

MAGYAR ÁLLAMI EÖTVÖS LORÁND GEOFIZIKAI INTÉZET

---

# GEOFIZIKAI KÖZLEMÉNYEK

I. KÖTET

1—12. szám



---

NEHÉZIPARI KÖNYV- ÉS FOLYÓIRATKIADÓ VÁLLALAT

1952

## TARTALOM

1. Renner János: Bevezetés .....	3
2. Renner János: Gravitációs mérések és a Föld alakja .....	5
3. Lassovszky Károly és Oszlaczky Szilárd: A Nap és Hold gravitációs hatása a gravimétermérésekre .....	13
4. Lassovszky Károly és Oszlaczky Szilárd: A nehézségi gyorsulás nemzetközi normális értéke .....	30
5. Haáz István Béla: Gravitációs és mágneses hatású ferde réteg helyzetének, méreteinek és mibenlétének megállapítása .....	41
6. Haáz István Béla: Mesterséges rezgéshullámokat visszaverő síkfelület térbeli helyzetének meghatározása .....	50
7. Haázné Rózsás Hajnal: Kísérleti vizsgálatok a TNK 1427 gy. sz. Nörgaard-graviméterrel .....	56
8. Komáromy István: Különböző azimutokban végzett graviméteres észlelések vizsgálata .....	74
9. Sebestyén Károly: Mérési tapasztalatok alacsony frekvenciás váltóáramú földellenállásmérő alkalmazhatóságára .....	81
10. Szikora József: Váltóáramú ellenállásmérőkészülék .....	85
11. Gálfi János: A levegőben robbantás módszerének alkalmazása a hazai szeizmikus kutatásban .....	89
12. Stegena Lajos: Kísérleti mérések egy termális mérőberendezéssel .....	102

## BEVEZETÉS

RENNER JÁNOS

A Magyar Állami Eötvös Loránd Geofizikai Intézet első ízben bocsátja ki tudományos értekezéseket tartalmazó Közleményeit. A felszabadulás előtt körülbelül egy évtizeden át a Geofizikai Intézet évi Jelentéseket adott ki s azokban főként terepméréseinek eredményeit közölte. A Közlemények címen most meginduló sorozat a geofizikai mérőműszerek és műszerek fejlesztése terén elért újabb eredményekről kíván beszámolni. Helyet foglalnak ezenkívül a geofizika körébe vágó egyéb korszerű tudományos értekezések is.

Az 1919-ben Eötvös Loránd halála után megszervezett Geofizikai Intézet a felszabadulás óta nagy fejlődést ért el. A Geofizikai Intézet a két világháború közti időben csekély, 6—7 főnyi állandó munkaerővel végezte kutatómunkáját és a külső mérésekben ideiglenes munkaerők segédkeztek. Ebben az időszakban főként Eötvös-inga mérések, továbbá földmágnességi felvételek folytak s csak közvetlenül a második világháború előtt kísérletezett az Intézet más korszerű, főként szeizmikus és geoelektromos mérőműszerekkel. Az Intézetnek nem volt saját otthona, a Tudományegyetem Kísérleti Fizikai Intézetében nyert néhány szobában ideiglenes elhelyezést.

A felszabadulás után, különösen 1948 óta indult meg a Geofizikai Intézet nagyarányú fejlődése. Már Eötvös idejében nyilvánvaló volt, hogy a geofizikai kutatásoknak nemcsak tudományos jelentőségük van, hanem a nyersanyagfeltáráshoz is értékes segítséget nyújtanak. Maga Eötvös is tudatában volt a geofizikai kutatások gyakorlati jelentőségének. Míg azonban annakelőtte a geofizikai kutatások számára csak kevés anyagi segítség állott rendelkezésre, Népköztársaságunk Kormányzata évek óta teljes mértékben méltányolja e kutatások nagy fontosságát és ennek megfelelően bölcs előrelátással fejleszti a Geofizikai Intézetet. A Geofizikai Intézet fejlődése leginkább a következőkben nyilvánult meg: a tudományos és segédmunkaerők létszámának gyors emelkedése, újabb mérőműszerek bevezetése, műszerek és egyéb felszerelés beszerzése, a könyvtár és a dokumentációs tár kifejlesztése, laboratóriumok és műhelyek berendezése, gondoskodás megfelelő elhelyezésről, a gépkocsiállomány kibővítése.

A Geofizikai Intézet jelenleg minden fontosabb korszerű geofizikai kutatási módszerre berendezkedett. Munkáját túlnyomórészt a külső terepen végzi, elsősorban nyersanyagkutatás céljából, ezenkívül kutató tevékenység folyik az Intézet központjában a mérési eredmények tudományos feldolgozása és kiértékelése, valamint a kutató módszerek és műszerek továbbfejlesztése érdekében. A legutóbbi években igen figyelemreméltó eredményt ért el az Intézet a szeizmikus és geoelektromos műszerek teljesen önálló megalkotásában és megépítésében, s ezek a külső terepmérésekben is kiváló-

nak bizonyultak. Ez az eredmény a laboratóriumi kutatók és a finommechanikai műhely dolgozói jó együttműködésének köszönhető.

Bár az Intézet súlyponti munkája gyakorlati jellegű, minden kutató tevékenységét szigorúan tudományos alapon végzi és nagynevű alapítójának, Eötvös Lorándnak szellemében nagy gondot fordít olyan tudományos munkálatokra, amelyekkel közvetve mozdítja elő a gyakorlati kutatások célkitűzéseit. 1949-ben és 1950-ben országos földmágnességi alaphálózati méréseket hajtott végre. 1951-ben 16 főalapponton elsőrendű graviméteres méréseket végzett korszerű graviméterrel s a műszernek repülőgépes szállításával. 1951 óta másodrendű gravimétermérések vannak folyamatban viszonylag sűrű hálózatban. Az Intézet Budakeszi mellett állandó földmágnességi regisztráló állomást tart üzemben. A Geofizikai Intézet keretébe tartozik az országos földrengésvizsgáló szolgálat is egy budapesti és három vidéki megfigyelő állomással. Az Intézet korszerű gravimétereivel a terepmérések téli szünetében több héten át folyamatos regisztrálást végzett a Nap és a Hold hatásának megfigyelése céljából. Ezzel kapcsolatban tanulmány jelenik meg a Közleményekben.

A Magyar Tudományos Akadémia a szomszédos baráti államok tudományos intézményeivel egyetértésben összekötő graviméteres és földmágneses méréseket tervez. E mérések végrehajtására is a Geofizikai Intézet van hivatva az Akadémia irányításával.

A Geofizikai Intézet kutatói munkájuk során elért szerény eredményeikről adnak számot abban a meggyőződésben, hogy ezzel — bár csekély mértékben — az alkalmazott geofizika haladását sikerült előmozdítaniok.

Az Intézet munkatársait Kormányzatunknak az Intézettel szemben megnyilvánuló bőséges áldozatkészsége odaadó, lelkes munkára kötelezi s ennek minden tehetségükkel igyekeznek megfelelni.

Felelős kiadó: Solt Sándor

Műszaki felelős: Rózsa István

Megrendelve: 1952. VIII. 12. — Imprimálva 1952. XII. 2. — Papír alak: 70.100.  
A könyv azonossági száma: 865 — Ívek száma: 1/4. — Ábrák száma: —. — Példányszám: 500.

Ez a könyv az MNOSZ 5601—50 Á és MNOSZ 5602—50 Á szabványok szerint készült.

4884. Franklin-nyomda Budapest, VIII., Szentkirályi-utca 28.  
Felelős: Ketskés János.

ЯНОШ РЕННЕР:

## ГРАВИТАЦИОННЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ И ФОРМА ЗЕМЛИ

Для точного определения формы земли установились две тенденции: одна из них с помощью результатов гравитационных измерений, а другая из данных геодезических и астрономических измерений стремится к определению геометрической формы земли. Основа первого метода — формула Стоукса, определённая век тому назад для ундуляции (периодической вариации) геоида и недавно преобразованная Венингом-Мейнесом для подсчёта возмущения вертикали. Гравиметрическое определение формы земли обеспечивается всё более и более расширяющейся сетью гравитационных измерений, распространяющейся на всю землю. Густая сеть гравитационных измерений, выполненных в Венгрии, особенно обосновывает применение гравиметрического метода определения геоида, но конечно и с учётом результатов геодезических и астрономических измерений.

J. RENNER:

## MESURAGE DE LA GRAVITATION ET FIGURE DE LA TERRE

Deux tendances se sont formées pour la détermination précise de la figure de la terre: l'une tâche de définir la figure géométrique de la terre par des dates de mesurages géodésiques et astronomiques, l'autre à l'aide des résultats de mesurages de la gravitation. La base de cette dernière méthode est la formule de Stokes posée il y a une centaine d'années environ pour l'undulation du géoïde et transformée récemment par Vening-Meinesz pour le calcul de la déviation de la verticale. La détermination gravimétrique de la figure de la terre est facilitée par le réseau de mesurages de la gravitation qui s'étend à toute la terre et s'élargit de plus en plus. La détermination du géoïde à l'aide de la méthode gravimétrique est particulièrement motivée par le réseau très détaillé de la gravitation établi en Hongrie, mais, bien entendu, en égard aux résultats des mesurages géodésiques-astronomiques aussi.

## GRAVITÁCIÓS MÉRÉSEK ÉS A FÖLD ALAKJA

RENNER JÁNOS

Régi feladat a Föld alakjának minél pontosabb meghatározása. A 18. században a NEWTON-féle gravitációs törvény alapján alakult ki az a felfogás, hogy a Föld forgási ellipszoid alakú. Azonban már BESSEL<sup>1</sup> is észrevette, hogy a Föld valóságos alakja forgási ellipszoiddal elegendő pontossággal nem közelíthető meg. A 19. század első felében az volt a törekvés, hogy a Föld alakját geometriai módszerekkel határozzák meg.

GAUSS<sup>2</sup> nevéhez fűződik annak a gondolatnak a felvetése, hogy a Föld alakjának meghatározásában fizikai tényezőkre is tekintettel kell lenni. GAUSS a tengerszintnek megfelelő és az egész Földet körülvevő szintfelületet fogadta el a Föld matematikai alakjának, tehát a szárazföldek fizikai felszíne eltér a GAUSS-féle matematikai földfelszíntől. A GAUSS-féle elgondolás szerint az óceánok felülete a Föld alakját jellemző szintfelületnek része, a szárazföldeken pedig a látható és a rejtett tömeggyenentlenségek a szint-

felületet deformálják. GAUSS nem veszi tekintetbe az óceánok felületének változását a légnyomással, a hőmérséklettel, az árapály jelenségekkel és a sótartalommal, aminek következtében az óceánok felülete nem adhat egyértelmű meghatározást a Föld matematikai alakjára.

BRUNS<sup>3</sup> a 19. század második felében a GAUSS-féle gondolatot odafejlesztette, hogy a Föld alakjául nem egy meghatározott szintfelületet fogadott el, hanem a szintfelületek összességét, amelyet a nehézségi erőter potenciálja ad meg  $U = \text{konstans}$  egyenletsereg alapján. Bruns a számtalan sok szintfelület közül kiválasztott valamely szintfelületet geoidnak nevezte el, felhasználva a LISTING által a geodéziában bevezetett elnevezést.

GAUSS és BRUNS ilyen módon a Föld alakjának meghatározását szoros kapcsolatba hozták a nehézségi erőterrel és ezzel alapját vetették meg annak az irányzatnak, amely a felső geodézia problémáinak megoldásában a geofizika módszereit és eredményeit is felhasználja. A másik irányzat a Föld alakjának pontos ismeretéhez kizárólag geodéziai és csillagászati módszerekkel kíván eljutni.

A két irányzat célkitűzéseinek és módszereinek közelebbi vizsgálata rávilágít a felső geodézia korszerű kérdéseire és azok megoldási módjára.

A Föld alakját nemcsak valamilyen zárt felülettel, hanem a felületi normálisok rendszerével is jellemezhetjük. A Föld valóságos alakjához, a geoidhoz tartozó normálisok a függővonalak. A függővonalak a szintfelületek ortogonális trajektóriái és mivel a szintfelületek általában nem párhuzamosak egymással, a függővonalak az egyenestől eltérő kissé görbült vonalak. A Föld alakját megközelítő felületnek, tehát valamilyen forgási ellipszoidnak normálisait elméleti függővonalaknak tekintjük. A Föld legtöbb pontján a valódi függővonal iránya eltér az elméleti függővonal irányától. Ez az eltérés a függővonal elhajlás. Az így értelmezett függővonal elhajlás viszonylagos, mert nyilván attól függ, hogy milyen forgási ellipszoiddal közelítjük meg a Föld alakját.

A tisztán geodéziai irányzat szemszögéből a viszonylagos függővonal elhajlások meghatározása az alapprobléma megoldásához vezet, mert ha ismerjük a függővonal elhajlásokat valamilyen célszerűen megválasztott forgási ellipszoid normálisaihoz viszonyítva, akkor következtetni tudunk a Föld geometriai alakjára. E probléma megoldásához a következő mérésekre van szükség: csillagászati helymeghatározások, vagyis csillagászati sarkmagasságmérés, hosszúságkülönbség mérése, azimut meghatározása, továbbá háromszögelési mérések, trigonometriai szintezés. Kétségtelen, hogy e mérések végrehajtásával minden hipotézistől függetlenül olyan adatok birtokába lehet jutni, amelyekből egyrészt a Föld alakjához legjobban simuló forgási ellipszoid jellemzőit, az egyenlítő átmérőjét és a lapultságot, másrészt a felmért területre vonatkozóan ettől a forgási ellipszoidtól, mint referencia-ellipszoidtól mutatkozó eltéréseket meg lehet állapítani. Idetartozik az ívhosszúság meghatározása, továbbá a viszonylagos függővonal elhajlások megállapítása.

A viszonylagos függővonal elhajlások meghatározásának alapelve a következő:

Vegyünk figyelembe a Föld felületén egy olyan pontot, amelyen a szélességet, a hosszúságot és egy másik felületi ponthoz húzott irány azimutszögét mind geodéziai úton, mind csillagászati mérésekkel meghatározták. Az ilyen adatokkal meghatározott pontot LAPLACE-féle pontnak nevezik.

Jelöljük  $\varphi$ ,  $\lambda$ ,  $A$ -val a kérdéses Laplace-féle pont geodetikus szélességét,

hosszúságát és az azimutot az alapulvett referencia-ellipszoidon, továbbá  $\varphi'$ ,  $\lambda'$ ,  $A'$ -vel ugyanazon pont csillagászati úton mért szélességét, hosszúságát és az azimutot. Ezekből a viszonylagos függővonal elhajlás összetevői:

$$\xi = \varphi - \varphi' \quad \eta = (\lambda - \lambda') \cos \varphi' \quad \eta = (A - A') \cotg \varphi'$$

Az utóbbi két egyenlethől adódik a következő Laplace-féle összefüggés:

$$A - A' = (\lambda - \lambda') \sin \varphi'.$$

A Laplace-féle összefüggés a függővonal elhajlások és az azimut eltérések realizálásának ellenőrzését teszi lehetővé.

A függővonal elhajlásokból könnyen kiszámíthatók a geoid undulációi, vagyis a geoidnak a felületi normális mentén mért eltérései az alapulvett referencia-ellipszoidtól.

Tegyük fel, hogy a kérdéses területen alkalmas módon megválasztott koordináta-rendszerben két viszonylag közelfekvő pont koordinátái  $(x_1, y_1)$  és  $(x_2, y_2)$ ; e pontokban a viszonylagos függővonal elhajlások összetevői  $(\xi_1, \eta_1)$ , illetőleg  $(\xi_2, \eta_2)$ . A geoid undulációjának változása, a függővonal elhajlások lineáris változását feltételezve, a két pont között:

$$\Delta N = \frac{1}{2} [(\xi_1 + \xi_2)(x_2 - x_1) + (\eta_1 + \eta_2)(y_2 - y_1)].$$

Ilyen módon a kérdéses területen pontról-pontra haladva, ki lehet számítani a geoid undulációját. Célszerű a számítást zárt poligonok mentén elvégezni és az eredményeket a legkisebb négyzetek módszerével kiegyenlíteni. A Föld különböző helyein eddig elvégzett számítások szerint a geoid undulációja nem haladja meg a 40 m-t.

A geoid undulációit az egyenlő undulációjú helyeket összekötő vonalakkal szokás ábrázolni. Az így szerkesztett térképek jó áttekintést adnak a geoidfelület egyes részleteiről. Nem tévesztendő azonban szem elől az a körülmény, hogy valamely területre végrehajtott számítás eredményei az alapulvett referencia-ellipszoidtól függenek és a referencia-ellipszoid bármilyen módosítása a hozzá viszonyított undulációkat is többé-kevésbé megváltoztatja. Nem alkalmasak az ilyen módon nyert eredmények arra, hogy belőlük a földkéreg szerkezetére, a nem látható tömegek eloszlására vagy a Föld fizikai tulajdonságaira nézve következtetéseket vonhassunk.

A Föld alakjának meghatározásában alkalmazott eme tisztán geodéziai módszernek fogyatéksága az, hogy a Föld felületének nagyrészen, elsősorban az óceánokon és a szárazföldek egy részén ma még nem hajthatók végre azok a geodéziai és csillagászati mérések, amelyek az előbb ismertetett kiértékelésekhez szükségesek. A Föld alakjának geodéziai meghatározása leginkább kulturált területekre szorítkozik és az eddig megállapított geoid-undulációk még az egymással szomszédos területeken is mozaik-szerűen csatlakoznak egymáshoz, közvetlenül össze sem kapcsolhatók mindaddig, míg az egyes területek kiértékelésében nem használják ugyanazt a referencia-ellipszoidot. Kétségtelenül megvan az a törekvés, hogy világrész méretű területeken a geodéziai munkálatokban lehetőleg ugyanaz a referencia-ellipszoid szolgáljon alapul; ezidőszent azonban még nincsen a Föld alakját legjobban megközelítő, általánosan elfogadott forgási ellipszoid.

Vizsgáljuk meg ezután a másik irányzat módszereit és lehetőségeit. Ez az irányzat a Föld alakjának meghatározását a nehézségi erőtér ano-

máliáinak meghatározásával köti össze s így gravimetrikus irányzatnak nevezhető. Az az alapelve, hogy a nehézségi erőtér maga is meghatározza a szintfelülettel jellemzett földalakat.

A nehézségi erőtér adataiból közvetlenül meghatározható a geoid egyik fontos adata, a lapultság.

A geoidot legjobban megközelítő nívósferoidra fennáll a CLAIRAUT-tól származó következő összefüggés:

$$a + \beta = \frac{5}{2} \varphi_0$$

$a$  a lapultság,  $\varphi_0$  a centrifugális erőnek és a nehézségi erőnek viszonya az egyenlítőn,  $\beta$  pedig a nehézségi erő változását kifejező képletben, mint egyútható fordul elő:

$$\gamma = \gamma_0 (1 + \beta \sin^2 \varphi).$$

Több kutató foglalkozott a lapultságnak ilyen meghatározásával. HEISKANEN a nehézségi erő változására több képletet vezetett le. Az egyik képlet alapján számított lapultság (1: 297,4) nagyon megközelíti a HAYFORD-féle ellipszoid lapultsági értékét.

Körülbelül egy évszázaddal ezelőtt STOKES<sup>4</sup> nevezetes összefüggést állapított meg a geoid undulációja ( $N$ ) és a gravitációs erőtér között. Eszerint

$$N = \frac{R}{4\pi\gamma} \int_0^{2\pi} d\alpha \int_0^\pi S(\psi) \Delta g_\psi \sin \psi d\psi.$$

E kifejezésben  $R$  a Föld közepes sugara,  $\gamma$  a nehézségi erő közepes értéke. A koordináta-rendszer kezdőpontja a Föld felületének az a pontja, amelyre vonatkozólag a geoid undulációját ki akarjuk számítani.  $\alpha$  a kezdő azimuttól számított azimutszög,  $\psi$  a Föld felületén felvett gyűrű alakú zónák gömbi távolsága a kezdőponttól.

$\Delta g_\psi$  a gravitációs anomáliák középértéke a  $\psi$  és  $\psi + \Delta\psi$  szögek közé eső gyűrűben.

$S(\psi)$  függvény részletezve:

$$S(\psi) = \operatorname{cosec} \frac{\psi}{2} + 1 - 6 \sin \frac{\psi}{2} - 5 \cos \psi - 3 \cos \psi \ln \left( \sin \frac{\psi}{2} + \sin^2 \frac{\psi}{2} \right).$$

Más alakban a geoid undulációja:

$$N = \sum c_\psi \Delta g_\psi.$$

Az egyúthatók kifejezése:

$$c_\psi = \frac{R}{2\gamma} \int S(\psi) \sin \psi d\psi.$$

$C_\psi$  kifejezésében az integrál egy meghatározott  $\psi$  értéknek megfelelő gyűrűs zónára vonatkozik. Az  $N$  kifejezésében jelölt összegezést az egész földfelületet borító összes gyűrűs zónákra ki kell terjeszteni. Ez utóbbi eljárással TANNI<sup>5</sup> végzett számításokat.

A geoid-unduláció ilyen módon kiszámítható a Föld bármely pontjára vonatkozólag. Ez a számítási eljárás feltételezi azt, hogy a Föld egész felületén a nehézségi erő anomáliáit megfelelő részletességgel ismerjük. A nehézségi anomáliákat egészen részletesen kell ismerni a kérdéses pont környezeté-



ben néhány száz km távolságig, azontúl a távolság növekedésével az anomáliáknak egyre kevésbé részletes ismerete is elegendő.

E számítások keresztvitelevelében fontos kérdés az, hogy a nehézségi erőternek milyen anomáliáit vegyük figyelembe. Ez a kérdés felvetődött a Nemzetközi Geodéziai és Geofizikai Uniónak 1951-ben Brüsszelben tartott kongresszusán. HEISKANEN<sup>6</sup>, a Helsinkiben működő Nemzetközi Izoosztáziai Intézet vezetője azt a felfogást képviselte, hogy a kiértékelésben az izosztatikus anomáliákat kell felhasználni, mert az izosztatikus anomáliák adnak jellemző képet egy-egy terület gravitációs viszonyairól. Igaz, hogy a kevésbé kulturált távoli földrészek értékei nem elég részletesek az izosztatikus redukciók pontos kiszámításához, de éppen ezeken a területeken nincs is szükség olyan pontosságú izosztatikus redukciókra, mint a figyelembe vett hely legközelebbi környezetében.

Az egész Földre kiterjedő gravitációs adatok birtokában az abszolút függővonal elhajlásokat is ki lehet értékelni. Tegyük fel, hogy valamely pont környezetében az  $\alpha$  azimutiszögű  $ds$  irányban a geoid  $dN$  undulációja a legnagyobb.

Ekkor az abszolút függővonal elhajlás összetevői:

$$\xi = \frac{dN}{ds} \cos \alpha \quad \eta = \frac{dN}{ds} \sin \alpha.$$

Stokes képletének felhasználásával VENING—MEINESZ<sup>7</sup> a következőképpen fejezte ki az összetevőket:

$$\xi = \frac{1}{R} \frac{\partial N}{\partial \psi} \cos \alpha = - \frac{1}{4\pi\gamma} \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} \cos \alpha \, d\alpha \int_{\psi}^{\psi+d\psi} \sin \psi \frac{\partial S(\psi)}{\partial \psi} \Delta g \, d\psi.$$

Hasonló kifejezés szolgál  $\eta$  számítására. Ennek alapján az abszolút függővonal elhajlás összetevőit a gravitációs anomáliákból ki lehet számítani.

Említésre méltó, hogy N. MIHAL<sup>8</sup> az előbb említett Vening—Meinesz-féle képlet átalakításával olyan egyenleteket vezetett le, amelyeknek alapján a geodéziai-csillagászati mérésekből adódó függővonal elhajlásokat fel lehet használni a nehézségi erő anomáliáinak kiszámítására. Ilyen módon közvetve meg lehet állapítani a nehézségi erő anomáliáit olyan területekre, amelyeken nem voltak közvetlen mérések. Ez az eljárás nyilván nem alkalmazható olyan távoleső területekre, amelyeknek gravitációs anomáliája csekély befolyással van a kérdéses hely függővonal elhajlására.

A figyelembe vett pont közvetlen környezetére Vening—Meinesz  $\xi$ -re és  $\eta$ -ra vonatkozó képlete nem használható, mert  $\operatorname{cosec} \frac{\psi}{2}$  végtelen nagyválik. A kérdéses pont körül írt néhány km sugarú körön belül lévő terület hatása:

$$d\xi = \frac{1}{2\gamma} \frac{\partial \Delta g}{\partial x} \quad d\eta = \frac{1}{2\gamma} \frac{\partial \Delta g}{\partial y}.$$

A legbelső körön kívül kb. 2000 km-ig a gyűrűs zónális beosztás mutatkozik célszerűnek, azon túl pedig gömbi négyszöges beosztás ajánlatos. A gyűrűs zónákra nézve KAZANSZKIJ<sup>9</sup> végzett számításokat és készített jól felhasználható táblázatokat.

A függővonal elhajlásoknak kiszámítását a gravitációs anomáliákból gyakorlatilag kipróbálták a Szovjetunióban. KRASZOVSZKIJ a Balti

Geodéziai Bizottság közleményeiben írt erről jelentést, MIHAJLOV és MOLOGYENSKIJ<sup>10</sup> 1944—45-ben részletesen ismertették a módszert és annak alkalmazását. A módszer először Moszkva környezetében került alkalmazásra és jó megegyezés volt a csillagászati úton nyert, valamint a gravitációs anomáliákból számított függővonal elhajlások között. Az eljárást a Szovjetunió különböző területein, többek között Szibériában is alkalmazták.

N. MIHAL<sup>11</sup> a Stokes-féle képletből kiindulva a geoid undulációjára olyan képletet származtatott le, amely a nehézségi erő anomáliájának vízszintes gradiensét tartalmazza. Mivel a vízszintes gradienseket az Eötvös-inga mérések szolgáltatják, Mihal közelítő képletének felhasználásával a kérdéses hely környezetében végzett Eötvös-inga mérések eredményeiből is ki lehet számítani a függővonal elhajlást. Az ilyen módon kiszámított függővonal elhajlás azonban nem foglalja magában az egész Földre kiterjedő nehézségi anomáliák hatását és ezért nem tekinthető abszolút függővonal elhajlásnak.

Kétségtelen, hogy az abszolút függővonal elhajlások gravimetrikus számítása nehézkes és hosszadalmas, bár megfelelő táblázatok lényeges egyszerűsítést tesznek lehetővé. E számítási módszer megítélésénél figyelembe kell vennünk azt, hogy valamilyen területre, pl. egy kisebb ország területére vonatkozólag elegendő néhány jellemző pontra kiszámítani az abszolút függővonal elhajlásokat. Elsősorban a hálózat kiinduló pontjára és a közelében lévő néhány pontra nézve célszerű a számítást végrehajtani. Az így kiszámított abszolút függővonal elhajlások lehetővé teszik a geodéziai-csillagászati mérésekből nyert viszonylagos függővonal elhajlások helyesbítését és a kérdéses terület beillesztését az abszolút függővonal elhajlások rendszerébe.

Mivel a vázlatosan ismertetett kiértékelési eljárás a Föld bármely pontjára nézve egységes elvek szerint hajtható végre, az ilyen módon nyert eredmények összefüggő rendszert alkotnak és alapul szolgálhatnak az egész Földre kiterjedő egységes geodéziai rendszer számára.

A gravitációs erőter ismerete alapján számított geoid undulációk és abszolút függővonal elhajlások nem teszik feleslegessé a geodéziai és a csillagászati méréseket, mert egy-egy nagyobb területre, pl. egy ország területére vonatkozó részleteredmények a geodéziai és a csillagászati mérésekből származnak és a gravimetrikus módszer ezeket a részleteredményeket van hivatva egységes rendszerbe foglalni.

Heiskanen 1951-ben a Brüsszelben tartott kongresszuson terjesztette elő a geoid gravimetrikus meghatározására vonatkozó tervezetét. A tervezetnek lényege az egész Földre kiterjedő gravitációs mérési anyag feldolgozása és kiértékelése az előbbieken vázolt szempontok szerint a geoid undulációk és az abszolút függővonal elhajlások meghatározása érdekében. A brüsszeli nemzetközi kongresszus Heiskanen tervezetét elvben elfogadta és kimondotta, hogy szükséges a gravitációs mérési anyag tanulmányozása világviszonylatban és annak megfelelő feldolgozása. A hangsúly a minél teljesebb, az egész Földre kiterjedő gravitációs mérési anyag összegyűjtésén és további gravitációs mérések végrehajtásán van, különösen az óceánokon és a távolabbi világrészekben, ahol a gravitációs mérési hálózat nem eléggé sűrű. Heiskanen és munkatársai a gravimetrikus módszer kifejlesztése érdekében már eddig is nagy munkát végeztek és jelentős eredményeket értek el. Várható, hogy ez a tevékenységük a jövőben még fokozódik és így nagy lépéssel jutunk előre a Föld valódi alakjának megismerésében.

A gravimetrikus módszerrel megállapított geoid undulációk és abszolút függővonal elhajlások alkalmasak arra, hogy belőlük következtetni lehessen a földkéreg szerkezetére és a Föld fizikai tulajdonságaira. Feleletet kaphatunk arra a kérdésre is, hogy a háromtengelyű ellipszoid jobban közelíti-e meg a geoidot, mint a forgási ellipszoid. Kétségtelen, hogy e hatalmas munkálat végrehajtása sok más problémát is meg fog oldani, így például az izosztáziának egyes, ma még nyitott kérdéseire is választ fog adni.

Várható, hogy a mai korszerű, könnyen szállítható graviméterekkel a közeljövőben sok olyan mérést fognak elvégezni kevésbé lakott területeken is, amelyek a gravitációs hálózatot a kívánt mértékben kiegészítik. Nagyobb nehézségekkel jár a gravitációs mérések kiegészítése az óceánokon, amit ezidőszereint csak tengeralattjárókon lehet megbízhatóan elvégezni.

Vizsgáljuk meg a kérdést Magyarország szemszögéből. Magyarországon eddig már sok geodéziai munkálat történt. A rendszeres elsőrendű háromszögelési hálózat felmérése folyamatban van; elég sok ponton történt viszonylagos függővonal elhajlás meghatározása geodéziai-csillagászati eljárással, bár e pontok egyenlőtlenül oszlanak meg az ország területén. Gravitációs mérések tekintetében különösen kedvező helyzetben vagyunk, mert az ország területének legnagyobb részén részletes gravitációs mérések történtek, részben Eötvös-ingával, részben korszerű graviméterekkel. A sok részletes gravitációs mérés eredményeinek egységes rendszerbe foglalását lehetővé teszik az 1951-ben korszerű graviméterrel végrehajtott elsőrendű, továbbá az 1951-ben megindított és jelenleg is folyamatban lévő másodrendű graviméteres alaphálózati mérések. Ilyen módon Magyarország területén a közeljövőben olyan részletes és egységes rendszerbe foglalt gravitációs mérési anyag áll rendelkezésre, amely az abszolút függővonal elhajlások kiértékelését kiválóan lehetővé teszi, hiszen a kiértékelésben a fő bázispontnak néhány száz km-nyi körzetére vonatkozó értékek a döntők. Ennek a kiértékelésnek elvégzése a közeljövő feladata.

Tekintettel a Magyarországon elvégzett igen nagyszámú Eötvös-inga mérésre, az a kérdés is felvethető, hogyan használhatók fel az Eötvös-ingával nyert görbületi adatok a geoid-probléma megoldásában. Ismeretes, hogy Eötvös módszerével a torziós-inga mérések görbületi adataiból ki lehet számítani a viszonylagos függővonal elhajlásokat, ha a kérdéses területnek legalább két pontjában geodéziai-csillagászati mérések is történtek.

Az Eötvös-inga mérések ilyen értelmű feldolgozása kétségtelenül igen részletes tájékoztatást nyújt a függővonal elhajlásokról és azokról az anomáliákról, amelyeket földalatti tömeg egyenetlenségek a függővonal elhajlásokban előidéznek és éppen ezért a földkéreg szerkezetének kutatásában értékes támpontokat nyújtanak.

Kívánatos, hogy a geodéziai-csillagászati rendszer fő bázispontja lehetőleg olyan helyen legyen, ahol a látható és földalatti tömeg egyenetlenségek nem hoznak létre nagyobb zavarokat a függővonal irányában. Magyarországon fő bázispont eddig még nincs kijelölve. Végleges kijelölése előtt a tervbe vett területeken az Eötvös-inga mérések alapján célszerű kiértékelni a viszonylagos függővonal elhajlásokat, hogy ilyen módon a főbázispont lehetőleg kevésbé zavart területre kerüljön. Ezen túlmenően kívánatos az Eötvös-inga mérések adataiból a viszonylagos függővonal elhajlásokat különösen olyan területekre kiszámítani, amelyeken a nyersanyagkutatás szemszögéből érdekes földalatti szerkezetek várhatók.

Magyarországon tehát kettős feladat előtt állunk: meg kell állapítani

néhány pontban az abszolút függővonal elhajlásokat, illetőleg a geoid undulációkat, továbbá a geoidfelület magyarországi részének részletes megismerése érdekében geodéziai-csillagászati méréseket kell végrehajtani és ezek segítségével az ország területének minél több részén ki kell értékelni a meglévő és az ezután elvégzendő Eötvös-inga mérések eredményeiből a viszonylagos függővonal elhajlásokat. Ezeket a feladatokat az Állami Eötvös Loránd Geofizikai Intézet és az Állami Felsőgeodéziai és Kártográfiai Intézet szoros együttműködéssel tudja végrehajtani.

## I R O D A L O M

1. BESSEL, F. W., Über den Einfluss der Unregelmässigkeiten der Figur der Erde auf geodätische Arbeiten und ihre Vergleichung mit den astronomischen Bestimmungen. Astron. Nachtr. 329/30, 14. Bd.
2. GAUSS F. C., Bestimmung des Breitenunterschiedes zwischen den Sternwarten Göttingen und Altona, Göttingen, 1823.
3. BRUNS H., Die Figur der Erde, Berlin, 1878.
4. STOKES G. G., On the variation of gravity at the surface of the earth, Trans. Cambridge Phil. Soc. 1849.
5. TANNI L., On the continental undulations of the geoid as determined from the present gravity material. Publ. of the Isostatic Inst. Helsinki. 1948.
6. HEISKANEN W., On the world geodetic system. Publ. of Isostatic Inst. Helsinki. 1951.
7. VENING-MEINESZ F. A., A formula expressing the deflection of the plumb-line in the gravity anomalies. Kon. Akad. van Wet. te Amsterdam, 1928.
8. MIHAL N., On the determination of gravity anomalies from the astronomical-geodetical deflection of the plumb-line. Comptes Rendus (Doklady) de l'Acad. des Sc. de l'URSS. 1937.
9. KASANSKY J., Ein praktischer Versuch der gravimetrischen Bestimmung der Lotabweichungen, Verh. d. 7. Tag. der Balt. Geod. Komm. 1935.
10. MIHAJLOV A. A., Gravimetrieszkie raboti SzSzSzR. Szbornik Geod. N<sup>o</sup> vip. V. Sztran 49—59.
- MOLOGYENSZKIJ M. Sz., Osznovnie voproszi, szvjazannie sz vipolnieniem asztronomo-gravimetrieszskivo nyivelirovanija na bolsoj territorii. Szbornik Geod. N<sup>o</sup> vip. IV. Sztran. 3—11.
- MOLOGYENSZKIJ M. Sz., Rol geofiziki geologii v izledovanii figuri Zemli. Szbornik Geod. N<sup>o</sup> vip. VIII. Sztran. 24—30.
- MOLOGYENSZKIJ M. Sz., Raboti A. A. Mihajlova v oblaszti gravimetrii i teorii figuri Zemli. Szbornik Geod. N<sup>o</sup> vip. XVII. Sztran. 65—70.
- MOLOGYENSZKIJ M. Sz., Izucsenyie figuri Zemli geometrieszskim (asztronomogeodezieszskim) metodom. Szbornik Geod. N<sup>o</sup> vip. XXVII. Sztran. 3—11.
- MOLOGYENSZKIJ M. Sz., Metod szovmesztnoj obrabotki gravimetrieszskih i geodezieszskih materialov dlja izucsenyija gravitacionnovo polja Zemli i ijo figuri. Szbornik Geod. No vip. XXX. Sztran. 3—9.
11. MIHAL N., Über die Bestimmung der Geoidfigur aus den Anomalien des Horizontalgradienten der Erdschwere, Comptes Rendus (Doklady) de l'Acad. des Sc. de l'URSS. 1937.

Felelős kiadó: Solt Sándor

Műszaki felelős: Rózsa István

Megrendelve: 1952. VIII. 12. — Imprimálva 1952. XII. 2. — Papir alakja: 70/100.  
A könyv azonossági száma: 865 — Ívek száma:  $\frac{1}{2}$ . — Ábrák száma: —. — Példányszám: 500.

Ez a könyv az MNOSZ 5601—50 Á és MNOSZ 5602—50 Á szabványok szerint készült

4884. Franklin-nyomda Budapest, VIII., Szentkirályi-utca 28.  
Felelős: Ketskés János.

К, ЛАШШОВСКИ — С, ОСЛАЦКИ:  
ВЛИЯНИЯ СОЛНЦА И ЛУНЫ НА ГРАВИМЕТРИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ

В первой части статьи изложен применённый нами метод определения лунно-солнечного влияния (см. график 1 и 2) с учётом изменения параллакса солнца и луны (см. таблицу на стр. 17). Во второй части статьи изложены гравиметрические наблюдения, выполненные в 1951-ом году в городе Будапеште в течении 37 дней одновременно двумя приборами, в первую очередь для испытания лунно-солнечного влияния и смещения нуля пункта (см. фигуру 3). Третья часть представляет определение так называемого деформационного коэффициента, т. е. отношения наблюдаемого лунно-солнечного влияния к вычисленному лунно-солнечному влиянию. Это определение получилось из данных серии будапештских измерений (из пяти частей этих измерений длительностью примерно 30 часов) и из данных измерений, выполненных в 1950-ом году в городах Кестхей и Печ длительностью примерно полтора дня (см. фигуры 4—9). Для деформационного коэффициента из этих вычислений подучилась средняя величина в 1,16.

K. LASSOVSKY — S. OSZLACZKY:  
THE TIDAL VARIATION OF GRAVITY

1. Description of the method used by the authors for the determination of the tidal variation of gravity (Diagrams 1 and 2), in special consideration of the parallaxes of sun and moon (Table, p. 17). — 2. Interpretation of the measurements carried out simultaneously with two gravity meters in the course of 37 days in 1951 in Budapest, mainly with regard to the tidal effects, and the drifts of instruments (Chart No 3). — 3. Determination of the ratio of the observed tidal variations to the theoretical values for a rigid earth from following measurements: five series of observations made in Budapest, and such made in Keszthely and Pécs in 1950, all of which lasted about one day and a half (Chartes Nos 4—9). The calculations gave 1,16 as a mean value for the ratio of the amplitudes (Table, p. 27).

A NAP ÉS A HOLD GRAVITÁCIÓS HATÁSA A GRAVIMÉTERMÉRÉSEKRE  
LASSOVSKY KÁROLY ÉS OSZLACZKY SZILÁRD

A graviméteres észlelések gyakorlati feladata a nehézségi gyorsulás különböző helyeken mutatkozó eltéréseinek meghatározása. Mivel a műszerrel leolvasott értékek bizonyos, a műszerben rejlő s teljesen ki nem küszöbölhető tényezők miatt egy és ugyanazon a helyen is lassan változnak, ezt a változást, az ú. n. műszerjárást az észlelésekből valamilyen módon meg kell állapítanunk és tekintetbe kell vennünk. De még előzőleg az észlelt értékeket mentesítenünk kell a luniszoláris hatástól, melynek következtében a nehézségi gyorsulás szintén állandóan változik.

A luniszoláris hatás okozta nehézségi gyorsulás-változás valójában nagyobb, mint azt a közvetlen számítás adja, mivel ez a számítás merev Föld feltételezésével történik. A luniszoláris hatás teljes kiküszöbölésére szolgáló

korrekció tehát nagyobb. A számításból adódó korrekciót szorozni kell egy, a Föld deformációjától eredő tényezővel.

E tényező nagyságának megállapításán kívül fontos annak a megállapítása is, hogy ez a tényező a földrajzi hely szerint mennyire változik (vagy egyáltalában változik-e).

Ez utóbbi adat talán idővel nagyobb kiterjedésű, mélyben levő tömegek elotolódására engedhet következtetést vonni.

Mielőtt e deformációs tényező megállapításának a módszerére rátérnénk, mely módszer egyben a luniszoláris hatás, valamint a műszerjárás megállapítását is magában foglalja, másszóval mielőtt a graviméteres regisztrálások ú. n. globális elemzésére rátérnénk, előzőleg arról szólnunk, miként befolyásolja a Nap és a Hold parallaxisváltozása a luniszoláris hatást, s egyben ismertetjük a luniszoláris hatás megállapításának általunk alkalmazott módját.

### 1. A Nap és a Hold parallaxisváltozásának tekintetbevétele

A Nap és a Hold hatása a nehézségi gyorsulásra e két égitest zenittávolságával változik. A nehézségi gyorsulás változása, mint a zenittávolság függvénye, formulával a következőképp fejezhető ki (Hdb. d. Experimentalphysik, 25. Bd., 2 Teil, p 318):

$$\delta g = -\frac{3}{2} f M \frac{R}{r^3} \left[ \left( \cos 2z + \frac{1}{3} \right) - \frac{R}{r} (3 \cos z - 5 \cos^3 z) \right]. \quad 1)$$

Itt  $f$  a gravitációs állandó,  $R$  a Föld sugara,  $M$  az illető égitest (Nap vagy Hold) tömege,  $z$  a zenittávolsága és  $r$  a távolsága a Földtől.

Behelyettesítve az állandók számértékeit, a formula a Hold esetében

$$\delta g = -0,0824 \left[ \left( \cos 2z + \frac{1}{3} \right) - 0,017 (3 \cos z - 5 \cos^3 z) \right] \text{ mgl.} \quad 2)$$

A Nap esetében az  $R/r$  együttható kicsinysege (0,000043) következtében a szögletes zárójelben lévő második tag elhagyható s a formula a következő alakra egyszerűsödik

$$\delta g = -0,0376 \left( \cos 2z + \frac{1}{3} \right) \text{ mgl.} \quad 3)$$

E formulák nem vetnek számot azzal, hogy a hatást kifejtő égitest  $r$  távolsága nem állandó. Felmerült az  $r$  távolság változásával járó hatás tekintetbevételenek a kérdése. Hogy e hatást számszerűleg miként kell megállapítani, erről az irodalomban eddig nem találtunk közlést.

Először állapítsuk meg, mekkora értéket érhet el a hiba, ha az  $r$  távolságot állandónak vesszük.

A csillagászati évkönyvek  $r$  helyett általában az égitestek  $\pi$  horizontális parallaxisát közlik. Ez a következő relációban van az  $r$  távolsággal

$$\sin \pi = \frac{R}{r}. \quad 4)$$

Az  $r$  helyett  $\pi$  parallaxist alkalmazva, az 1) formulában a zárójel előtti kifejezés a következőképp alakul:

$$\frac{3}{2} f M \frac{R}{r^3} = \frac{3}{2} f \frac{M}{R^2} \left( \frac{R}{r} \right)^3 = \frac{3}{2} f \frac{M}{R^2} (\sin \pi)^3. \quad 5)$$

Lássuk most a parallaxisváltozás elhanyagolásának a hatását először a Napnál. A Nap középparallaxisa  $8,80''$ . Kicsinysége folytán

$$\sin \pi = \frac{\pi''}{206265}$$

vehető és az 5) kifejezés a következőképp írható:

$$\frac{3}{2} f \frac{M}{R^2} \left( \frac{\pi''}{206265} \right)^3 = 5,5176 \cdot 10^{-3} (\pi'')^3,$$

úgyhogy a 3) formula most ezt az alakot veszi fel:

$$\delta g = -5,5176 \cdot 10^{-3} (\pi'')^3 \left( \cos 2z + \frac{1}{3} \right) \text{ mgl.} \quad 3a)$$

Ha a jobboldalon a  $\pi$  helyébe a parallaxis  $8,80''$  középértéket helyettesítjük be, akkor a  $-0,0376$  együtthatós 3) formulát kapjuk. A parallaxis változása következtében az együttható változik s a fenti értékből lehetséges legnagyobb eltérés  $0,0020$ . Mivel  $\cos 2z + \frac{1}{3}$  szélső értéke  $1 + \frac{1}{3}$ , tehát akkor, ha a parallaxis változását nem vesszük tekintetbe, az elképzelhető legnagyobb hiba  $0,0027$  mgl-t tehet ki.

Kezdetben a Nap-hatás kiszámításánál a napparallaxis változását nem vettük figyelembe amá feltevésével, hogy ennek hatása gyakorlatilag elhanyagolható. A parallaxis változásával járó hatásváltozás megállapítása később történt. Mivel elméleti kutatásoknál általában  $0,0001$  mgl pontossággal végzik e számításokat, későbbiekben mi is tekintetbe vettük a napparallaxis változását.

A Hold esetében a hatásváltozás 1) formulájában az  $r$  távolság a zárójelen belül is szerepel, nevezetesen a második tag együtthatójában. Ez az  $R/r$  együttható a Hold parallaxisának a sinusa. A 2) formulában ennek középértéke ( $0,017$ ) szerepel, ami kerekén  $57'$  parallaxisnak felel meg. A Hold keringése közben azonban parallaxisa  $53'$  alá és  $61'$  fölé is kerülhet. Az  $52'$  és  $62'$  értékeknek megfelelő  $R/r$  értékek  $0,015$  és  $0,018$ . A  $0,017$  állandónak használatával elkövethető legnagyobb hiba tehát  $0,002$ ; az egész zárójeles tagnál pedig  $0,008$ , (mivel  $3\cos z - 5\cos^3 z$  szélső értékei  $-2$ , illetve  $+2$ ). Ezt még szorozni kell a szögletes zárójel előtti közös együtthatóval, mely maga is változik. Ennek az együtthatónak a  $0,0824$  középértéktől való eltérése, mint később látni fogjuk,  $0,024$  lehet. Így tehát, ha a szögletes zárójelen belül a második tagnál a parallaxis változást nem vesszük figyelembe, a legszélső esetben  $0,008 \cdot 0,024 = 0,00019$  mgl hibát követünk el. A mérések jelenlegi pontossága mellett ez elhanyagolható. Számítás szempontjából ez igen kedvező körülmény, mert különben a kiértékelésnél használt diagramm, mely a  $0,017$  együttható állandójának feltevése mellett készült, nem volna használható. (E diagrammról később részletesen szólnunk.)

