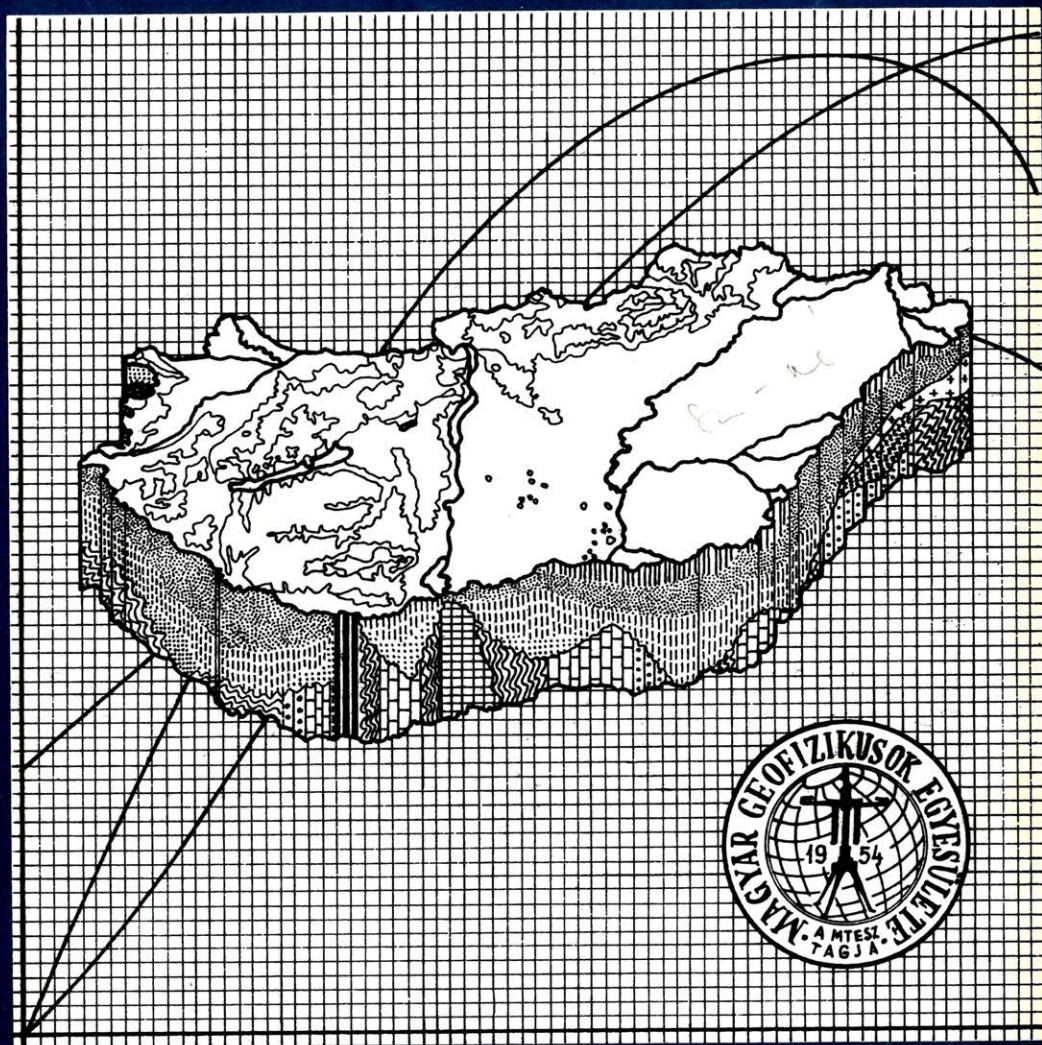


# MAGYAR 1

# GEOFIZIKA



A MAGYAR GEOFIZIKUSOK EGYESÜLETE FOLYÓIRATA  
BUDAPEST, 1987. XXVIII. ÉVFOLYAM, 1. SZÁM

TARTALOMJEGYZÉK

<i>Mártonné Szalay Emőke – Márton Péter – Less György: Az Aggtelek – Rudabányai-hegység triász utáni rotációja paleomágneses vizsgálatok alapján .....</i>	1
<i>Dobróka Mihály: Love-típusú telephullámok elmozdulásfüggvényei és abszorpciós-diszperziós tulajdonságai I. rész: horizontálisan homogén földtani szerkezet .....</i>	20
<i>Várhegyi András – Baranyi István – Gerzson István – Somogyi György: A radontranszport geogáz buborék modellje és ennek alkalmazása a mélységi urán kutatásban .....</i>	34

---

Főszerkesztő: Zelei András

Szerkesztőbizottság: Deres János, Kilényi Éva, Meskó Attila, Rádler Béla, Verő József

Szerkesztőség címe: Budapest VI., Anker köz 1. főemelet 17. 1368 Postafiók 240.

## СО Д Е Р Ж А Н И Е

<i>Мартонне С. Э. — Мартон П. — Леш Д.:</i> Послетриасовая ротация гор Аггтелек — Рудабанья на основе палеомагнитных исследований .....	1
<i>Доброчка М.:</i> Функции сдвига и абсорбционно-дисперсионные свойства волн типа Лява. Часть 1.: Горизонтально однородная геологическая структура .....	20
<i>Вархеда А. — Барани И. — Гержон И. — Шомоди Д.:</i> Пузырьковая модель геогазов в транспорте радона и её применение для глубинных поисков уран .....	34

## CONTENTS

<i>Mártonné Szalay E. — Márton P. — Less Gy.:</i> The post — Triassic rotation of the Aggtelek — Rudabánya Mountains according to paleomagnetic research .....	1
<i>Dobróka M.:</i> The displacement functions and the absorption — dispersion properties of seam-waves of the Love-type. Part 1.: Horizontally homogeneous structure .....	20
<i>Várhegyi A. — Baranyi I. — Gerzson I. — Somogyi Gy.:</i> Geogas bubble model of Radon transport and its use in Uranium exploration .....	34

### MAGYAR GEOFIZIKA

A szerkesztésért felelős: Zelei András

A szerkesztőség címe: Budapest VI., Anker köz 1. 1368 Telefon: 429-754

Kiadja: a Delta Szaklapkiadó és Műszaki Szolgáltató Leányvállalat

Budapest IX., Közraktár u. 4. 1093

Telefon: 175 — 200

Felelős kiadó: Dr. Varga György igazgató

87.224. Állami Nyomda, Budapest — Felelős vezető: Mihalek Sándor igazgató

Terjeszti a MAGYAR GEOFIZIKUSOK EGYESÜLETE

Egyesületi tagoknak tagdíj ellenében

Megjelenik évente hatszor

**Index: 26 507**

# Az Aggtelek — Rudabányai-hegység triász utáni rotációja paleomágneses vizsgálatok alapján

MÁRTONNÉ SZALAY EMŐKE\*—MÁRTON PÉTER\*\*—  
LESSGYÖRGY\*\*\*

## Bevezetés

Az Aggtelek — Rudabányai-hegység a Belső Nyugati Kárpátokhoz tartozik. A geológiai modell alapján az aggteleki terület a Szlovák-karszt és attól északra fekvő más egységek közvetlen déli folytatása, míg a Rudabányai-hegység csak az oligo-miocén folyamán került mai helyére, egy ÉK — DNy-i csapású vetőrendszer mentén lezajló balos, horizontális mozgásokkal. A terület zömét felépítő triász korú üledékes kőzetek takarós helyzetben vannak és egyéb — a fő takaróképződést követő — deformációk nyomait is magukon hordozzák.

A paleomágneses vizsgálatokhoz 23 különböző képződményből összesen 240 mintát gyűjtöttünk. Alapos, termikus módszerrel végrehajtott mágneses tisztítás eredményeképpen 22 mintavételi helyről jelenthetünk paleomágneses középpirányokat, amelyek mindegyike szignifikánsan különbözik a jelenlegi földmágneses tér helyi irányától (1. és 2. táblázat). Az Aggteleki-hegység összes, a Rudabányai-hegységben pedig a Bódvai-takaró paleomágneses irányai dőléskorrekció után Európához képest  $110^\circ$ -os, Afrikához képest  $55^\circ$ -os nyugati irányú deklináció rotációt mutatnak. Két további mintavételi hely a Rudabányai-hegységből gyakorlatilag stabil európai irányt ad, de a többi nem csoportosul, valószínűleg a kérdéses kőzetek enyhe metamorfizáltsága miatt (1 és 2. táblázat).

Utóbbiak kivételével az összes vizsgált képződmény mágnesezettségét elsődlegesnek, vagyis a kőzet sztratigráfiai korával egyidősnek tartjuk, mert a) mind az Aggteleki-, mind a Rudabányai-hegységben a nyugati deklinációval jellemzett paleomágneses középpirányok sórása a tektonikai korrekcióra csökken, és b) az inklinációk értékei és trendje azonos azzal, ami a triász világadatokból erre a szélességre levezethető.

A paleomágneses eredmények tektonikai értelmezése a következő:

1. A triász után mind a Szilicei-, mind a Bódvai-takaró az óramutató járásával ellentétes irányban, Európához viszonyítva nagyobb, Afrikához viszonyítva kisebb mértékben elfordult.
2. Ezeket a forgásokat főleg nagytektonikai mozgások eredményezték, mert az autochton Gümör — Szepesi-érchegység permjében éppen úgy, mint az Aggteleki-karszt egy vörösgyaggy töbör kitöltésében hasonló értelmű deklináció rotációval állunk szemben.
3. Az Aggteleki-, és a Rudabányai-hegység relatív mozgása a paleomágneses eredményeket tekintve legfeljebb abban tükröződik, hogy a Bódvai-takaróban a deklináció rotációja talán kisebb mint a Szilicei-takaróban.
4. Az európai deklinációjú két Rudabányai-hegység-i feltárás elszigetelt tömböket reprezentál. Kérdés, van-e több ilyen elem a területen vagy valóban csak elszigetelt adatokról van szó?

Горы Аггтелек — Рудабанья относятся к Внутренним Западным Карпатам. По геологическим данным Аггтелекская территория является непосредственным продолжением Словацкого Карста и других более северных элементов. Горы Рудабанья наоборот только в течение олигоцена путем левых сдвигов заняли свою современную позицию. Большая часть территории представлена триасовыми породами различных, прежде всего осадочных фаций, которые образуют различные покровы, но они испытали и постпокровную деформацию.

Для палеомагнитных исследований было взято 230 образцов из 23 обнажений. Для 22 обнажений удалось определить средний палеомагнитный вектор (таблицы 1. и 2.)

\* Magyar Állami Eötvös Loránd Geofizikai Intézet  
H — 1145 Budapest, Columbus u. 17 — 23.

\*\* Eötvös Loránd Tudományegyetem, Geofizikai Tanszék  
H — 1083 Budapest, Kun Béla tér 2.

\*\*\* Magyar Állami Földtani Intézet  
H — 1143 Budapest, Népstadion út 14.

путем полного термального размагничивания. Их значение отличается от современного вектора магнитного поля Земли. После ввода тектонической коррекции для всех изученных обнажений гор Аггтелек а также обнажений гор Рудабанья относящихся к покрову Бодва получили западную ротацию  $55^\circ$  деклинации относительно Африки и  $110^\circ$  относительно стабильной Европы.

Результаты двух других обнажений гор Рудабанья показывают, что они практически не вращались относительно Европы, а результаты остальных обнажений гор Рудабанья имеют большой разброс из-за небольшого метаморфизма. За исключением этих, возраст магнитизации всех пород можно увязать со стратиграфическим возрастом, так как: а) после введения тектонической коррекции разброс определенных магнитных векторов для обнажений с западной ротацией уменьшается. б) по мере омоложения пород в течение триаса инклинация увеличивается, что соответствует движением Пангеи на север в это время.

Тектонический смысл результатов палеомагнитных измерений заключается в следующих:

1. Покровы Силца (в горах Аггтелек) и Бодва (в горах Рудабанья) после триаса повернулись по отношению к стабильной Европе и в меньшей степени по отношению к Африке.
2. Эта ротация вероятно была вызвана мегатектоническими движениями, а не покровообразованием, потому что пермские породы автохтонных (по отношению к нашим покровам) Словацких (Спишко-Гемерских) Рудных Гор и посттектоническая глина из гор Аггтелек испытали ротацию такого же направления.
3. По палеомагнитным данным покров Бодва испытал несколько меньшую ротацию чем покров Силца, следовательно относительные движения между горами Аггтелек и Рудабанья были неольшими.
4. Два обнажения из гор Рудабанья в которых ротация не была обнаружена представляют собой изолированные единицы. Пока не ясно, что значение их палеомагнитных векторов имеет ли только местный характер, или какую-то другую природу.

*The Aggtelek-Rudabánya Mountains belong to the Inner West Carpathians. According to the geological model, the Aggtelek area is the direct continuation of the Slovakian Karst and other elements farther north, whereas the Rudabánya unit was emplaced by movements along a system of left lateral faults as late as during the Oligo-Miocene. The Triassic sedimentary rocks, of which the area is chiefly built, are in nappe position and show signs of other deformations taking place after nappe formation.*

*210 cores were drilled at 23 different localities for palaeomagnetic studies. As a result of thorough thermal cleaning the samples from 22 localities yielded palaeomagnetic mean directions, all differing significantly from the present geomagnetic field direction (Tables 1. and 2). After simple bedding correction all localities from the Aggtelek Mountains and those from the Rudabánya Mountains which belong to the Bódva nappe display a westerly  $55^\circ$  and  $110^\circ$  declination rotation with respect to Africa, respectively stable Europe. Two further localities from the Rudabánya Mountains exhibit practically no rotation relative to stable Europe, whilst the mean directions from the remaining localities show no tendency of grouping possibly due to the rocks being slightly metamorphosed (Tables 1. and 2.).*

*With the exception of the latter, the characteristic magnetizations of all localities are thought to be contemporaneous with the stratigraphical age of the corresponding formations, because both in the Aggtelek and Rudabánya Mountains, the characteristic magnetizations of the localities with counter clockwise declination rotation show a smaller between - locality scatter after bedding correction, plus the inclinations increase from the lower to the upper Triassic which is in agreement with the northward movement of Pangaea as a whole during the Triassic.*

*The tectonic implications of the palaeomagnetic results are summarized as follows:*

1. *The Silica and Bódva nappe rotated counterclockwise relative to stable Europe and to a smaller degree to Africa after the Triassic.*
2. *These rotations are essentially the result of large scale tectonic movements rather than that of nappe transport because the Permian of the autochthonous Slovakian Ore Mountains as well as a post-tectonic red clay in the Aggtelek Karst exhibit declinations which are rotated in the same sense.*
3. *The relative movement of the Aggtelek and Rudabánya Mountains is reflected only marginally in the palaeomagnetic results perhaps by the Bódva nappe showing a little smaller rotation than the Silica nappe.*
4. *The two localities with no rotation, both with respect to each other and Europe, represent isolated units and it is not clear as yet whether the rotated palaeomagnetic directions have other than local significance.*

Az Aggtelek – Rudabányai-hegység a Szlovák Karszttal együtt az ÉNy-i Kárpátokhoz tartozik. A terület takarós felépítésű [1], az egyes takarók [2] triász korú képződményei részben kontinentális (Szilicei-, Bódvai-takarók triász), részben átmeneti, illetve óceáni kérgen (Mellétei – Tolnakápolnai-takaró triász) keletkezettek az egykori Tethys-óceánban és európai peremén [3].

Néhány korábbi paleomágneses adat (három alsó triász [4] és egy töbör kitöltésből származó vörösgyag [5] eredmény) az Aggteleki-hegység nyugati irányú elfordulását jelezte Európához képest, míg annak szerves folytatását képező Gömör – Szepesi-érchegységből kapott paleomágneses adatokat a vizsgált egység keleti irányú rotációjaként értelmezték [6].

Az Aggtelek – Rudabányai-hegység rendszeres paleomágneses felmérését azzal a céllal kezdtük meg, hogy számszerű adatokat szolgáltatassunk egyrészt a terület egészének ösföldrajzi rekonstrukciójához, másrészt a hegységet felépítő tektonikai egységek viszonylagos mozgásainak felderítéséhez. A mintavételt e kettős célnak megfelelően, lehetőséghez mérten minél több egységre és képződményre kiterjesztettük. A mintavételi helyek kiválasztásában a terület földtani modellje szolgált alapul [2].

### Az Aggtelek – Rudabányai-hegység földtani vázlata

Az Aggteleki- és Rudabányai-hegységek mind földrajzilag, mind földtanilag jól elkülöníthetők egymástól, noha a kétféle határ nem teljesen azonos (1. ábra). Földtani értelemben az Aggteleki-hegység magában foglalja az Aggteleki-karsztot az Alsóhegygel együtt, valamint az ún. Galyaságot, amelybe a szőlőskardói és lászi-forrasi rögök már nem tartoznak bele. Utóbbi kettő földtanilag már a Rudabányai-hegységhez tartozik, a Cserehát egyes részeivel együtt [Szalonnai-karszt, a bódvalenkei, hídvégardói, tornahorvái (Chorváty) és zsarnói (Zarnov) rögök].

