

Love típusú szeizmikus csatornahullámok amplitúdóeloszlása pontforrás esetén¹

BODOKY TAMÁS²

A cikkben geometriai megfontolások segítségével levezetem a Love típusú csatornahullámok periódusegyenletét és amplitúdóeloszlását egyszerű háromréteges modellek esetére. Pontszerű hullámforrást feltételezve meghatározom a hullámforrás helyének az amplitúdóeloszlásra gyakorolt hatását. Bemutatom, hogy az amplitúdóeloszlásra vonatkoztatva a detektor, illetve a forrás pont helyének szerepe megegyező, illetve felcserélhető.

T. BODOKY: Amplitude distribution of Love type seismic channel waves generated by a point source

Geometric considerations are applied to the derivation of the period equations of Love type guided waves for simple models of three layer wave guides. Assuming a point like source the influence of the source location exerted on the amplitude distribution is analysed and as a consequence it is shown that as far as the amplitude distribution is concerned the role of detector and source locations correspond to each other and may be inverted.

Bevezetés

A szeizmikus Love típusú — vagyis a hullámvezető határaival párhuzamosan polarizált transzverzális — csatornahullámok tárgyalásánál a szakirodalomban a forrás kérdésével általában nem foglalkoznak. Hogy a hullámfrontokat síkhullámként kezelhessék, egyszerűen feltételezik, hogy a forrás végtelen távol helyezkedik el. Ez a megközelítés a szeizmológiában, ahol a téma először vált vizsgálat tárgyává, teljesen helyénvaló, ám a szeizmikában már alapvető kérdéseket hagy megválaszolatlanul. Ilyen megválaszolatlan kérdés a hullámforrás hullámvezető csatornán belüli helyének szerepe is, amit a következőkben vizsgálni szeretnék.

A csatornahullámokkal kapcsolatban a hullámforrás helyzetének szerepével eddig egyedül BREITZKE foglalkozott [BREITZKE 1992], illetve DRESEN és RÜTER kézikönyve, ahol a témával kapcsolatban szintén BREITZKERE hivatkoznak [DRESEN, RÜTER 1994]. BREITZKE Green-függvények segítségével a következő megállapításokra jut:

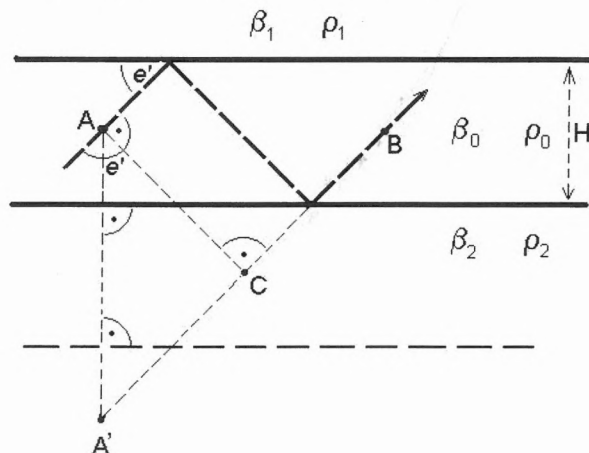
- a csatornahullám egy adott módusát akkor gerjeszti a forrás a legnagyobb energiával, ha az adott módusához tartozó amplitúdó–mélység eloszlás maximumának megfelelő helyre telepítették,
- az amplitúdó–mélység eloszlás zéruspontjainak megfelelő helyre telepített források az adott móduszt nem gerjesztik, így egy szimmetrikus szerkezetű hullámvezetőben a szimmetriasíkba helyezett források antiszimmetrikus páratlan módusokat nem keltenek.

Vizsgálataink során mi egyszerű geometriai megfontolásokat alkalmaztunk. Úgy gondolom, hogy — legalábbis az egyszerűbb telepmodellek esetében — a kérdést ezzel a megközelítéssel könnyebben és főleg szemléletesebben lehet kezelni.

