

## 2. SZEIZMOLÓGIA

A szeizmológia a természetes eredetű földrengések megfigyelésével és feldolgozásával foglalkozó tudomány. A becslések szerint Földünkön mintegy háromezer földrengés pattan ki évente, ebből azonban legfeljebb öt-hatezret érez a lakosság és mindössze húsz-huszonöt a pusztító rengések száma. A földrengéskutatás legnagyobb jelentősége abban áll, hogy a rengések keletkezési körülményeinek egyre részletesebb megismerésével ki tudjuk dolgozni az előrejelzés módszereit.

A nagyobb földrengések során keletkező rengéshullámok áthaladnak Földünk belső részein is és fontos információkat hoznak a Föld belső felépítéséről. A rengéshullámok tanulmányozása tehát abból a szempontból is rendkívül fontos, hogy jelenleg szinte ez az egyetlen lehetőségünk, hogy következtetni tudjuk a Föld belső szerkezetére és belsejének legfontosabb fizikai paramétereire. Ezen túlmenően a földrengések kipattanásának helye és körülményei alapvető információkat szolgáltatnak a Föld tektonikai folyamatairól.

A *szeizmika* a szeizmológiával ellentétben a mesterségesen keltett rengésekkel foglalkozik. A kéregszerkezet vizsgálatára, ásványi nyersanyagok (főként a szénhidrogének) kutatására alkalmazzák; de emellett a mérnökgeofizikában is fontos kutatási módszer.

### 2.1 Alapfogalmak

A földkéreg alkotó kőzetek szilárd rugalmas anyagok. A szilárd testek rugalmassága abban jelentkezik, hogy ha valamely külső erő a test alakját vagy méretét megváltoztatni igyekszik, akkor a belsejében olyan irányú feszültségek lépnek fel, amelyek az alak, illetve a méretváltozást megakadályozni törekuszenek. Ha a külső erő megszűnik, akkor a feszültségek hatására a test visszanyeri eredeti alakját és térfogatát. A feszültségek eközben munkát végeznek, amiből az következik, hogy a deformált állapotban energia halmozódik fel. Ha azonban az alakváltozás bizonyos határt túllép, az anyagban megszűnnek a molekulákat összetartó kohéziós erők: *az anyag tönkremegy*, eltörik. A törés következtében felszabadul a testben felhalmozott rugalmas energia és részben mozgási (kinetikus) energiává, részben a belső súrlódáson keresztül hőenergiává alakul. A töréssel járó elmozdulás pedig megszünteti a deformációt.

Ez a jelenség megy végbe a földkéreg kőzeteiben is [53]. A Földet alakító jelenségeknél azonban a tömeg a tér és az idő nem a megszokott hétköznapi méretekben lép fel. Ennek következtében aránylag csekély erők hosszú időn át hatva a mindennapi viszonyokhoz képest szokatlan mértékű hatásokat válthatnak ki.

A Földet felépítő anyagokra különböző erők hatnak. Az ismert erők közül legfontosabbak a tektonikai erők és a Föld belsejében a mélységgel egyre növekedő nyomóerő.

## 2.1.1 A közetek viselkedése erőhatásokkal szemben

Valamely tömegelemre ható külső erő két olyan összetevőre bontható, amely közül az egyik a tömeg határoló felületének elemi darabjára merőleges, a másik pedig a felületelem síkjába esik. Az előbbi – aszerint, hogy a tömegtől kifelé vagy befelé irányul – húzó- vagy nyomóerő, a másik a nyíróerő. Az erők hatására a tömeg térfogatváltozást és alakváltozást szenved, amely változásokkal szemben a tömegen belül feszültségek lépnek fel.

Az alakváltozásnak háromféle megnyilvánulása lehet (megjegyezve, hogy ezek rendszerint nem tisztán, jól elkülöníthető módon jelentkeznek):

a) *rugalmas* az alakváltozás, ha adott behatási idő alatt az alakváltozás a külső erő növekedésével egyenes arányban nő;

b) *képlékeny* (plasztikus) az alakváltozás, ha adott nagyságú erő által kiváltott alakváltozás a behatási időtől függ, ennek növekedésével nő;

c) *tönkremenésről* beszélünk akkor, ha az alakváltoztató erővel szemben megszűnik az anyag ellenállása.

Egyes anyagoknál a rugalmas alakváltozás és a tönkremenés (törés) között képlékeny állapot következik be. Ezek a képlékenyen rugalmas anyagok. Velük szemben a rideg anyagoknál a képlékeny átmeneti állapot hiányzik.