Az Aggteleki-hegység és a Szlovák-karszt, majd északabbra a Gömör-Szepesi-érchegység, Szlovák Paradicsom stb. szerves folytatása, míg a Rudabányai-hegység csak az oligocén-miocén folyamán került az Aggteleki-hegység mellé, a Darnó-öv menti balos vízszintes elmozdulási rendszer mentén [7].

Az Aggteleki-hegység legnagyobb részét alkotó Szilicei-takarót sekélytengeri és pelágikus, legfelső perm középső jura rétegsor építi fel. A takaró valószínűsített aljzatáról, a Gömöri-paleozoikumról feltehetőleg a felső jura – alsó kréta folyamán került az anchimetamorf óceánfenéki, ugyancsak triász – jura korú Mellétei-sorozat [1] fölé. A takaróképződés folyamán a Szilicei-takaró bázisát alkotó felső-permi evaporitok és a Mellétei-sorozat kőzetei melanzsszerűen összekeveredtek és ma a Szilicei-takaró alján a Komjáti-sorozatként leírt ún. dörzsbreccsa-szönyeget alkotják. A takaró a középső krétában – az elsődleges takarós szerkezet létrejötté után – gyűrődhetett meg és ekkor alakulhattak ki az 1. ábrán látható gyűrt és pikkelyes szerkezetek. Ezt követően a takarón belül kisebb átrendeződések történtek: a felső krétára tehető az Alsóhegyi-takarórendszer kialakulása (kisamplitúdójú gravitációs takaróképződés), míg a paleogénben az Alsóhegy néhány km-es nyugati irányú elmozdulásával számolhatunk (1. ábra).

A Rudabányai-hegység szerkezete az Aggtelekinél bonyolultabb. A hegység 2. és 3. vízszintes eltolódási vonalak (1. ábra) közé eső főtömegében legfelül a Martonyi-takaróhoz, középen a Komjáti-sorozatra települő Bódvai-takaróhoz,



## Jelölések:

1. Pannóniai képződmények; 2. Tengeri képződmények; 3. Szárazföldi képződmények; 4. Alsó-hegyi takarórendszer; 5. Szilicei takaró; 6. Komjáti sorozat; 7. Bódvai takaró szőlésárdói képződmények; 8. Martonyi takaró; 9. Bódvai takaró; 10. Bódvárakói pszeudoautochthon; 11. Rudabánya – Martonyi vízszintes eltolódás melanzónája; 12. Rudabánya és Martonyi érces zóna; 13. Becskéházi takaró; 14. Hidvérgárdói quasiautochthon; 15. Upponyi típusú paleozoikum; 16. Szendrói típusú paleozoikum; 17. Takaróhatár; 18. Vízszintes eltolódás nyomvonala a) felszínen, b) eltakarva; 19. Vízszintes eltolódás mentén betolódott tömb torlódási frontja; a) felszínen, b) eltakarva; 20. A Felső- és Alsóhegy kora kainozoos mozgásának iránya; 21. Komjáti Sorozat felső határa; 22. Feltolódás; 23. Vető; 24. Antiklinális tengelye; 25. Szinklinális tengelye; 26. Rétegtani határ; 27. Paleomágneses mintavételi pont.

Рис. 1. Тектоническая схема гор Аггтелек – Рудабанья

## Условные обозначения:

1. Паннонские образования; 2. Морские образования эгера – эггенбурга; 3. Континентальные образования эгера – эггенбурга; 4. Система покровов Альпсхельд; 5. Покров Силицы; 6. Серия Комяты; 7. Покров Бодва в фации Селлардо; 8. Покров Мартоны; 9. Покров Бодва; 10. Псевдоавтохтон Бодваракко; 11. Меланжовая зона сдвига Рудабанья – Мартоны; 12. Рудные зоны Рудабанья и Мартоны; 13. Покров Бечсехаза; 14. Квазипавтохтон Хидвегардо; 15. Палеозой типа Уппонь; 16. Палеозой типа Сендрё; 17. Граница покрова; 18. Линия сдвига; a) на поверхности; б) покрыто; 19. Фронт столкновения блока движущего по сдвигу; a) на поверхности; б) покрыто; 20. Направление раннепалеозойского движения Альпсхельд и Фельсхельд; 21. Верхняя граница серии Комяты; 22. Взброс; 23. Разрыв; 24. Ось антиклинали; 25. Ось синклинали; 26. Стратиграфическая граница; 27. Место отбора палеомагнитной пробы

Fig. 1. Tectonic sketch map of the Aggtelek – Rudabánya Mountains.

## Key:

1. Pannonian Sediments; 2. and 3. Egrian-Eggenburgian sediments, marine (2) and terrestrial (3) respectively; 4. Alsóhegy nappe system; 5. Silice nappe; 6. Komjáti sequence, breccia with ophiolites, underlying both the Silice and the Bódva nappes; 7. Szőlésárdó facies belonging to the Bódva nappe; 8. Martonyi nappe; 9. Bódva nappe; 10. Bódvárakó pseudoautochthon; 11. Melange zone along the Rudabánya – Martonyi transcurrent fault; 12. Ore deposits along the Rudabánya – Martonyi fault; 13. Becskéháza nappe; 14. Hidvérgárdó quasiautochthon; 15. Palaeozoic sediments of Uppony type; 16. Palaeozoic sediments of Szendró type; 17. Nappe boundary; 18. Transcurrent fault a) on the surface, b) covered; 19. Piling front of a block that have moved along a transcurrent fault a) on the surface, b) covered; 20. Direction of the early Cenozoic relative movement of the Alsóhegy and Felsőhegy, respectively; 21. The upper boundary of the Komjáti Sequence; 22. Overthrust; 23. Fault; 24. Axis of an anticline a) on the surface, b) covered; 25. Axis of a syncline; 26. Stratigraphic boundary; 27. Palaeomagnetic sampling locality.

Paleomágneses eredmények az Aggteleki hegységéből (Szilicei takaró)

Mintavételi hely	Kőzet kor	Tektonikai helyzet	N/No	D D <sub>c</sub>	I I <sub>c</sub>	K	α <sub>95</sub>	Tisztítási
1. Perkupa	vörös homokkő szeizi	változó, átlag	6/6	105 103	-20 -14	19	17,6	670-680 °C
2. Szín	szürke, homokos márga, a. kampili	237/16 265/5	6/10	256 255	+20 +10	49 32	9,7 12,0	525-600 °C
3. Perkupa	tarka márga a. kampili	270/30	6/6	304 292	+54 +31	24 26	16,9 13,4	500-525 °C
4. Jósavató	szürke mészkő a triász teteje	323/57 311/56 301/51	8/9	309 308	+78 +27	28 38	10,6 9,0	500-525 °C
Szilicei takaró (S. S.) a triász középirány								
5. Jósavató I.	szürke dolomit a. anizusi	231/16	5/5	281 288	+45 +22	6 12	37,7 27,1	250-500 °C
6. Jósavató II.	szürke dolomit a. anizusi	197/37	7/7	291 277	+24 +22	37	10,0	350 °C
7. Jósavató III.	szürke dolomit a. anizusi	186/36	4/4	119 81	-44 -46	49	13,2	450-500 °C
8. Jósavató	fehér mészkő f. anizusi	192/21	6/6	300 282	+40 +43	15	18,2	400-500 °C
Szilicei takaró (S. S.) középirány anizusi								
9a. Derenk I.	vörös mészkő f. nóri	91/35 107/35 110/30	15/15	294 273 284 281	+42 +40 +40 +71	30 34 42 48	17,1 16,1 6,0 5,6	250-450 °C

Mintavételi hely	Kőzet kor	Tektonikai helyzet	N/No	D D <sub>c</sub>	I I <sub>c</sub>	K	α <sub>95</sub>	Tisztítás
9b. Derenk II.	vörös mészkő f. nőri	80/35	6/6	261 262	+22 +57	91	7,1	450 °C
9c. Derenk III.	vörös mészkő f. nőri	14/35	4/4	243 298	+52 +61	45	13,7	450 °C
9d. Derenk IV.	vörös mészkő f. nőri	48/44	4/4	259 305	+36 +65	83	10,1	500 °C
9e. Derenk V.	vörös mészkő f. nőri	0/35	3/3	247 281	+41 +45	137	10,6	500 °C
Szilicei takaró (S. L.) középirány f. nőri			5	259 284	+39 +61	25 40	15,5 12,2	

### Paleomágneses eredmények a Szilicei takaróból

*Jelölés:* N/N<sub>0</sub> N: kiértékelhető minták száma

N<sub>0</sub>: gyűjtött minták száma

D és D<sub>c</sub>: közepes deklináció tektonikai korrekció előtt és után

I és I<sub>c</sub>: közepes inklináció tektonikai korrekció előtt és után

k és α<sub>95</sub>: statisztikus paraméterek, amelyek az irányzórást jellemzik

### Палеомагнитные результаты из покрова Силица

*Условные обозначения:*

N/N<sub>0</sub> N: число оцененных проб

N<sub>0</sub>: число собранных проб

D и D<sub>c</sub>: средняя деклинация перед тектонической коррекцией и после неё

I и I<sub>c</sub>: средняя инклинация перед тектонической коррекцией и после неё

k и α<sub>95</sub>: статистические параметры, характеризующие разброс векторов

### Paleomagnetic results from the Siliceo nappe

*Key:* N/N<sub>0</sub>: number of samples N: used for evaluation N<sub>0</sub>: collected

D and D<sub>c</sub>: mean declination before and after tectonic correction respectively

I and I<sub>c</sub>: mean inclination before and after tectonic correction, respectively

k and α<sub>95</sub>: statistical parameters characterizing the scatter of the directions

Paleomágneses eredmények a Rudabányai hegységből  
Bódvali takaró és digitációi

Mintavételi hely	Kőzet kor	Tektonikai helyzet	N/No	D <sub>c</sub> D	I I <sub>c</sub>	K	α <sub>95</sub>	Tiszítási
10. Martonyi	szürke dolomit a. anizusi	35/22	8/9	305 317	31 28	59	7,3	300 — 400 °C
11. Telekesvölgy	vörös mészkő ladini	284/64	12/12	136 278	81 33	55	5,9	400 °C
12. Szárhegy K	vörös mészkő f. anizusi	230/77	6/10	25 277	31 61	47	9,9	400 °C
13. Tornaszentandrás	szürke dolomit a. anizusi	320/38	6/6	301 309	47 10	93	7,0	150 — 250 °C
14. Bedellabánya	szürke mészkő ladini	354/23	8/8	265 302	62 35	38	9,1	250 — 500 °C
15. Lászipusztá	tarka mészkő nóri	40/25	10/12	35 39	83 58	41	7,6	525 °C
16. Bódvalenke	tarka mészkő f. ladini-karni	plunge: 65/50 tílt: 335/77	21/23	147 47	47 50	27	6,2	300 °C
Martonyi takaró								
17. Nagyrednek-völgy	szürke mészkő ladini-a. karni	238/133	5/11	4 49	- 4 -15	44	11,7	350 — 450 °C

Mintavételi hely	Kőzet kor	Tektonikai helyzet	N/No	D D <sub>c</sub>	I I <sub>c</sub>	K	ε <sub>93</sub>	Tiszttítás
18. Tornaszentandrás	szürke mészkő f. karni	238/50	11/14	303 305	29 -17	157	3,7	250 °C
19. Rakaca-Becskeháza	szürke mészkő a. nőri	46/10 (226/170)	7/9	138 106 (166)	+66 +62 -62)	58	8,0	400 - 515 °C
Bódvarákói parasautochton								
20. Bódvarákó	mészkő olisztolt ladini?	72/27	6/6	2 47	76 56	427	3,2	300 °C
21. Bódvarákó	aleurolit ladini (?)	107/15	8/13	312 315	8 20	28	10,7	400 °C
22. Bódvarákó	tűzköves mészkő anizusi-ladini	24/25	15/18	333 9	80 58	26	7,7	400 °C

Palaeomagnetices eredmények a rudabányai hegységből  
*Jelkucs*: mint az 1. táblázathoz

Палеомагнитные результаты из гор Рудабанья  
Условные обозначения: см. табл. 1.

Palaeomagnetic results from the Rudabánya Mountains  
Key: as for Table 1.

legalul pedig a Bódvarákói-pseudoautochtonhoz tartozó képződményeket találunk. A takarós felépítés mellett, a deformációs fázisok között is hasonlóság ismerhető fel az Aggteleki-hegységgel. Az epi-, és anchimetamorf, középső-felső triász korú kőzetekből álló Martonyi-takaró áttolódása az Alsóhegyi-takaró-rendszer kialakulásával lehet egyidős. A Bódvai-takaró rétegsora az anizusi középig azonos a Szilicei-takaró rétegsorával, feljebb azonban jelentősen különbözik tőle. Tektonikailag, a Bódvai-takaró a Szilicei-takaró Rudabányai-hegységei megfelelője, amelynek eredeti fáciesterülete a szilicei szomszédságában lehetett [3]. A jelenleg ismert legmélyebb helyzetű egységet, a Bódvarákói-(pseudo) autochtont a Mellétei-sorozattal részben rokonítható kőzetek építik fel.

A 2. vízszintes eltolódási vonaltól nyugatra (1. ábra), a Bódvai-takaró rétegsora a szőlősardói és lászipusztai blokkokban bukkan felszínre. A lászipusztai rétegsor tipikusan bódvai, viszont Szőlősardón speciális kifejlődésű [8], de a takarós szerkezet még egyikben sem bizonyított.

A 3. vízszintes eltolódási vonaltól keletre eső szegmens alaphegységi kőzeteké azonosítása a korlátozott elterjedés miatt nagyon bizonytalan. A délnyugati részen (Rudabánya és Martonyi között) takarós szerkezet nem mutatható ki. Martonyitól északkeletre a csak néhány foltban mutatkozó bódvai rétegek tektonikai helyzete egyelőre tisztázatlan. Független alaphegységi elemként bukkan felszínre a hídvégardói kvázi-autochton valószínűleg perm-alsótriász rétegsora, valamint felette a Martonyi-takaróval rokon Becskeházi-takaró középső-felső triászja.

A Rudabányai-hegység főtömege és keleti szegmense a fedőhegységi képződményekben is különbözik. A 3. vízszintes eltolódási vonaltól (1. ábra) északnyugatra tengeri kifejlődésű egri-eggenburgi, délkeletre pedig szárazföldi konglomerátum található. Az eltolódási vonal melanzs zónájában becsipett egri-eggenburgi slir a mozgás fiatal korát bizonyítja.

### Mintavétel [1. ábra, 1. és 2. táblázat]

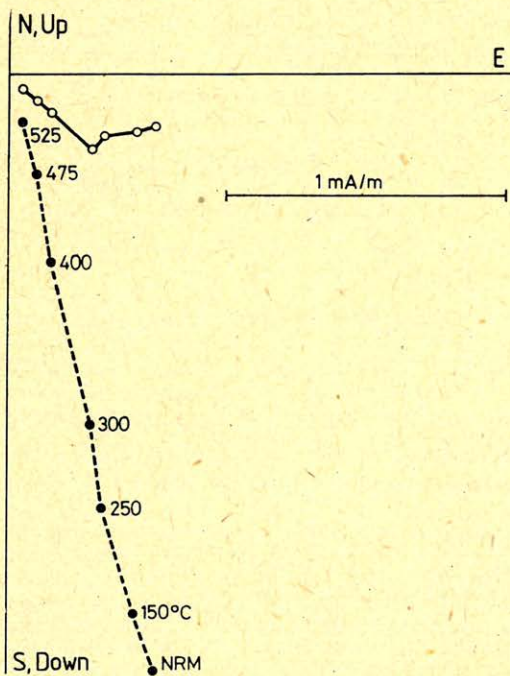
Az Aggteleki-hegységből a szoros értelemben vett Szilicei-takaró alsó triászát az 1. – 4., középső triászát az 5. – 8. mintavételi helyek képviselik. Az Alsóhegyi-takaró-rendszerhez tartoznak a Derenk környéki minták, amelyek felső nóri vörös mészkövekből származnak (9.a – e mintavételi helyek).

A Rudabányai-hegység Bódvai-takarójából a szőlősardói blokkban (14. mintavételi hely), a Lászi-források környékén (15. mintavételi hely), Martonyi mellett a Nagyrednek völgyben (10. mintavételi hely), a Telekes völgyben (11. mintavételi hely), a Szár-hegyen (12. mintavételi hely), a tornaszentandrásai templomdombon (13. mintavételi hely) és Bódvalenkén (16. mintavételi hely) vettünk mintákat. Martonyi-takaróbeli kőzeteket a Nagyrednek völgyben (17. mintavételi hely), Tornaszentandrásan (18. mintavételi hely) és a Rakaca-Becskeháza-i útágazásánál (19. mintavételi hely) gyűjtöttünk. Végül a Bódvarákói- és Hídvégardói-pseudo- ill. kvázi autochtont a névadó helységek közelében három, illetve egy ponton (20 – 22. és 23. mintavételi helyek) mintáztuk meg.

A paleomágneses mintavételre kis motoros magfúrókat alkalmaztunk, amelyekkel 2,5 cm átmérőjű magmintákat fúrtunk ki a feltárásokban. A terepi magok helyzetének beméréséhez mágneses tájolót használtunk. A mintavétellel párhuzamosan a rétegek dőlésirányát is meghatároztuk (az utóbbi adatra a sztratigráfiai korrallal egyidős mágnesezettség irányának megállapításához van szükség).