Rátérve most a szögletes zárójel előtti együtthatóra, ha az  $r$  távolság helyett a parallaxist vezetjük be és az állandók értékeit behelyettesítjük, akkor ez az együttható a következő alakot veszi fel:

$$\frac{3}{2} f \frac{R}{r^3} = \frac{3}{2} f \frac{M}{R^2} (\sin \pi)^3 = 18050 (\sin \pi)^3$$

és a 2) formula a Hold esetére így alakul

$$\delta g = -18050 (\sin \pi)^3 \left[ \left( \cos 2z + \frac{1}{3} \right) - 0,017 (3 \cos z - 5 \cos^3 z) \right] \text{ mgl. 2a}$$

Ha a  $\pi$  helyébe az 53' és 62' szélső értékeket helyettesítjük, akkor a szögletes zárójel előtti együtthatónál a középparallaxisnak megfelelő 0,0824 helyett 0,0661, illetve 0,1058 értéket kapjuk. Szélső esetben tehát az eltérés a középértéktől, mint előbb említettük 0,024 lehet.

Ha a Nap és a Hold zenittávolságát 1—1 órás időközökre kiszámítjuk, a 2a) és 3a) formulák felhasználásával a Nap- és a Hold-hatás változásáról kielégítő görbét kaphatunk. Első feladat a  $z$  zenittávolság meghatározása. A zenittávolság az illető égitest ( $\alpha$ ,  $\delta$ ) égi koordinátáinak, a megfigyelési hely ( $\lambda$ ,  $\varphi$ ) földrajzi koordinátáinak és a megfigyelés idejének a függvénye.  $\alpha$  és  $\delta$  csillagászati évkönyvből szedhető ki.  $\alpha$  rektaszenzió helyett az égitest  $t$  óraszögét

$$t = \alpha - \Theta$$

használva, ahol  $\Theta$  a helyi csillagidő, a zenittávolság a

$$\cos z = \sin \varphi \sin \delta + \cos \varphi \cos \delta \cos t$$

formulával számítható ki.

A Nap- és a Hold-hatás kiszámítása igen körülményes a 3a), illetve a 2a) formulák segítségével. Diagrammokat készítettünk, egyet a  $\varphi = 46^\circ$  s egyet a  $47,5^\circ$  (Budapest) földrajzi szélességre, melyekből az illető helyre bizonyos ( $\delta$ ,  $t$ )-hez tartozó Nap- vagy Hold-hatás közvetlenül leolvasható. Az ország területének más helyeire a hatás leolvasott értékekből inter-, illetve extrapolációval állapítható meg. Diagrammunkat harmadik végleges alakjában mind a 46, mind a 47,5 fokra szólót, az 1. és 2. kép mutatja be.

Ezek a diagrammok nem vetnek számot a parallaxis változásával, hanem csak a középparallaxisnak megfelelő hatást adják. Anélkül, hogy a különböző parallaxisokra különböző diagrammokat készítenénk, a középparallaxisra kiszámított diagrammok felhasználhatók, csak a kiolvasott értéket a tényleges parallaxisnak megfelelő tényezővel kell szorozni. E tényező nagysága a következőképp állapítható meg:

Ha  $\pi_0$  a középparallaxis, akkor az ehhez tartozó hatás

$$\delta g_0 = -\frac{3}{2} f \frac{M}{R^2} (\sin \pi_0)^3 \left[ \left( \cos 2z + \frac{1}{3} \right) - \frac{R}{r} (3 \cos z - 5 \cos^3 z) \right].$$

Ez az, amit a diagrammból közvetlenül kiovasunk. Ha ezt az egyenletet osztjuk az 1) egyenlettel, mely a  $\pi$  parallaxishoz tartozó  $\delta g$  értéket határozza meg, kapjuk

$$\delta g = \frac{(\sin \pi)^3}{(\sin \pi_0)^3} \delta g_0.$$

A Nap esetén kielégítően

$$\delta g = \frac{(\pi)^3}{(\pi_0)^3} \delta g_0.$$

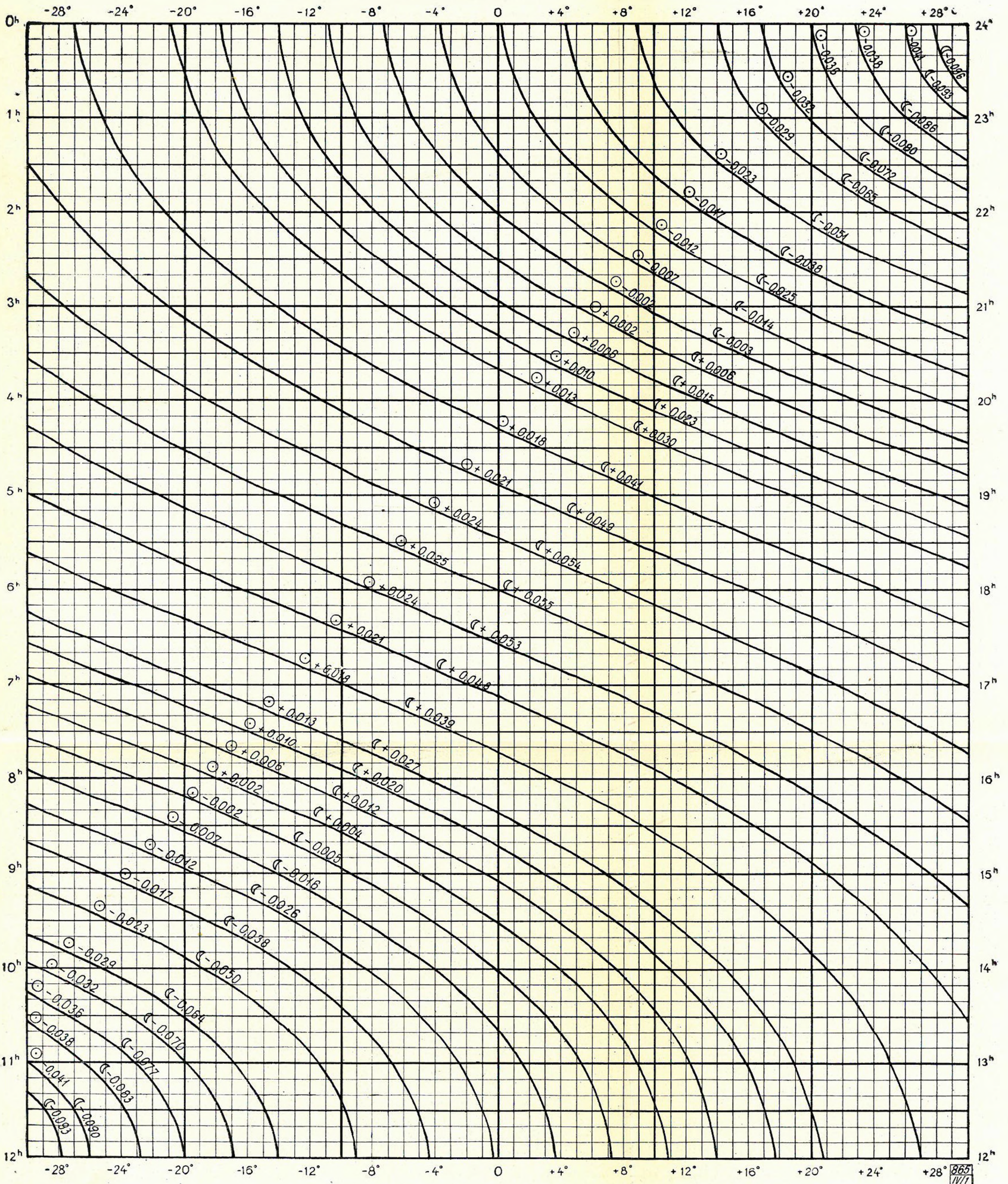


# AZ EGYENLŐ LUNISZOLÁRIS HATÁSOK GÖRBÉI

1. kép

$$\varphi = 46^{\circ}0$$

A görbék mellé irt számok azt a hatást jelzik mgl-ban, amennyivel a nehézségi gyorsulás  $46^{\circ}0$  földrajzi szélesség alatt megváltozik a Napnak ( $\odot$ ) illetve a Holdnak ( $\ominus$ ) óraszögéi ( $t$ , függőleges tengely) és deklinációival ( $\delta$ , vízszintes tengely) megadott bizonyos pozíciójában. A kiolvasott hatás értékeit lehat az észlelt nehézségi gyorsulásból levonva kapjuk a luniszoláris hatástól mentesített nehézségi gyorsulást

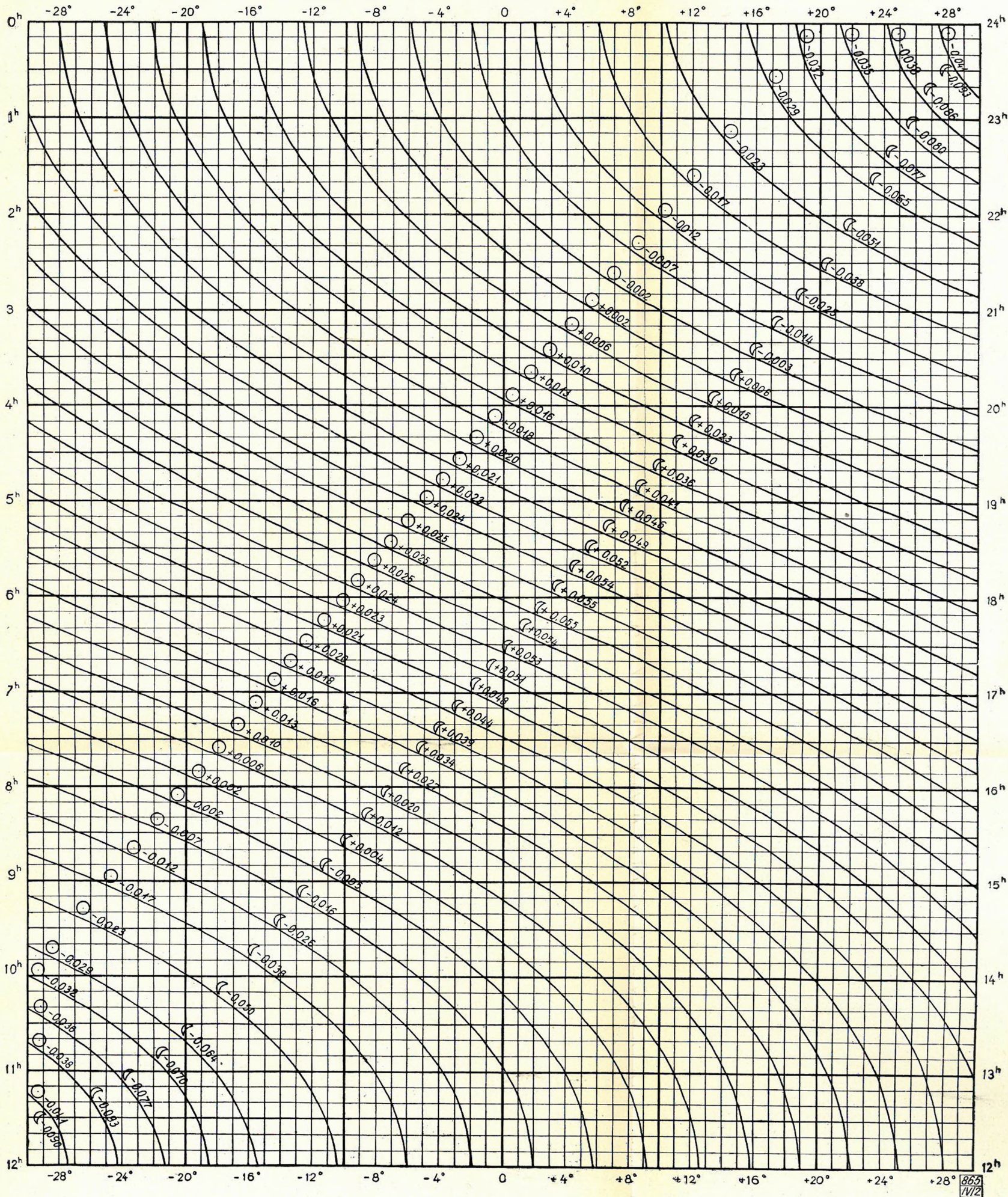


# AZ EGYENLŐ LUNISZOLÁRIS HATÁSOK GÖRBÉI

2. kép

$$\varphi = 47^{\circ}5'$$

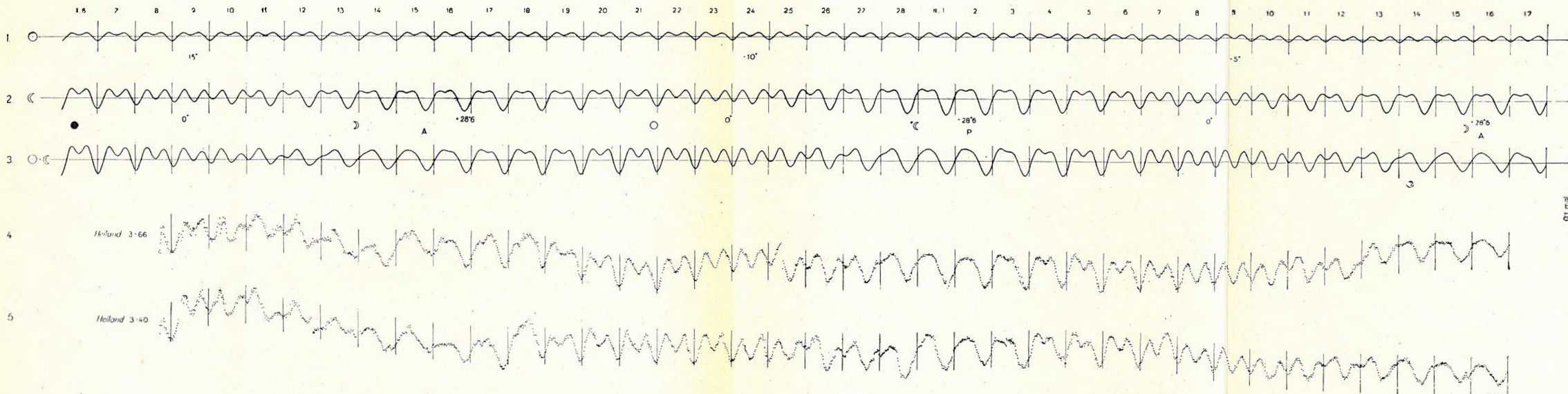
A görbék mellé írt számok azt a hatást jelzik  $mgI$ -ban, amennyivel a nehézségi gyorsulás  $47^{\circ}5'$  földrajzi szélesség alatt megváltozik a Napnak ( $\odot$ ) illetve a Holdnak ( $\ominus$ ) óraszöggel ( $t$ , függőleges tengely) és deklinációval ( $\delta$ , vízszintes tengely) megadott bizonyos pozíciójában. A kiviasolt hatás értékeit tehát az észlelt nehézségi gyorsulásból levonva kapjuk a luniszoláris hatástól mentesített nehézségi gyorsulást.



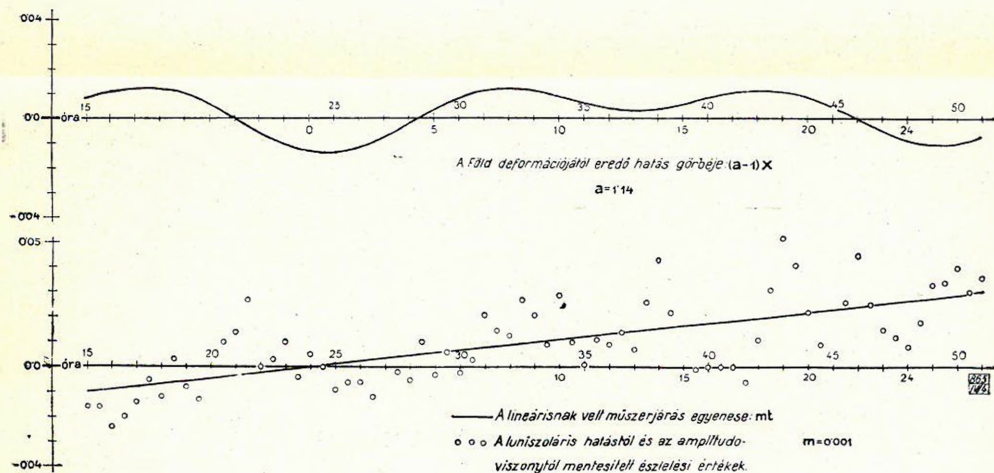
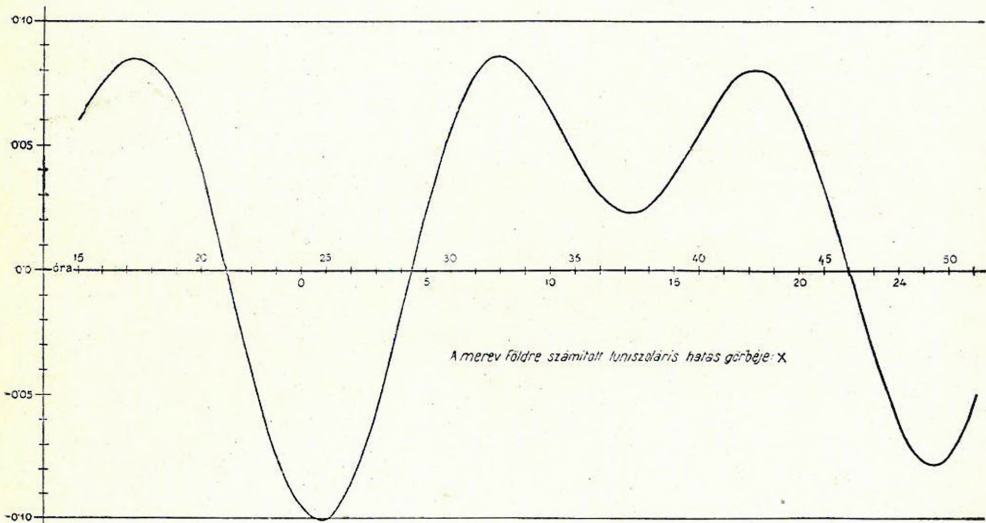
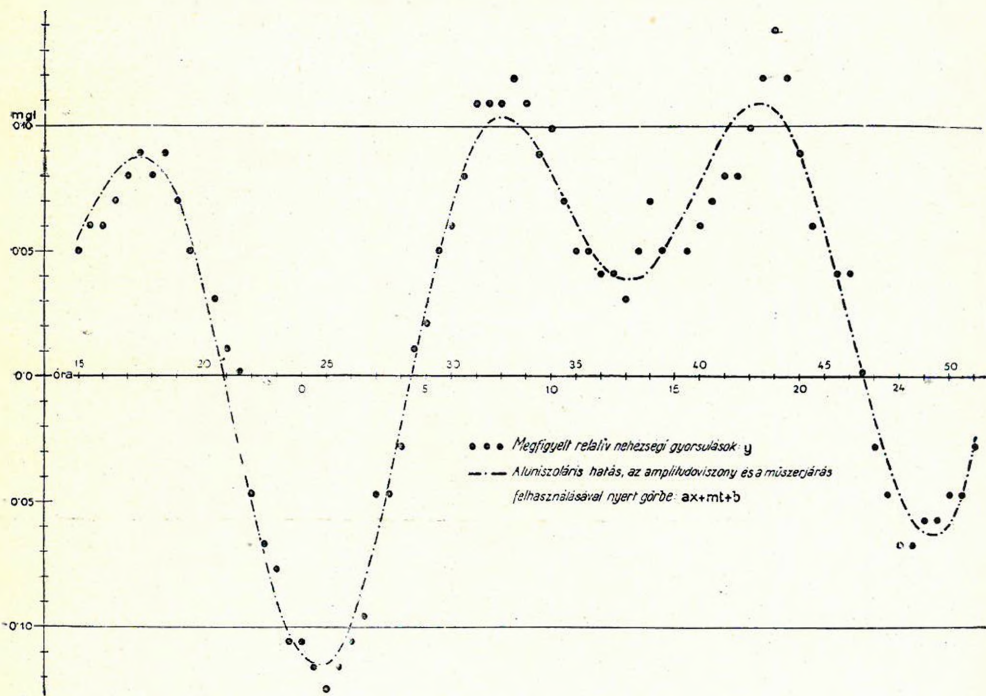
2

A NEHÉZSÉGI GYORSULÁS VÁLTOZÁSA BUDAPESTEN 1951 FEBRUÁR 6 - MÁRCIUS 17.

3. kép



- 1 A nehézségi gyorsulás merev Földre számított változása a szoláris hatás következtében.
- 2 A nehézségi gyorsulás merev Földre számított változása a lunaris hatás következtében.
- 3 A nehézségi gyorsulás merev Földre számított változása a lunistorikus hatás következtében.
- 4 A nehézségi gyorsulásnak a Heiland 3-66 graviméterrel reosztált változása.
- 5 A nehézségi gyorsulásnak a Heiland 3-40 graviméterrel reosztált változása.



Vagyis a diagrammból kiolvasott értékeket  $(\sin \pi / \sin \pi_0)^3$ -mal, a Nap esetén  $(\pi / \pi_0)^3$ -mal kell szorozni, hogy  $\pi$ -hez tartozó  $\delta g$  értéket nyerjük. A Nap esetében  $\pi_0 = 8''80$ , a Hold esetében a Nautical Almanac által megadott  $\pi_0 = 57' 2,7''$  középparallaxis érték nyert felhasználást.

A szorzószámok változását a parallaxissal a következő táblázat tüntet fel:

Nap		Hold	
$\pi$	$(\pi / \pi_0)^3$	$\pi$	$(\sin \pi / \sin \pi_0)^3$
8,65''	0,9497	53'	0,802
8,70	0,9663	54	0,848
8,75	0,9831	55	0,896
8,80	1,0000	56	0,946
8,85	1,0171	57	0,998
8,90	1,0345	58	1,051
8,95	1,0520	59	1,106
		60	1,164
		61	1,223
		62	1,284

E táblázat alapján mind a Napra, mind a Holdra milliméterpapíron diagramm készült, melynek segítségével adott  $\pi$ -hez tartozó szorzószám rögtön leolvasható.

## 2. A Budapesten végzett sorozatos graviméterészlelések

A vázolt módszerrel az ország 16 különböző helyére számítottuk ki a Nap- és a Hold-hatást 1951 augusztus 16 és szeptember 11 között azokra az időpontokra, mikor e helyeken gravimetrikus észlelések folytak az I.-rendű gravitációs bázismérés kapcsán. Ezenkívül sorozatszámítások történtek 1—1 óras időközrel az ország három helyére, melyeken hosszabb-rövidebb időtartamot kitevő folytonos graviméteres észlelések történtek. Nevezetesen Keszthelyre és Pécsre, ahol 1950-ben kb.  $1\frac{1}{2}$  napig és Budapestre, ahol 1951-ben — egyidejűleg két műszerrel — 37 napon keresztül folytak graviméteres regisztrálómérések.<sup>1</sup>

Harmadik képünk bemutatja a leghosszabb budapesti megfigyelési sorozat idejére eső luniszoláris hatás változását, valamint a nehézségi gyorsulásnak ez alatt az idő alatt végbemenő változását két Heiland-graviméterrel végzett megfigyelések alapján.

A legfelső görbe a nehézségi gyorsulás számított változását adja pusztán

<sup>1</sup> A holland Shell Oil Co. kezdeményezésére újabban végzett ilyfajta észlelések a világ legkülönbözőbb helyén elhelyezett 26 állomáson történtek s ezek közül egyidejűleg 3 állomáson működött 2 műszer. Hazánkban ilyen sorozatos méréseket először Facsina László kezdeményezésére végeztek Keszthelyen 1950-ben.

a szoláris hatás következtében. Jól követhető a görbén, miként változik annak alakja, amint a Nap egyre közeledik az égi egyenlítőhöz. A görbének egy-egy napra eső szakasza a déli időpontra nézve szimmetrikus, de míg magas deklináció esetén a délben és az éjféltkor fellépő minimumok mélysége eltérő, ez az eltérés a deklináció csökkenésével egyre kisebb, míg végül  $0^\circ$  deklináció esetén, — tehát tavaszpontban (március 21) és őszpontban (szeptember 23) — a görbeszínuszalakot vesz fel. (Az ábrán ez a szélső eset nem figyelhető meg, mert a számítás csak a február 6—március 17 szakaszra történt.)

A 2. görbén azonban, mely a nehézségi gyorsulás változását a lunáris hatás következtében szemlélteti, a görbe színuszalakja három esetben is megfigyelhető, mert a Hold fenti időtartam alatt három ízben is átment az egyenlítőn (február 9, február 23, március 8). Ugyancsak három ízben figyelhető meg a görbe alakjának a legnagyobb eltérése is a színuszalaktól, nevezetesen mikor a Hold a legnagyobb mértékben távolodott el az egyenlítőtől: február 16-án ( $\delta = +28,6^\circ$ ), március 2-án ( $-28,6^\circ$ ) és március 16-án ( $+28,6^\circ$ ). Ezekben a napokon az egymással váltakozó minimumoknak az időpontja, a szoláris görbétől eltérőleg, általában már nem éjféltre és délre esik, mivel a Hold delelése nem esik egybe a Napéval, hanem a Hold naponként kb. egy órával később delel. Újhold (február 6, március 7) és holdtölte (február 21) idején a szoláris és a lunáris görbe teljesen egyforma alakú, csak az utóbbi nagyobb amplitudójú a hozzánk sokkal közelebb lévő Hold nagyobb hatása következtében.

Az amplitudó a szoláris és a lunáris görbénél is állandóan változik. Annál nagyobb, minél távolabb van az égitest az egyenlítőtől. De egyazon deklináció esetén is eltérő lehet, ha az illető égitest távolsága a Földtől nem ugyanaz. Hold esetén a keringéspályának a körtől való erősebb eltérése miatt a távolságváltozás hatását már semmiképpem hanyagolhatjuk el s ez a hatás a lunáris görbénél egyszerű rátekintéssel rögtön megállapítható. Február 15-én és március 15-én, mikor a Hold apogeumban (földtávolban) volt, az amplitudó észrevehetően kisebb, mint — azonos deklináció ellenére — március 2-án, mikor a Hold perigeumban (földközelpben) volt.

A 3. görbe, mely a nehézségi gyorsulás változását a luniszoláris hatás következtében tünteti fel, a két előbbi görbe összesítéséből adódik. Újhold és holdtölte idején, mikor a két égitest delelése egybeesik (február 6, 21 és március 7) s az 1. és 2. görbe aznapi szakaszában teljesen hasonló, ugyanilyen a 3. görbe is, csak még nagyobb amplitudójú. Ezekről az időpontoktól távolodva a közbeeső helyeken a görbe egyre jobban veszít szimmetrikus alakjából, a mélyebb minimumok erre csökkennek, majd teljesen eltűnnek, a későbbi mély minimumok egyre mélyülnek, míg végül elsőnegyed és utolsó-negyed táján, vagyis mikor a Nap és a Hold delelése között legnagyobb az eltérés, a görbének egy napon belül már csak egy minimuma van. Minde változás a görbén jól kivehető és követhető.

A 4. és az 5. rajz a nehézségi gyorsulásnak a Heiland 3-66, illetve a Heiland 3-40 graviméterekkel regisztrált változását szemlélteti. A feltüntetett pontok mindegyike egy-egy észlelési adatot jelent, körülbelül félórás időközökben. E pontsorozatokat összekötő két görbe általában jó egyezést mutat egymással és a luniszoláris hatás görbéjénél fentebb megállapított sajátságok mind fellelhetők bennük. De lényeges eltéréseket is találhatunk a számított és az észlelési görbék között: a regisztrált görbék amplitudója általában mintegy 10—20%-kal nagyobb, mint az elméleti görbe amplitudója. Ugyanis, amint a bevezetésben említettük, az elméleti görbe a nehézségi gyorsulásnak

a merev Földre számított változását tünteti fel, a valószínű változás pedig a Föld deformációja következtében nagyobb.

De ha a luniszoláris hatást az észlelési görbékből kiküszöböljük is, e két görbe akkor is eltér egymástól. Nevezetesen nem egy-egy vízszintes vonalat kapunk, hanem hol emelkedő, hol süllyedő, egymással nem is párhuzamos két görbét: az illető műszerre jellemző ú. n. műszerjárás (drift) görbét.

A műszerjárás különösen jól tanulmányozható a budapesti hosszú regisztrálásnál, mely egyidőben két műszerrel 37 napon át tartott. A sorozat egyes kiválasztott szakaszaira, melyekre nézve globális analízist végeztünk, a későbbiekben a műszerjárás görbét is közöljük, a 37 napos regisztrálás teljes driftgörbéjének a jellemzését e helyen röviden csak szóban adjuk, mert annak általános menetéről a 4. és 5. képekből is tájékozódhatunk. E görbékből is megállapítható, hogy e görbék folytonosságát egyes helyeken hirtelen, de csak rövid ideig tartó változások, sőt teljes szakadások rontják meg, melyek után a görbe egyideig ismét folytonosan halad tovább. Megállapítást nyert, hogy a hirtelen változások legtöbbször akkumulátorcsere idejével esik egybe. (Ugyanis a graviméterek állandó hőmérsékletét villanyfűtés biztosítja.) Egyrészt oka azonban még kiderítetlen. Mindkét műszernek megvan a maga jellemző drift-görbéje, mégis a két görbe egyes helyeken (pl. február 15, 18, 26) feltűnő hasonlóságot mutat hullámszerű változásában, melyet talán valami közös külső hatásnak kell betudni.

### 3. Néhány graviméteres regisztrálás globális analízise

Az amplitúdó-viszony számnak vagy másszóval a deformációs tényezőknek a megállapítására az egy helyen végzett graviméteres regisztrálások nyújtanak lehetőséget. Ha a megfigyelés alatt a műszerjárás folyton változik, a regisztrált sorozatot olyan rövid szakaszokra osztjuk, melyeken belül a műszerjárás lineárisnak tekinthető. Ilyen esetben ugyanis az amplitúdó-viszony szám kiszámítása a legegyszerűbb.

Ha  $y$ -nal jelöljük (a műszerállandóval már szorzott, tehát milligalban kifejezett) észlelési értékeket,  $x$ -szel a luniszoláris értékeket és  $t$ -vel a folyóidőt, ha  $a$  az amplitúdóviszony és  $m$  a lineárisnak feltételezett járás mértéke, akkor

$$y = ax + mt + b \quad (6)$$

írható, ahol  $b$  a műszer zérusállását jellemző állandó.<sup>2</sup> Az  $a$ ,  $m$  és  $b$  legvalószínűbb értékét a kiválasztott szakaszba eső összes észlelési adat felhasználásával a legkisebb négyzetek elvével határozhatjuk meg.

Ilyfajta számításokat eddig a keszthelyi, a pécsi megfigyeléseken és a budapesti észlelési sorozat öt szakaszán végeztünk. Ezek eredményét külön-külön az alábbiakban ismertetjük.

#### KESZTHELY

Az észlelés ideje: 1950 február 3—5. Műszer: Heiland 3—40. Észlelők: Tatár János, Reményi György.

Az észlelés pontosan félórás időközökben történt és összesen 95 meg-

<sup>2</sup> A. Gougenheim, Étude pratique de la marée gravimétrique. Bulletin Géodésique. 1951. pp 170—187.

figyelési adat állott rendelkezésre. Az első számítások nem adtak kielégítő eredményt. Újabb számítás történt a sorozat elején lévő 10 erősen kiütő és a sorozat végén ugyancsak kiütő és nagy szórást mutató 15 észlelési adat elhagyásával. Így a végleg felhasznált észlelések száma 70, melyek 37 órás időintervallumot töltenek ki. Számítás történt az időközt megfelelően 35—35 adatból külön-külön is. Az így nyert eredmények egymással, valamint az összesített módon nyert eredménnyel igen jól egyeznek, amint az a következő összeállításból kitűnik:

	a	m mgl/óra	b mgl
I .....	1,145	+ 0,002	— 0,001
II .....	1,135	+ 0,001	— 0,002
Együtt ...	1,140	+ 0,001	— 0,002

Ez egyezés ellenére is valamennyi eddig tanulmányozott eset közül a keszthelyi sorozatnál mutatják az észlelések a legnagyobb szórást.

A keszthelyi megfigyelések feldolgozásának eredményéről a 4. melléklet ad áttekintést. A legfelső kép a megfigyelt relatív nehézséggyorsulás értékeket ( $y$ ) tünteti fel, egyben azt a görbét is ( $ax + mt + b$ ), mely az  $x$  luniszoláris hatás, az  $a$  amplitudóviszony és az ( $mt + b$ ) műszerjárás felhasználásával adódott  $s$  mely a nehézséggyorsulásnak a változását, mint az idő függvényét tünteti fel. Ez a kép jól szemlélteti, mennyire simul a számított görbe a megfigyelési pontokhoz, egyben, hogy az utóbbiak mekkora szórást mutatnak.

A második görbe a luniszoláris hatásnak a merev Földre számított érték-változását ( $x$ ) adja a szóbanforgó időszakaszban.

A harmadik görbe a nehézségi gyorsulásnak a Föld deformációjával járó változását szemlélteti. Ez a görbe hasonló menetű a második görbéhez, csak kisebb amplitudójú, amennyiben az  $x$  koordinátáknak ( $a - 1$ )-gyel való szorzásából adódik.

Végül a legalsó görbe a műszerjárás görbéjét, a jelen esetben egyenesét adja, miután a számítás ama feltevéssel történt, hogy a járás a tekintetbevett rövid időszakazon belül lineáris. Ez az utolsó kép feltünteti az  $x$  luniszoláris hatástól és az  $a$  amplitudóviszonytól mentesített észlelési értékeket is. Ez utóbbiaknak a szórása közvetlen képet nyújt a megfigyelés pontosságáról, illetve arról, hogy a műszerjárás az észlelés alatt mennyire tért el a linearitástól. A linearitás itt elfogadható, a szórás azonban, mint már említettük a későbbiekhez képest, feltűnően nagy. Különösen nagy a szórás a szakasz második felében, február 5-én 14 óra után. (Bajos ezt a Földrengésvizsgáló Intézet műszerei által február 5-én  $3^h 14^m$  és  $4^h 40^m$  között jelzett távoli földrengés rovására írni, aminek a gondolata akkoriban felvetődött.)

A 6) egyenletet

$$y = x + (a - 1)x + (mt + b)$$

alakban írva, látjuk, hogy a nehézségi gyorsulás tényleges változásának a görbéjét (a kép legfelsőbb görbéje) mint három, a fentiekben ismertetett, görbe összegeződését foghatjuk fel: a merev Földre számított luniszoláris hatás



okozta  $x$ , a Föld deformációja következtében előállott  $(a - 1)x$  és végül a műszerjárás okozta  $mt + b$  változás görbéje, mely utóbbi a linearitás feltételezése mellett tulajdonképpen egyenes.

## PÉCS

Az észlelés ideje: 1950 június 3—4. Műszer: Heiland 3-40. Észlelők: Komáromy István és Reményi György.

Észlelés történt ugyanitt a másik Heiland-graviméterrel is, de az a megfigyelés alatt oly nagy járást mutatott, hogy a feldolgozásnál csak a Heiland 3-40 műszerre szorítkoztunk.

Az észlelések száma: 134. A műszert minden észlelés között arretálták. Június 4-én  $12^h15^m$  és  $13^h19^m$  között 13 megfigyelési adat teljesen kiugrik a többi észlelésből adódó folytonos görbéből (l. 5. kép). Ennek oka ismeretlen; talán a műszertől eredő valami szabálytalanság. A feldolgozásnál ezeket a kiugró értékeket mellőztük. A számításnál felhasznált észlelések száma tehát 121. Összesen ennyi feltételi egyenletünk van, melyeknek megoldása a legkisebb négyzetek elvével a meghatározandó  $a$ ,  $m$ ,  $b$  együtthatókra a következő értékeket szolgáltatotta:

$$a = 1,34 \quad m = -0,001 \quad b = -0,75.$$

A számítást a két megfigyelési napra külön-külön is elvégeztük. Az eredmények, miként az alanti táblázatból kitűnik, alig térnek el egymástól.

Jún.	Az észlelések száma	a	m	b
3	53	1,32	0,000	0,74
4	68	1,34	-0,001	0,76
3—4	121	1,34	-0,001	0,75

Feltűnő az  $a$  magas értéke. Ez erősen elüt a keszthelyi és a budapesti regisztrálásokból levezetett  $a$  értékektől, úgyszintén azoktól, melyeket külföldön állapítottak meg.

## BUDAPEST A)

Az észlelés ideje: 1951 február 22—23. Műszer: Heiland 3-66. Észlelők: Komáromy István, Nyitrai Tibor, Németh Károly.

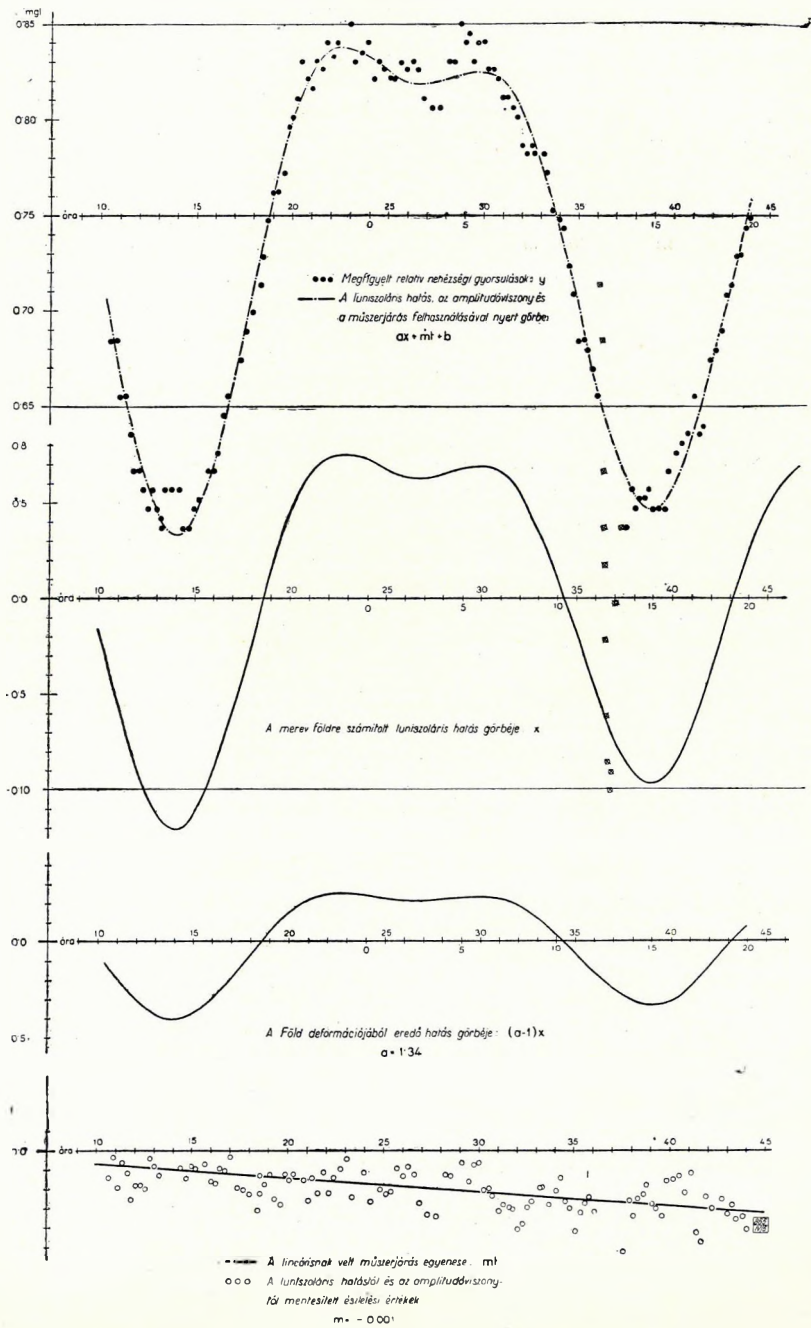
A budapesti hosszú megfigyelési sorozatból kiválasztott és itt feldolgozott szakasz 60 adatot tartalmaz. A kb. félóránként végzett megfigyelések 28 órai időintervallumban oszlanak el. Feldolgozásuk a következő eredményt adta:

$$a = 1,192 \quad m = +0,002 \quad b = -0,005.$$

A számítással nyert  $ax + mt + b$  görbe nagyon jól simul az észlelési pontokhoz (l. 6. kép legfelső görbéjét). Ennek megfelelően az  $(y - ax - b)$  pontok is nagyon kis szórást mutatnak az  $mt$  egyenes mentén (l. ugyanazon a képen a legalsó ábrát). Sőt egymásután sorjában gyöngyszerűen helyezkedve el, maguk is egy folytonos vonalat mutatnak, 0,01 mgl-nál jóval kisebb szó-

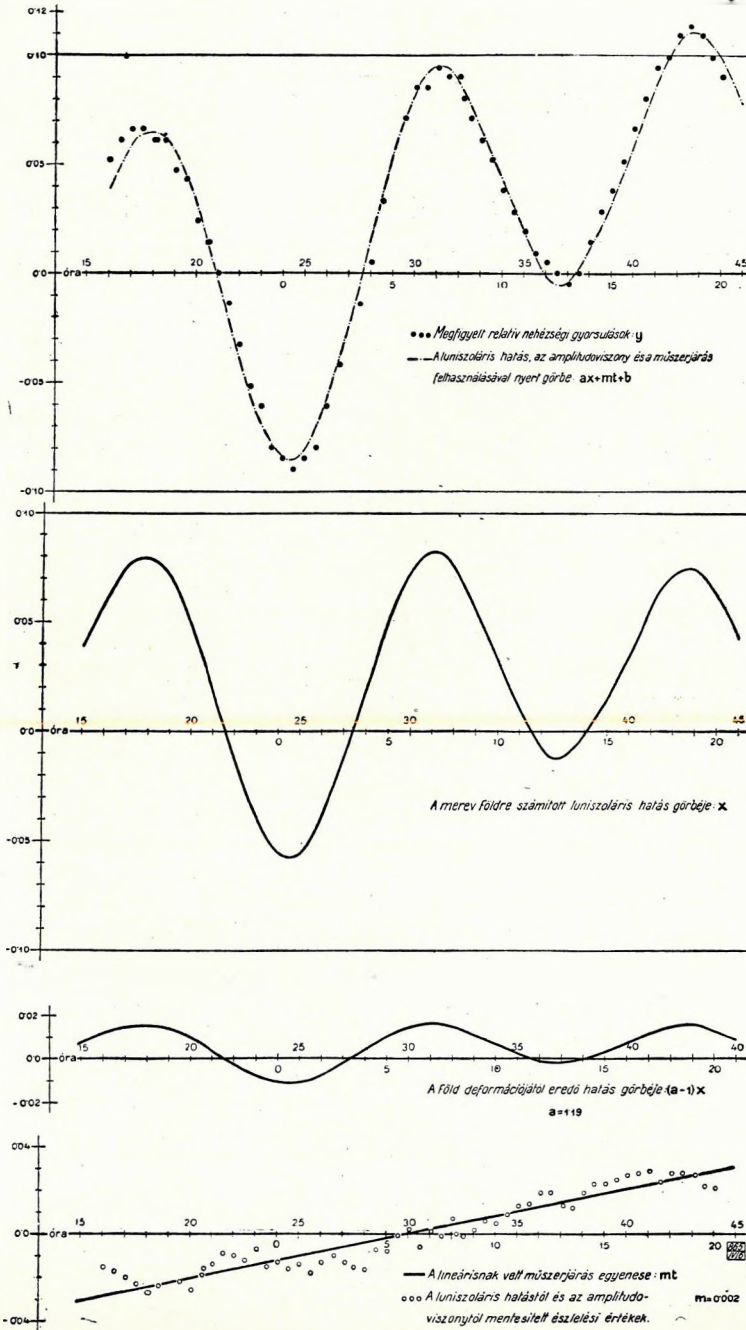
5. kép

Pécsi észlelések  
Heiland III-40. sz. műszer. 1950. június 3—4



Budapesti észlelések (A)  
1951. február 22—23. Heiland 3-66. sz. műszer

6. kép



rással. A domináló lineáris műszerjárástól való ez az eltérés tehát semmiképp sem véletlen megfigyelési hiba, hanem egy külön, önálló kisamplitudójú hullámszerű műszerjárás.

### BUDAPEST B)

Az észlelés ideje: 1951 február 25—26. Műszer: H 3-40. Észlelők: Szilárd József, Németh Károly, Nyitrai Tibor.

A budapesti hosszú megfigyelési sorozatból egy 30 órás köz. Észlelés közelítőleg félóránként. Összesen 61 észlelés felhasználva. Eredmény:

$$a = 1,118 \qquad m = + 0,002 \qquad b = + 0,115.$$

Az  $(y - ax - b)$  pontok az  $mt$  egyenes hosszában (a 7. kép legalsó ábrája), miként az előbbi esetben, itt is hullámszerű vonal mentén sorakoznak, ha nem is olyan feltűnő módon. Mindenesetre a pontok felváltva, hol az  $mt$  egyenes alatt, hol felette helyezkednek el s ennek megfelelően az  $y$  pontok is (l. a legfelső ábrát) hol az  $ax + mt + b$  görbe felett, hol alatt helyezkednek el. Ilyen esetben, különösen, ha az  $y$  pontok történetesen a maximumban a görbe felett, minimumban a görbe alatt vannak s a számítást túlrövid szakaszra végezzük, az  $a$  amplitudó viszonyra hamis értéket kaphatunk. Csakugyan a jelen esetben az észlelések megfelelőzésével képezett két rövid szakaszra nyert  $a$  értékek az egész szakaszra nyert  $a$  értéktől és egymástól is erősen eltérnek. Mindebből az a tanulság vonható le, hogy nagyon rövid szakaszok alkalmazása kerülendő, vagy nagy óvatossággal kezelendő.

### BUDAPEST C)

Az észlelés ideje: 1951 március 1—3. Műszer H 3-40. Észlelők: Komáromy István, Nyitrai Tibor, Reményi György.

Ez a szakasz néhány óra eltéréssel csaknem azonos a később ismertetendő Budapest (D) szakasszal, melynél azonban az észlelés más műszerrel történt. E kiválasztás ép a két különböző műszerrel egyazon helyen és időben végzett mérések eredményeinek az összehasonlítását célozta. A most szóbanforgó szakasz mérésadatainak a feldolgozása azonban az  $a$  amplitudóviszonyra valószínűtlen értéket szolgáltatott, aminek az oka a következőkből kitűnik. E 32 órás szakasz 61 mérésadatát felrajzolva és azok eloszlását az erre az időszakra eső luniszoláris hatás kiszámított görbéjével összehasonlítva, rögtön szembeötlök az a nagy fáziseltolódás, melyet az észlelés mutat a luniszoláris görbéhez képest. Maga a görbe e szakaszban két felszálló és egy leszálló ágból áll, vagyis egy jól megállapítható maximumból és egy minimumból. Az észlelések kb. 5 órával később érik el a maximumot és 1 órával később a minimumot, mint azt a luniszoláris hatás alapján várni lehetne. Mivel a másik műszerrel ugyanez időben végzett észlelések ilyen fáziseltolódást nem mutatnak, a jelenséget nyilván a műszer rovasára kell írunk. Ennek a különben érdekes esetnek a behatóbb tanulmányozását későbbre halasztottuk.

