

A SZEIZMIKUS FELSZÍNI ZAVARHULLÁMOK

ÁDÁM OSZKÁR

О. АДАМ

АНАЛИЗ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН-ПОМЕХ

Волны-помехи охватывают, по сути дела, два типа волн: первый тип, характеризующийся наибольшей интенсивностью, представлен вертикально поляризованной поперечной волной (SV), а второй, менее интенсивный тип – волной Релея, состоящей из одного или, возможно, двух циклов. Различные составляющие волн первого типа распространяются в различных проводящих средах и происходят из различных источников.

Кроме этого обсуждаются механизм волн-помех и динамические особенности их отдельных составляющих.

О. АДАМ

AN ANALYSIS OF THE SEISMIC GROUND ROLL

The ground roll, in fact, comprises two wave-types: the first and of greatest intensity is the vertically polarized transverse wave (SV); the second and of smaller intensity is the Rayleigh wave consisting of one cycle, eventually of two cycles. The different components of the former travel in different wave-guides and the individual components originate from different sources. Beside this, consideration is given to the ground roll mechanism and the dynamical characteristics of the ground roll components.

Bevezetés

A legmodernebb szeizmikus technológiai eljárások során is nap mint nap találkozunk a zavarhullámmal, amely rendszerint nagy területeken teszi lehetővé a hasznos jel észlelését, azaz a pontos földtani kép meghatározását.

Magyarországon, bár az elmúlt évek során a magnetofonos jelrögzítésű analóg berendezések, a geofon és robbantópont csoportok, de méginkább a horizontális többszörös fedésű, összegező észlelési rendszerek (stacking) alkalmazása lényeges előrelépést jelentett, a zavarhullám azonban ezek ellenére ma is van, a zavarhullámos néma területek kiterjedése sem csekély, gazdaságilag sem jelentéktelen. Ezekben a területeken eredményes munkát csak akkor fogunk tudni végezni, ha a zavarhullámok alaptermészetét, összetevőit és mechanizmusát tisztázzuk.

Hazánkban a zavarhullámok a laza konszolidálatlan üledékekhez kapcsolódnak. Ilyen a lösszel borított DNY Dunántúl területe (SZÉNÁS Gy., ÁDÁM O., 1953), valamint a Dunántúl más, enyhén dombos területei, – ahol a talajvízszint mélyen van. De a zavarhullámoktól terhesek az Alföld olyan területei is, ahol – mint például Hajdúszoboszló, Zagyvarékás, stb. (POLCZ, 1963, OKGT SZKŰ 1958, 1959, SZÉNÁS, 1962) a talajvízszint ugyan a felszínen, vagy a felszínközélen van, de a felszíni és felszínközeli nagyon laza, konszolidálatlan üledékek rendkívül rossz energiaközvetítők és jó zavarhullám vezetőik.

Zavarhullámos területeinkről POLCZ IVÁN diplomamunkájában (1963), a lehetőségekhez mérten – jó összeállítást közölt. A legmarkánsabbak ma is a régi területek, a DNY dunántúli lösz terület és a Hortobágy némely nagyobb kiterjedésű, többnyire mocsaras, szikes területe; de számos más, kisebb folt is a Dunántúlon és az Alföldön. Ha pedig ide soroljuk azokat a területeket is, ahol reflexiós információ nyerhető ugyan, de annak minősége az összes felsorolt és fel nem sorolt technológiai eljárások alkalmazása ellenére sem kielégítő, további területek nevezhetők meg mind az Alföldről, mind a Dunántúlról.

Ebben a tanulmányban olyan kísérletek eredményeit ismertetjük, amelyeknek a következő kérdésekre kellett választ adniok:

1. *Milyen felszínközeli talajszerkezet hozza létre a zavarhullámot.*
2. *A zavarhullám egyetlen felületi hullámot, vagy több, különböző jellegű hullámot tartalmaz-e.*
3. *Amennyiben különböző hullámcsoportokat tartalmaz, melyek azok keletkezésének, gerjesztésének feltételei.*
4. *Milyen a töltetnagyság, a töltetmélység és töltetalak hatása a zavarhullámra, vagy annak egyes összetevőire.*

A zavarhullámot, – az összetevők felületi-hullám jellege miatt, – általában a legfelső néhány méter vastagságú kissebességű zónához kötik (EWING et AL. 1957, KISSLINGER 1959). A különböző területeken végzett „modell” kísérletek során a Rayleigh, Sezawa M_1 és M_2 hullámoknak és ezek módosulatainak, valamint a Rayleigh és Love hullámok kombinációjának jelenlétét állapították meg. A hullámvezetőben terjedő hullámot csupán egy-két esetben említik (DOBRIN et AL. 1954, HOWELL 1957). A feladatot általában csak a hullámtípusok és ezek legjellegzetesebb paramétereinek meghatározásáig oldották meg. Néhány diszperziós görbe értékelésén túl sem a rétegsor meghatározására, sem pedig a zavarhullám-mechanizmusra nem fektettek súlyt.

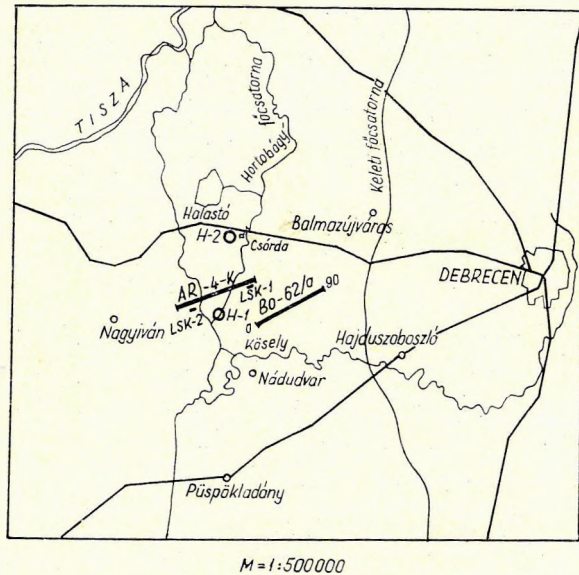
Csupán HAGEDOORN (1962) és RUDNYICKIJ (1965) foglalkozott a zavarhullám-mechanizmussal is. Amíg Hagedoorn a zavarhullám mechanizmus felépítésénél a mélybe hatoló transzverzális hullámot is számításba veszi, addig Rudnyickij az egyes hullámok konverziójának tulajdonít nagy jelentőséget; szerinte a robbantás mélységére és minőségére érzéketlen zavarhullámcsoportok ezzel értelmezhetők.

Ugyancsak érdekesek azok a megállapítások, amelyek a Rayleigh hullám nem teljesen kialakult jellegével foglalkoznak (MASON 1957, DOBRIN et AL. 1951, stb.); Ezek lényege, hogy olyan heterogén rétegösszletnél, amely a zavarhullámos területeket jellemzi, nem várható a klasszikus értelemben vett Rayleigh hullám megjelenése.

Az LSK – 2 kísérlet

A hortobágyi zavarhullámos néma terület Balmazújváros és Nagyvíván között terül el. Ezen a területen több ízben kísérletek meg reflexiós mérést. 1949-ben és 1954-ben az ELGI, 1958-ban az OKGT SzKŰ (HÁMOR, UJFALUSSY, 1959) és végül 1962 őszén ismét az ELGI szeizmikus osztálya (SZÉNÁS, 1962) kezdett geofonsoporttal és szelvény mentén elhelyezett robbantópontokkal (Linear Shooting Kísérlet = LSK) kísérleteket. A kísérleti mérések – a bonyolultabb felvételi technika segítségével – bizonyos mértékben szűkítették ugyan a nagy zavarhullám-intenzitású zónát, de véglegesen nem tüntették el.

Az 1962 őszén mért kísérleti vonalak (LSK) helyzetét az 1. ábra mutatja be, feltüntetve az OKGT 1958-ban mért kísérleti vonalát (Bo – 62/a) is.



1. ábra. A hortobágyi kísérleti terület térképázslata
 Фиг. 1. План района опытных работ Хортобадь
 Fig. 1. An outline sketch of the area of the experiments

Az LSK vonalak területén a felszínközeli viszonyokat jellemző rétegsor a következő (Hortobágy I. mélyfúrás; SCHMIDT 1923):

- 0 – 0,5 m-ig termőföld
- 1,20 m-ig kissé meszes, sárga agyag
- 3,50 m-ig kékesszürke agyag
- 6,00 m-ig világosszürke, meszes agyag
- 23,00 m-ig finom homokos agyagok váltakozása
- 34,00 m-ig kékesszürke, agyagos márga
- 111,80 m-ig szürke, barnásszürke, finom homokos agyagok (1 – 2 m-s) váltakozása
- 127,80 m-ig szürke, barnásszürke, márgás agyagok váltakozása.

A mélyfúrás talpmélysége 1115,04 m.

A talajvízszint néhány (2–3) méteren belül a legszárazabb időben is elérhető.

A felszínközeli talajszerkezet megismerésére telepített kisrefrakciós szelvények és a normális reflexiós felvételek első beérkezéseiből számított rétegteljesítmények különböző rendellenességre első látásra nem utalnak.

A reflexiós felvételekre általában jellemző a nagy intenzitású szabályos zavarhullám, amely néha – interferenciák következtében – szabálytalanná válik. A felvételeken több, különböző látszólagos sebességű zavarhullám látszik. POLCZ (1963) gyűjtése szerint Hajdúszoboszló környékén 250, 230 és 160 m/sec látszólagos sebességű zavarhullámok fordulnak elő, de 470 és 290–300 m/sec sebességű zavarhullámokat is észleltek.

1962-ben GMGY-GS-11 típusú, hordozható szeizmikus felvevő berendezést és 7 cps saját frekvenciájú szeizmométert használtunk.

Az 1966-ban megismételt, illetőleg folytatott kísérletnél az ELGI új, hagyományos regisztrálású berendezését használtuk, amelynek átviteli jellegzőgörbéje a kisfrekvenciák tartományában az előbbinél kedvezőbb.

A kísérletek során arra törekedtünk, hogy a csatornaérzékenység ne változzék. Minthogy ez az adott berendezéseknél nehezen volt elérhető, a felvételeken rögzítettük az erősítők érzékenységét, így a változásokat mindig számbevehettük. A szeizmométerek irányítottságát úgy választottuk meg, hogy a szelvényekkel párhuzamosan elhelyezett horizontális szeizmométer a robbantás helyétől távolodó mozgásnál mutasson pozitív amplitudót, a vertikális szeizmométerek pedig felfelé irányuló talajmozgásnál nyújtsák ugyanezt.

A zavarhullámok menetidőgörbéi és elmozdulási sebességtrajektoriái

A kísérletek mérési paraméterei a következők:

Első kísérlet: vertikális és a vonal irányában orientált horizontális szeizmométerpár, 25 m-es szeizmométerköz, 145 m-es terítés; 25 m mélyséig 5 m-es mélységközönként 1 kg-os töltet, 25 m-ben 0,25; 0,5; 1; 2; 4 és 8 kg-os töltet.

Második kísérlet: jobb korreláció érdekében, 12,5 m-es szeizmométerköz, 215 m hosszú terítés; a terítés mentén hat ponton hat-hat horizontális és vertikális szeizmométer, kettős, 1:4 leosztású regisztrálás, robbantás 25, 10 és 5 m-ből, 0,5 kg-os töltettel.

A 2. ábra egy minden részletében kidolgozott menetidőgörbét, a 3. ábra a korrelációs lehetőségeket, a 4. ábra pedig az első kísérlet során kapott beérkezések egymáshozótti korrelációját mutatja ($x = 145$ m-nél).

A hiperbola alakú menetidőgörbét 50 m-en túl enyhén görbült szakaszok váltják fel s ezek adnak lehetőséget az egyes hullámcsoportok szétválasztására.

Az első – kis amplitúdójú – hullámcsoport (K_1) közvetlenül a reflektált testhullámok után érkezik be. Látszólagos sebessége 275–350 m/s között folyamatosan változik. A beérkezés amplitúdója a későbbi ($K_2 - K_3 - M - N$) zavarhullám-összetevőkhöz képest kicsi; a terítés végén a teljes zavaramplitúdónak csupán 1/5–1/10-e. A talajelmozdulás síkja a vertikálissal 60° -ot zár be, lapos ellipszis, amely vízszintes síkban végzett mozgással kezdődik és fokozatosan fordul be az említett síkba. Amint a 4. ábrán látható, ez a hullámcsoport a különböző mélységből felvett valamennyi szeizmogramon fellelhető, amplitúdója azonban a lővés mélységével változik.

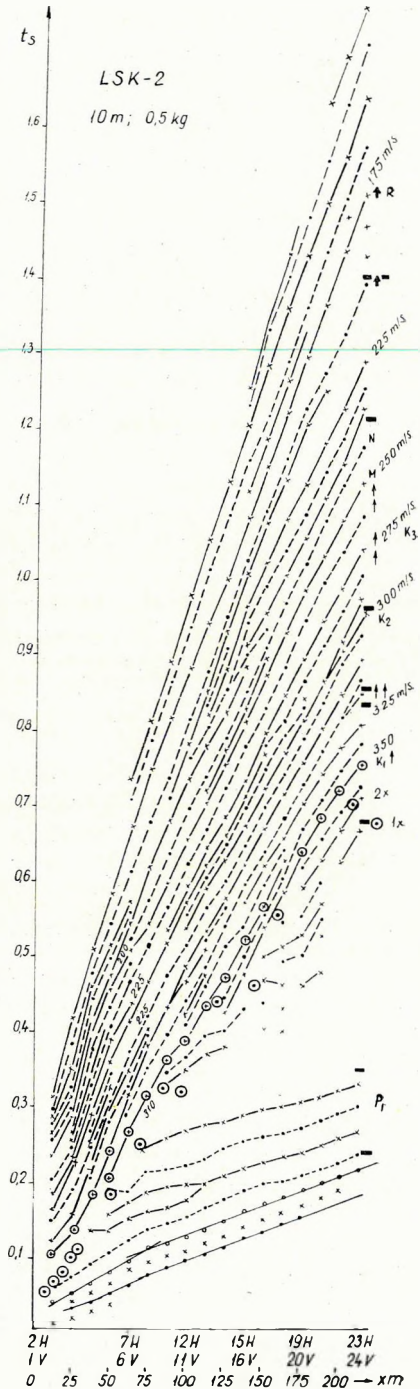
A második – nagy amplitudójú – (K_2-K_3-M-N) hullámcsoport a sebességtrajektoriak alapján több összetevőre bontható fel. Tartama a három közül a leghosszabb, a terítés végén 0,52 0,525 s. Látszólagos sebessége a hullámcsoport elején 225–300 m/s között, végén 200–225 m/s között van. Ez a hullámcsoport a 3. ábra utolsó nyomvonalán 0,866 sec-nál érkezik be, hirtelen beütéssel; az első ciklusban közel kör alakú, előre forgó sebességtrajektoriával. A második ciklus ismét hirtelen (kb. háromszoros, illetve kétszeres) amplitudó-növekedéssel lép be, kezdetben vonalas, a vertikálissal 45–50°-ot bezáró, balról-jobbra forgó trajektoria van, amely vertikálisba vált át. A harmadik ciklus nagy vertikális elmozdulássebességet jelez, a negyedik kezdetben ismét horizontális, majd a vertikálisba forduló trajektoriával jelenik meg. Ez a hullámcsoport tehát azonos forgásirányú, de különböző beesési szögű hullámokat tartalmaz. A hullámcsoport képe, amint a 4. ábrán látható, a 25 m mélységű lövésig lényegesen nem változik, illetve kizárólag a hullámcsoportot lezáró nagy vertikális elmozdulássebesség amplitudójának folyamatos csökkenése figyelhető meg. A 25 m-ben felvett szeizmogramon már kismértékű jellegbeli változás látszik.