## Laboratóriumi feldolgozás

Első lépésként megmértük a minták kezdeti remanens mágnesezettségét és szuszceptibilitását. A paleomágneses vizsgálatokkal szemben támasztott korszerű követelményeknek megfelelően a természetes remanens mágnesezettséget termikus módszerrel, a teljes lemágnesezés állapotának eléréséig elemeztük. A remanencia méréseket  $JR-4$  magnetométerrel végeztük. A szuszceptibilitás mérések  $KLY-1$ , illetve  $KLY-2$  mérőhidakkal történtek. Kiválasztott minták részletes és teljes lemágnesezésének eredményei alapján a maradék mintákat néhány [9], illetve 6–8 lépésig elmenő fokozatban [10] hőkezeltük. Minden egyes lemágnesezés után újramértük a remanenciát és a mágneses szuszceptibilitást – utóbbit a felmelegítésre bekövetkező mágneses ásványtani változások indikálására. A karakterisztikus mágnesezettséget *Zijderveld-diagramok* alkalmazásával határoztuk meg. Két lemágnesezési példát mutatunk be. Az első példában (11. mintacsoport) [10] a szuszceptibilitás végig állandó, az optimális lemágnesezési hőmérséklet  $400^{\circ}\text{C}$ , e fölött a mágnesezettség irányváltozás nélkül hal el (2. ábra). A második példa azt demonstrálja, hogy az eredeti mágnesezettség izolálására, megfelelő módszer alkalmazásával (ugyanazon a hőfokon kétszer, ellentétes orientációban végzett felmelegítés) az ásványtani változások (erős szuszceptibilitás



Geo 66/18-2

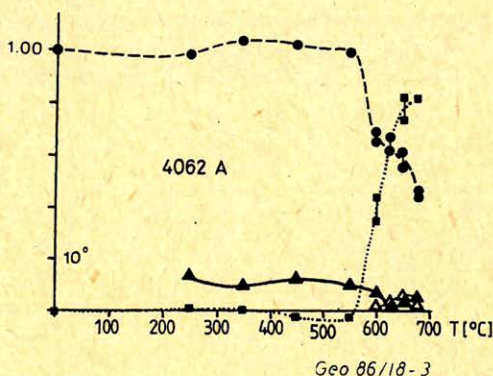
2. ábra. Telekesvölgy, vörös mészkő, 4215. számú minta. Az NRM viselkedése termolemágnesezésre. Ortogonális vetület.

Рис. 2. Телекешвельдь, красный известняк. Проба №. 4215. Поведение НРМ на термическое размагничивание. Ортогональная проекция.

Fig. 2. Orthogonal projection diagram showing the vector path of the NRM upon thermal demagnetization of a red limestone sample (4215) from the Telekesvölgy

növekedés) megindulása feletti hőmérséklet-tartományban is van mód, u.i. a szuszceptibilitás növekedés ellenére eredeti jelnek tekinthető az a mágnesezettség, amely az ismételt, azonos hőmérsékletű tisztításra bizonyos hibahatáron belül azonos irányú marad (3. ábra, 2. mintacsoport) [9].

A mágneses tisztítással (termolemágnesezéssel) izolált karakterisztikus mágnesezettség mintánkénti irányából minden mintacsoportra kiszámoltuk az átlagos deklináció ( $D$ ), inklináció ( $I$ ) értékeket és a statisztikai jellemzőket ( $K$ ,  $\alpha_{95}$ ) [11] (1. és 2. táblázatok). Az átlagirányok ( $D$ ,  $I$ ) a (jelenlegi) földmágneses koordinátarendszerre vonatkoznak. A terepen meghatározott dőlésadatokkal (részleges) tektonikai korrekciót hajtottunk végre, amelynek eredményeként megkaptuk a rétegek vízszintes helyzetéhez tartozó átlagos deklináció ( $D_c$ ) és inklináció ( $I_c$ ) értékeket. Ezek statisztikus paraméterei a mintavételi hely egységes dőlése esetén azonosak a korrekció előtti paraméterekkel, változó dőlések esetén viszont mások (1. és 2. táblázatok).



3. ábra. Szín, alsó triász homokos márga. A relatív intenzitás (pont) és a relatív szuszceptibilitás logaritmusának (négyzet) változása a hőmérséklet függvényében. Kettős jelek ismételt mérések eredményét szemléltetik: az első előtt a mintát egy bizonyos orientációban hőkezeltük, a második előtt azzal ellentétes orientációban, de ugyanazon a hőmérsékleten.

Tele háromszögek mutatják az NRM vektor szögtávolságát egymást követő tisztítási lépések között, üres háromszögek pedig az ismételt mérések eredményeként megfigyelt NRM vektorok szögtávolságát. Annak ellenére, hogy a szuszceptibilitás majdnem egy nagyságrenddel megnövekedett hőkezelésre, az irány állandó maradt (szögtávolság mindig kisebb  $10^\circ$ -nál).

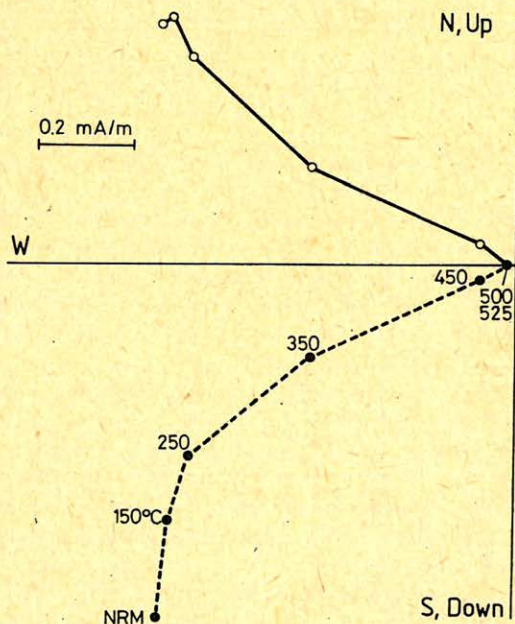
Рис. 3. Син, нижнетриасовый песчаный мергель. Изменение относительной интенсивности (точки) и логарифма относительной восприимчивости (квадраты) относительно температуры. Двойные знаки обозначают результаты повторных измерений: пробы измерились в противоположной ориентации на той же температуре.

Полные треугольники показывают расстояние углов вектора НРМ между ступенями размагничивания, а пустые треугольники то же в случае повторных измерений (см. выше). Несмотря на то, что восприимчивость увеличилась почти на один порядок, направление оказалось постоянным (расстояние углов всегда меньше  $10^\circ$  градусов).

Fig. 3. Szín, early Triassic sandy marl. The relative change in intensity (dots), in susceptibility (logarithmic scale, squares) as a function of the temperature.

Full triangles show the angular distance of the NRM vector between successive heating steps, hollow triangles the angular distance of the NRM vector between repeat measurements at the same temperature, first with the specimen heated in normal, than it opposite orientation. Note that the angular differences are always less than  $10^\circ$ , though the susceptibility increases by nearly one order of magnitude during heating.

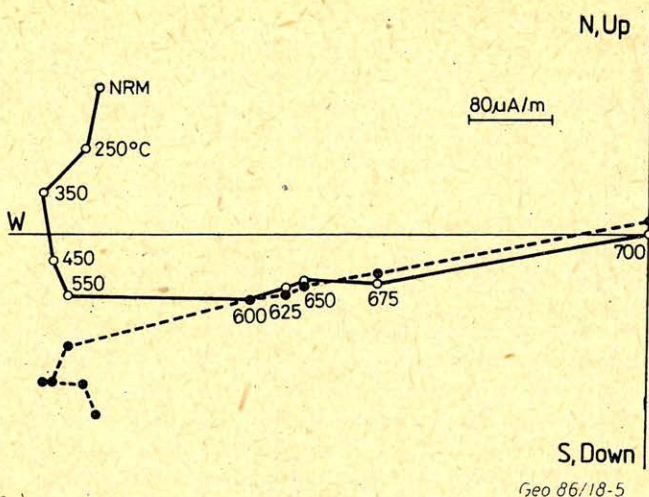
A kőzetek mágneses ásványainak azonosítására néhány *IRM*-kísérletet végeztünk [10]. Kiválasztott minták fokozatos izotermikus felmágnesezési tulajdonságai alapján (max.  $0,6 T$ ) mind kis (maghemit, magnetit), mind nagy (goethit, hematit) koercitív erejű mágneses ásványok mutatkoznak. Ezeket szétválasztandó, a maximumig felmágnesezett mintákat ellentétes irányban  $0,2 T$ -ig átmágneseztük, amellyel elértük, hogy a nagy és kis koercitív erejű fázisok ellentétes irányú remanenciát vettek fel. Az így felmágnesezett mintákat azután lépésenként termolemágnesezve az egyes stabil fázisok elkülöníthetővé váltak. A felmelegítésre instabil maghemit jelenlétéről a szuszceptibilitás csökkenése tájékoztat. Hét mintacsoportot vizsgáltunk ezzel a módszerrel (10., 11., 16., 18., 20., 21. és 22. mintavételi helyek). Magnetitet (maghemitet) és hematitot mind egyikben találtunk, goethitet mindössze a 18., 20. és 21. helyen. Más kérdés természetesen, hogy a kőzet karakterisztikus mágnesezettségét melyik ásvány hordozza. Erre nézve a mágnesezettség termolemágnesezési tulajdonságaiból következtethetünk. Pl. az 5. mintavételi helyet képviselő minta  $525^{\circ}C$ -ra gyakorlatilag teljesen lemágneseződik (4. ábra), ami magnetitre utal. A 2. feltárásban viszont a teljes lemágneseződés csak  $700^{\circ}C$ -on következik be. Itt az eredeti mágnesezettséget, amely  $550$  és  $700^{\circ}C$  között izolálható, hematit hordozza (5. ábra).



4. ábra. Jósvafő szürke anizisi dolomit; 5. mintavételi hely. Az NRM viselkedése termolemágnesezésre. Ortogonális vetület.

Рис. 4. Йошвафё, серый анизийский доломит. Место отбора проб № 5. Поведение НРМ на термическое размагничивание. Ортогональная проекция.

Fig. 4. Orthogonal projection diagram showing the vector path of the NRM upon thermal demagnetization. Jósvafő (locality 5.) Anisian grey dolomite.



5. ábra. Szín, alsó triász homokos márga, 4062A minta. Az NRM viselkedése termolegmágnesezésre. Ortogonális vetület.

Рис. 5. Син, нижнетриасовый песчаный мергель. Проба № 4062А. Поведение НРМ на термическое размагничивание. Ортогональная проекция.

Fig. 5. Orthogonal projection diagram showing the vector path of the NRM upon thermal demagnetization. Szín, early Triassic sandy marl (sample 4062A).

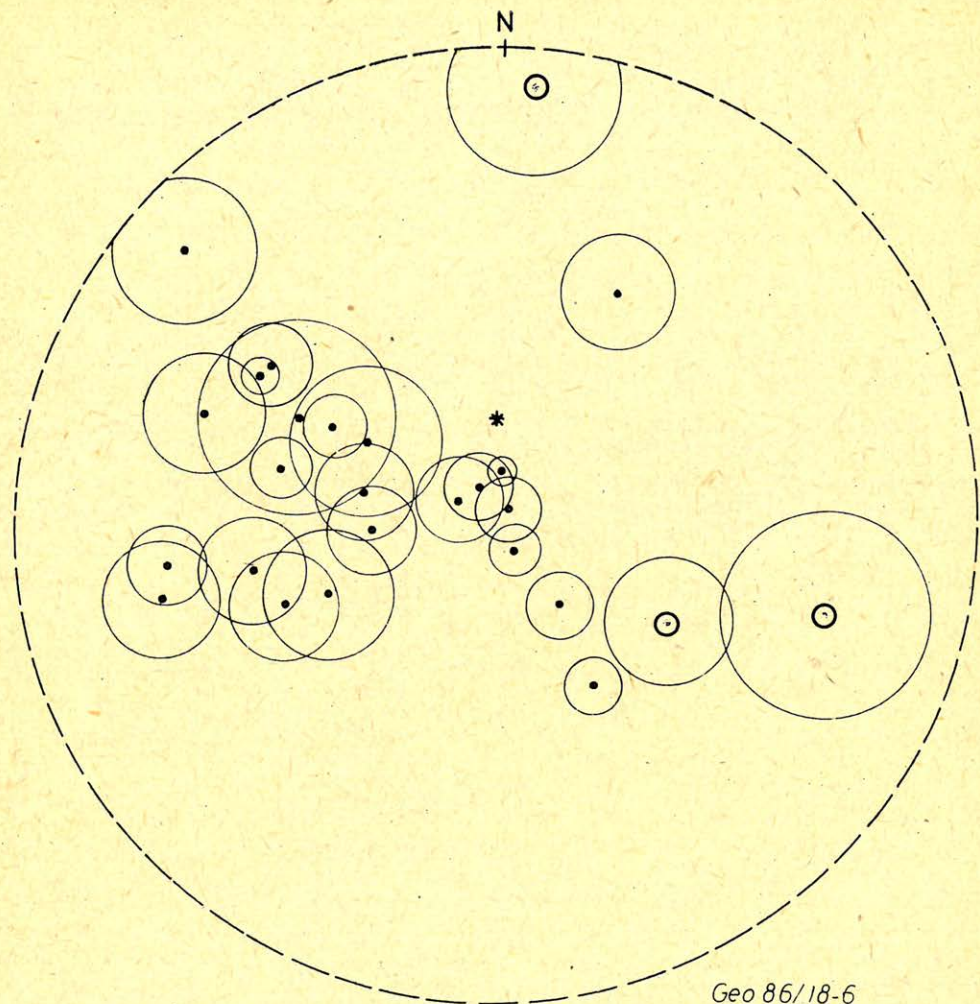
### A paleomágneses irányok értékelése

A termikus tisztítás folyamán az NRM iránya szinte kivétel nélkül minden mintában változott. Sok esetben az NRM már 250 °C-tól kezdve egykomponensű tulajdonságokat mutatott (a *Zijderveld-diagramon* a vektorvégpont vetületeinek nyomvonalai gyakorlatilag egyenesként tartanak az origóba (4. ábra)). Másor igen nagy hőmérséklet volt szükséges ahhoz, hogy a feltehetően fiatalabb mágneses komponens eltávolítsuk (5. ábra).

Általában a tisztítás nem járt az NRM polaritásának megváltozásával, kivétel a 7. mintavételi hely (6. ábra).

A laboratóriumi feldolgozás a 23. mintavételi helytől eltekintve statisztikusan kielégítően vagy jól definiált mágneses irányokat eredményezett (1. és 2. táblázat), amelyek tektonikai korrekció előtt szignifikánsan különböznek a mai, helyi mágneses tér irányától (7. ábra). Ez önmagában a karakterisztikus mágneszettség stabilitását bizonyítja.

Az Aggteleki-hegységből több azonos korú kőzetből vannak mágneses iránymeghatározásaink, amelyek szórása tektonikai korrekcióra kissé csökken (1. táblázat). A szórás csökkenése ugyan statisztikailag nem szignifikáns, maga a tény azonban a mágneszettség deformáció előtti korát indikálja. Ennél azonban tovább is mehetünk a mágneszettség korának becslésében, u. i. a perm és a jura között (vagyis lényegében a triász folyamán) az inklináció az adott szélességen fokozatosan mintegy 40°-kal növekedett meg. Az 1. táblázatban pontosan ezt találjuk a Szilicei-takaróra is, amelyből az előbbieik figyelembevételével már következik, hogy az érintett képződmények mágneszettségének kora a sztratigráfiai koral azonosítható.



Geo 86/18-6

6. ábra. Jósvalfő. Anizusi szürke dolomit, 7. mintavételi hely. Az NRM irányának változása termolemágnesezésre. Szög tartó vetület.

Csillag: a mai helyi földmáneses tér iránya.

A számok a termolemágnesezés hőmérsékletét jelzik: kör: 4235. minta; háromszög: 4236. minta; négyzet: 4237. minta; deltoid: 4238. minta.