### BUDAPEST D)

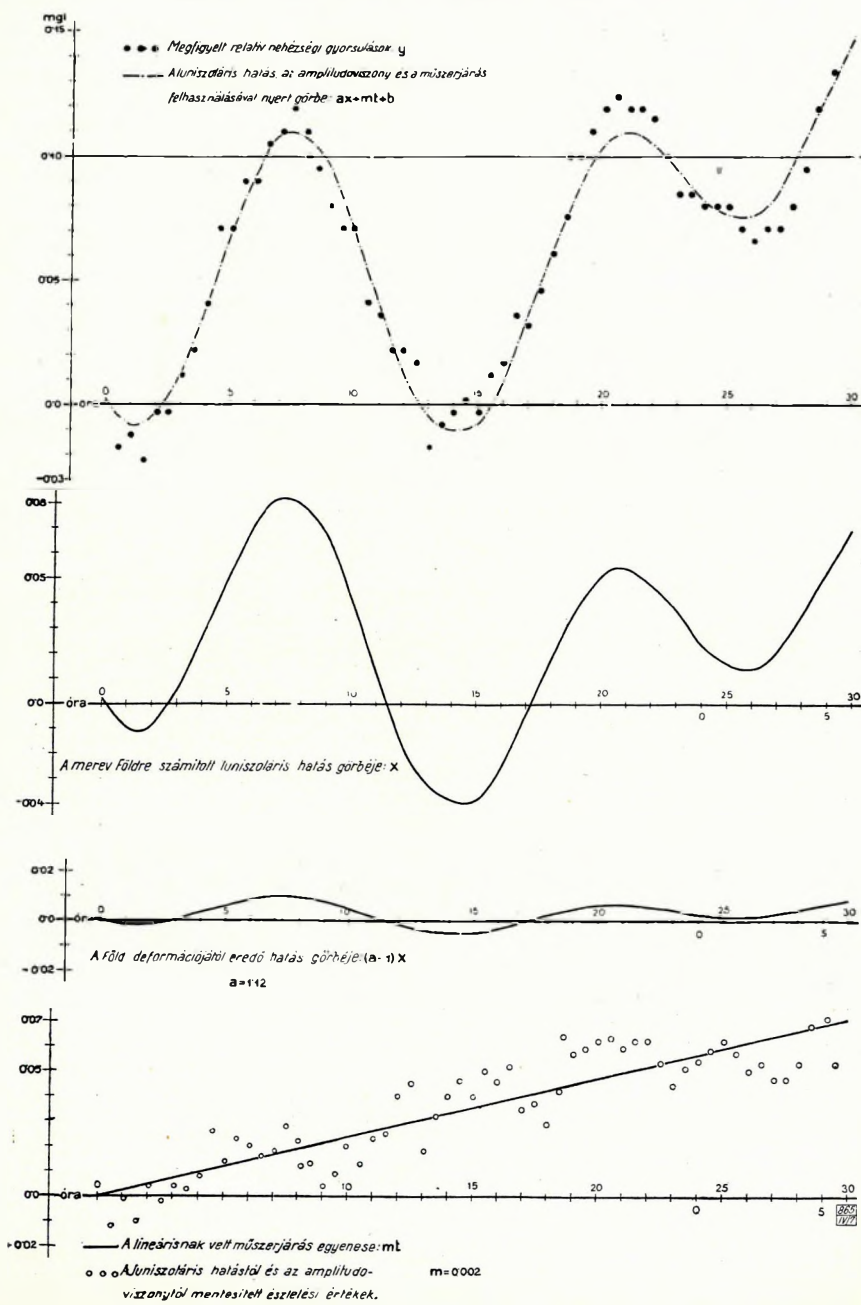
Az észlelés ideje: 1951 március 2—3. Műszer: H 3-66. Észlelők: Komáromy István, Nyitrai Tibor, Péter Gyula.

A hosszú sorozatból ez egy olyan szakasz, melyben az észlelési görbe

7. kép

Budapesti észlelések (B)

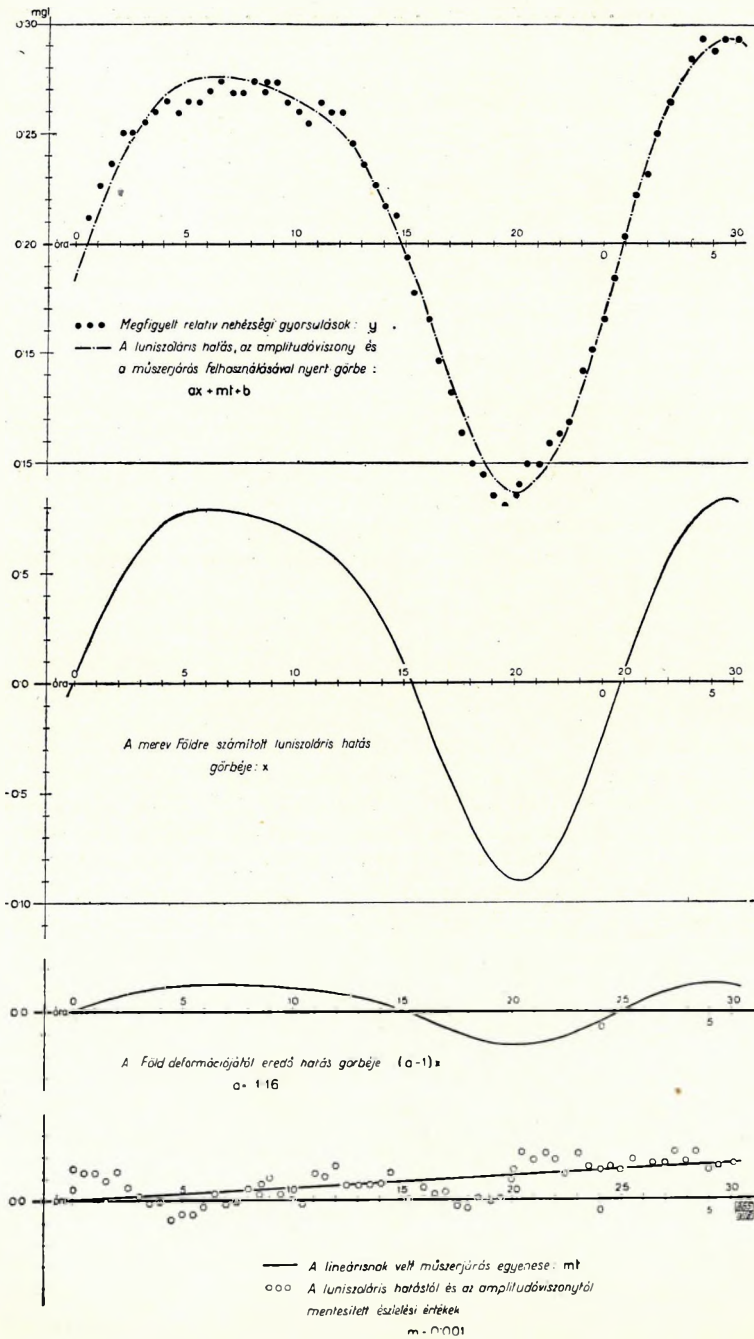
1951. február 25—26. Heiland 3-40. sz. műszer



Budapesti észlelések D)

8. kép.

1951. március 2—3. Heiland 3-66. sz. műszer



látszólag alig mutat műszerjárást, meglehetősen folytonos menetű, az észlelések kiugrás nélkül kisszórásúak. A szakasz hossza 30 óra, 63 megfigyelési adattal. Valamennyi adat felhasználva. Eredmény:

$$a = 1,16 \qquad m = 0,001 \qquad b = 0,18$$

A nehézségi gyorsulásváltozástól mentesített ( $y - ax - b$ ) pontok nem helyezkednek el a műszerjárás  $mt$  egyenese mindkét oldalán szabálytalanul szétszóródva, amint az várható volna, hanem — miként azt a Budapest A) szakasznál is láttuk, egy meglehetősen folytonos hullámszerű görbe mentén sorakoznak, megerősítésül egy mellékdrift létezésének a lineáris fődrift mellett. (l. 8. kép.)

### BUDAPEST E)

Az észlelés ideje: 1951 március 15—16. Műszer: H 3-66. Észlelők: Nyitrai Tibor, Péter Gyula, Reményi György.

Ezt a 36 órás szakaszt a sorozat olyan részéből ragadtuk ki, ahol a műszerjárás kielégítően lineárisnak mutatkozott és a megfigyelt értékek kisszórású folytonos görbét alkotnak. A felhasznált 74 megfigyelési adat a legkisebb négyzetek elvével végzett számítás útján a következő eredményt adta:

$$a = 1,000 \qquad m = + 0,0013 \qquad b = - 0,0006.$$

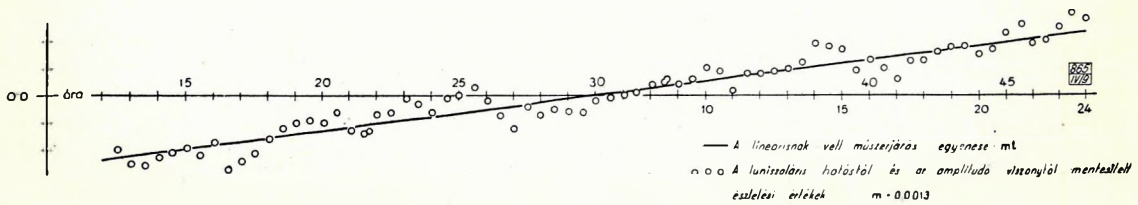
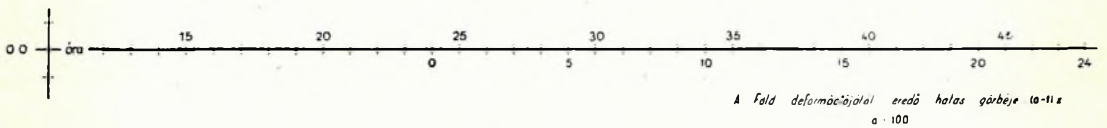
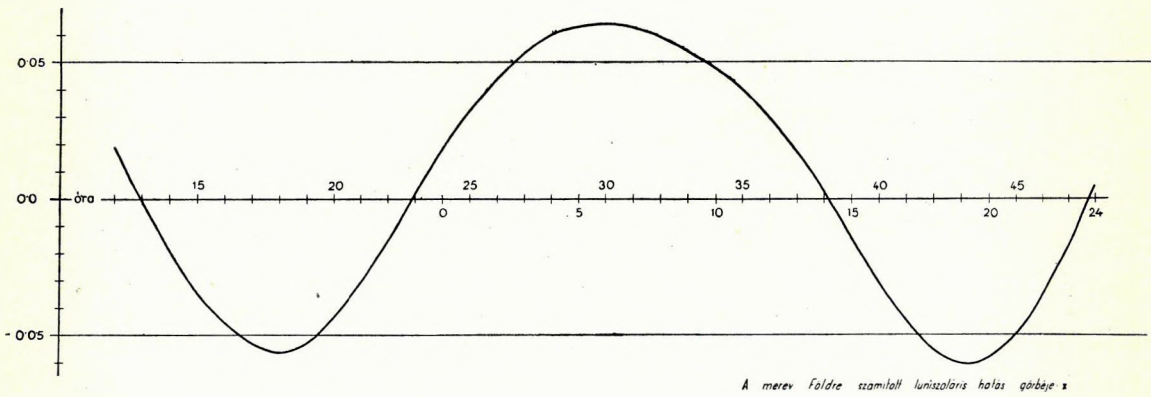
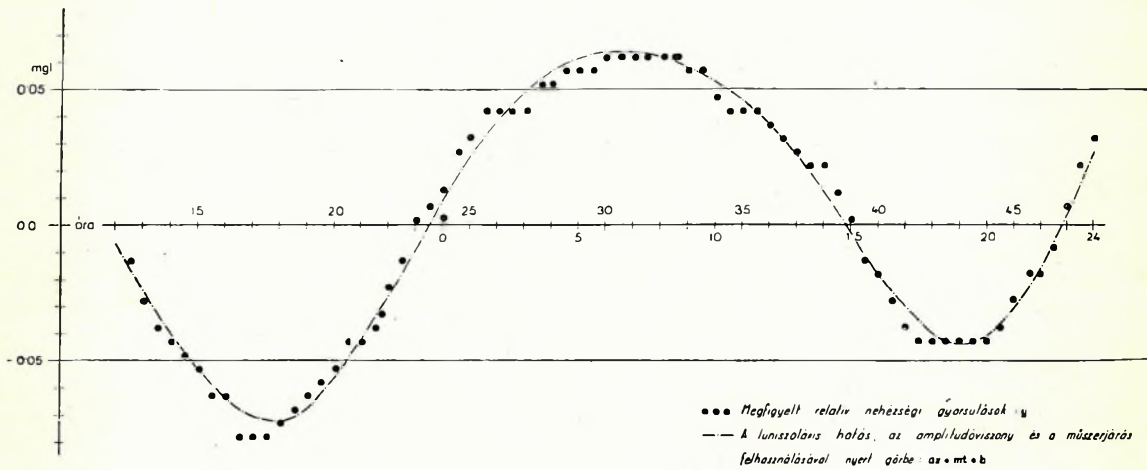
E vizsgálat legérdekesebb eredménye az amplitudóviszonyra nyert alacsony érték, mégpedig  $a = 1,00$ . Ennek következtében az  $(a - 1)x$  görbe (l. 9. oldalon lévő képet) egy vízszintes egyenessé degenerálódik. Vagyis a most megvizsgált esetben deformációs hatás nincsen!

A luniszoláris hatástól mentesített észlelési értékek kis szórást mutatva szépen helyezkednek el az  $mt + b$  egyenes mentén (l. a kép legalsó ábráját), igazolással, hogy a műszerjárás linearitásának a feltevése jogosult volt.

Az összehasonlítás megkönnyítése végett foglaljuk össze táblázatban az eddig nyert eredményeket:

Hely	Műszer	A megfigyelés ideje	Időtartam	Felhasznált észlelések száma	a
Keszthely .....	H.3-40	1950 febr. 3-5	37h	70	1,14
Pécs .....	H.3-40	jún. 3-4	34	121	1,34
Budapest A .....	H.3-66	1951 febr. 22-23	28	60	1,19
Budapest B .....	H.3-40	25-26	30	61	1,12
Budapest C .....	H.3-40	márc. 1-3	32	61	-
Budapest D .....	H.3-66	2-3	30	63	1,16
Budapest E .....	H.3-66	15-16	36	74	1,00
				Közép	1,16

Budapesti észlelések E)  
1951 március 15—16. Heiland 3-66. műszer





Az  $a$  amplitudóviszonyra nyert hat érték közepe 1,16. Ha a két erősebben kiűtő 1,34 (Pécs) és 1,00 (Budapest, E) értékeket mellőzzük, a megmaradó négy érték közepe 1,15, tehát alig tér el az előbbi középtől.<sup>3</sup>

A másik probléma, amelyre az ilyen most ismertetett globális analízis fényt vethet még, a műszerjárás problémája. A megvizsgált esetekben az észlelési sorozatból mindig olyan szakaszt választottunk, ki, melynek mintegy 30 órás szakasza alatt a műszerjárás lineárisnak tekinthető. Ennek a feltevésével történt a legkisebb négyzetek elvének alkalmazásával a nehézségi gyorsulás változását adó  $ax + mt + b$  görbe  $a$ ,  $m$  és  $b$  állandóinak a meghatározására. A számítások azt mutatják, hogy a műszerjárás megfelelő rövid időszakon belül általában kielégítően ábrázolható lineárisan, ezenbelül azonban a műszer legtöbbször még egy kisebb, hullámszerű, olykor periódusosnak látszó szekunderdriftet is mutat. Ennek görbéje mentén az észlelési pontok igen kis szórással, szinte gyöngysort képezve, helyezkednek el, jelölül annak, hogy a megfigyelésnél elérhető pontosság igen nagy volna, ha azt nem rontaná le a szekunder-driftől eredő, előre ki nem számítható hatás.

A műszerjárás alkalmat nyújt arra, hogy bizonyos felvilágosítást nyerhessünk általa arra a műszerre nézve, mellyel az észlelések történtek. Ha megvizsgáljuk azt a szórást, melyet a luniszoláris és a deformációs hatástól ment megfigyelési pontok a műszerjárás egyenese mentén mutatnak, egyszerű rátekintéssel is szembeötlik, hogy ez a szórás a Heiland 3-40 műszernél sokkal jelentékenyebb, mint a H. 3-66 műszernél (l. a képek legalsó ábráit). Az észlelési értékek eltérése a műszerjárás  $mt$  formulájával kiszámított értékektől az előbbi műszernél átlagban 0,0087 mgl, míg az utóbbinál mindössze 0,0044 mgl, vagyis csak a fele. Meg kell még ehhez jegyezni, hogy míg az előbbi esetben az észlelési pontok a véletlen hibának megfelelően látszanak szétszóródni, az  $mt$  egyenes mindkét oldalán, a H 3-66 műszernél az észlelési pontok — amint ezt már jellemeztük — gyöngyszerűen sorakoznak egymásután és a pontok szórása valójában még sokkal jelentéktelenebb e szekunder-drift görbére vonatkoztatva, mely görbét akár a műszerjárás tulajdonképpeni görbéjének tekinthetjük.

\*

A számolási munkában kifejtett munkájukért köszönetünket fejezzük ki e helyen Barta Györgyné és Nyitrai Tiborné kartársnőknek.

<sup>3</sup> A Shell Co. kezdeményezésére különböző külföldi állomásokon végzett észlelések eddig feldolgozott anyagából az amplitudóviszonyra  $a = 1,22$  adódott. A felhasznált értékek 1,06—1,33 közt váltakoztak, de voltak kiűtőbb értékek is, melyek a közepelésnél nem nyertek felhasználást.

К. ЛАШШОВСКИ и С. ОСЛАЦКИ:  
МЕЖДУНАРОДНАЯ СТАНДАРТНАЯ ВЕЛИЧИНА УСКОРЕНИЯ  
СИЛЫ ТЯЖЕСТИ

В статье рассматривается разность между величинами ускорения силы тяжести, полученными по международной формуле, принятой в 1930-м году и между величинами силы тяжести, опубликованными в таблицах В. Д. Ламберта и Ф. В. Дарлинга (Бюлл. Геод. № 32, стр. 334—340). Упомянутые величины таблиц обоих авторов обобщаются также по международной формуле. В таблице I сообщаем с шестидесятычными знаками правильные величины теоретического ускорения силы тяжести, основанные по международной формуле между  $\varphi = 0^\circ$  и  $90^\circ$  через каждый  $10'$  и в таблице 2 для территории Венгрии между  $45^\circ 40'$  и  $48^\circ 40'$  через каждый  $0,5'$ .

K. LASSOVSKY — S. OSZLACZKY:  
THE INTERNATIONAL GRAVITY VALUES

The paper deals with the differences between the values of gravity based on the international formula of 1930, and the values published by W. D. Lambert and F. W. Darling (Bull. Géod. No 32, pp. 334—340). — Table I contains the correct values to six decimals for every  $10'$  between  $0^\circ$  and  $90^\circ$  of latitude, and Table II those for every  $0,5'$  between  $45^\circ 40'$  and  $48^\circ 40'$  for the territory of Hungary.

A NEHÉZSÉGI GYORSULÁS NEMZETKÖZI NORMÁLIS ÉRTÉKE

LASSOVSKY KÁROLY—OSZLACZKY SZILÁRD

Nettleton a Geophysical Prospecting for Oil című könyvében táblázatot közöl a nehézségi gyorsulás numerikus értékeiről, 6 tizedesjeggyel, a földrajzi szélesség minden  $10'$ -ére s egyben közli az 1930-ban elfogadott

$$\gamma = 978,0490 [1 + 0,0052884 \sin^2 \varphi - 0,0000059 \sin^2 2\varphi] \quad (1)$$

nemzetközi formulát, mint amelynek a felhasználásával a táblázat értékei kiszámítást nyertek. A számítást eredetileg W. D Lambert és F. W. Darling végezték. A táblázatot a Bulletin Géodésique 1931. évi 32. számában közölték. A szerkesztő (G. Perrier) lábjegyzetben figyelmeztet az óvatosságra a hatodik tizedesjegyet illetően.

E táblázathoz G. Cassinis a Bulletin Géodésique 1932. évi 36. számában rövid észrevételt fűz. Rámutat arra, hogy Lambert és Darling számértékei nem egyeznek meg a «stockholmi normális nehézség» fenti 1) formula szerinti értékeivel, mivel ők az «elméleti nehézség» értékeit számították ki, amelyet a következő, C. Somiglianától származó képlet ad meg:

$$g = \gamma_e [1 + \beta \sin^2 \varphi - \beta_1 \sin^2 2\varphi - \beta_2 \sin^2 \varphi \sin^2 2\varphi - \dots]. \quad (2)$$

Itt  $\gamma_e$  a normális nehézségi gyorsulás az egyenlítőn; értéke az 1) formulával egyezésben 978,0490;  $\beta$  és  $\beta_1$ , az 1) formulában a megfelelő együttható.

$\beta_2$  értéke G. Cassinis a Bulletin Geodésique 1930. évi 26. számában közölt cikke «Sur l'adoption d'une formule internationale pour la pesanteur normale» szerint  $22,10^{-9}$ . Ez azonban hibás; a helyes érték az 1932. évi cikkben közölt  $32,10^{-9}$ . Eszerint Lambert-Darling számított értékei legalább

$$\gamma_e \beta_2 \sin^2 \varphi \sin^2 2\varphi \tag{3}$$

mennyiséggel kisebbek  $\gamma$ -nál (u. i. az ezután következő tagok is mind negatívek). Cassinis meg is adja a  $\gamma - g$  különbségeket  $\varphi$  különböző értékeire. Ezeket a különbségeket változtatás nélkül közöljük, de mellettük megadjuk a saját számításunk szerint talált különbségeket is.

$\varphi$	Cassinis szerint	Számításunk szerint
		$\gamma - g$ $10^{-6}$ -gal
0°	0	0
10	0	— 4
20	2	— 9
30	6	—13
40	12	—11
45	16	— 7
50	18	— 4
60	18*)	+ 6
70	11	+11
80	4	+14
90	0	+14

\* Cassinis értéke tévesen 14. A maximális eltérés közelítőleg  $\varphi = 54^\circ 44'$ -nél  $18,5 \cdot 10^{-6}$ -gal.

Az első oszlop értékeit a 3) kifejezés szolgáltatja. A második oszlop az 1) formula szerint számított értékek eltérése Lambert—Darling táblázati értékeitől.

Mi a  $\sin^2\varphi$ ,  $\sin^2 2\varphi$  kifejezések helyett, amelyekkel kényelmetlen számolni, mint ezt Lambert—Darling is megjegyzi, a

$$2 \sin^2\varphi = (1 - \cos 2\varphi)$$

helyettesítéssel az 1) formulát a következő alakra hoztuk:

$$\gamma = 980,632\ 2719 - 2,586\ 1572 \cos 2\varphi + 0,002\ 8852 \cos 4\varphi. \tag{1a}$$

Ez a formula alak szerint megegyezik Lambert—Darling 8) formulájával (l. c. 331. oldal), azzal a különbséggel, hogy ők még a  $\cos 6\varphi$ -t tartalmazó tagot is megtartották.

Fenti táblázatból kitűnik, hogy a  $\gamma - g$  különbségek nem egyeznek meg a 3) kifejezésnek Cassinis által kiszámított s általunk is ellenőrzött értékeivel. Az eltérésnek okát nem sikerült megtalálnunk. Lambert—Darling azt írják (l. c. 332. oldal), hogy táblázatuk értékeit főleg 8) egyenletük alapján számították, de fokként ellenőrizték a cikkeikben közölt 13) formulával. Ezenkívül néhány értéket taláalomra két másik 1) és 6) formulával is ellenőriztek. Cikkük végén formuláik bizonyítását és a szélesség minden percére kiszámított «elméleti»  $g$  értékét az U. S. Coast and Geodetic Survey előkészítés alatt lévő speciális kiadványában ígérik közölni. E kiadványt nem sikerült

megtalálnunk. Bár nem ellenőriztük, de nem tartjuk kizártnak, hogy a 8) és fenti 2) formulának a számításnál tekintetbe vett tagjai okozzák az eltérést.

Az említett Nettleton-könyvben közölt táblázat értékeit mi interpolációra akartuk felhasználni, hogy hazánk területén a  $45^{\circ}40'$  és  $48^{\circ}40'$  szélesség között minden 2,5, illetve 0,5 percre megkapjuk a normális értéket. Azt tapasztaltuk azonban, hogy e táblázat különbségei kissé szeszélyesen változnak és amikor az értékeket 1) formula szerint ellenőriztük, eltéréseket kaptunk, amelyek a fenti táblázat második oszlopának  $45^{\circ}$  és  $50^{\circ}$  közötti értékeinek felelnek meg. Mikor a Nettleton által közölt táblázatot az eredeti forrással összehasonlítottuk és egyezőnek találtuk, kerestük az irodalomban az eltérés magyarázatát.

Mivel ezekután interpolációra nem gondolhattunk, sem újabb hibátlan táblázatot nem találtunk, hazai használatra az 1)-gyel egyenértékű 1a) formula alapján számológéppel, 7 tizedesre, kiszámítottuk a  $45^{\circ}40'$  és  $48^{\circ}40'$  szélesség minden félpercére a nehézségi gyorsulás normális értékét. Alábbi II. táblázatunk 6 tizedesjeggyel közli  $\gamma$  értékeit.

Mint hogy a normálértékeket 1a) alapján minden 10 percre kiszámítani nem túlságosan nagy munka, ezt is elvégeztük és az értékeket I. táblázatunkban közöljük.

Végül köszönetet mondunk Buday Tibor, Kerner Antalné, Mészáros Imre és Zilahi Sebess László kartársaknak a táblázatok kiszámításánál végzett munkájukért.

### I. A nehézségi gyorsulás nemzetközi normális értékei $0-90^{\circ}$

0° 0'	978,049 000	4° 0'	978,074 056
10	978,049 043	10	978,076 184
20	978,049 174	20	978,078 398
30	978,049 392	30	978,080 699
40	978,049 697	40	978,083 085
50	978,050 089	50	978,085 557
1° 0'	978,050 568	5° 0'	978,088 115
10	978,051 134	10	978,090 760
20	978,051 788	20	978,093 489
30	978,052 528	30	978,096 305
40	978,053 356	40	978,099 206
50	978,054 270	50	978,102 193
2° 0'	978,055 271	6° 0'	978,105 264
10	978,056 360	10	978,108 421
20	978,057 535	20	978,111 664
30	978,058 797	30	978,114 991
40	978,060 146	40	978,118 403
50	978,061 581	50	978,121 900
3° 0'	978,063 104	7° 0'	978,125 482
10	978,064 713	10	978,129 148
20	978,066 409	20	978,132 899
30	978,068 191	30	978,136 735
40	978,070 060	40	978,140 654
50	978,072 015	50	978,144 657

8° 0'	978,148 745	17° 0'	978,489 331
10	978,152 916	10	978,497 750
20	978,157 171	20	978,506 240
30	978,161 509	30	978,514 803
40	978,165 931	40	978,523 437
50	978,170 436	50	978,532 142
9° 0'	978,175 024	18° 0'	978,540 918
10	978,179 696	10	978,549 765
20	978,184 450	20	978,558 683
30	978,189 286	30	978,567 670
40	978,194 205	40	978,576 727
50	978,199 206	50	978,585 854
10° 0'	978,204 289	19° 0'	978,595 050
10	978,209 455	10	978,604 315
20	978,214 702	20	978,613 649
30	978,220 030	30	978,623 050
40	978,225 440	40	978,632 520
50	978,230 932	50	978,642 057
11° 0'	978,236 504	20° 0'	978,651 662
10	978,242 158	10	978,661 333
20	978,247 892	20	978,671 071
30	978,253 706	30	978,680 876
40	978,259 601	40	978,690 747
50	978,265 576	50	978,700 683
12° 0'	978,271 630	21° 0'	978,710 684
10	978,277 765	10	978,720 751
20	978,283 979	20	978,730 882
30	978,290 272	30	978,741 078
40	978,296 644	40	978,751 337
50	978,303 096	50	978,761 660
13° 0'	978,309 626	22° 0'	978,772 047
10	978,316 234	10	978,782 496
20	978,322 920	20	978,793 008
30	978,329 685	30	978,803 583
40	978,336 527	40	978,814 219
50	978,343 447	50	978,824 917
14° 0'	978,350 444	23° 0'	978,835 675
10	978,357 518	10	978,846 495
20	978,364 669	20	978,857 375
30	978,371 897	30	978,868 316
40	978,379 201	40	978,879 316
50	978,386 581	50	978,890 375
15° 0'	978,394 037	24° 0'	978,901 493
10	978,401 568	10	978,912 670
20	978,409 175	20	978,923 906
30	978,416 857	30	978,935 199
40	978,424 614	40	978,946 549
50	978,432 445	50	978,957 957
16° 0'	978,440 351	25° 0'	978,969 421
10	978,448 331	10	978,980 942
20	978,456 384	20	978,992 518
30	978,464 511	30	979,004 150
40	978,472 712	40	979,015 838
50	978,480 985	50	979,027 580

26° 0'	979,039 377	35° 0'	979,745 544
10	979,051 227	10	979,759 676
20	979,063 131	20	979,773 837
30	979,075 088	30	979,788 028
40	979,087 098	40	979,802 247
50	979,099 161	50	979,816 495
27° 0'	979,111 275	36° 0'	979,830 771
10	979,123 441	10	979,845 074
20	979,135 658	20	979,859 404
30	979,147 926	30	979,873 761
40	979,160 245	40	979,888 143
50	979,172 613	50	979,902 551
28° 0'	979,185 030	37° 0'	979,916 984
10	979,197 497	10	979,931 441
20	979,210 012	20	979,945 922
30	979,222 576	30	979,960 427
40	979,235 188	40	979,974 954
50	979,247 847	50	979,989 504
29° 0'	979,260 552	38° 0'	980,004 076
10	979,273 305	10	980,018 670
20	979,286 104	20	980,033 285
30	979,298 948	30	980,047 920
40	979,311 838	40	980,062 575
50	979,324 772	50	980,077 250
30° 0'	979,337 751	39° 0'	980,091 944
10	979,350 774	10	980,106 656
20	979,363 840	20	980,121 387
30	979,376 949	30	980,136 135
40	979,390 101	40	980,150 900
50	979,403 295	50	980,165 682
31° 0'	979,416 531	40° 0'	980,180 479
10	979,429 808	10	980,195 292
20	979,443 126	20	980,210 121
30	979,456 485	30	980,224 964
40	979,469 884	40	980,239 821
50	979,483 322	50	980,254 691
32° 0'	979,496 799	41° 0'	980,269 575
10	979,510 315	10	980,284 471
20	979,523 868	20	980,299 379
30	979,537 460	30	980,314 299
40	979,551 089	40	980,329 230
50	979,564 755	50	980,344 171
33° 0'	979,578 456	42° 0'	980,359 123
10	979,592 194	10	980,374 084
20	979,605 967	20	980,389 054
30	979,619 776	30	980,404 032
40	979,633 618	40	980,419 018
50	979,647 495	50	980,434 012
34° 0'	979,661 405	43° 0'	980,449 013
10	979,675 348	10	980,464 021
20	979,689 324	20	980,479 035
30	979,703 332	30	980,494 053
40	979,717 372	40	980,509 077
50	979,731 442	50	980,524 106

44° 0'	980,539 138	53° 0'	981,342 667
10	980,554 174	10	981,357 135
20	980,569 213	20	981,371 579
30	980,584 254	30	981,385 999
40	980,599 297	40	981,400 394
50	980,614 341	50	981,414 762
45° 0'	980,629 387	54° 0'	981,429 104
10	980,644 432	10	981,443 420
20	980,659 478	20	981,457 708
30	980,674 523	30	981,471 969
40	980,689 567	40	981,486 201
50	980,704 609	50	981,500 405
46° 0'	980,719 649	55° 0'	981,514 579
10	980,734 687	10	981,528 724
20	980,749 721	20	981,542 839
30	980,764 752	30	981,556 924
40	980,779 778	40	981,570 977
50	980,794 799	50	981,584 998
47° 0'	980,809 816	56° 0'	981,598 988
10	980,824 827	10	981,612 945
20	980,839 831	20	981,626 869
30	980,854 829	30	981,640 760
40	980,869 820	40	981,654 617
50	980,884 802	50	981,668 439
48° 0'	980,899 777	57° 0'	981,682 226
10	980,914 743	10	981,695 978
20	980,929 699	20	981,709 695
30	980,944 646	30	981,723 375
40	980,959 582	40	981,737 018
50	980,974 508	50	981,750 624
49° 0'	980,989 422	58° 0'	981,764 192
10	981,004 325	10	981,777 723
20	981,019 215	20	981,791 214
30	981,034 092	30	981,804 667
40	981,048 956	40	981,818 080
50	981,063 806	50	981,831 453
50° 0'	981,078 642	59° 0'	981,844 786
10	981,093 463	10	981,858 078
20	981,108 269	20	981,871 328
30	981,123 059	30	981,884 537
40	981,137 832	40	981,897 703
50	981,152 589	50	981,910 827
51° 0'	981,167 328	60° 0'	981,923 908
10	981,182 050	10	981,936 945
20	981,196 753	20	981,949 938
30	981,211 438	30	981,962 887
40	981,226 103	40	981,975 791
50	981,240 748	50	981,988 649
52° 0'	981,255 373	61° 0'	982,001 462
10	981,269 976	10	982,014 228
20	981,284 559	20	982,026 948
30	981,299 120	30	982,039 621
40	981,313 659	40	982,052 246
50	981,328 174	50	982,064 823

62° 0'	982,077 352	71° 0'	982,670 890
10	982,089 832	10	982,680 151
20	982,102 263	20	982,689 342
30	982,114 644	30	982,698 464
40	982,126 975	40	982,707 516
50	982,139 256	50	982,716 498
63° 0'	982,151 486	72° 0'	982,725 409
10	982,163 664	10	982,734 249
20	982,175 791	20	982,743 018
30	982,187 865	30	982,751 715
40	982,199 887	40	982,760 340
50	982,211 856	50	982,768 893
64° 0'	982,223 771	73° 0'	982,777 374
10	982,235 633	10	982,785 782
20	982,247 441	20	982,794 117
30	982,259 194	30	982,802 379
40	982,270 892	40	982,810 568
50	982,282 534	50	982,818 682
65° 0'	982,294 121	74° 0'	982,826 722
10	982,305 651	10	982,834 688
20	982,317 125	20	982,842 579
30	982,328 542	30	982,850 396
40	982,339 902	40	982,858 137
50	982,351 204	50	982,865 803
66° 0'	982,362 447	75° 0'	982,873 392
10	982,373 632	10	982,880 906
20	982,384 759	20	982,888 344
30	982,395 826	30	982,895 705
40	982,406 833	40	982,902 989
50	982,417 780	50	982,910 197
67° 0'	982,428 667	76° 0'	982,917 327
10	982,439 493	10	982,924 379
20	982,450 258	20	982,931 354
30	982,460 961	30	982,938 251
40	982,471 603	40	982,945 069
50	982,482 182	50	982,951 809
68° 0'	982,492 698	77° 0'	982,958 471
10	982,503 151	10	982,965 054
20	982,513 542	20	982,971 557
30	982,523 869	30	982,977 981
40	982,534 131	40	982,984 325
50	982,544 329	50	982,990 590
69° 0'	982,554 463	78° 0'	982,996 775
10	982,564 531	10	983,002 879
20	982,574 534	20	983,008 903
30	982,584 471	20	983,014 847
40	982,594 342	40	983,020 709
50	982,604 147	50	983,026 490
70° 0'	982,613 884	79° 0'	983,032 191
10	982,623 555	10	983,037 809
20	982,633 158	20	983,043 346
30	982,642 694	30	983,048 802
40	982,652 161	40	983,054 175
50	982,661 560	50	983,059 466



80° 0'	983,064 675	85° 0'	983,181 851
10	983,069 801	10	983,184 432
20	983,074 845	20	983,186 926
30	983,079 805	30	983,189 333
40	983,084 683	40	983,191 653
50	983,089 477	50	983,193 887
81° 0'	983,094 188	86° 0'	983,196 034
10	983,098 815	10	983,198 094
20	983,103 359	20	983,200 067
30	983,107 818	30	983,201 952
40	983,112 194	40	983,203 750
50	983,116 485	50	983,205 461
82° 0'	983,120 693	87° 0'	983,207 084
10	983,124 815	10	983,208 620
20	983,128 853	20	983,210 068
30	983,132 807	30	983,211 429
40	983,136 675	40	983,212 703
50	983,140 458	50	983,213 888
83° 0'	983,144 157	88° 0'	983,214 987
10	983,147 770	10	983,215 997
20	983,151 297	20	983,216 919
30	983,154 739	30	983,217 754
40	983,158 096	40	983,218 501
50	983,161 367	50	983,219 161
84° 0'	983,164 551	89° 0'	983,219 732
10	983,167 650	10	983,220 215
20	983,170 663	20	983,220 611
30	983,173 589	30	983,220 919
40	983,176 429	40	983,221 138
50	983,179 183	50	983,221 270
		90° 0'	983,221 314

## II. A nehézségi gyorsulás nemzetközi normális értékei 45°40'—48°40'

45°40',0	980,689 567	45°50',0	980,704 609
40',5	980,690 319	50',5	980,705 361
41',0	980,691 071	51',0	980,706 113
41',5	980,691 824	51',5	980,706 865
42',0	980,692 576	52',0	980,707 618
42',5	980,693 328	52',5	980,708 370
43',0	980,694 080	53',0	980,709 122
43',5	980,694 832	53',5	980,709 874
44',0	980,695 584	54',0	980,710 626
44',5	980,696 336	54',5	980,711 378
45',0	980,697 088	55',0	980,712 130
45',5	980,697 840	55',5	980,712 882
46',0	980,698 593	56',0	980,713 634
46',5	980,699 345	56',5	980,714 386
47',0	980,700 097	57',0	980,715 138
47',5	980,700 849	57',5	980,715 890
48',0	980,701 601	58',0	980,716 642
48',5	980,702 353	58',5	980,717 394
49',0	980,703 105	59',0	980,718 146
49',5	980,703 857	59',5	980,718 897

46°0',0	980,719 649	46°30',0	980,764 752
0',5	980,720 401	30',5	980,765 503
1',0	980,721 153	31',0	980,766 254
1',5	980,721 905	31',5	980,767 005
2',0	980,722 657	32',0	980,767 757
2',5	980,723 409	32',5	980,768 508
3',0	980,724 161	33',0	980,769 260
3',5	980,724 913	33',5	980,770 011
4',0	980,725 665	34',0	980,770 763
4',5	980,726 417	34',5	980,771 514
5',0	980,727 169	35',0	980,772 265
5',5	980,727 920	35',5	980,773 017
6',0	980,728 672	36',0	980,773 768
6',5	980,729 424	36',5	980,774 519
7',0	980,730 176	37',0	980,775 271
7',5	980,730 928	37',5	980,776 022
8',0	980,731 680	38',0	980,776 773
8',5	980,732 431	38',5	980,777 524
9',0	980,733 183	39',0	980,778 275
9',5	980,733 935	39',5	980,779 027
10',0	980,734 687	40',0	980,779 778
10',5	980,735 438	40',5	980,780 529
11',0	980,736 190	41',0	980,781 280
11',5	980,736 942	41',5	980,782 032
12',0	980,737 694	42',0	980,782 783
12',5	980,738 446	42',5	980,783 534
13',0	980,739 197	43',0	980,784 285
13',5	980,739 949	43',5	980,785 036
14',0	980,740 701	44',0	980,785 787
14',5	980,741 453	44',5	980,786 538
15',0	980,742 204	45',0	980,787 289
15',5	980,742 956	45',5	980,788 040
16',0	980,743 707	46',0	980,788 791
16',5	980,744 459	46',5	980,789 543
17',0	980,745 211	47',0	980,790 294
17',5	980,745 963	47',5	980,791 045
18',0	980,746 714	48',0	980,791 796
18',5	980,747 466	48',5	980,792 547
19',0	980,748 218	49',0	980,793 298
19',5	980,748 969	49',5	980,794 049
20',0	980,749 721	50',0	980,794 799
20',5	980,750 473	50',5	980,795 550
21',0	980,751 224	51',0	980,796 301
21',5	980,751 976	51',5	980,797 052
22',0	980,752 727	52',0	980,797 803
22',5	980,753 479	52',5	980,798 554
23',0	980,754 231	53',0	980,799 305
23',5	980,754 982	53',5	980,800 056
24',0	980,755 734	54',0	980,800 807
24',5	980,756 485	54',5	980,801 558
25',0	980,757 237	55',0	980,802 309
25',5	980,757 988	55',5	980,803 059
26',0	980,758 740	56',0	980,803 810
26',5	980,759 491	56',5	980,804 561
27',0	980,760 243	57',0	980,805 312
27',5	980,760 994	57',5	980,806 062
28',0	980,761 746	58',0	980,806 813
28',5	980,762 497	58',5	980,807 564
29',0	980,763 249	59',0	980,808 315
29',5	980,764 000	59',5	980,809 065

47° 0',0	980,809 816	47° 27',5	980,851 080
0',5	980,810 567	28',0	980,851 830
1',0	980,811 317	28',5	980,852 580
1',5	980,812 068	29',0	980,853 330
2',0	980,812 818	29',5	980,854 079
2',5	980,813 569		
3',0	980,814 320	30',0	980,854 829
3',5	980,815 071	30',5	980,855 579
4',0	980,815 821	31',0	980,856 328
4',5	980,816 571	31',5	980,857 078
		32',0	980,857 828
5',0	980,817 322	32',5	980,858 577
5',5	980,818 073	33',0	980,859 327
6',0	980,818 823	33',5	980,860 076
6',5	980,819 574	34',0	980,860 826
7',0	980,820 324	34',5	980,861 576
7',5	980,821 075		
8',0	980,821 825	35',0	980,862 325
8',5	980,822 576	35',5	980,863 075
9',0	980,823 326	36',0	980,863 824
9',5	980,824 076	36',5	980,864 574
		37',0	980,865 323
10',0	980,824 827	37',5	980,866 073
10',5	980,825 577	38',0	980,866 822
11',0	980,826 328	38',5	980,867 571
11',5	980,827 078	39',0	980,868 321
12',0	980,827 828	39',5	980,869 070
12',5	980,828 579		
13',0	980,829 329	40',0	980,869 820
13',5	980,830 079	40',5	980,870 569
14',0	980,830 829	41',0	980,871 318
14',5	980,831 580	41',5	980,872 067
		42',0	980,872 817
15',0	980,832 330	42',5	980,873 566
15',5	980,833 080	43',0	980,874 315
16',0	980,833 830	43',5	980,875 065
16',5	980,834 580	44',0	980,875 814
17',0	980,835 331	44',5	980,876 563
17',5	980,836 081		
18',0	980,836 831	45',0	980,877 312
18',5	980,837 581	45',5	980,878 061
19',0	980,838 331	46',0	980,878 810
19',5	980,839 081	46',5	980,879 559
		47',0	980,880 308
20',0	980,839 831	47',5	980,881 057
20',5	980,840 581	48',0	980,881 806
21',0	980,841 331	48',5	980,882 555
21',5	980,842 081	49',0	980,883 304
22',0	980,842 831	49',5	980,884 053
22',5	980,843 581		
23',0	980,844 331	50',0	980,884 802
23',5	980,845 081	50',5	980,885 551
24',0	980,845 831	51',0	980,886 300
24',5	980,846 581	51',5	980,887 049
		52',0	980,887 798
25',0	980,847 331	52',5	980,888 547
25',5	980,848 081	53',0	980,889 296
26',0	980,848 831	53',5	980,890 044
26',5	980,849 581	54',0	980,890 793
27',0	980,850 330	54',5	980,891 542

47°55',0	980,892 291	17',5	980,925 961
55',5	980,893 039	18',0	980,926 709
56',0	980,893 788	18',5	980,927 456
56',5	980,894 537	19',0	980,928 204
57',0	980,895 285	19',5	980,928 951
57',5	980,896 034		
58',0	980,896 783	20',0	980,929 699
58',5	980,897 531	20',5	980,930 447
59',0	980,898 280	21',0	980,931 194
59',5	980,899 028	21',5	980,931 942
		22',0	980,932 689
48° 0',0	980,899 777	22',5	980,933 437
0',5	980,900 525	23',0	980,934 184
1',0	980,901 274	23',5	980,934 931
1',5	980,902 022	24',0	980,935 679
2',0	980,902 771	24',5	980,936 427
2',5	980,903 519		
3',0	980,904 268	25',0	980,937 174
3',5	980,905 016	25',5	980,937 921
4',0	980,905 764	26',0	980,938 668
4',5	980,906 513	26',5	980,939 416
		27',0	980,940 163
5',0	980,907 261	27',5	980,940 910
5',5	980,908 009	28',0	980,941 657
6',0	980,908 757	28',5	980,942 404
48°6',5	980,909 506	29',0	980,943 151
7',0	980,910 254	29',5	980,943 899
7',5	980,911 002		
8',0	980,911 750	30',0	980,944 646
8',5	980,912 498	30',5	980,945 393
9',0	980,913 246	31',0	980,946 140
9',5	980,913 994	31',5	980,946 887
		32',0	980,947 634
10',0	980,914 743	32',5	980,948 381
10',5	980,915 491	48°33',0	980,949 128
11',0	980,916 239	33',5	980,949 875
11',5	980,916 987	34',0	980,950 622
12',0	980,917 735	34',5	980,951 368
12',5	980,918 483		
13',0	980,919 231	35',0	980,952 115
13',5	980,919 978	35',5	980,952 862
14',0	980,920 726	36',0	980,953 609
14',5	980,921 474	36',5	980,954 356
		37',0	980,955 102
15',0	980,922 222	37',5	980,955 849
15',5	980,922 970	38',0	980,956 596
16',0	980,923 718	38',5	980,957 342
16',5	980,924 465	39',0	980,958 089
17',0	980,925 213	39',5	980,958 835
		48°40',0	980,959 582

Felelős kiadó: Solt Sándor

Műszaki felelős: Rózsa István

Megrendelve: 1952. VIII. 12. — Imprimálva 1952. XII. 2. — Papír alakja: 70/100.  
 A könyv azonosságiszáma: 865 — Ívek száma: 1<sup>\*/4</sup>+4 db. mell. — Ábrák száma: 5. — Példányszám: 500.

Ez a könyv az MNOSZ 5601—50 Á és MNOSZ 5602—50 Á szabványok szerint készült.