1. A Love típusú csatornahullámok periódusegyenlete egyszerű geometriai megközelítéssel

Tekintsük a klasszikus, háromréteges hullámvezető esetét, ahol két nagyobb szeizmikus, transzverzális hullámterjedési

sebességgel (β_1, β_2) jellemzett féltér között egy párhuzamos síkokkal határolt, kisebb terjedési sebességgel (β_0) jellemzett réteg helyezkedik el. Tegyük fel, hogy ebben a rétegben egy, a réteghatárokkal párhuzamosan polarizált rugalmas nyíróhullámokat gerjesztő hullámforrás található, amely olyan távol van, hogy a hullámfrontok a vizsgálat helyén már síkhullámnak tekinthetők. Vizsgáljuk az általa keltett hullámok terjedését a réteghatárokon a kritikusan nagyobb beesési szögben érkező és így totális reflexiót szenvedő hullámfrontok esetében. Ekkor a vezetett vagy csatornahullámok kialakulásának, vagyis a konstruktív interferenciának az a feltétele, hogy a többszörösen reflektálódó hullámfront minden olyan lefelé (illetve minden felfelé) haladó összetevőjének, amely az elszenvedett reflexiók számában egymástól $2n$ értékkel különbözik, azonos fázisban kell lennie, függetlenül az elszenvedett reflexiók számától [TOLSTOY, USDIN 1953]. Sematikusan ábrázolva a fentieket (1. ábra): haladjon egy sugár át az A ponton, majd kétszeres reflektálódás után a B ponton. Látható, hogy a konstruktív interferencia követelménye akkor teljesül, ha az A ponton áthaladó sugárszakaszt önmagára merőlegesen rátolva a kettős reflexió után a B ponton áthaladó sugárszakaszra fázisban tökéletes fedést kapunk, vagyis az A-n áthaladó sugárszakasz A pontbeli fázisának meg kell egyeznie a B-n áthaladó sugár szakasz C pontbeli fázisával.



1. ábra. Fig. 1

¹ Beérkezett: 2000. április 20-án

² Magyar Állami Eötvös Loránd Geofizikai Intézet, H-1145 Budapest, Kolumbusz u. 17–23.

A fázisazonosság feltétele, hogy a két sugárszakasz között a látszólagos útkülönbség a hullámhossz egész számú többszöröse legyen:

$$n\lambda = 2H \sin e' + \left[\frac{2(2\partial)}{2\pi} \right] \lambda \quad \beta_1 = \beta_2 \text{ esetén,} \quad (1)$$

és

$$n\lambda = 2H \sin e' + \left[\frac{(2\partial_1 + 2\partial_2)}{2\pi} \right] \lambda \quad \beta_1 \neq \beta_2 \text{ esetén,} \quad (1a)$$

ahol n egy tetszőleges egész számot, e' a beesési szöget, λ a hullámhosszat, H a hullámvezető réteg vastagságát és 2∂ a réteghatárokkal párhuzamosan polarizált nyíróhullámok totális reflexió esetén fellépő fázistolását jelenti. ∂ képlete a legtöbb szeizmikus tárgyú tankönyvben megtalálható, jelen esetben SAVARENSKY formuláját és jelöléseit használom [SAVARENSKY 1975], vagyis

$$\partial = \arctg \left[\frac{-(\rho_1 \beta_1) \sqrt{\frac{\beta_1^2}{c^2} - 1}}{\rho_0 \beta_0 \sin e'_0} \right],$$

ahol β_0 és β_1 , valamint ρ_0 és ρ_1 a szeizmikus nyíróhullám terjedési sebességét, illetve a közeg sűrűségét jelenti a reflektáló felület két oldalán, c pedig a hullámnak a réteghatárral párhuzamos látszólagos terjedési sebessége, az úgynevezett „fázissebesség”:

$$c = \frac{\beta_0}{\cos e'}.$$

Az (1) összefüggést fázisra átírva

$$n2\pi = 2H \sin e' \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right) + 2(2\partial). \quad (2)$$

Vezessük be a következő jelöléseket:

$$k = \omega/\beta_0 = 2\pi f/\beta_0,$$

ahol ω a hullám körfrekvenciáját és f a frekvenciáját jelöli, valamint

$$\gamma_0^2 = \left(\frac{c}{\beta_0} \right)^2 - 1, \quad \gamma_1^2 = 1 - \left(\frac{c}{\beta_1} \right)^2 \quad \text{és} \quad \gamma_2^2 = 1 - \left(\frac{c}{\beta_2} \right)^2,$$