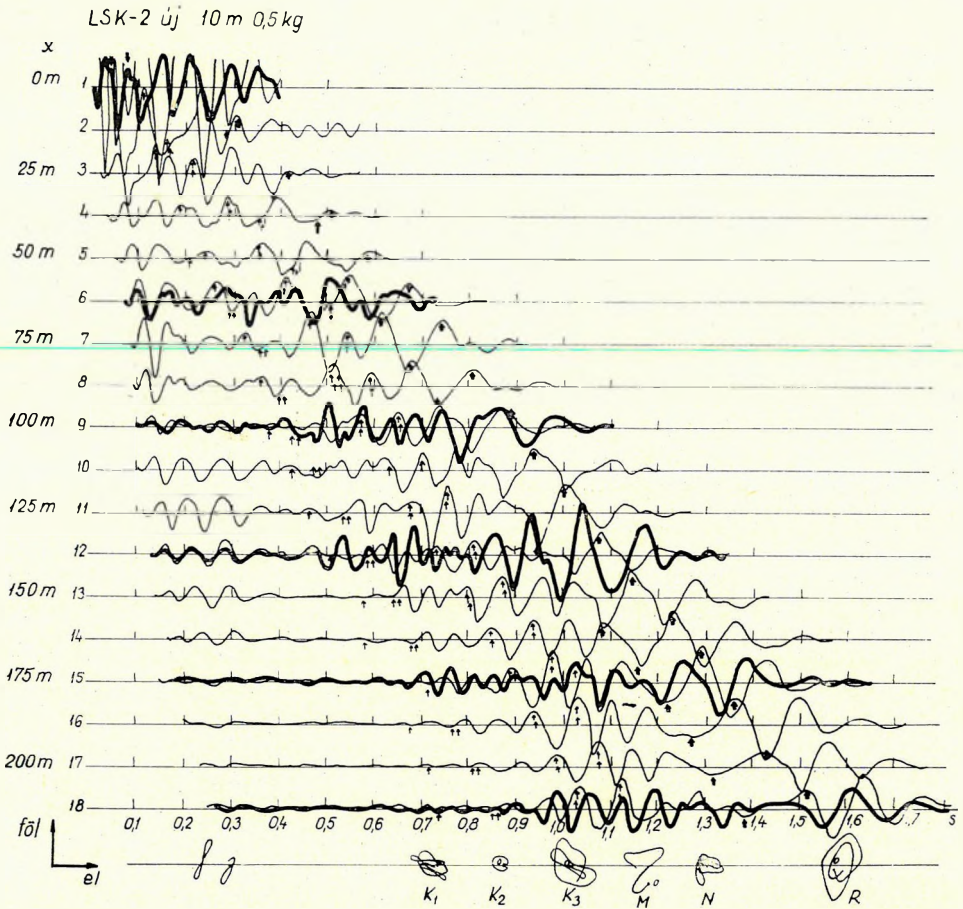
A harmadik (R) hullámcsoport lényegében két ciklusból áll. Látszólagos sebessége 150–175 m/s között változik (az átmeneti zónában 190 m/s is előfordul). A sebességtrajektoria hátrafelé, azaz jobbról-balra forog. A 3. ábrán az utolsó nyomvonalon ábrázolt kép azonban nem teljesen egyértelmű, mert az ellipszis előre dől.

2. ábra. Zavarhullám menetidőgörbe (10 m, 0,5 kg)

Фиг. 2. Годограф волны помехи (10 м, 0,5 кг)

Fig. 2. Travel-time diagram of the ground roll (10 m, 0,5 kg)





3. ábra. A 2. ábra menetidőgörbéjéhez tartozó szeizmogram és elmozdulási sebességtrajektoriak.
 Фиг. 3. Сейсмограмма и траектории скоростей смещения, связанные с годографом фиг. 2.
 Fig. 3. A seismogram and the displacement velocity trajectories of the diagram of Fig. 2

A 4. ábrán a hullám eltűnése a robbantási mélység változásával világosan megfigyelhető.

A zavarhullámcsoporthoz tartozó összetevőinek vizsgálatakor a következő tulajdonságok voltak megfigyelhetők:

a) A menetidődiagramok görbültsége, azaz a látszólagos sebesség növekedése az észlelési távolság növekedésével;

b) az elmozdulási sebességtrajektória vonal, illetve előreforgó jellege az első két hullámcsoporthoz, hátraforgó jellege a harmadik hullámcsoporthoz. Az első két csoport a vertikális síkban polarizált transzverzális hullámra, a harmadik a Rayleigh hullámra jellemző;

c) a zavarhullámcsoporthoz tartozó egyes összetevőinek ($K_1 - N$ fázisok) jellege nem változik (legalábbis lényegében nem változik) a forráspont mélységének változtatásával. Az R fázis amplitúdója a forrás mélységével gyorsan csökken.



4. ábra. 5 m-es mélységközönkénti robbantással felvett szeizmogramok $x=145$ m-es pontjain levő csatornák közötti korrelációja elmozdulási sebességtrajektóriákkal

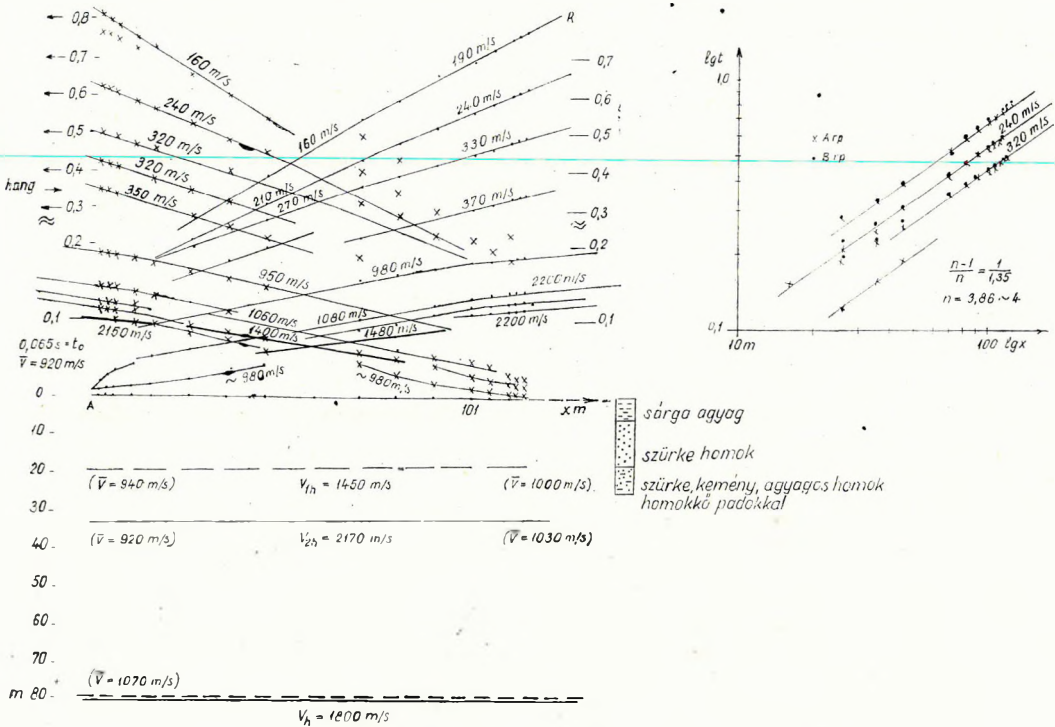
Фиг. 4. Корреляция трасс $x = 145$ м на сейсмограммах, записанных при взрывах через 5 м, с траекториями скоростей смещения

Fig. 4. Inter-channel correlation and trajectories from seismogram at $x=145$; depth-intervals by 5 m

A felszínközeli rétegsor szeizmikus tanulmányozása az LSK – 2 ponton

Kisrefrakciós mérési eredmények (5. ábra).

Az első beérkezések gyors csillapodásából kitűnik, hogy a felszínen egy vékony nagysebességű pad van, amelyet alulról kisebb sebességű közeg határol. A robbantólyuk szelvénye szerint az előbbi kemény agyag, az utóbbi szürke,



5. ábra. A felszínközeli rétegsor a kisrefrakciós mérések szerint

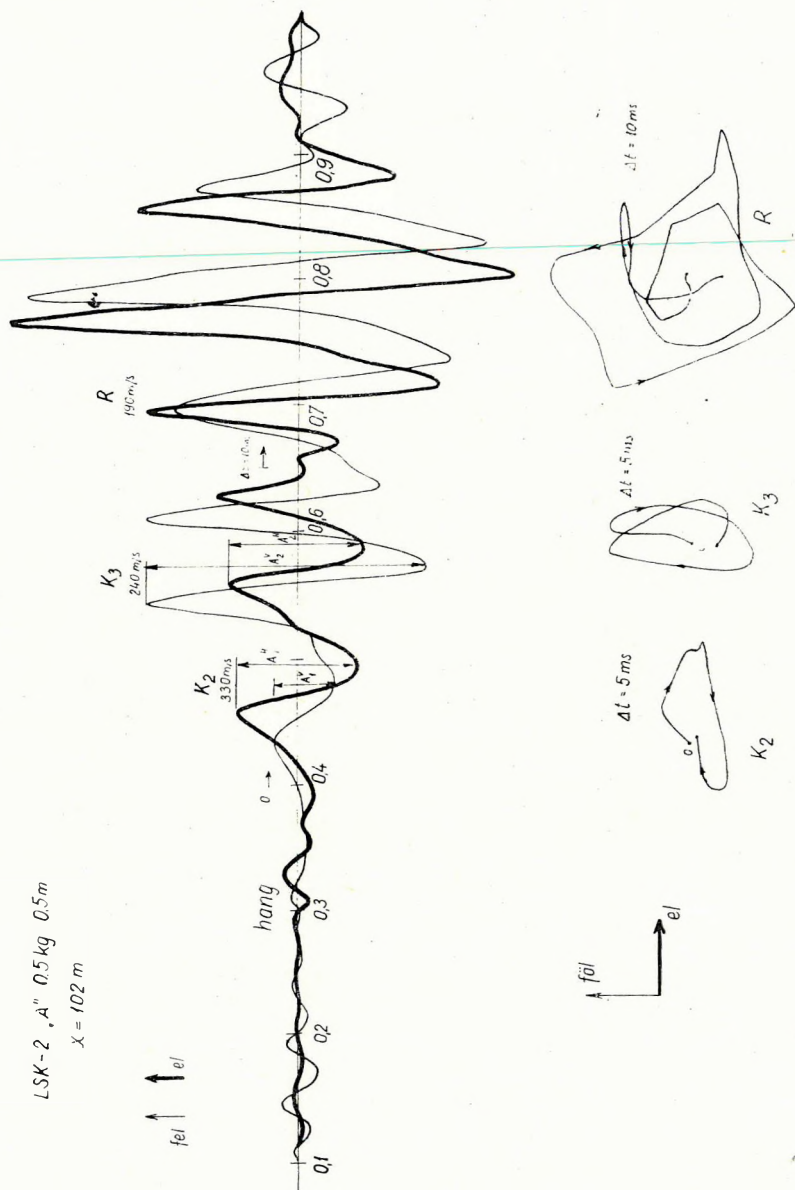
Фиг. 5. Разрез приповерхностных слоев по данным специальных исследований по изучению зоны малых скоростей

Fig. 5. The nearsurface complex according to the shallow refraction survey

vízzel telített homok. A legfelső, nagyobb sebességű rétegből egyszerűen értékelhető menetidőgörbét nem kaptunk, a beérkezések gyorsan csillapodtak. Kb. 20 m mélységben 1450 m/s, 32 m mélységben 2170 m/s sebességű határfelületről származó beérkezések voltak értékelhetők.

A hanghullám (350–370 m/s) után beérkező hullámcsoporthoz, három különböző hullám különíthető el és korrelálható (az 5. ábrán a későbbi beérkezések tartományában a lépték nagyobb).

Az első (K_2) hullám $x = 26$ m-től követhető, látszólagos sebessége kezdetben 270 m/s, a terítés végén 350, illetve 320 m/s-ot ér el. Már rövid távolságon is erősen csillapodik. Az $x = 102$ m-nél elhelyezett, a vonallal párhuzamosan orientált horizontális szeizmométeren az amplitudó csaknem kétszerese a vertikálisnak (6. ábra). Periódusideje $T = 0,045 - 0,050$ sec.



6. ábra. A kisrefrakciós szeizmogram egyik csatornája és a sebességtrajektoriai
 Фиг. 6. Одна из трасс сейсмограммы, полученной при специальном изучении ЗМС с траекториями скоростей

Fig. 6. A channel of the shallow refraction record, and the trajectories

A második (K_3) hullám látszólagos sebessége kezdetben $x=26$ m-nél 210 m/sec, a terítés végén 230–240 m/s-ot ér el. Csillapodása lényegesen kisebb, mint az előző hullámcsoporthé. Periódusa $T_1=0,050$ s; $T_2=0,062$ s; diszperzív hullám. A sebességtrajektória előreforgó, közel függőleges tengelyű (10° előre) ellipszis. A tengelyarány $\frac{W}{U}=2,4$.

A harmadik (R) hullám időben a leghosszabb, kezdetben 160 m/s, a terítés második részében 190 m/sec látszólagos sebességű. A legnagyobb amplitúdójú hullám az egész hullámcsoporthban. Diszperzív; a három ciklus periódus ideje rendre: $T_1=0,048$ s; $T_2=0,082$ s; $T_3=0,081$ s. A sebességtrajektória hátrafelé dőlő (35°) ellipszis (ilyennel legalább is megközelíthető); tengelyaránya $\frac{W}{U}=1,5$.

A kisrefrakciós felvétel tehát választ adott a felszínközeli rétegsor inhomogén felépítésére és a zavarhullám alaptípusait is szolgáltatatta.

Lyukszelvényezési adatok

A kisrefrakciós terítés „B” pontján, egy 25 m mély lyukban, fordított lyukszelvényezést hajtottunk végre, állandó töltetsúllyal (gyutacs), a sebességmenet és a transzverzális hullámsebesség meghatározására (7. ábra).