884. Franklin-nyomda Budapest, VIII., Szentkirályi-utca 28.  
 Felelős: Ketskés János.

И. Б. ХААЗ:

ОПРЕДЕЛЕНИЕ НАКЛОННОЙ БЕЗКОНЕЧНОЙ ЖИЛЫ  
ИЗ ЕЁ ГРАВИТАЦИОННОГО ИЛИ МАГНИТНОГО ВЛИЯНИЯ

Отношения между аномалиями магнитной силы и второй производной гравитационного потенциала считаются векториальными. Если пользоваться этими отношениями для определения наклонной бесконечной жилы, получается совершенно аналогичное выражение об её гравитационном, и магнитном влиянии. Координаты мест максимумов и минимумов гравитационных и магнитных влияний удовлетворяют совершенно подобные и очень простые квадратные уравнения. Автор указывает на то, что из отношений между радикалами и коэффициентами легко можно определить и вычислить местоположение, глубину и широту жилы с помощью координат мест максимумов и минимумов этих влияний. Зная эти величины можно также определить угол наклона жилы, её аномальную плотность и восприимчивость.

I. B. HAÁZ:

DETERMINATION OF AN INFINITE INCLINED DIKE FROM ITS GRAVITY  
OR MAGNETIC EFFECTS

The relations between the anomalies of the magnetic force and those of the second derivatives of the gravitational potential are treated vectorially. Applying these relations to an infinite inclined dike, we get quite analogous expressions both for the gravity and magnetic effect of it. The coordinates of the extreme gravity and magnetic effects satisfy also quite analogous and very simple quadratic equations. Author shows that from the relations between the roots and the coefficients of these equations, position, depth, and width of the dike may be easily expressed by the coordinates of the extreme effects and hereby also easily calculated from them. Knowing these quantities, the dip angle and the anomalous density and susceptibility of the body may be determined too.

GRAVITÁCIÓS ÉS MÁGNESES HATÁSÚ FERDE RÉTEG HELYZETÉNEK  
MÉRETEINEK ÉS MIBENLÉTÉNEK MEGHATÁROZÁSA

DR. HAÁZ ISTVÁN BÉLA

---

A gyakorlati irányú gravitációs és mágneses kutatásokban úgy járunk el, hogy a földkéreg felszínén észlelt helyi változásokból az időbeli változást, az ú. n. eszközjárás okozta változást, a normális helyi változást és a felszín egyenetlenségeinek hatását levonjuk. A még ezután is fennmaradó helyi változást a felszín alatt levő hatóknak tulajdonítjuk és földalatti hatásnak, *szubterrán anomáliának* vagy röviden *anomáliá-nak* nevezzük. A gyakorlati kutatás ezekből az anomáliákból a felszín alatti hatóknak nemcsak a jelenlétét állapítja meg, hanem a *ható alakulat helyzetére, méreteire és esetleg a mibenlétére* is igyekszik következtetni.

Ezzel a feladattal már igen régen és igen sokan foglalkoztak. Alakulatok *gravitációs hatásának*, illetve ebből a ható alakulatnak a meghatározására

1884-ben HELMERT, 1906-ban EÖTVÖS, 1925-ben NIKIFOROV, NUMEROV, 1927-ben JUNG, 1928-ban HAALCK, 1929-ben HEILAND, LANCASTER-JONES és BARTON, majd mások is közöltek képleteket, illetve diagrammokat. 1), 2)

Alakulatok *mágneses* hatásának és ebből a ható mágneses alakulatnak a meghatározásával még régebben, már 1875-ben THALÉN, 1898-ban DAHLBLÖM, 1899-ben SMYTH és 1902-ben UHLICH is foglalkozott. EÖTVÖS 1906-ban a földmágnesség erőterében *indukált mágnességet nyert alakulatok* mágneses anomáliái és a földnehézség gradienseinek anomáliái között fennálló kapcsolatot ismertette. Ezt a kapcsolatot 1909-ben EÖTVÖS a *Fruska-Gora* vidékén észlelt nagy mágneses anomáliákat okozó szerpentinömb meghatározására, 1910-ben CARLHEIM-GYLLENSKIÖLD pedig a *kiirunavaarai* igen nagy anomáliákat okozó magnetittömegek meghatározására alkalmazta. Az elméletet 1926-ban HAALCK és 1928-ban KÖNIGSBERGER fejlesztette tovább. Természetesen ezt az eljárást a legnagyobb mágneses anomáliát, a *kurszki anomáliát* okozó alakulat meghatározására is alkalmazták. A mágneses méréseken kívül részletes EÖTVÖS-ingaméréseket is végeztek és a ható alakulat helyzetének, méreteinek és mibenlétének meghatározására a gravitációs és mágneses mérések eredményeit egyaránt felhasználták. Számos fúrást is lemélyítettek. Az eredményeket annakidején, 1924-ben NIKIFOROV, 1926-ban ARCHANGELSZKIJ majd LAZAREV, 1928-ban GAMBURZEV és POLIKARPOV, 1929-ben HAALCK ismertette. 3).

H. PENTZ 1940-ben a földmágnesség horizontális és vertikális intenzitásának anomáliáiból kelet-nyugati irányú *függőlegesen mágnesezett függőleges telér* és észak-déli irányú *vízszintesen mágnesezett vízszintes lépcső* mélységének, méreteinek és mágnesezettségének meghatározására adott eljárást. 4).

Ehhez csatlakozva KÁNTÁS Károly 1942-ben olyan eljárást közölt, amelynek segítségével az említett alakulatok mélysége, nagysága és mágneszettsége a horizontális intenzitás anomáliáinak ismerete nélkül *csupán a vertikális intenzitás anomáliáiból* is meghatározható. Természetesen ferde irányú mágnesezés esetén — és ez a valóban figyelembe veendő eset — ez az eljárás nem alkalmazható. 5).

Az általánosabb esetet EGYED László tárgyalta 1943-ban és 1944-ben. EGYED olyan alakulatot tárgyalt, amely nem éppen függőleges és kelet-nyugati irányú, hanem *akármilyen dőlésű és csapású* lehet és amelynek *mágneszettsége* a földmágnesség irányának megfelelően általában *ferde irányú*. Ilyen alakulatoknak a gravitációs és mágneses hatásukból történő meghatározására egyaránt kiterjeszkedett. 6), 7) 8).

A jelen közlemény a *mágneses és gravitációs anomáliák kapcsolatának* vektoriális alakban tárgyalt ismertetésével kezdődik és szintén az EGYED által tárgyalt *ferde réteg* meghatározásával foglalkozik. A tárgyalás itt is az *anomáliák szélsőértékhelyeit* meghatározó igen egyszerű másodfokú egyenleteken alapszik, de EGYED-től eltérően ezek megoldása helyett *a gyökök és az együtthatók közismert kapcsolatából* jutunk el az alakulat helyzetét és méreteit jellemző adatok meghatározásához. A szerző úgy véli, hogy eredményei még egyszerűbbek és a gyakorlatban még könnyebben alkalmazhatók, mint EGYED eredményei.

\* \* \*

Ismeretes, hogy ha valamely test mágneses térbe kerül, akkor abban a testben *mágnesség indukálódik*. A térfogategységben indukált mágneses momentumot,  $\mathfrak{M}$ -et a *mágnesezés erősségének* nevezzük. A testben indukált

mágnesség a tér intenzitását megváltoztatja, a megváltozott tér a testben további mágnességet indukál, ez újból megváltoztatja a tér intenzitását, mindaddig, míg létre nem jön az az egyensúlyi állapot, amelyben a mágnesezés erőssége a térintenzitással arányos:

$$\mathfrak{M} = \kappa \mathfrak{H},$$

ahol  $\kappa$  a mágnesezett test anyagi minőségét jellemző számadat: a test mágneses *szuszeptibilitása*.

Az is ismeretes, hogy az eképen mágnesezett test a mágneses teret olyan  $\Delta \mathfrak{H}$  intenzitással változtatja meg, amelynek potenciálja: (9).

$$W = \int_v \left( \mathfrak{M}, \text{grad } \frac{1}{r} \right) dv.$$

Homogén mágnesezés esetén  $\mathfrak{M}$  a  $v$  térfogatú test minden pontjában ugyanakkora nagyságú és ugyanolyan irányú, tehát

$$W = (\mathfrak{M}, \text{grad } \int_v \frac{1}{r} dv).$$

Itt

$$\int_v \frac{1}{r} dv = u$$

a  $v$  térfogatú  $\sigma = 1 : f$  sűrűségű homogén test tömegvonzásának potenciálját jelenti. Ezzel a jelöléssel:

$$W = (\mathfrak{M}, \text{grad } u).$$

Tehát a térintenzitás megváltozása, vagyis a mágneses anomália vektora:

$$\Delta \mathfrak{H} = \text{grad } (\mathfrak{M}, \text{grad } u).$$

Ez a mágneses tér anomáliáinak és a nehézségi gradiensek anomáliáinak kapcsolatát kifejező, EÖTVÖS által közölt egyenlőségek vektori alakja. (10). Derékszögű összetevőkben (11):

$$\Delta \mathfrak{H}_x = \mathfrak{M}_x u_{xx} + \mathfrak{M}_y u_{xy} + \mathfrak{M}_z u_{xz}$$

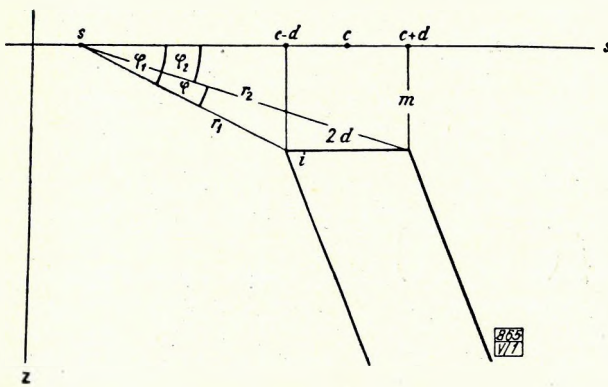
$$\Delta \mathfrak{H}_y = \mathfrak{M}_x u_{yx} + \mathfrak{M}_y u_{yy} + \mathfrak{M}_z u_{yz}$$

$$\Delta \mathfrak{H}_z = \mathfrak{M}_x u_{zx} + \mathfrak{M}_y u_{zy} + \mathfrak{M}_z u_{zz}.$$

\* \* \*

Legyen most alakulatunk olyan *ferde réteg*, amelyet a felszín alatt  $m$  mélységben  $D = 2d$  szélességű végtelen vízszintes síksáv és lejtők gyanánt két egymással párhuzamos, a vízszintes síkkal  $i$  szöget bezáró végtelen ferde félsík határol. Jelöljük az alakulat csapására merőleges vízszintes irányt, a lejtés irányát  $s$ -sel, a csapás irányát  $t$ -vel, a függőlegesen lefelé mutató irányt  $z$ -vel és vezessük be az  $(s, t, z)$  derékszögű koordinátarendszert. Az  $s$  tengely  $s$  abszcisszájú pontjából a  $(z, s)$  síkban alakulatunk keresztmetszetének szög-

pontjaihoz húzott egyeneseknek az  $s$  iránnyal bezárt szögeit jelöljük  $\varphi_1$  és  $\varphi_2$ -vel, ezeknek az egyenesdaraboknak a hosszát  $r_1$  és  $r_2$ -vel, a  $2d$  távolság felezőpontjának abszcisszáját pedig  $c$ -vel (1. ábra). Nyilván:



1. ábra

$$\varphi_1 = \arctg \frac{m}{c-d-s}$$

$$\varphi_2 = \arctg \frac{m}{c+d-s}$$

$$r_1 = \sqrt{(c-d-s)^2 + m^2}$$

$$r_2 = \sqrt{(c+d-s)^2 + m^2}$$

Legyen végül

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \varphi \text{ és } \log \frac{r_2}{r_1} = \lambda.$$

Ugyancsak ismeretes, hogy ez esetben (12):

$$u_{ss} = 2 \sin i (\lambda \cos i - \varphi \sin i)$$

$$u_{zz} = 2 \sin i (\lambda \sin i + \varphi \cos i)$$

$$u_{st} = u_{tt} = u_{tz} = 0$$

$$u_{zz} = -u_{ss}.$$

Ezeket a  $\Delta \mathfrak{H} = \text{grad } (\mathfrak{M}, \text{grad } u)$  egyenlőségben, illetve annak az  $s, z, t$  összetevőkre felbontott alakjában figyelembe véve azt kapjuk, hogy alakulatunk mágneses hatásának összetevői:

$$\Delta \mathfrak{H}_s = \mathfrak{M}_s u_{ss} + \mathfrak{M}_t u_{st} + \mathfrak{M}_z u_{sz} = \mathfrak{M}_s u_{ss} + \mathfrak{M}_z u_{sz}$$

$$\Delta \mathfrak{H}_t = \mathfrak{M}_s u_{ts} + \mathfrak{M}_t u_{tt} + \mathfrak{M}_z u_{tz} = 0$$

$$\Delta \mathfrak{H}_z = \mathfrak{M}_s u_{zs} + \mathfrak{M}_t u_{zt} + \mathfrak{M}_z u_{zz} = \mathfrak{M}_s u_{sz} - \mathfrak{M}_z u_{ss}$$

$u_{ss}$  és  $u_{zz}$  behelyettesítésével (13):

$$\Delta \mathfrak{H}_s = 2 \sin i [\lambda (\mathfrak{M}_s \cos i + \mathfrak{M}_z \sin i) - \varphi (\mathfrak{M}_s \sin i - \mathfrak{M}_z \cos i)]$$

$$\Delta \mathfrak{H}_z = 2 \sin i [\lambda (\mathfrak{M}_s \sin i - \mathfrak{M}_z \cos i) + \varphi (\mathfrak{M}_s \cos i + \mathfrak{M}_z \sin i)]$$

Nyilvánvaló, hogy

$$\mathfrak{M}_s \cos i + \mathfrak{M}_z \sin i = \mathfrak{M}_t$$

$$\mathfrak{M}_s \sin i - \mathfrak{M}_z \cos i = \mathfrak{M}_n$$

az alakulat lejtőjére merőlegesen álló ( $zs$ ) = ( $ln$ ) függőleges síkban a mágnesezés erősségének a lejtővel párhuzamos, illetve a lejtőre merőleges összetevőjét jelenti (2. ábra). Ha  $\mathfrak{M}$ -nek a vetületét a ( $zs$ ) síkon  $\mathfrak{M}_{zs}$ -sel és e vetületnek a lejtő irányával bezárt szögét  $\vartheta$ -val jelöljük, akkor ezek az összetevők így fejezhetők ki:

$$\mathfrak{M}_t = \mathfrak{M}_{zs} \cos \vartheta$$

$$\mathfrak{M}_n = \mathfrak{M}_{zs} \sin \vartheta$$



Ezek szerint alakulatunk *mágneses anomáliái* (13):

$$\Delta \xi_s = 2 \sin i \mathfrak{M}_{zs} (\lambda \cos \vartheta - \varphi \sin \vartheta)$$

$$\Delta \xi_z = 2 \sin i \mathfrak{M}_{zs} (\lambda \sin \vartheta + \varphi \cos \vartheta).$$

Az alakulat *gravitációs potenciáljának másodrendű deriváltjai* pedig (az előbb közölt  $u_{ss}$  és  $u_{sz}$  deriváltak  $f\sigma$ -szorosai) (14):

$$U_{ss} = 2 f\sigma \sin i (\lambda \cos i - \varphi \sin i)$$

$$U_{sz} = 2 f\sigma \sin i (\lambda \sin i + \varphi \cos i).$$

Tehát alakulatunk mágneses és gravitációs hatása a következő *közös alakban* fejezhető ki:

$$A_s = 2 B \sin i (\lambda \cos \beta - \varphi \sin \beta)$$

$$A_z = 2 B \sin i (\lambda \sin \beta + \varphi \cos \beta).$$

A mágneses hatás kifejezéseiben:

$$B = \mathfrak{M}_{zs}, \quad \beta = \vartheta = (l, \mathfrak{M}_{zs}),$$

a gravitációs hatás kifejezéseiben pedig:

$$B = f\sigma, \quad \beta = i = \frac{\pi}{2} - (g, l).$$

Nyilvánvaló, hogy a hatások *szélsőértékhelyeinek* vizsgálatában elegendő az

$$a_s = \lambda \cos \beta - \varphi \sin \beta$$

$$a_z = \lambda \sin \beta + \varphi \cos \beta.$$

függvényekkel foglalkozni. E függvényeknek az  $s$  tengely mentén csak ott lehet szélső értékük, ahol  $s$  szerinti deriváltjuk eltűnik. A deriváltat indexszel jelölve:

$$a_{ss} = \lambda_s \cos \beta - \varphi_s \sin \beta = 0$$

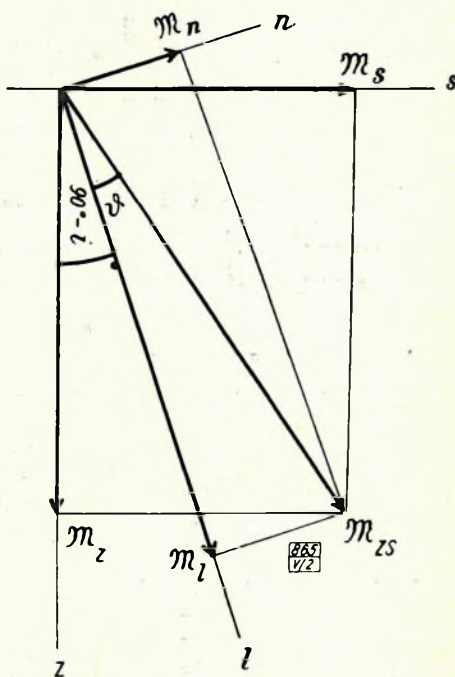
$$a_{zs} = \lambda_s \sin \beta + \varphi_s \cos \beta = 0.$$

Képezzük először  $\lambda$  és  $\varphi$  deriváltjait:

$$\lambda_s = (\log r_2)_s - (\log r_1)_s = \frac{s - c - d}{r_2^2} - \frac{s - c + d}{r_1^2}$$

$$\varphi_s = \left( \arctg \frac{m}{c - d - s} \right)_s - \left( \arctg \frac{m}{c + d - s} \right)_s =$$

$$= \frac{\frac{m}{(c - d - s)^2}}{1 + \frac{m^2}{(c - d - s)^2}} - \frac{\frac{m}{(c + d - s)^2}}{1 + \frac{m^2}{(c + d - s)^2}} = \frac{m^2}{r_1^2} - \frac{m^2}{r_2^2}$$



2. ábra

Szorozzunk a nevezők szorzatával:

$$\begin{aligned} r_1^2 r_2^2 \lambda_s &= (s-c-d)r_1^2 - (s-c+d)r_2^2 = (s-c)(r_1^2 - r_2^2) - d(r_1^2 + r_2^2) = \\ &= (s-c) \cdot 4(s-c)d - 2d[(s-c)^2 + m^2 + d^2] = 2d[(s-c)^2 - (m^2 + d^2)] \\ r_1^2 r_2^2 \varphi_s &= m(r_2^2 - r_1^2) = -m \cdot 4(s-c) \cdot d = 2d[-2m(s-c)] \end{aligned}$$

Tehát:

$$\frac{r_1^2 r_2^2}{2d} \lambda_s = (s-c)^2 - (m^2 + d^2)$$

$$\frac{r_1^2 r_2^2}{2d} \varphi_s = -2m(s-c).$$

Mint hogy  $2d: r_1^2 r_2^2 \neq 0$ , az  $a_{ss}$  és  $a_{ss}$  deriváltak akkor tűnnek el, ha

$$a_{ss} \dots \cos \beta (s-c)^2 + 2m \sin \beta (s-c) - \cos \beta (m^2 + d^2) = 0$$

$$a_{ss} \dots \sin \beta (s-c)^2 - 2m \cos \beta (s-c) - \sin \beta (m^2 + d^2) = 0.$$

Az első egyenletet az  $a_s$  függvény szélsőértékhelyeinek  $s$  abszcisszái, a másodikat az  $a_s$  függvényei elégitik ki (15), (16).

A mi feladatunk most nem ezeknek a szélsőértékhelyeknek, hanem az alakulat helyzetét és méreteit jellemző  $c$ ,  $m$ ,  $d$  adatoknak a meghatározása. Látjuk, hogy  $c$  az  $s$  mellett kivonandóként,  $m$  és  $d$  pedig az egyenlet együtthatóiban szerepelnek, tehát a másodfokú egyenlet gyökei és együtthatói között fennálló ismert kapcsolat alapján a gyökökből kiszámíthatók. Tehát, ha  $A_s$  és  $A_s$  szélsőértékhelyei a végzett mérések eredményeiből ismeretesek, akkor az alakulat helyzetét és méreteit jellemző számadatok ezekből kiszámíthatók.

Legyen

$$\begin{aligned} A_s &\text{ maximumhelyének abszcisszája } P \\ A_s &\text{ maximumhelyének abszcisszája } Q \\ A_s &\text{ minimumhelyének abszcisszája } p \\ A_s &\text{ minimumhelyének abszcisszája } q. \end{aligned}$$

Tekintsük  $s$  helyett az  $s-c$  különbséget ismeretlennek és alkalmazzuk a gyökök szorzatára vonatkozó tételt:

$$(P-c)(p-c) = (Q-c)(q-c) = -(m^2 + d^2)$$

$$Pp - (P+p)c = Qq - (Q+q)c$$

$$c = \frac{Pp - Qq}{P + p - Q - q}.$$

Ezzel az alakulat közepének abszcisszáját meghatároztuk. Helyezzük most az abszcisszák kezdőpontját ebbe a pontba és legyen:

$$\begin{aligned} P - c &= S & Q - c &= Z \\ p - c &= x & q - c &= z \end{aligned}$$

Alkalmazzuk most a gyökök összegére vonatkozó tételt:

$$\begin{aligned} X + x &= -2m \operatorname{tg} \beta \\ Z + z &= 2m \operatorname{cotg} \beta. \end{aligned}$$

Képezzük ezek szorzatát:

$$(X + x)(Z + z) = -4 m^2,$$

innen:

$$m = \frac{1}{2} \sqrt{-(X+x)(Z+z)}.$$

Ezzel megkaptuk az alakulat mélységét.

Alkalmazzuk ismét a gyökök szorzatának tételét:

$$Xx = Zz = -(m^2 + d^2),$$

innen:

$$d^2 = -Xx - m^2 = -Zz - m^2,$$

azaz

$$d = \sqrt{-Xx - m^2} = \sqrt{-Zz - m^2}$$

és

$$D = 2d.$$

Ezzel az alakulat vastagságát is meghatároztuk.

Legyen most  $s = c$ , akkor (3. ábra):

$$r_1^2 = r_2^2 = m^2 + d^2$$

$$\lambda = \log \frac{r_2}{r_1} = 0$$

$$\varphi = 2 \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{d}{m}$$

Tehát az alakulat hatása a  $c$  helyen:

$$A_s(c) = -2B \sin i \varphi \sin \beta$$

$$A_s(c) = 2B \sin i \varphi \cos \beta.$$

E két érték hányadosából  $\beta$  határozható meg:

$$\operatorname{tg} \beta = -\frac{A_s(c)}{A_s(c)}.$$

A gravitációs  $U_{ss}$ ,  $U_{ss}$  értékekből ily módon azonnal az alakulat  $i$  hajlásszöge adódik:

$$i = -\operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{U_{ss}(c)}{U_{ss}(c)}.$$

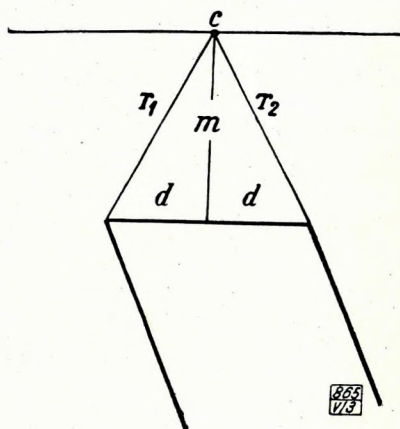
A mágneses  $\Delta \mathfrak{H}_s$ ,  $\Delta \mathfrak{H}_s$  értékekből ily módon a  $\vartheta$  szög adódik:

$$\vartheta = -\operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{\Delta \mathfrak{H}_s(c)}{\Delta \mathfrak{H}_s(c)}.$$

Tekintettel  $i$  és  $\vartheta$  jelentésére és figyelemmel az  $\mathfrak{M} = \kappa \mathfrak{H}$  egyenlőségre:

$$\operatorname{tg} \left( \frac{\pi}{2} - i + \vartheta \right) = \frac{\mathfrak{M}_s}{\mathfrak{M}_s} = \frac{\mathfrak{H}_s}{\mathfrak{H}_s} = \frac{H \cos(H,s)}{V} = \frac{\cos \alpha}{\operatorname{tg} I}$$

Ahol  $H$  a mágneses tér horizontális,  $V$  a vertikális intenzitása,  $\alpha$  az alakulat csapására merőleges irány mágneses azimutja,  $I$  pedig a mágneses tér inklinációja. Innen:



3. ábra

$$i = \frac{\pi}{2} - \text{arc tg } \frac{\cos \alpha}{\text{tg } I} - \text{arc tg } \frac{\Delta \xi_z(c)}{\Delta \xi_x(c)}.$$

Tehát az alakulat *i* hajlásszöge a mágneses anomáliákból is kiszámítható. Ha *i* már ismeretes, akkor a *c* helyen észlelt anomáliákból  $\mathfrak{M}_{zs}$  és  $\mathfrak{M}_{zs}$ , illetve az

$$\begin{aligned} \mathfrak{M}_{zs} \sin \vartheta &= \mathfrak{M}_n = \kappa \xi_n \\ \mathfrak{M}_{zs} \cos \vartheta &= \mathfrak{M}_i = \kappa \xi_i \end{aligned}$$

egyenlőségek alapján  $\kappa$  is kiszámítható:

$$\begin{aligned} \sigma &= \frac{U_{zs}(c)}{4f \sin^2 i \text{ arc tg } \frac{d}{m}} = \frac{U_{zs}(c)}{4f \sin i \cos i \text{ arc tg } \frac{d}{m}} \\ \kappa &= \frac{\Delta \xi_z(c)}{4 \sin i \xi_n \text{ arc tg } \frac{d}{m}} = \frac{\Delta \xi_z(c)}{4 \sin i \cdot \xi_i \cdot \text{arc tg } \frac{d}{m}}. \end{aligned}$$

Ezzel az alakulat sűrűségét és szuszeptibilitását (természetesen a környezetéhez képest) szintén meghatároztuk.

\* \* \*

Eljárásunk alkalmazását *mágneses méréseink* egyik eredményén mutatjuk be. Csak *c*, *m* és *d* meghatározásával foglalkozunk. Láttuk, hogy ezek kiszámításához csupán a szélsőérték helyek abszcisszáira van szükség; sem a szélső értékek, sem más észlelt értékek ismerete ehhez a számításához nem szükséges.

A szélsőérték helyek abszcisszái a következők voltak:

$$\begin{array}{ll} P = 0 \text{ méter} & p = 40 \text{ méter} \\ Q = 10 \text{ " } & q = 50 \text{ " } \end{array}$$

Ki kell számítanunk először a következő szorzatokat és összegeket:

$$\begin{array}{ll} Pp = 0 & P + p = 40 \\ Qq = 500 & Q + q = 60 \end{array}$$

Az alakulat közepének abszcisszája *e* szorzatok különbségének és ez összegek különbségének hányadosa:

$$c = 500 : 20 = 25$$

Az abszcisszák kezdőpontját helyezzük át a *c* = 25 abszcisszájú pontba; az új abszcisszák:

$$\begin{array}{ll} X = -25 & x = 15 \\ Z = -15 & z = 25 \end{array}$$

Kiszámítjuk a következő félösszegeket:

$$(X + x) : 2 = -5 \quad (Z + z) : 2 = 5$$

Az alakulat mélysége *e* félösszegek — 1-szeres szorzatának négyzetgyöke:

$$m = 5 \text{ méter}$$

Most kiszámítjuk a következő szorzatokat:

$$-Xx = 375$$

$$-Zz = 375.$$

Az alakulat félszélessége e szorzatok  $m^2$ -tel kisebbített értékének négyzetgyöke:

$$d^2 = 375 - 25 = 350$$

$$d = 18,7 \text{ méter}$$

A számított helyen lemélyített fúrás a ható alakulatot a számított 5 méter helyett 5,7 méter mélységben érte el.

Az eljárást több más mérésünkben is hasonló sikerrel alkalmaztuk.

Azokban az esetekben, amidőn a megfúrt alakulat fúrómagmintáinak szuszceptibilitását alkalmunk volt meghatározni, e meghatározások eredményei is jó megegyezésben voltak számításaink eredményeivel.

\* \* \*

#### HIVATKOZÁSOK

1. WIEN-HARMS, *Handbuch der Experimentalphysik*, Bd. 25. 3. Teil, Angewandte Geophysik. Leipzig, 1930. Gravimetrische Methoden der angewandten Geophysik von K. JUNG. IV. Kapitel, § 2., § 3., 163, 166—169, 182, 184, 185, 192 old.
2. Fr. BREYER, *Zusammenstellung der Auszählendiagramme in der Gravimetrie*. Beitr. zur angewandten Geophysik, Bd. 7. 1939., 331—336 old.
3. WIEN-HARMS, *Handbuch der Experimentalphysik*, Bd. 25. 3. Teil, Angewandte Geophysik. Leipzig, 1930. Die magnetischen Methoden der angewandten Geophysik von H. HAALCK. II. Kapitel, § 1., § 3., 320—323, 329 old., III. Kapitel, § 3., 361, 365, 368, 372 old.
4. Harold PENTZ, *Formulas and Curves for the Interpretation of Certain Two-Dimensional Magnetic and Gravitational Anomalies*. Geophysics, Vol. 5. 1940. 295—306 old.
5. KÁNTÁS Károly, *Mágneses anomáliák értelmezése a vertikális intenzitás görbéje alapján*. Az Időjárás, XLVI., új sor. XVIII. évf., 1942. 57—67 old.
6. EGYED László, *Mágneses anomáliák értelmezése a vertikális és horizontális intenzitás görbe egyesítése alapján*. Az Időjárás, XLVII., új sor. XIX. évf., 1943., 185—187 old.
7. EGYED László, *Felszínalatti táblás előfordulások adatainak meghatározása gravitációs és mágneses mérések alapján*. Bányászati és Kohászati Lapok, 1944. évi 8. sz.
8. Laszlo EGYED, *The Determination of an Infinite Inclined Dike from the Results of Gravity and Magnetic Surveys*. Geophysics, Vol. 13., No. 3, July 1948. 437—442 old.
9. L. pl. POGÁNY Béla, *Az elektromágneses tér*. Budapest 1927. 19. §. (30 a'''), 89 old.
10. POGÁNY, *id. mű*, 19. §. (30 c), 92 old. — Más alakban: J. W. FISHER, *An Experimental Device for Computing Magnetic and Gravitational Anomalies*. Geophysics Vol. 5. No. 1. 23 old. (3).
11. POGÁNY, *id. mű*, 19. §. (30 c'), 92 old. — EÖTVÖS, *Über geodätische Arbeiten in Ungarn besonders über Beobachtungen mit der Drehwaage*. Bericht an die XVI. allgemeine Konferenz der Internationale Erdmessung. Budapest, 1909. és Leiden 1910. V. Messungen erdmagnetischen Störungen, ausgeführt im Anschlusse an Drehwagenbeobachtungen. A budapesti kiadvány 26. oldalán, a leideni kiadvány 22. oldalán.
12. Pl. (más jelöléssel): G. A. HEILAND, *Geophysical Exploration*. New York, 1946. Part II. 7. Gravitational Methods. VII. Torsion-Balance Methods. F. Theory of Subsurface Effect, Interpretation Methods. 263 old.
13. V. ö. EGYED (7) alatt idézett értekezésének 11., 12. és 13., 14. képleteivel.

EGYED az itt  $\Delta\phi_s$ -sel jelölt anomáliaösszetevőt  $\Delta H$ -val jelöli. Nálunk  $\Delta H = \Delta\phi_s$  vetülete  $H$  irányára  $= \Delta\phi_s \cos(H, s) = \Delta\phi_s \cos \alpha = \Delta\phi_s \cos(\alpha_0 - \Delta\delta)$ , ha  $\alpha_0$  az alakulat csapására merőleges iránynak a zavartalan mágneses északra vonatkozó azimutja,  $\Delta\delta$  pedig a mágneses deklinációnak az alakulat okozta anomáliája.

14. V. ö. (7) 1. és 2. képletével.

15. V. ö. (7)-ben az  $x$ -re és  $z$ -ra közölt másodfokú egyenletekkel.

16. A jelen értekezésben (éppen úgy, mint EGYED) csak az  $s$  tengely menti szélsőértékhelyekre szorítkozunk. A teljes  $zs$ -síkbeli szélsőérték helyekkel OSZLACZKY Szilárd foglalkozott következő értekezéseiben: A «két dimenziós» hasábnak Eötvös-íngával mérhető hatása a függőleges síkban. Bányászati és Kohászati Lapok, 1947. évi 8. sz. — Die mit einer Drehwaage messbare Massenwirkung eines «zweidimensionalen» Parallelepipedes in der vertikalen Ebene. Geofisica pura e applicata, Vol. X., Fasc. 5—6. Milano 1947. 174—180 old.

Magyar Állami Eötvös Loránd Geofizikai Intézet  
GEOFIZIKAI KÖZLEMÉNYEK  
I. kötet, 6. szám

И. Б. ХААЗ:

### ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОТРАЖАЮЩЕГО ГОРИЗОНТА СЕЙСМИЧЕСКИХ ВОЛН

Отражающий горизонт определяется автором статьи с расстоянием  $n$  горизонта от взрывного пункта (на профиле, перпендикулярном направлении простираения отражающего горизонта) и с горизонтальным расстоянием  $d$  взрывного пункта от пункта пересечения направления перестановки с горизонтом. Он указывает на то, что отношения  $1:n^2$  и  $1:d$  удовлетворяют линейную систему уравнений, которая состоит из числа уравнений, соответствующего числу сейсмографов перестановки. Из этой системы уравнений можно получить методом самых меньших квадратов нормальную систему уравнений, из которой можно вычислять отношения  $1:n^2$  и  $1:d$  и средние ошибки этих отношений. Если направление простираения отражающего горизонта неизвестно, из двух перпендикулярных друг-другу профилей определяется  $1:n^2$  и обратные величины  $1:a$  и  $1:b$  расстояний пунктов пересечений, имеющих направление, совпадающее с направлениями профилей. Из этих данных можно вычислять азимут простираения и наклон отражающего горизонта.

I. B. HAÁZ:

### DETERMINATION OF THE REFLECTING PLANE IN THE REFLECTION SEISMIC PROSPECTING

When the shot-detector spread is perpendicular to the strike of the reflecting plane, the vertical plane containing this spread is perpendicular to the reflecting plane and contains the straight line of its maximum dip. The reflecting plane is determined by this straight line, that is by its dip angle  $\gamma$ , and its perpendicular distance  $n$  from the shot point, or by  $n$ , and by the horizontal distance  $d$  from the shot point to the point of intersection of the spread line and the dip line. The author shows that  $1:n^2$  and  $1:d$  satisfy a linear equation system containing as many equations as there are detectors in the spread. This system gives for  $1:n^2$  and  $1:d$  a normal equation system by the method of the least squares from which these quantities and also their mean errors may be calculated.

When the direction of the maximum dip or the strike of the reflecting plane is unknown, two reflection profiles are needed, usually at a right angle to each other. Cutting the lines of these directions by the reflecting plane at a horizontal distance  $a$  and  $b$  from the shot point,  $1:n^2$ ,  $1:a$  and  $1:n^2$ ,  $1:b$  may be determined in a same way as before. We get two linear equation systems, containing as many equations as there are detectors in the first, resp. in the second profile. Therefore the method of the least squares may be applied again. Of course,  $n$ ,  $a$  and  $b$  determine the reflecting plane; the dip angle  $\gamma$  and the azimuth  $\alpha$  of the direction of the maximum dip are easily evaluable from them.

## MESTERSÉGES RENGÉSHULLÁMOKAT VISSZAVERÓ SÍKFELÜLET TÉRBELI HELYZETÉNEK MEGHATÁROZÁSA

DR. HAÁZ ISTVÁN BÉLA

A geofizikai kutatásokban alkalmazott *reflexiós szeizmikus eljárás* feladata mesterségesen keltett és valamely réteg határfelületéről visszavert rengéshullámok beérkezésének megfigyeléséből a visszaverő felület térbeli helyzetének meghatározása.

A következőkben ennek a feladatnak elvileg is egyszerű, a gyakorlatban is könnyen alkalmazható és kiegyenlítő számításra is alkalmas megoldását ismertetjük abban az esetben, amidőn a visszaverő felület *síkfelület* (vagy elegendő megközelítéssel síknak tekinthető) 1).

Először azt az esetet tárgyaljuk, amidőn a visszaverő síkfelület *csapásvonalának iránya ismeretes*. Jelöljük a csapásra merőleges irányt a felület emelkedésének irányában  $s$ -sel, a függőlegesen lefelé mutató irányt  $z$ -vel. A feladat megoldását nyilván elegendő a  $zs$ -síkbán tárgyalni, illetve elegendő a visszaverő síkfelületnek és a  $zs$ -síknak a metszéspontját, az  $l$  egyenest meghatározni. Az  $l$  egyenest a  $z$  és  $s$  tengelyekből lemetszett  $OC = c$  és  $OD = d$  távolságokkal vagy pedig az egyenesnek a kezdőponttól való  $ON = n$  merőleges távolságával és  $e$  merőlegesnek az egyik tengellyel, pl.  $z$ -vel bezárt szögével,  $\gamma$ -val határozhatjuk meg, amely szög egyúttal az  $l$  egyenes emelkedésének szögét is jelenti (1. ábra).

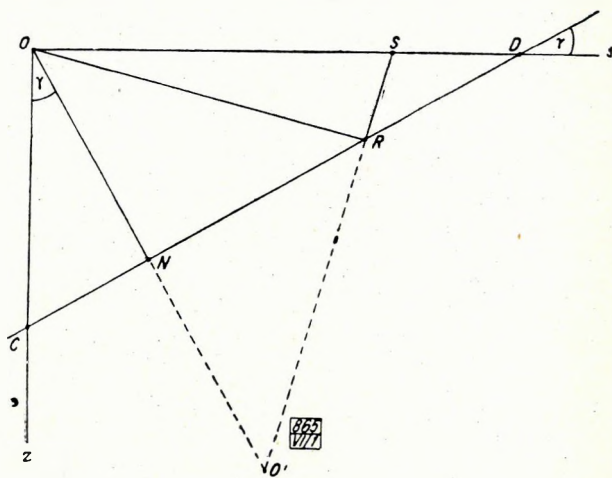
A rengés keltése történjék az  $O$  pontban és a felvevő eszközöket helyezzük el a csapásra merőleges  $s$  egyenes mentén. Jelöljük a rengés terjedésének (átlagos) sebességét  $V$ -vel, a felvevő eszközök helyét  $S_1, S_2, \dots, S_k$ -vel, a felvevő eszközök távolságát  $O$ -tól  $s_1, s_2, \dots, s_k$ -vel, a rengés keltésétől a visszavert rengéshullám beérkezéséig eltelt időtartamokat  $t_1, t_2, \dots, t_k$ -vel.

A visszaverődés törvényéből következik, hogy a visszavert rengéshullám úgy érkezik  $S_i$ -be, mintha  $O$ -nak  $l$ -re vonatkozó  $O'$  tükörképéből indult volna ki. Az  $OO'S_i \triangle$ -ből Cantor tétele szerint 2):

$$\overline{O'S_i}^2 = (\overline{OR_i} + \overline{R_iS_i})^2 = V^2 t_i^2 = s_i^2 + 4n^2 - 4ns_i \sin \gamma$$

Az  $ODN$  derékszögű  $\triangle$ -ből  $\sin \gamma = n : d$ , tehát:

$$V^2 t_i^2 = s_i^2 + 4n^2 - 4n^2 s_i : d \quad d = s_i^2 + 4n^2 (1 - s_i : d)$$



1. ábra

$$\frac{V^2 l_i^2 - s_i^2}{4} \frac{1}{n^2} + s_i \frac{1}{d} = 1$$

Legyen itt

$$V^2 l_i^2 - s_i^2 = 4p_i^2$$

és tegyük  $i$  helyébe az  $1, 2, \dots, k$  értékeket:

$$p_1^2 \frac{1}{n^2} + s_1 \frac{1}{d} = 1$$

$$p_2^2 \frac{1}{n^2} + s_2 \frac{1}{d} = 1$$

⋮

$$p_k^2 \frac{1}{n^2} + s_k \frac{1}{d} = 1$$

Tehát az  $l$  egyenest jellemző  $1:n^2$  és  $1:d$  meghatározására  $k$  egyenletből álló *elsőfokú egyenlet-rendszerhez* jutottunk. Ennek az egyenletrendszernek a legkisebb négyzetek elve szerint képezett *normális egyenletrendszere*:

$$[p^2 p^2] \frac{1}{n^2} + [p^2 s] \frac{1}{d} = [p^2]$$

$$[s p^2] \frac{1}{n^2} + [s s] \frac{1}{d} = [s]$$

Innen  $1:n^2$  és  $1:d$  egyszerűen meghatározható.

Ebben a meghatározásban valamennyi felvevő készülék adata együttesen szerepel és természetesen a többszörös meghatározásnak a *középhibája* is az ismert módon kiszámítható.

A kiegyenlítő számítás alkalmazása helyett (az eddig követett gyakorlatnak megfelelően) úgy is eljárhatunk, hogy a  $k$  számú felvevő készülék közül csak kettőnek, pl. az egymástól legtávolabb lévőknek az adatát használjuk fel. Nevezzük ezeket elsőnek és másodiknak; akkor  $k$  egyenletből álló rendszerünk az  $i = 1, 2$ -re vonatkozó első két egyenletre redukálódik. Ezek megoldása:

$$\frac{1}{n^2} = \frac{s_2 - s_1}{s_2 p_1^2 - s_1 p_2^2}$$

$$\frac{1}{d} = \frac{p_1^2 - p_2^2}{s_2 p_1^2 - s_1 p_2^2}$$

Az  $1:n^2$  és  $1:d$  számadatok az  $l$  egyenest egyértelműen meghatározzák, tehát belőlük a többi meghatározó adatok is kiszámíthatók.

Pl. a  $z$  tengelyből lementszett távolság reciproka:

$$\frac{1}{c} = \sqrt{\frac{1}{n^2} - \frac{1}{d^2}} = \frac{\sqrt{d^2 - n^2}}{nd}$$



és az  $l$  egyenes emelkedésének szöge:

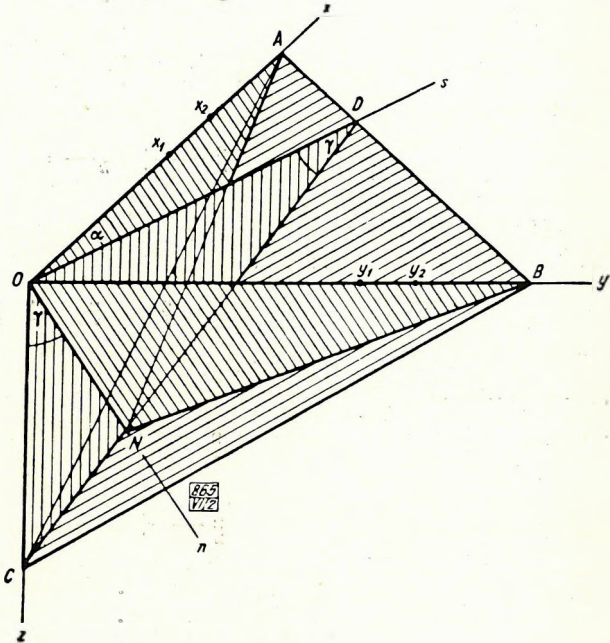
$$\gamma = \arctg \frac{c}{d}$$

ahol természetesen  $c:d$  értékét az előbbi számítás eredményeiből  $1:d$  és  $1:c$  hányadosaként kapjuk.

\* \* \*

Ha a visszaverő síkfelület csapásának iránya nem ismeretes, akkor azt is a felvétel eredményeiből kell meghatározni, illetve akkor a visszaverő síkfelület térbeli helyzetét teljesen a felvétel eredményeiből kell meghatározni. Évégből két irányban, pl. az egymásra merőleges  $x, y$  tengelyek irányában kell a visszavert rengéshullámok beérkezését észlelni.

Legyen a felvevő eszközök távolsága a rengés keltésének helyétől,  $O$ -tól, az  $x$  tengely mentén  $x_1, x_2, \dots, x_k$ ; az  $y$  tengely mentén  $y_1, y_2, \dots, y_h$ ; az  $O$  pontban keltett rengéshullám érkeznek az  $x$  tengely mentén elhelyezett felvevő eszközökhöz  $T_1, T_2, \dots, T_k$ , az  $y$  tengely mentén elhelyezettekhez  $U_1, U_2, \dots, U_h$  idő alatt. A rengéshullám terjedésének (átlagos) sebessége legyen ismét  $V$ .



2. ábra

A visszaverő síkfelület az  $x, y, z$  tengelyeket messe rendre az  $A, B, C$  pontokban; az  $OA = a, OB = b, OC = c$  távolságok, vagy akár e távolságok reciprokok értékei ezt a síkot egyértelműen meghatározzák.

Síkunk az  $xy$  vízszintes síkot az  $AB$  egyenesben metszi, ez az egyenes tehát síkunk csapásvonala. Az  $O$ -ból  $AB$ -re bocsátott merőleges azonos az előző tárgyalás  $s$  egyenesével, amely tehát  $AB$ -t a  $d$  távolságban lévő  $D$  pontban metszi. A  $zs$  függőleges sík természetesen merőleges a visszaverő síkra, tehát az  $O$ -ból az  $l$  metszéspontra bocsátott merőleges a visszaverő síkra is merőleges. Legyen ismét  $ON = n$ ; az  $n$  iránynak a  $z$  tengellyel bezárt szöge, amely egyúttal a visszaverő sík emelkedésének szöge, legyen  $\gamma$  és jelöljük az  $s$  irány azimutját  $\alpha$ -val. A visszaverő síkfelület térbeli helyzetét nyilván az  $\alpha, \gamma, n$  szám adatok is egyértelműen meghatározzák (2. ábra).

Az  $x$  tengely mentén elhelyezett felvevő eszközökkel felvett rengéshullámok most nem az  $xz$  függőleges síkban, hanem a visszaverő síkra merőleges  $nx$  ferde síkban haladnak. Az  $n$  és  $d$  meghatározására előbb követett

eljárásunk azonban ebben a síkban is alkalmazható s itt  $n$  és  $a$  meghatározására vezet. A

$$V^2 T_1^2 - x_1^2 = 4P_1^2$$

jelölés alkalmazásával  $1:n^2$  és  $1:a$  meghatározására a következő *elsőfokú egyenletrendszer* adódik:

$$P_1^2 \frac{1}{n^2} + x_1 \frac{1}{a} = 1$$

$$P_2^2 \frac{1}{n^2} + x_2 \frac{1}{a} = 1$$

$$\vdots$$

$$P_k^2 \frac{1}{n^2} + x_k \frac{1}{a} = 1$$

Ugyanígy az  $y$  tengely mentén elhelyezett felvevő eszközökkel történő felvétel az  $ny$  síkban  $n$  és  $b$  meghatározására vezet. A

$$V^2 U_1^2 - y_1^2 = 4Q_1^2$$

jelölés alkalmazásával  $1:n^2$  és  $1:b$  meghatározására a következő *elsőfokú egyenletrendszer* adódik:

$$Q_1^2 \frac{1}{n^2} + y_1 \frac{1}{b} = 1$$

$$Q_2^2 \frac{1}{n^2} + y_2 \frac{1}{b} = 1$$

$$\vdots$$

$$Q_k^2 \frac{1}{n^2} + y_k \frac{1}{b} = 1$$

E két egyenletrendszerből  $1:n^2$ ,  $1:a$  és  $1:b$  meghatározására *háromismeretlenes normális egyenletrendszer* szerkeszthető, abból ezek a mennyiségek meghatározhatók és a meghatározásuk *középhibája* is kiszámítható.