és alakítsuk át őket:

$$k = 2\pi/\lambda \quad \text{és} \quad \gamma_0 = \sin e'.$$

Ezeket a formulákat felhasználva (2) egyenletben

$$Hk\gamma_0 - n\pi = -2\partial, \quad (3)$$

$$Hk\gamma_0 - n\pi = -(\partial_1 + \partial_2). \quad (3a)$$

A (3), illetve (3a) egyenlet már a periódusegyenlet egy lehetséges formája (az úgynevezett szimmetrikus, illetve aszimmetrikus esetben). Behelyettesítve a ∂ (illetve a ∂_1 és a ∂_2) értékét, figyelembe véve a $\rho\beta = \mu$ összefüggést és átrendezve az egyenletet (alkalmazva az $2\arctg x$, illetve az $\arctg x + \arctg y$ ismert formuláit) megkaphatjuk az általánosított Love-hullámok, vagyis a Love típusú vezetett hullámok periódusegyenletének Stoneley-féle alakját [STONELEY 1929, EWING et al. 1957]:

$$\operatorname{tg}(Hk\gamma_0 - n\pi) = \frac{2\mu_0\gamma_0\mu_1\gamma_1}{\mu_0^2\gamma_0^2 - \mu_1^2\gamma_1^2}, \quad (4)$$

$$\operatorname{tg}(Hk\gamma_0 - n\pi) = \frac{\mu_0\gamma_0\mu_1\gamma_1 + \mu_0\gamma_0\mu_2\gamma_2}{\mu_0^2\gamma_0^2 - \mu_1\gamma_1\mu_2\gamma_2}. \quad (4a)$$

További behelyettesítésekkel juthatunk el az ORMOS által levezetett alakhoz [ORMOS 1985].

2. A Love típusú csatornahullámok amplitúdóeloszlása egyszerű geometriai megközelítéssel

A következő lépésben az eddig bemutatott megfontolások segítségével meghatározzuk a Love típusú csatornahullámok amplitúdóeloszlását a réteghatárookra merőleges egyenes mentén. Ezt az egyenest az egyszerűség kedvéért tekintünk a z tengelynek, míg az x tengely legyen a telep felezősíkjában a hullám terjedés irányába mutató egyenes.

Ha, mint ahogy ezt már korábban feltettük, — a hullámvezető H vastagságához képest — a pontszerű hullámforrás az x tengelyen olyan nagy távolságban helyezkedik el, hogy a vizsgált szakaszon már síkhullámként kezelhető a vezetett hullám (ennek feltétele: $x_{\text{forrás}} \gg H$), akkor kiindulásul két megállapítást tehetünk:

- a $2n$ számú reflexiót elszenvedett sugárutakhoz tartozó, felfelé és lefelé terjedő hullámfrontoknak az x tengelyen azonos fázisban kell találkozniuk,
- a hullámvezető egy adott pontjában a vizsgált hullámok amplitúdóját négy összetevő, a $2n$ számú és a $2n+1$ számú reflexiót elszenvedett sugárutakhoz tartozó, felfelé és lefelé terjedő hullámfrontok adott pontban mutatott amplitúdója alakítja ki.

Tekintsük az amplitúdó alakulását a z tengelyen a $z=d$ pontban. A 2. ábrán látható, hogy a $2n$ reflexiót elszenvedett sugárutakhoz tartozó (1-el és 2-vel jelölt) felfelé és lefelé terjedő hullámfrontok, illetve a $2n+1$ számú reflexiót elszenvedett sugárutakhoz tartozó, (3-mal és 4-gyel jelölt) felfelé és lefelé terjedő hullámfrontok fázisa a d pontban a következő:

$$\begin{aligned} \varphi_1 &= \varphi_0 + Kd, \\ \varphi_2 &= \varphi_0 - Kd, \end{aligned} \quad (5)$$

$$\varphi_3 = \varphi_0 + K(H+d) + 2\partial_2,$$

$$\varphi_4 = \varphi_0 + K(H-d) + 2\partial_1,$$

ahol φ_0 az 1-gyel és 2-vel jelölt sugarakhoz tartozó hullámfrontoknak az x tengelyen — koordináta-rendszerünk origójában — felvett közös fázisa és

$$K = \frac{2\pi \sin e'}{\lambda}.$$

Azonos frekvenciájú harmonikus rezgések összeadása esetén az eredő amplitúdó a következő módon határozható meg:

$$(a_{\text{eredő}})^2 = \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n a_i a_j \cos(\varphi_i - \varphi_j)$$