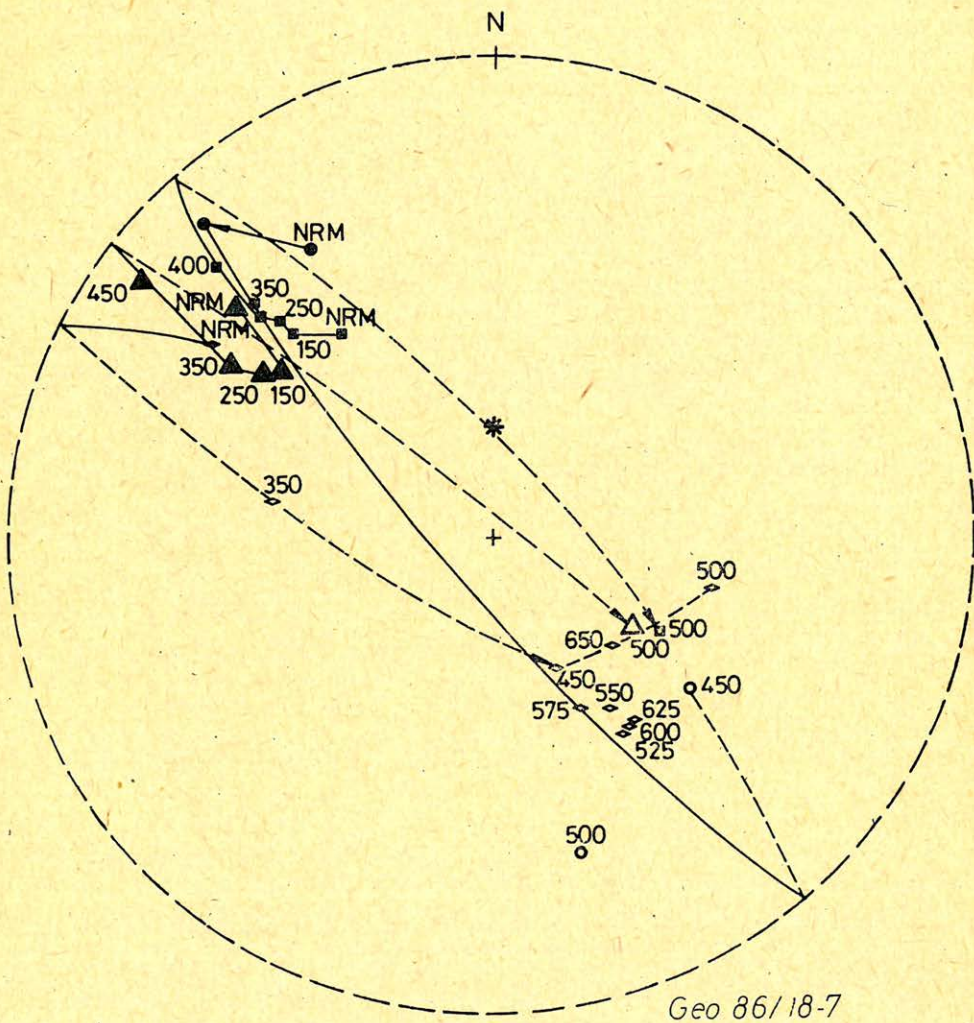
Рис. 6. Йошвафё, серый анизийский доломит, место отбора проб № 7. Изменение вектора НРМ на термическое размагничивание. Углодержающая проекция. Звезда: вектор современного местного магнитного поля Земли.

Цифры показывают температуру термического размагничивания. круг: проба № 4235, треугольник: проба № 4236, квадрат: проба № 4237, дельтоид: проба № 4238.

Fig. 6. Jósvalfő, Anisian grey dolomite (locality 7.). Stereographic projection showing the vector path of the NRM upon thermal demagnetization. Star: local direction of the present Earth's magnetic field.

Numbers indicate the temperature of the demagnetization step: circle: sample 4235, triangle: sample 4236, square: sample 4237, diamond: sample 4238, full symbols: positive inclination, hollow symbols: negative inclination.

A Rudabányai-hegység főtömegében, a Bódvai-takaróhoz tartozó 10–13. mintavételi helyek mágnesezettségi irányainak szórása tektonikai korrekcióra szintén kismértékű javulást mutat ( $K = 4$ -ről  $9$ -re növekszik). Meg kell azonban jegyezni, hogy a nagydőlésű rétegekből álló 11. és 12. feltárásokban – egyéb



7. ábra. Mintavételi helyenként meghatározott paleomágneses középírányok konfidenciakörrel. ( $\alpha_{95}$ ) tektonikai korrekció előtt. Szög tartó vetület. A mai helyi földmágneses tér irányát csillag jelzi. Pontok: pozitív inklináció; Kis körök: negatív inklináció.

Рис. 7. Средние палеомагнитные векторы определенные по местам отбора проб с окружностью конфиденции ( $\alpha_{95}$ ) перед тектонической коррекцией. Угловдерживающая проекция. Звезда: вектор современного местного магнитного поля Земли. Точки: положительная инклинация. Кружочки: отрицательная инклинация.

Fig. 7. Mean directions of the magnetization before tectonic correction for the sampling localities in the Aggtelek – Rudabánya Mountains with the circle of confidence ( $\alpha_{95}$ ). Stereographic projection; dot: positive inclination, small circle: negative inclination

megfigyelési adat híján – a gyűrődési tengelyt vízszintesnek vettük, amelyből jelentős deklináció ( $D_c$ ) bizonytalanság származhat, úgyhogy a korrigált irányok csoportosulása a valóságban jobb is lehet. Így ezekre a mintavételi helyekre is feltehetjük a mágnesezettség deformáció előtti keletkezését, illetve az inklináció alapján a rétegtanival azonos kort.

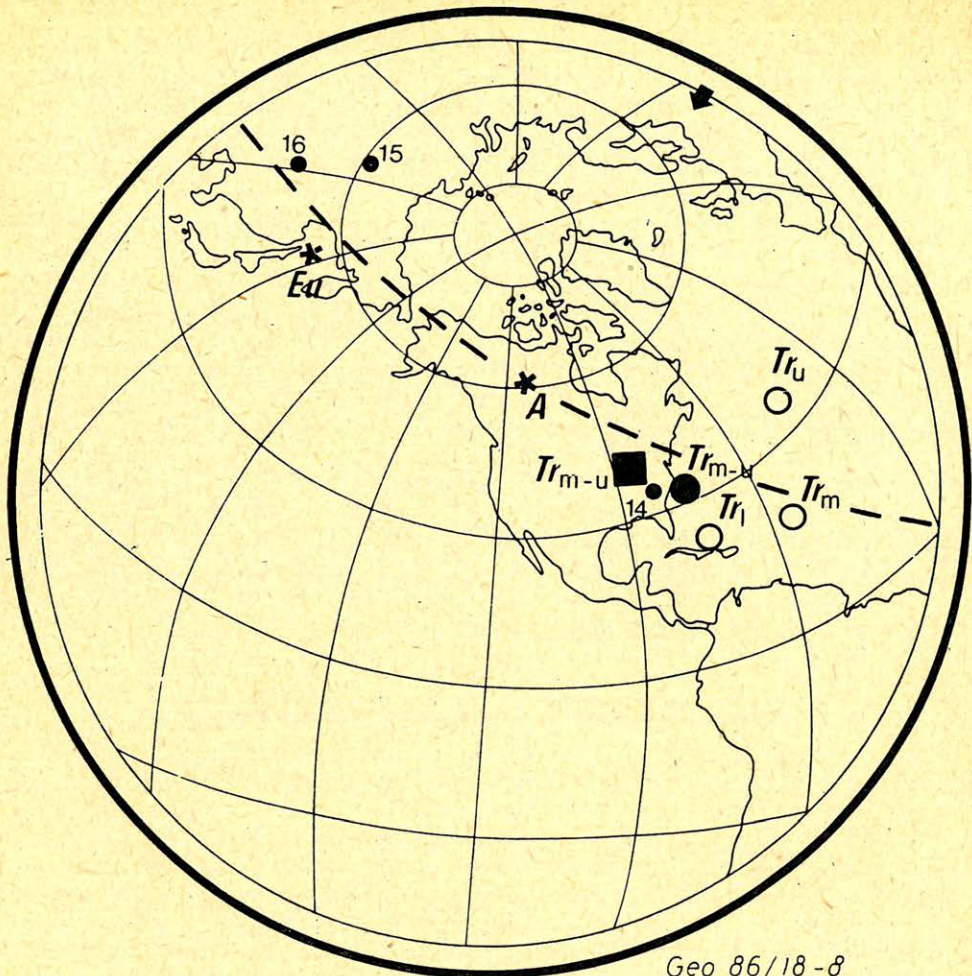
Nincs okunk kétségbevonni a mágnesezettség eredetiségét a 14. és 15. mintavételi helyekkel képviselt blokkokban, illetve a főtömegben levő 16. feltárás esetén sem. Meglepő viszont, hogy a 15. és 16. feltárások, amelyek két különböző blokkot képviselnek, tektonikai korrekció után igen jól egyező mágnesezettségi irányt mutatnak.

A Martonyi-takaróból és a Bódvarákói-paraautochtonból vett minták mágnesezettségének értelmezését nehezíti az a tény, hogy metamorf kőzetekből származnak, (noha a metamorfózis kisfokú) és a kevés megmintázott képződmény sem ad szerkezeti csoporton belül hasonló irányt. A mágnesezettség biztosan nem mai, mert a tektonikai korrekció előtti irányok (7. ábra) különböznek a földmágneses tér jelenlegi, helyi irányától. Ebből következik, hogy a mágnesezettség felvétele biztosan megelőzte azokat a mozgásokat, amelyek az érintett kőzettesteket mai szerkezeti helyzetükbe hozták. A mágnesezettség korát illetően mindössze ennyit állíthatunk, úgyhogy egyelőre le kell mondanunk ezen adatok (17. – 22. mintavételi helyek) tektonikai értelmezéséről.

### A paleomágneses irányok tektonikai értelmezése

Az Aggteleki-hegységben a paleomágneses irányok lényegében egységes, a mai helyzethez képest jelentős, óramutató járásával ellentétes irányú deklináció elcsavarodást mutatnak, azaz triász utáni ugyanilyen irányú rotációt jeleznek. Ezen belül, az Alsóhegyi-takarórendszer áttolódása nem járt rotációval. Ha a terület mai helyzetében mereven Európához, illetve Afrikához csatoljuk, akkor a világot adataink [12] és saját adataink szerint, az Aggteleki-hegység Európához viszonyítva  $110^\circ$ -kal, Afrikához képest  $55^\circ$ -kal fordult el nyugatra a triász után, illetve összes későbbi, függőleges tengely körüli mozgásainak eredője ezekkel a forgásokkal jellemezhető (8. ábra). Ugyanakkor, a helyi inklináció átlagára a triász folyamán  $40^\circ$ -ot, illetve  $45^\circ$ -ot kell kapnunk. A meghatározás hibáját is figyelembe véve a két inklináció érték sem egymástól, sem pedig az Aggteleki-hegységre általunk mért inklinációk átlagától (1. táblázat) nem különbözik (8. ábra). Következésképpen, egyedül a paleomágneses inklinációk alapján az aggteleki triász képződése akár az európai, akár az afrikai kontinens szegélyen végbemehetett. A deklinációk azonban mindkét kontinenshez képest rotációval járó horizontális mozgást indikálnak, amely Afrikához viszonyítva kisebb mértékű, mint Európához képest. E rotációk megértéséhez triász utáni paleomágneses adatokra volna szükség. Jelenleg egyetlen ilyen adatunk van az Aggteleki-hegységből, amely egy töbor kitöltés bizonytalan korú (kréta?) vörös agyagából ered, (30 mintából  $320^\circ\text{C}$  után,  $D = 306^\circ$ ,  $I = 62^\circ$ ,  $k = 14,4$ ,  $\alpha_{95} = 7,4$ , [5]) és szintén nyugati deklináció rotációt mutat. Ezt egyelőre indikációnak tekintjük arra nézve, hogy a ma mérhető triász deklinációkat főleg a hegység egészét érintő fiatalabb horizontális mozgások hozták létre.

A Rudabányai-hegységben a Bódvai-takaró képződményei közül a 10 – 13. (és 14.) mintavételi helyek paleomágneses irányai gyakorlatilag azonosak a Szilicei-takaróra az Aggteleki-hegységben kapott irányokkal, ami alátámasztja a két takarónak a földtani modellnél leírt tektonikai hasonlóságát. A jelenlegi



Geo 86/18-8

8. ábra. Hasonló korú kőzeteken meghatározott paleomágneses pólusok a Szilicei takaróból (üres körök), a Bódvai takaróból (teli körök), stabil Európából (Eu), Afrikából (A) és a Dunántúli-középhegységéből (négyzet).

Jelmagyarázat:  $Tr_1$ : alsó triász;  $Tr_m$ : középső triász;  $Tr_u$ : felső triász.

14–16 számok a 2. táblázatra utalnak.

A szaggatott görbe olyan kör, amelyen azok a pólusok helyezkednek el, amelyek a mintavételi területükről (nyíl) azonos és olyan távolságban vannak, mint az afrikai pólus, azaz egymástól egyszerű, helyi tengely körüli forgással vezethetők le.

Рис. 8. Палеомагнитные полюсы по породам похожих возрастов из покрова Силица (пустые круги), из покрова Бодва (полные круги), из стабильной Европы (Eu), из Африки (A), и из Задунайских Средних Гор (квадрат).

Условные знаки:  $Tr_1$ : нижний триас,  $Tr_m$ : средний триас,  $Tr_u$ : верхний триас,

Цифры 14–16 указывают на табл. № 2.

Пунктирная кривая отмечает круг, по которому расположены те полюсы, которые находятся на одинаковом расстоянии от своих мест опробования (стрелки), и на таком расстоянии как африканский полюс, т. е. их можно произвести простой ротацией друг от друга вокруг местной оси.

Fig. 8. Comparison between palaeopoles of similar age from the Silice nappe (hollow circles) the Bodva nappe (full circles), stable Europe (Eu), Africa (A), and the Transdanubian Central Mountains (square)

Key:  $Tr_1$ : early Triassic,  $Tr_m$ : middle Triassic,  $Tr_u$ : late Triassic, numbers 14–16 refer to Table II. The dashed curve is a circle where all poles must lie that are at the same distance from our sampling areas (arrow) as the Africa pole. i.e. they can be derived from an African direction with a simple rotation about a local axis.

paleomágneses adatok felbontása mellett úgy tűnik, hogy a vizsgált területen a Szilicei-, és a Bódvai-takarók képződése nem járt oly mértékű relatív mozgással, amely szignifikáns deklináció eltérést okozott volna a két egység között (8. ábra).

Meglepő a 15. és 16. mintavételi helyek által képviselt bódvai tömbök paleomágneses irányainak lényegi azonossága, illetve a fenti irányoktól való mintegy 100°-os keleti (vagy 260°-os nyugati) irányú eltérése, ami ugyanilyen mértékű relatív mozgást indikál e tömbök és a Bódvai-takaró egésze között (8. ábra).

Érdekes, hogy a 15. és 16. feltárásokban mért paleomágneses irányok lényegében európai paleodeklinációval rendelkeznek, u. i. ezeken kívül a jelenleg értelmezhető összes paleomágneses irány (1. és 2. táblázat) inkább afrikai affinitású (nyugati paleodeklinációjú), illetve – amint említettük – még Afrikához viszonyítva is nyugati rotációt indikál (8. ábra).

Figyelemre méltó, hogy a nyugati deklináció rotáció Muska és Vozár újabb paleomágneses eredménye alapján [13] az autochtonnak tekintett Gömör-Szepesi-érchegységre is jellemző. Ez összhangban van saját eredményeinkkel, melyek szerint az Aggtelek–Rudabányai-hegység paleodeklinációjának nyugati rotációja nem elsősorban a felszínközeli tektonika (takaró áttolódás) következménye, hanem Európához viszonyított jelentős mozgást indikál (8. ábra), amelynek nyomkövetését további paleomágneses eredményektől várhatjuk. Az átnézetes paleomágneses kép u. i. hasonló ahhoz, amit sokkal részletesebb felmérés alapján a Dunántúli-középhegységben úgy értelmeztünk [14–16], hogy az utóbbi egység mezozoos és későbbi horizontális mozgásait lényegében Afrika mozgásaival azonosítottuk, de a felvetett probléma megnyugtató megoldását majd csak teljesebb paleomágneses adatrendszer birtokában kísérlelhetjük meg.

#### IRODALOM

- [1] Kozur, H., Mock, R., 1973: Zum Alter und zur tektonischen Stellung der Meliata-Serie des Slovakischen Karstes. – Geol. zbor. Geol. Carp. 24., 225–264.
- [2] Grill, J., Kovács, S., Less, Gy., Réti, Zs., Tóth, L., Szentpétery, I., 1984: Az Aggtelek–Rudabányai hegység földtani felépítése és fejlődéstörténete. – Földt. Kut. 27, 4. 49–56.
- [3] Kovács, S., 1980: A triász hallstatti mészkőfácias ösföldrajzi jelentősége az észak-alpi fácies-régióban (Kritikai korreferátum). – Földt. Közl., 110., 3–4.
- [4] Mártonné, Szalay E., Verő, L., Pintér, A., Taba, S., 1981: Jelentés az Aggtelek–Rudabányai-hegység 1981. évi geofizikai kutatásairól. ELGI Jelentés (kézirat).
- [5] Márton, P., 1985: nem publikált eredmény
- [6] Krs, M., 1966: Palaeomagnetic Pole Position for the lower Triassic of East Slovakia. Vest. Ustr. geol. 41/4. 287–290.
- [7] Zelenka, T., Baksa, Cs., Balla, Z., Földessy, J., Földessyné, Járányi K., 1983: Mezozoos ösföldrajzi határ-e a Darnó-vonal? – Földt. Közl., 113., 1. 27–37.
- [8] Balogh, K., Kovács, S., 1981: A Szőlősbárdói–1. sz. fúrás. – MÁFI Évi Jel. 1979-ről, 39–63.
- [9] Mártonné Szalay E., 1985. Az Aggtelek–Rudabányai-hegység paleomágneses irányai, ELGI jelentés, kézirat
- [10] Márton, P., 1985: Jelentés a Rudabányai-hegység paleomágneses vizsgálatáról, ELTE, Geofizikai Tanszék jel. kézirat
- [11] Fisher, R. A., 1953: Dispersion on a sphere. Proc. Roy. Soc. (London) Ser. A. 217. 127–149.
- [12] Márton, P., 1984: Kontinens-rekonstrukciók paleomágneses módszerrel. Disszertáció.
- [13] Muska, P. and Vozár, J., 1984: Some new results of palaeomagnetic research in Permian formations of northern part of Gemericum. Geologické práce, 153–156. (In Russian).
- [14] Márton, E. and Márton, P., 1978: Tectonic implication of a new palaeomagnetic result from the Jurassic of the Transdanubian Central Mountains. Tectonophysics, 45. T1–T6.
- [15] Márton, E. and Márton, P., 1981: Mesozoic palaeomagnetism of the Transdanubian Central Mountains and its tectonic implications. Tectonophysics, 72. 129–140.
- [16] Márton, E. and Márton, P., 1983: A refined apparent polar wander curve for the Transdanubian Central Mountains and its bearing on the Mediterranean tectonic history, Tectonophysics, 98. 43–57.