Természetesen itt is eljárhatunk úgy, hogy a kiegyenlítő számítás alkalmazása helyett az  $x$  tengelyen is és az  $y$  tengelyen is csak két felvevő eszköz adatát használjuk fel. Ekkor mindkét egyenletrendszerünk az első két egyenletre redukálódik és  $1:n^2$  mindegyikből,  $1:a$  az első,  $1:b$  a második rendszerből a következőnek adódik:

$$\frac{1}{n^2} = \frac{x_2 - x_1}{x_2 P_1^2 - x_1 P_2^2} = \frac{y_2 - y_1}{y_2 Q_1^2 - y_1 Q_2^2}$$

$$\frac{1}{a} = \frac{P_1^2 - P_2^2}{x_2 P_1^2 - x_1 P_2^2}$$

$$\frac{1}{b} = \frac{Q_1^2 - Q_2^2}{y_2 Q_1^2 - y_1 Q_2^2}$$

Az  $1:n^2$ ,  $1:a$  és  $1:b$  szám adatok a visszaverő síkot egyértelműen meghatározzák, ezekből tehát a többi meghatározó adatok is kiszámíthatók.

$1:a$  és  $1:b$ -ből  $1:d$  így adódik:

$$\frac{1}{d} = \sqrt{\frac{1}{a^2} + \frac{1}{b^2}} = \frac{\sqrt{a^2 + b^2}}{ab}$$

és mint előbb is:

$$\frac{1}{c} = \frac{\sqrt{a^2 - n^2}}{nd}$$

A csapásirány azimutja:

$$90^\circ + \alpha = -\text{arc tg } \frac{b}{a}$$

*a* visszaverő sík emelkedésirányának azimutja:

$$\alpha = \text{arc tg } \frac{a}{b}$$

*a* visszaverő sík emelkedésének szöge pedig:

$$\gamma = \text{arc tg } \frac{c}{d}$$

Ezzel a visszaverő síkfelület térbeli helyzetét akár az  $x$ ,  $y$ ,  $z$  tengelyekből lementszett távolságok reciprokaival,  $1:a$ ,  $1:b$ ,  $1:c$ -vel, akár pedig a sík csapását és dőlését (illetve emelkedését) jellemző szögekkel és a síknak a kezdőponttól való távolsága négyzetének reciprokával, tehát az  $\alpha$ ,  $\gamma$ ,  $1:n^2$  szám adatokkal teljesen és egyértelműen meghatároztuk.

#### HIVATKOZÁSOK

1. A feladat megoldásának más tárgyalását illetően a következő összefoglaló művekre utalunk:

NETTLETON, *Geophysical Prospecting for Oil*. First Edition, Eighth Impression. New York and London 1940. Part III. Seismic Methods. Chapter XV. Reflection Shooting. Calculation of dip. 289—295 old.

REICH, ZWARGER, *Taschenbuch der angewandten Geophysik*. Leipzig 1943. C. Seismische Messungen. Von G. TUCHEL. III. Das Reflexionsverfahren. 243—254 old.

HEILAND, *Geophysical Exploration*. New York 1946. 9. Seismic Methods. III. D. Reflection Methods. 549—579 old.

2. REICH, ZWARGER, *Taschenbuch . . .*, 245 old. (24).

X. P. ХААЗ:

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ОПЫТЫ С ГРАВИМЕТРОМ НЭРГАРДА

№ Т. Н. К. 1427.

В начале 1952-го года автор статьи в лаборатории и в поле выполнил опытные измерения для проверки действия гравиметра. Наблюдения выполнялись в различных условиях с термостатом и без термостата. Результаты наблюдений без термостата оказались неудовлетворительными из-за температурных влияний, поэтому дальнейшие измерения выполнялись с термостатом. Азимутальный и магнитный эффекты не наблюдались. Смещение нуля в лаборатории было положительное: около  $20^{\circ}\text{C}$ —1-2 мгл. и около  $40^{\circ}\text{C}$ —4-5 мгл. Результаты полевых измерений до сотых мгл. совпадали с результатами измерений гравиметра Хейланда. При опытных измерениях средняя погрешность отдельных измерений, была 0.11 мгл. и средняя погрешность средней величины была 0,05 мгл.

MRS. H. HAÁZ:

EXPERIMENTAL INVESTIGATIONS WITH THE NÖRGAARD GRAVIMETER

TNK 1427.

The experiments were made at the beginning of 1952 in laboratory as well as in the field. The temperature correction given for the instrument seemed not to be satisfactory, thus further measurements were made constantly with thermostat. Azimuth or magnetic effect were not to be detected. In the laboratory the diurnal drift was positive, and of 1—2 mgals at about  $20^{\circ}\text{C}$ , and 4—5 mgals at about  $40^{\circ}\text{C}$ . In the field the drift was mostly positive too, but sometimes, very rarely, negative. The results of field measurements differ only with a few hundredth mgal from those got by the Heiland gravimeter. The mean error of an observations was 0,11 mgal, that of the mean values 0,05.

**KÍSÉRLETI VIZSGÁLATOK A TNK 1427 GY. SZ. NÖRGAARD-  
GRAVIMÉTERREL**

HAÁZNE RÓZSÁS HAJNAL

**I. Bevezetés**

A Geofizikai Intézet ez év elején egy új Nörngaard-féle gravimétert szerzett be. Az új műszer 1952. január végén érkezett meg. Az első próba-észlelést 1952. január 31-én hajtottuk végre.

A műszerrel 1952. február 1-től április közepéig kísérleti méréseket végeztem. A kísérleti mérések célja egyrészt az észlelések begyakorlása, másrészt a műszer viselkedésének közvetlen tapasztalatok útján való megismerése volt. Ezeknek a méréseknek a végrehajtása különösen azért volt szükséges, mert a Geofizikai Intézetnek eddig még kvarcszálas gravimétere nem volt és éppen ezért számolhattunk azzal, hogy ennek a műszernek eltérő sajátságai miatt adódó problémákra a Geofizikai Intézetben levő graviméterek nyújtotta tapasztalatok (1, 2, 3, 4, 5) nem mindig adnak feleletet. A kísérleti méréseket egyrészt laboratóriumban, másrészt terepen végeztük el. A laboratóriumi kísérleteket olyan körülmények figyelembevételével hajtottuk végre, amilyenek a terepmunka folyamán előállhatnak.

A laboratóriumi méréseket a Geofizikai Intézet Vorosilov-úti székházának a földszinten levő 5. sz. szobájában hajtottuk végre. Olyan helyiség

egyáltalában nem állott rendelkezésünkre, amelyikben a zavartalan észlelést biztosíthattuk volna. A helyiség fűtése sem volt megfelelő módon szabályozható. Igen sokszor, hogy elegendő hosszú és lehetőleg zavartalan észleléssorozat álljon rendelkezésünkre, az észlelések elnyúltak a késő éjtszakába.

A terepméréseket olyan helyeken végeztük, ahol a nyert eredmények az Intézet többi graviméterével nyert eredményekkel összehasonlíthatók voltak.

Mielőtt a kísérleti mérések eredményeiről beszámolnék, röviden ismertetem a műszer működésének elvét az *AB Elektrisk Malmetning (The Electrical Prospecting Company)* tájékoztatói (6, 7, 8) alapján. Ennek az ismerete igen fontos a műszer viselkedésének megértése és a műszer kezelése szempontjából.

## II. A műszer működésének ismertetése

Kvarckereten vízszintesen kifeszített kvarcszál lengő kvarcrudat tart, a kvarckeretből pedig egy rögzített kvarcrúd nyúlik ki. Mindkét rúdon egy-egy tükör van, amelyek egy fémszál képét verik vissza egy autokollimációs távcsőbe. Beszabályozáskor a kvarcszálakat úgy csavarják meg, hogy ha a nehézségi gyorsulás  $g_0$  és a hőmérséklet  $T_0$ , akkor a lengő rúd vízszintesen álljon. Ekkor a fémszálnak a két tükörről visszavert képei egybe esnek, azaz ko incidálnak.  $g_0$ -nál kisebb  $g$ -értékű helyen ko incidencia egyáltalában nem következik be. Ha a műszerrel olyan helyre megyünk, ahol a  $g$  értéke  $g_0$ -nál nagyobb, akkor a lengő kvarcrúd lebillen. Ekkor a kvarckeretet a hozzá erősített rúddal együtt a lengő rúd után döntjük. Természetesen ezáltal a lengő rúd is tovább mozog, de minthogy ezáltal a nehézségi erő karja, tehát a forgató nyomatéka is csökken, a lengő rúd lassabban mozog lefelé, mint a rögzített rúd. Ezért a fix rúd utóléri a lengő rudat, vagyis a ko incidencia-helyzet ismét bekövetkezik. Ha most a keretet visszafelé döntjük, akkor a kerethez rögzített rúd először elhagyja a lengő rudat, mert a lengő rúdra ható nehézségi erő karja és ezzel együtt a forgató nyomatéka is folyton növekszik. Legnagyobb az erő karja akkor, ha a lengő rúd vízszintes. További felfelé döntésre az erő karja, tehát a forgató nyomatéka is csökken, a lengő rúd gyorsabban halad felfelé és végül utóléri a rögzített rudat. Ezek szerint a ko incidencia két helyzetben következik be; amekkora szöggel van az egyik a vízszintes alatt, ugyanakkora szöggel van a másik a vízszintes felett. Nyilvánvaló, hogy minden ko incidencia-helyzetben a kvarcszál megcsavarodásának szöge, tehát torziójának forgató nyomatéka és a nehézségi erőnek ezzel egyensúlyt tartó forgató nyomatéka is ugyanakkora. Ha a lengő rúd tömege  $\mu$ , hossza  $l$ , akkor a vízszintes rúdra ható nehézségi erő forgató nyomatéka  $\frac{1}{2} \mu \cdot g_0 \cdot l$ , az  $\alpha$  szöggel lefelé, vagy felfelé döntött lengő rúdra ható nehézségi erő forgató nyomatéka pedig  $\frac{1}{2} \mu \cdot g \cdot l \cdot \cos \alpha$ . Egyensúly esetén a nehézség forgató nyomatéka egyenlő a torziósszal forgató nyomatékával. A torziósszal forgató nyomatéka mindegyik ko incidencia-helyzetben ugyanakkora, tehát a nehézség forgató nyomatéka is mindegyik ko incidencia-helyzetben ugyanakkora:

$$\frac{1}{2} \mu \cdot g_0 \cdot l = \frac{1}{2} \mu \cdot g \cdot l \cdot \cos \alpha,$$

azaz

$$g = \frac{g_0}{\cos \alpha}.$$

A mérés tehát úgy történhetnék, hogy a kvarckeret döntésszögének cosinusát mérnénk. A műszer szerkezetét azonban úgy oldották meg, hogy mikrométer-csavarokkal a döntés szögének tangensével összefüggő távolság mérhető mm-ekben. Ezért eredményünkben a szög cosinusát a szög tangensével kell kifejeznünk:

$$g = g_0 \sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \alpha} \approx g_0 \left( 1 + \frac{1}{2} \operatorname{tg}^2 \alpha \right)$$

Tehát a  $g_0$ -ra vonatkozó relatív nehézségérték

$$g_r = g - g_0 = \frac{g_0}{2} \cdot \operatorname{tg}^2 \alpha.$$

A  $\operatorname{tg} \alpha$  értéke a műszer vázlatos rajzán (1. ábrán) feltüntetett jelölések szerint a következőképen fejezhető ki:

$$\operatorname{tg} \alpha = \operatorname{tg} (\overline{\alpha + \beta} - \beta) = \frac{\operatorname{tg} (\alpha + \beta) - \operatorname{tg} \beta}{1 + \operatorname{tg} (\alpha + \beta) \cdot \operatorname{tg} \beta} = \frac{\frac{m+k}{L} - \frac{k}{L}}{1 + \frac{m+k}{L} \cdot \frac{k}{L}}$$

$L^3$ -nel hóvítva és utána  $L^2 + k^2$ -tel egyszerűsítve:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{mL^2}{L(L^2 + k^2) + mkL} = \frac{m \frac{L^2}{L^2 + k^2}}{L + m \frac{kL}{L^2 + k^2}}$$

Legyen  $\frac{L^2}{L^2 + k^2} = \cos^2 \beta = A$ , és  $\frac{kL}{L^2 + k^2} = \sin \beta \cdot \cos \beta = B$ , akkor

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{m \cdot \cos^2 \beta}{L + m \sin \beta \cdot \cos \beta} = \frac{mA}{L + mB}$$

Tehát

$$g_r = \frac{1}{2} g_0 \left( \frac{mA}{L + mB} \right)^2$$

Ebben az összefüggésben  $m^2 B^2$  elhanyagolható  $L^2$  mellett, ezért írhatjuk, hogy

$$g_r = \frac{1}{2} g_0 \frac{A^2}{L^2} m^2 \left( 1 - 2m \frac{B}{L} \right)$$

Mint hogy a  $\frac{2B}{L} = D$  érték 0,0005 rendű, tehát majdnem minden gyakorlati szempontból még ez is elhanyagolható, és így a következő egyszerű kifejezést kapjuk:

$$g_r = \frac{1}{2} g_0 \frac{A^2}{L^2} m^2$$

$\frac{1}{2} g_0 \frac{A^2}{L^2}$ -et jelöljük  $C$ -vel, akkor

$$g_r = C \cdot m^2$$

Az  $m$  értékét két mikrométercsavarral határozzuk meg, melyek vízszintes helyzetűek és a kvarcrendszert tartalmazó hengerhez erősített függőleges cső szemközti oldalaira támaszkodnak. A leolvasott érték a mikrométercsavar nullhibájával javítandó.

A műszer lengőszerkezete folyadékkal megtöltött légmentesen zárt fémdobozba van helyezve. A folyadék egyrészt a lengőrendszer csillapítására, másrészt a hőmérsékleti hatás kompenzálására szolgál. A lengőrendszer mindig dezarretált állapotban van, csupán a döntő berendezés rögzíthető. A folyadék összetétele olyan, hogy a hőmérséklet növekedésével a sűrűsége úgy csökken, hogy a lengő rúdra ható felhajtó erő csökkenése éppen kiegyenlíti a torziós szál nyomatékának növekedését. Ez azonban csak egy bizonyos  $T_0$  «működési hőmérséklet» környezetében következik be. Más hőmérsékleten hőmérsékleti javítást kell alkalmazni, melyet egy harmadfokú függvény fejez ki. Ez azonban a  $T_0$ -nál kisebb és nagyobb hőmérsékletekre egy-egy másodfokú függvényre bontható.

A Geofizikai Intézet TNK 1427 gy. sz. műszerének fontosabb adatai a műszer bizonyítványa szerint a következők:

$$C = 6,8331$$

$$D = 0,000\ 59$$

A mikrométercsavar nullhibájának javítása:

$$S = -0,878$$

A hőmérsékleti hatás miatt szükséges javítások:

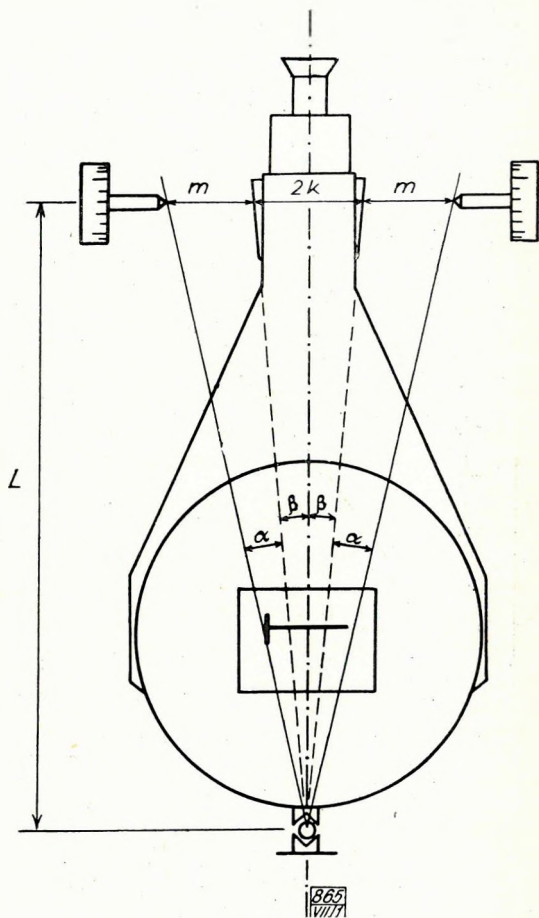
$$\Delta g_T = -0,025 (T_0 - T_2)^2, \quad \text{ha } T_2 < T_0;$$

$$\Delta g_T = -0,035 (T_2 - T_0)^2, \quad \text{ha } T_2 > T_0;$$

A működési hőmérséklet:

$$T_0 = 25,8^\circ\text{C}$$

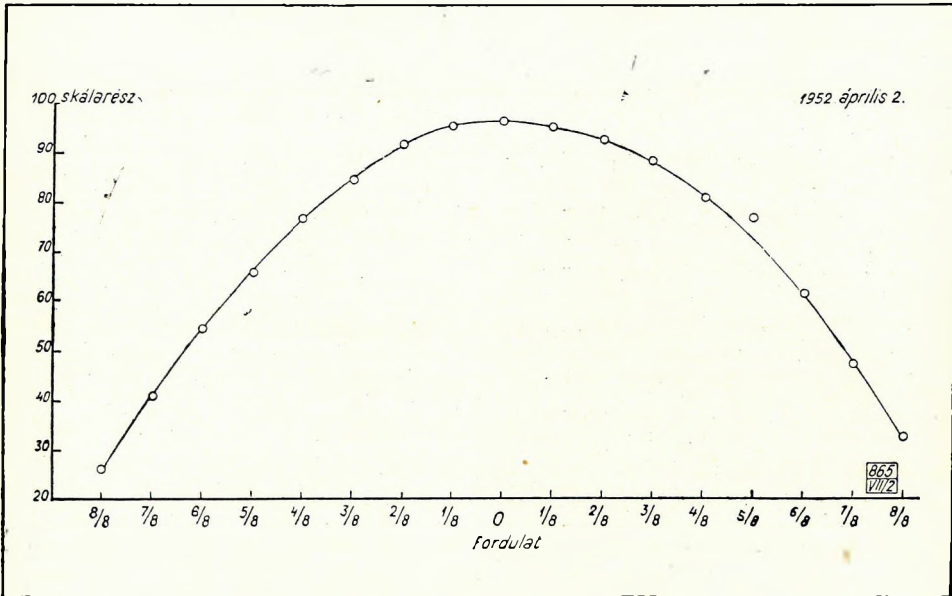
A műszert  $46^\circ$  szélességre, illetve  $g_0 = 980\ 720$  mgalra szabályozták be.



1. ábra

### III. Libellavizsgálatok

Helyes eredmények elérése szempontjából igen fontos a műszer pontos szintezése. Erre a célra szolgáló libellák a műszer tetején levő üvegablak alatt vannak elhelyezve. Sajnos a kvarcszállal párhuzamos libella nem a legmegnyugtatóbb módon volt elhelyezve. Ugyanis a hőmérők eltakarták a libella felét és ennek következtében a libellában levő buboréknek csak az egyik vége volt látható. A műszer szintezésénél különösen erre a libellára kell nagy gondot fordítanunk, mert igen kis elmozdulása is az észlelési értékben jelentős eltéréseket hoz létre. Ha a kvarcszál nem vízszintes, akkor a nehézségi erő forgató



2. ábra

nyomatéka kisebb, tehát a nyert leolvasások a helyes értéknél kisebbek. Egyhelyben észlelve akkor kapjuk a legnagyobb leolvasási értéket, amikor a kvarcszál teljesen vízszintes. Ebből következik, hogy ennek a libellának a helyes beállítása úgy állapítható meg, hogy a műszer döntésével kikeressük azt a helyzetet, amelyben a leolvasás értéke a legnagyobb.

Ezt az ellenőrzést a következőképpen hajtottam végre: A műszer tájékoztatója szerint 8) a műszert a kvarcszállal párhuzamos irányban álló két talpcsavar egyidejű ellenkező irányú és egyenlő nagyságú forgatásával döntöttem. A döntés egyes helyzeteiben leolvasásokat végeztem. A döntés mértékét a talpcsavarok teljes körülforgatásának törtrészeiben fejeztem ki. Ezekkel az adatokkal mint abszcisszákkal, a leolvasásokkal mint ordinátákkal megszerkesztettem a döntési kísérlet görbéjét. Az elméletnek megfelelően görbe ívet kaptam (2. ábra). Ennek maximuma a talpcsavarok olyan állásának felelt meg, amelyben a libella buborékja éppen középen állott. Ennek a libellának az ellenőrzését a laboratóriumban több ízben és a terepen is végrehajtottam. Minden esetben ugyanerre az eredményre jutottam. Tehát a kvarc-



szállal párhuzamos libella középhelyzete a gyári besabályozás óta nem mozgott el.

A kvarcszál irányára merőleges libella szolgál annak a síknak a kijelölésére, amelytől a felső és alsó koincidencia hajlásszögét mérjük. Ha ez a sík nem vízszintes, akkor a két koincidencia szöge különböző, tehát a jobb- és a baloldali mikrométercsavarokon különböző leolvasásokat kapunk. A helyes érték a két leolvasás számtani középértéke abban az esetben, ha ez a libella csakugyan merőleges a kvarcszál irányára. Mivel a libella helyzete a merőlegestől eltérhet, továbbá ha a kétoldali leolvasások nagyon különbözőek, akkor a középértékük képzése nem kényelmes, ezért ennek a libellának a besabályozásával is foglalkoznunk kell. Ki kell keresnünk ennek a libellának azt a helyzetét, amelyben a két leolvasás különbsége megközelíti az ideális esetben elérhető nullát.

Erre vonatkozó kísérleteim azt mutatják, hogy abban az esetben is, amikor a műszer egyhelyben áll — anélkül, hogy ez a libella elrázódhatna — a hőmérséklet megváltozása folytán a két mikrométercsavar dobján leolvasott értékek különbsége megnő. E jelenség valószínű oka az, hogy a fix tükör helyzete a műszerház szimmetriasisíkjához képest a hőmérséklettel megváltozik. Éppen ezért, amikor a műszer hőmérséklete megváltozik, a kvarcszál irányára merőleges libella helyes beállítását újból meg kell határozni és a libellát ennek megfelelően besabályozni.

#### IV. Hőmérsékleti vizsgálatok

A műszer hőmérsékleti vizsgálata II. hó 1-től II. hó 11-ig termosztát nélküli észlelésekkel kezdődött meg. A műszer belső hőmérséklete  $12^{\circ}\text{C}$  és  $23^{\circ}\text{C}$  között ingadozott a szoba hőmérsékletének megfelelően. A külső hőmérséklet változásait a műszer belseje csak órákkal később vette át. Ebből látszik, hogy a műszer belsejének hőszigetelése elég jó. Az észlelési adatok feldolgozását a műszer bizonyítványában 8) megadott hőmérsékleti korrekciós képletekkel hajtottuk végre. Már ekkor azt tapasztaltam, hogy a javított értékek még mindig mutatnak hőmérsékleti menetet.

II. hó 12-től kezdve az észleléseket termosztáttal végeztük. A termosztátot vezérlő kontakt hőmérő két fokozatra állítható:

$$T_{31} = 21,7^{\circ}\text{C} \quad \text{és} \quad T_{32} = 42,5^{\circ}\text{C}.$$

Mindkét fokozaton végeztünk észleléseket. A műszert többször felmelegítettük az első fokozatról a másodikra, majd ismét lehűtöttük a másodikról az elsőre. A kísérletek azt mutatták, hogy egy-egy felmelegítés, ill. lehűtés alkalmával legalább 24 órának kell eltelnie, hogy a műszer az új hőmérsékletet felvegye. Egy-egy felmelegítés, illetve lehűtés után a műszer a termosztát ugyanazon a fokozatán más-más állandó hőmérsékletet mutatott. Pl. a műszert febr. 12-én felfűtöttük az 1-es fokozatra. Febr. 13-án az 1-es fokozaton a műszer belső hőmérséklete  $22,25^{\circ}\text{C}$  volt. Febr. 14-én felfűtöttük a 2-es fokozatra. Febr. 18-án lehűtöttük az 1-es fokozatra. Febr. 19-én az 1-es fokozaton a műszer belső hőmérséklete  $21,3^{\circ}\text{C}$  volt. Ugyanezt tapasztaltuk, amikor különböző alkalmakkor a műszert a 2-es fokozatra fűtöttük fel.

A műszer hőmérséklete a termosztáttal való fűtés közben is ingadozik. A mérések tapasztalatai szerint az ingadozás nagysága a külső és a műszer belső hőmérséklete közötti különbségtől függ. Az ingadozás annál nagyobb, minél nagyobb ez a különbség. A termosztát működése akkor optimális, ha

a külső hőmérséklet legfeljebb  $5^{\circ}\text{C}$ -szal alacsonyabb a műszer belső hőmérsékleténél. Ez a differencia  $10^{\circ}$ -nál semmi esetre se legyen nagyobb.

A műszer tájékoztatója 8) szerint termosztátos észlelések esetén is hőmérsékleti korrekciót kellene alkalmazni. Néhány esetben ezt kiszámítottam, de az eredmények így sem voltak kielégítőek. Ha relatív méréseket végzünk, a hőmérsékleti korrekció alkalmazására nincs szükség, mert a hőmérsékleti korrekció állandó része a  $g_r$  különbségekből úgyis kiesik, kisebb hőmérsékletváltozások hatását pedig a műszer járásába foglalhatjuk bele.

A műszerünkben lévő termosztátot vezérlő hőmérő kicserélhető. Rendelkezésünkre áll olyan tartalék hőmérő is, amely  $12$  és  $32^{\circ}\text{C}$ -ra állítható. Sajnos e hőmérők egyike sem alkalmas arra, hogy egy teljes mérési időnyt kiszolgáljon. Jobb lenne olyan vezérlő hőmérő, amelyik csere nélkül csupán átkapcsolással állítható be  $22^{\circ}$ -ról  $32$  vagy  $33^{\circ}$ -ra. Természetesen ez sem felel meg tökéletesen a mi éghajlati viszonyainknak, de a mérések tapasztalatai azt mutatták, hogy ennél magasabb hőmérsékleten nem ajánlatos méréseket végezni. A termosztát vezérlő hőmérőjének cseréje csak a műszer kibontásával hajtható végre. Hogy ezt elkerüljük, a melegebb idő beálltával  $21,7^{\circ}$ -ról a  $42^{\circ}$ -os fokozatra állítottuk műszerünket. A tapasztalat azt mutatta, hogy a  $42^{\circ}$ -os hőmérsékleten a műszer járása nagyobb és jobban megéri a külső hőmérséklet ingadozásait. Azért, mert ez a hőmérséklet messze volt egyrészt a  $T_0$  működési hőmérséklettől, másrészt a napi átlagos hőmérséklettől is.

Vizsgálatot végeztem arra vonatkozóan is, hogy a termosztát ki- és bekapcsolódása befolyásolja-e az észlelt értékeket. Ugyanis amikor a műszer eléri a termosztát hőmérsékletét, a fűtési periódus igen rövid ideig tart (kb. 1 perc), amelyet hosszabb szünet vált fel, attól függően, hogy mennyi a különbség a külső és belső hőmérséklet között. Terepen a ki- és bekapcsolódás váltakozása általában szaporább. A ki- és bekapcsolódás hatása az észlelésekre nem vehető észre.

Már ismételten említettem, hogy a műszer bizonyítványában 8) megadott hőmérsékleti korrekciós képletek alkalmazásával nyert eredmények nem kielégítőek. Azt találtam, hogy a megadott hőmérsékleti korrekció alkalmazásával nyert értékek  $25,8^{\circ}\text{C}$  alatt a hőmérséklettel párhuzamos,  $25,8^{\circ}\text{C}$  felett pedig azzal ellentétes menetet mutattak. Ezért a hőmérsékleti korrekcióknak a műszer bizonyítványában 8) megadott képleteit vizsgálat tárgyává tettem. Termosztát nélkül végzett észlelésekből és a termosztátos felmelegítés és lehűtés folyamán végzett észlelésekből megszerkesztettem a hőmérsékleti hatás görbéit. Abszcisszájának a hőmérsékleteket, ordinátának az észlelt értékeket felrakva két parabola-ágot kaptam. A két parabola-ág közös csúcsának abszcisszája  $28^{\circ}\text{C}$ -nak adódott. Tehát a  $T_0$  működési hőmérsékletet a bizonyítványban 8) megadott érték helyett  $28^{\circ}\text{C}$ -nak találtam. Az észlelt értékeknek és az új  $T_0$ -tól számított hőmérsékletkülönbségek négyzeteinek hányadosából számítottam ki a hőmérsékleti korrekció együtthatóit. Ezeknek az együtthatóknak több észlelési adatból kiszámított számtani középértéke kielégítően megegyezett a műszer bizonyítványában megadott együtthatókkal.

A Nörgaard-graviméter hőmérsékleti viselkedésére vonatkozóan külföldi szakemberek is hasonló tapasztalatokra jutottak. Pl. a svéd BROR WIDELAND azt írja 9), hogy a működési hőmérséklet nem állandó és ezért legalább a mérési időny elején és végén is újból meg kell határozni. A hőmérsékleti javítás képlete is csupán a működési hőmérséklettől számított

hőmérsékletkülönbség bizonyos értékéig alkalmazható. A finn TAUNO HONKASALO a Finn Geodéziai Intézetben végzett hasonló vizsgálatokat. 10).

A megállapított új hőmérsékleti korrekció alkalmazásával néhány napi észlelést újból átszámítottam és azt tapasztaltam, hogy az eredményeket jobban elsimitja, mint az eredeti hőmérsékleti korrekció. Az eredmények azonban azt is mutatják, hogy 38° C-on felüli hőmérsékletek és hirtelen hőmérsékletváltozások hatásának javítására nem alkalmas ez sem. Éppen ezért a termosztát 42°-os fokozatának alkalmazása nem előnyös, továbbá igen nagy gondot kell arra fordítanunk, hogy műszerünket hirtelen bekövetkező hőmérsékleti hatásoktól megóvjuk.

## V. Különböző azimutokban végzett észlelések; a mágneses hatás vizsgálata

Ismeretes, hogy vannak olyan graviméterek, amelyek *különböző azimutokba forgatva* más és más értéket adnak. Ennek okát leginkább a földi mágneses tér hatásával szokás magyarázni. A legtöbb graviméter leírásában ezt a hatást megemlítik ugyan, de általában elhanyagolhatónak vélik. Sokszor ennek ellenére ezek a hatások mégis számottevők és ilyen esetben alkalmazandó korrekciók nagyságát tapasztalati úton a műszer forgatásával állapítják meg. A Nörngaard-gravimétert ismertető leírásokban 6, 7, 8) ilyen hatásokról egyáltalán nincs szó. Valószínűleg azért, mert a műszer szerkezeténél fogva ilyen hatás nem is várható. Kísérleti úton is erre az eredményre jutottam. Több ízben a laboratóriumban és a terepen is több észlelési sorozatot hajtottam végre a műszer különböző azimutokba való beállításával. Eltérések nem mindig adódtak. Egyes észlelési sorozatokban adódtak ugyan igen kis különbségek, de ezek oly rendszertelenek voltak, hogy ezekből sem azimuthatásra, sem mágneses hatásra következtetni nem lehet. A rendszertelenség valószínű oka az, hogy a műszer nem forgatható, ezért mindig újabb felállítással kellett újabb azimutállásba helyezni. Az észlelt kis eltérések csupán az újabb felállítással és az újraszintezéssel együttjáró változásnak és a hőmérséklet hatásának tekinthetők.

A *mágneses hatás* megvizsgálására a Dan la Cour-féle BMZ műszer főmágnesével is végeztem kísérletet. Ez a főmágnes néhány centiméter távolságban a földi mágneses térrel egyenlő nagyságrendű hatást idéz elő. Ezt a mágneszt a graviméter körül kb. 5—10 cm távolságban vertikális és horizontális helyzetben mozgatva, a két szál koincidencia-helyzetében semmi-féle elmozdulást nem tapasztaltam.

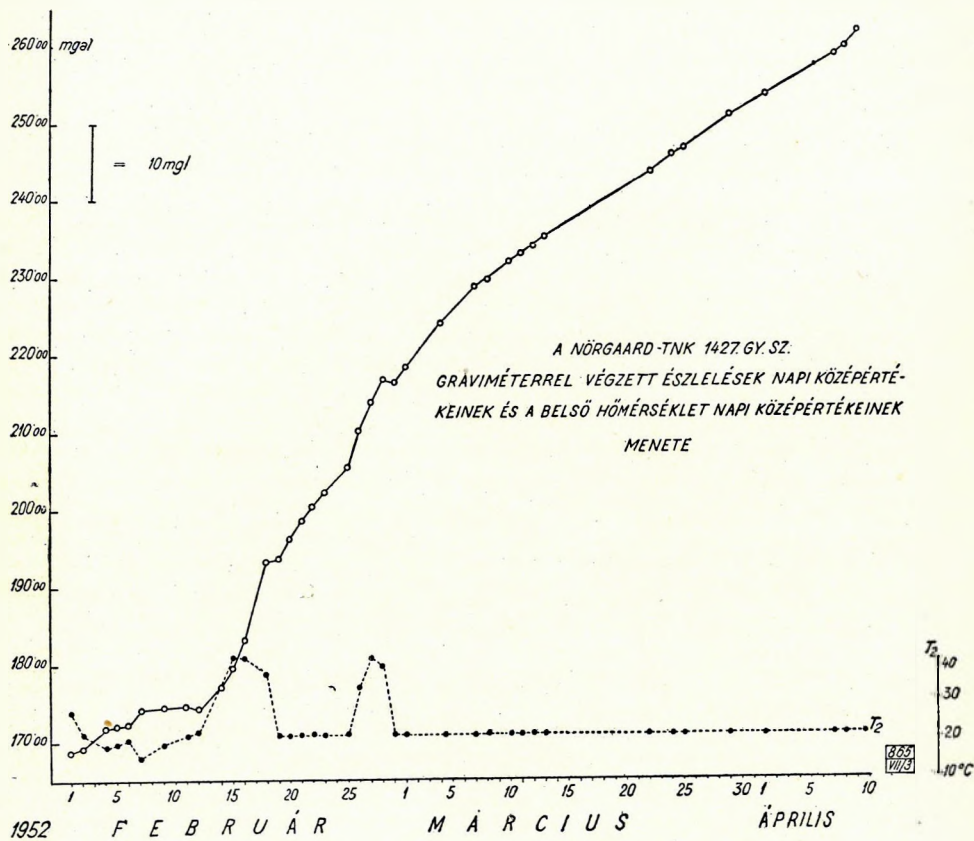
## VI. A műszerjárás vizsgálatai

Ugyanazzal a műszerrel ugyanazon a helyen különböző időben észlelt értékek eltérnek egymástól. Ezt az eltérést az idő függvényében kifejezve a műszer járásának nevezzük. A műszerjárás szabályos menetét a műszer állapotában végbemenő fizikai változások okozzák (pl. a rügő megnyúlása, a kvarcszál torziós nyomatékának megváltozása). A műszerre ható hirtelen behatások (pl. hőmérsékletváltozás, ütődés, rázódás stb.) következtében a járás egyenetlenné és szabálytalanná válik.

A Nörngaard-graviméterrel végzett kísérleti mérések során a műszer járását laboratóriumban is és a terepen is tanulmányoztam.

A *laboratóriumi észlelések* folyamán azt tapasztaltam, hogy a műszer egyhelyben állva napról-napra nagyobb leolvasási értéket ad. A kísérleti

méréseket — mint már említettem — termosztát nélküli észlelésekkel kezdtem meg. Ekkor még nem látszott semmi rendszeresség a műszer járásában. Azonban amikor a műszert termosztáttal fűtöttük, akkor a műszer járása megváltozott. A tapasztalat azt mutatta, hogy amikor a műszer belső hőmérséklete állandóvá vált, akkor a leolvasási értékek növekedése napról-napra kb. egyenlő nagyságú lett. Ezt az egyenletes napi műszerjárást a



3. ábra

termosztát átkapcsolása erősen megzavarta. Amikor a műszer felvette az új hőmérsékletet, a napi járás ismét egyenletessé vált. Mivel a napi észlelési eredmények csipkézettek voltak, ezért ezek közvetlenül a napi járás tanulmányozására nem voltak alkalmasak. Hogy a napi járásról megfelelő áttekintő képet nyerhessünk, azért egy olyan grafikont szerkesztettem, amelyen az észlelési napokat időrendben mint abszcisszákat, a napi észlelések számtani középértékét mint ordinátákat tüntettem fel. Továbbá feltüntettem a műszer belső hőmérsékletének a napi középértékét is. (3. ábra). A nyert grafikonból is kitűnik, hogy a napi műszerjárást a hőmérséklet igen erősen befolyásolja. A műszer járása a termosztát alacsonyabb hőmérsékletén (21° C körül) kb. 1—1,2 mgal naponként. A magasabb (42° C körüli) hőmérséklet a műszer járását úgylátszik erősen megzavarja és amikor ez a

hőmérséklet egyenletessé válik, akkor is a műszer járása igen nagy és helyenként még a napi 5 mgal is eléri. Ha ezt az ábrát megnézzük, igen feltűnő, hogy a görbe február 12-ig igen lapos. Ezután ugrik csak fel és úgy látszik, mintha a február 14-én történt felfűtése a műszernek a termosztát második fokozatára, a műszert igen nagy mértékben és maradandóan megzavarná. Az így megnövekedett műszerjárás még napokkal később az alacsonyabb hőmérsékleten is több, mint 2 mgal. Az újbóli felfűtés miatt újból megnő a műszerjárás. Lehűtéskor a műszerjárás lecsökken, de csak a lehűtés napján. Ez is azt mutatja, hogy a műszert nem ajánlatos a 42°-os termosztát hőmérsékletére felfűteni. Már a kísérletek során is sűrűn hangoztattam, az előző fejezetben is megjegyeztem, hogy a 22—42°-os kontakt hőmérő helyett a termosztátot 22—33°-os kontakt hőmérővel kellene kicserélni.

*Terepen végzett méréseknél* az eszközjárás görbéit az ismétlésekből szokás megszerkeszteni. Szabályos járás esetén az egyes mérési pontokon nyert járásvonalak egymással párhuzamos egyenesek, vagy pedig irányváltozásuk fokozatos menetet ad. Terepméréseinkben általában olyan járásvonalakat kaptunk, amelyek a laboratóriumban észlelt napi járásnak megfelelő menetet mutattak. Tehát a terepen tapasztalt járás is általában pozitív volt, átlagosan 0,05 mgal óránként. Előfordult ennél nagyobb, sőt negatív irányú eszközjárás is. Ezeket a szabálytalanságokat bizonyára a műszer nagyobb rázkódásai vagy pedig hirtelen hőmérsékletváltozások okozhatták. A műszer tájékoztatója 8) is felhívja a figyelmet arra, hogy az eszközt ne tegyük ki nagyobb rázkódásoknak, mert ezek a rázkódások a kvarcszál rugalmas tulajdonságaiban és ennek következtében az eredményekben is szabálytalanságokat eredményezhetnek.

Az egyirányú műszerjárás idővel a leolvasások oly nagymértékű megnövekedésére vezet, hogy a készülék újra beszabályozása válhat szükségessé. Ezért a műszert úgy szerkesztették meg, hogy a kvarcszál torziója szabályozható. 8).

## VII. A műszer érzékenysége

A műszer működési elvének ismertetésében láttuk, hogy a relatív nehézségi érték kiszámítása a következő formula szerint történik:

$$g_r = C \cdot m^2.$$

$m$  a mikrométerleolvasásoknak mm-re átszámított és a mikrométercsavar nullhibájával javított értékét jelenti. A mikrométercsavar teljes körülfordulása fél mm-nek, a csavarfej 1 beosztása 0,005 mm-nek felel meg. Ha az egész mm leolvasást  $m_0$ -lal, a csavarfejen történő leolvasást  $M$ -mel, a nullhiba javítást  $S$ -sel jelöljük, akkor

$$m = (m_0 + 0,005 M) - S$$

A műszer érzékenységét, vagyis a  $M$  leolvasás egységnyi változásához tartozó értékváltozást úgy kapjuk meg, hogy  $g_r$ -et  $M$  szerint differenciáljuk 8):

$$E = \frac{dg_r}{dM} = 2 \cdot 0,005 \cdot C \cdot m = 0,01 \cdot C \cdot m \text{ mgal/osztás.}$$

Tehát a műszer érzékenysége a leolvasás nagyságától függ. Nagy leolvasások esetén a műszer érzéketlenebb.

Mint már említettem, műszerünk állandó pozitív járása miatt a le-

olvasások annyira megnövekednek és ezáltal az érzékenysége annyira megváltozik, hogy emiatt a kvarcszál torziójának megváltoztatásával át kell szabályozni. A műszer érzékenységének a megváltozása az egyhelyben történő növekedő leolvasások miatt igen jelentős. A Geofizikai Intézet 5. sz. helyiségében észlelt növekedő leolvasások következtében a műszer érzékenységének a megváltozása a következő volt: február elején a leolvasások kb. 5,5 körüliek voltak.  $C$  értékét 7 egésznek véve, ekkor 1 skálarésznek megfelelt kb. 0,4 mgal. Április végén a leolvasások megnövekedtek 7,5 körülire. Ekkor tehát a műszer érzékenysége kb. 0,5 mgal körülire változott meg.

Van azonban a műszer nagy járásának következtében az érzékenységnek egy másik változása is. Az észlelt értékek egyenletes növekedését a kvarcrendszer paramétereinek egyirányú megváltozása okozza. Ha a kvarcszál torziós nyomatéka fokozatosan csökken, akkor nyilván fokozatosan csökken az a nehézségi erő is, amely a lengő kvarcrudat  $T_0$  hőmérsékleten vízszintes koincidencia helyzetben tartja. De ha ez a  $g_0$  megkisebbedik, akkor a műszernek ezzel arányos  $C$  szorzója is ennek arányában megkisebbedik. Tehát ha továbbra is ez eredeti  $C$ -vel szorzunk, akkor helytelen eredményeket kapunk. Ha pl. a leolvasások ugyanazon a helyen 5,0-ről 15,0 mm-re változnak meg, ami a kezdeti állapothoz képest bekövetkezett kb. 1 400 mgal összes járásnak felel meg, akkor 50 mgal-os relatív  $g$  különbség esetén az eredeti  $C$ -vel kiszámított eredmény hibája már + 0,07 mgal tesz ki. A  $g_0$  értékének a megváltozása akkor jelentős, amikor a műszert átszabályozzuk. A műszer tájékoztatója a műszer szorzó-állandójának a műszerjárás miatt bekövetkező megváltozásáról sehol sem tesz említést.

Graviméterek érzékenységének ellenőrzése elég nehéz feladatot jelent. Általában úgy szokás ezt végrehajtani, hogy két terepponton többszöri méréssel meghatározzák a nehézségi különbséget és az idő folyamán ellenőrzik, hogy a műszer ugyanezeket a különbségeket adja-e. A műszer érzékenysége a műszer döntésével, továbbá erre a célra alkalmas toronyban különböző magasságokban végzett mérésekből is megvizsgálható. 4)

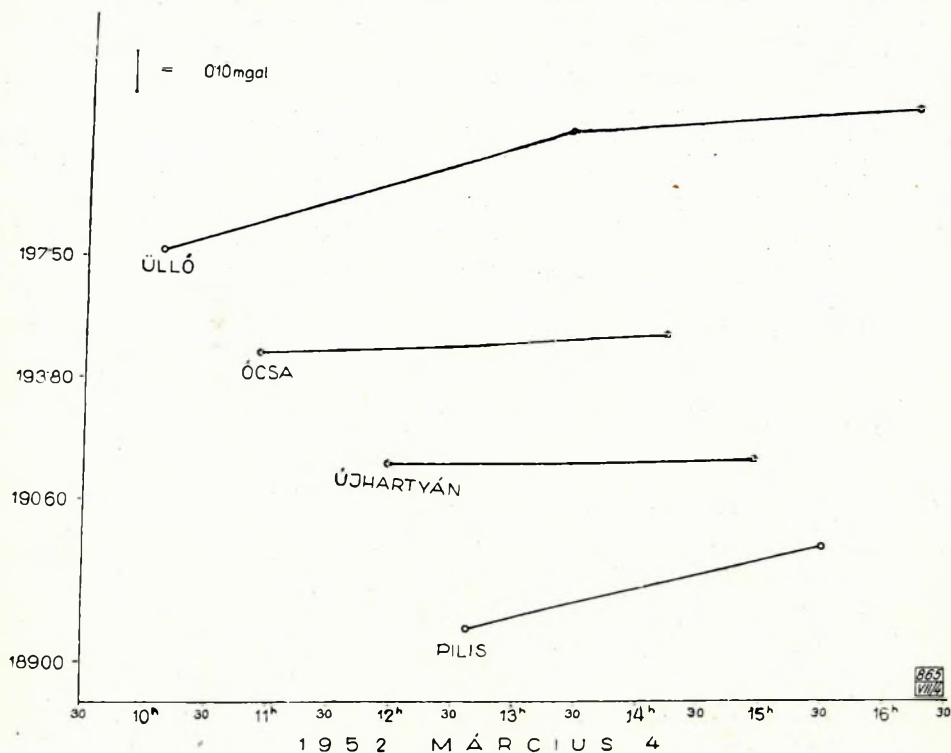
A Nörgaard-graviméter érzékenysége sokkal egyszerűbb módon is ellenőrizhető. A gyári besabályozást elegendő pontosságúnak tekintve egy bizonyos helyen mérést végzünk, amikor a műszer járása még 0-nak vehető. Ezután az ellenőrzést úgy hajtjuk végre, hogy időnként erre a helyre visszatérünk. Az észlelt értékek megváltozásából a  $g_0$  megváltozása, tehát a műszer érzékenységének megváltozása is kiszámítható. Ha ilyen észlelés nem áll rendelkezésünkre, akkor úgy kell eljárunk, hogy legalább egy alkalommal olyan helyen végzünk mérést, ahol a  $g$  abszolút értéke ismeretes.

### VIII. Összehasonlító mérések a terepen

Terepméréseket olyan helyeken végeztünk, ahol a Geofizikai Intézet Heiland-féle gravimétereivel már voltak észlelések.