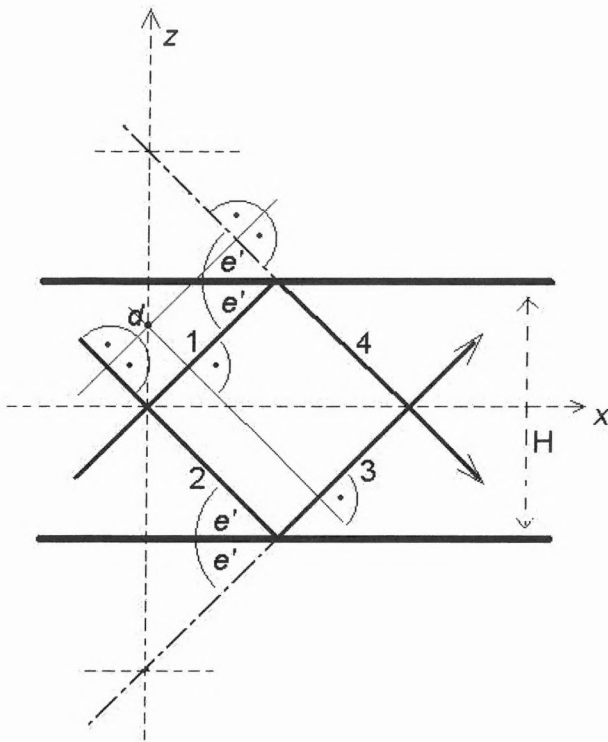
ahol esetünkben $n=4$, és válasszuk az amplitúdókat egységnyinek: $a_i = a_j = 1$.

annál jelentősebb szerepe van az antiszimmetrikus tagnak és annál nagyobb mértékű lesz az eltolódás.

3. A Love típusú csatornahullámok amplitúdóeloszlásának alakulása a pontszerű hullámforrás helyének függvényében

Hasonló gondolatmenetet követve vizsgálhatjuk meg következő lépésként azt, hogy mi történik, ha a pontszerűnek feltételezett hullámforrást kimozdítjuk az x tengelyen lévő helyéről, vagyis a hullámvezető középsíkjából és $z=s$ távolságra toljuk el az egyik réteghatár felé. (Tekintettel arra, hogy az alkalmazott geometriai megfontolások során nincs szükségünk arra, hogy síkban vizsgáljuk a jelenséget, így nincs szükségünk arra sem, hogy a „vonalforrás” matematikai fikciójával közelítsük a hullámforrás valóságban általában pontszerű alakját.)

Ha a hullámforrás az S pontban helyezkedik el, akkor a sugárutak irányában a 2. ábrán bemutatottak mintájára számíthatjuk az emiatt fellépő további fáziskülönbségeket (3. ábra). (A hullámforrás környezetében ugyan a síkhullám közelítés nyilvánvalóan nem alkalmazható, de ez a sugárutak menti — a sugárutak hosszkülönbségeire visszavezetett — fáziseltolódások szemszögéből nem játszik szerepet.)



2. ábra. Fig. 2

Elvégezve a behelyettesítést és a lehetséges egyszerűsítéseket a következő formulához jutunk:

$$a^2 = 2\{2 + A + \cos(2Kd)[1 + A + C] + \sin(2Kd)[B + D]\}, \quad (6)$$

ahol

$$A = \cos(KH + 2\partial_1) + \cos(KH + 2\partial_2),$$

$$B = \sin(KH + 2\partial_1) - \sin(KH + 2\partial_2),$$

$$C = \cos(2\partial_1 - 2\partial_2),$$

$$D = \sin(2\partial_1 - 2\partial_2).$$

A (6) formulát vizsgálva megállapítható:

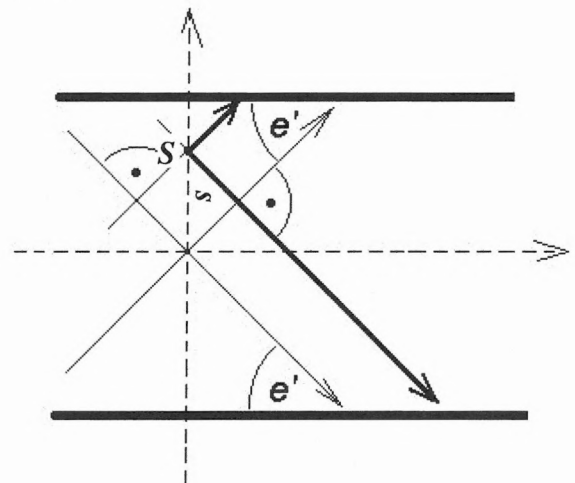
- az amplitúdónak van egy, az x tengelyre szimmetrikus és egy, az x tengelyre antiszimmetrikus összetevője,
- szimmetrikus modell esetén, amikor $\partial_1 = \partial_2$, az antiszimmetrikus összetevő eltűnik, mert $B = D = 0$,
- szimmetrikus modell esetén, amikor $\partial_1 = \partial_2$, a szimmetrikus összetevő (a koszinuszos és a konstans tag) akkor tűnik el, ha

$$\cos(KH + 2\partial) = -1, \quad \text{vagyis, ha}$$

$$KH + 2\partial = (2n+1)\pi,$$

ami éppen az antiszimmetrikus módusz periódusegyenlete (l. a (3) formulát). Ebből adódik az az ismert tény, hogy szimmetrikus modell esetén az amplitúdóeloszlás mindig szimmetrikus, és az antiszimmetrikus móduszok amplitúdója azonosan egyenlő zérussal.

- aszimmetrikus modell esetén, amikor $\partial_1 \neq \partial_2$, az antiszimmetrikus tag nem tűnik el, így az amplitúdóeloszlás maximuma eltolódik a nagyobb ∂ értékkel jellemzett réteghatár felé. Mennél erősebb a modell aszimmetriája,



3. ábra. Fig. 3

A fáziskülönbségek (5) formulái a következőképpen módosulnak:

$$\varphi_1 = \varphi_0 + K(d - s),$$

$$\varphi_2 = \varphi_0 - K(d - s), \quad (7)$$

$$\varphi_3 = \varphi_0 + K(H + d + s) + 2\partial_2,$$

$$\varphi_4 = \varphi_0 + K(H - d - s) + 2\partial_1.$$

A fáziskülönbségek (7) formuláiból ismét felírhatjuk az amplitúdóeloszlás képletét:

$$a^2 = 2\{2 + \cos(2Ks)A + \sin(2Ks)B + \cos(2Kd)[\cos(2Ks)(1 + C) + \sin(2Ks)D + A] + \sin(2Kd)[\sin(2Ks)(1 - C) + \cos(2Ks)D + B]\} \quad (8)$$

Amennyiben ebben a képletben s egy előre megadott konstans paraméter, akkor az amplitúdóeloszlásnak ez a

formulája is, a (6) formulához hasonló módon, egy konstans, egy koszinuszos (szimmetrikus) és egy szinuszos (antiszimmetrikus) tagból épül fel.

Ha az amplitúdóeloszlásra kapott (8) formulát nem a detektor d helye, hanem a forráspont s helye szerint rendezzük át, akkor érdekes megállapítást tehetünk:

$$a^2 = 2\{2 + \cos(2Kd)A + \sin(2Kd)B + \cos(2Ks)[\cos(2Kd)(1+C) + \sin(2Kd)D + A] + \sin(2Ks)[\sin(2Kd)(1-C) + \cos(2Kd)D + B]\} \quad (9)$$

A (8) és (9) formulák összehasonlításából látható, hogy a forráspont, illetve a detektor helye a formulákban teljesen szimmetrikus szerepet játszik, vagyis az amplitúdóeloszlásnak a forráspont helyétől való függését pontosan ugyanolyan összefüggés írja le, mint amilyen a detektor helyétől való függését adja meg. Ez a formula mindkét esetben a következő alakú:

$$a^2 = W_1(z_2) + \cos(2Kz_1)W_2(z_2) + \sin(2Kz_1)W_3(z_2), \quad (10)$$

ahol z_1 és z_2 a forráspont, illetve a detektor, vagy a detektor, illetve a forráspont telepen belüli helyét jelöli (ugyanis értelemszerűen $|z_1| < H/2$ és $|z_2| < H/2$). Ha $z_2=0$, akkor visszakapjuk az amplitúdóeloszlás (6) formuláját, vagyis ez nemcsak a telep középsíkjaiba helyezett forrás esetén írja le a telepre merőleges irányban az amplitúdóeloszlást, hanem a telep középsíkjaiba helyezett detektor esetén megadja az amplitúdó függését a forráspont telepen belüli helyétől. Ebből pedig következnek BREITZKENEK a bevezetőben említett megállapításai is.