A rugalmas alakváltozás és az erőhatás összefüggésének leírásához az anyagokat bizonyos mérőszámokkal jellemezhetjük.

A  $q$  alapterületű  $\ell$  magasságú közethasáb az alap- és a fedőlapjára merőlegesen ható, ellenkező irányú  $F$  erő hatására

$$\frac{\Delta\ell}{\ell} = \frac{1}{E} \frac{F}{q}$$

nagyságú relatív hosszváltozást szenved; ahol  $E$  az *anyag rugalmassági Young-modulusa*.

Az erő hatására azonban a hasáb a hosszirányára merőlegesen is megváltoztatja méretét. Ha a négyzetes alap  $a$  oldalhosszának változása  $\Delta a$ , akkor a

$$\kappa = -\frac{\Delta a/a}{\Delta\ell/\ell}$$

újabb rugalmassági állandó: a *Poisson-féle szám*. (A negatív előjel arra utal, hogy a  $\Delta a$  és  $\Delta\ell$  előjele mindig ellentétes; pl. ha az anyag hosszirányban megnyúlik, akkor a keresztmetszete csökken).

Ha most az előbbi merőleges hasáb alap- és fedőlapjának síkjában egyenlő nagyságú és ellentétes irányú  $F$  nyíróerő hat, akkor ez térfogatváltozás nélkül elferdül, vagyis ferde hasábbá deformálódik. Az elferdülés szöge :

$$\gamma = \frac{1}{\mu} \frac{F}{q} ,$$

ahol  $\mu$  a *nyírási vagy torzió modulus*.

Ha valamely testre minden oldalról felületegységenként ugyanakkora nyomóerő hat és a test térfogata  $p$  nyomáson  $V$ , akkor  $\Delta p$  nyomásváltozás következtében az alakját megtartva

$$\frac{\Delta V}{V} = -\frac{1}{K} p$$

relatív térfogatváltozást szenved, ahol  $K$  a *térfogati rugalmassági tényező*, vagy *inkompresszibilitás*, amely az anyag térfogatváltoztatással szembeni ellenállásának a mértéke.

A későbbiek során még a  $\lambda$ -val jelölt rugalmassági jellemzőt is fogjuk használni.  $\lambda$  és  $\mu$  a *Lammé-féle állandók*.

Homogén közegben a rugalmassági paraméterek közül csak kettő független egymástól, így pl. a  $\lambda$ ,  $\mu$  és a  $K$  paraméterek kifejezhetők az  $E$  Young-modulus és a  $\kappa$  Poisson-szám segítségével:

$$\begin{aligned}\lambda &= \frac{E\kappa}{(1+\kappa)(1-2\kappa)} \\ \mu &= \frac{E}{2(1+\kappa)} \\ K &= \frac{E}{3(1-2\kappa)}\end{aligned}\tag{2.1}$$

A (2.1) összefüggések gyakorlati jelentőségét az adja, hogy  $\lambda$  és  $\mu$  a kőzetmintákon közvetlenül nem mérhető; a Young-modulust és a Poisson-számot viszont meghatározhatjuk.

A kőzetek rugalmassági jellemzőinek értéke a nyomás és a hőmérséklet függvénye. Ez azért fontos, mert a Föld belsejében rendkívül magas nyomás és hőmérséklet értékek uralkodnak. Tapasztalataink szerint a hőmérséklet emelkedése csökkenti, a nyomás emelkedése viszont növeli a rugalmassági jellemzők értékét.

A megfigyelés szerint ha az erőhatás bizonyos határt túllép, akkor a kőzetek vagy képlékeny alakváltozást mutatnak, vagy pedig tönkremennek [53]. Képlékeny állapotban külső erő hatására igen jelentékeny alakváltozások állhatnak elő a tönkremenés előtt. Ennek az alakváltozásnak azonban csak egy része rugalmas (tehát csak bizonyos része szűnik meg az erő megszűnésével), a másik maradandó (ez a képlékeny folyás). A tönkremenés – vagyis a kőzetek törése – akkor következik be, amikor a külső erőktől származó alakváltozás olyan nagy, hogy a test belsejében fellépő nyíróerők túllépik az anyag törési szilárdságát.

Igen nagy hidrosztatikai (minden oldalról ható) nyomás alatt a rideg anyagok is képlékenyen viselkednek. Ezt bizonyítják részben a laboratóriumi kísérletek, részben pedig a réteges kőzetekben sokszor nagy jól szemléltető gyűrődések. A 10 km-es mélységben uralkodó kb.  $3 \times 10^8$  N/m<sup>2</sup> nyomásérték mellett például a mészkő és a márvány már plasztikus. Hasonló a helyzet más kőzetekkel, illetőleg kőzetalkotó ásványokkal; legfeljebb a szükséges nyomás nagyobb. Kivétel pl. a kvarc, amely még  $3 \times 10^9$  N/m<sup>2</sup> nyomás mellett is rideg anyagként viselkedik.