Az első összehasonlító mérést 1952 március 4-én végeztük. A mérés a II. sz. Heiland-graviméterrel mért másodrendű országos graviméteres alaphálózat üllői, ócsai, újhartyáni és pilisi pontjain történt. Kiindulás előtt és visszaérkezés után az Intézet 5. sz. helyiségében is végeztünk észleléseket. A méréseket az előző felsorolás sorrendjében végeztük, ugyanebben a sorrendben megismételtük és végül az üllői ponton zártuk. A graviméter a mérés tartama alatt a termosztát első fokozatán (21,7° C-on) állandóan fűtve volt. A műszer belső hőmérséklete 21,5 és 21,3° C között, külső hőmérséklete

13 és 17° C között ingadozott. Hőmérsékleti javítást nem alkalmaztunk; a hőmérsékleti hatást a műszer járásában vettük figyelembe. A műszer járása 8 óra alatt 1 mgal-t tett ki (4. ábra). A kapott nehézségkülönbségek közép-



4. ábra

értékei a Heiland II. műszerrel nyert eredményekkel összehasonlítva a következők:

Állomás	g különbség mgalban		Eltérés absz. értékben Δ mgal
	Nörgaard	Heiland II.	
Üllő → Ócsa	-3,87	-3,90	0,03
Ócsa → Újhartyán	-3,23	-3,24	0,01
Újhartyán → Pilis	-1,51	-1,53	0,02
Pilis → Üllő	+8,65	+8,67	0,02

A következő mérést 1952 március 11-én hajtottuk végre a másodrendű alaphálózat cinkotai, gödöllői, isaszegi és péceli pontjain a felsorolás sorrendjében. A mérést most is ugyanebben a sorrendben megismételtük és a cinkotai bázison zártuk. A műszer e mérés folyamán is a termosztát első fokozatára

volt bekapcsolva. A műszer belső hőmérséklete állandóan  $21,4^{\circ}$  C volt, külső hőmérséklete 17 és  $13^{\circ}$  C között ingadozott. A műszer járása szabálytalan, nemcsak pozitív, hanem negatív is volt (5. ábra), úgyhogy a mérés előtt és után az Intézetben végzett észlelés 9 óra eltelte után csak 0,3 mgal eltérést mutatott. Ennek ellenére az észlelt nehézségkülönbségek középértéke most is jól megegyezik a Heiland II. műszerrel mért különbségekkel. Kivétel az Isaszeg és Pécel között mért különbség, amely 0,28 mgalal kisebb, mint a Heiland-műszerrel mért érték. Érdekes, hogy a negatív járás éppen a péceli ponton mutatkozott.

Ezt a mérést 1952 március 25-én újból végrehajtottuk. Ebben a mérésben a műszer járása sokkal egyenletesebbnek mutatkozott, mint az elsőben (6. ábra). Az eredmények a következők:

Állomás	g különbség mgalban		Eltérés abszolút értékben $\Delta$ mgal
	Nörgaard	Heiland II.	
1952. március 11.			
Cinkota $\rightarrow$ Gödöllő	— 10,16	— 10,15	0,01
Gödöllő $\rightarrow$ Isaszeg	— 0,16	— 0,14	0,02
Isaszeg $\rightarrow$ Pécel	— 7,58	— 7,86	0,28
1952. március 25.			
Cinkota $\rightarrow$ Gödöllő	— 10,30	— 10,15	0,15
Gödöllő $\rightarrow$ Isaszeg	— 0,08	— 0,14	0,06
Isaszeg $\rightarrow$ Pécel	— 7,76	— 7,86	0,10

1952 március 12-én a Jánoshegyen létesített két összehasonlító alapállomáson és a Petneházi-réten levő másodrendű alapponton végeztünk méréseket. A méréseket a Petneházi-réten kezdtük és a jánoshegyi alsó és felső ponton folytattuk, ugyanebben a sorrendben megismételtük és végül a Petneházi-réten zártuk. A műszer járását a 7. ábra tünteti fel. Ezek a pontokon április 1-én egyszeresen, április 7-én kétszeresen a mérést ismét végrehajtottuk. E mérési eredmények középértékei összehasonlítva az I. és II. sz. Heiland-műszerek eredményeinek középértékeivel a következők:

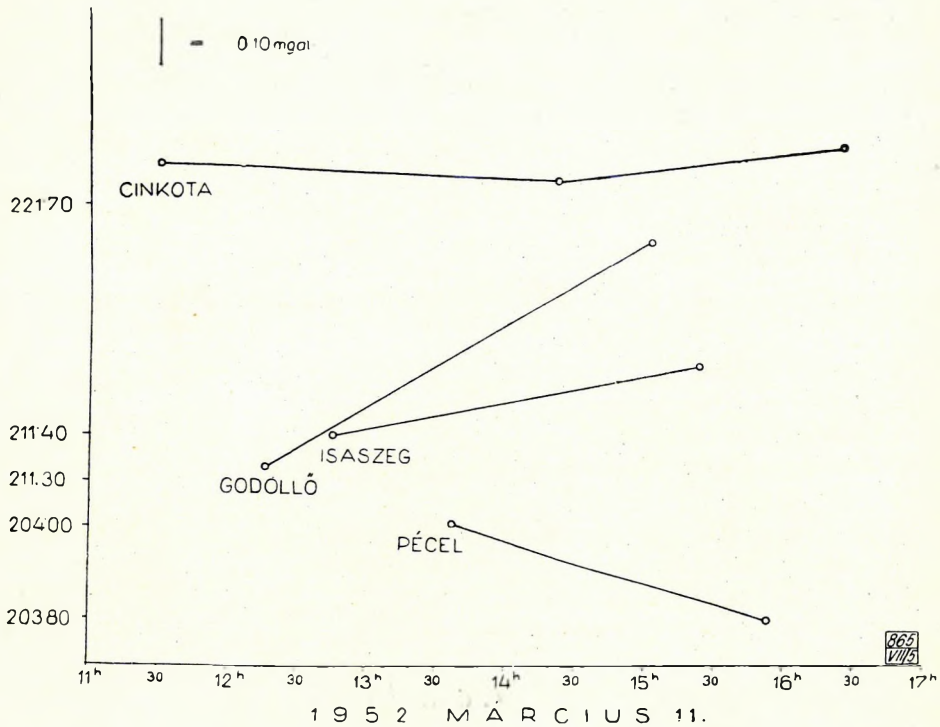
Állomás	g különbség mgalban		
	Nörgaard	Heiland I.	Heiland II.
Petneházi r. $\rightarrow$ Jánoshegy alsó	—25,98	—25,96	—25,84
Jánoshegy alsó $\rightarrow$ Jánoshegy felső	—28,21	—28,19	—27,885

Érdekes, hogy ezeken a pontokon a Heiland I. és a Nörgaard-műszer eredményei sokkal jobban megegyeznek, mint a két Heiland-műszer eredményei egymás között.

Zsámbék környékén március 13-án és április 8-án végeztünk méréseket. Az állomások köves úton egymástól kb. 2 km távolságban voltak elhelyezve.



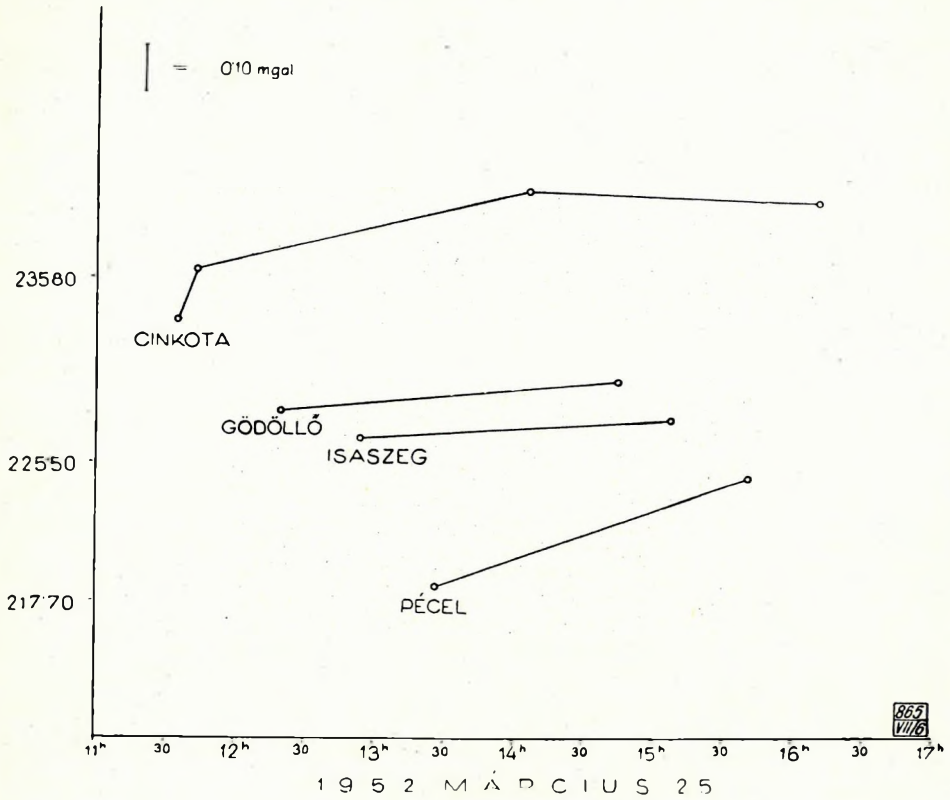
Egy-egy mérési láncolat 5 állomásból állt. Ezután visszatértünk a bázisra. Ezeken az állomásokon is mindkét Heiland-graviméterrel végrehajtották a méréseket és így alkalmunk nyílt a Nörgaard-graviméter *teljesítőképességét*



5. ábra

a Heiland-graviméterekével összehasonlítani. A tapasztalat azt mutatta, hogy a mérés a Heiland-műszerekkel sokkal gyorsabb, mert az észlelés egyszerűbb és egy-egy állomáson a szükséges leolvasások száma is kevesebb. Ezekkel a műszerekkel az észlelések a gépkocsiban történnek. A Nörgaard-gravimétert jelenleg méréskor a gépkocsiból ki kell venni. Ennek azonkívül, hogy a mérés lassú, más hátrányai is vannak. A gépkocsiban a műszer más hőmérsékleten van, mint szabadban és ennek következtében hirtelen hőmérsékletváltozásoknak van kitéve. Ha olyan gépkocsiban szállítjuk, amelyik nyitott, akkor pedig műszerünket egyrészt légáramlásoknak, másrészt pedig közvetlen sugárzásoknak tesszük ki. Mivel az észlelés a szabadban történik, a műszer ki van téve az időjárás viszontagságainak. Annak ellenére, hogy a műszer a talajrezgésekre nem nagyon érzékeny, széles időben a mozgó tükörről visszavert kép nagyon rezeg és ennek következtében vagy egyáltalán nem, vagy pedig igen lassan és nem megnyugató módon végezhetjük az észlelést.

Kísérlet történt arra vonatkozóan is, hogy *egyszeri mérés* elegendő pontosságot biztosít-e. Az eredmény azt mutatja, hogy *legalább kétszeri mérés* szükséges ahhoz, hogy tized milligalnál pontosabb eredményeket kapjunk.



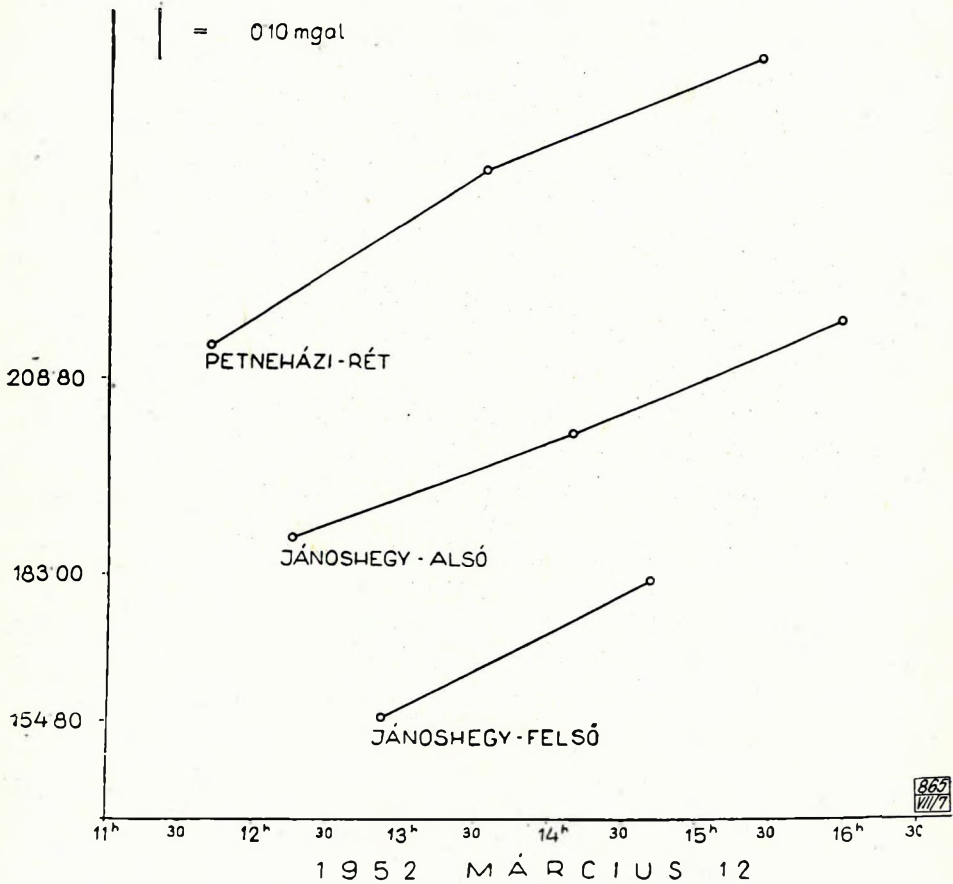
6. ábra

A következő eredmények mindhárom graviméterrel végzett kétszeri mérések középértékei:

Állomás	g különbség mgalban		
	Nörgaard	Helland I.	Heiland II.
II. r. bázis	0	0	0
1.	+ 4,34	+ 4,14	+ 4,13
2.	+ 14,00	+ 14,08	+ 13,89
3.	+ 13,10	+ 13,14	+ 13,01
4.	+ 8,19	+ 8,24	+ 8,22
4. bázis	0	0	0
5.	— 2,12	— 2,20	— 2,15
6.	+ 0,66	+ 0,64	+ 0,64
7.	— 2,36	— 2,41	— 2,37
8.	— 2,37	— 2,44	— 2,36
9.	— 2,12	— 2,10	— 2,12

Ha ezeket az eredményeket összehasonlítjuk, azt látjuk, hogy a Nörgaard-műszer eredményei a Heiland műszerek eredményeihez képest ugyanolyan rendű eltéréseket mutatnak, mint a Heiland műszerek eredményei egymás között.

\* \* \*



7. ábra

A Nörgaard-graviméterrel a terepen végzett kísérleti méréseim eredményei 19 nehézséggyorsulás-különbség meghatározására összesen 76 adatot szolgáltatottak. Ugyanannak a különbségnek az eredményeiből középértéket számítottam. A középérték képzésében minden mérési eredményt, a kiugró értékeket is felhasználtam. A nyert középértékektől számított *eltérések vizsgálata* a következő eredményeket adta:

Leggyakoribb eltérés:	0,04 mgal
Valószínű	„ : 0,07 „
Átlagos	„ : 0,09 „
Szórás	: 0,11 „

Az eltérések kétharmad része 0,1 mgalnál kisebb volt. 0,2 mgalnál nagyobb elérés mindössze hatszor fordult elő.

A mérések eredményeiből a középhibákat is kiszámítottam. A középhibákat az itt következő táblázatban foglaltam össze:

A Nörgaard TNK 1427. gy. sz. graviméterrel végzett ismételt mérések középhibái

Állomás	A meghatározások száma $n$	Az egyes meghatározások középhibája $\sqrt{\frac{[\delta\delta]}{n-1}}$	A középérték középhibája $\sqrt{\frac{[\delta\delta]}{n(n-1)}}$
Üllő—Ócsa	3	0,13 mgal	0,07 mgal
Üllő—Pilis	3	0,06 "	0,03 "
Ócsa—Újhartyán	2	0,03 "	0,02 "
Újhartyán—Pilis	2	0,08 "	0,05 "
Cinkota—Gödöllő	6	0,18 "	0,07 "
Gödöllő—Isaszeg	4	0,12 "	0,06 "
Isaszeg—Pécel	4	0,16 "	0,08 "
Petneházirét—Jánosh. alsó	7	0,13 "	0,05 "
Jánosh. alsó — Jánosh. felső	6	0,13 "	0,05 "
Zsámbék II. r. B. — 1.	5	0,22 "	0,10 "
II. r. B. — 2.	5	0,08 "	0,04 "
II. r. B. — 3.	5	0,08 "	0,04 "
II. r. B. — 4. B.	6	0,07 "	0,02 "
4. B. — 5.	3	0,07 "	0,04 "
4. B. — 6.	3	0,16 "	0,09 "
4. B. — 7.	3	0,14 "	0,08 "
4. B. — 8.	3	0,10 "	0,06 "
4. B. — 9. B.	3	0,10 "	0,06 "
9. B. — II. r. B.	3	0,04 "	0,03 "
Átlag	4	0,11 mgal	0,05 <sub>5</sub> mgal

Ezek az eredmények is mutatják, hogy többszörös mérésben a Nörgaard-graviméterrel is tizedmgalnál pontosabb eredmények érhetők el.

A zsámbéki összehasonlító mérés tapasztalata azt mutatta, hogy a Nörgaard-graviméter *kis távolságú mérésekben elmarad* a Heiland-graviméterek mögött. Ezzel szemben a másodrendű gravitációs alappontokon végzett összehasonlító méréseink és külföldi tapasztalatok (11, 12) azt mutatták, hogy a Nörgaard-gravimétert *igen előnyösen lehet nagytávolságú alappontmérésekre és áttekintő felvételekre alkalmazni*. Ugyanis ennek a műszernek más graviméterekkel szemben igen előnyös tulajdonsága az, hogy a *mérési tartománya igen nagy*: 2000 mgal (6). Ez azt jelenti, hogy a műszerrel a mérési tartomány átállítása nélkül igen nagy területek nehézségkülönbsége megmérhető. A különböző jellegű összehasonlító mérések mindegyikében azt láttuk, hogy a Nörgaard-graviméterrel a *megkívánt pontosság elérhető*.

#### IRODALOM

1. A GRAF-féle graviméter leírása és a vele Budapest környékén végzett összehasonlító mérések. Jelentés a Geof. Int. működéséről. Bp. 1942. 16. oldal.
2. DOMBAI Tibor: Jelentés az Erdélyben végzett graviméteres mérésekről. U. ott 18. oldal.
3. DOMBAI Tibor: Jelentés az 1943. évben Erdélyben végzett graviméteres mérésekről. Jelentés a Geof. Int. működéséről, 1943. 13. oldal.
4. FACSINAY László: A dunántúli relatív ingaállomásokon mért nehézségi anomáliák újabb meghatározása graviméterrel. Doktori értekezés. Pécs 1942.
5. Dr. FACSINAY László: Jelentés a Heiland-graviméterrel végzett mérésekről 1949. dec. 26—1950. márc. 15. között. Gépírásos Maort jelentés. Keszthely 1950.
6. Description of the Nörgaard-Gravimeter. 1949.
7. Nörgaard Gravimeter. Type 1950.
8. Directions for Use of the Nörgaard Gravimeter. 1949. Appendix to Directions for Use of the Nörgaard Gravimeter. 1951.
9. Relatív nehézséggyorsulás mérések Svédországban 1941—47-ben. Bror Wideland cikke a Balti Geodéziai Bizottság 1948-as kiadványában. Kürti Vilmos ismertetése a Geodéziai Közlöny 1949. évi 3—5. füzetében 67. oldal.
10. A Nörgaard-graviméterre vonatkozó néhány vizsgálat. (Tauno Honkasalo állami földmérő a Finn Geodéziai Intézetben.) Kürti Vilmos ismertetése u. ott, 72. old.
11. Gravity Comparisons Oslo—Teddington, Stockholm, Copenhagen, Den Norske Gradmålingskommisjon og Norges Geografiske Oppmåling. Oslo 1950.
12. T. KOLBENHEYER: Report on Gravity Investigations carried out with the Nörgaard Gravimeter TNK 379 in 1948—49. Bratislava 1951.

И. КОМАРОМИ:

ДОКАЗАТЕЛЬСТВО АЗИМУТАЛЬНОГО ЭФФЕКТА ГРАВИМЕТРА ХЕЙЛАНДА

Автор доказывает значительный азимутальный эффект гравиметра Хейланда появляющийся вероятно по причине горизонтальной составляющей земного магнетизма.

I. KOMÁROMY:

PROOF OF THE AZIMUTH EFFECT OF A HEILAND GRAVIMETER

The author proved that a Heiland gravimeter has a considerable azimuth effect, probably due to the horizontal component of the terrestrial magnetism.

**KÜLÖNBÖZŐ AZIMUTOKBAN VÉGZETT GRAVIMÉTERES ÉSZLELÉSEK  
VIZSGÁLATA**

KOMÁROMY ISTVÁN

A 40. sz. Heiland-graviméter 1951 márciusában kezdődő terepen való alkalmazásának már a kezdetén bizonyos esetekben a műszer pontosságát többszörösen meghaladó értékelterések mutatkoztak. Maga ez a tény nem jelentett volna semmi különösebbet, mert hiszen a tapasztalat szerint a laboratóriumban minden külső hatástól mentesen megállapított műszerpontosság a gyakorlatban általában nem érhető el. Azonban a vonalak mentén végzett méréseknél úgy az ismétlések által visszatérő értékeknek, mint a záróhibáknak a vizsgálatánál sok esetben a megadott 2—3 századmgalos pontosságot elértük, sok esetben nagyobb eltéréseket kaptunk. Ezért a műszer kísérleti megfigyelése vált szükségessé.

A kísérletek eredményeként kitűnt, hogy az eltérések egy része abból származik, hogy a műszerrel ugyanazon helyen, de különböző irányokban végzett észlelések különböző értékeket adnak. Ez a jelenség a földi mágneses erőtér hatásától származhatik.

Kezdettől fogva többször is elvégeztem a vizsgálatokat, gyakran csak a műszernek 180°-os elfordításával, annak eldöntésére, hogy nem változott-e meg a hatás nagyságrendje, ami megtörténhet, ha a hatás csakugyan a műszer mágnesezettségének következménye. Részben különböző helyen történtek a kísérletek, bár nem látszott valószínűnek, hogy a földmágnesség helyi változásai kimutatható eltéréseket adjanak.

Az első megfigyelésem 1950 április 17-én történt, a Pécs—Szigetvár terület felmérése közben az 53-as és 254-es sz. állomásokon, amikor mérés után a gépkocsival megfordulva, azaz a műszernek 180°-os elfordításával megismételtem a leolvasásokat. A kapott értékek skálaegységben, azaz  $0,977 \cdot 10^{-4}$  cgs-ben a következők:

Állomás-szám	Észlelési idő	Leolvasások középértéke	Felállási irány	Az eltérések középértéke
254	IV. 17. 11 <sup>h</sup> 40 <sup>s</sup>	426,85	218°	0,74
	45	427,80	38°	
	51	427,10	218°	
	12 52	427,75	38°	
	13 01	427,20	218°	
53	12 <sup>h</sup> 26 <sup>s</sup>	337,25	120°	0,82
	31	338,10	300°	
	13 34	337,60	120°	

A műszerjárást, az ismétlések között eltelt idő rövidege miatt, az eltelt idővel arányosnak tekintettem.

A felállási iránynak itt is és a következőkben is a műszer távcsövének irányát vettem, az okulártól az objektív felé, mivel ez az irány, ugyanabban a gépkocsiban végzett mérés esetén a gépkocsihoz viszonyítva állandó. A gépkocsi felállása az úttal mindig párhuzamos volt, tehát az észlelés iránya térképről is meghatározható, ha ismerjük a műszernek a gépkocsiban való helyzetét. Az előbbi megfigyelésekben a műszer felállítási iránya a gépkocsiban, azaz az út irányához viszonyítva 136° volt.

Egy későbbi, 1951 április 14-én, Szigetváron az iroda épületében történt megfigyelés eredményei az 1. ábrán vannak feltüntetve. Itt a méréseket úgy végeztük, hogy a műszert mindig 90°-kal forgattuk el. Az ábra felső részén a luniszoláris hatás levonásával nyert észlelt-értékek szerepelnek, amelyek skála-idő koordinátákban vannak megadva. Az időtengelyen jelezve vannak az egyes észlelési pontok alatt az észlelési azimutok is. A forgatás felváltva É-től K felé, illetve É-től Ny felé változó irányú volt. Az azonos azimutokban végzett leolvasásokat ábrázoló pontokat egyenesekkel kötöttük össze. A középső ábra a műszerjárás görbéjét ábrázolja, melyet úgy nyertünk, hogy az egyes azimutokban végzett leolvasásokat ábrázoló pontokat a függőleges tengely mentén eltolással egymásra csúsztattuk. A műszerjárást az észlelt értékekből levonva kapjuk az alsó ábrán feltüntetett adatokat, azimutok szerint.

Mint az 1. ábrán is látható, az észlelt értékek változásait a következő függvény állítja elő:

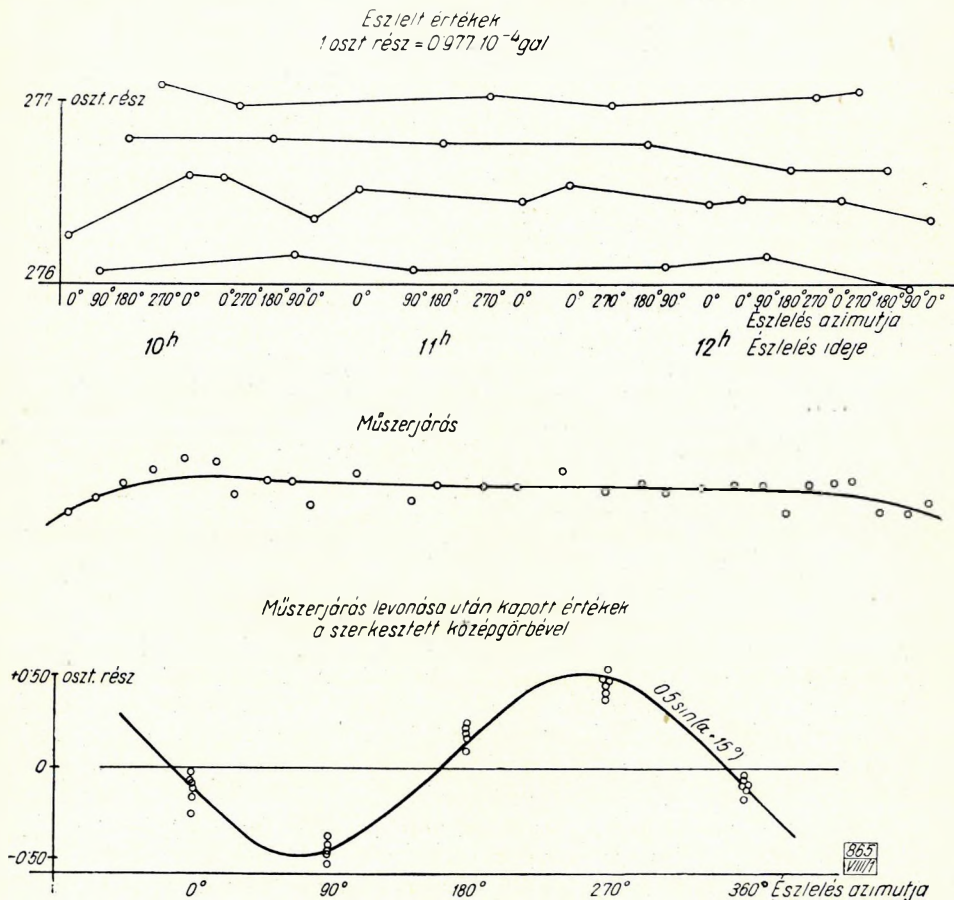
$$-0,5 \sin(\alpha + 15^\circ) \text{ skálaegység.}$$

A műszer felállítási irányára a műszer lengője közel merőleges. A nyert értékek alapján a lengőnek a felállási iránnyal alkotott szöge 105°. Ezért nem kaptunk azonos értékeket a 0° és 180°-os irányoknál.

A következő kísérletek 1952 február 6, 13, illetve 21-én történtek Budapesten a Ferihegyen létesített ideiglenes I. rendű gravitációs bázispont betonoszlopán. Mérés közben a műszert sátorban helyeztük el. Itt már 45°,

illetve 30°-onként való elforgatásokkal végeztük a megfigyeléseket. (2., 3., 4. ábra.)

A mérések lényegében a szigetvári eredményeket erősítik meg. A február 6. és 13-i észleléseknél fellépő nagyobb mérvű műszerjárás miatt a kísérletet



1. ábra. A 40. sz. Heiland graviméterrel különböző irányú műszerállásokban végzett észlelések vizsgálata. Szigetvár. 1951 IV. 14

február 21-én megismételtem. Kisebb elforgatási szöget nem alkalmaztam mert azáltal a mérési idő az ismételések között igen megnövekedett volna s ez nem eredményez nagyobb pontosságot.

Mint az 1—4. ábrákon is láthatjuk, a különböző megfigyelési sorozatokból a következő hatásokat nyertük:

1951. IV. 14-én	— 0,5	$\sin(\alpha + 15^\circ)$	osztályrész
1952. II. 6-án	— 0,55	$\sin(\alpha + 0^\circ)$	"
1952. II. 13-án	— 0,45	$\sin(\alpha + 11^\circ)$	"
1952. II. 21-én	— 0,5	$\sin(\alpha + 15^\circ)$	"

Vagyis középértékben a hatás:

$$-0,5 \sin(\alpha + 10^\circ) \cdot 0,977 \cdot 10^{-4} \text{ gal.}$$



Ha összehasonlítjuk az 1950 április 17-én mért értékeket a későbbi kísérletek alapján megállapított fenti képletből számított adatokkal, kapjuk:

Állomás	Felállási irány	A képlet alapján számított érték	A két irány közötti különbség a képlet alapján	A két irány közötti különbség a mérés alapján
254	218°	-0,37		
	38°	0,37	0,74	0,74
53	120°	0,38		
	300°	-0,38	0,76	0,82 o. rész

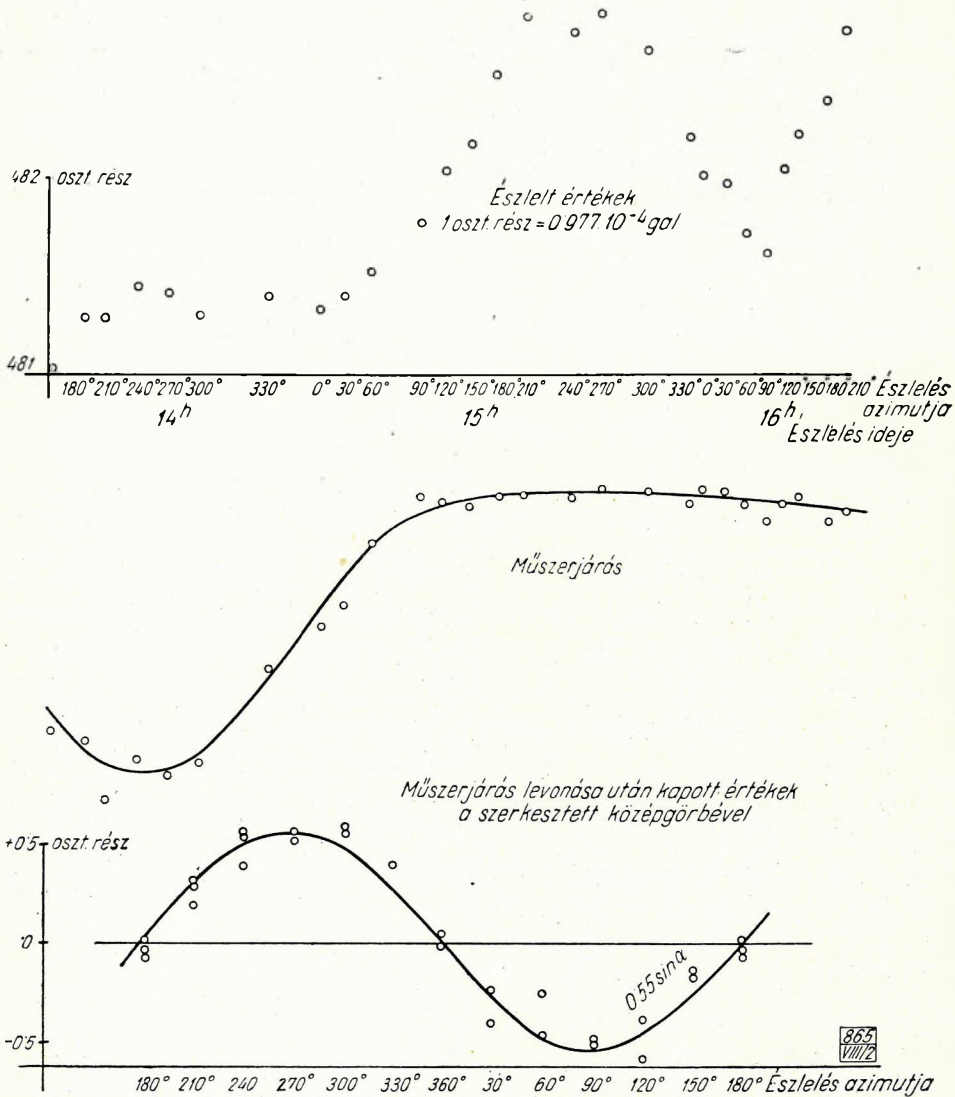
Vagyis a mért értékek különbsége a 254-es állomáson megegyezik a számított különbséggel, az 53-as állomásnál pedig csupán 6 ezredmilligal eltérés mutatkozik. Így láthatjuk, hogy két év alatt a vizsgált hatásban nagyságrendi változás nem állott be. Feltehető tehát, hogy a műszernek ez a tulajdonsága már kezdetben is megvolt. Ezt megerősíteni látszik az a tény is, hogy ennek alapján a Heiland 66. sz. műszerrel végzett kísérlet szintén hasonló jelenséget mutatott ugyanilyen nagyságrend körül. A különböző helyen, időben, gépkocsiban, illetve szabadban végzett kísérleti mérések eredményeit összehasonlítva láthatjuk, hogy ebben a hatásban mutatkozó eltérések, illetve az eltérés a műszerpontosságot nem haladja meg.

A kísérleti mérések eredménye a műszer mágnesezettségére, azaz a földi mágneses erőter hatására enged következtetni. E kérdés eldöntése, mint tudjuk, könnyen lehetséges, ha pl. Helmholtz-tekerccsel ismert mágneses teret állítunk elő s így végezzük észleléseinket. E kísérletet, tekintve, hogy a lényegen nem változtat, mellőztem. Ilyen kísérletet A. GRAF végzett az Askania sztatikus rúgós graviméterével. GRAF is az azimut szinuszával arányos hatást mutatott ki (Azimut-effekt), melyet a földmágnesség horizontális komponensének tulajdonított.

Más gravimétereknél is találkozunk hasonló jelenséggel. Így E. D. WYCKOFFnak a Gulf graviméterről szóló közleményében olvashatjuk, hogy a lengőrendszer állandó kis mágneses momentumot mutatott, ami valami ismeretlen, a horizontális mágneses mezőkkel szemben megnyilvánuló érzékenység következménye. A Heiland graviméter leírása is tesz ilyen említést, azonban azt állítja, hogy «a Föld mágneses mezejének hatása kicsiny és elhanyagolható.»

A nyert képletből látható, hogy ha méréseinkben nagyobb pontosság elérésére törekszünk, erre a hatásra tekintettel kell lenni, mert hiszen a gyakorlatban a műszer felállítási irányai az utaktól függően változnak. Azon esetben, ha minden ponton ugyanolyan irányban állítanók be a műszert, az irányhatás kiesnék. Ez azonban a gyakorlatban nehezen valósítható meg. Ugyanúgy nem szerepelne méréseinknél a korrekció, ha oda-vissza mérnénk ismétléssel, ugyanis az oda-vissza végzett mérésekben az azimutok 180°-kal térnek el egymástól, tehát a két mérés középértékéből a két ellentétes irányú hatás kiesik. Ez az eljárás viszont bizonyos megkötöttséget jelentene. A legegyszerűbb a fenti képlet alapján számított korrekció alkalmazása. Számolásánál állomásonként csupán egy összevonási műveletet

kell elvégezni, a felállási iránynak meghatározása pedig 1—2°-ra elegendő, mert 1—2° a korrekciós görbének csak a legmeredekebb részén ad 1 ezredmgal hatást. Az irány bemérése szintezés közben többletmunkának alig nevezhető,



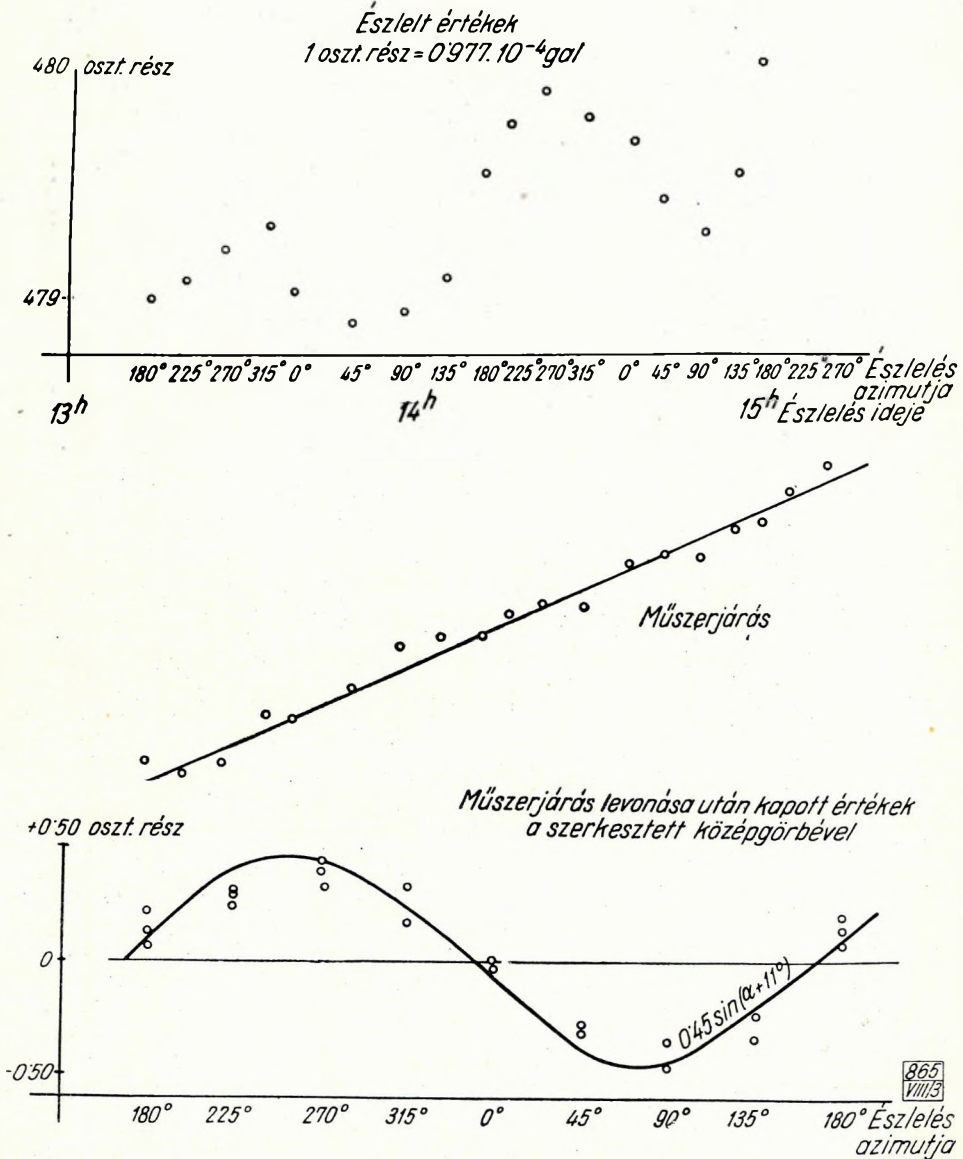
2. ábra. A 40. sz. Heiland-graviméterrel különböző irányú műszerállásokban végzett észlelések vizsgálata. Ferihegy. 1952 II. 6

sőt az irány a legtöbb esetben a térképről kiolvasható. Pontosabb mérések-nél, mint említettem, számolnunk kell vele, mert ez a hatás szélső értékben 2 állomás közötti  $g$  értéknél 2 tizedmgal eltérést is adhat.

Különös jelentőséggel bír ennek alkalmazása az országos gravitációs alapállomások mérésében, ahol a lehető legnagyobb pontosság elérésére

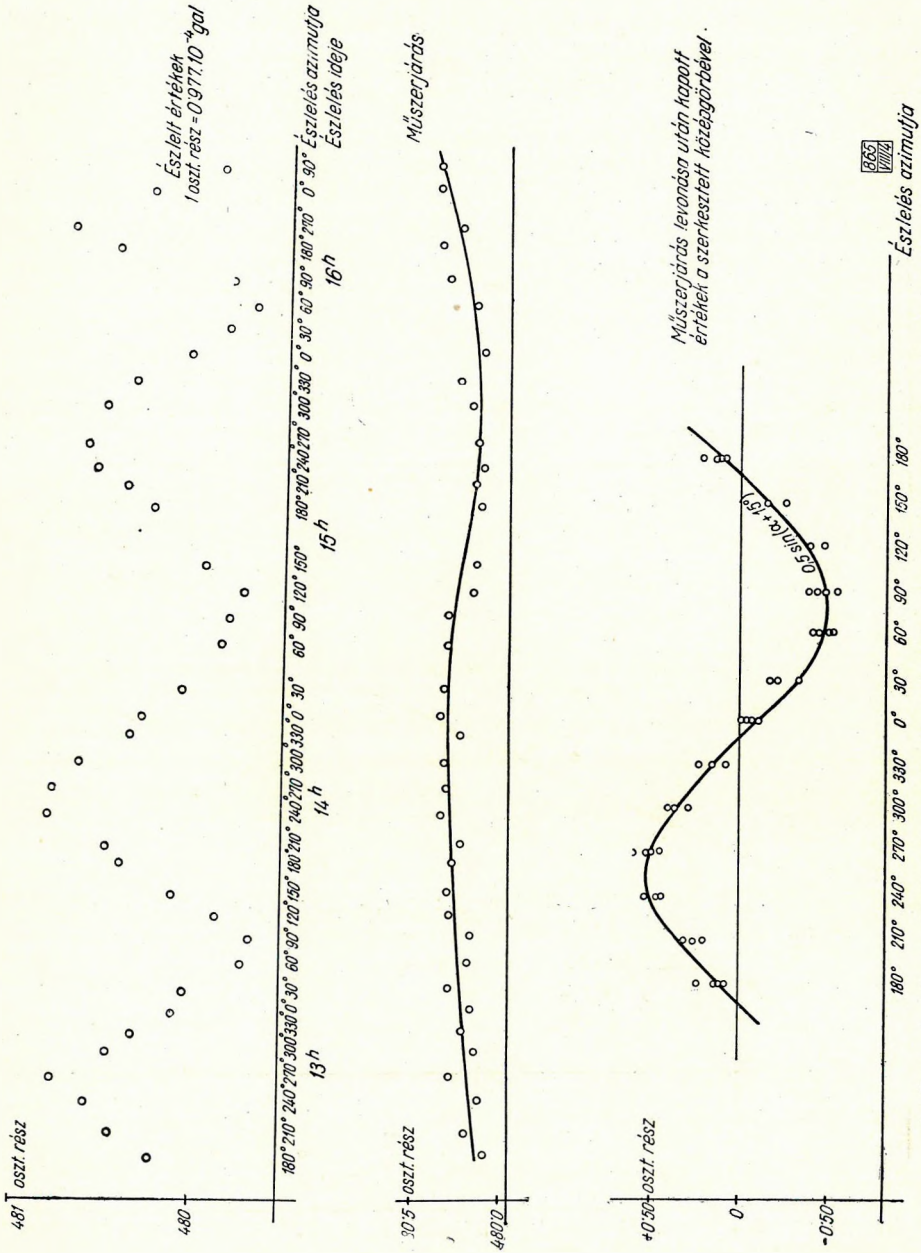
törekszünk, márpedig láttuk, hogy e korrekció mértéke elérheti a megadott műszerpontosság 10-szeresét is.

Tehát a kísérleti mérések igazolják azt, hogy ha a műszerrel ugyanazon



3. ábra. A 40. sz. Heiland-graviméterrel különböző irányú műszerállásokban végzett észlelések vizsgálata. Ferihegy. 1952 II. 13

helyen különböző irányokban állunk fel, eltérő mérési eredményeket kapunk. Grafikus eljárással meghatároztuk ennek a bizonyára mágneses hatásnak a nagyságát és ezzel lehetővé tettük a különböző azimutban végzett észlelések eltéréseinek a kiküszöbölését.



4. ábra. A 40. sz. Heiland graviméterrel különböző irányú műszerállásokban végzett észlelések vizsgálata. Ferihegy. 1952. II. 21.

Felelős kiadó: Solt Sándor

Műszaki felelős: Rózsa István

Megrendelve: 1952. VIII. 12. — Imprimálva 1952. XII. 2. — Papír alakja: 70/100.  
 A könyv azonossági száma: 865 — Ívek száma: 2<sup>1/2</sup>. — Ábrák száma: 16. — Példányszám: 500.

Ez a könyv az MNOSZ 5601—50 Á és MNOSZ 5602—50 Á szabványok szerint készült.

4884. Franklin-nyomda Budapest, VIII., Szentkirályi-utca 28.  
 Felelős: Ketskés János.

К. ШЕБЕШТЕН:

ОПЫТНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ С ЦЕЛЮ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПРИГОДНОСТИ НИЗКО-  
ЧАСТОТНОГО ОММЕТРА ПЕРЕМЕННОГО ТОКА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЙ  
СОПРОТИВЛЕНИЯ ГОРНЫХ ПОРОД

В статье изложены опыты коллектива сотрудников Геофизического Института, накопленные в процессе испытания омметра переменного тока, сконструированного коллективом для измерений сопротивления горных пород. Дается заключение, по которому при электроразведке не глубокого залегающих структур аппаратура оказалась пригодной для решения разведочных задач.

K. SEBESTYÉN:

MESSERFAHRUNGEN ÜBER DIE ANWENDBARKEIT EINES MIT NIEDER-  
FREQUENTEM WECHSELSTROM IM BETRIEB GEHALTENEN BODEN-  
WIDERSTANDSMESSAPPARATES

Der Artikel ist eine Zusammenfassung all jener Erfahrungen, die die Arbeitsgemeinschaft des Geophysikalischen Institutes im Laufe der Untersuchung eines konstruierten Bodenwiderstandsmessers gemacht hat. Als Schlussfolgerung wird festgestellt, dass die Einrichtung zur Lösung sämtlicher, nicht tief unter der Oberfläche liegender Forschungsaufgaben geeignet ist.