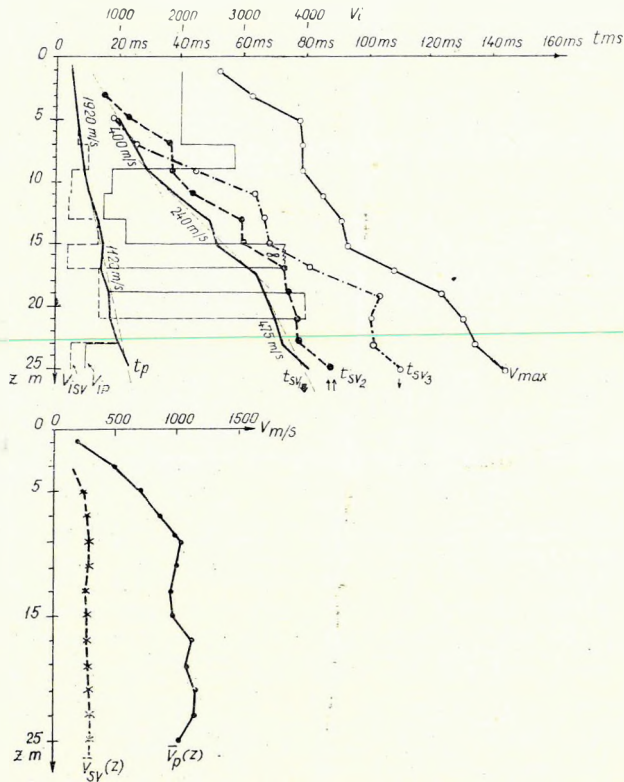
A longitudinális hullám első beérkezése nem problematikus. A transzverzális hullám menetidejének meghatározása, a két hullám beérkezései közötti kis időkülönbség, valamint a reflexiós beérkezések miatt problematikus. Figyelembevétel azonban a két szeizmométeren (Z és H II) észlelt jelet, a beérkezések némi bizonytalansággal bejelölhetők.

Mindkét menetidőgörbe a szelvényezett 25 m-es szakasz nagymérvű inhomogeneitását bizonyítja és igazolja a kisrefrakciós mérésből levont következtetések helyességét. A felső 9 m-es szakasz viszonylag nagysebességű $V_p=1900$ m/s; ennek felső részén, 1–5 m között a transzverzális hullámok beérkezése nem jelölhető ki. Mélyebben azonban a beérkezések elválaszthatók és első fázisban 400 m/s sebesség határozható meg. Ez alatt a longitudinális hullámok szempontjából egy nagysebességű vékony padokkal megszakított átlagosan $V_p=1120$ m/s sebességű közeg helyezkedik el. A transzverzális hullámok szempontjából a kép nem ilyen egységes, mert 9–17 m között $V_s=240$ m/s; s ez alatt $V_s=475$ m/s rétegsebesség határozható meg.

A szelvényezés pontossága a transzverzális hullám vonatkozásában nehezen ítéltető meg. Tudomásom szerint hazai vonatkozásban ez az első ilyen kísérlet. WHITE és SENGBUSH (1953) több ízben foglalkoztak a transzverzális sebesség lyukszelvényezéssel történő meghatározásával. Figyelmet érdemel az a megállapításuk, hogy a lyukbani robbantáskor – kb. 0,5 kg-ig – a közegben a vízhullám (tube wave, vagy water pulse) gerjeszti a transzverzális hullámokat.

A lyukszelvényezés alatt a terítést változatlanul tartva, meghatároztuk a horizontális menetidőgörbét; s a horizontális szeizmométerek telepítése az egyes hullámcsoporthok elmozdulási sebességtrajektóriájának meghatározására (az rp-től 37,5 m távolságú pontban) is lehetőséget biztosított (8, 9. ábra).

A $d=1$ m (8a ábra) mélységben végzett lövés menetidőgörbéi a levegőben terjedő hanghullám beérkezése után görbültek, a látszólagos sebesség az észlelt



7. ábra A gyutacsszelvényezés lyuk mentén észlelt menetidőgörbéje

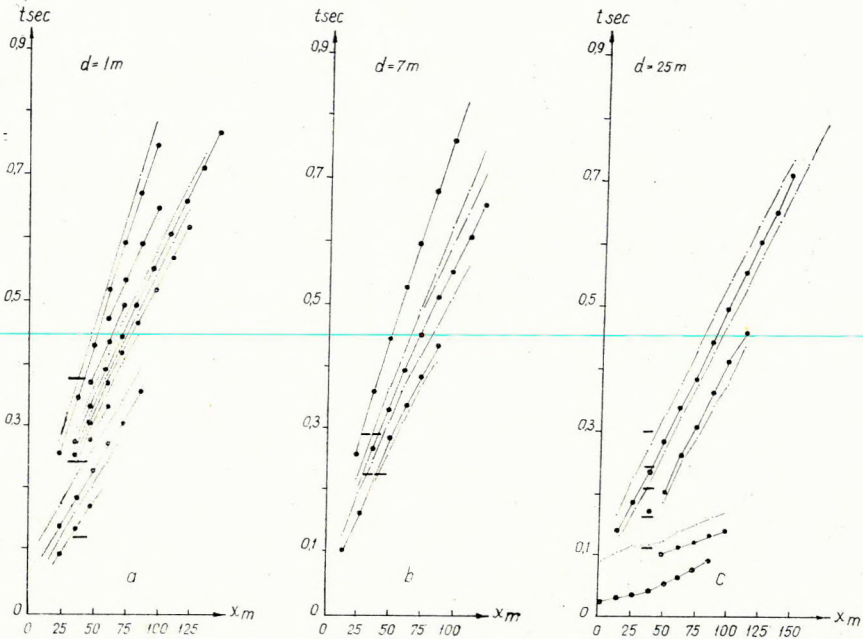
Фиг. 7. Годограф, полученный по стволу скважины при возбуждении колебаний детонатором

Fig. 7. The axial travel-time diagram of the detonator-logging

szakasz végén 162,5 – 262,5 m/s között változik. Két hullámcsoport különíthető el. Az első csoport – a nagyobb látszólagos sebességek tartományában – előre forgó, a vertikálissal 65° -ot bezáró nagytengelyű ellipszis alakú; feltehetően a robbanás hangja által módosított beérkezés, a második, kisebb látszólagos sebességű, hátraforgó, $50-60^\circ$ -kal hátrafelé dőlő sebességtrajektoriával jelentkezik (9a ábra). A látszólagos sebességek értékei megegyeznek a kisfrekenciós felvételtől a későbbi beérkezésekre meghatározott értékekkel.

A $d = 7$ m mélységben, azaz a nagysebességű fedőrétegben végzett lövés szeizmogramján szintén két hullámcsoport különíthető el, de a második intenzitása nagyon kicsi (8b és 9b ábra). A beérkezések a vízszintes síkban való mozgással indulnak, amely később csaknem kör alakú, hátrafelé forgó mozgássá válik.

A $d = 13$ és 25 m mélységben végzett lövések menetidőgörbéi és sebességtrajektoriái nagyon hasonlóak (8c és 9c, d ábrák). A látszólagos sebesség a nagyintenzitású hullámcsoportban 225 – 250 m/s között, vagyis alig változik. A 25 m-ből készített felvétel kezdeti szakaszán jelentkező nagyobb sebességű



8. ábra A gyutacsszelvényezés szelvény mentén észlelt menetidőgörbéi 1 – 7 – 25 m-es robbantási mélységeknél

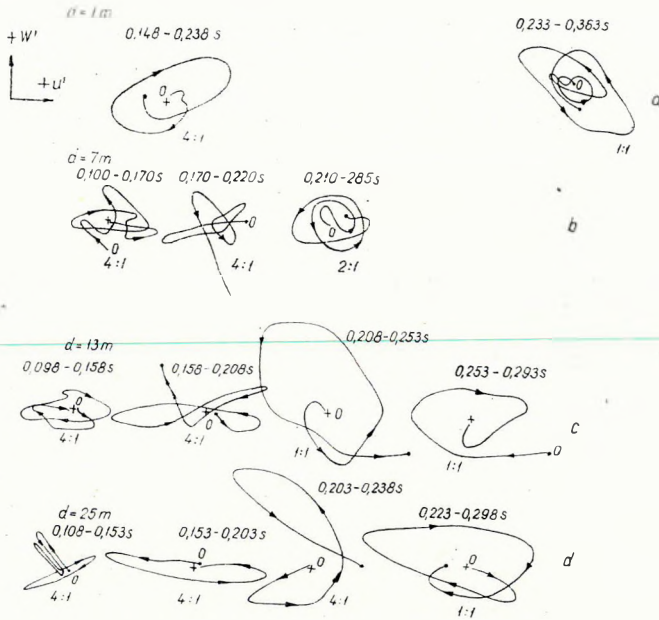
Фиг. 8. Годографы, полученные по профилю при возбуждении колебаний детонатором, при глубинах взрыва 1 – 7 – 25 м

Fig. 8. The profile travel-time diagrams of the detonator-logging: shooting in 1 – 7 – 25 m

hullámcsoport biztosabban követhető, mint a többi felvételen. Amint a trajektoriák jelzik, a 225 – 250 m/s látszólagos sebességű hullámcsoport, lapos, szinte horizontális nagytengetyű, előreforgó ellipszis alakú talajelmozdulásra utal.

Összefoglalva a felszínközeli rétegsor elemzésének eredményeit, a következők állapíthatók meg:

- a kisrefrakciós és a lyukszelvényezési adatok azt bizonyítják, hogy a felszínközeli rétegsornak hullámvezetőre utaló sebességeloszlása van. A hullámvezető paraméterei: a *P* hullámra: 9 m vastag 1920 m/s sebességű réteg alatt 1120 m/s-os sebességű; az *S* hullámokra: 9 m vastag 400 m/s sebességű réteg alatt 17 m-ig 240 m/s-os és az alatt 475 m/s sebességű réteg.
- a szelvény mentén regisztrált hullámcsoport sebességtrajektoriái mind a kisrefrakciós, mind a lyukszelvényezésnél hasonló a zavarhullámcsoportban észleltékéhez, azzal a különbséggel, hogy a lyukszelvényezésnél a lyukközeli csatornán hátraforgó trajektoriát előreforgó követ.



9. ábra A gyutaacszelvényezésnél észlelt sebességtrajektoriak

Fig. 9. Траектории скоростей, полученные при возбуждении колебаний детонатором

Fig. 9. The trajectories of the detonator-logging

A hullámtípusok és felszínközeli rétegsor kapcsolata

A kísérletekből a következők állapíthatók meg:

a) egyes hullámcsoportok látszólagos sebessége az észlelési távolsággal növekszik;

b) az elmozdulási sebességtrajektória az első két hullámcsoportban vonalas, illetőleg előreforgó; a harmadik csoportban hátraforgó;

c) az első két hullámcsoport egyes összetevőinek ($K_1 - N$ fázisok) jellege lényegében nem változik a robbantás mélységével. A harmadik csoport amplitúdója a forrás mélységével gyorsan csökken;

d) mind a kisrefrakciós, mind a lyukszelvényezési mérési adatok azt bizonyítják, hogy a felszínközeli rétegsornak hullámvezetőre utaló sebességeloszlása van.

A vertikális síkban polarizált transzverzális (SV) hullámok felismerhetőségét az elmozdulási, vagy elmozdulássebesség-trajektoriak biztosítják.

A szabad felszínre érkező SV hullámok sebességtrajektoriait két tényező határozza meg: az emergencia szög és a felszíni rétegsor V_p és V_s sebességének a hányadosa. Attól függően, hogy $j_0 \leq \arcsin \frac{V_s}{V_p}$, különböző jellegű elmozdulási trajektoriakat észlelünk.

Az SV elmozdulási trajektoriakat MEISSNER (1965) és MALINOVSKAYA (1958) számította ki. Meissner figyelembe vette a V_s/V_p hányados, illetve a Poisson hányados (σ) változásából eredő különbségeket. A számítások szerint $j_0 = 45^\circ$ -nál a horizontális komponens zérus, a $j_0 = 0 - 45^\circ$ -os emergenciaszög tartományban a forgás mindig a forrás felé, azaz jobbról-balra; a $j_0 = 45^\circ - 90^\circ$ -os tartományban pedig balról-jobbra – azaz a forrástól az óramutató járásának megfelelően távolodva – történik.

Kitűnik az is, hogy az elliptikus mozgás kezdetét meghatározó kritikus szög a Poisson hányados növekedésével mind kisebb lesz, pl. $\sigma = 0,475$ -nél már $j_0 = 20^\circ$ körül van.

Az egyes hullámcsoportokat a fentiek értelmében kell minősítenünk (a trajektoriak szerkesztésénél a fáziskarakterisztikát nem vettük figyelembe, azzal a feltétellel, hogy a beérkező hullám fázis-frekvencia karakterisztikája egy impulzuson – waveleten – belül nem változik; vagy ha igen, akkor mindkét komponensen azonosan).

A 9. ábrán különböző mélységű robbantópontokra a gyutacslyukszelvényezés robbantópontközeli ($x = 37,5$ m) csatornáin észlelt jelek sebességtrajektorióit láthatjuk.

Megfigyelhető, hogy (ha hanghullám nem zavarja) a mozgás kezdetben a vízszintes síkban játszódik le, majd folyamatosan – az amplitudók egyidejű növekedésével – a függőlegesbe fordul, jobbról-balra azaz visszafelé forgó mozgással. Az utolsó fázisban – legalább is a 13 és 25 m-ben végzett lövéseknél – előre forgó mozgást figyelhetünk meg. A 45° vagy 90° -nak megfelelő vertikális mozgás nem ismerhető fel. A lyukközeli csatornán tehát SV hullámok beérkezését észleltük, mégpedig a vonalas trajektoriak a közel vertikálisan haladó, a hátraforgók a $j_0 < 45^\circ$, az előreforgók pedig a $j_0 > 45^\circ$ -os emergencia szöggel érkező hullámok.

A 3. és 4. ábrákon világosan elkülöníthető a vízszintes, vagy közel vízszintes mozgásból a vertikálisba forduló, többé-kevésbé ellipszis alakú trajektória ($(K_1 - K_2 - K_3$ és $M - N$ fázisok). Ezek a fázisok olyan SV hullámokat képviselnek, amelyeknek az emergencia szöge az idővel növekszik, s a sugár mindinkább megközelíti a szabad felszínt ($j_0 > 45^\circ$).

A hullámok SV jellegét tehát mind a lyukközeli, mind a lyuktávoli, sőt a kisrefrakciós beérkezések (6. ábra) trajektoriói egyértelműen igazolják.

Az SV hullámvezetők jellemzői

Az elmozdulási sebességtrajektoriak a fokozatos vertikálisba fordulással, az emergencia szög vagyis a látszólagos sebesség folytonos változását jelzik. Ugyanezt indikálják a görbült menetidőgörbék is, amelyek szintén hullámvezetésre utalnak.