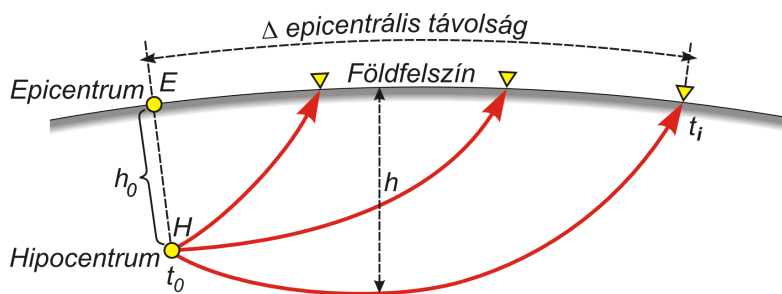
Az elmondottakból következik, hogy a Föld nagyobb mélységeiben törés csak kivételesen fordulhat elő, amikor a kőzetekben valamilyen okból olyan egyirányú feszültség lép fel, amely túllépi a hidrosztatikai nyomást. Mivel a felszín közelében csekélyebb a hidrosztatikai nyomás, itt ilyen egyirányú feszültségek könnyebben felléphetnek.

## 2.1.2 A földrengések kipattanása és jellemzőik

A különböző tektonikai és egyéb folyamatok eredményeként a Föld közeiben feszültségek – és ezzel rugalmas energia halmozódik fel. A feszültség-felhalmozódás folyamata elemi kicsiny rugalmas alakváltozással kezdődik, majd véges deformációba megy át. Ezt plasztikus alakváltozás követi, és végül a szilárdsági határok túllépése után a Föld belsejében törési zónák jönnek létre. Bár a rugalmas energiakészlet kis részének felszabadulása a törési zónák kialakulása előtt, a plasztikus állapotban megindul, azonban az energia döntő része a törés pillanatában szabadul fel, és alakul át rugalmas hullámmozgássá. Ezeket a rugalmas hullámokat nevezzük *földrengéshullámoknak*.

A legnagyobb energiakészletek a tektonikus erők hatására halmozódnak fel, – így a földrengések döntő része tektonikus eredetű.

A földrengéseket kiváltó egy-egy törési zóna a Föld méreteihez képest viszonylag kis területre terjed ki, ezért a Föld belsejében a földrengéshullámok tovaterjedését úgy foghatjuk fel, mintha a hullámok egyetlen pontból indultak volna ki. A Föld belsejében azt a helyet, ahol a rengés kipattan a *rengés fészekének* vagy *hipocentrumának* hívjuk és *H*-val jelöljük. Mivel a hipocentrumban még az összes rengéshullám együtt van, szokásos elnevezés a *fókusz* is. A fészeknek a 2.1 ábrán látható felszíni vetületét a földrengés *epicentrumának* nevezzük és *E*-vel jelöljük. Az *E* epicentrum és a *H* hipocentrum közötti távolság a *h* *fészekmélység*. A Föld felszínén valamely állomásnak az epicentrumtól mért szögtávolsága a  $\Delta$  *epicentrális távolság*.



2.1 ábra. A földrengések leírásának alapfogalmai

A tapasztalatok szerint a földrengés energiája a fészekben olyan rövid idő alatt szabadul fel, hogy ez jó közelítéssel pillanatszerűnek tekinthető; emiatt beszélünk a földrengés  $t_0$  *kipattanási idejéről*. A hipocentrumból kiinduló rugalmas hullámok különböző pályák mentén terjedve bemerülnek a Föld mélyébe, majd felbukkannak a felszínre. A 2.1 ábrán látható, hogy a nagyobb epicentrális távolságokban felbukkanó hullámok egyre mélyebben merülnek a Földbe. Valamely adott földrengéshullám *h* *bemerülési mélysége* az a maximális mélység, amennyire a hullám a terjedése során a Föld felszínétől eltávolodik. Az az idő, amely alatt a földrengéshullám a hipocentrumból valamely földfelszíni pontba ér (a futási idő vagy *menetidő*) az út hosszától és az út menti terjedési sebességtől függ. A menetidőket úgy kapjuk meg, hogy a vizsgált hullám *t* *beérkezési idejéből* levonjuk a rengés  $t_0$  *kipattanási idejét*. Ha ezt a  $\Delta$  *epicentrális távolság* függvényében ábrázoljuk, akkor az alapvetően fontos *menetidőgörbékhez* jutunk.