# Love-típusú telephullámok elmozdulásfüggvényei és abszorpciós-diszperziós tulajdonságai

## I. rész: horizontálisan homogén földtani szerkezet

DOBROKA MIHÁLY\*

*A dolgozat egy (határesetként a konstans  $Q$ , ill. a Kelvin – Voigt modellt visszaadó) anelasztikus közetmodell alkalmazva, három- vagy többretegű földtani szerkezetben terjedő Love-típusú telephullámok abszorpciós-diszperziós relációját és elmozdulásfüggvényeit tárgyalja. Ismerteti a diszperziós egyenlet fontosabb numerikus megoldásait és konstans fázisú, valamint konstans amplitúdójú felületeket mutat be.*

*В статье обсуждается функция сдвига и соотношение поглощения и дисперсии волн типа Лява, распространяющихся в трех- или многослойной геологической модели неупругой среды (для каждой среды  $Q = \text{const}$ , модель Кельвина-Войгта). Статья знакомит с наиболее важными численными решениями уравнения дисперсии, а также показана карта постоянной фазы и амплитуды.*

*Using an anelastic rock mechanical model — which gives the constant  $Q$  model as well as the Kelvin – Voigt model as a limit — the paper discusses the absorption-dispersion relation and amplitude functions of Love seam-waves propagating in a three-layered or multilayered geological structure. Numerical solutions of the complex dispersion equations are computed and constant amplitude surfaces as well as constant phase surfaces are shown.*

## Bevezetés

Elsőként *Evison* vette észre 1955-ben, majd általánosan *Krey* bizonyította be 1963-ban, hogy a széntelepes összletek szeizmikus szempontból hullámvezetőként viselkedhetnek, azaz bennük olyan hullámmódusok alakulhatnak ki, amelyeknek energiája — a domináns frekvenciákon — döntően a széntelephez és annak az ágyazó kőzetekbeli szűk környezetéhez kötődik. Ezeket a vezetett hullámokat csatorna- vagy telephullámoknak nevezzük. Kialakulásuk alapvető feltétele, hogy a széntelep tőle nagyobb akusztikus impedanciájú ágyazó kőzetek vegyék körül. Ekkor a réteghatárookra egy bizonyos szögtartományon belül érkező hullámok teljes visszaverődést szenvednek. Ez ad magyarázatot arra a gyakorlatból ismert tényre, hogy telephullámok segítségével viszonylag kis energiájú gerjesztéssel is nagy távolságok világíthatók át. Másrészt az is nyilvánvaló, hogy a telephullámok a hullámvezető szerkezetet követik, a telepbeli zavarokon, vetőkön visszaverődött hullámok — egy bizonyos távolságon túl — a legnagyobb energiával ismét a széntelepben észlelhetők. Ez kijelöli a telephullámok alkalmazásának egyik legfontosabb területét, a vetőkutatást.

A reflexiós mérések kiértékelését nagyon megkönnyíti, hogy a csatornahullámok útja a telepre korlátozható, emellett azonban fontos az is, hogy ezek a vezetett hullámok a szeizmikus felvételeken általában jól felismerhetők. Ennek oka az, hogy a telephullámok a telep és az ágyazó kőzetek anyagi minősége, vala-

\* Nehézipari Műszaki Egyetem, Geofizikai Tanszék  
3515 Miskolc-Egyetemváros

mint a telepvastagság által meghatározott diszperziós sajátságokat mutatnak, ami jellegzetes hullámcsomag kialakulására vezet. A fázissebesség frekvencia függésének vizsgálata azonban nemcsak a hullámcsomag alakjának magyarázata miatt fontos, hanem azért is, mert a diszperziós tulajdonságok ismeretében az összlet anyagi jellemzőire és a rétegvastagságra következtethetünk. Ez adja meg a telephullámok diszperziós relációinak jelentőségét.

Háromréteges, veszteségmentes szimmetrikus földtani modellre – amelyben a széntelet két azonos anyagi minőségű rugalmas féltér fogja közre – elsőként *Krey (1963)* vezette le a horizontálisan polarizált Love-típusú (*SH*) és a függőleges síkban polarizált Rayleigh-féle (*P-SV*) telephullámok diszperziós relációját. A közeg disszipatív sajátságainak figyelembevételére, azaz a telephullámok abszorpciójának leírására az első lépést *Buchanan (1978)* dolgozata jelentette, amelyben a szerző a konstans *Q* modellt alkalmazva vezette le a Love típusú telephullámok elmozdulásfüggvényeit és komplex diszperziós relációját ugyancsak háromréteges szimmetrikus összletre. Hasonló modellre egy egyszerű, linearizált megoldást közölt és in-situ telephullám abszorpciós tényező mérésről is beszámolt *Krey, Arnetzl és Knecht (1981)*. A konstans *Q* modell telephullámok abszorpciójának leírására való alkalmazását igazoló méréseket ismertetett *Buchanan, Jackson és Davis (1982)*. Aszimmetrikus háromrétegű földtani modellre – amelyben a széntelet két különböző anyagi minőségű rugalmas féltér fogja közre – a Love-típusú telephullámok elmozdulásfüggvényeit és abszorpciós diszperziós relációját, a Poynting – Thomson test reológiai anyag-egyenletét felhasználva *Dobróka és Ormos* vezette le 1982-ben, Rayleigh típusú telephullámokra pedig veszteségmentes közeget feltételezve, *Dresen, Kerner és Kühbach (1985)* közölt diszperziós görbéket és elmozdulásfüggvényeket.

A hazai szenek anelasztikus tulajdonságairól, különösen a konstans *Q* modell alkalmazhatóságáról nincsenek adataink. A dolgozatban ezért egy általánosabb, határesetként a konstans *Q*-, ill. a Kelvin – Voigt-modellt visszaadó anyagmodellt alkalmazunk a széntelep és az ágyazó kőzetek disszipatív sajátságainak leírására. A modelltől származtatható komplex nyírási modulusz alkalmazásával levezetjük a Love-típusú telephullámok elmozdulásfüggvényeit és komplex diszperziós relációját.

## 1. Az alapegyenletek és testhullám megoldásuk

A telephullámok elmozdulásfüggvényei a rugalmas kontinuum mozgásegyenletének peremfeltételeket is kielégítő megoldásai. A hullámforrástól távol a mozgásegyenletet a tömegerőket elhagyva, így írhatjuk fel

$$\rho \frac{\partial^2 u_j}{\partial \gamma^2} = \frac{\partial \delta_{jk}}{\partial x_k} \quad (1)$$

ahol  $\rho$  a sűrűség,  $u_j$  az  $s$  elmozdulásvektor  $j$ -ik komponense,  $\delta_{jk}$  a feszültségtenzor eleme ( $j, k = 1, 2, 3$ ). Az egyenlet jobb oldalán alkalmaztuk azt a konvenciót, hogy az egyező indexekre ( $k$ -ra) 1-től 3-ig összegezni kell, a bal oldalon pedig – a kis amplitúdójú hullámok esetén mindig elfogadható – linearizálást hajtottuk végre. Az (1) mozgásegyenlet zárt egyenletrendszerként csak az anyagegyenletekkel együtt képez. Számos hullámjelenség leírásakor a veszteségektől eltekinthetünk. Ilyenkor a Hooke-test anyagegyenletét alkalmazzuk

$$\delta_{jk} = 2\mu \varepsilon_{jk} + \lambda \Theta \delta_{jk}$$

ahol  $\mu$  és  $\lambda$  Lamé állandók,  $\varepsilon_{jk} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_j}{\partial x_k} + \frac{\partial u_k}{\partial x_j} \right)$  a deformációs tenzor elemei,

$\Theta = \varepsilon_{ii} = \frac{\partial u_i}{\partial x_i} = \text{divs}$  a deformációs tenzor főátlójában álló elemek összege (a relatív térfogatváltozás),  $\delta_{jk}$  az egységtenzor. Térfogat változással nem járó deformációk esetén az egyenlet a

$$\sigma_{jk} = 2\mu\varepsilon_{jk} \quad (2)$$

alakra egyszerűsödik.

A rugalmas hullámok csillapodásának leírása számos anyagmodellel lehetséges. Ezek közül a leggyakrabban a Kelvin-modellt és a konstans  $Q$  modellt alkalmazzák. A Kelvin-modell egy Hooke test és egy

$$\delta'_{jk} = 2\eta\varepsilon_{jk} + \xi\Theta\delta_{jk}$$

anyagegyenlettel jellemzett Newton test párhuzamos kapcsolásából származtatható ( $\eta$  és  $\xi$  a viszkozitások,  $\varepsilon_{jk}$  a deformációs sebesség tenzor,  $\Theta = \text{div} \mathbf{v}$ ,  $\mathbf{v}$  a sebességvektor). Két test rugalmasságtani szempontból akkor van párhuzamosan kapcsolva, ha az összetett testen (Kelvin test) és a résztesteken (Hooke test, Newton test) az elmozdulások (és deformációk) azonosak, az összetett testben ébredő feszültségek pedig a résztestek feszültségeinek összegeként állnak elő. A Kelvin-test anyagegyenlete ezért

$$\delta_{ik} = 2\mu \left\{ 1 + \vartheta \frac{\partial}{\partial t} \right\} \varepsilon_{ik} + \lambda \left\{ 1 + \vartheta' \frac{\partial}{\partial t} \right\} \Theta \delta_{ik}$$

alakú, ahol  $\vartheta = \frac{\eta}{\mu}$ ,  $\vartheta' = \frac{\xi}{\lambda}$  idő dimenziójú konstansok (ún. retardálási idők).

A Love-hullámok horizontálisan polarizált transzverzális hullámok, ezért a bennük keletkező elmozdulásokra érvényes a  $\Theta = \text{div} \mathbf{s} = 0$  mellékfeltétel. A továbbiakban ezért a Kelvin test anyagegyenlete a

$$\sigma_{ik} = 2\mu \left( 1 + \vartheta \frac{\partial}{\partial t} \right) \varepsilon_{ik} \quad (3)$$

alakra egyszerűsödik, amellyel az (1) mozgásegyenlet a

$$\rho \frac{\partial^2 u_j}{\partial t^2} = \mu \Delta u_j + \eta \Delta v_j \quad (4)$$

( $v_j$ ) a sebességvektor  $j$ -ik komponense. Az egyenlet végtelen kiterjedésű térre vonatkozó ún. transzverzális testhullám megoldása

$$\mathbf{s} = \mathbf{s}_0 e^{i(\omega t - k\mathbf{r})}$$

alakú, ahol  $\omega$  a körfrekvencia,  $k$  a hullámszám,  $\mathbf{e}$  a hullám terjedésének irányába mutató egységvektor. A függvény (2) egyenletbe történő behelyettesítése a

$$k^2 = \frac{\omega^2}{\beta^2(1 + i\omega\vartheta)} \quad (5)$$

komplex diszperziós egyenletre vezet, ahol  $\beta = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}$  a Hooke test esetén bevezetett transzverzális testhullám sebesség. Gyakorlati (szeizmikus) jelentősége csak a gyengén csillapodó hullámoknak van. Könnyen belátható, hogy a (5) diszperziós egyenlet csak  $\omega\delta \ll 1$  esetben vezet gyengén csillapodó ( $Im\{k\} \ll \ll Re\{k\}$ ) hullámokra. Ekkor a gyökvonás során sorfejtést alkalmazva, a magasabb rendű tagok elhagyásával

$$k = \frac{\omega}{\beta} \left( 1 - i \frac{\omega\delta}{2} \right)$$

azaz a hullám fázissebessége  $v_f = \frac{\omega}{k} = \beta$  (ebben a közelítésben frekvencia független), abszorpciós tényezője pedig

$$a = \frac{\omega^2\delta}{2\beta} \quad (6)$$

a frekvencia négyzetes függvénye. A Kelvin test jellemzésére  $e^{i\omega t}$  időfüggést mutató jelenségek leírásakor (3) alapján bevezethetjük

$$\mu = \mu^*(1 + i\omega\delta) \quad (7)$$

komplex torzió moduluszt is, ahol  $\mu^*$  a valós Lamé állandó. Kelvin test anyag-egyenlete (3) alapján ekkor  $\sigma_{jk} = 2\mu \varepsilon_{jk}$  alakú, amely formálisan a Hooke test (2) anyagegyenletével egyezik meg.

A Kelvin modell elsősorban laza üledékes kőzetek szeizmikus-akusztikus tulajdonságainak leírására alkalmas. A kőzetek többségénél a testhullám abszorpciós tényezője (6)-tól eltérő frekvencia függést mutat. Sok esetben ez a függés lineáris

$$a = \frac{\omega}{2Q\beta} \quad (8)$$

ahol  $Q$  frekvenciafüggetlen kőzetjellemző paraméter, az ún. jósági tényező. Azok a kőzetek, amelyekben a fázissebesség frekvenciafüggetlen, az abszorpciós tényező a frekvencia lineáris függvénye az ún. konstans  $Q$  modellel jellemezhetők. *Buchanan (1978)* bizonyította be, hogy ezek a kőzetek a

$$\mu = \mu^*(1 + i\varepsilon') \quad (9)$$

komplex torzió moduluszal írható le, ahol az  $\varepsilon' \ll 1$  paraméter frekvenciafüggetlen. Az anyagegyenlet formálisan ismét a Hooke test (2) anyagegyenletével egyezik meg.

A konstans  $Q$  modellt *Buchanan (1978)*, *Krey et al. (1981)* és *Buchanan et al. (1982)* a Love telephullámok abszorpciójának leírására alkalmazták és az alkalmazás létjogosultságát igazolták angliai, ill. Ruhr vidéki területen. Bár hasonló mérések hazánkban még nem voltak, úgy véljük, hogy egyes kőszéntelepeket kivéve a hazai szenek jellemzésére egy általánosabb kőzetmodell alkalmazása indokolt. Ezt a modellt a konstans  $Q$  és a Kelvin modell egyesítéséből (a két test párhuzamos kapcsolásából) állítjuk elő, azaz (7) és (9) egyenletek alapján bevezethetjük a

$$\mu = \mu^*(1 + i\varepsilon), \quad \varepsilon = \varepsilon' + \omega\delta \quad (10)$$

komplex torzió moduluszt. Az így definiált testben  $\varepsilon \ll 1$  esetén a testhullám fázissebesség első közelítésben frekvenciafüggetlen, az abszorpciós tényező pedig

$$a = \frac{\omega(\varepsilon' + \omega\vartheta)}{2\beta} \quad (11)$$

alakú. A jósági tényezőt (8) egyenlet alapján definiálva a frekvenciafüggő

$$Q = \frac{1}{\varepsilon' + \omega\vartheta}$$

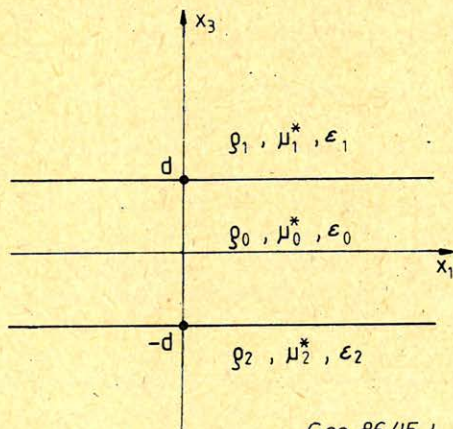
mennyiséget kapjuk. Jó minőségű, állékony szenekben várhatóan  $\varepsilon' \gg \omega\vartheta$ , így a modell a konstans  $Q$  modellbe megy át, míg kisebb fűtőértékű szenekben  $\varepsilon' \ll \omega\vartheta$ , azaz a közeg inkább a Kelvin testtel modellezhető. A továbbiakban a szén és az ágyazó kőzetek anyagának jellemzésére a (2) anyagegyenletet fogjuk használni a (10) komplex torzió moduluszal. A mozgásegyenlet ekkor a

$$\Delta u_j - \frac{1}{\hat{\beta}^2} \frac{\partial^2 u_j}{\partial t^2} = 0 \quad (12)$$

alakra hozható, ahol  $\hat{\beta} = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}$  a (10) miatt komplex testhullám sebesség.