BREKHOVSKIHK (1960) szerint minden olyan rétegsor, amelyben a törésmutató [$n(z) = V(z)/V_0$] mélységfüggő, hullámvezetőnek tekinthető. Ebben az esetben a forrást nagy szöggel elhagyó sugarak a kilépési szög által meghatározott távolságban visszatérnek a forrás szintjére, vagyis a szeizmológiában ismert R_g és L_g fázisokhoz hasonló jellegű, különböző behatolási mélységű hullámcsoportok alakulnak ki. Ezt a hullámtípust hazai vonatkozásban is ismerjük, s KILÉNYI (1964) az elmúlt években részletesen foglalkozott a kérdéssel.

A felsorolt jellegzetességek alapján megvan a lehetőség arra, hogy egy olyan modellt állítsunk fel, amely jó közelítése a valóságos sebességeloszlásnak, s bizonyos mértékben választ ad a zavarhullám mechanizmusra is.

A közelítő modellt a már többször használt és jól bevált $V(z) = Az^{1/n}$ sebességfüggvény segítségével építjük fel. E függvény egyik előnye, hogy a felszínközeli gyors sebességváltozást, illetőleg a gradiens gyors csökkenését jól közelíti, mivel

$$\frac{dV(z)}{dz} = \frac{1}{n} Az^{1/n-1}. \quad (1)$$

A másik előnye, hogy mind az „ n ”, mind az „ A ” egyszerűen számítható (KAUFMANN 1953; ÁDÁM – KILÉNYI 1963).

Az „ n ” és „ A ” paraméterek ismeretében a hullám maximális behatolási mélysége

$$Z_{\max} = \frac{1}{A^n p^n}, \quad (2)$$

amikor a sugár és a vertikális irány által bezárt szög

$$\Theta = 90^\circ \quad (3)$$

A számítások megkönnyítése végett még a következő egyszerűsítések vezethetők be:

egy ciklus hossza

$$X = n\pi^{1/2} z_{\max} \Gamma_x \quad (4)$$

$$\text{ahol } \Gamma_x = \frac{\Gamma\left(\frac{n+1}{2}\right)}{\Gamma\left(\frac{n}{2} + 1\right)}$$

egy ciklus menetideje

$$T = \frac{n\pi^{1/2} z_{\max} \Gamma_t}{V^x} \quad (5)$$

$$\text{ahol } \Gamma_t = \frac{\Gamma\left(\frac{n-1}{2}\right)}{\Gamma\left(\frac{n}{2}\right)}$$

és V^x a látszólagos sebesség.

A hullámvezető-jellegből következik, hogy az észlelési pont távolsága (x) és a beérkezési idő (t), valamint egy ciklus hossza (X) és ideje (T) között a következő összefüggés áll fenn.:

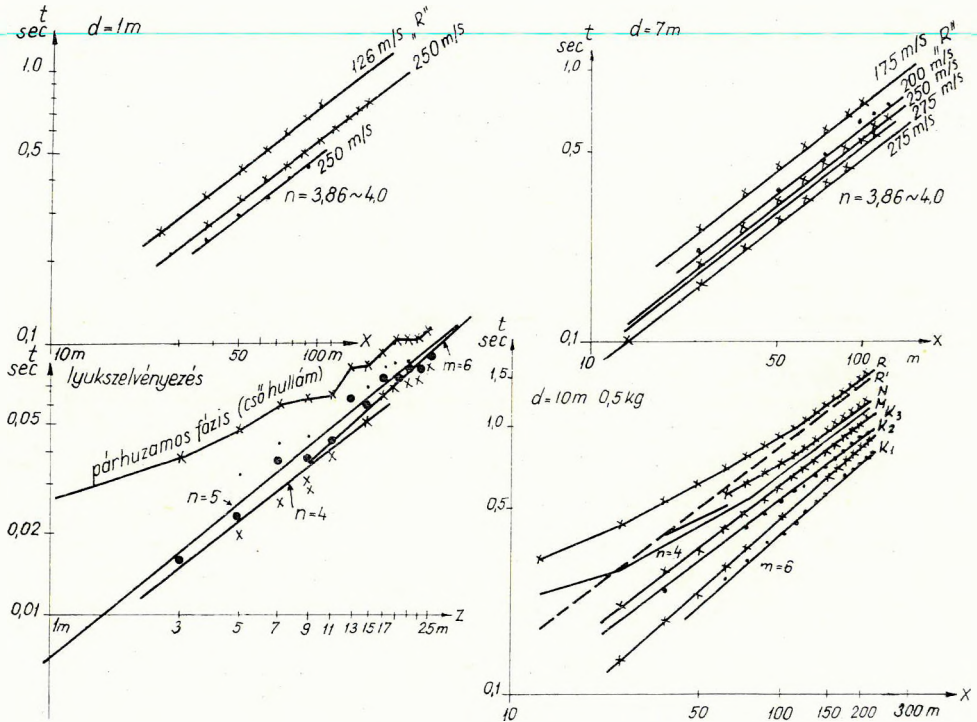
$$x = NX \pm \frac{n}{A^n p^n} \int_0^\Theta \sin^n \Theta d\Theta \quad (6)$$

illetőleg

$$t = NT \pm \frac{n}{A^n p^{n-1}} \int_0^\theta \sin^{n-2} \theta d\theta, \quad (7)$$

ahol $N = 1, 2, \dots$ stb., mindig egész szám. Felszíni lövésnél az integrál értéke zérus.

Felszíni és felszínközeli lövéseknél csak $n = 3,86 - 4,0$ kitevőjű sebességfüggvény volt meghatározható (10. ábra). A hatványkitevő értékét, amint a (3) és (4) képletekből látszik, a többszöröződés nem befolyásolja. Az „A”



10. ábra. Menetidőgörbék logaritmus koordinárendszerben

Фиг. 10. Годографы в логарифмической системе координат

Fig. 10. Travel-time diagrams in logarithmic coordinate-system

értéke azonban a többszörözés számának a függvénye. Tehát az „A” érték kiszámításánál csak többszöri közelítéssel lehet eljutni az N egész szám feltétel teljesüléséhez. Ezt a számítást a három felszíni, vagy felszínközeli menetidőgörbére elvégezve, a felső réteg a következő sebességfüggvénnyel jellemezhető:

$$V_1(z) = 143 - 165 Z^{1/4}$$

közepelve:

$$V_1(z) = 154 Z^{1/4}.$$

A sebességfüggvény intervalluma azonban problematikus. Tény, hogy a felszíni, vagy felszínközeli lövésekből származó hullámok maximális behatolási mélysége 7–8 m.

A 10 m-nél mélyebb lövésekből a K_1 fázis is világosan követhető. Logaritmikus koordináta-rendszerben ábrázolva a menetidőgörbét, $n=6$ hatványkitevő határozható meg.

A K_1 fázisra – a feltételei egyenletek figyelembevételével – $A_2=187/\text{sec}$.

A fentiek értelmezésénél figyelembe kell venni, hogy ha két jól definiált rétegösszlet különíthető el, a direkt-hullám menetidőgörbéjéből meghatározott sebességfüggvény (ÁDÁM – KILÉNYI, 1963) a két összlet határfelületének közelében tér el legjobban a tényleges sebességviszonyoktól; a határfelület alatt, vagy felett jól simul azokhoz. Ezek szerint a felszíni, vagy felszínközeli lövésekből, elsősorban az a $V_1(z)$ határozható meg, amelynek kialakításában a felszíni rétegsor dominál, míg a mélyebb lövések eredményeként kapott $V_2(z)$ függvényben a mélyebb rétegek sebességeloszlásának a hatása az uralkodó.

A mélyebb lövéseknél kijelölt K_2 és K_3 fázisok menetidőgörbéi $n=4$ hatványkitevővel jellemezhetők. Mindkét hullámcsoporra azonos sebességfüggvény határozható meg, ha a (3) és (4) képletek figyelembevételével az egyiknél háromszoros, a másiknál pedig négyszeres reverberációt tételezünk fel.

A mélyebb lövéseknél észlelt MN jelű hullámcsoportok értelmezése lényegesen nehezebb feladat, mint az előzőek voltak. A terítés végén ($x=212,5$ m) a látszólagos sebesség értéke 225–250 m/sec között változik, a közeli értékek pedig a 200 m/sec-ot közelítik meg. A menetidőgörbe log–log koordináta rendszerben egyenessel nem közelíthető meg, holott a lineáris koordináta rendszerben való ábrázoláskor a görbült jelleg világosan felismerhető. Ahhoz, hogy a hullámcsoport mibenlétét meghatározzuk, két tényezőt kell figyelembe vennünk:

a) $d=10$ m mélyen elhelyezett forráspontról $V^x=225-250$ m/sec látszólagos sebességű hullám nem keletkezhet, mivel a hullámok behatolási mélysége nem éri el a forráspontról mélységét, amelyet pedig a Snellius törvény értelmében el kellene érnie. A 250 m/s látszólagos sebességű hullám bemerülési mélysége 7 m, a 225 m/sec-é pedig 4,7 m. Míg az előbbire, azaz az M hullámra feltételezhetjük, hogy a 7 m még az ekvivalens üregeken belül van, addig a 225 m/sec látszólagos sebességhez tartozó behatolási mélység ehhez túl kicsi.

b) A forrás mélységében való keletkezést azonban még az első M hullámnál is cáfolja az, hogy a menetidőgörbe a logaritmikus koordináta rendszerben is görbült. A görbültség egyszerűen magyarázható, ha feltételezzük, hogy a t_0 állandó idő hozza létre (ÁDÁM – KILÉNYI 1963).

$$t = t_0 + \frac{n\pi^{1/2}}{A} \Gamma_t \left(\frac{x}{n\pi^{1/2}\Gamma_x} \right)^{\frac{n-1}{n}} \quad (8)$$

logaritmálásakor egy magasabbrendű parabolát kapunk. Ha az összefüggést

$$t - t_0 = \frac{n\pi^{1/2}}{A} \Gamma_t \left(\frac{x}{n\pi^{1/2}\Gamma_x} \right)^{\frac{n-1}{n}} \quad (9)$$

formában írjuk fel, akkor egyenest kell kapnunk, amelynek dőlése megegyezik az eddig meghatározottakkal.

Mindez azt jelenti, hogy az $M - N$ fázisokat tartalmazó hullámcsoport egy másodlagos forrásból keletkezik. E forrás szintje a felszín, létrehozója kis töltetknél „a vízhullám” vagy „csőhullám” (WHITE és SENGBUSH, 1953), nagyobb töltetknél pedig a közvetlen (direkt) SV hullám.

A t_0 , azaz a lyukhullám beérkezése a $d=10$ m-es lövés első csatornáján $0,030 - 0,100$ sec-nél jelenik meg. Ha ezt korrekcióba vesszük, azaz a gerjesztést a felszínre helyezzük, a felszínközeli rétegsornak megfelelő menetidőgörbét kapunk.

A vertikális gyutaacszelvényezési menetidőgörbe néhány – az SV hullámokra vonatkozó – fázisa is a 10. ábrán látható. Az első két fázis egyenesekkel közelíthető meg, dőlésük $n=4$ és $m=6$; vagyis ugyanazok, mint amelyeket a horizontális menetidőgörbékéből is kaptunk. A két sebességfüggvény az ordináta metszetekből:

$$V_1(z) = 135 z^{1/4},$$

illetőleg

$$V_2(z) = 215 z^{1/6}.$$

A beérkezési idők szórása következtében előállítható egy $n'=5$ hatványkitevőjű egyenes is, amelyre a következő sebességfüggvény számítható:

$$V'(z) = 179 z^{1/5}.$$

A lyukszelvényezésből számolva tehát látszólag nagyobb a közeg sebessége. Ez a látszólagos ellentmondás azonban feloldható, ha figyelembe vesszük a nagysebességű padok hatását és a megfigyelt hullámok periódusa közötti lényeges különbséget. A gyutaacszelvényezésnél $50 - 100$ cps, míg a kisrefrakciónál és a $0,5$ kg-nál nagyobb töltetknél $10 - 20$ cps frekvenciatartományban levő jeleket észleltünk. A nagyfrekvenciájú beérkezések a vékony padok sebességtorzító hatására érzékenyebbek, mint az alacsonyabb frekvenciájúak.

Az SV hullámcsoport értelmezése a geometriai optika (sugárút) segítségével végezhető. BREKHOVSKIKH (1960; 121. old.) a hullámelmélet és a geometriai optika alkalmazási területe között a határt az emergencia, vagy kilépési szög vonatkozásában adja meg, feltételezve, hogy minden felületi hullám síkhullámok degenerált reflexiójaként is felfogható (39. old.). Amíg azonban a hullámelmélet inhomogén közegben is helyesen írja le a hullámképet, addig a geometriai optika csak

$$\alpha_{\text{lim}} = (a\lambda_0^3)^{1/3} \quad (10)$$

illetőleg

$$\alpha_0 \geq (a\lambda_0^x)^{1/3}$$

esetben biztosítja helyesen az X és T ciklus paramétereit, ahol $\alpha_0 = 90^\circ - \Theta$:

$$\lambda_0^x = \frac{1}{k_0} = \frac{V_0}{\omega_0}; \text{ s „a” törésmutató mélységgradiense.}$$

Az SV hullámcsoport kis látszólagos sebességű beérkezéseiből a $V = 154 z^{1/4}$ sebességfüggvény származtatható. E függvény hátránya, hogy az induló sebességérték zérus, vagyis az emergenciaszög mindig $\alpha_0 = 90^\circ$. Nem követünk el azonban túl nagy hibát akkor, ha a fenti kritériumot a $z = 1$ m-es mélységre számítjuk ki.

A törésmutató mélységfüggősége

$$n(z) = \frac{V(z)}{V_0}$$

formában adható meg, s ennek grádiense

$$a = \frac{dn(z)}{dz} = \frac{1}{4} z^{-3/4} \frac{A}{V_0}$$

azaz

$$a = 0,25/m.$$

A beérkezések közepes frekvenciájául 15 cps-et, s induló sebességként $V_0 = 154$ m/s-ot véve figyelembe a határszög

$$\hat{\alpha}_{lim} = \left(0,25 \frac{154}{94} \right)^{1/3} = 0,74.$$

Ez azt jelenti, hogy mindazon beérkezésekre, amelyek súrló szöge ennél nagyobb, a geometriai optika törvényei alkalmazhatók. A 2. ábrán az SV hullámcsoportban a legkisebb látszólagos sebességű beérkezés $V^x = 225$ m/s körül olvasható ki, ennek kilépési szöge $z = 1$ m-en

$$\theta_{1m} = 43^\circ,$$

a súrlószög

$$\alpha_{1m} = 47^\circ \text{ és } \hat{\alpha}_{1m} = 0,31,$$

azaz a legkisebb számításba vett látszólagos sebességű SV hullám még a geometriai optika egyszerű számítási módszereivel értelmezhető.