MÉRÉSI TAPASZTALATOK ALACSONYFREKVENCIÁS VÁLTOÁRAMÚ  
FÖLDELLENÁLLÁSMÉRŐ ALKALMAZHATÓSÁGÁRA

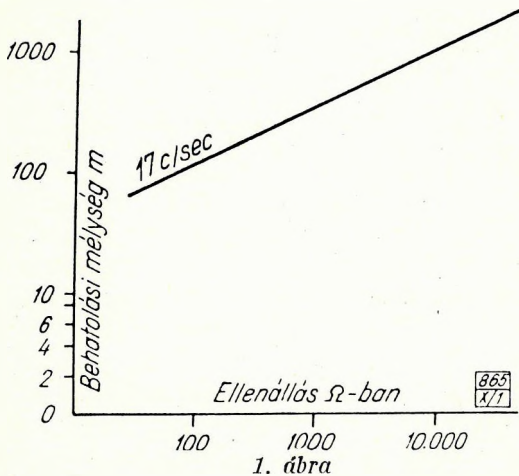
DR. SEBESTYÉN KÁROLY

Az elektromos potenciálmérő módszerek legkonkrétebb kiviteli formája az ellenállásmérés, melynél a felszínen mért elektromos adatokból az ellenállásnak a mélységgel történő változására következtetéseket vonhatunk. Ez viszont megadja a lehetőségét annak, hogy bizonyos föltételezések mellett a felszín alatti rétegsorra következtethessünk.

Intézetünk elektromos laboratóriumában épített új eszköz bemérésénél, illetve alkalmazhatósága határainak megállapításánál mérési módszerként a vertikális elektromos szondázást alkalmaztuk. Elektróda elrendezésként a leggyakrabban alkalmazott Wenner-féle elrendezést választottuk. Ebben a négy elektróda egyenes vonalon van egymástól egyenlő távolságra. A két külső elektróda szolgál az áram bevezetésére, a két belső a potenciál mérésére. A látszólagos ellenállás értékét a

$$\rho_a = 2\pi a \frac{E}{I}$$

képlet adja, ahol  $a$  két szomszédos elektródának egymástól való távolsága. Az elektródák  $a$  távolsága és a mérés mélységi behatolása közötti összefüggésre csak tapasztalati adatok vannak. Általánosan érvényes formula erre nem adható

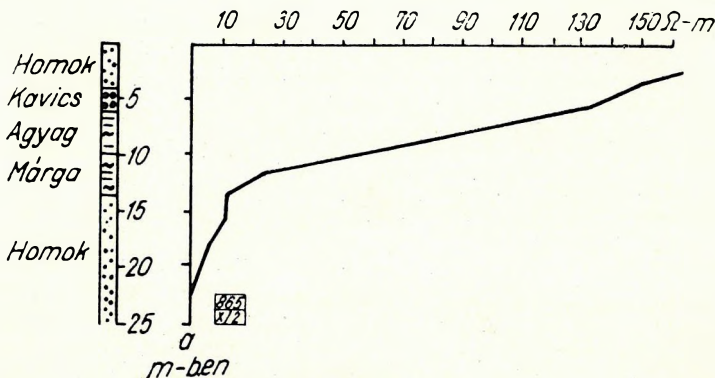


meg, mert számos egyéb tényező mellett váltóáramú eszköz alkalmazása esetén függ a frekvenciától. A bevezetett áram frekvenciájának még egy másik igen fontos hatása az, hogy megszabja azt a maximális mélységet, melyre a mérés egyáltalán le tud hatolni. Az alkalmazott frekvencia, a rétegek ellenállása és az elérhető maximális mélységi behatolás közötti összefüggést az 1. ábra adja. Ebből kiolvashatjuk, hogy az általunk szerkesztett eszközzel az elérhető maximális mélység kb. 150–200 m.

Ezekből az megfontolásokból már eleve megállapítottuk, hogy eszközünk aránylag kismélységű vizsgálatokra lesz alkalmas.

Ebben a mélységi zónában a következő problémák merülhetnek fel:

1. Érckutatósi feladatok különös tekintettel színes ércekre.
2. Nagyellenállású hasznos ásványtelepek kimutatása.
3. Talajrétegzettségproblémák nagyméretű építkezések tervezésénél.
4. Építőanyag (pl. kavics) felkutatása nagyméretű építkezések közelében.
5. Talajvíznívó mélységének megállapítása különös tekintettel a nagyobb vízadásra alkalmas karsztvíznívó meghatározására.
6. Éleshatárvonalú felszínközeli geológiai alakulatok kimutatása (törések, vetők).



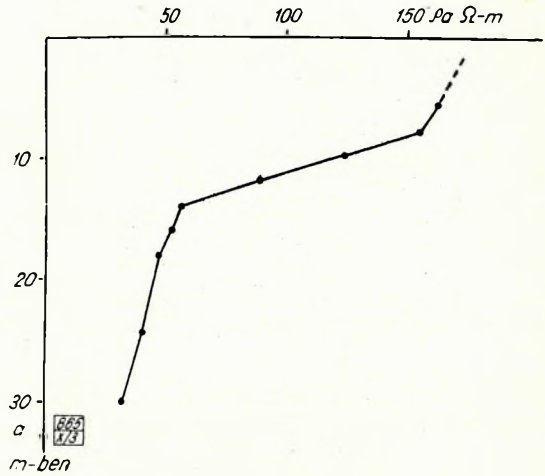
Kísérleti méréseink célja az volt, hogy megállapítsuk, milyen mértékben alkalmas az új eszköz a felsorolt problémák megoldására. Ebből a célból méréseket végeztünk 1. a főváros környékén fúrásokkal föltárt rétegsoron, 2. ismert ércterületen, 3. ismert ércterületen, ahol egyúttal karsztvízproblémák is vannak, 4. ismert és víznyerésre fölhasznált karsztvízes területen.

A mérésekből az az általános föltétlenül szükséges követelmény alakult ki, hogy az elektródák és a talaj között lehetőleg kis átmeneti ellenállást kell biztosítani. Ahol ezt valamilyen okból kifolyólag nem sikerült elérni, ott a «dapos» nullázás miatt a mért értékek hibája olyan nagy, hogy következtetésekre föl nem használhatók.

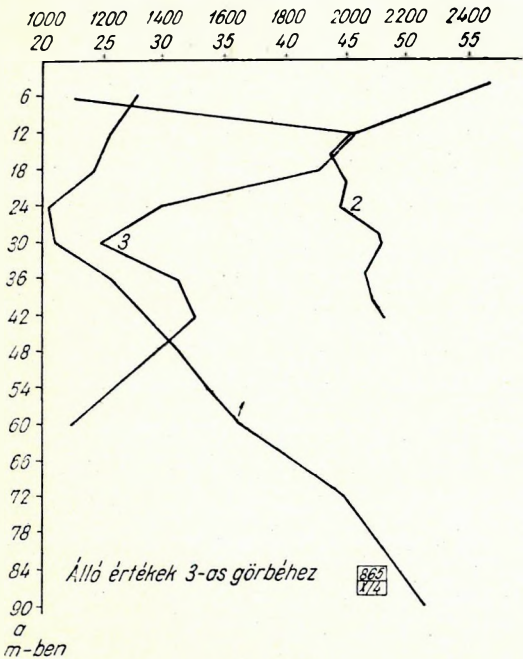
Az ismert geológiai rétegsoron végzett méréseket a 2. ábra mutatja. A legfelső homok és az alatta lévő kavics határát a görbének csak egészen gyenge irányváltozása jelzi. Hasonlóképen csak alig fölismerhető a kavics és az alatta lévő agyagmárga határa. Ezzel szemben az agyagmárga és az alatta következő homok határa igen élesen jelentkezik. A mérést többször megismételve az eredmények nem mutattak számottevő eltérést.

Talajvíznívó megállapítására végzett kísérleti méréseink egyik görbáját a 3. ábra adja. Az  $a = 8$  m-nél föllépő erős fajlagos ellenálláscsökkenés a talajvíz felszínének elérését jelzi, az  $a = 14$  m-nél beálló ellenállásnövekedés pedig vízzáró réteg hatása. A mérés jó összhangban van a geológiai szelvénnel.

Egy ismert ércterület fölött folytatott kísérleti méréseink teljesen negatívnak bizonyultak. Számos ponton végeztünk vertikális szondázást, de a kapott görbékét sehol sem lehetett sem a geológiai adatokkal, sem egymással korrelációba hozni. A mérés eredménytelensége két főokra vezethető vissza: Az egyik az, hogy a



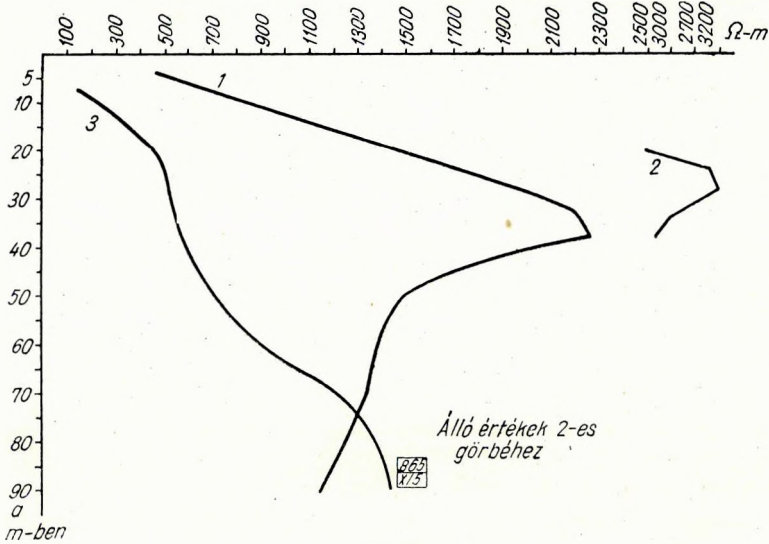
3. ábra



4. ábra

területet részben köves, erősen kiszáradt agyagos talaj fedte, mely még az erős öntözés ellenére sem adott megfelelő kontaktust. A másik valószínű ok az, hogy az ércesedés aránylag kis tömzsökben fordul elő, ezek egymással kontaktusban nincsenek és részben már le is vannak fejtve.

Egy másik — karsztvizes problémákkal is küzdő — ércterület fölötti mérések eredményeit a 4. ábra mutatja. A «2» görbét völgyben, az «1» görbét egy mészkődomb tetején vettük föl. A két görbe minimális ellenállású szakasza közötti magasságkülönbség megfelel a mérési pontok magasságkülönb-



5. ábra

ségének. Különösen érdekes a «3» görbe, melyen két maximumot, illetve minimumot figyelhetünk meg. A felső átfordulás valószínűleg a karsztvíz-nívót jelenti. Ez nagyjából egyezik a másik görbék hasonló pontjával.

A második átfordulás magyarázható egy újabb víznívóval, vagy esetleg egy ércesedett zónával. Geológiai megfontolások alapján az előző magyarázat sokkal valószínűbb.

Az 5. pontra vonatkozó vizsgálatainkat egy ismert karszt-területen végeztük. Az 5. ábra 1-es görbéje a karsztvíz felszínét  $a = 40$  m körül adja. Ugyanezt a helyet a 2-es görbén  $a = 25$  m-nél találjuk. Ez az eredmény megfelel annak, hogy az 1-es pont közelében egy aknából meglehetősen nagymennyiségű vizet termelnek, ami a víznívót — mely a 2-es pontnál természetes magasságban jelentkezik — az 1-es ponton lesüllyeszti. A 3-ik görbe jellege egészen más. A 2-es görbe maximumának megfelelő helyen, illetve annál valamivel magasabban, az 1-es görbe iránytangense erősen megváltozik, jelölül annak, hogy az altalaj minősége más. Ugyanis az 1-es görbe  $a = 50$  m körüli erős iránytangens változásának a 3-as görbe gyengébb irányváltozása felel meg. Abból, hogy a 3-as görbe általában lényegesen alacsonyabb látészolagos ellenállás értékeken halad, és csupán a második irányváltozás után ér az 1. görbével azonos nivóra, azt következtethetjük, hogy a 3. pont olyan területen fekszik, mely alatt a talaj vízzel van átitatva és csupán  $a = 70$  m körül éri el a mérés a mészkövet, vagyis pontosabban az 1. és 3. pontok között egy vető húzódik. Ez az eredmény jól egyezik a geológia megállapításával.



Összefoglalva a mérések eredményeit: az alacsonyfrekvenciás váltóáramú földellenállásmérő berendezést kitűnően alkalmazhatónak találtuk a 3, 5. és 6. sorszámok alatt felsorolt feladatok megoldására. Bizonyos kedvező körülmények fennforgása esetén az 1. problémához is szolgáltathat használható adatokat. A 2. és 4. problémákra való alkalmazhatóságát nem tudtuk megvizsgálni.

Magyar Állami Eötvös Loránd Geofizikai Intézet  
GEOFIZIKAI KÖZLEMÉNYEK  
I. kötet, 10. szám

И. СИКОРА:

### ОММЕТР ПЕРЕМЕННОГО ТОКА

В статье изложены обоснования, по которым выбран переменный ток в 15 периодов. После краткого изложения о главных составных частях аппарата, т.е. о компенсаторе, нулевом ламповом вольтметре и трансформаторе, следует объяснение принципа и практического выполнения измерений.

J. SZIKORA:

### WECHSELSTROM—WIDERSTANDSAPPARAT

Es werden Gesichtspunkte besprochen, nach welchen der 15Hz Wechselstrom ausgewählt wurde. Nach der kurzen Erörterung der Hauptbestandteile des Apparates, und zwar Kompensators, des als Nullinstrument dienenden Röhrenvoltmeters und des Transformators folgt die Besprechung des Prinzips und der praktischen Ausführung des Messverfahrens.

## VÁLTÓÁRAMÚ ELLENÁLLÁSMÉRŐ KÉSZÜLÉK

SZIKORA JÓZSEF

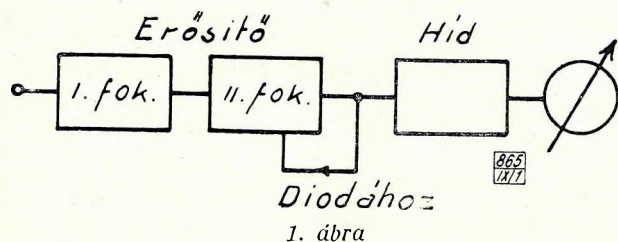
A hazai ércutatás az utolsó években nagy áldozatok árán igyekszik fellárni a magyar föld rejtett érckészletét. Az ötéves terv nagyarányú építkezései sok hidrológiai probléma megoldásánál várják geofizikusaink segítségét. Szénbányászatunk fejlesztése szempontjából továbbra is az első helyet foglalják el a karszthidrológiai problémák. A hatalmas feladatok, népgazdaságunk rohamos fejlődése megkövetelik tőlünk is, hogy minden erőnkkel, tudásunk legjavát adva dolgozzunk. Elhatároztuk, hogy megépítünk egy elektromos földellenállásmérő készüléket, melynek elkészítésénél felhasználtuk az élenjáró szovjet kutatók tapasztalatait.

A választás 15 periódusú váltóárammal működő készülékre esett, ugyanis az általában használatos egyenáramú készülék építése nehézségbe ütközött, mert nem rendelkezünk olyan nagyérzékenységű galvanométerrel, amely a terepen való használatra megfelelt volna. A váltóáram használatának előnye, hogy kompenzáláshoz nullindikátorként megfelel egy kereskedelmi anyagokból felépíthető csővoltmérő amellet, hogy az elektródok polarizációja is ki van küszöbölve. A tápáramot és a kompenzációhoz szükséges áramot ugyanaz a transzformátor szolgáltatja, tehát a mérés bizonyos mértékig független az áramforrás feszültségétől és frekvenciájától.

A készülék lényegében áll: a tápáramkörből, a kompenzátorból, az

ezeket összekapcsoló transzformátorból, a nullindikátorként használt cső-voltmérőből.

A csővoltmérő felépítése a következő (1. ábra) miniatűr telepes csövekkel működő kétfokozatú, kondenzátor-csatolású erősítő, amelyhez egy hid csatlakozik. Az erősítő egy — az áramforrás frekvenciájára hangolt — szűrővel és egy érzékenység-szabályozó potencióméterrel van ellátva. A második fokozat után a váltófeszültséget az előző fokozat diódája egyenirányítja. A negatív egyenfeszültség — megfelelő szűrés után — a hid egyik ágába kapcsolt elektroncső rácsára kerül. A hid átlójába egy forgótekerces műszer van iktatva. Az érzékenység-szabályozó potenciómétert egy rugó



1. ábra

állandóan az erősítést nem adó szélso helyzetben tartja és önműködően a műszert is söntöli, hogy a ki- és bekapcsoláskor fellépő áramlökések a műszertönkre ne tegyék.

Az ellenállásmérő készülék főalkatrésze a transzformátor, amelynek egy primér és két szekun-

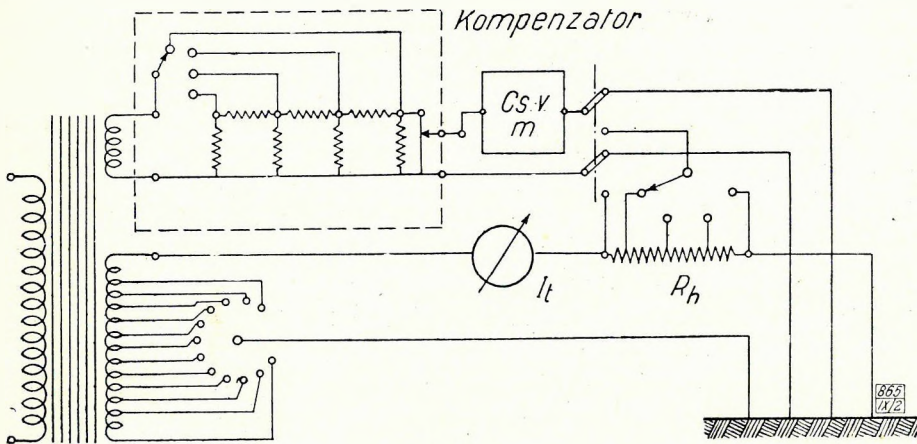
dér tekerese van. Ezek közül az egyik a tápáramot, a másik pedig a kompenzáció feszültségét szolgáltatja.

A terepen rendelkezésre álló tápáramforrás teljesítménye a lehető leggazdaságosabban használandó ki. A kihasználás akkor nevezhető gazdaságosnak, ha az áramforrás belső ellenállása egyenlő a terhelőellenállással. Jelen esetben azonban a külső ellenállás a két külső elektródon — mint terhelésen — jelentkező átmeneti ellenállás, amely viszont helyről-helyre változik. Ez függ az elektródok felületének nagyságától, felszíni viszonyaitól, a talaj minőségétől és nedvességétől. Tehát gazdaságos áramkihasználást feltételezve a terhelést minden alkalommal illesztünk kell az áramforráshoz. Ebből a célból a transzformátor 12 leágazással rendelkezik és egy kapcsoló segítségével mindig megkereshető az a megcsapolás, amely a terhelőellenállást megközelítőleg optimálisan illeszti az áramforrás belső ellenállásához. A sok megcsapolás arra is alkalmas, hogy más belső ellenállású áramforrás használata esetén szintén jó illesztést tudjunk elérni.

A terhelőellenállás körébe, a tápáramkörbe be van iktatva még egy áramot jelző műszer és egy 10 ohmos hitelesítő ellenállás is, amely az 1, 3 és 6 ohmknál megcsapolással van ellátva. Az első kísérleti példányban ebben a körben volt ezeken kívül egy változtatható ellenállás és egy megcsapolásokkal ellátott fojtótekeres is. Az előbbi az áram beállítására, az utóbbi pedig a két szekundérkör árama közötti, a különböző szórási reakanciák által okozott fáziseltolás kiküszöbölésére való. A rendelkezésre álló teljesítmény jobb kihasználása érdekében az áramkörből mind az ellenállást, mind a fojtótekerest kihagytuk; az egyéb zavaró körülmények mellett ugyanis a transzformátor fáziseltolása az eddigi tapasztalatok szerint elhanyagolható.

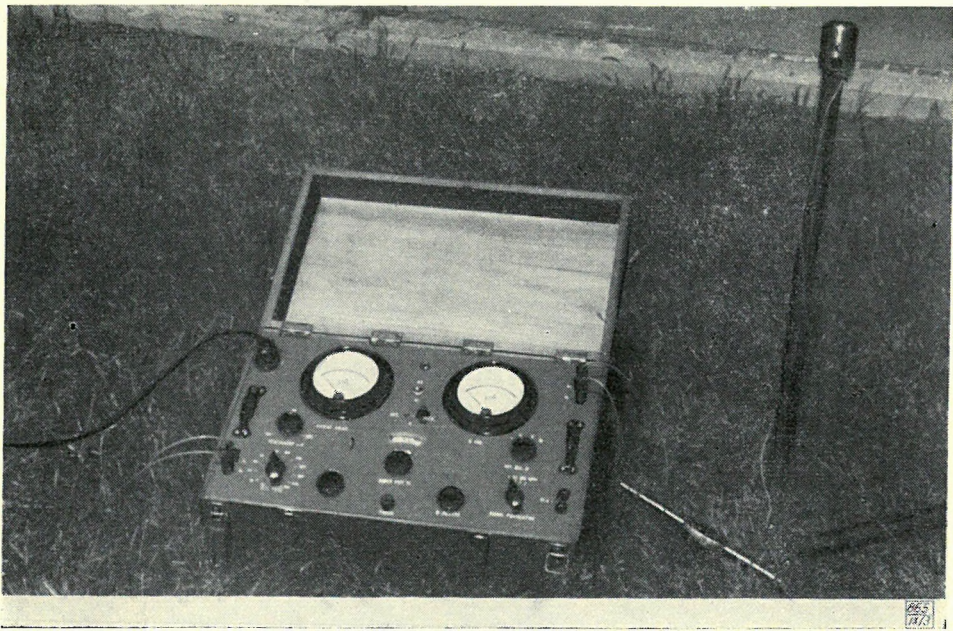
A transzformátor másik szekundértekerese kb. 2 volt feszültséggel táplálja a kompenzátort, amely egy kapcsolón keresztül csatlakozik a transzformátorhoz. A kompenzátor ú. n. létratípusú feszültségosztólánzból és egy hozzácsatlakozó egyhuzalos potencióméterből áll. Ennek a potencióméter-

nek a teljes kerülete ki van használva, azaz a skáláján nincs holt ívhossz.  
Az ellenállásmérő készülékünk mérési módszere azon alapul, hogy a sorbakötött ellenállásokon eső feszültségek úgy aránylanak, mint az ellen-



2. ábra

állások. Ha az egyik ellenállás ismert, a másik már kiszámítható. Az ismert ellenállás a készülékbe épített ú. n. hitelesítő ellenállás ( $R_h$ ). A feszültség-arányok megmérésehez közömbös az átfolyó áram. A feszültségeséseket kompenzációs módszerrel mérjük. Mivel feszültségárányokról van szó,



3. ábra

közömbös a kompenzátort tápláló feszültség nagysága is. A mérés pontossága szempontjából egyedül a kompenzátort és a mérendő ellenállásokat tápláló feszültségek arányának és az ellenállásoknak az állandósága fontos. Azonban mind a tápláló áramot, mind a kompenzációs feszültséget ugyanaz a transzformátor szolgáltatja. Mérés közben pedig a menetszámáttétel és ezzel a kompenzátor- és tápfeszültség aránya állandó. Ez a feltétel pedig elegendő az ellenállásokon eső feszültségek arányának megmérésére.

A mérési művelet tehát két részből áll: a hitelesítő ellenálláson eső feszültség megméréséből, azaz az  $u_n$  hitelesítésből, és az elektródokon eső feszültség méréséből, a tulajdonképeni mérésből.

A mérést a következőképen végezzük: az áramforrás és a csővoltmérő bekapcsolása után a transzformátornak azt a megcsapolását állítjuk be, amely a legnagyobb áramot szolgáltatja (a beállítható legjobb illesztés). Utána bekapcsoljuk a megfelelő hitelesítő ellenállást, és az átváltó kulcsot hitelesítő állásba hozzuk. A potencióméterrel kikompenzáljuk a hitelesítő ellenálláson eső feszültséget. Ezután az átváltó kulcsot mérőállásba tesszük, és ezáltal a potencióméter az elektródokon jelentkező feszültség kompenzálására van kapcsolva. Ha hitelesítőkapcsolásban a potencióméter állását jelöljük  $P_h$ -val, mérőkapcsolásban  $P_m$ -el, és a beiktatott hitelesítőellenállás értéke  $R_s$  ohm, akkor

$$\frac{R_m}{R_s} = \frac{P_m}{P_h}, \text{ ahonnan}$$

$$R_m = R_s \cdot \frac{P_m}{P_h} \text{ ohm.}$$

Ilyenformán a mérés két skálaleolvasással jár, ami bár a leolvasási hibát növeli, de a berendezést egyszerűbbé teszi.

A régebbi kísérleti készülékben a hitelesítés elvégzésekor a tápáramot úgy szabályoztuk be, hogy a hitelesítő ellenálláson eső feszültség egyenlő legyen egy, a kompenzátorból vett (relatív) konstans feszültséggel. A hitelesítő ellenállások úgy voltak beállítva, hogy — a hitelesítés után kikompenzálva a mérőelektródokon jelentkező feszültséget — a kompenzátor potenciómétere már közvetlenül mutatta a keresett ellenállást, vagy annak egészszámú többszörösét, aszerint, hogy milyen hitelesítő ellenállás volt beiktatva. Tehát itt a beállított tápáram és a kompenzátorfeszültség a hitelesítő ellenállás által megszabott viszonyban voltak egymással, ellentétben az előbb tárgyalt és a végleges készülékben alkalmazott módszerrel, amelyben ez a viszony esetről-esetre más.

A készülék jelenlegi formájáig sok változáson ment át. Főszempontnak az egyszerűséget tartottam, ami egy terepen működő készüléknek mind a kezelés, mind a hibalehetőség szempontjából fontos tulajdonsága.

Felelős kiadó: Solt Sándor

Műszaki felelős: Rózsa István

Megrendelve: 1952. VIII. 12. — Imprimálva 1952. XII. 2. — Papír alakja: 70.100.  
A könyv azonosságai száma: 865 — Ívek száma:  $\frac{1}{2}$ . — Ábrák száma: 8. — Példányszám: 500.

Ez a könyv az MNOSZ 5601—50 Á és MNOSZ 5602—50 Á szabványok szerint készült.

4774. Franklin-nyomda Budapest, VIII., Szentkirályi-utca 28.

Felelős: Ketskés János.

Я. ГАЛФИ:

### ОТЕЧЕСТВЕННОЕ ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА ВОЗДУШНЫХ ВЗРЫВОВ

Автор статьи знакомит с опытами проведенными Геофизическим Институтом по применению метода воздушных взрывов в районе с хорошими отражениями. Была определена пригодность этого метода и результаты вообще совпадают с опытами проведенными за границей по применению метода воздушных взрывов в сейсморазведке. Однако не подтверждена зависимость частоты возбужденных сейсмических волн от расстояний между зарядами, о существовании такой зависимости указывалось в некоторых заграничных статьях. Теперешние результаты требуют еще новых дополнительных опытов особенно в районах с плохими сейсмогеологическими условиями.

J. GÁLFI:

### HOME APPLICATION OF THE AIRSHOT-METHOD

Author is discussing the experiments made on a well reflecting field in order to adapt in this country the method of airshooting. Evidence was made that the process is applicable and the results agree in the whole with the experiences in airshooting made abroad. It did not show, however, that the frequency of the seismic waves is depending on the distance of the charges, as described in several articles. There is a necessity to complete the results already gained with further experiments, with special regard to not-reflecting fields.

### A LEVEGŐBEN ROBBANTÁS MÓDSZERÉNEK ALKALMAZÁSA A HAZAI SZEIZMIKUS KUTATÁSBAN

GÁLFI JÁNOS

Azok a külföldi tapasztalatok, amelyek szerint a levegőben robbantás eljárása sikerrel alkalmazható a reflexiós szeizmikus kutatásban egyes, addig némának bizonyult területek feldolgozásánál [1, 2], indokolttá tette a módszer hazai kikísérletezését.

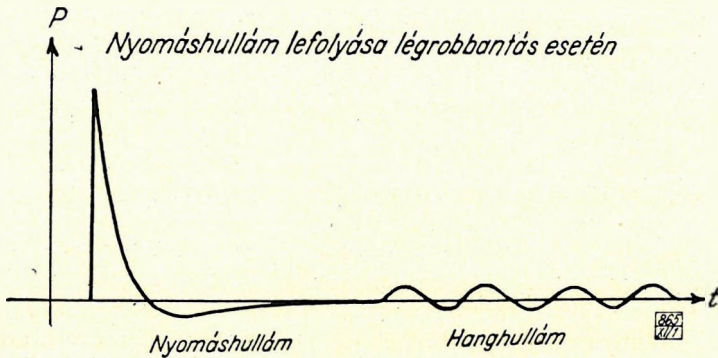
Jelentősége — figyelemmel a mérések gazdaságosságára is — nem csupán abban áll, hogy olyan területeken is végezhetünk reflexiós szeizmikus kutatást, amelyeken eddig nem volt lehetséges, hanem abban is, hogy a fúrási költség, amely egy szeizmikus csoport költségének jelentős részét képezi, így megtakarítható. A levegőben robbantás módszere tehát nem csak «rossz», hanem esetleg jól feldolgozható területen is előnyös lehet.

Figyelemmel kell lennünk arra, hogy «jó» területen levegőben robbantásnál a szokásos lyukban való robbantásnál használt robbanóanyag mennyiségének száz — kétszázszorosára is szükség lehet, és arra is, hogy kártételi körzete is nagyobb — 100—150 m — mint a lyukban robbantásnál, ahol ez a körzet nem haladja túl az 50 m-t. A települések, lakott helyek nem túl sűrű volta és a mezőgazdasági művelés szakaszossága miatt elég sok olyan

területet találhatunk, ahol az említett károsodási körzetre tekintettel is, a levegőben lövést — legalábbis az év bizonyos szakában — kártétel nélkül használhatjuk.

Előnyösnek látszik a használata azoknál a szeizmikus csoportoknál, ahol gépi fúróberendezést kell egyébként használni, ahol azonban kis mélységű, kézzel furt lyukak is megfelelőek, megfontolandó, hogy a robbanóanyag mennyiségének nagymérvű növekedése miatt célszerű-e a lyukban robbantás eljárását elhagyni. Fel kell tételeznünk természetesen, hogy az eljárás eredményes alkalmazásának előfeltétele fennáll, azaz a megvizsgálandó reflektáló határfelület nincs túl mélyen, a mélysége nem haladja meg a 2000 métert.

A levegőben robbantás módszerének lényeges vonása, [3] hogy a robbanó töltetet vagy tölteteket nem talajban, hanem levegőben lövik el. Ezzel az



1. ábra

eljárással a talajon a töltetek alatt olyan közelítőleg sík rengéshullám keletkezik, amelynek frekvenciatartománya aránylag keskeny — kb. 50 cps hosszú — frekvenciasávba esik, olyan csúcserővel, amely a talaj által jól átengedett frekvenciák között van. A töltetek megfelelő elrendezésével a sáv szélesség és a sáv helyzete bizonyos mértékig változtatható az egyes talajtípusoknak megfelelően.

A szokásos gyakorlati megoldás az, hogy több töltetet helyeznek el szabályos alakzatban a felszín felett azonos magasságban, és a tölteteket egyidejűleg ellövik. A szomszédos töltetek mindig azonos — 8—30 m között változó — távolságra vannak egymástól, és azonos a felszín feletti kb. 2,50 m magasságuk is. A kialakuló légnomáshullám a talajban rengéshullámot kelt, amely reflektálódás, illetve refraktálódás után a szokásos módon észlelhető.

A kísérleti eredmények ismertetése előtt röviden összehasonlítjuk a levegőben lövéssel keltett (LL) rengéshullámok tulajdonságait a talajban történő lövéssel keltett (TL) rengéshullámok tulajdonságaival.

1. *Frekvenciatartomány.* Robbanóanyagok explózióját levegőben többen igen részletesen tanulmányozták [4]. Ezek szerint levegőben robbantásnál az *I. ábrán* látható alakú nyomáshullám keletkezik. Ez kelti a talajban a rengéshullámot. A nyomáshullám erősen aszimmetrikus ugyan, de egy nyomó és egy szívó fázisból áll, tehát a talajra is egy hullámból álló mozgást kényszerít. Ez a kényszer máris szűkíti az LL hullám frekvenciatartományát a TL

hullámmal szemben. A frekvenciatartomány szűkülését tehát a levegőben robbantás ténye már létrehozta. A hatást még fokozhatja az egyes rész-hullámok ütközése a talajban. Ugyancsak fokozhatjuk azzal is, hogy a szívó fázis megszűnt pillanatában egy másik töltés-rendszert robbantunk el, és így két hullámból álló mozgást kényszerítünk a talajra. Talajban lövésnél — mint ismeretes — hasonló kényszer általában nincsen, így a TL hullám frekvenciatartománya igen széles és a maximális energiával rendelkező komponenseket (5000 cps körül) a talaj mint sávszűrő [5] erősen vágja.

Egyes felszínhez közeli rétegek saját rezgése a keletkező TL hullám bizonyos frekvenciáit kiemelheti, másokat gyöngíthet. Ez szintén bizonyos frekvenciakorlátozást jelent. Kérdéses azonban, hogy alkalmas eljárással az LL hulláméhoz hasonló kedvező frekvenciaeloszlás elérhető-e az említett tény felhasználásával.

A felvételezés szempontjait tekintve, az a tény, hogy az LL hullám frekvenciatartománya keskeny sávban van, azt jelenti, hogy a felvevőnek nem kell változatos frekvenciák közül egy sávot kiszűrnie, mint a TL hullámok esetén. Mellőzhető tehát az erősítő szűrő fokozata, sőt annak érdekében, hogy a rengéshullám teljes energiáját kihasználjuk, széles sávú erősítő használata kívánatos. A szeizmogramm így sajátos jelleget kap: a magas frekvenciák hiánya az első refrakciós beérkezések elmosódottságát és a reflexiós beérkezések «legömbölyítettségét» eredményezi. Elmarad tehát a TL eljárásnál mutatkozó — korrekcióra jól hasznosítható — éles első beérkezés és kevés lehetőség nyílik a reflexiók alak szerint történő korrelálására.

2. *Irányítottság.* Levegőben robbantásnál nem csupán a légnyomáshullám, hanem a keltett rengéshullám is irányított. Poultter szerint [3] lyukban robbantásnál a teljes robbanási energia 32%-a, míg LL hullámoknál 85—100%-a jut egy olyan függőleges tengelyű 90°-os nyílásszögű kúpba, melynek csúcsa a robbantópontban, illetve LL-nél az alakzat centrumában van. A függőlegesen lefelé irányítottság a zavarnívó csökkenését eredményezi, tehát e reflexiók jobban kiemelkednek. Egy irodalmi adat szerint [3] a zavar — hasznos jel viszony, amely lyukban lövésnél 0,8 volt, légrobbantásnál 2,0-ra javult.

3. *Energiavesztés.* A maradandó deformációra fordított energia, amely a közeg rugalmassági határán túl történő igénybevétel miattvész el, levegőnél kisebb, mint a talajban. Kisebb az LL hullám elnyelési és szórásvesztesége is, tekintve, hogy frekvenciája a talaj által jól átengedett sávba jut. A geometriai szóródásból származó veszteség az irányítottság miatt kisebb LL-nél: ez u. i. közelítőleg sík hullám lévén, amplitudója a távolsággal fordított arányban csökken, míg TL esetén gömbhullámunk van, ahol az amplitudó-csökkenés a távolság négyzetével fordítottan arányos.

Általánosságban megállapíthatjuk, hogy levegőben robbantásnál nem használunk fel kevesebb energiát — sőt esetleg jóval többet — mint lyukban robbantásnál. Az LL módszer előnye abban áll, hogy a behatoló hasznos rengéshullám viszonylag — a regisztrálásra kerülő egyéb hullámokhoz viszonyítva — több energiát visz és kisebb az elnyelési és szóródási vesztesége, mint a TL módszernél.

Az előzőkből kitűnik, hogy számos tényező van, amely az LL módszer eredményességére kihat, és sok körülmény gondos vizsgálata szükséges. Éppen ezért az első méréseket a Geofizikai Intézet szeizmikus kísérleti csoportjának keretei között végeztük, hogy gondosan ellenőrzött mérési feltételek mellett kapjuk adatainkat.

I. A mérési terület szeizmikus összehasonlító területünkön fekszik, a H II. mélyfúrás 3 km-es körzetén belül. A terület geológiai és szeizmikusan is ismert.

A mélybeli geológiát illetőleg utalunk a szakirodalomra [6,7]. A közel felszín geológiáját — amelynek ismerete egyéb méréseink szempontjából is fontos volt számunkra — több 20—100 m mélységű fúrással tanulmányoztuk. A fúrások geológiai szelvényét fúrómagok alapján Sümeghy József dr. oszt. vez. geológus állította össze. Ezek a szelvények a szokásos alföldi képet mutatják: apró, lencseszerű települések, az egymástól 20 m-re lévő fúrások szelvényei is alig korrelálhatók. Elégséges, ha egy fúrás szelvényét adjuk jellemzésül:

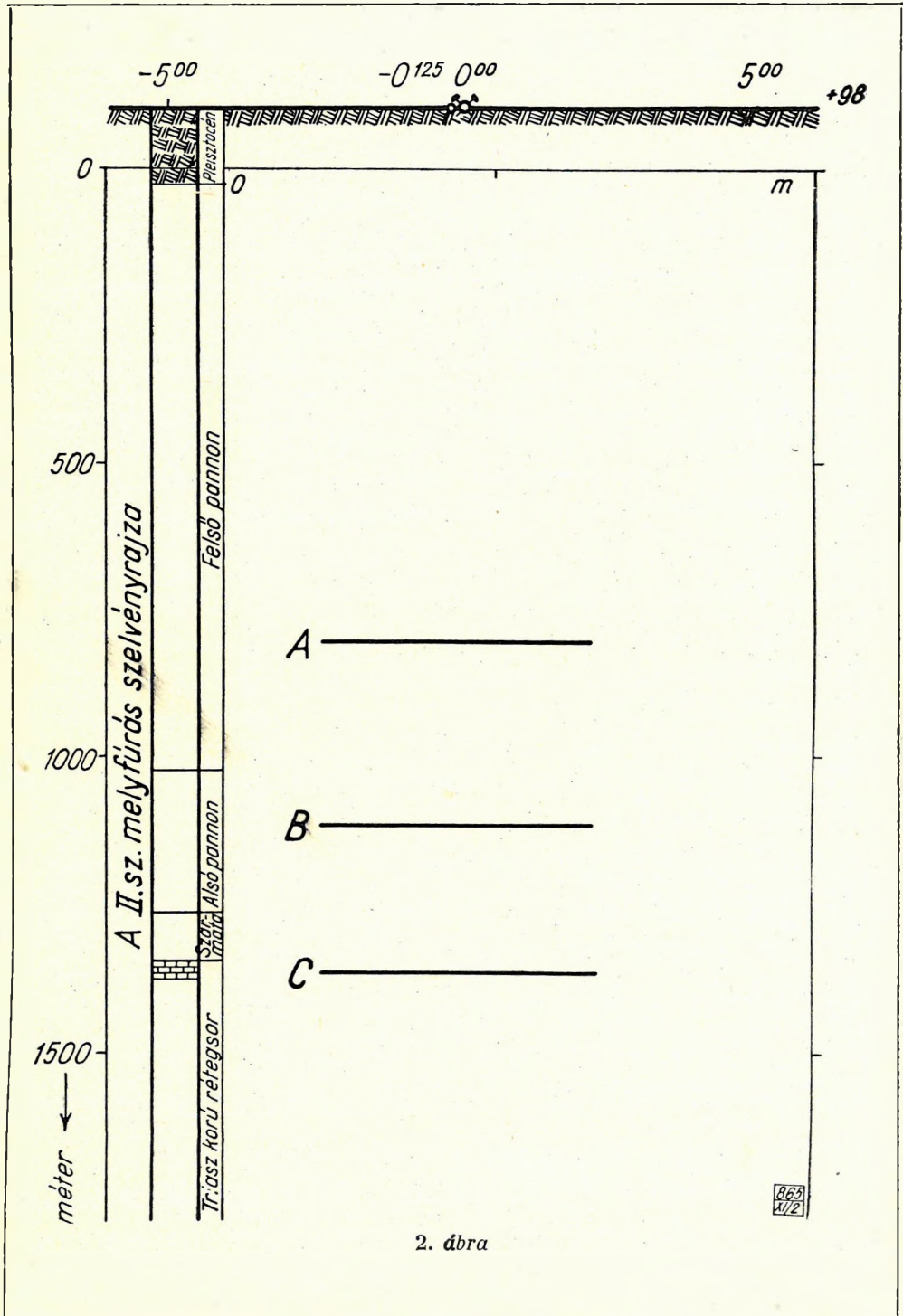
0—0,8 m	sötétbarna humuszos vályog
3	sárga agyagos lösz
6	sárga, kissé homokos lösz, mészcsumós
9	sárga finomszemű összeálló homok
15	zöldessárga humuszsávós homokos lösz
18	sárgásszürke agyag
21	sárga agyagos homok
24	szürke agyag mész és humusz csíkokkal
27	szürke, sárgafoltos agyagos homok
30	szürke összeálló iszapos homok meszes erekkel
33	zöldesszürke agyag
36	zöldesszürke iszapos homok
42	zöldesszürke összeálló homok mészcsumókkal
45	zöldesszürke összeálló homokos iszap
51	szürke élesszemű 0,3—0,4 mm-es folyami homok
57	zöldesszürke agyag
63	szürke, rozsdabarna csíkos agyag
66	világossárga agyag
72	szürke agyag
75	szürke agyag, kissé homokos
78	szürke agyag, barna csíkokkal
81	szürke agyag, szerves anyagos csíkoltságú
84	szürke agyag, fás lignit darabokkal
87	sötétszürke szerves anyagos lignites agyag
90	sötétszürke szerves anyagos agyag, több lignittel
93	szürke agyag néhány szerves anyagos csíkkal
96	szürke agyag 10 cm-es földes lignittel
100	szürke agyag, helyenként kissé homokos.

Az Intézet reflexiós és refrakciós szeizmikus mérései a területet szeizmikus szempontból is felderítették. A 6. ábrán «C» jelzéssel egy jellegzetes szeizmogrammot mutatunk. Ezt a Geofizikai Intézetben épített 24 csatornás reflexiós mérőberendezéssel készítette a berendezést kipróbáló munkacsoport. A reflektáló határfelületek és a geológiai szintek korrelálására az említett berendezéssel Pethő Márton kut. geofizikus igen részletes méréseket végzett a II. mélyfúrás közelében. Eredményei alapján megszerkesztette a reflektáló jellegzetes felület-elemeket a H II. fúrás mellett. Az így készült egyesített geológiai és szeizmikus képet a 2. ábrán mutatjuk.

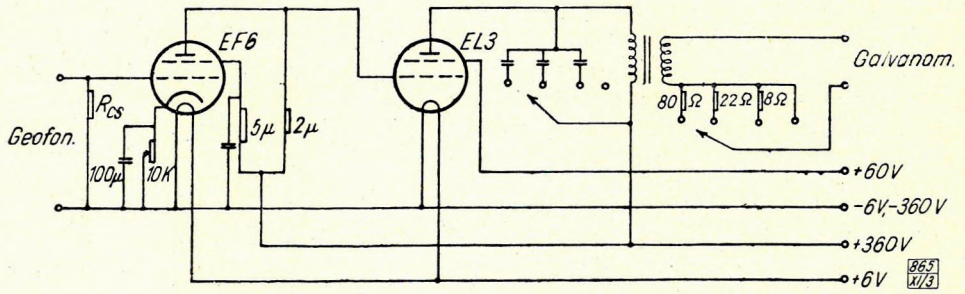
A közel felszíni rétegekre vonatkozólag megjegyezzük, hogy 2—3 m vastag kb. 500 m/sec-os mállott réteg alatt 1800 m/sec-os réteg következik.