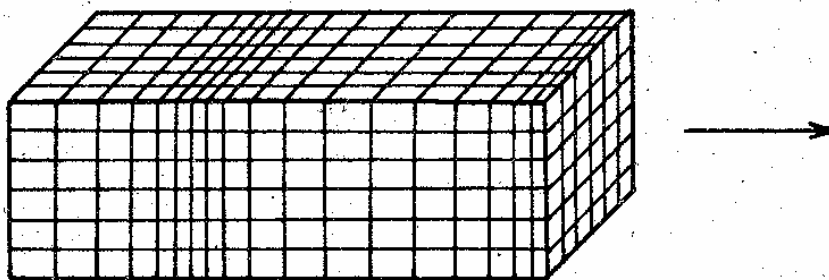
### 2.1.3 A földrengéshullámok fajtái

A földrengéshullámok terjedését a

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2}$$

*hullámegyenlet* írja le, – ahol  $u$  az elmozdulás-, vagy hullámfüggvény,  $v$  pedig a kérdéses rugalmas hullám terjedési sebessége az adott közetben [76].

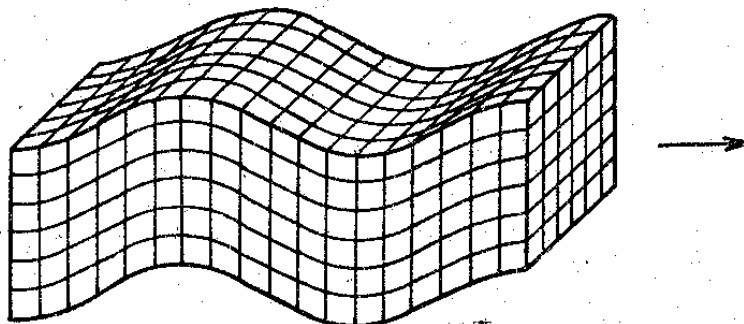
A hullámegyenlet megoldása szerint szilárd rugalmas közegben két fajta *térhullám* terjedhet: nyomási vagy *longitudinális* és nyírási vagy *transzverzális* hullám.



2.2 ábra. Longitudinális (P) hullámok terjedése

A longitudinális hullámok jellemzője, hogy az anyag részecskéi a hullámterjedés irányában végeznek rezgőmozgást. Ha az anyagban még a deformáció előtt képzeletben kijelölünk egy téglatestet és ezt kis elemi kockákra osztjuk, akkor a longitudinális hullámok terjedése során az elemi kockák a 2.2 ábrán látható módon deformálódnak. A rugalmas hullámok terjedésének irányát nyíl mutatja. Transzverzális hullámok esetén az anyag részecskéi a 2.3 ábrán látható módon a hullámterjedés irányára merőlegesen mozognak.

Az azonos fázisban (nyugalmi helyzetüktől azonos távolságra) levő részeket összekötő felületeket *hullámfrontoknak* nevezzük, a hullámfrontokra merőleges görbék pedig a hullámpályák.



2.3 ábra. Transzverzális (S) hullámok terjedése

A hullámegyenlet megoldása szerint [76], a longitudinális és a transzverzális hullámok terjedési sebessége különböző:

$$v_{long.} = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}} = v_P \quad (2.2)$$

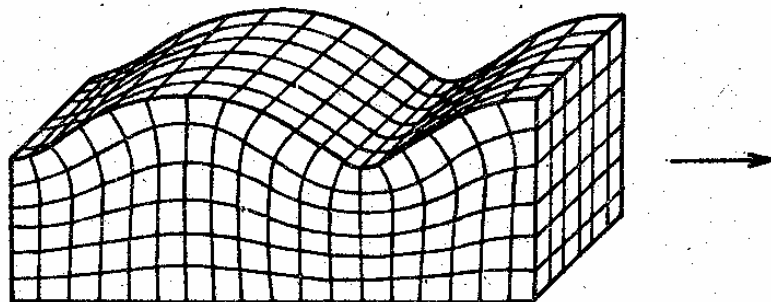
$$v_{tr.} = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}} = v_S \quad (2.3)$$