A zavarhullámok első nagy intenzitású csoportja, amelyet vertikálisan polarizált transzverzális hullámok építenek fel, hullámvezetőben terjed. Az egyes összetevőkre vonatkozóan azonban a hullámvezető nem ugyanaz:

az első csoport (K_1 fázis) hullámvezetője $V = 187 z^{1/6}$ sebességfüggvénnyel jellemezhető, érvényességi tartománya $z > 10$ m;

a második csoport ($K_2 - K_3 - M - N$ fázisok) hullámvezetője $V = 154 z^{1/4}$ sebességfüggvénnyel írható le, érvényességi tartománya $0 < z < 20$ m.

A második csoport egyes fázisai más-más forráspontban gerjesztődnek, így $d = 10$ m mélységbeni gerjesztésnél $K_2 - K_3$ a forrás pontjában, míg az $M - N$ fázisok a felszínen. A felszíni zavarhullámok ezen csoportjára a geometriai optika törvényei alkalmazhatók, s ezáltal értelmezésük lényegesen leegyszerűsödött.

A hullámkép másik lényeges összetevője a Rayleigh hullám, amely a felvételken a gerjesztés mélységétől függően jelenik meg.

Az irodalomban nem diszperzív és diszperzív típusú Rayleigh hullámot tartanak számon (EWING 1957). Az előbbi csak akkor keletkezik, ha a gerjesztés egy végtelen homogén, vagy annak tekinthető féltér felszínén történik.

TOLSTOY és USDIN (1953), EWING (1957), valamint BREKHOVSKIKH (1960) a KANAI és SEZAWA által M_1 és M_2 hullámoknak nevezett szimmetrikus és antiszimmetrikus felületi hullámok diszperziós sajátjaival foglalkoznak. Tolstoy és Usdin a hullámegyenletek megoldásaként meghatározott M_1 és M_2 fázisoknak fizikai értelmet is adtak azzal, hogy a két hullámtípust az ún. szimmetrikus (M_1) és antiszimmetrikus (M_2) lemezrezgésekre vezették vissza. A diszperziós görbék további variációi mind erre a két hullámtípusra vezethetők vissza.

A hátraforgó sebességtrajektoriájú és a szeizmogrammok végén található nagy periódus-idejű beérkezések felszíni, vagy felszínközeli lövéseknél jól definiált menetidőgörbékkel jellemezhetők (3, 4, 6, 9a és b ábra). A beérkezések látszólagos sebessége a távolság növekedésével 150–190 m/s között változik. Jellegzetessége még az „R” fázisnak, hogy amíg az előző hullámcsoportok amplitúdója alig változik, addig az „R” fázis amplitúdója a robbantási mélység növekedésével fokozatosan csökken.

Az előző fejezetben a hullámvezetőben terjedő SV hullámokat két csoportra osztottuk: olyanokra, amelyek a forráspontból közvetlenül és olyanokra, amelyek a felszínről visszaverődő SV hullám következményeként gerjesztődtek. A 10a, b, c ábrát szemlélve, lényegében az „R” hullámcsoporthoz is az vonatkozik, amit az M és N fázisokra állapítottunk meg, azaz mélyebb lyukban robbantva menetidőgörbéjük logaritmikus koordináta rendszerben konvex; $t = 0,080 - 0,100$ sec-os korrekciót kell alkalmaznunk, hogy kiegyenesedjék. Az „R” fázis a $d=1$ m, a $d=7$ m, valamint a kisrefrakciós lg–lg menetidőgörbén egyenes, mégpedig $n=4$ dőléssel. Első közelítésben tehát állíthatjuk, hogy a hullámcsoporthoz abban a felső, 9 m vastag hullámvezetőben marad, amelynek sebességfüggvényét $V=154 z^{1/4}$ -nak határoztuk meg. A felső 9 m vastag összlet, amely a 7. ábra menetidőgörbéje szerint egy nagyobb sebességű hullámvezetőnek fogható fel, az M_1 és M_2 hullámtípusok számára modellezhető (TOLSTOY és USDIN, 1953.), mégpedig

$$\alpha = \bar{V}_p = 1100 \text{ m/s}$$

$$\beta = \bar{V}_s = 210 \text{ m/s}$$

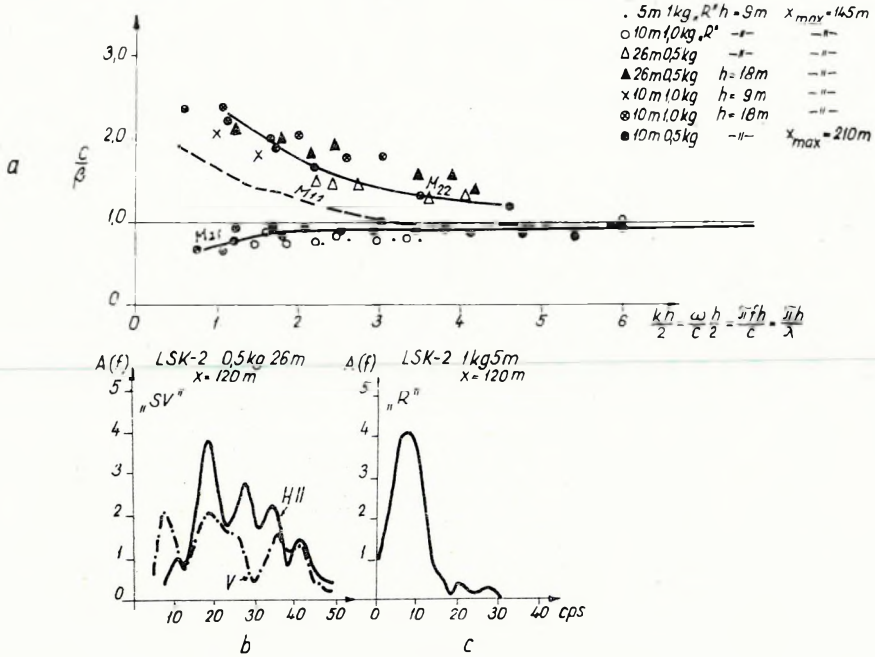
sebességekkel, azaz $\sigma=0,35$ Poisson hányadossal.

A 11/a ábra és a menetidőgörbék figyelembevételével a következők állapíthatók meg:

Az „R” fázis az M_{21} hullámmódosulat Rayleigh fázisának felel meg, mégpedig a hullámvezető $h=9$ m vastag akkor, amikor az észlelést 145 m távolsáig végeztük. A feltüntetett pontok a $d=5$ m és 10 m mély lövéseknek felelnek meg.

A $d=10$ m; 0,5 kg-os felvételnél az „R” fázis behatolása a $h=9$ m-es vastagságot ($V^*=175$ m/s) meghaladja és a számított értékek akkor közelítik meg az elméleti görbét, ha $h=18$ m rétegvastagságot választunk.

Az SV hullámra vonatkozóan megállapítható, hogy az optikai geometriai, azaz a sugármódszerrel meghatározott hullámvezető-vastagság helyes (M_{11} fázist a mérések során – a gyutacslovéses lyukszelvényezés közeli csatornától eltekintve – nem észleltünk). Az M_{22} fázisok a $h=9$ m vastag nagysebességű padból és a $h=18$ m vastag összletből származnak (11a ábra). Ezt kisrefrak-



11. ábra. Az M_{11} , M_{21} és M_{22} fázisra számított diszperziós görbék
 Фиг. 11. Кривые дисперсии, вычисленные для фаз M_{11} , M_{21} и M_{22}
 Fig. 11. Dispersion-curves calculated for phases M_{11} , M_{21} and M_{22}

ciós és gyutaccszelvényezési mérések egyaránt igazolják. A fázissebességanalízis során tehát ugyanazok a beérkezéstípusok különíthetők el, mint sugárút-analízissel.

A zavarhullámmechanizmus

Az előző fejezetek értelmében a lyuklövéseknél lényegében két hullámcsoportot különítettünk el. Az első, tisztán SV (esetleg M_{22}) fázisokból álló hullámcsoport a robbantás helyén keletkezett. A második hullámcsoport, amely SV (esetleg M_{22} és M_{21}) és Rayleigh hullámfázisokból áll, a direkt SV hullám (kis töltetnél víz hullám) felszínre érkezésekor keletkezik. Mindkét hullámcsoportha jellemző, hogy a felszínközeli rétegsor transzverzális sebességeloszlása által jellemzett hullámvezetőben terjed. A P longitudinális hullám a zavarhullám-csoportban nem játszik szerepet.

A zavarhullám mechanizmusban tehát a közeg transzverzális sebességeloszlása, valamint a gerjesztés szerepe a legfontosabb. A következőkben a gerjesztés körülményeit vizsgáljuk mindkét hullámcsoport vonatkozásában.

A szeizmikus robbantások hengeres fúrólyukban történnek. A hullámforrás matematikai problémájának tárgyalásánál általában gömbalakú üreg

falára egyformán ható erőhatást tételezve fel, a közegben terjedő hullám gömbszimmetrikus, minden érték független a szögkoordinátáktól, a nyírás-hullámok hiányzanak és csak a radiális komponensnek van szerepe (SHARPE, 1942ab, RICKER, 1953, PEET, 1960). HEELAN (1953) hengeralakú töltetmodellt és három irányú nyomást, illetőleg feszültségeloszlást vett fel.

Az amplitudófüggvények együtthatóinak (HEELAN, 1953) vizsgálatánál azt láthatjuk, hogy a számunkra érdekes SV és P elmozdulások amplitudója független a nyomás, illetőleg nyírófeszültség alakjától, de az iránytól nem. Ha csak a lyuk falára ható nyomást $p(t)$ -t vesszük figyelembe (a P és SV hullámok esetén az $F_1(\varphi)$ és $F_2(\varphi)$ együtthatókat), azt látjuk, hogy a P hullámok horizontális irányítottságúak, az SV hullámok elmozduláskomponensének maximális értéke pedig 45° -os szöget zár be a vertikálissal. Ha csupán a $q(t)$, a lyuk tengelyében ható nyírófeszültség hatását kifejező $G_1(\varphi)$ és $G_2(\varphi)$ elmozdulásamplitudó-együtthatókat vizsgáljuk, azt találjuk, hogy az elmozdulás P hullámnál a Z tengely mentén, az SV hullámnál pedig a horizontális síkban a legnagyobb.

A hengeres üreg méreteit kifejező Δ és A értékek itt az ún. equivalens üreget határozzák meg (SHARPE, 1942), azt a felületet, amelyen túl a közeg, a Hooke törvény értelmében tökéletesen rugalmasnak tekinthető. Ha ebből a szempontból vizsgáljuk az amplitudóegyütthatókat, azt látjuk, hogy az elmozdulásamplitudó az equivalens üreg méreteivel egyenesen arányos.

HEELAN szerint a P és SV hullámok energiájának hányadosa

$$\frac{E_p}{E_{sv}} = \frac{V_s^3}{V_p^3} \left(\frac{3V_s^2}{2V_p^2} + \frac{15V_p^2}{8V_s^2} - \frac{5}{3} \right). \quad (11)$$

Eszerint $\sigma = 0,25$ mellett az energia 60%-át az SV hullám, 40%-át a P hullám viszi.

Ezt az elméleti megoldást WHITE és SENGBUSH (1963), az SV hullámok irányítottsága szempontjából is igazolva látta. Figyelembe kellett azonban venniök a víz, illetőleg csőhullámot, mint erős transzverzális hullámforrást ahhoz, hogy az elméleti hullámforma egyezzek az észlellettel.

Az előzők figyelembevételével a forrás helyén gerjesztett zavarhullám-csoport mechanizmusa egyszerűen magyarázható. Sebességgradienssel jellemzett közegben az energia 60%-ának (esetünkben $\sigma = 0,35$ mellett, 70%-ának) 45° -os irányítottsága magában foglalja a nagyenergiájú vezetett hullám-csoport kialakulási lehetőségét; ez kísérleteinknél a K_1 , K_2 és K_3 fázisokban jelentkezett. Ezek, a menetidőgörbék szerint, a forrás pontjában keletkeztek. A K_1 , K_2 és K_3 fázisok a felfelé irányuló sugarat képviselik. *S mivel a sugár energiája a 45° -os szög környezetében összpontosul, megvan minden lehetőség arra, hogy az energia nagyobb része a felszínre már – a legfelső réteg nagyobb sebessége is elősegíti ezt – olyan szöggel érkezék, melyre $\Theta < \arcsin V_s/V_p$; ilyen hullám konverzió, illetőleg vesztesség nélkül verődik vissza a felszínről.*

A hullámcsoport másik összetevője az $N - M - R$ fáziscsoport, amely – a menetidőgörbék tanúsága szerint – a forráspont közelében a felszínen keletkezik, nagy töltetnél az SV hullám felszínre érkezésekor; kis töltetnél a víz-hullám szerepe lehet jelentős.

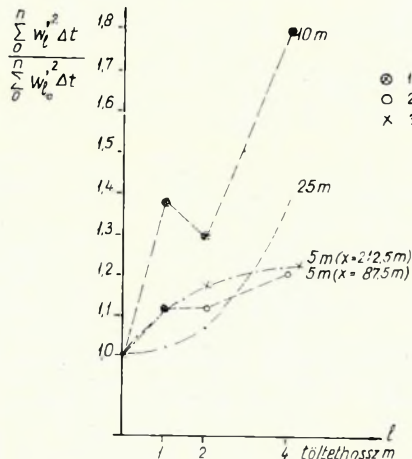
Az SV hullám és a víz hullám is felfelé haladva a közbeeső határfelületeken és a szabad felszínen is reflektálódik: a szabad felszínen a vezetett hullámok új csoportját is létrehozza. Ha a határfelületek merőlegesek a lyuk tengelyére, a víz hullám az egyes határfelületeken a merőleges beesés törvényei szerint hatol be, illetőleg reflektálódik. Nagy sebességkülönbséget jelző felület a felszínre érkező víz hullám amplitudóját nagymértékben csökkenti.

Az SV , vagy víz hullám a szabad felszín nagy erővel éri. A szabad felszín közel vertikálisan érő pontszerű erő P és SV hullámot hoz létre. Ha a képződött hullám emergenciaszöge $\Theta < \arcsin V_s/V_p$, akkor a transzeverzális hullám frekvenciától független amplitúddal indul. S minthogy *eza a hullám a továbbiakban is ilyen szög alatt éri a felszín, onnan mindig konverzió, azaz veszteség nélkül verődik vissza.*

Kísérleteink a fenti megállapításokat néhány adattal alátámasztják.

5 – 10 és 25 m mélységben koncentrált és 1 m – 2 m és 4 m hosszú töltetekkel végeztünk lövéseket, annak eldöntésére, hogy a zavarhullám csoport energiája a $F_2(\varphi)$ és $G_2(\varphi)$ -től, vagyis az equivalens üreg térfogatától és a henger palástjától miként függ.

