform Geophysics, Vol 39. p. 862-866
- Corbató, C.E., 1965: A least-squares procedure for gravity interpretation. Geophysics. Vol 30. p. 228-233

- Dobrin, M.B., 1960: Introduction to Geophysical Prospecting
Mc Graw-Hill
- Dorman, L.M. and Lewis, B.T.R., 1974: The use of non-linear
functional expansions in calculation of the
terrain effect in airborne and marine gravimetry
and gradiometry. Geophysics, Vol 39. p. 33-38
- Dyrelius, P. and Vogel, A., 1972: Improvement of convergency
in iterative gravity interpretation
Geophys, J.R. Astr.Soc. Vol 27. p. 195-205
- Fournier, K.P., Krupicka, S.F., 1975: A new approximative
method for directly interpreting gravity anomaly
profiles caused by surface geologic structures
Geophys. Prosp. Vol 23. p. 80-93
- Garland, G.D., 1971: Introduction to geophysics
W.B. Saunders
- Gay, S.P., 1963: Standard curves for interpretation of
magnetic anomalies over long tabular bodies.
Geophys. Vol 28. p. 161-200
- Gendzwill, D.J., 1970: The gradational density contrast
as a gravity interpretation model
Geophysics. Vol 35. p. 270-278 .
- Grant, F.S. and West, G.F., 1965: Interpretation theory in
Applied Geophysic Mc Graw Hill
Publishing Co. New York
- Grant, F.S. and Martin, L., 1966: Interpretation of
aeromagnetic anomalies by the use of
characteristic curves. Geophys. 31. p.135-148

- Heiland, C.A., 1940: Geophysical Exploration.
New York, Prentice Hall
- Hutchison, R.D., 1958: Magnetic analyses by logarithmic curves. Geophys. 23 p. 749-769
- Jackson, P.L., 1975: Gravity computations by flux density summation. Geophys. Prosp. Vol 23. p. 42-50
- Jakosky, J.J., 1961: Exploration Geophysics
Trija Publishing Co. Los Angeles
- Jung, K. 1961: Schwerkraftverfahren in der angewandten Geophysik. Univ. Verlag, Leipzig.
- Kellog, O.D., 1954: Foundations of potential theory
New York. Dover Publ. Inc.
- Kunaratnam, K., 1972: An iterative method for the solution of a non-linear inverse problem in magnetic interpretation
Geophys. Prospecting. Vol 20. p. 439-448
- Meskó A. - Kovács F., 1974: Interpretation of residual gravity anomalies obtained by numerical filters
Előadás a XIX Nemzetközi Geofizikai Szimpóziumon
Torun (Lengyelország)
- Meskó A., 1975a: An iterative solution of the inverse problem for constrained models (megjelenőben)
- Meskó A., 1975b: A geofizikai inverz feladatok megoldása (elvek, korlátok, iterációs algoritmusok)
Előadás a XX Nemzetközi Geofizikai Szimpóziumon
Budapest.

Meskó A., 1975c: An improved method for the solution of the gravitational inverse problem (megjelenőben)

Meskó A. - Kis K., 1975: Gravitációs és mágneses kutató-módszerek Egyetemi jegyzet, Tankönyvkiadó (megjelenőben)

Mc Millan, W.D., 1958: The theory of the potential
New York, Dover Publ. Inc.

Millet, F.B. Jr., 1967: A dot chart for the calculation of gravitational and magnetic attraction of two-dimensional bodies. in: Mining Geophysics, Soc. of Exploration Geophysics, Tulsa, Okla.

Morgan, N.A. and Faessler, C.W., 1972: A two- and three-dimensional gravity dot chart
Geophys. Prospecting, Vol. 20. p. 363-375

Mufti, I.R., 1973: Rapid determination of the cube's gravity field. Geophys. Prosp. Vol. 21. p. 724-736

Mufti, I.R., 1975: Iterative gravity modeling by using cubical blocks Geophys. Prosp. Vol. 23. p. 163-199

Nabighian, M.N., 1962: The gravitational attraction of a right circular cylinder. Geofisica Pura e Appl. 53. p. 45-51

Nagy D., 1966: The gravitational attraction of a right rectangular prism. Geophysics. Vol 31. p. 363-371

Negi, J.G. and Garde, S.C., 1969: Symmetric matrix method for gravity interpretation.
J. Geophys. Res. Vol 74. p. 3804-3807

- Nettleton, L.L., 1940: Geophysical Prospecting for Oil
New York, Mc Graw Hill
- Nettleton, L.L., 1942: Gravity and magnetic calculations
Geophysics. Vol. 7. p. 293-310 -
- Novosolicki, V.M. 1965: The theory of the determination of
density changes. Izvestyija 1965
- Odegard, M.E. and Berg, J.W. Jr., 1965: Gravity interpretation
using the Fourier integral. Geophysics. Vol. 3. p. 424-438
- Oldenburg, D.W., 1974: The inversion and interpretation of
gravity anomalies. Geophysics, Vol. 39. p. 526-537
- Parker, R.L., 1973: The rapid calculation of potential
anomalies. Geophys. J. R. Astr. Soc. Vol. 31. p. 447-455
- Parker, R.L., 1974: Best bounds on density and depth from
gravity data. Geophysics. Vol. 39. p. 644-650
- Pavlovski, V.I., Serebjakov, In.B., 1965:

Razvedocsnaja Geophys. No 5. p. 47-55
- Rao, B.S.A. Radhakrishna Murty, I.V. and Rao, C.V., 1974:
Gravity Interpretation by Characteristic Curves
Andhra University Press.
- Ratti, E.G., 1967: The gravitational field of a homogenous
hemisphere. Pure and Applied Geophysics. Vol 68. p. 5-10
- Sharma, B., Geldart, P. and Gill, D.E., 1970: Interpretation
of gravity anomalies of dike-like bodies by Fourier
transformation. Can. J. Earth. Sci. Vol 7. p. 512-516

Skeels, D.C., 1947: Ambiguity in gravity interpretation
Geophysics, Vol. 12. p. 43-56

Skeels, D.C., 1963: An approximate solution of the problem
of maximum depth is gravity interpretation
Geophys. Vol. 28. p. 724-735

Smith, R.A., 1960: Some formulae for interpreting gravity
anomalies. Geophys. Prosp. Vol. 7. p. 607-613

Smith, R.A., 1961: A uniqueness theorem concerning gravity
fields. Proc. Can. Phil. Soc. Vol. 57. p. 865-870

Talwani, M.J.L., Worzel and Landisman, M., 1959: Rapid
gravity computations for two-dimensional bodies
with application to the Mendocino submarine
fracture zone. Geophys. Res. Vol. 64. p. 49-59

Talwani, M., Ewing, M., 1960: Rapid computation of gravitational
attraction of three-dimensional bodies of arbitrary
shape Geophysics. Vol. 25. p. 203-225

Tanner, J.G., 1967: An automated method of gravity
interpretation
Geophys. J. R. Astr. Soc. Vol. 13. p. 339-347

Wang, R. and Mufti, I.R., 1975: Comments on "Rapid
determination of Cube's gravity field"
Geophys. Prosp. Vol 23. p. 199-203

Williams , 1971: Combined interpretation of gravimetric ...
SEG 42nd meeting