## 2. A mozgásegyenlet telephullám megoldása háromréteges földtani szerkezet esetén

A telephullám-megoldás levezetése során a koordináta-rendszert az 1. ábrán látható módon vesszük fel. Feltételezzük, hogy a hullám az  $x_1$  tengely irányában halad  $x_2$  irányban polarizált és az egyszerűség kedvéért a forrástól távoli zónában keressük a megoldást. Ekkor síkhullámú közelítéssel élhetünk, ami az elmozdulásfüggvények vonatkozásában lényeges egyszerűsítés (az általánosság erős megszorítása) a diszperziós relációt azonban nem érinti, hiszen a hullámvezető szerkezet abszorpciós-diszperziós jellemzői nem függhetnek a hullámkeltés módjától. (Az elmozdulásfüggvények általánosabb levezetésére vonalszerű forrást feltételezve Buchanan (1978) közölt eljárást.) Mivel a  $\text{div } s = 0$  mellékfeltétellel



1. ábra. A háromréteges hullámvezető modell és a rétegparaméterek

Рис. 1. Трехслойная модель с волноводом и параметры пластов

Fig. 1. The three-layered channel and model parameters.

éltünk az  $\mathbf{s} = (0, u, 0)$  polarizáció miatt  $\frac{\partial u}{\partial x_2} = 0$ , azaz az  $x_1$  irányban haladó  $x_2$  irányban polarizált telephullám-elmozdulás függvénye  $x_2$ -től független. Síkhullámú közelítésben tehát a megoldást

$$u(x_1, x_3, t) = \tilde{u}(x_3)e^{i(\omega t - k_0 x_1)} \quad (13)$$

alakban kereshetjük, ahol  $\tilde{u}(x_3)$  a meghatározandó amplitúdó-mélység függvény,  $k_0 = \frac{\omega}{\beta_0}$ ,  $n = \frac{\beta_0}{v_f}$  a komplex telephullám törésmutató,  $v_f$  a telephullám fázissebessége. A  $\beta_0$  konstans sebesség célszerűen a telepbeli valós transzverzális testhullámsebesség lehet. A (13) függvényt (12) egyenletbe helyettesítve a

$$\frac{d^2 \tilde{u}}{dx_3^2} + k_0^2(N^2 - n^2)\tilde{u} = 0 \quad (14)$$

egyenletet kapjuk. Itt  $N = \frac{\beta_0}{\hat{\beta}}$  ill. az egyes rétegekben az 1. ábra jelöléseinek megfelelően  $N_0 = \frac{\beta_0}{\hat{\beta}_0}$ ,  $N_1 = \frac{\beta_0}{\hat{\beta}_1}$ ,  $N_2 = \frac{\beta_0}{\hat{\beta}_2}$  a testhullámsebességgel számított komplex testhullám törésmutatók.

A (14) egyenlet általános megoldását

$$\tilde{u}(x_3) = A e^{ik_0 x_3 \sqrt{N^2 - n^2}} + B e^{-ik_0 x_3 \sqrt{N^2 - n^2}} \quad (15)$$

alakban írhatjuk fel, ahol  $A$  és  $B$  integrációs állandók. Ez a függvény a fedő és fekü félterekben nyilvánvalóan végtelen nagy elmozdulást eredményez. Ha megállapodunk abban, hogy a  $\sqrt{N^2 - n^2}$  komplex gyökök közül azt használjuk az elmozdulás leírására, amelynek képzetes része pozitív, akkor az  $x_3 \rightarrow \pm \infty$ -ben véges megoldás érdekében azt is ki kell kötnünk, hogy  $B_1 = 0$  és  $A_2 = 0$ . Ezzel a három rétegben az  $\tilde{u}(x_3)$  amplitúdó-mélység függvények az

$$\tilde{u}(x_3) = \begin{cases} A_1 e^{ik_0 x_3 \sqrt{N_1^2 - n^2}} & d \leq x_3 \\ A_0 e^{ik_0 x_3 \sqrt{N_0^2 - n^2}} + B_0 e^{-ik_0 x_3 \sqrt{N_0^2 - n^2}} & -d \leq x_3 < d \\ B_2 e^{-ik_0 x_3 \sqrt{N_2^2 - n^2}} & x_3 < -d \end{cases} \quad (16)$$

alakot öltik. Az  $A_1, A_0, B_0, B_2$  integrációs konstansokra a peremfeltételek alapján írhatunk fel egyenletrendszert.

A peremfeltételek részben kinematikai, részben dinamikai jellegűek. A kinematikai peremfeltételek az elmozdulások, a dinamikai peremfeltételek pedig a  $\sigma_{32}$  feszültségek folytonosságát írják elő az  $x_3 = d$  és  $x_3 = -d$  réteghatárokon. Az elmozdulásfüggvény (13) alakját és a (16) amplitúdó-mélység függvényeket figyelembe véve kapjuk az

$$u(x_1, x_3, t) = \begin{cases} A_1 e^{ik_0 x_3 \sqrt{N_1^2 - n^2}} e^{i(\omega t - k_0 x_1)} \\ (A_0 e^{ik_0 x_3 \sqrt{N_0^2 - n^2}} + B_0 e^{-ik_0 x_3 \sqrt{N_0^2 - n^2}}) e^{i(\omega t - k_0 x_1)} \\ B_2 e^{-ik_0 x_3 \sqrt{N_2^2 - n^2}} e^{i(\omega t - k_0 x_1)}, \end{cases} \quad (17)$$

eredményt. Mivel  $\sigma_{32} = 2\mu \varepsilon_{32}$  és  $\varepsilon_{32} = \frac{1}{2} \frac{\partial u_2}{\partial x_3}$  ezért a határfeltételi egyenleteket

$x_3 = d$ -ben

$$A_1 X_1 = A_0 x_0 + B_0 x_0^{-1} \quad (18)$$

$$Z_1 A_1 X_1 = A_0 X_0 - B_0 X_0^{-1} \quad (19)$$

$x_3 = -d$ -ben pedig

$$B_2 X_2 = A_0 X_0^{-1} + B_0 X_0 \quad (20)$$

$$-Z_2 B_2 X_2 = A_0 X_0^{-1} - B_0 X_0 \quad (21)$$

alakban írhatjuk fel, ahol bevezettük az

$$X_0 = e^{ik_0 d \sqrt{N_0^2 - n^2}}, \quad X_1 = e^{ik_0 d \sqrt{N_1^2 - n^2}}, \quad X_2 = e^{ik_0 d \sqrt{N_2^2 - n^2}}$$

$$Z_1 = \frac{\mu_1}{\mu_0} \sqrt{\frac{N_1^2 - n^2}{N_0^2 - n^2}}, \quad Z_2 = \frac{\mu_2}{\mu_0} \sqrt{\frac{N_2^2 - n^2}{N_0^2 - n^2}}$$

jelöléseket. A (18)–(21) homogén lineáris algebrai egyenletrendszer akkor megoldható, ha determinánsa eltűnik, azaz teljesül az

$$X_0^{-4} = \frac{(1 - Z_1)(1 - Z_2)}{(1 + Z_1)(1 + Z_2)} \quad (22)$$

egyenlet, amely az  $n$  komplex telephullám törésmutató a  $k_0 = \frac{\omega}{\beta_0}$  mennyiségben

szereplő frekvencia között teremt kapcsolatot. A (21) egyenlet az 1.1. pontban bevezetett kombinált anyagegyenlet szerint veszteséges háromréteges aszimmetrikus homogén földtani szerkezetben terjedő Love típusú telephullámok komplex diszperziós relációja. Segítségével numerikusan meghatározhatjuk a  $v_f(\omega)$  fázissebességet és az  $a(\omega)$  abszorpciós tényezőt.

A (18)–(21) egyenletrendszer alapján  $B_0$ ,  $A_1$ ,  $B_2$  az  $A_0$  konstanssal kifejezhetők

$$B_0 = A_0 X_0^2 \frac{1 - Z_1}{1 + Z_1}$$

$$A_1 = \frac{2A_0 X_0}{X_1(1 + Z_1)}$$

$$B_2 = \frac{2A_0}{X_0 X_2(1 - Z_2)}$$

és ezzel a (17) elmozdulásfüggvények az

$$u(x_1, x_3, t) = A_0 e^{i(\omega t - k_0 n x_1)} \begin{cases} \frac{2X_0}{1 + Z_1} e^{ik_0 \sqrt{N_1^2 - n^2}(x_3 - d)} \\ e^{ik_0 x_3 \sqrt{N_0^2 - n^2}} + X_0^2 \frac{1 - Z_1}{1 + Z_1} e^{-ik_0 x_3 \sqrt{N_0^2 - n^2}} \\ \frac{2}{X_0(1 - Z_2)} e^{-ik_0 \sqrt{N_2^2 - n^2}(x_3 + d)} \end{cases} \quad (23)$$

alakra hozhatók. Az  $A_0$  konstans értéke ebben a közelítésben (a forrással kapcsolatos kérdések tárgyalása nélkül) nem határozható meg egyértelműen, a (23) képletek alapján tehát csak relatív, pl. a telepközépre normált elmozdulások számíthatók.

## 2.1. Numerikus eredmények

A (22) komplex diszperziós egyenlet gyökei — a komplex  $n = n^* + in'$  telephullám törésmutató értékei — numerikusan határozhatók meg. A komplex hullámszám  $k = k_0 n$ , a fázissebesség  $v_f = \frac{\omega}{k_0 n^*}$  az abszorpciós tényező pedig az  $a = -k_0 n'$  kifejezések alapján számítható. A (22) egyenletnek számos gyöke van, ezek egy részének nincs fizikai jelentése, ill. nem a zárt hullámterjedést megvalósító telephullám módust írja le. Gyakorlati szempontból csak a gyengén csillapodó hullámot jellemző gyökök érdekesek, mivel csak ezek járhatják át a szeizmikus átvilágításoknál szereplő távolságokat. Gyengén csillapodó telephullámot csak akkor kaphatunk, ha a felvett modellünkben szereplő rétegek anyaga olyan, hogy bennük a testhullámok gyengén csillapodnak, azaz az  $N = N^* + iN'$  komplex testhullám törésmutatóra teljesül az  $N' \ll N^*$  reláció. Könnyen belátható (Dobróka, 1985), hogy emellett teljesülni kell az

$$N_0^* > n^* \text{ és az } n^* > \max \{N_1^*, N_2^*\}$$

feltételeknek a  $k_0$  mennyiség pedig egy az összletre jellemző  $k_*$  értéknél nem lehet kisebb, azaz

$$k_0 > k_* \quad (24)$$

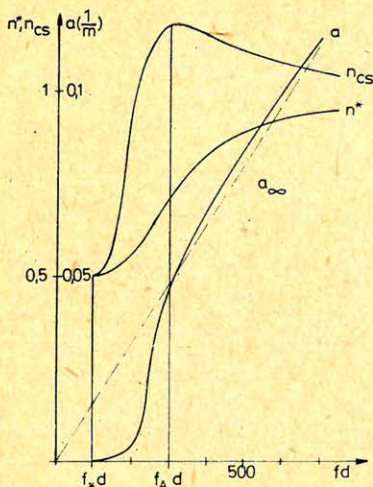
ahol  $k^*$  az

$$e^{4ik_* d} \sqrt{N_0^2 - N_1^2} = \frac{1 - Z_*}{1 + Z_*}, \quad Z_* = \frac{\mu_2}{\mu_0} \sqrt{\frac{N_2^2 - N_1^2}{N_0^2 - N_1^2}} \quad (25)$$

egyenletből határozható meg. Mivel  $k_0 = \frac{\omega}{\beta_0}$  (25) feltétel az  $f^* = \frac{k_0 \beta_0}{2\pi}$  levágási frekvenciát adja meg. Ez a frekvencia szimmetrikus csatornamodell esetén zérus, létezése az aszimmetria következménye. Aszimmetrikus veszteségmentes összletben terjedő Love-telephullámokra a levágási frekvenciát Dobróka és Ormos (1983) Rayleigh típusú telephullámokra pedig Dresen et al. (1985) adta meg.

### 2.1.1. Diszperziós görbék

A diszperziós reláció jelentésének numerikus elemzése végett a komplex testhullám törésmutatóknak az egyes rétegekben értéket kell adni. Az egyszerűség kedvéért a konstans  $Q$  modellhez visszatérve ( $\vartheta_0 = \vartheta_1 = \vartheta_2 = 0$ ) vegyük fel az  $N_0 = 1 - i0.05$ ,  $N_1 = 0.5$ ,  $N_2 = 0.4$  törésmutatókat, azaz az ágyazó kőzeteket egyelőre veszteségmentesnek tételezzük fel. A diszperziós egyenlet numerikus megoldásával meghatározhatjuk az  $n^* = \text{Re} \{n\}$  valós törésmutatót és a telephullám abszorpciós tényezőt mint az  $fd$  [Hzm] mennyiség függvényét. Az eredményt a 2. ábra mutatja. Látható, hogy nagy frekvencián  $n^*$  egyhez tart, ami  $\text{Re} \{N_0\}$ -val egyenlő. A csillapodási tényező az ábrán szaggatott vonallal feltüntetett  $a_0 = k_0 \text{Im} \{N_0\}$  egyenest közelíti, amely a telep anyagában terjedő testhullám abszorpciós tényezőjét adja meg. Ez azt jelenti, hogy mind a telephullám-



Geo 86/15-2

2. ábra. Telephullám törésmutató és abszorpciós tényező az  $fd$  (frekvencia · telepvastagság) függvényében veszteséges csatorna. ( $N_0 = 1 - i0,05$ ) és ideális ágyazó közetek ( $N_1 = 0,5, N_2 = 0,4$ ) esetén

Рис. 2. Показатель преломления коэффициент поглощения в зависимости от  $fd$  (произведение частоты на мощность пласта) (в волноводе происходит потеря энергии ( $N_0 = 1 - i0,05$ ), в окружающих пластах выполняется условие идеальной среды ( $N_1 = 0,5, N_2 = 0,4$ )).

Fig. 2. Channel-ware refractive index and absorption coefficient versus frequency  $\times$  half thickness ( $fd$ ) in case of dissipative channel ( $N_0 = 1 - i0.05$ ) and ideally elastic adjacent layers ( $N_1 = 0.5, N_2 = 0.4$ )

fázissebesség, mind az abszorpciós tényező a telepbeli testhullám fázissebességhez, ill. abszorpciós tényezőhöz tart. Nagy frekvencián a telephullám abszorpciós-diszperziós sajátosságait a telep anyagi jellemzői határozzák meg.

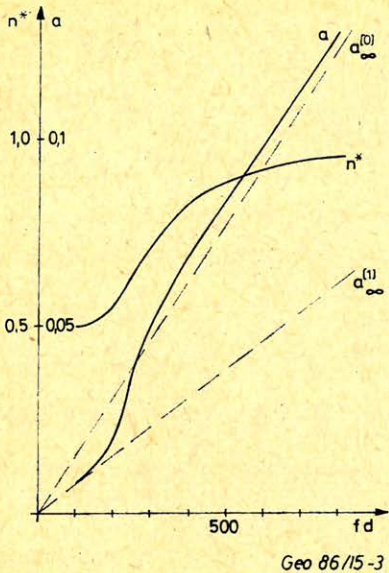
Alacsony frekvencián ( $f \rightarrow f_*$ ) az  $n^*$  valós telephullám törésmutató az ágyazó közeteket jellemző testhullám törésmutatók közül az  $N_1$  nagyobbikhoz, az abszorpciós tényező zérushoz tart. Mivel az ágyazó közetek veszteségmentesek, megállapíthatjuk, hogy a levágási frekvencia fölött, de annak közelében a telephullám sajátosságait az ágyazó közet – aszimmetrikus öszletben a nagyobb valós testhullám törésmutatóval jellemzett ágyazó közet – határozza meg.

A 2. ábra az

$$n_{cs} = n^* + \omega \frac{\partial n^*}{\partial \omega}$$

egyenlet alapján meghatározható csoportsebességhez tartozó  $n_{cs} = \frac{\beta_0}{v_{cs}}$  (a csoportsebesség) törésmutatót is bemutatja az  $fd$  mennyiség függvényében. A görbe az  $f_A$  Airy frekvencián maximumot vesz fel. Ezen frekvencia közelében jelentkező módusokat Airy fázisnak nevezzük.

A valóságban az ágyazó közetek nem veszteségmentesek, de jósági tényezőjük nagyobb mint a szénéé. A 3. ábra erre a valósághoz közelebb álló esetre mutat be numerikus eredményeket az  $N_0 = 1 - i0.05, N_1 = 0.5 - i0.01, N_2 = 0.4$  rétegparaméterek mellett. Látható, hogy a csillapodási tényezők nagy frekvencián ismét az  $a_0 = k_0 \text{Im}\{N_0\}$  alacsony frekvencián viszont az  $a_1 = k_0 \text{Im}\{N_1\}$  egyeneseket közelíti. Ezen az sem változtat, ha a másik határoló réteg is veszteséges. A 4. ábra az  $N_0 = 1 - i0.05, N_1 = 0.5 - i0.01, N_2 = 0.4 - i0.01$  rétegparaméterekre kapott eredményt mutatja. A változatlan levágási frekvencián ( $f^* \approx 100 \text{ Hz } d = 1 \text{ m telepvastagság mellett}$ ) a csillapodási tényező határértéke ugyanaz mint a 2. ábrán.