ahol  $\rho$  a közeg sűrűsége,  $\lambda$  és  $\mu$  pedig a már ismert Lamé-féle rugalmassági állandók. (A későbbiek szempontjából fontos megjegyeznünk, hogy a folyadékok és a gázok nyírási modulusa zérus: ( $\mu = 0$ ), ezért a (2.3) szerint folyadékokban és gázokban a transzverzális hullámok nem terjednek.) A (2. 2) és a (2. 3) alapján látható, hogy  $v_{long.} > v_{tr.}$ ; így földrengések esetén adott megfigyelési helyen elsőnek mindig a longitudinális hullámok érkezik be, majd ezeket csak bizonyos idő múlva követik a transzverzális hullámok. Ennek megfelelően a szeizmológiai gyakorlatban a *P* (**P**rimary) és az *S* (**S**econdary) hullám elnevezéseket használjuk. A (2. 2) és a (2. 3) alapján a terjedési sebességek aránya:

$$\frac{v_P}{v_S} = \sqrt{\frac{\lambda}{\mu} + 2} \quad (2.4)$$

amelynek számértéke a földköpenyben  $\sqrt{3}$  körül adódik.

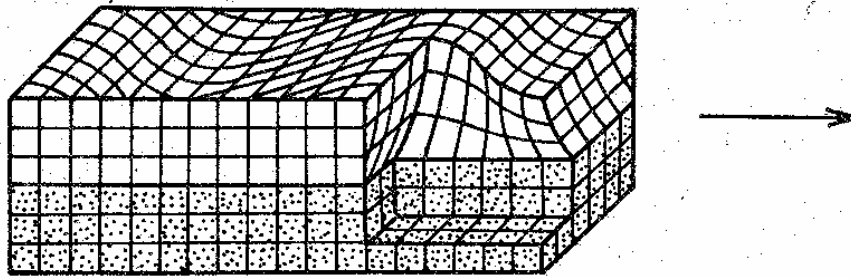
A rugalmas test belsejében terjedő longitudinális és transzverzális hullámok mellett a test felszínén is terjednek hullámok, amelyek amplitúdója a közeg belseje felé gyorsan csökken. Ezeket *felületi hullámoknak* nevezzük, – bár nem csak a test felületén, hanem a Föld belsejében is bármely szeizmikus határfelület mentén kialakulhatnak és terjedhetnek. A felületi hullámokat elsőként *RAYLEIGH* tanulmányozta és a hullámegyenlet alapján leírta viselkedésüket.



2.4 ábra. Rayleigh-hullámok terjedése

A felületi hullámok szempontjából tekintve a transzverzális (*S*) hullámoknak két változata van. Az egyik esetben a részecskék elmozdulása vertikális-, a másikban horizontális sík mentén történik. Az előbbieket *SV*, az utóbbiakat *SH* hullámoknak hívjuk.

A *Rayleigh-féle hullámok* lényegében véve a *P* és az *SV* hullámok interferenciájából alakulnak ki. A Rayleigh-hullámok terjedését a 2.4 ábra szemlélteti. Az ábrán látható, hogy nemcsak a felületi, hanem a mélyebb részek is részt vesznek a mozgásban – azonban a hullámegyenlet megoldása szerint a részecskék mozgásának amplitúdója a mélység és a frekvencia szorzatával exponenciálisan csökken. Ugyanabban a közegben a Rayleigh-hullámok terjedési sebessége kisebb mint a transzverzális hullámoké.



2.5 ábra. Love-hullámok terjedése

LOVE vizsgálatai szerint a felületi hullámoknak másik típusa is van. Ennek létezéséhez az szükséges, hogy a felszínen két különböző rugalmasságú réteg legyen. Az elmélet szerint a *Love-hullámok* *SH* típusú hullámokból alakulnak ki és a részecskék mozgásának amplitúdója ugyancsak exponenciálisan csökken a mélység és a frekvencia szorzatával. A Love-hullámok terjedését a 2.5 ábra szemlélteti. A Love-hullámokat általában  $L$ , a Rayleigh-hullámokat pedig  $R$  betűkkel szokták jelölni. A felületi hullámok terjedésének fontos jelensége a diszperzió, mely annak az eredménye, hogy a különböző frekvenciájú rugalmas hullámok nem azonos sebességgel terjednek [41].

### 2.1.4 A rengéshullámok terjedése

A rugalmas hullámok különböző közetekben különböző sebességgel terjednek. A terjedési sebesség a rugalmassági jellemzőktől és a sűrűségtől a (2.2) és a (2.3) összefüggés szerint változik. Azonban a közetek rugalmassági paraméterei és ennek megfelelően a rengéshullámok terjedési sebessége is különböző hatásokra jelentősen megváltozhatnak. Ezek közül legfontosabb a nyomás, a hőmérséklet, vagy pl. a közetek szerkezete. Igen érdekes pl. a kristályos palák sebesség-anizotrópiája, melyeknél a rétegzettséggel párhuzamos irányban mért sebesség jóval (néha 20-70%-kal is) nagyobb, mint a rétegzettségre merőleges irányban. A 2.1 táblázatban a nagyságrendi tájékozódás céljából megadtuk a longitudinális hullámok terjedési sebességét néhány fontosabb közettípusban.