II. Mérőberendezésnek egy csatornás, széles sávú reflexiós felvevőt használtunk. Annak érdekében, hogy a beérkező hullámok frekvencia- és amplitudóviszonyait a szeizmogrammon kevésbé torzítva kapjuk, illetve a torzítást egyszerűen ellenőrizhessük, nem használtunk automatikus erő-

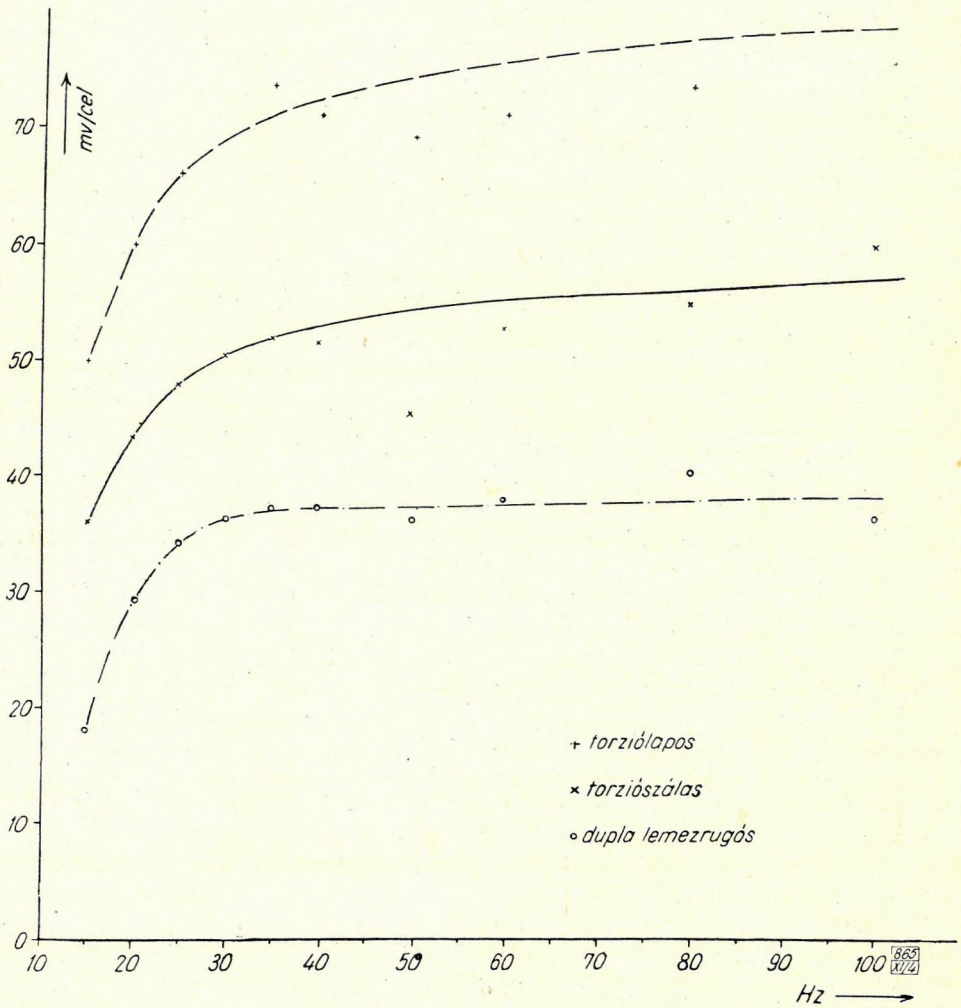




2. ábra



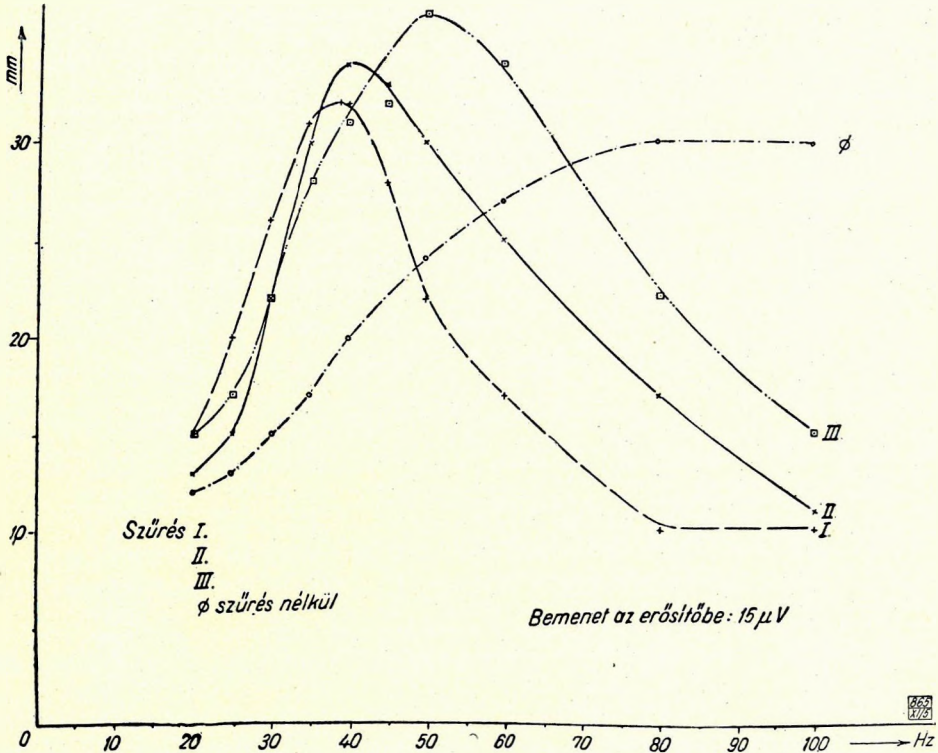
3. ábra



4. ábra

sítésszabályozást sem. A berendezés egyes elemeit a következőkben jellemezzük:

1. Szeizmométerek. Három különböző típusú szeizmométert használtunk (torziószálas, torziólapos, kettős laprúgós típust), amelyek frekvencia-karakterisztikáját a 4. ábrán adjuk. A torziós típusok alacsony (kb. 6 cps) sajátfrekvenciájuk, a laprúgós típus saját frekvenciája magasabb (kb.



5. ábra

16 cps). A csillapítás mindnél 0,7 crit. Méréseinkhez az 5,5 cps frekvenciájú torziószálas szeizmométert használtuk.

2. Erősítő. Ellenállásos csatolású, automatikus erősítésszabályozás nélkül dolgozó, bekapcsolható szűrőkkel rendelkező erősítőt használtunk. A kapcsolási vázlatot a 3. ábrán adjuk. A berendezés teljes érzékenységét úgy állítottuk be, hogy  $1 \mu V$  feszültségű 80 cps-os bemenő jel 2 mm elmozdulást okozzon a legérzékenyebb galvanométer fényfoltjánál a regisztrátumon. A teljes érzékenységet kézi potenciométerrel úgy csökkentettük, hogy a normális talajnyugtalanság legfeljebb 1 mm amplitudót adjon a legérzékenyebb galvanométernél. Az erősítő frekvenciaátvitelét az 5. ábrán mutatjuk. A karakterisztikák  $15 \mu V$  bemenettel készültek. A vízszintes tengelyen a bemenő jel frekvenciáját, a függőlegesen pedig a legérzékenyebb galvanométer fényfoltjának elmozdulását raktuk fel. A későbbiekben ismertetésre kerülő valamennyi mérésnél az erősítő beállítása ugyanaz volt. Szűrést nem használtunk, a felvételek széles sávú átvitelrel ( $\emptyset$ ) készültek.

3. Galvanométerek. Az egy csatorna által adott jelet egyidejűleg 6 galvanométer regisztrálja. A galvanométerek érzékenységét úgy állítottuk be, hogy a szomszédosaké 1:3 legyen. E szerint a beállítás szerint a legérzékenyebb és a legérzékletlenebb galvanométernél az erősítési viszony 243:1 lett. Figyelemmel arra, hogy a használt regisztráló berendezésnél egy galvanométernyomon 2 mm elmozdulás már jól leolvasható és 10 mm elmozdulás még nem zavarja a szomszédos nyomokat, a berendezés ezer-szeres amplitudótartományt fog át. A galvanométerek sajátfrekvenciája kb. 300 cps és olajjal vannak 0,7 crit-ra csillapítva.

A berendezés erősítése tehát frekvenciától függő ugyan — különösen az erősítő kimenő transzformátora miatt — azonban a megadott karakterisztikák alapján a tényleges amplitudó viszonyokra következtethetünk. Méréseinknél, ahol aránylag kicsik voltak a frekvenciakülönbségek, még ilyen átszámítás sem volt szükséges.

III. Mérés. A 6. ábrán a már említett «C» szeizmogrammon kívül bemutatunk még két szeizmogrammot. Az «A» szeizmogramm levegőben robbantással, a «B» lyukban robbantással készült. Mint látjuk, a terület szeizmikus jellemzője egy erős reflexió 1,2 sec körül, minden valószínűség szerint a triász mészkő alaphegység felszínéről és két gyengébb kb. 0,6 és 0,8 sec-nál, amelyek az alsó és felső pannon határának környezetében lévő reflektáló felületekről származnak.

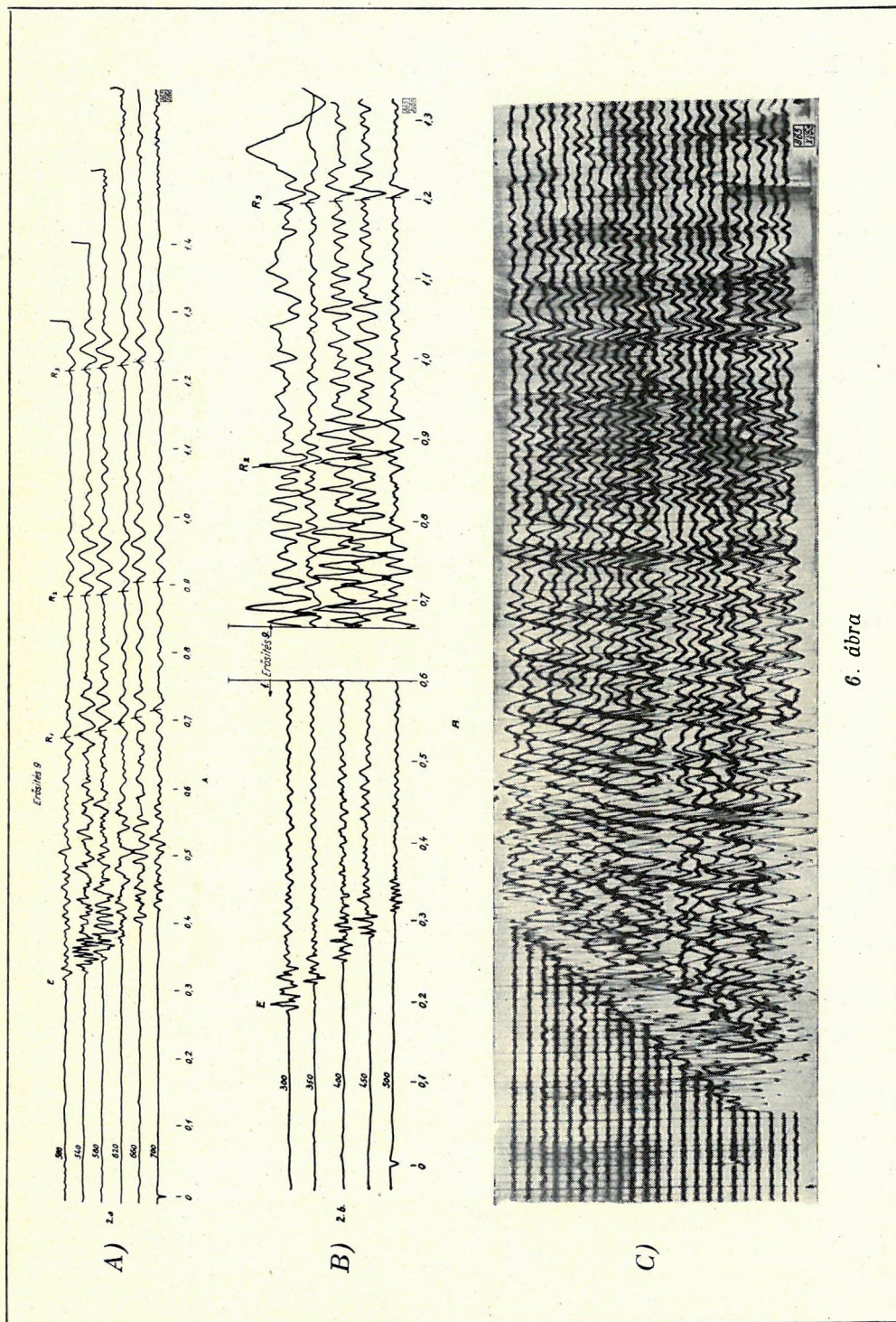
Az «A» szeizmogramm készítésénél, hogy még az 1,2 sec-os reflexiót se zavarja a robbanás hanghulláma, a legközelebbi geofonállást a robbantóhely középpontjától 500 m-re tűztük ki. A többiek 40 m-rel távolabb vannak egymástól egész 700 m-ig. Robbantáshoz 13 darab 1 kg-os dinamit I patront használtunk. Ezeket 23 m-es oldalhosszú, egyenlőoldalú háromszögekből a 7. ábra szerint felépített szabályos alakzat szögpontjaiban helyeztük el a felszín felett 2,60 m magasságban és egyidőben robbantottuk el. Teljes erősítést használtunk és széles sávú átvitelt.

A «B» szeizmogramm robbantólyukból készült, amely a 7. ábrán mutatott alakzat belsejében volt. A legközelebbi geofonállás 300 m-re, a legtávolabbi 500 m-re volt kitézve a robbantólyuktól. A robbantás a felszín alatt 7 m-ben 0,1 kg dinamit I felhasználásával, tiszta vízfojtással történt. Abból a célból, hogy a teljes szeizmogramm olvasható legyen, csupán a második felét (9-es erősítés) mutatjuk az «A» szeizmogrammal azonos erősítéssel, az első felét pedig  $\frac{1}{9}$  arányban kicsinyítve. Szűrés és erősítés ugyanaz, mint «A»-nál.

Megjegyezzük, hogy az «A» és «B» szeizmogrammok egyes sorai nem egyidejűleg készültek, hanem egymás után történt lövésekkel. A fontosabb impulzusokat megjelöltük a szeizmogramokon:  $E$  az első refrakciós beérkezés,  $R_1$  a 0,6 sec,  $R_2$  a 0,8 sec,  $R_3$  az 1,2 sec közelében lévő reflexiók impulzus.

Megállapíthatjuk, hogy a levegőben robbantás ezen a területen — és a hasonló szerkezetű területeken — eredménnyel használható. Minden esetre feltűnő, hogy POULTER megállapításával ellentétben lényegesen nagyobb (130-szoros!) töltetmennyiséget kellett használni az LL eljárásnál, mint TL-nél. Ezt mutatja a 6. ábra is, ahol az «A» és «B» szeizmogrammok a reflexiók beérkezések amplitudói kb. azonos nagyságúak, pedig «A» 13 kg, «B» pedig 0,1 kg dinamit I elrobbantásával készült.

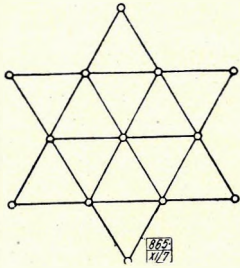
Kísérleteink annak megállapítására történtek, hogy a töltetrendszer



6. ábra

egyres jellemzőinek változtatása milyenképpen módosítja a szeizmogrammot, főként a reflexiós beérkezések amplitudóját és frekvenciáját.

Minden esetben a 7. ábra szerinti elrendezést használtuk. A töltetek hengeres dinamit I patronok voltak, amelyeket megfelelő hosszúságú farudakra szúrtunk fel vízszintes vagy függőleges tengellyel. A lövés egyidejűleg történt. A következőkben ismertetésre kerülő felvételeknél a felvevő szeizmométer a robbantási alakzat középpontjától 500 m távol volt elhelyezve.



7. ábra

IV. Mérési adatok. Méréseink a töltettávolság, töltetmagasság, töltetmennyiség szerepére és a regisztrátumon mutatkozó energiaeloszlásra vonatkoztak.

1. A töltettávolság befolyására az 1. táblázatban közölt adatokat kaptuk.  $13 \times 0,5$  kg dinamit I-et használtunk 2,50 m magasságban.  $d$  a töltettávolságot,  $E$ ,  $R_1$ ,  $R_2$ ,  $R_3$  a megfelelő refrakció, illetőleg reflexiók maximális amplitudóját jelenti. Megállapíthatjuk, hogy a töltetek távolsága nem döntő a reflexiós energia szempontjából, csak az a lényeges, hogy a 16—22 m közönbélül maradjon.

Megvizsgáltuk azt is, hogy a reflexiós beérkezések frekvenciája függ-e a töltettávolságtól. Ilyen függést a  $d = 8$  m és a  $d = 25$  m közben nem tapasztaltunk. A reflexiós beérkezés frekvenciája mindenütt 31 cps volt. Az eltérések nem haladták meg a kiolvasási hibát.

1. táblázat

$d$	$E$	$R_1$	$R_2$	$R_3$
8 m	8 mm	4 mm	3 mm	3 mm
12	6	4	3	3
16	7	6	3	3
19	6	5	5	3
20	4	5	4	4
22	4	6	4	5
23	4	4	4	4
24	5	4	4	4
25	5	2	2	2

2. A töltetmagasságot  $d = 23$  m-nél változtattuk. Ugyanazt a töltetmennyiséget használtuk, mint az előző esetben. A 2. táblázat adatai szerint ( $h$  töltetmagasság;  $E$ ,  $R_1$ ,  $R_2$ ,  $R_3$  amplitudók) az LL eljárás nem túl kényes a töltetmagasság megtartására. Nem tapasztaltuk, hogy a reflexiók frekvenciája függene a töltetmagasságtól.

3. A robbanótöltet mennyiségének változtatása a reflexiós amplitudo arányos növekedését jelenti a 3. táblázat szerint. Itt  $d = 22$  m és  $h = 2,50$  m volt.  $q$ -val az egyes töltetek mennyiségét,  $E$ ,  $R_1$ ,  $R_2$ ,  $R_3$ -mal a megfelelő amplitudókat,  $R$ -rel pedig a reflexiós amplitudók számtani közepét jelöljük.

2. táblázat

$h$	$E$	$R_1$	$R_2$	$R_3$
2,40 m	7 mm	6 mm	5 mm	4 mm
2,50	5	4	4	4
2,50	6	7	5	5
2,60	4	6	6	6

3. táblázat

$q$	$E$	$R_1$	$R_2$	$R_3$	$R$
0,1 kg	0 mm	1 mm	0 mm	0 mm	0,3 mm
0,5	4	6	4	5	5,0
1,0	8	8	6	6	6,7
2,0	11	14	12	12	12,7

Megvizsgáltuk azt is, hogy a patronok orientálása jelent-e valamit a reflexiós energia szempontjából. Ezért a patronokat egyes esetekben függőleges, máskor — egyébként azonos körülmények között — vízszintes tengellyel helyeztük el, a mérési szelvény irányával párhuzamosan. Nem észleltünk különbséget.

4. *Zavarnívó.* Az LL módszer igen lényeges előnyének látszik, hogy a zavaró beérkezések száma és nagysága kisebb, mint lyukban robbantásnál. Ilyen szempontból analizáltuk a 6. ábra «A» és «B» szeizmogrammainak az 500 m-es geofonállásban készült két sorát. Megnéztük, hogy az  $R_2$  és  $R_3$  reflexiós beérkezések 0,1 sec-os környezetében mekkora az átlagos amplitudó ( $Z$ ) és viszonyítottuk a reflexiós beérkezések amplitudójához ( $R$ ). Eredményeinket a 4. táblázat mutatja.

4. táblázat

Kijárás	Reflexió	$Z$	$R$	$R : Z$
LL	$R_2$	1,6 mm	5,3 mm	3,3
LL	$R_3$	1,6	5,8	3,6
TL	$R_2$	7,0	16,7	2,4
TL	$R_3$	6,4	14,8	2,3

5. *Energiaeloszlás.* Kísérleti LL szelvényünkkel azonos helyen ellenőrzésképpen TL módszerrel is löttünk 17 és 21 m mélységben 0,1 és 0,5 kg dinamit I-gyel. Az 5. táblázatban a TL eljárásra vonatkozólag értékeljük ki az első refrakció amplitudójának ( $E$ ) és az  $R_3$  reflexió amplitudójának ( $R_3$ ) viszonyát különböző mélységekre ( $h$ ) és töltésmennyiségre ( $Q$ ). Ha ezt összehasonlítjuk a 6. táblázat adataival, ahol a kiértékelést egyes LL felvételekre végeztük, látjuk, hogy az irányítottság következtében a refraktált energia lényegesen kisebb az LL módszernél, mint a TL eljárásnál.

5. táblázat

$h$	$Q$	$E$	$R_3$	$E : R_3$
—17 m	0,1 kg	325 mm	11 mm	29,5
—21	0,1	430	15	28,7
—17	0,5	548	36	18,0
—21	0,5	1700	39	43,6

6. táblázat

$d$	$Q$	$E$	$R_3$	$E : R_3$
8 m	6,5 kg	8 mm	3 mm	2,7
16	6,5	7	3	2,3
24	6,5	5	4	1,2

A IV. pontban közölt mérési eredmények, amelyek egy hosszabb mérési sorozatnak első adatai, természetesen nem nyújthatnak minden tekintetben teljes felvilágosítást. Az eddigiek alapján a következő összefoglaló megállapításokat tehetjük:

1. Azonos reflexiós amplitudó eléréséhez kb. 150-szer akkora töltésmennyiség kell az LL eljárásnál, mint a TL-nél. Ez a nagy töltéskülönbség aggodalmat kelthet a módszer használhatóságát illetően. Figyelembe kell azonban vennünk, hogy a mérést «jó» területen végeztük, ahol lyukban robbantáshoz kis töltetek is elegendők. Meg kell vizsgálnunk — ez egyik közeli programunk — hogy «rossz» területeken, ahol lyukban lövéshez is nagyobb (2—10 kg dinamit) töltetek szükségesek, hogyan alakul az arány.

2. Amint a 6. ábrán láthatjuk, a felvevőnek nem szükséges szűréssel rendelkeznie.

3. A refrakciós és reflexiós beérkezések amplitudóinak viszonya az irodalmi adatok alapján várt módon változott az LL eljárásnál. Itt  $1,2 < E/R_3 < 2,7$ , míg TL-nél  $18 < E/R_3 < 44$ .

4. A zavar-hasznos jel viszony kedvezően alakult. A lyukban robbantás-



nál az  $R/Z$  kiolvashatósági számra a 2,3 értéket kapjuk, ami kétségkívül jól kiértékelhető reflexiót jelent, de rosszabb, mint az LL eljárással készült szeizmogramra megállapítható 3,5 érték. Itt is hangsúlyoznunk kell, hogy «jó» területről van szó.

5. A töltetmagasság és töltettávolság változtatása, a töltetek orientálása igen kis változást okozott a reflexiós beérkezések amplitudójában. A töltet mennyiségének változtatása a reflexiós amplitudó arányos változását eredményezte.

6. Külön fel kell említenünk azt a tényt, hogy a töltéstávolság változtatása nem változtatta a reflexiók frekvenciáját, amely távolságtól függetlenül 31 cps érték körül mozgott. Ez figyelemreméltó azért, mert POULTER egy dolgozata szerint a keltett rengéshullám frekvenciája erősen függ a töltettávolságtól. Itt figyelembe kell vennünk, hogy POULTER az említett összefüggést a robbantóhely alatt 6 m mélységben mérte, mi pedig 800—1500 m mélységből reflektált hullámra vonatkozólag állapítjuk meg adatainkat, ahol tehát jelentős szelektív abszorpcióval is számolnunk kell. Mivel azonban az  $R_1$ ,  $R_2$  és  $R_3$  reflexiók frekvenciája nem tér el a hibahatárnál nagyobb értékkel, a szelektív abszorpciót nem tekinthetjük lényegesnek — amint a bevezetésben említettük is — ebben az esetben. Az ellentmondás kiderítése további vizsgálatot kíván. Lehetségesnek tartjuk, hogy ugyanúgy, mint ahogy egyes területeken a TL eljárásnál szerepe lehet közel felszíni rétegek saját rezgésének a behatoló hullám kialakításánál, ilyen hatás LL eljárásnál is mutatkozik. Ebben a felfogásban az LL eljárásnál a légnyomás hullám gerjeszti az önálló rezgésre képes réteget és a rengéshullámot a réteg sajátrezgése alakítja ki. Különösen akkor adódhat ez elő, ha a légnyomáshullám és a felszíni réteg frekvenciája nem sokkal tér el.

Összefoglalva megállapíthatjuk, hogy a levegőben robbantás eljárása alkalmazhatónak és előnyösnek látszik, egyelőre legalább is «jó» területeken. Néhány kérdés további megvizsgálására van szükség, különösen annak, hogy a hazai rosszul reflektáló és néma területeken milyen alkalmazási lehetőségei lehetnek.

Ez a dolgozat a Geofizikai Intézet szeizmikus laboratóriumában készült. Elkészítésében és a mérések elvégzésében Stegena Lajos, Liptay István, Sedy Lóránt és Járányi István kutatók működtek közre.

#### SZAKIRODALOM

1. T. C. POULTER—L. V. LOMBARDI: Multiple Reflections on the Edwards Plateau. *Geophysics*, 1952. Vol. XVII., p. 107.
2. CH. J. DEEGAN: New Seismic Shooting Method Demonstrated at San Antonio. *The Oil and Gas Journal*, 1948. Vol. 47, No. 28.
3. T. C. POULTER: The Poulter Seismic Method of Geophysical Exploration. *Geophysics*, 1950. Vol. XV., p. 181.
4. A. STETTACHER: Schiess und Sprengstoffe. Zürich, 1947.
5. D. H. CLEWELL—R. F. SIMON: Seismic Wave Propagation. *Geophysics*, 1950. Vol. XV. p. 50.
6. SÜMEGHY J.: Tiszántúl. Magyar Tájak Földtani Leírása. 6. köt.
7. SCHMIDT E. R.: A Kincstár Csonkamagyarországi Szénhidrogénkutató Mélyfúrásai. *M. kir. Földtani Intézet Évkönyve*. 1939. XXXIV. köt. 1. sz.

Л. ШТЕГЕНА:  
ОПЫТНЫЕ ГЕОТЕРМИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ

Автор в своей статье описывает результаты геотермических измерений в области промышленной геологии. В теоретической части он излагает два специальных решения дифференциального уравнения теплопроводности Фурье. В второй части своей статьи касается вопросов конструкции прибора. В третьей части изложены результаты опытов уже показавших возможность применения сконструированного прибора при определении глубины залегания известняков, а также при определении сброса, заполненного водой высокой температуры.

L. STEGENA:  
EXPERIMENTAL MEASUREMENTS WITH A THERMAL MEASURING  
ARRANGEMENT

Author is dealing in this article with the geothermal measurements of economical geology. The theoretical part discusses two special solutions of Fourier's heat-conducting differential equation, the second part the problems of instrumental constructions and the third part gives an account of the experimental results. Author made a successful use of his arrangement in one case when defining the depth of the limestone-ayer and in another case when demonstrating heaves carrying thermal waters.

KÍSÉRLETI MÉRÉSEK EGY TERMÁLIS MÉRŐBERENDEZÉSEL  
STEGENA LAJOS

A geotermális mérések a gazdasági geológia problémáinak megoldására általában két típusba sorolhatók:

a) a közelfelszíni hőmérsékletmérések a hőmérséklet vízszintes gradien-sének meghatározására, b) mérések furólyukakban a hőmérséklet vertikális eloszlásának tanulmányozására.

Jelen tanulmányomban egy, a hőmérséklet vízszintes irányú változásá-nak mérésére alkalmas eszközzől, és a végzett mérésekről számolok be.

I. Elméleti rész

A mérési eredmények értelmezése céljából áttekintjük a hőáramlás Fourier-féle elméletének alapösszefüggéseit. A hőáramlásnál használt fogal-mak általában analogok a hidrodinamika és elektrodinamika egyes fogal-maival.

A hőáramlás alapvető differenciál-egyenlete:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \mu \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right). \quad (I)$$

ahol a  $T$  a hőmérséklet,  $t$  az idő,  $x, y, z$  a három térkoordináta.

Ez a differenciálegyenlet megadja a lehetőséget  $T$  meghatározására, ha  $\mu$  ismeretes.  $\mu$  anyagi konstans,  $\mu = \frac{K}{e \cdot c}$ , ahol  $K$  a közeg hővezetőképességét,  $c$  a fajhőjét és  $e$  a tömegsűrűséget jelenti.

A következőkben két egyszerű esetet tekintünk, mindkettőt  $\mu = \text{const.}$  feltétellel. Feltételezzük még, hogy nagy, homogén síkfelületekről van szó.

Megnézzük, hogy 1. milyen hőmérsékleteloszlás felel meg a stacionárius állapotnak ( $T = \text{constans}$ , az időtől független) és 2. milyen jelenséget okoz a felső rétegekben a felszíni hőmérséklet ingadozása. E két eset a geotermális mérések értelmezésének két alapvető kritériumát adja meg.

1. Ebben az esetben (I) megoldása

$$T = A + Bx + Cy + Dz \quad (II)$$

Tehát lineáris hőmérsékleteloszlásunk van, az izotermális felületek pedig párhuzamos síkok.

Ha feltesszük még, hogy a hőmérséklet a felszínen azonos és a hőmérsékleti gradiens vertikális, azaz

$$T_{x=0} = \Theta, \quad \frac{\partial T}{\partial x} = G, \quad \frac{\partial T}{\partial y} = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial z} = 0,$$

akkor

$$T = \Theta + G_x. \quad (III)$$

2. Ha feltételezzük, hogy a hőingadozás (napi, évi) periódikus,

$$T = T_0 \sin \omega t \quad (IV)$$

és a felszín hőmérséklete  $t = 0$  időpillanatban  $\Theta$ , akkor a kezdeti feltétel  $x = 0$  helyen,  $y$  és  $z$ -től függetlenül

$$T = \Theta + T_0 \sin \omega t \quad (V)$$

az (I) alatti differenciálegyenlet megoldása pedig

$$T = A + T_0 \cdot e^{-2\pi \frac{(x \cdot \cos \alpha + y \cdot \cos \beta + z \cdot \cos \gamma)}{\lambda}} \cdot \sin 2\pi \left( \frac{t}{\tau} - \frac{x \cos \alpha + y \cos \beta + z \cos \gamma}{\lambda} \right) \quad (VI)$$

ahol  $\cos^2 \alpha + \cos^2 \beta + \cos^2 \gamma = 1$ .

A kezdeti feltétel figyelembevételével

$$\cos \alpha = 1, \quad \cos \beta = \cos \gamma = 0, \quad A = \Theta$$

s így a megoldás

$$T = \Theta + T_0 \cdot e^{-2\pi \frac{x}{\lambda}} \cdot \sin 2\pi \left( \frac{t}{\tau} - \frac{x}{\lambda} \right) \quad (\text{VII})$$

Itt  $\lambda$  hullámhossz,  $\lambda = 2 \sqrt{\pi \cdot \mu \cdot \tau}$  és  $\tau$  rezgésidő,  $\tau = 2\pi/\omega$ .

Látható, hogy a külső hőingadozás behatol a kéregbe, mégpedig a továbbterjedése hullámszerű. A hullám amplitúdója gyorsan esik, minél mélyebben vizsgáljuk tehát, annál kisebb amplitúdót és annál nagyobb fáziskésést tapasztalunk.

Vegyünk figyelembe csak egy napi ingadozást ( $\tau = 1$  nap) és nézzük az amplitúdót 1 hullám mélységben. (A fáziskésés nyilván 1 nap). Ekkor:

$$\lambda = 2 \sqrt{\pi \cdot 0,049 \cdot 86 \cdot 400} \approx 70 \text{ cm.}$$

Itt az amplitúdó  $T_0 \cdot e^{-2\pi} \approx T_0 \cdot 0,002$ .  $20^\circ \text{ C}$  hőingadozást tételezve fel:

$$20 \cdot 0,002 = 0,04^\circ \text{ C}$$

Eszerint tehát 70 cm mélységben még észlelhető bizonyos kis ingadozás a napi hőmérsékletjárás következtében, kb 1 m mélységben azonban már a mérési hibahatáron belül van.

Fourier képletéből kitűnik a hővezetőképesség ( $\kappa$ ) döntő volta. Néhány közet hővezetőképességét az 1. táblázatban közlöm.

1. táblázat

Közetek hővezetőképessége $10^8$ c.g.s. egységben			
Levegő ( $0^\circ \text{ C}$ )	0,05	Gránit	4—8
Víz	1,4	Gipsz	2—4
Talaj	0,03—0,9	Mészkö	5—8
Petroleum	3—4	Csillám	0,9—1,8
Kövső	6—7	Földpát	5
Homokkő	5—7	Szén	0,3—0,8

## II. Eszköz-szerkesztés

Az előzőkből is kitűnik, hogy geológiai kutatási célokra a hőmérsékletnek kb.  $1/100^\circ \text{ C}$  pontossággal történő mérése szükséges. A mérés régebben speciális higanyos hőmérőkkel történt. Ezek — bár pontosak — igen körülményesek és drágák. Hamarosan áttértek az ellenállásmérők, termoelemek és termooszlopok alkalmazására.

Mi az ellenállás-hőmérők mellőzésével a termoelemes megoldást választottuk. Termooszlop alkalmazása kisebb érzékenyséű műszert kíván, de nagyobb a hőkapacitása. A kémiaiilag ellentállóbb nemes fémek (platina, ródiium) hiányában réz-konstantán összeállítású termoelemeket készítettünk.  $0,4 \text{ m/m}$ -es réz és  $0,4 \text{ m/m}$ -es konstantán huzalt PVC masszával kéteres drót formában bevulkanizáltunk. A huzalt 3 m-es darabokra elvágtuk és egyik végét kb 1 cm-es darabon letisztítva, a rézvezetéket a konstantán vezetékkel szénelektrodával összehegesztettük. Az így kapott termoelemek EME-je 45 mikrovolt pro  $1^\circ \text{ C}$ .

A mérési elrendezés kompenzációs rendszerű (1. ábra).

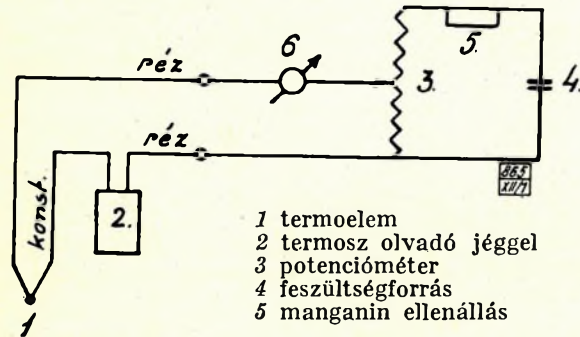
A mérési elv igen egyszerű, de a megvalósítása a kívánt pontosság miatt elég nehéz.

A galvanométer megkívánt érzékenysége: mivel  $0,01^\circ \text{C}$  pontossággal akarunk dolgozni, a fenti termoelem-érzékenység miatt —  $4,5 \cdot 10^{-7}$  volt skálaérzékenységű műszerre van szükség. Ez terepműszernél elég nagy követelmény. Mi egy torziószálas fénymutatós műszert használtunk erre a célra.

A potenciómétertől megkivánjuk, hogy leolvasásai  $0,01\%$ -ra visszaterjenek és a potencióméter ellenállása a hőfokkal ne változzék. Ezek a követelmények igen finom mechanikai megoldást igényelnek. Mi egy

HARTMANN—BRAUN-rendszerű, 100 ohmos mangánin huzalpotenciómétert használtunk.

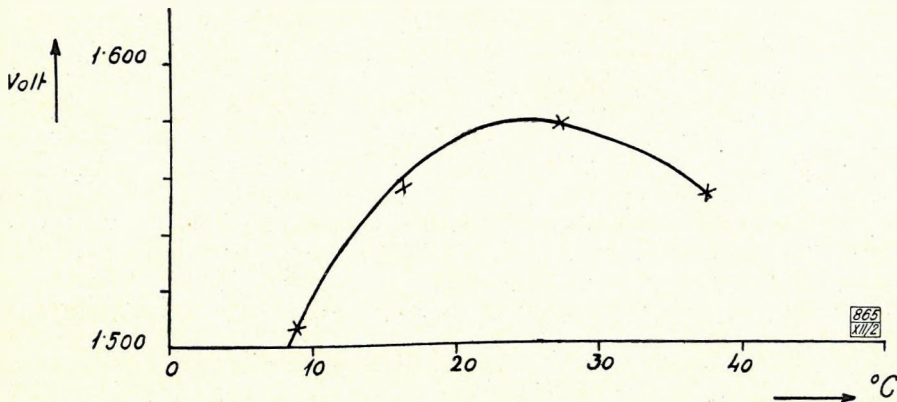
Az összehasonlító feszültségforrástól megkivánjuk, hogy feszültsége állandó legyen, ne függjön se a hőfoktól, se a szobajövő,  $10\text{--}15$  mikroamperes terheléstől. E célra Weston vagy telített WESTON normál-elem látszik a legalkalmasabbnak. Házi gyártmányú Weston normál-elemünk feszültsége



1. ábra

a hőfoktól nem függött, de függött a terheléstől. Hosszabb állás után bekapcsolva nagyobb EME-t mutatott, mint használat közben és mérés közben is ingadozott  $2\text{--}3$  ezreléket. Emiatt, mivel jó Weston elemet nem tudtunk kapni, áttértünk rúdelem használatára. Ennek feszültsége kellő előkészítés után nem ingadozott. Az előkészítés abban állt, hogy az új rúdelemet 1 órán keresztül  $200$  milliamperral terheltük. A rúdelem feszültsége hőfokfüggő. A hőfokjárást kimértük (2. ábra), de mindjárt tapasztaltuk, hogy a levegő hőmérsékletét a rúdelem elég lassan követi, nagy fáziskéséssel.

Rúdelem EME-jének függése a hőfoktól.

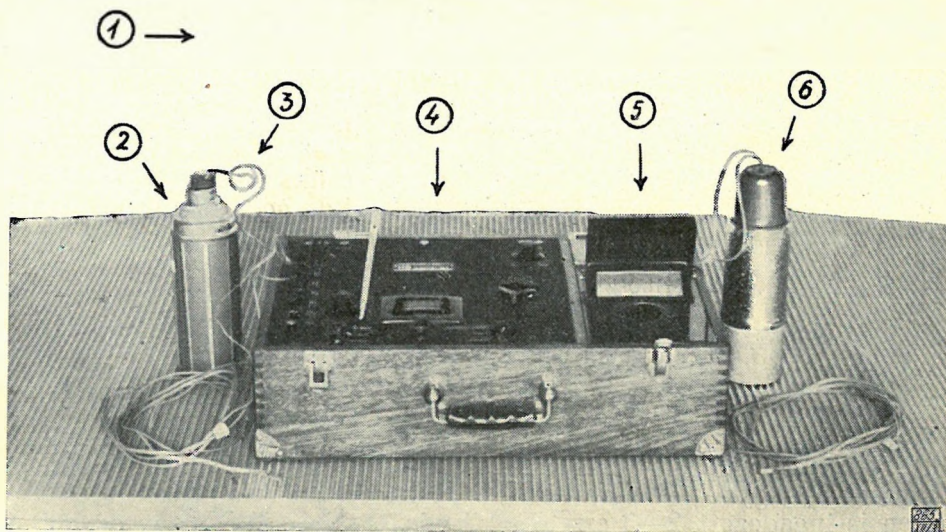


2. ábra

Ezért célszerűnek látszott korrekciós faktorok helyett úgy dolgozni, hogy a rúdelemet aszbeszt-gyapot között termoszba zártuk. Így elértük, hogy 1—1 szelvény mérésének ideje (1—2 óra) alatt az elem EME-je nem változott a megkívánt 0,5 ezrelék hibahatáron kívül.

Az 1. ábrán 5-tel jelölt feszültségkorlátozó ellenállás nálunk 100 kilo-ohmos mangánellenállás volt. Így a 100 ohmos potencióméteren az 1,5 voltos elem feszültségéből 1,5 millivolt esett, tehát műszerünk a réz-konstan-tán termoelemekkel 0—33° C hőfok-tartományt fog át.

#### Termális eszköz kalibrálása



3. ábra

1 1/100° C hőmérő; 2 termosz olvadó jéggel; 3 termoelem; 4 potencióméter; 5 galvanóméter; 6 rúdelem termoszban

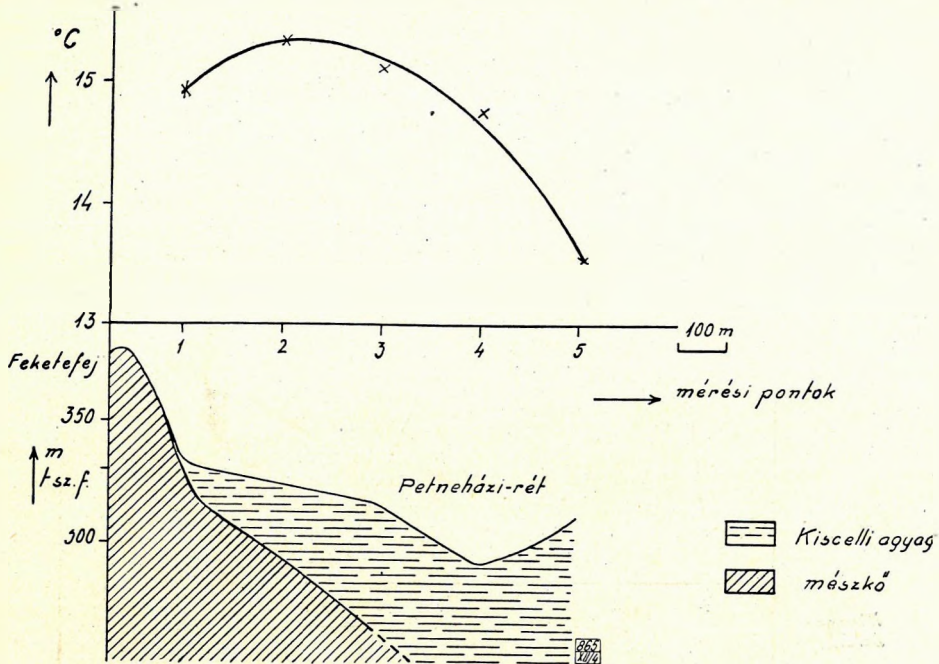
Bár a kötéseknel gondosan ügyeltünk, másodlagos kis termo-elemek felleptét eszközünkben nem tudtuk elkerülni. Ezeknek feszültsége, függvén a levegő hőmérsékletétől, méréseinket eléggé zavarta. Jelenlétüket valószínűleg a felhasznált anyagok tisztátlanságai okozták. A bajon úgy segítettünk, hogy eszközünkbe pólusfordító kapcsolót építettünk be, amely egyszerre változtatja a termoelem és a rúdelem polaritását. Kétoldali észlelés középértékéből az eszköz termofeszültsége kiesik. Valamennyi termoelemünket 1/100° C pontosságú higanyos hőmérővel több hőfokon bekalibráltuk (3. ábra).

### III. Terepmérések

Eszközünket először Hajduszoboszlón próbáltuk ki. Itt szereztünk tapasztalatokat a fúrás, termoelem-lehelyezés, fúrási mélység, az elektrodák benn tartási ideje körül. Végül kimértük a melegvizes medencék termális hatását a medencéktől távolodó szelvényekben.

Miután eszközünk a várakozásnak megfelelően viselkedett, szelvényeket mértünk a Budai hegységben. Első szelvényünket a Hárshegy mellett mértük, a Hárshegy és Feketefej között. A fúrás mélysége 260 cm, az elektrodák benn tartásának ideje a fúrásban 16 óra volt. A 4. ábra ábrázolja a termális szelvényt, alatta pedig a valószínű geológiai szelvényt fűntettük fel.

Figyelembe véve az 1. táblázat adatait, amely szerint a talaj hővezetőképessége  $0,3-0,9 \cdot 10^{-3}$  cgs, a mészkőé  $5-8 \cdot 10^{-3}$  cgs, eredményeink a várakozásnak megfelelőek. A mészkő süllyedésével a talajhőmérséklet csökken.



4. ábra

Egy másik szelvényünk a Hármashatárhegytől az aquincumi temető felé húzódik. A hármashatárhegyi termális szelvényt és a geológiai szelvényt az 5. ábrán közöljük. Méréseinkben a budai termális fővető hatalmas maximummal jelentkeznek.

Ezen kezdeti, kísérleti mérések után eszközünket rádióaktív anyagok kutatásánál és szulfidos vasércsek kutatásánál szándékozunk kipróbálni.

Méréseinkkel párhuzamosan laboratóriumban meg fogjuk mérni jellemzőbb hazai kőzeteink hővezetőképességét, hogy méréseink biztosabban értelmezhetőek legyenek.

Jelen dolgozat az Eötvös Loránd Geofizikai Intézet szeizmikus laboratóriumában készült. Munkatársak: Gálfi János, Stegena Lajos, Pacsirszky László.

## SZAKIRODALOM

B. GUTENBERG: «Physics of the Earth» 1939.

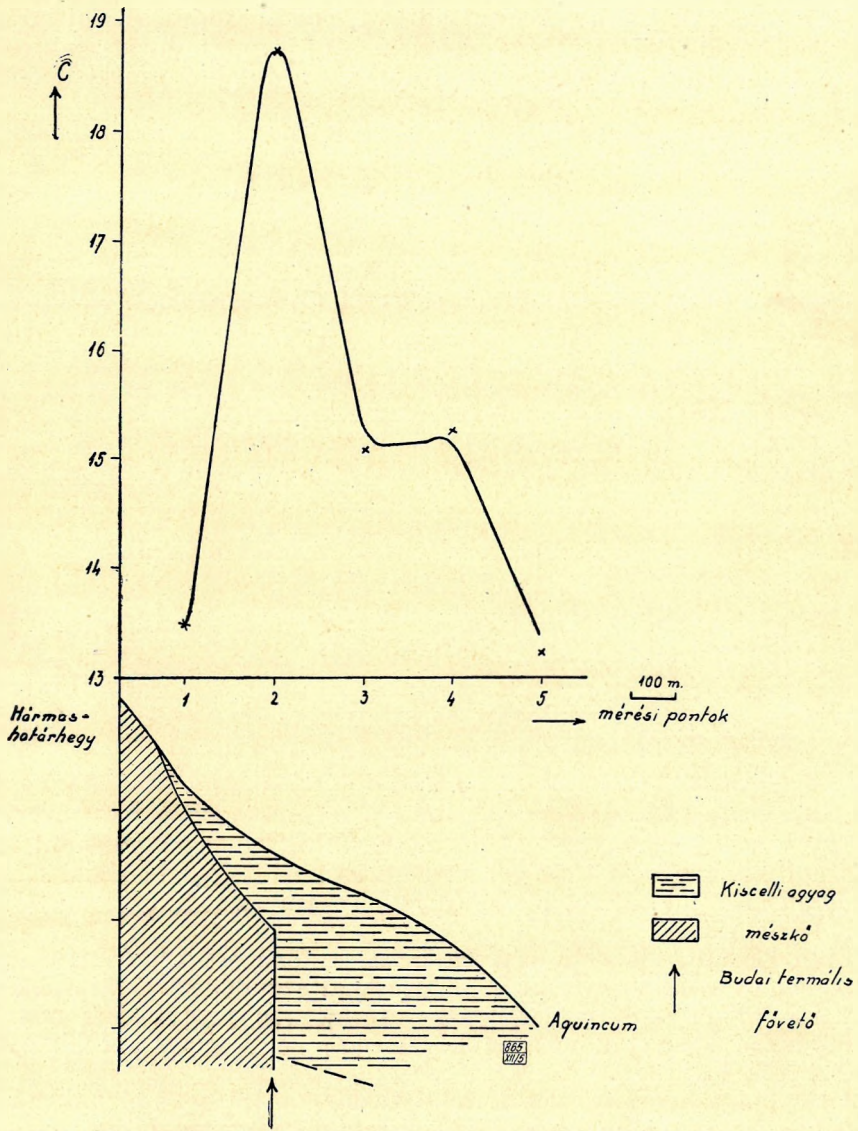
L. R. INGERSOLL: Geothermal Gradient Determinations... Trans. Soc. Pet. Geoph. Vol. II. 1932 március.

VAN ORSRAND: Application of Geothermics to Geology. Bul. A. A. P. G. 1934. jan.

M. W. STRONG: «Significance of Underground Temperatures». Journ. Instr. Petr. Techn. 1934. febr.

J. JAKOSKY: Exporation Geophysics, 1951.

Komáromy István: Különböző azimutokban végzett gravitációs észlelések vizsgálata.



5. ábra

Felelős kiadó: Solt Sándor

Műszaki felelős: Rózsa István

Megrendelve: 1952. VIII. 12. — Imprimálva 1952. XII. 2. — Papír alakja : 70/100.  
 A könyv azonossági száma: 865 — Ívek száma: 1<sup>1</sup>/<sub>4</sub>. — Ábrák száma: 12. — Példányszám: 500.

Ez a könyv az MNOSZ 5601—50 Á és MNOSZ 5602—50 Á szabványok szerint készült.

4884. Franklin-nyomda Budapest, VIII., Szentkirályi-utca 28.  
 Felelős: Ketskés János.