3. ábra. Telephullám törésmutató és abszorpciós tényező görbék veszteséges csatorna és fedő kőzet ( $N_0 = 1 - i0,05$ ,  $N_1 = 0,5 - i0,01$ ) esetén, ha a fekvő kőzet anyaga ideális ( $N_2 = 0,4$ )

Рис. 3. Кривые показателя преломления и коэффициента поглощения (в волноводе и надстилающем пласте выполняются условия неидеальной среды ( $I_0 = 1 - i0.05$ ,  $N_1 = 0.5 - i0.01$ ), в подстилающем пласте — идеально упругой среды ( $N_2 = 0.4$ ).

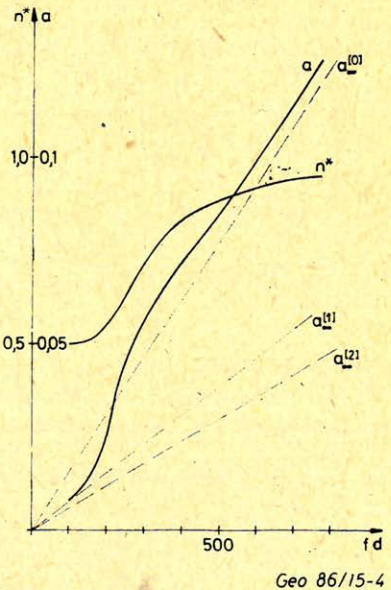
Fig. 3. Absorption-dispersion curves in the case when the seam and roof is dissipative ( $N_1 = 1 - i0.5$ ,  $N_0 = 0.5 - i0.01$ ) while the floor material is ideally elastic ( $N_2 = 0.4$ )

Geo 86/15-3

4. ábra. Telephullám törésmutató és abszorpciós tényező görbék veszteséges csatorna, fedő és fekvő kőzetek esetén ( $N_0 = 1 - i0,05$ ,  $N_1 = 0,5 - i0,01$ ,  $N_2 = 0,4 - i0,01$ )

Рис. 4. Кривые показателя преломления и коэффициента поглощения в случае неидеально упругой среды во всех трех пластах ( $N_0 = 1 - i0,05$ ,  $N_1 = 0,5 - i0,01$ ,  $N_2 = 0,4 - i0,01$ ).

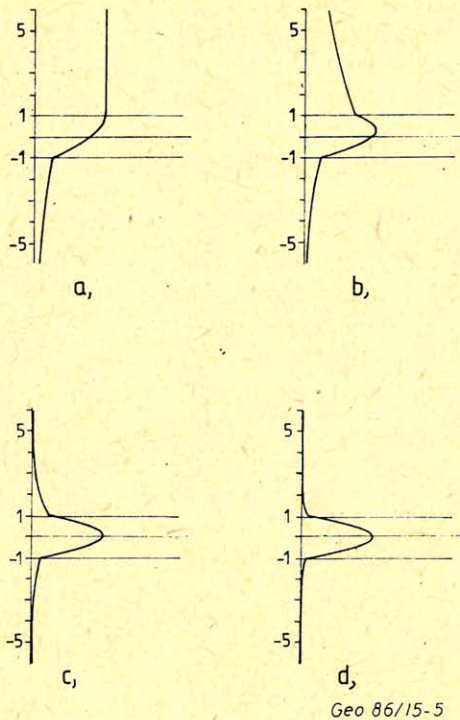
Fig. 4. Absorption-dispersion curves in the case when all the strata are anelastic ( $N_0 = 1 - i0.05$ ,  $N_1 = 0.5 - i0.01$ ,  $N_2 = 0.4 - i0.01$ )



Geo 86/15-4

### 2.1.2. Elmozdulásfüggvények és fázisfelületek

A diszperziós egyenlet numerikus megoldásainak ismeretében a (23) elmozdulásfüggvényekben szereplő gyökös kifejezések kiszámíthatók, így a valós elmozdulások, valamint a konstans amplitúdójú és a konstans fázisú felületek meghatározhatók. A numerikus vizsgálatokban az  $A_0$  tetszőleges konstans érté-



Geo 86/15-5

5. ábra. Love-típusú telephullám amplitúdó-mélység függvényei három réteges aszimmetrikus modellben.

Рис. 5. Амплитудо-глубинные зависимости каналовых волн типа Лява для трехслойной асимметричной модели

Fig. 5. Amplitude-depth functions of Love seam wave propagating in a 3-layered asymmetrical model

két  $A_0 = \frac{1}{2}$ -re választhatjuk. (Ezzel szimmetrikus rétegmodell esetén a telep-középen a relatív amplitúdó értéke egységnyi.)

Az 5. ábra a (23) alapján felírható

$$u(x_3) = \begin{cases} X_0 \\ 1 + Z_1 \end{cases} e^{ik_0 \sqrt{N_1^2 - n^2} (x_3 - d)} \\ \frac{1}{2} \left( e^{ik_0 \sqrt{N_0^2 - n^2} x_3} + X_0^2 \frac{1 - Z_1}{1 + Z_1} e^{-ik_0 \sqrt{N_0^2 - n^2} x_3} \right) \\ \frac{1}{X_0(1 - Z_2)} e^{-ik_0 \sqrt{N_1^2 - n^2} (x_3 + d)} \end{cases} \quad (26)$$

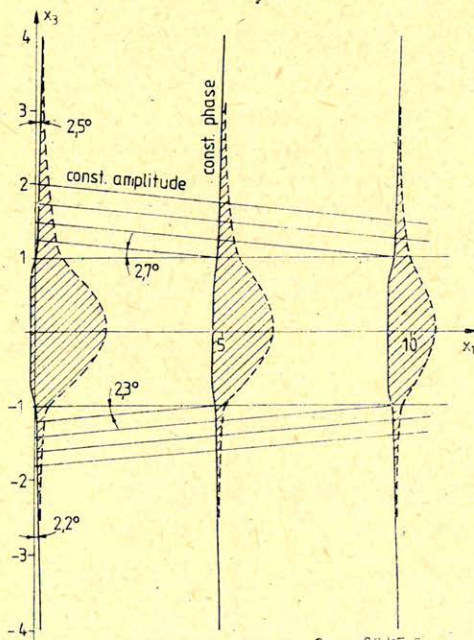
komplex amplitúdó-mélység függvény valós részét mutatja a cut off frekvencia közelében  $fd = 105$  Hzm-nél. Mint látható az amplitúdó az 1. jelű (kisebb transzverzális testhullám sebességgel jellemzett) ágazatban csaknem konstans, a

2. jelű ágyazó kőzetben a teleptől távolodva csökken. A telepben a maximális értékét a réteghatárnál veszi fel. A hullám által hordozott energia döntően az *I.* közegbe esik. Ez magyarázza a diszperziós egyenlet numerikus megoldásai kapcsán tett észrevételt, miszerint a levágási frekvencia közelében a telephullám diszperziós-abszorpciós tulajdonságait az *I.* közeg határozza meg. Az 5.b. ábrán az  $fd = 200$  Hzm-hez tartozó amplitúdó-mélység függvény látható. Az amplitúdó mindkét ágyazó kőzetben a teleptől távolodva csökken, a telepben pedig határozott maximumot vesz fel. A telepre jutó energia relatíve növekedett. Ez a tendencia megerősödve jelentkezik az  $f_A = 300$  Hz, Airy frekvenciához tartozó 5.c. ábrán látható görbén, ahol az ágyazó kőzetekben az amplitúdó csökkenés még markánsabb, a telepben az amplitúdó maximuma a telepközép irányába tolódott tovább. A hullám energiájának nagy része a telepre esik. Az 5.d. ábra  $fd = 500$  Hzm-hez tartozó eredményt mutatja. Szembetűnő, hogy az ágyazó kőzetekbe a hullám alig hatol be, energiájának túlnyomó része a telepben terjed. Ez magyarázza azt a korábbi észrevételt, hogy nagy frekvencián a telephullám abszorpciós-diszperziós tulajdonságait a telep határozza meg.

Az 5. ábra görbéi a közeg disszipatív jellemzőinek hatását nem tükrözik, az amplitúdók 1%-on belül megegyeznek a hasonló szerkezetre ideális közeg esetén kapható (Ormos, 1984, Raeder et al. 1985) eredményekkel. Az abszorpció hatásának vizsgálatához különböző  $x_1 = \text{konstans}$  síkok mentén felvett elmozdulásokat kell összehasonlítani, amit a (23) formula alapján tehetünk meg. Az összehasonlítás egy lehetséges módja a Krey et al. (1981) által szimmetrikus háromréteges összletre bemutatott módszer, amely konstans fázisú felületek mentén számított elmozdulásokat hasonlítja össze.

A konstans fázisú felületet az *I.* közegben a

$$-x_1 \operatorname{Re} \{n\} + (x_3 - d) \operatorname{Re} \{\sqrt{N_1^2 - n^2}\} = \text{konst.}$$



Geo 86/15-5

6. ábra. A Love-típusú telephullám konstans fázisú és konstans amplitúdójú felületei 250 Hz frekvencián. Elmozdulások konstans fázisú felület mentén (sátrított terület).

Рис. 6. График постоянной фазы и амплитуды каналовых волн типа Лява для частоты 250 Гц. Сдвиги постоянной фазы вдоль поверхности (заштрихованная часть)

Fig. 6. Isophase and isoamplitude lines for Love seam-waves as well as displacements along isophase lines (indicated by hatching) at a frequency 250 Hz ( $d = 1$  m)

a 2. közegeben pedig a

$$-x_1 \operatorname{Re}\{n\} - (x_3 + d) \operatorname{Re}\{\sqrt{N_1^2 - n^2}\} = \text{konst.}$$

egyenesek egyenletei adják meg. Ha az ágyazó közetek veszteségmentesek, a konstans fázisú felületek az  $x_3$  tengellyel párhuzamosak, egyébként pedig azzal

(kis veszteségek esetén)  $\delta_j \approx \frac{\operatorname{Re}\{\sqrt{N_j^2 - n^2}\}}{\operatorname{Re}\{n\}}$  szöget zárnak be ( $j = 1, 2$ ). Aszim-

metrikus hullámvezető ( $N_1 \neq N_2$ ) esetén a fázisfelületek  $x_3$  tengellyel bezárt szögei a két ágyazó közetben eltérőek ( $\delta_1 \neq \delta_2$ ). A telepben a fázisfelület görbült amint azt a 6. ábra mutatja. Az ábrán 300 Hz frekvencián három, egymástól 2 távolságra levő fázisfelületet és a fázisfelületek mentén (23) alapján számított elmozdulásokat (szaggatott vonal) tüntettük fel. A görbék jellege  $x_3$  irányban az 5. ábra görbéihez hasonló, a három elmozdulásfüggvényt összehasonlítva azonban növekvő  $x_1$  irányban az abszorpció miatt bekövetkező elmozduláscsökkenést figyelhetjük meg. Az ábrán a konstans amplitúdójú felületeket is feltüntettük. Ezek veszteségmentes ágyazó közetekben az  $x_1$  tengellyel párhuzamosak, egyébként pedig azzal  $\gamma_j = \frac{\operatorname{Im}\{n\}}{\operatorname{Im}\{\sqrt{N_j^2 - n^2}\}}$  szöget zárnak be. Veszteségmentes ágyazó

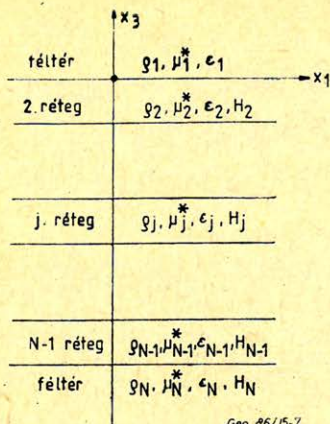
közetekben a konstans amplitúdójú és a konstans fázisú felületek egymásra merőlegesek, azaz ekkor inhomogén hullámokról beszélhetünk. Ez a merőlegesség a közeg disszipatív sajátságai következtében az ábra tanúsága szerint is megszűnik.

### 3. A mozgásegyenlet telephullám megoldása tetszőleges rétegszám esetén

A háromréteges földtani modell a telephullámok legfontosabb tulajdonságainak tárgyalását teszi lehetővé. A tapasztalat azt mutatja, hogy a telephullámok abszorpciós-diszperziós sajátságait nemcsak a közvetlen fedő- és fekü-közetek befolyásolják, szükséges tehát felvett modellünkben a rétegek számának növelése. Négyréteges szerkezetre a Love-telephullámok diszperziós relációját Ormos (1984) vezette le. Egy fázis-rekurziós algoritmust bevezetve Raeder et al. (1985) tetszőleges számú veszteségmentes rétegre alkalmazható számítógépi eljárást dolgozott ki a diszperziós görbék és elmozdulásfüggvények számítására. Ezek az eredmények kiterjeszthetők vesztesége közegekre is. A modellt a 7. ábra mutatja. A 2. pontban követett eljárásnak megfelelően a megoldást

$$\begin{aligned} \tilde{u}_1 &= A_1 e^{ik_0 x_3 \sqrt{N_1^2 - n^2}}, \\ \tilde{u}_2 &= A_2 e^{ik_0 x_3 \sqrt{N_2^2 - n^2}} + B_2 e^{-ik_0 x_3 \sqrt{N_2^2 - n^2}} \\ &\vdots \\ u_j &= A_j e^{ik_0 (x_j - x_j^0) \sqrt{N_j^2 - n^2}} + B_j e^{-ik_0 (x_j - x_j^0) \sqrt{N_j^2 - n^2}} \\ &\vdots \\ \tilde{u}_M &= B_M e^{ik_0 (x_M - x_M^0) \sqrt{N_M^2 - n^2}} \end{aligned} \quad (27)$$

alakban vehetjük fel, ahol  $j = 2, 3, \dots, M-1$ ,  $M$  a rétegek száma.



Geo 86/15-7

7. ábra. N réteges hullámvezető modell és a rétegpáraméterek.

Рис. 7. Многослойная модель волновода и параметры пластов

Fig. 7. N-layered channel and model parameters.

Az első és  $M$ -ik réteget végtelen feltérnek feltételezzük, ezért a  $B_1 = 0$  és  $A_M = 0$  egyenleteknek teljesülni kell. Az  $x_3 = 0$  réteghatáron a (18)-hoz hasonlóan az

$$A_2 = \frac{A_1}{2}(1 + Z_1)$$

$$B_2 = \frac{A_1}{2}(1 - Z_1)$$

határfeltételi egyenletet írhatjuk fel, az  $x_3 = -H_2$  felületen az

$$A_3 = \frac{1}{2X_2}[A_2(1 + Z_2) + B_2X_2^2(1 - Z_2)]$$

$$B_3 = \frac{1}{2X_2}[A_2(1 - Z_2) + B_2X_2^2(1 + Z_2)]$$

általában pedig az

$$A_{j+1} = \frac{1}{2X_j}[A_j(1 + Z_j) + B_jX_j^2(1 - Z_j)]$$

$$B_{j+1} = \frac{1}{2X_j}[A_j(1 - Z_j) + B_jX_j^2(1 + Z_j)]$$

eredményt kapjuk a peremfeltételek alapján, ahol

$$Z_j = \frac{\mu_j}{\mu_{j+1}} \sqrt{\frac{N_j^2 - n^2}{N_{j+1}^2 - n^2}}, \quad X_j = e^{ik_0 H_j} \sqrt{N_j^2 - n^2}$$

és  $j = 1, 2, \dots, M$ .  $j = M$  esetén azonban  $A_M = 0$  ahonnan

$$A_{N-1}(1 + Z_{N-1}) + B_{N-1}X_{N-1}^2(1 - Z_{N-1}) = 0. \quad (28)$$

Ez az egyenlet  $M$  réteges veszteséges modellben adja meg a Love-típusú telephullámok komplex diszperziós relációját. Könnyen belátható, hogy  $M = 3$ -ra (28) az

$$(1 + Z_2)(1 + Z_1) + X_2^2(1 - Z_2)(1 - Z_1) = 0,$$

$H_2 = 2d$  miatt (22)-vel megegyező eredményt adja vissza. A (28) diszperziós egyenlet numerikusan megoldható,  $A_1 = I$  feltétellel pedig (27) elmozdulások az egyes rétegekben meghatározhatók.