Meg kell azonban jegyezni, hogy ha szimmetrikus modell esetén a forráspont nem a középsíkban van, akkor nem tűnik el az antiszimmetrikus tag és így megjelennek a páratlan számú móduszok is. A forráspont helyének megfelelő választásával mintegy hangolni lehet a Love típusú csatornahullámot, befolyásolni lehet, hogy mely móduszokban terjedjen a hullámenergia zöme. Az ezzel kapcsolatos, detektor oldali kérdésekre már korábban is utaltunk [BODOKY et al. 1989].

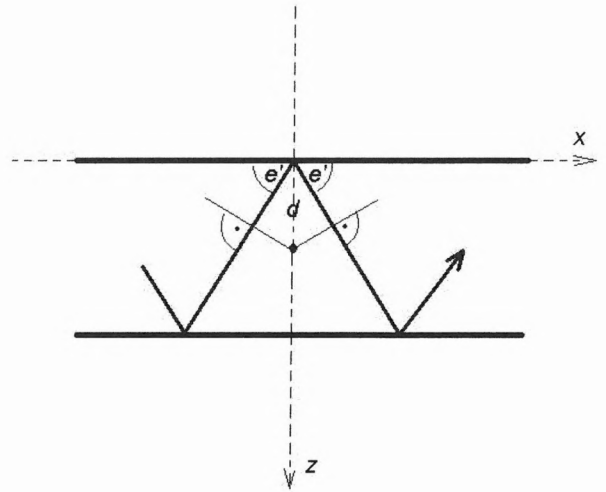
4. A Love-hullámok amplitúdóeloszlásának alakulása a pontszerű hullámforrás mélységének függvényében

A felületi hullámok közé tartozó Love-hullámok az általánosított Love-hullámok, vagyis a Love típusú csatornahullámok egy speciális változatát jelentik. A Love-hullámok esetében a hullámvezető csatorna egy végtelen fél tér felületén elhelyezkedő, túlloldalán szabad felülettel lezárt réteg. Ez azt jelenti (l. 1. ábra), hogy $\rho_1=0$ és $\beta_1=0$, amiből következik, hogy $\partial_1=0$ és $\mu_1=0$. Ennek megfelelően a (3a) és a (4a) formula a következőképpen alakul:

$$Hk\gamma_0 - n\pi = -\partial_2, \quad (11)$$

$$\operatorname{tg}(Hk\gamma_0 - n\pi) = \mu_2\gamma_2 / \mu_0 \gamma_0. \quad (12)$$

Ha az amplitúdóeloszlást kívánjuk vizsgálni, akkor célszerű az x tengelyt a szabad felszínre helyezni, mert a $\partial_1=0$ összefüggésből következően a lefelé és felfelé terjedő hullámfrontok — az elszenvedett reflektálódások számától függetlenül — ezen a síkon azonos fázisban vannak (4. ábra). Így csak két sugár mentén kell a fázisokat vizsgálnunk:



4. ábra. Fig. 4

$$\varphi_1 = \varphi_0 + Kd,$$

$$\varphi_2 = \varphi_0 - Kd, \quad (13)$$

ahol d , az előzőektől eltérően, itt a szabad felszíntől számított távolságot (mélységet) jelenti,

$$a_2 = \cos(2Kd). \quad (14)$$

A (14) formula a Love-hullámoknak azt az ismert sajátosságát írja le, hogy amplitúdóeloszlásuk a szabad felszínen éri el maximumát, onnan lefelé csökken.