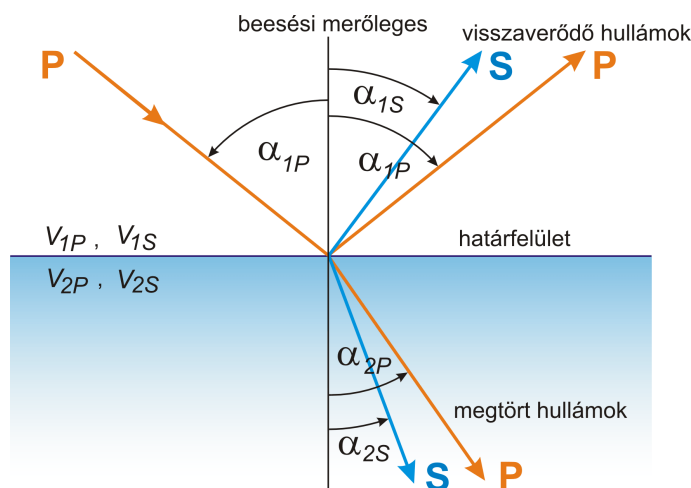
A következőkben megvizsgáljuk a földrengéshullámok terjedésének fontosabb szabályait.

2.1 táblázat. A longitudinális hullámok terjedési sebessége különböző közetekben

közet	sebesség [m/s]
száraz homok	100 - 600
nedves homok, kavics	200 - 2000
agyag	1200 - 2800
mészkö, dolomit	2000 - 6250
víz	1430 - 1590
gránit	5600
diorit	6400
gabbró	6800
bazalt	5400
peridotit	7400

Végtelen kiterjedésű, homogén, izotróp közegben az egy pontból kiinduló hullámok frontjai koncentrikus gömbök, a hullámpályák pedig ezen gömbökre merőleges sugarak.

Amennyiben a földrengéshullámok két közeg határfelületéhez érnek, akkor azon túlmenően, hogy megtörnek és visszaverődnek, a 2.6 ábrán látható módon kölcsönösen keltik is egymást.



2.6 ábra. Rengéshullámok törése és visszaverődése

A törés és a visszaverődés szögét a Snellius-Descartes-törvény alapján a

$$\frac{\sin \alpha_1}{\sin \alpha_2} = \frac{v_1}{v_2} \quad (2.5)$$

egyenletből határozhatjuk meg. Az  $\alpha_{1P}$  szöggel beeső  $P$  hullám mint  $P$  hullám szintén  $\alpha_{1P}$  szöggel verődik vissza. Azonos hullámra nézve tehát a beesési szög egyenlő a visszaverődési szöggel. A  $P$  hullám azonban a határfelületen  $S$  hullámot is gerjeszt, amely már a

$$\frac{\sin \alpha_{1S}}{\sin \alpha_{1P}} = \frac{v_{1S}}{v_{1P}}$$

egyenletből adódó  $\alpha_{1S}$  szöggel verődik vissza. Ugyanakkor a megtört  $P$  hullám  $\alpha_{2P}$  szöggel halad tovább, amely értéke a

$$\sin \alpha_{2P} = \frac{v_{2P}}{v_{1P}} \sin \alpha_{1P}$$

összefüggésből határozható meg. Ha a sebesség lefelé növekszik ( $v_{2P} > v_{1P}$ ) akkor ( $\alpha_{2P} > \alpha_{1P}$ ); azaz a hullám a beesési merőlegestől, ellenkező esetben pedig a beesési merőlegeshez törik. A határon keltett és megtört  $S$  hullám a



$$\sin \alpha_{2S} = \frac{v_{2S}}{v_{1P}} \sin \alpha_{1P} = \frac{v_{2S}}{v_{2P}} \sin \alpha_{2P}$$

egyenletből számítható  $\alpha_{2S}$  szöggel halad tovább a második közegben.

Teljesen hasonlóan tárgyalható az az eset, amikor  $S$  hullám érkezik a határfelülethez. A határfelület ebben az esetben is megsokszorozza a hullámokat.