A koncentrált töltet nyújtotta a legkisebb felületi hullám energiát – amely $\sum_{i=0}^n w_i^2 \Delta t$ formában (HOWELL és BUNDENSTEIN, 1957) kifejezhető (12 ábra), ahol w' a vertikális csatornán leolvasott elmozdulási sebességamplitúdó



12. ábra. A töltet hosszának hatása a zavarhullám intenzitására (w' a Z irányú sebességamplitúdó mm-ben)

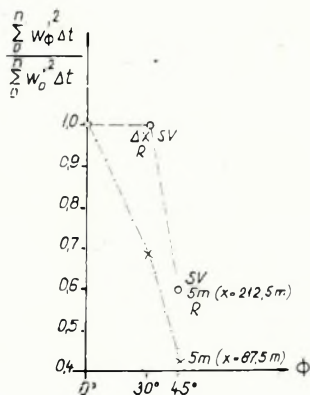
Фиг. 12. Влияние длины заряда на интенсивность волны-помехи (w' – амплитуда скорости в мм-ах, в направлении Z)

Fig. 12. The effect of the elongation of the charge upon the intensity of the ground roll (w' is the velocity-amplitude in mm in the direction Z)

milliméterben. Az összegezést 10 ms-onként az egész zavarhullámcsoportha, de csak a vertikális csatornára végeztük el, s az eredményeket a koncentrált töltet vertikális csatornaenergiájára vonatkoztattuk. Az egyes hullámcsoporthok látzólagos sebessége a különböző mélységű lövéseknél nem változott. Így ez az ún. energiameérték helyesen fejezi ki a zavarhullám energiájának változását a vertikális csatornán. Az ábrából világosan kitűnik, hogy a töltet hosszának növelése a zavarhullámcsoporth intenzitását növeli.

Az irányítottság jellegéről 5 m mély robbantásokkal kíséreltünk meg adatokat szerezni, de inverz formában, azaz 1 m hosszú töltetet helyeztünk el 30° és 45°-os dőlésű lyukban. A 45°-os dőlésű lyuk esetén az $x=212,5$ m távolságra levő csatornán 60%-át; a $x=87,5$ m-en levő csatornán pedig 43%-át észleltük a vertikális csatornán a koncentrált töltet által gerjesztett felszíni hullámenergiának. A 30°-os lövésnél az eredmények nem ilyen egyértelműek, mivel $x=212,5$ m-nél csupán 1–2%-os az $x=87,5$ m-nél azonban 31%-os csökkenést észleltünk (13. ábra).

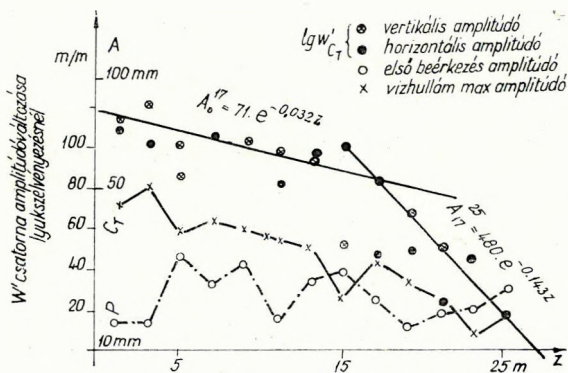
A gyutaecsszelvényezés amplitúdóinak vizsgálatából is érdekes megállapításra juthatunk. A 14. ábrán az $x=1$ m-nél levő vertikális csatornán mérhető első beérkezés (P) és maximális víz hullám amplitúdót lineáris, valamint a w' és u' maximális víz hullámamplitúdókat félogaritmusos koordináta rendszerben is feltüntettük (u' és w' sebességamplitúdók).



13. ábra. A lyuk ferdeségének hatása a zavarhullámok intenzitására

Фиг. 13. Влияние наклона скважины на интенсивность волны-помехи

Fig. 13. The effect of the inclination of the hole upon the intensity of the ground roll



14. ábra. A gyutaecsszelvényezésnél észlelt hullámamplitúdók változása a mélységgel

Фиг. 14. Вариация амплитуд волн, наблюдаемых при возбуждении колебаний детонатором, с глубиной

Fig. 14. The variation of the wave amplitudes of the detonator-logging with the depth

A P hullám és a víz hullám amplitúdómenete között korreláció nem, vagy alig található. A félogaritmusos koordináta rendszerben ábrázolt víz hullámamplitúdók két „egyenessel” közelíthetők meg, ezek:

$$A = 71 \exp(-0,032z) \quad 0 < Z < 17 \text{ m} \quad (12)$$

és

$$A = 480 \exp(-0,143z) \quad 17 \text{ m} < Z < 25 \text{ m}. \quad (13)$$

Figyelembevéve, hogy a folyadékban a nyomás és az elmozdulás között a

$$P = \rho c_T w'$$

összefüggés áll fenn (ahol P a nyomás; ρ a folyadék sűrűsége; c_T a víz hullám sebessége és w' a vertikális elmozdulási sebesség) a fenti függvények elsősorban a reflexiós veszteségre adnak felvilágosítást. A két függvény közötti váltás ott következik be, ahol nagysebességű padok vannak a rétegsorban.

Ezek a kísérleti eredmények a két forrás jellegéről mondottakat alátámasztják, azaz

- azonos töltetnagyság mellett a töltet hosszának növelése a zavarhullám-csoport intenzitásának növekedését vonja maga után;
- a zavarhullám intenzitása érzékenyen változik a töltet tengelye és a vertikális közötti szöggel; 45° -os töltetdőlésnél az intenzitás csökkenése 40–50 %;
- a felszíni forrásból származó zavarhullám intenzitása a töltetmélység függvénye. A nagysebességű kemény, vékony, kőzetpadok a felfelé haladó impulzus energiáját lényegesen csökkentik.

Az egyes hullámcsoportok dinamikai jellemzői

Helyes észlelési rendszerek tervezéséhez szükséges a jelek és a zajok legfontosabb dinamikai paramétereinek ismerete.

Ezek: a hullám tartama; a hullám frekvenciája; ennek változása a töltetel és a forrás mélységével; az egyes hullámcsoportok csillapodásának mértéke a távolsággal, illetőleg a robbantás mélységével.

A hullámcsoport tartamát elsősorban a hullámvezető paraméterei, vagyis sebességeloszlása, illetőleg a „ h ” vastagsága határozza meg. Egyszerű összefüggésre jutunk, ha a következő gondolatmenetet követjük:

a) Egy adott x észlelési távolságon csak azok a hullámok észlelhetők, amelyek az egy ciklus hosszának N egészszerű többszörösei. Ugyanez vonatkozik a t észlelési időre is, azaz

$$x = NX \text{ és } t = NT.$$

b) A legnagyobb behatolási mélységet, a minimális ciklusszámot és ezáltal a legnagyobb látszólagos sebességet is a „ h ” hullámvezetővastagság határozza, azaz a (4) és (5) figyelembevételével

$$x = NX = N_{\min} n \pi^{1/2} z_{\max} \Gamma_x \quad (14)$$

és

$$z_{\max} = \frac{x}{N_{\min} n \pi^{1/2} \Gamma_x} \leq h, \quad (15)$$

amelyből N_{\min} számértékét kapjuk.

Az x távolságot N maximális ciklusszámmal elérő hullám behatolási mélysége

$$z_{\min} = \frac{x}{N_{\max} n \pi^{1/2} \Gamma_x} > 0. \quad (16)$$

A beérkezési időket is ugyanígy kifejezve, a

$$t_{\min} = N_{\min} T = \frac{N_{\min} n \pi^{1/2} \Gamma_t z_{\max}}{V_{\max}^x} \quad (17)$$

$$t_{\max} = N_{\max} T = \frac{N_{\max} n \pi^{1/2} \Gamma_t z_{\min}}{V_{\min}^x} \quad (18)$$

összefüggéseket kapjuk.

A hullámcsoport tartama egy, a forrástól x távolságban levő pontnál:

$$\Delta t = t_{\max} - t_{\min} = n \pi^{1/2} \Gamma_t \left(\frac{N_{\max} z_{\min}}{V_{\min}^x} - \frac{N_{\min} z_{\max}}{V_{\max}^x} \right). \quad (19)$$

A (15) és (16)-ból kifejezve az $N_{\max} z_{\min}$ illetve $N_{\min} z_{\max}$ értékeket, a hullámcsoport tartamára a

$$\Delta t = x \frac{\Gamma_t}{\Gamma_x} \left(\frac{1}{V_{\min}^x} - \frac{1}{V_{\max}^x} \right) \quad (20)$$

kifejezést kapjuk, ahol $\frac{\Gamma_t}{\Gamma_x} = \frac{n}{n-1}$ formában is felírható.

Ha a felső rétegsorban a látszólagos sebesség $V^x = 150 - 300$ m/s közötti és a gamma függvényértékek $\Gamma_t = 0,886$; $\Gamma_x = 0,665$, a hullámcsoport tartama az R fázissal együtt, az $x = 212,5$ m távolságon levő pontban $t = 0,940$ sec.

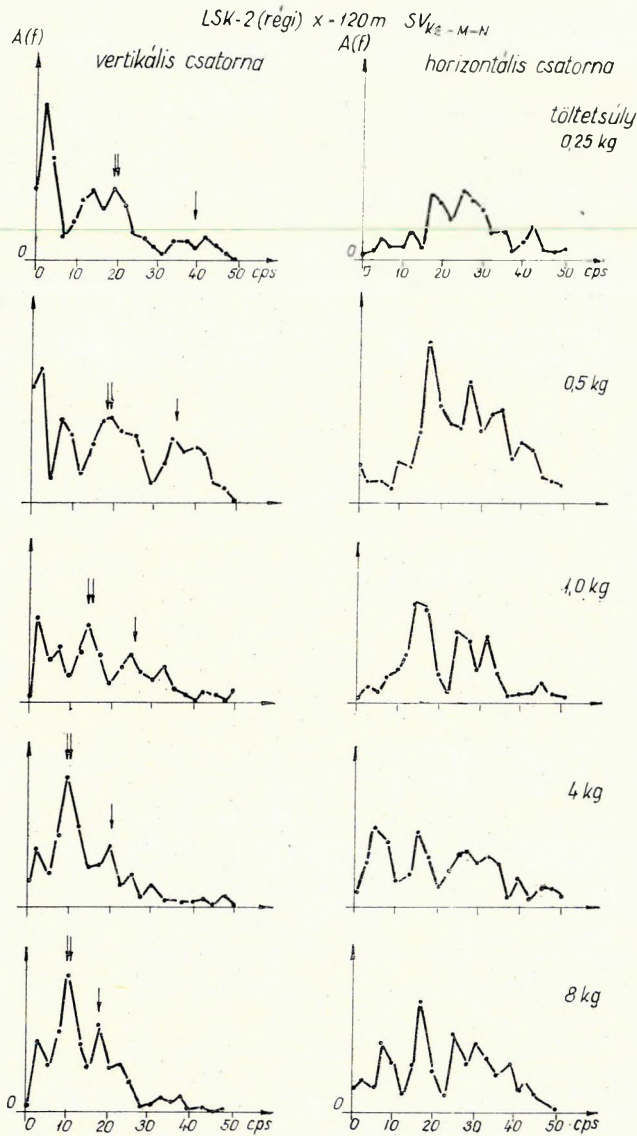
Ez természetesen csak közelítőleg egyezik a mért értékkel, mert a forráspont az egyes hullámtípusokra más és más.

Különböző sebességeloszlással jellemzett több rétegösszlet esetén a részartamok összegét kell számításba vennünk.

A hullámcsoport amplitúdó-frekvenciaspektrumát az egyes összetevők spektrumai alakítják ki. Az előzőekben lényegében a K_1 ; $K_2 - K_3$; $M - N$ és az R fázisokat határoztuk meg. A teljes hullámcsoport spektrumát is ezek spektrumainak összege alakítja ki. Az egyes hullámösszetevők spektruma viszont három lényeges tényezőtől függ. Az első és legfontosabb a forrásban lezajló folyamat, az induló impulzus szélessége, amplitúdója. A másik tényező a rétegsor sebességeloszlása, a harmadik tényező az egyes rétegek vastagsága.

Az egyes hullámcsoportok sebesség-amplitúdó spektruma, illetőleg alapperiódusa a töltetnagysággal lényeges mértékben, a töltet alakkal kevésbé befolyásolható.

A töltetnagyság hatását 25 m mély lyukban 0,25 – 0,5 – 1,0 – 4,0 és 8 kg-os lövésekkel vizsgáltuk (15. ábra).



15. ábra. Zavarhullámspektrumok a töltetnagyság változtatásához

Fig. 15. Спектры волн-помех для различных величин заряда

Fig. 15. Ground roll spectra for varying charge

A spektrumamplitudók eltolódása a kis frekvenciák felé különösen a vertikális csatornán tűnik ki. A horizontális csatornán is jól megfigyelhető ez a jelenség, de itt a spektrum mindig tagoltabb és szélesebb (ÁDÁM 1964).

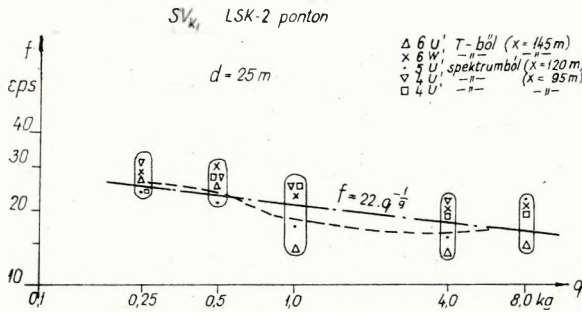
Az egyes hullámokat, illetőleg hullámcsoportokat a spektrumokból csak hozzávetőlegesen lehet kiválasztani, ezért az értelmezésnél a kvázi-periódusok mérését és az egyes hullámcsoportok külön analizisét is el kellett végeznünk.

A 16. ábra az SV_{K_1} hullámcsoport csúcsfrekvenciájának változását mutatja be. Ez mélybehatólású hullámcsoport, ezért az analizist a $H II$. csatornán végeztem. A töltet és csúcsfrekvencia összefüggése

$$f \cong 22q^{-1/3}$$

alakban is felírható. Itt q a töltetsúly kg-ban, f pedig a spektrum csúcsfrekvenciája.

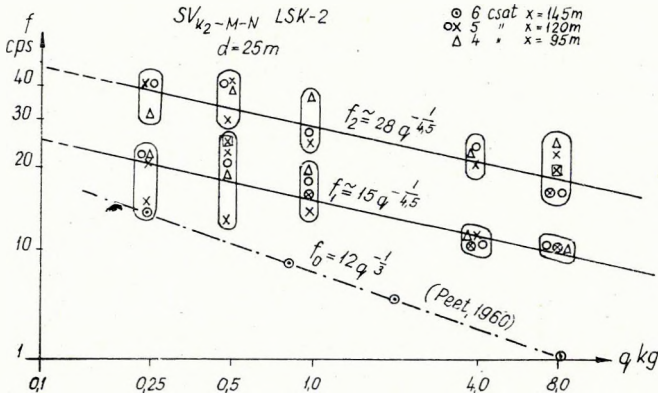
A 17. ábrán az SV hullámcsoport $K_2 - M - N$ fázisainak analizise látható.