Ha egy pontszerű forrás helyét is számításba vesszük, akkor már négy hullámfronttal kell számolnunk, nevezetesen a forrásból felfelé induló és a detektorhoz felfelé érkező, a forrásból lefelé induló és a detektorhoz felfelé érkező, a forrásból felfelé induló és a detektorhoz lefelé érkező és végül a forrásból lefelé induló és a detektorhoz lefelé érkező frontokkal. Ennek megfelelően a fázisok:

$$\varphi_1 = \varphi_0 + K(s-d),$$

$$\varphi_2 = \varphi_0 + K(-s-d),$$

$$\varphi_3 = \varphi_0 + K(s+d),$$

$$\varphi_4 = \varphi_0 + K(-s+d),$$

ahol, természetesen, az s is a szabadfelszíntől számított távolságot (mélységet) jelenti,

$$a_2 = 4\{\cos(2Ks) + \cos(2Kd) + \cos(2Ks)\cos(2Kd)\}. \quad (15)$$

Az amplitúdóeloszlásra nyert formula koszinuszos tagjainak köszönhetően megőrizte (14) formula sajátosságait és s -re, illetve d -re mutatott szimmetriájával a Love-hullámok esetére is igazolja a forráspont és a detektor helyének felcserélhetőségét.

A gyakorlatra nézve ennek az a következménye, hogy a legnagyobb amplitúdókra a felszínen végzett jelgerjesztés és a felszínen végzett észlelés esetén számíthatunk. Minél mélyebben van a forráspont, annál kisebbek az azonos teljesítményű hullámforrással gerjeszthető amplitúdók.

A fentieket összefoglalva megállapíthatjuk, hogy a sugarutak vizsgálatával levezethető a Love típusú csatornahullámok periódusegyenlete, meghatározható a hullámvezetőn belüli amplitúdóeloszlásuk és vizsgálható a forráspont helyzetének az amplitúdóeloszlásra gyakorolt hatása. Bár a bemutatott számítások csak a legegyszerűbb háromréteges modellekre vonatkoznak, a levezetések módszere — vagy nevezhetném szemléletmódjának is — ezt sehol sem használja ki. Ennek következtében az a megállapítás, hogy — a Love típusú vezetett hullámok z szerinti amplitúdóeloszlására vonatkoztatva — a forráspont, illetve a detektor helyének szerepe megegyező és felcserélhető, összetettebb modellek esetére is általánosítható.

Köszönetnyilvánítás

Megkésve bár, szeretném még egyszer megköszönni dr. KISS Zoltánnak, az MTA GGKI Szeizmológiai Laboratóriuma egykori kutatójának azt az önzetlen segítséget, amivel a telephullám-szeizmika kezdő éveiben a vezetett hullámok elméletébe bevezetett bennünket.

Köszönöm dr. ORMOS Tamásnak, dr. FANCSIK Tamásnak és dr. SZÜCS Istvánnak dolgozatom gondos átnézését, bírálatát és tanácsait.

BODOKY T., CZILLER E., SCHOLTZ P. 1989: Bányabeli reflexiós mérések alkalmazhatósága többretegű barnaköszén telepekben. A Magyar Állami Eötvös Loránd Geofizikai Intézet 1988–1989. évi jelentése, Budapest, 137–143

BREITZKE M. 1992: Seismogram synthesis and recompression of dispersive in-seam seismic multimode data using a normal-mode superposition approach. *Geophysical Prospecting* **40**, 31–70

DRESEN L., RÜTER H. 1994: Seismic coal exploration — Part B: In-seam seismics, *In: Handbook of geophysical exploration — Section 1. Seismic exploration.* (Eds: HELBIG K., TREITEL S.). Pergamon, Oxford–New York–Tokyo

EWING W. M., JARDETZKY W. S., PRESS F. 1957: Elastic waves in layered media. McGraw-Hill Book Comp. Inc., New York

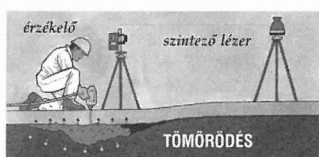
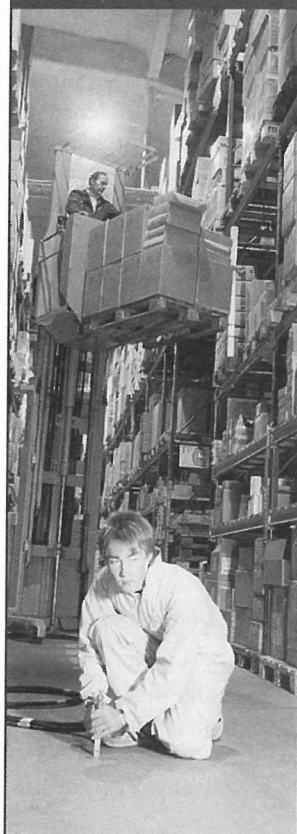
ORMOS T. 1985: Csatornahullámok kialakulása a borsodi szénmedencében. Doktori értekezés, Nehézipari Műszaki Egyetem, Miskolc