Közelítve a Föld belsejében való terjedési viszonyok tárgyalásához, alkalmazzuk a (2.5) törési törvényt koncentrikus, homogén héjakból felépülő gömb esetére. A 2.7 ábrán a  $H$  pontból kiinduló rugalmas hullám  $i_1$  szöggel érkezik a határfelületen levő  $P$  pontba, ahol  $\varepsilon$  szöggel megtörve tovább halad, majd  $i_2$  szöggel érkezik a következő határfelületre és így tovább. A törési törvény szerint

$$\frac{\sin i_1}{\sin \varepsilon} = \frac{v_1}{v_2} \quad (2.6)$$

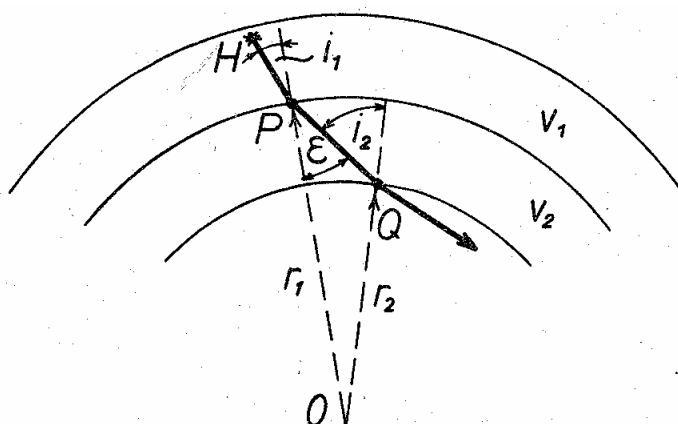
az  $OPQ$  háromszögből pedig a szinusztétel szerint

$$\frac{\sin \varepsilon}{\sin i_2} = \frac{r_1}{r_2} \quad (2.7)$$

A (2.6) és a (2.7) kifejezést összeszorozva és átrendezve, az

$$\frac{r_1 \sin i_1}{v_1} = \frac{r_2 \sin i_2}{v_2}$$

összefüggést kapjuk. Ez az összefüggés minden héjra vonatkozólag teljesül és fennáll akkor is, ha a sebesség egy héjon belül folytonosan változik.



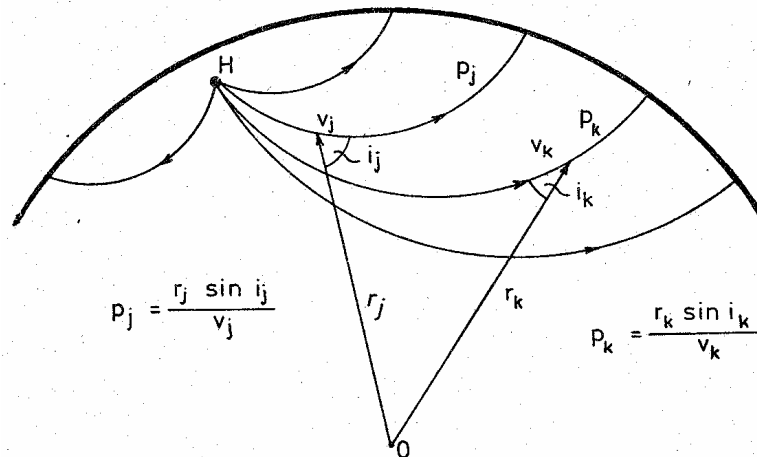
2.7 ábra. A megtört földrengéshullám útja

A rugalmas hullámok tehát úgy haladnak a Föld belsejében, hogy az

$$\frac{r \sin i}{v} = p = \text{áll.} \quad (2.8)$$

összefüggés ugyanazon hullámpályára vonatkozóan a hullámpálya minden pontjában teljesül. (Természetesen a (2.8) összefüggés bármely más hullámpályára is teljesül, csak más  $p$  érték mellett.) A  $p$  értéket az adott *hullám paraméterének* nevezzük.

Ha övesen homogén, vagy akár folyamatos sebességeloszlással rendelkező közegben a sebesség lefelé növekszik, akkor a beesési merőlegetől való folytonos törés eredményeként a hullámpályák teljesen visszahajlanak, azaz felülről nézve a 2.8 ábrán látható módon konkáv görbék lesznek. Valójában ez tapasztalható Földünk esetében is.