16. ábra. Az $SV - K_1$ fázis frekvenciájának változása a töltetnagysággal

Фиг. 16. Вариации частоты фазы $SV - K_1$ с величиной заряда

Fig. 16. The variation of the frequency of phase $SV - K_1$ with the charge



17. ábra. Az $SV - K_2 - K_3 - M - N$ fázis frekvenciájának változása a töltetnagysággal

Фиг. 17. Вариации частоты фаз $SV - K_2 - K_3 - M - N$ с величиной заряда

Fig. 17. The variation of the frequency of phases $SV - K_2 - K_3 - M - N$ with the charge

Két különböző frekvencia intervallum van. Közelítően az

$$f_1 \cong 15q^{-1/4,5}$$

$$f_2 \cong 28q^{-1/4,5}$$

összefüggések határozhatók meg. PEET (1960) szerint az n értéke $1/2 - 2/3$ között változik. A töltetváltoztatás tehát felhasználható a zavarhullám frekvenciatartományának eltolására. Ez igen lényeges, mert a jel is rendszerint azonos (25–35 cps) frekvenciatartományban van. A zavarhullám frekvenciaspektrumát a töltet növelésével a kisfrekvenciák felé tolhatjuk el.

Bonyolultabb, hogy miként változik a zavarhullám amplitúdó-frekvencia-spektruma a robbantás mélységével.

Az SV_{K_1} hullámesoport adatait a 18. ábra mutatja. A közelítő függvénykapcsolat

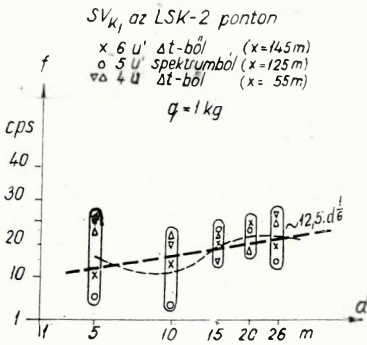
$$f_1 \cong 12,5 d^{1/6}$$

ahol a d -t méterben adjuk meg.

Az $SV_{K_2 - K_3 - M - N}$ és az R fázisok több frekvenciájára ez a kapcsolat (19. ábra):

$$f_2 \cong 6 d^{1/2,5}$$

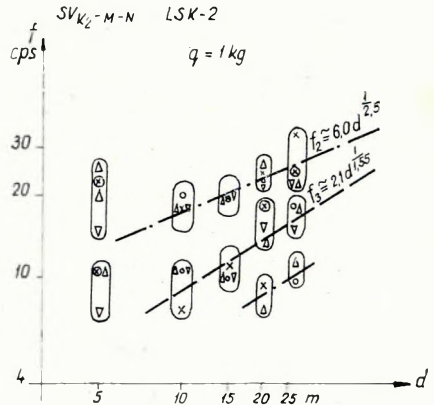
$$f_3 \cong 2,1 d^{1/2,5}$$



18. ábra. Az $SV - K_1$ csúcshékvencia változása a töltetmélységgel

Фиг. 18. Вариации пиковой частоты $SV - K_1$ с глубиной заложения заряда

Fig. 18. The variation of the $SV - K_3$ peak-frequency with the depth of the charge



19. ábra. Az $SV - K_2 - K_3 - M - N$ frekvenciájának változása a töltetmélységgel

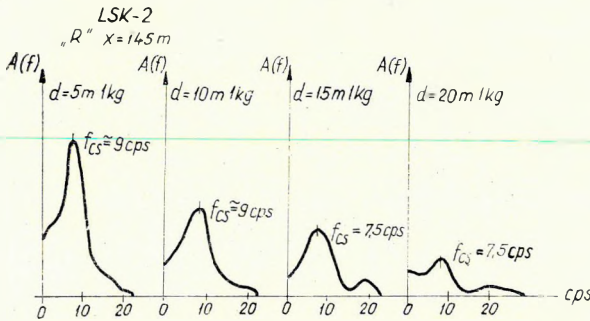
Фиг. 19. Вариации частоты $SV - K_2 - K_3 - M - N$ с глубиной заложения заряда

Fig. 19. The variation of the frequency of phases $SV - K_2 - K_3 - M - N$ with the depth of the charge

Ezek az összefüggések azonban csak akkor érvényesek ha $d \cong 5$ m, mert az 5 m-nél kisebb mélységű lövéseknél lényegesen nagyobb frekvenciájú beérkezéseket észleltünk, mint a mélyebb lövések alapján várható volt. Ennek oka első-

sorban a felszínközeli nagysebességű padban keresendő. Hasonló jelenség a gyutacs-szelvényezési adatokban is felismerhető, de az adatok lényegesen szórtaabbak, közelítő kapcsolat nem állítható fel.

Az „R” fázis spektruma a különböző mélységű lövéseknél az analízis felbontási képességén belül, 7–10 cps között, közel állandó marad. Az amplitúdóváltozás azonban lényegesen nagyobb (20. ábra).



20. ábra. Az R fázis spektrumának változása a töltetmélységgel

Фиг. 20. Вариации спектра фазы R с глубиной заложения заряда

Fig. 20. The variation of the spectrum of phase R with the depth of the charge

mentességétől. E feltételeknek hozzávetőlegesen csak a 3. ábrán bemutatott szeizmogram K_3 és az R fázisai felelnek meg. Az amplitúdók még így is szórtak, ezért egyszerű simítást is kellett végezni.

A sebességamplitúdó-távolság számítás az

$$A_i = x_i^{-n} \exp\left(-\frac{\alpha}{2} x_i\right) \quad (21)$$

összefüggésből felállított egyenletrendszerrel végezhető el, ahol n a geometriai tényező, x az abszorpciós együttható.

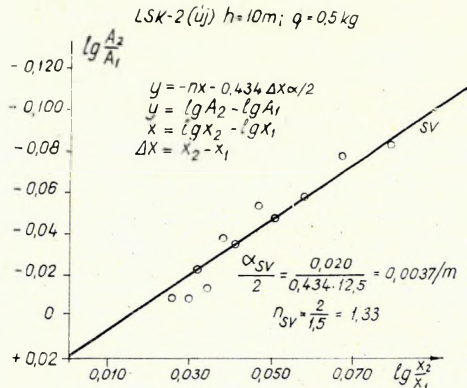
A 21. ábrán a számított adatokat látjuk. A számítás eredménye:

$$\alpha = 0,0074/m$$

$$n = -1,33$$

Az abszorpciós együttható meg lehetőségen kicsiny. MEISSNER (1965) mérései szerint az SV hullám abszorpciós tényezője $\alpha = 0,01 - 0,03/m$. HOWELL és BUNDENSTEIN (1955)a

abszorpciós tényezőjének értéke a hullám jellegétől (P vagy S) is függ, amelyet a geometriai tényező is kifejez. Az abszorpciós együttható meghatározására két módszer kínálkozik: a sebességamplitúdó-távolság összefüggés (KARUSZ 1953; HOWELL 1957) és sebességamplitúdófrekvencia spektrum (HUANG JEN-HU, 1961). Az abszorpciós együttható számításának pontossága függ az észlelés hosszától és a hullámcsoport interferencia-



21. ábra. Az SV - K_3 fázis abszorpciós tényezőinek a meghatározása

Фиг. 21. Определение коэффициентов поглощения фазы SV - K_3

Fig. 21. The determination of the absorption coefficients of the phase SV - K_3

csatolt hullámnak minősített beérkezésre – amely jellegben hasonló ehhez a csoporthoz – ($\alpha_B=0,033/m$ ($\alpha_B=0,011/láb$) értéket határozott meg.

Érdekes még a geometriai tényező $n = -1,33$ értéke. HOWELL és BUNDEN-STEIN (1965) $n=(-1,33)-(-4,4)$ értéket határoztak meg a csatolt hullámra, de ennek ellenére felszíni hullámnak minősítették (holott energiamértékből felszíni hullámra $n = -1$; sebesség amplitudóból $n' = -1/2$ értéket kellett volna kapniuk). Ezek az adatok és megállapítások tehát az SV testhullám minősítését is alátámasztják.

Az R fázisra hasonlóképpen elvégzett számítások szerint

$$\alpha = 0,0074/m$$

$$n = -1,2.$$

A számítás azonban erősen szórt adatokon alapszik. Az irodalmi adatokhoz képest (OMOTE ÉS TÁRSAI, 1958) az eltérés két nagyságrend. Ennek oka valószínűleg az anyagi különbség.

Az „n” geometriai tényező valószínűleg azért nagyobb, mint 1/2, mert a robbantó pont közelben az „R” fázis felületi hullám jellege bizonytalan, még sugár módszerrel is értelmezhető (HOWELL és BUNDENSTEIN 1955).

Az amplitúdóspektrumból végzett számítás feltétele, hogy az abszorpciós tényező a frekvenciával lineáris kapcsolatban legyen, azaz

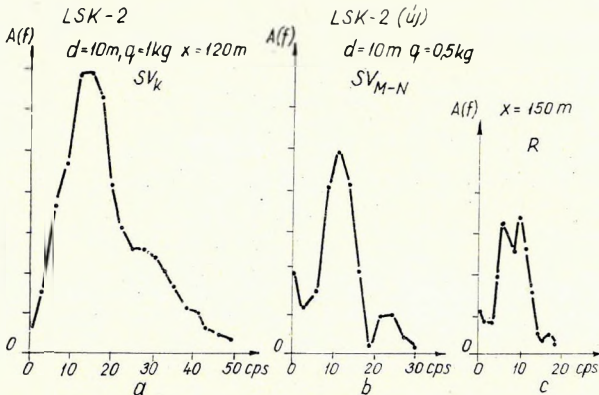
$$\frac{\alpha}{2} = \kappa f$$

Ha ez teljesül (HUANG JEN-HU 1960), akkor:

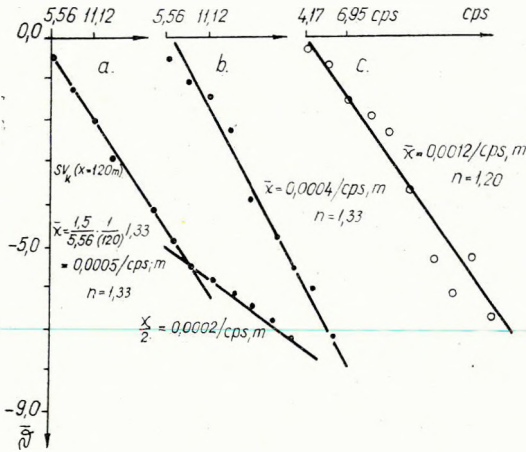
$$\bar{\vartheta} = \ln \frac{\vartheta_a(f)}{\vartheta_a(f_0)} - 2 \ln \frac{f}{f_0} = -(f-f_0) \sum_{i=\varnothing}^n r_i \kappa \quad (22)$$

összefüggés írható fel, ahol: $\vartheta_a(f)$ a spektrum amplitudó; $\vartheta_a(f_0)$ a spektrumvonatkozási amplitudó; r_i a sugár hossza.

A 22. ábra három spektrumot mutat, a 23. ábra pedig a transzformáció eredményét.



22. ábra. Sebességamplitúdóspektrumok
 Фиг. 22. Спектры амплитуд скоростей
 Fig. 22. Velocity amplitude spectra



23. ábra. Abszorpciós tényező számítása spektrumból

Fig. 23. Calculation of the absorption coefficient from the spectrum

Фиг. 23. Вычисление коэффициента поглощения по спектру

A két számítás eredményét összehasonlítva azt látjuk, hogy amíg a beérkezések SV_{MN} fázisa az SV_{K3} fázissal közel azonos értékű ($\alpha_{K3} = 0,0074/m$), addig az R fázisnál kétszeres különbséget kapunk. A különbség növekszik, ha a geometriai tényezőt nem vesszük figyelembe.

Összefoglalásként megállapíthatjuk, hogy

- a zavarhullámcsoport tartamát egy adott távolságon a sebességelozslást meghatározó hatványkitevő és a minimális és maximális látszólagos sebesség ismeretében kiszámíthatjuk;

- az egyes zavarhullámösszetevők amplitúdó-frekvenciaspektruma a töltetnagságtól függ. A töltet növelésével a zavarhullámspektrumot a kisfrekvenciák tartományába tolhatjuk el;

- az egyes zavarhullámösszetevők amplitúdó-frekvencia-spektruma függ a töltet helyétől. Azonos kőzetösszetlen belül a mélység növekedésével a spektrum szélesedik és a nagyobb frekvenciák felé tolódik el;

- az egyes zavarhullámösszetevők test (SV) hullám jellegét a geometriai tényező értéke is alátámasztja;

- az abszorpciós együtthatók értéke az egyes összetevőkre nagyságrendileg azonos.

Összefoglalás

A tanulmány célja a zavarhullámok keletkezési körülményeinek tisztázása a Hortobágyon, de általános következtetések is levonhatók.

A tanulmányban a zavarhullámprobléma négy olyan kérdéscsoportjára kívántunk választ adni, amelyekre a szűrés elmélete a továbbiakban felépíthető, a hatásossága növelhető.

Figyelembe véve az előzőekben kiszámított geometriai tényezőt is

$$\text{az } SV_{K1} \text{ fázisra } \alpha_{SV_{K1}} = 0,0005/m, \text{ cps}$$

illetőleg a 14 cps-es csúcsfrekvenciára

$$\alpha_{SV_{K1}} = 0,014/m$$

$$\text{az } SV_{MN} \text{ fázisra } \alpha_{SV_{MN}} = 0,0004/m, \text{ cps}$$

illetőleg a 12 cps-es csúcsfrekvenciára

$$\alpha_{SV_{MN}} = 0,0096/m$$

az R fázisra $\alpha_R = 0,0012/m, \text{ cps}$ illetve a 7,5 cps-es csúcsfrekvenciára

$$\alpha_R = 0,018/m.$$

A zavarhullámcsoport lényegében két hullámtípust foglal magában: az első és maximális intenzitású hullámtípus a vertikálisan polarizált transzverzális hullám, amelynek tartama (a gyakran használt) 200 m-es féltérítés távolságon 0,7–0,8 sec; a második és kisebb intenzitású hullámtípus a Rayleigh hullám, amely egy, esetleg két ciklusból áll.

A zavarhullámok első, nagyintenzitású csoportja (SV) hullámvezetőkben terjed. Az egyes hullámösszetevőkre a hullámvezető más és más:

- az első csoport (K_1 fázis) hullámvezetője $V = 137 z^{1/6}$ sebességfüggvénnyel jellemezhető és ennek érvényességi tartománya $z < 10$ m;
- a második csoport ($K_2 - K_3 - M - N$ fázisok) hullámvezetője $V = 154 z^{1/4}$ sebességfüggvénnyel írható le, amelynek érvényességi tartománya $0 < z < 20$ m.