SAWARENSKY E. 1975: Seismic waves. Mir Publishers, Moscow

STONELEY R. 1926: The elastic waves at the surface of separation of two solids. *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.: Geophys. Suppl.* **1**, 349–356

TOLSTOY I., USDIN E. 1953: Dispersive properties of stratified elastic and liquid media: a ray theory. *Geophysics* **18**, 844–870

Bemutatjuk az Uretek® technológiát



PROBLÉMA

Különböző építmények, utak, térburkolatok, általában hosszú időre tervezett létesítmények állékonyságuk, stabilitásuk nagymértékben függ a talaj teherbírásától, amely a hosszú idő alatt több okból is változhat. Ilyen ok lehet pl. az építéskori gondatlan tömörítés, vagy egy esetleges csőtörés nyomán a víztartalom megemelkedése. A teherbírás csökkenése után a szerkezetek eltörnek, az alapok megsüllyednek a falak összeroppannak.

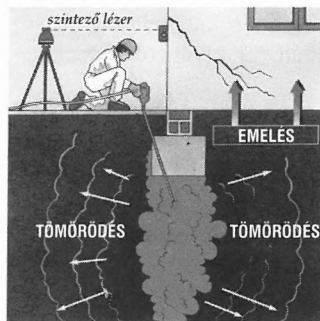
MEGOLDÁS

Az ilyen problémák megoldására fejlesztették ki az **Uretek®** módszert, amelynek lényege a megsüllyedt, károsodott szerkezetek stabilizálása, vagy szükséges mértékű megemelése folyamatos ellenőrzés mellett, jelentős mé-

A Csillagtér Építőipari Kft. Magyarország hivatalos URETEK képviselője, rendelkezésére áll díjmentes tanácsadásával és árajánlat készítésével.

Csillagtér Építőipari Kft. · **Iroda:** 5600 Békéscsaba, Kinizsi út 4-6. · **Mobil:** 06/20 9137-089, 06/30 228-7199
Tel./fax: 06/66 321-155 / Csillagtér mellék · **E-mail:** csillagt@earthcorp.com

tékű bontás nélkül. Az **Uretek®** technológiával az épületek egyenlőtlen, káros süllyedéseit anélkül lehet kijavítani, hogy a szerkezeteket, vagy egyes részeit le kellene bontani, vagy nagyobb feltárásokat kellene készíteni a beavatkozáshoz. Nagy süllyedéseket (~50 cm) is képes kiegyenlíteni.



Az **Uretek®** műanyag 30 tonna tömeg képes megemelni m²-enként. Mivel a padlót emeli, így minden tárgy ami a padlón van, azzal együtt emelkedik. Raktárakban, műhelyekben nem szük-

séges az árukészletet átrakodni, a polcokat szétszerelni, a gépeket, berendezéseket leszerelni.

Ezt a módszert 15 éve világszerte számos cég és magánszemély megelégedésére használják olyan világcégek is mint az Ericsson, Metro áruházak, Mercedes-Benz, a baseli és houstoni repülőterek, Texasi Közlekedési Minisztérium, stb.

AZ URETEK® MÓDSZER

Az **Uretek®** módszer lényege az, hogy a megsüllyedt szerkezet alá olyan műanyagot injektálnak, amely kémiai reakció hatására növeli a térfogatát, ezáltal mindaddig tömöríti a talajt, amíg az el nem éri a kívánt teherbírást, ezután a fölötte lévő szerkezetet emeli szabályozhatóan a kívánt szintig.

ALKALMAZÁSI TERÜLETEK

- Megsüllyedt aljzatok megemelése;
- Térburkolat utólagos kiegyenlítése;
- Az eltört alapok, épületrészek megemelése;
- Az építmények alatti üregek kitöltése, víz kiszorítása;
- A süllyedést okozó gyenge altalaj teherbírásának növelése.