# A radontranszport geogáz buborékmodellje és ennek alkalmazása a mélységi urán kutatásban

VÁRHEGYI ANDRÁS\* – BARANYI ISTVÁN\* – GERZSON ISTVÁN\* – SOMOGYI GYÖRGY\*\*

*A mikrobuborékos formában feláramló „geogáz” jelenségére alapozva a mélységi forrásból származó radon transzportjának egy új kvantitatív modelljét dolgoztuk ki. Utalunk a felszínalatti vizek és a mélyben keletkező gázok szerepére a radon mozgásában. Különböző földtani és közelfizikai paraméterek feltételezésével számított mélységi radonkoncentráció-profilokat mutatunk be. Megvizsgáljuk a vízszint alatti radondetektálás problémáit. Elemezzük, hogy milyen földtani körülmények esetén van esély nagy-mélységű radonforrás detektálására, és új kutatásmetodikai ajánlásokat teszünk. Végül bemutatunk néhány alfa-nyomdetektorral mért nyomosságprofil.*

*На основе явления поднимающихся в земной коре «геогазов» в форме микропузырьков, разработана количественная модель транспорта радона из глубинных источников. Показана роль подземных вод и образующихся на глубине газов в переносе радона. Показаны вертикальные профили концентраций радона, рассчитанные для различных геологических условий и физических параметров горных пород. Освещаются проблемы детектирования радона под уровнем грунтовых вод. Показаны результаты полевых измерений треквым методом. Проведен анализ геологических условий, при которых имеются возможности для обнаружения глубинных источников радона, даны рекомендации поисково-методического характера.*

*The authors present a new quantitative model to describe the subsurface transport of radon carried by ascending geogas microbubbles. The role of subsurface gases and water in the radon transport is discussed. Different radon concentration profiles calculated for different geological and physical conditions are presented. In addition the problems of radon detection under water using track-etch technique are considered and some track density profiles measured by plastic track detectors in boreholes are shown. The possibility of revealing deep radon sources under different geological conditions is analyzed and a new method for emanation uranium exploration is proposed.*

## 1. Bevezetés

Az 1970-es évektől a szilárdtest nyomdetektorokkal végzett integrális radonmérések igen elterjedtek a nagyobb mélységben elhelyezkedő uránércesedések geofizikai kutatásában. Számos esettanulmányban számoltak be arról, hogy nyomdetektoros módszerrel 100 méternél nagyobb mélységben elhelyezkedő ércesedések fölött is radonanomáliákat mértek [2,3]. Ugyanakkor, kedvezőtlen földtani körülmények esetén még felszínközeli ércesedések is rejtve maradnak az emanációs kutatás számára, ezért sokan megbízhatatlan kutatómódszernek tartják. A 100 méteres mélységből a felszínre detektálható mennyiségben feljutó radon fizikai magyarázatára a közetpórusokat kitöltő közeg több m/nap nagyságú feláramlását földtani szempontból semmiképpen sem tekinthetjük reálisnak. Véleményünk szerint az emanációs módszerrel kapcsolatos problémákat az okozza, hogy nem áll a kutatók rendelkezésére olyan földtani-fizikai modell, amely a radon mozgását elfogadható módon (kvantitatíve is) leírja. Nem áll rendelkezésre olyan egyértelmű kutatási kritérium sem, amelynek alapján az emanációs mérések technikai paraméterei tervezhetőek, és az eredmények kvantitatíve értékelhetőek lennének. A mikrobuborékos formában feláramló geogáz – mint egyetlen reális mélységi transzport-mechanizmus – publikált eredményeire [1,4, 5, 6] támaszkodva megkísérreljük a radontranszport kvantitatív leírására is alkalmas modell felállítását.

\* Mecseki Ércbányászati Vállalat, H – 7633, Pécs

\*\* MTA Atommagkutató Intézete, H – 4001, Debrecen

## 2. A mélységi gázok eredete és szerepe a radontranszportban

Először Kristiansson és Malmqvist [4] vetették fel, hogy a mélységi gázok buborékos feláramlása vízzel telített kőzetpórusok esetén a radontranszportot döntően meghatározó tényező lehet. Egy újabb cikkükben [5] beszámolnak arról, hogy különböző földtani körülmények között megmérték a buborékos gáz-feláramlás (geogáz) fluxusát és a gáz kémiai összetételét.

Uránércesedések felett a következő folyamatok adhatják a geogáz komponenseit:

- A csapadékba beoldódó és a talajvizet túltelítő légköri eredetű gázok nyomás- vagy hőmérsékletváltozás hatására történő felszabadulása [4, 5].
- Vizes környezetben elbomló urán és leánytermékeinek radiolitikus vízbontása. Egy  $U - 238$  atom teljes lebomlása  $36\ 000\ H_2$  molekula felszabadulásával jár [1, 8].
- Gázokkal túltelített talajvizet esetén az urán és leányelemeinek alfa-sugárzása buborékokat generál (buborékkamra-effektus) [6].
- Lokálisan a földkéreg mélyebb régióiból gázok áramolhatnak fel (aktív törések, geotermikusan aktív területek).

A felsorolt folyamatok eredményeként több ezer  $\text{cm}^3/\text{m}^2$  év értékű gázfluxus kialakulásával számolhatunk [5]. Vízzel telített kőzetpórusok esetén ilyen nagyságú gázfeláramlás csak buborékos formában képzelhető el. A gázbuborékok az uránérctelepekben keletkező radon egy részét magukkal ragadhatják [4, 6], és biztosítják a gyors (a radon felezési idejével összemérhető idejű) transzportot az összefüggő pórusvízrendszer legfelső szintjéig, a talajvízszintig.

A talajvízszint és a felszín közötti közeg már elvileg eltérő módon viselkedik a radon mozgása szempontjából. Itt a diffúziót tekintjük annak a mechanizmusnak, amely a radonnak a felszín felé irányuló mozgását döntő módon meghatározza.

## 3. A mikrobuborékos radontranszport kvantitatív leírása

Vízben a mikrobuborékok mozgásának a sebességét a Stokes-formula határozza meg:

$$v = \frac{g}{18\eta_w}(\rho_w - \rho_g)d^2, \quad (1)$$

ahol:  $g$ : a nehézségi gyorsulás ( $\text{cm} \cdot \text{s}^{-2}$ ),  
 $\eta_w$ : a víz dinamikai viszkozitása ( $\text{g} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ ),  
 $\rho_w$ : a víz sűrűsége ( $\text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$ ),  
 $\rho_g$ : a gáz sűrűsége a buborékban ( $\text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$ ),  
 $d$ : a gömbalakú gázbuborék átmérője (cm).

A radontranszportot leíró differenciálegyenletet az (1) sebességfüggvény helyettesítésével megoldottuk az 1. ábrán feltüntetett modell határfeltételeivel. A vízszint feletti 1. közegben a radonkoncentráció mélység szerinti változását a következő formula írja le:

$$c_{(1)} = c_0 \frac{sh(z\sqrt{\lambda/D})}{sh(h\sqrt{\lambda/D})}. \quad (2)$$

ahol  $\lambda$ : a  $Rn-222$  bomlási állandója ( $2,1 \cdot 10^{-6} s^{-1}$ ),  
 $D$ : a radon diffúziós tényezője ( $cm^2 \cdot s^{-1}$ ).

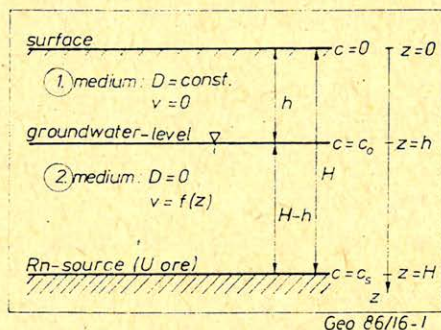
A pórus vízzel kitöltött 2. közegben pedig:

$$c_{(2)} = c_s \left( \frac{y}{y_s} \right)^{2/3} \cdot \exp \left[ \frac{3h_0 \lambda}{5v_0} (y^{5/3} - y_s^{5/3}) \right], \quad (3)$$

$$\text{ahol } y = \frac{h_0 + z - h}{h_0} \text{ és } y_s = \frac{h_0 + H - h}{h_0} \quad (3a)$$

$v_0$ : az (1) szerinti sebesség a vízszinten ( $z = h$ -nál),

$h_0$ : a légköri nyomással egyensúlyt tartó vízoszlopmagasság (10 m).



1. ábra. A mikrobuborékos és diffúziós, vertikális, egydimenziós radontranszport-modell számításaink során használt paraméterei.

Рис. 1. Параметры, используемые при вычислениях микропузырьковой и диффузионной моделей одномерного вертикального транспорта радона.

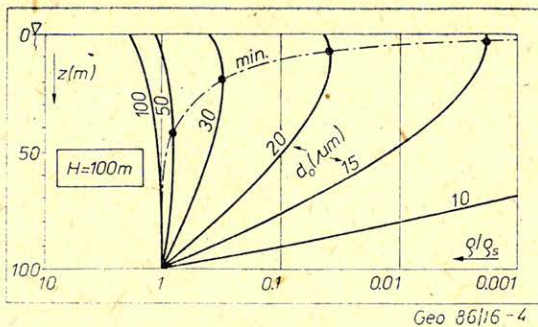
Fig. 1. Parameters used in our calculations related to the micro-bubble and diffusion, one-dimensional, vertical radon transport model.

Az ércetesttől a talajfelszínig a relatív radonkoncentráció elméleti profilja ( $c/c_s$ , ill.  $c/c_0$ ) a (2)–(3) formulák segítségével a  $H$  forrásmélység, a  $h$  talajvízszintmélység, a  $v_0$  buboréksebesség (ill. a  $d_0$  buborékátmérő) és a  $D$  diffúziós tényező tetszőleges értékeire kiszámítható. A 2. ábrán az ércetest 100 méteres, a talajvízszint 10 méteres mélysége mellett kialakuló radonprofilokat rajzoltuk meg, különböző  $d_0$  és  $D$  értékek mellett.

A mikrobuborékos transzport hatékonyságát mutatja, hogy 20  $\mu m$ -nél nagyobb buborékátmérők esetén a radonkoncentráció csökkenése a vízszint alatti 90 méteres szakaszon 2,5 nagyságrenden belül marad (minthogy a buborékokba beoldott radon viszonylag gyorsan feljut a vízszintig). A továbbiakban azonban, a felszín alatti 1 méteres mélységig (amely a hagyományos nyomdetektoros mérések szokásos telepítési helye) a radonkoncentráció további csökkenése még a legideálisabb esetben is két nagyságrend.

#### 4. A közetfizikai paraméterek szerepe a radontranszportban

A (3) összefüggés tiszta vízfázisban írja le egzakt módon a radonkoncentráció eloszlását, és nem veszi figyelembe, hogy kőzetekben a buborékmozgás szükség-szerűen kényszerpályákon, azaz a kőzetek összefüggő pórus-, ill. hasadékrend-szerén keresztül történik. Szemcsés-porozus kőzeteket (pl. homokok, homokkö-vek) és közel ekvigranuláris szemcseméret-eloszlást feltételezve sikerült kapcsola-



4. ábra. Alfa-részecskékre érzékeny nukleáris nyomdetektorral mérhető relatív nyomsűrűség ( $\rho/\rho_0$ ) elméletileg várható változása a vízszint alatti mélység függvényében, mikrobuborékos radontranszport és 100 méteres forrásmélység esetén, a vízszintnél különböző átmérőjű buborékokat ( $d_0$ ) feltételezve.

Рис. 4. Теоретически ожидаемые изменения плотностей треков ( $\rho/\rho_0$ ), определяемых альфа-чувствительными детекторами в условиях микропузырькового транспорта радона при глубине источника 100 м-ов, и при различных предполагаемых диаметрах ( $d_0$ ) пузырей на уровне грунтовых вод.

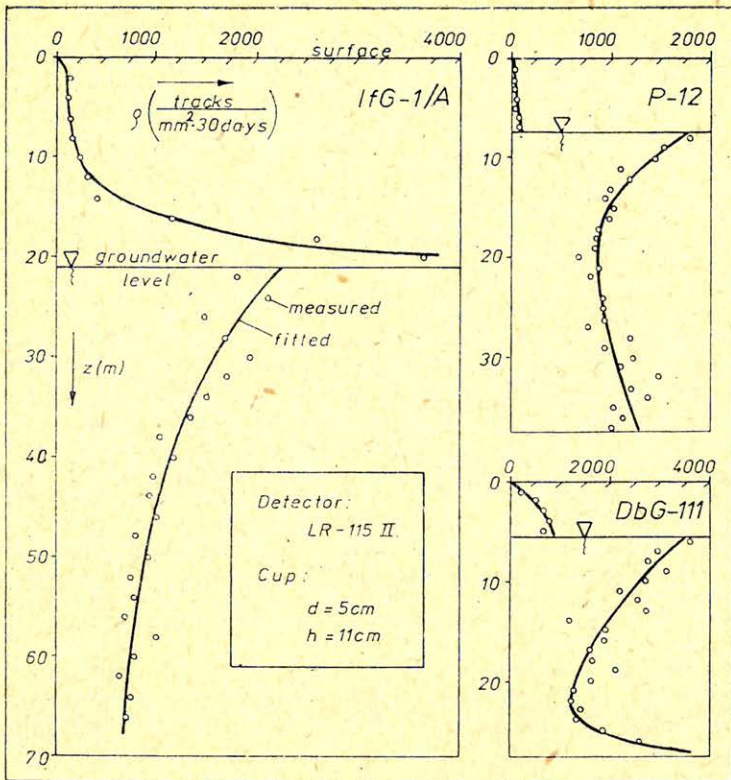
Fig. 4. The theoretically expected variation of the relative track density ( $\rho/\rho_0$ ) measurable by an alpha-sensitive nuclear track detector, as a function of the depth under water level, assuming a radon transport by microbubble mechanism, 100 m source depth and different bubble diameters ( $d_0$ ) at the water level.

mélységben található. Minimum kialakulása  $v_0 \leq 0,23$  m/h esetén már nem várható. Az 5. ábrán bemutatunk néhány példát vízzel telített fúrásokban mért nyomsűrűség-profilokra. A minimum helyzetéből a radont szállító mikrobuborékok mérete meghatározható.

## 6. Kutatásmetodikai következtetések

Kétségtelen, hogy szerencsés földtani körülmények összetalálkozása szükséges ahhoz, hogy a mikrobuborékos radontranszport az uránkutatás szempontjából megfelelő hatékonysággal működjön. Elegendő nagyságú geogáz-fluxus, vízzel telített, laza, porózus kőzetek jelenléte és gázzáró rétegek hiánya ennek mind feltételei. Azonban kedvező esetben radondetektálással még néhány száz méteres mélységű ércesedések is megtalálhatóak, amire az irodalom számos példát ad.

Modellszámításaink szerint a radon a mikrobuborékos formában feláramló geogáz egyik komponenseként viszonylag nagy sebességgel jut fel a talajvíz felszínéig. Onnan azonban további terjedését a felszín felé elsősorban a lassú diffúzió szabályozza. Ezért, ha a talajvíz szintje a felszíntől számított néhány méternél mélyebben helyezkedik el, a hagyományos módon felszínközelségben telepített detektorok az esetleges mélységi radonforrás jelét már nem érzékelik (2. ábra). Mindazonáltal, ha sekélyfúrásokat alkalmazva radondetektorainkkal lemegyünk a talajvíz szintjéig, a mélységi forrásból származó radonjel detektálhatóságát több nagyságrenddel megjavíthatjuk. Az ebből eredő költségnövekedés és a nagyobb mélységben elhelyezkedő ércesedések megtalálásának nagyobb esélye egymás ellen dolgozó tényezők, amelyeket kutatási-stratégiai megfontolások tárgyává kell tenni. A bemutatott transzport-elmélettel koherens kutatási metodikát és eszközöket 1983 óta rutinszerűen alkalmazzuk a magyarországi uránkutatásban.



Geo 86/16-5

5. ábra. Uránércesedett területen, speciálisan kiképzett fúrlyukakban mért vertikális alfa-nyomsűrűség profilok.

Рис. 5. Вертикальный разрез плотностей альфа треков по скважигне, частично заполненной водой, пробуренной на участке урановым орудинением.

Fig. 5. Vertical track density profiles measured by alpha track detectors placed in partly water-filled drillholes, in an uranium mineralized area

#### IRODALOM

- [1] Baranyi, I., I. Gerzson and A. Várhegyi (1985), A new hypothesis of radon migration and its practical application in the emanation exploration method of uranium occurrences, Magyar Geofizika, 26, 226 – 232. (in Hungarian)
- [2] Fleischer, R. L. and A. Mogro-Campero (1978), Mapping of integrated radon emanation for detection of long-distance migration of gases within the earth: Techniques and principles, J. Geophys. Res., 83, 3539 – 3549.
- [3] Gingrich, J. E. and J. C. Fisher (1976), Uranium exploration using the track-etch method IAEA – SM – 208/19, 213 – 224.
- [4] Kristiansson, K. and L. Malmqvist (1982), Evidence for nondiffusive transport of  $^{222}_{86}\text{Rn}$  in the ground and a new physical model for the transport, Geophysics, 47, 1444 – 1452.
- [5] Malmqvist, L. and K. Kristiansson (1984), Experimental evidence for an ascending microflow of geogas in the ground, Earth Planet. Sci. Lett., 70, 407 – 416.
- [6] Malmqvist, L. and K. Kristiansson (1985), A physical mechanism for the release of free gases in the lithosphere, Geoexploration, 23, 447 – 453.
- [7] Somogyi, G. and L. Lénárt (1985), Time-integrated radon measurements in spring and well waters by track technique, presented at 13th Int. Conf. on Solid State Nucl. Track Det., Rome, 23 – 27. sept.
- [8] Vovk, I. F. (1981), Radiolitic model for the composition of solutions in the crystalline basement of shields, Geohimija, 26, 467 – 480. (in Russian)

**Ára: 32,50 Ft**