2.8 ábra. Hullámpályák a Föld belsejében

Mivel a (2. 8) összefüggés a felszínre is érvényes, fenn kell állnia az

$$\frac{r_0 \sin i_0}{v_0} = p \quad (2.9)$$

összefüggésnek, amelyben  $r_0$  a gömb alakúnak képzelt Föld sugara,  $i_0$  a felszínre érkező hullám beesési szöge,  $v_0$  pedig a felszínközeli sebesség. A 2.9 ábrán azonban látható, hogy az 1. hullám felszínre érkezésének pillanatában a szomszédos 2. hullám még csak a C pontban van és csak  $dt$  idő múlva érkezik a felszínre,  $v_0 dt$  út megtétele után. Közben a rugalmas hullám a földfelszíni megfigyelő számára A-ból B-be jutott  $v_f$  sebességgel, amit *felszíni látszólagos sebességnek* nevezünk. Az ABC háromszögből tehát

$$\sin i_0 = \frac{v_0 dt}{v_f dt} = \frac{v_0}{v_f} \quad (2.10)$$

ahol a felszíni látszólagos sebesség:

$$v_f = \frac{\overline{AB}}{dt} = r_0 \frac{d\theta}{dt} \quad (2.11)$$

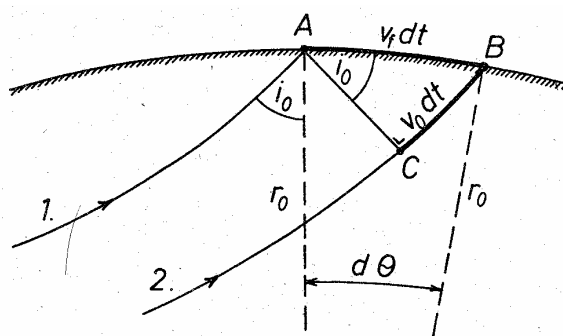
ha  $d\theta$  az  $\overline{AB}$  ívhez tartozó középponti szög. A (2.10) és a (2.11) összefüggést a (2.9)-be helyettesítve :

$$p = \left( \frac{d\theta}{dt} \right)^{-1}$$

végül figyelembe véve a (2.8) összefüggést:

$$\frac{r \sin i}{v} = \left( \frac{d\theta}{dt} \right)^{-1}$$

ahol a jobb oldal a megfigyelés helyére vonatkozik.



2.9 ábra. A felszíni látszólagos sebesség meghatározása

A szeizmikus hullám a pályájának *legmélyebb pontján* nyilvánvalóan merőlegesen halad a sugárra, azaz  $i = 90^\circ$ ; tehát ebben a pontban

$$v_h = r_h \frac{d\theta}{dt} = r_h \frac{v_f}{r_0} \quad (2.12)$$

Mivel a látszólagos felszíni sebesség a megfigyelések adataiból levezethető, a (2.12) alkalmas a  $h$  mélységben a rugalmas hullámok terjedési sebességének meghatározására. Ehhez azonban szükségünk van még a rengéshullám  $h$  bemerülési mélységének-, vagyis a hullám pályájának mélypontjához tartozó  $r_h = r_0 - h$  sugár meghatározására is, amelyet ugyancsak a felszíni mérések eredményeiből kell levezetnünk. Az  $r_h$  értéke a [36] szerint az alábbi összefüggéssel határozható meg:

$$\ln \frac{r_0}{r_h} = \frac{1}{\pi r_0} \int_{\Delta=0}^{\Delta=s} q d\Delta \quad (2.13)$$

ahol

$$q = \text{Arch} \frac{\sin(i_0)_\Delta}{\sin(i_0)_s} \quad (2.14)$$

A (2.14)-ben  $(i_0)_s$  a felszíni beesési szög a fészektől  $\Delta = s$  epicentrális távolságban,  $(i_0)_\Delta$  pedig ugyanez a közbenső  $0 < \Delta < s$  epicentrális távolságban levő megfigyelési pontokban. A (2.13)-ban szereplő integrál gyakorlati megoldása úgy történik, hogy képezzük az adott helyre vonatkozó  $(i_0)_\Delta$  és a közbülső  $s$  epicentrális távolságú állomásokon megfigyelt  $(i_0)_s$  beesési szögek szinuszának hányadosát, majd ennek *Arch* értékét. Az

így kapott  $q$  értékeket a  $\Delta$  epicentrális távolság függvényében ábrázoljuk, majd meghatározzuk a görbe és a  $\Delta$  tengely közé eső területet. Ezzel grafikusán előállítható a  $qd\Delta$  szorzat integrálja, tehát a (2.13) jobb oldala most már ismert. Ebből az  $r$  kiszámítható, majd az  $r_h$  ismeretében a (2.12) felhasználásával meghatározható  $h$  mélységben a rengéshullámok  $v_h$  terjedési sebessége is.