A zavarhullámok SV hullámcsoportjának egyes összetevői, a felszínközeli rétegsor transzverzális sebességeloszlása miatt más és más forráspontból származnak:

- a $K_1 - K_2 - K_3$ fázisok a robbantás pontjában gerjesztődnek;
- az $M - N$ fázisokat a felszínen visszaverődő, a közel vertikálisan terjedő SV hullám reflexiója hozza létre (kis töltetnél a vízhullámnak is van szerepe).

A zavarhullámok SV hullámcsoportjára a geometriai optika törvényei alkalmazhatók és ezzel értelmezésük lényegesen egyszerűsíthető.

A zavarhullámok második (R fázis) csoportja az M_2 hullámmódosulat Rayleigh fázisának felel meg. Az R fázis behatolási mélysége, a vizsgált intervallumban az észlelési távolsággal növekszik. Ugyanúgy a felszíni forráspontban keletkezik mint a vertikálisan polarizált transzverzális hullámcsoport M és N fázisai.

A zavarhullám-mechanizmus lényeges elemei a következők:

- a hengeres töltet elrobbantásakor keltett SV hullámok 45° -os irányított-ságúak;
- a felszínközeli rétegekben a nagy Poisson hányados ($\sigma > 0,25$), illetőleg a nagy V_S és V_P sebességkülönbség miatt az SV hullámok már kis beesési szögnél ($\sim 10^\circ$) is konverzió nélkül verődnek vissza a felszínről;
- a lyuk tengelye közelében felszínre érkező nagyintenzitású SV hullám (vízhullám) reflexiójánál P és SV hullámok keletkeznek;
- a laza, konszolidálatlan üledékes rétegsorban a hengeres üregben végzett robbantás energiájának nagyobb részét SV ($\sim 70\%$), kisebb részét P ($\sim 30\%$) hullám viszi;
- a felszíni forrásból származó hullámösszetevők – elsősorban az R fázis – intenzitása a töltet mélységének a függvénye. A nagysebességű, kemény, vékony közetpadokon a vertikálisan terjedő SV hullám nagyrésze reflektálódik és a felszínen gerjesztett hullámcsoport intenzitása csökken.

A zavarhullámösszetevők dinamikai jellegzetességei:

- a zavarhullámcsoport tartamát a hullámvezetők paraméterei határozzák meg;
- a zavarhullámösszetevők sebességamplitudó frekvenciaspektruma függ a töltetnagságtól; a töltet növelésével a zavarhullámspektrum a kisfrekvenciák tartományába tolható el;
- ugyancsak függ a hullámcsoport spektruma a töltet helyétől; azonos összeteten belül a mélység növelésekor a spektrum szélesedik és a magasabb frekvenciák felé tolódik el;

– az abszorpciós együtthatók értéke az egyes összetevőkre nagyságrendileg azonos;

– a geometriai tényező mindkét hullámcsoportban nagyobb az egységnél.

Az Alföld különböző területein és a Csereháti dombvidéken végzett kísérleti mérések eredményei jellegükben megegyeznek a hortobágyi adatokkal, azaz kimutathatók az SV és a Rayleigh hullámösszetevők, valamint meghatározhatók a hullámvezetők paraméterei.

A vizsgálatok általánosítható eredményeket szolgáltatnak a modern szeizmikában használatos robbantópont és szeizmométercsoportok tervezéséhez. Ilyenek:

– a zavarhullám tartamának meghatározási lehetősége helyről-helyre, csoportról-csoportra;

– a zavarhullám amplitudó-frekvencia spektrumának szabályozhatósága a töltet nagyságával és mélységével;

– a zavarhullám csillapodása a távolsággal.

A lényeg az – s ezt az irodalom is megerősíti, – hogy a zavarhullámot a felszínközeli rétegsor hozza létre, jellegét is ez határozza meg, de elsősorban nem felületi hullám, hanem hullámvezetőben haladó SV típusú testhullám.

Köszönetem fejezem ki mindazoknak, akik a dolgozat alapjául szolgáló kísérletek megvalósítását elősegítették; Polcz Iván és Ráner Béla tudományos munkatársnak, a Magyar Állami Eötvös Loránd Geofizikai Intézet Igazgatóságának, a Központi Földtani Hivatal és az Országos Kőolaj és Gázipari Tröszt Szeizmikus Kutatási Üzeme Vezetőségének.

IRODALOM

- ACHESON, C. H., 1959: The correction of seismic time maps for lateral variation of velocity beneath the low velocity layer. *Geophysics* 14.
- ALLEN, E. S., 1947: Six place tables. McGraw-Hill
- ANGENHEISTER, G., 1950: Fortschreitende elastische Wellen in planparallelen Platten. *Gerlands Beiträge zur Geophysik* 61, 54.
- ANSTEY, N. A., 1957; Modern technique in seismic reflection recording. *Geophysical Prospecting*, 5.
- ÁDÁM O., 1954: Egyes DNY dunántúli területek némaságának okai. *Geofizikai Közlemények*, IV 1.
- ÁDÁM O., 1960: Jelentés a Nagykanizsán 1960. VIII. 9 – 20 között végzett kísérleti mérésekről. ELGI
- ÁDÁM O., 1963: Szeizmikus felvételek frekvenciaanalízise. *Geofizikai Közlemények*, XIII 1.
- ÁDÁM O., 1964: Szeizmikus felszíni zavarhullámok (ground roll) dinamikai vizsgálata. *Magyar Geofizika*, 5, 1 – 2.
- ÁDÁM O. – SZ. KILÉNYI É., 1963: Közelítő sebesség függvény meghatározása refrakciós menetidő-görbékéből. *Geofizikai Közlemények*, XII 3 – 4.
- BANTA, H. E., 1941: Arefraction theory adaptable to seismic weathering problems. *Geophysics*, 6, 3.
- BISZTRICSÁNY E. – KISS Z. – MOLNÁR K., 1964: Robbantással keltett felületi hullámok vizsgálata *Magyar Geofizika*, 5, 1 – 2.
- BREKHOVSKIKH, L. M., 1960: *Waves in layered media*. Academic Press, New York and London
- DOBRIN M. B., 1950: Submarine geology of Bikini lagoon as indicated by dispersion of waterborne explosion waves. *Bulletin of Geological Society of America*, 61
- DOBRIN, M. B., 1951: Dispersion in seismic surface waves. *Geophysics*, 16, 1.
- DOBRIN, M. B. – LAWRENCE, PH. L. – SENG BUSH, R., 1954: Surface and near-surface waves in the Delaware Basin. *Geophysics*, 19.
- DON LEET, L., 1950: *Earth Waves*. Cambridge, Massachusetts. Harvard University Press
- EGYED L., 1956: a Föld fizikája. Akadémiai Kiadó, Budapest

- EWING, W. M. – JARDETZKY, W. S. – PRESS, F., 1957: *Elastic Waves in Layered Media*. McGraw-Hill
- FÖRTSCH, O., 1950: Untersuchungen von BiegeWellen in Platten: Messung ihrer Gruppen und Phasengeschwindigkeit. *Gerlands Beiträge zur Geophysik*, 61, 54.
- GÁLFI J., 1952: A levegőben robbantás módszerének alkalmazása a hazai szeizmikus kutatásban. *Geofizikai Közlemények I*
- GÁLFI J. – STEGENA L., 1959: Reflexiók szűrési eljárások és kritikai vizsgálatuk. Kézirat
- GOLZMAN, F. M. – KALINYINA, T. B., 1958: A frekvencia analízis és szintézis egyszerű módszerei és alkalmazásuk néhány geofizikai feladat megoldásához. *Prikladnaja Geofizika*, 21. Moszkva
- GOLZMAN, F. M., 1960: Coasztotnaja teorija gruppированнaja szignalov *Izvestija Akademia Nauk SzSzsZR. Seria Geofizika*, 6.
- GOGUEL, J. M., 1951: Seismic refraction with variable velocity. *Geophysics*, 16, 1.
- GUPTA, J. M. – KISSLINGER C., 1964: Model study of explosion generated Rayleigh waves in a half space. *Bulletin of Seismological Society of America*, 54, 2.
- GUPTA, I. M., 1966: Dispersion of body waves in layered media. *Geophysics* 16, 4.
- GURVICS, I. I. – CSAO, THUN., 1962: O zavizimoszti amplitudi szeizmicseszkih kolebanij ot vesza zarjada. *Razvedocsnaja i Promiszlovaia Geofizika*, 44.
- GURVICS, I. I. – NOMONOKOV, V. P., 1966: *Szeizmorazvedka*. Nedra, Moszkva
- HAGEDOORN, I. G., 1962: In pursuit of the errant seismic pulse. *Geophysical Prospecting*, 10, 2.
- HEELAN, P. A., 1953: Radiation from a cylindrical source of finite length. *Geophysics*, 18, 3.
- HOLZMAN, F. M., 1961: On the experimental analysis of interferences and of the reliability of the results of grouping of signals. *Bulletin (Izvestija) Academy of Sciences USSR. Geophysics Series*, 12.
- HOWELL, B. F. – BUNDENSTEIN, D., 1955: Energy distribution in explosion generated seismic pulses. *Geophysics*, 20, 1.
- HOWELL, G. L. – NEUENSCHWANDER, E. F. – PIERSON, A. L., 1953: Gulf Coast surface waves *Geophysics*, 13, 1.
- HOWELL, B. F., 1957: Ground vibrations near explosions II. *Earthquake Notes* 28, 4.
- HUANG, JEN-HU., 1961: A szeizmikus hullám frekvencia-spektrumáról. *Geofizikai Közlemények IX*, 3–4.
- JOLLY, B. N., 1956: Investigation of shear waves. *Geophysics* 19, 4.
- JÓSA E., 1964: Jelentés a Nagy-Alföldön végzett kismélységű geoelektromos ellenállásmérésekről. ELGI
- KARUSZ, E. V., 1958: Rugalmas hullámok abszorpciója közetekben, állandó rengéskeltés mellett. *Izvestija Akademie Nauk, SzSzsZR széria Geofizicseszkaia*, 4. (fordítás)
- KAUFMAN, H., 1953: Velocity Functions in Seismic Prospecting. *Geophysics* 18, 2.
- KEFELI, A. Sz., 1964: Izucsenyie szkorosztei prodolnyich i poperecsnyich voln *Geologia i Geofizika Akademia Nauk SzSzsZR szibirszkoe otdelenyie* 5.
- Sz. KILÉNYI É., 1964: A refrakciós későbbi beérkezések felhasználása a gyakorlati szeizmikus kutatásban. *Geofizikai Közlemények XIII*, 4.
- KISSLINGER, C., 1959: Observation of development of Rayleigh type waves in the vicinity of small explosions. *Journal of Geophysical Research* 64, 4.
- LÁNCZOS C., 1956: *Applied Analysis*. Prentice Hall
- LUECKE, E. J., 1958: Experimental dependence of the energy of seismic waves on the explosive conditions. *Bulletin (Izvestija) Academy of Sciences, USSR Geophysics Series*, 2.
- MALINOVSKAYA, L. H., 1958: The dynamic features of totally reflected transverse waves. *Bulletin (Izvestija) Academy of Sciences, USSR. Geophysics Series*, 2.
- MASON, G., 1957: Small scale field investigation of motion near the source, *Geophysical Prospecting* 5, 2.
- MÁFI SÍKVIDÉKI KUTATÓ OSZTÁLY 1965: Jelentés az 1964/65. évi alföldi munkálatokról. ELGI Adattár
- MEISSNER R., 1965: *P* and *SV* – waves from uphole shooting. *Geophysical Prospecting* 13, 3.
- NIELSEN, K. L., 1956: *Methods in Numerical Analysis*. The Macmillan Company, New York
- NUTTLI, O., 1961: The effect of the Earth's surface on the *S* wave particle motion. *Bulletin of Seismological Society of America*, 51, 2.
- OKGTSZKŰ, 1958: 53. jelentés. Miklós Gergely
- OKGTSZKŰ, 1959: 55. jelentés. Hámor N., Újfalussy A.
- OMOTE, S. – KOMOKI, SH. – NAKAJIMA, N., 1958: Seismic wave types in a sand layer near a small explosion. *Bulletin of the Earthquake Research Institute*, 36.

- PEET, W. E., 1960: A shock wave theory for generation of seismic signal around a spherical shot-hole. *Geophysical Prospecting*, 8, 4.
- POLCZ I., 1963: Geofoncsoportok alkalmazásának vizsgálata hazai szeizmogeológiai viszonyokra. Diplomaterv
- POSGAY K., 1958: Szeizmikus kísérleti terület kijelölése. *Geofizikai Közlemények*, VIII 1–2.
- RICKER, N. – LYAN, R. D., 1950: Composite reflections. *Geophysics*, 15.
- RICKER, N., 1953: The form and laws of propagation of seismic wavelets. *Geophysics*, 18.
- RUDNYICKIJ, V. P., 1965: A hullámkép néhány sajátossága a robbantópont közelében. *Material geofiziceszkijh izsledovanyij territorii Ukraini. Geofiziceszkij Szbornyik*, 6. (fordítás)
- SATO, Y., 1955: Analysis of dispersed surface waves by means of Fourier transform. I – II *Bulletin of the Earthquake Research Institute, Tokyo University*, 23.
- SCHMIDT, E. R., 1923: A kincstár csonkamagyarországi szénhidrogénkutató mélyfúrásai. *MÁFI Évkönyve*, 34.
- SHARPE, J. A., 1942: The production of elastic waves by explosion pressure. *Geophysics*, 7, 2.
- SHARPE, J. A., 1942: The production of elastic waves by explosion pressure. II. Results of observation near an exploding charge. *Geophysics*, 7.
- STEGENA L., 1955: *Geofizika IV. éves geofizikus hallgatók részére (kézirat)*.
- SZÉNÁS GY. – ÁDÁM O., 1953: Szeizmogeológiai viszonyok DNY Magyarországon. *Geofizikai Közlemények* II 9.
- SZÉNÁS GY., 1962: Jelentés az 1962-ben végzett hortobágyi geofoncsoport és linear shooting kísérletekről. *ELGI Adattár*
- TATEL, H. E. – TUVE, M. A., 1954: Note on the nature of a seismogram I. *Journal of Geophysical Research*, 59, 2.
- TOLSTOY, J. – USDIN, I., 1953: Dispersive properties of stratified elastic and liquid media: a ray theory. *Geophysics*, 18, 4.
- WHITE, J. E. – SENGBUSH, R. L., 1953: Velocity measurements in near-surface formations. *Geophysics*, 18, 1.
- WHITE, J. E. – SENGBUSH, R. L., 1963: Shear waves from explosive sources. *Geophysics*, 28, 6.
- WHITE, J. E., 1965: *Seismic Waves; radiation, transmission, and attenuation*. McGraw-Hill